



HAL
open science

Apports du sondage infrarouge à l'étude des aérosols atmosphériques

Clémence Pierangelo

► **To cite this version:**

Clémence Pierangelo. Apports du sondage infrarouge à l'étude des aérosols atmosphériques. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT: . tel-00011661

HAL Id: tel-00011661

<https://theses.hal.science/tel-00011661>

Submitted on 28 Feb 2006

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.

Université Pierre et Marie Curie - Paris VI

THESE DE DOCTORAT

Spécialité Méthodes Physiques en Télédétection

présentée par

Clémence Pierangelo

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris VI

**Apports du sondage infrarouge à l'étude des aérosols
atmosphériques**

application aux instruments HIRS et AIRS :
caractérisation des aérosols en épaisseur optique, en altitude et en taille.

thèse préparée au

Laboratoire de Météorologie Dynamique - IPSL/CNRS

(Ecole Polytechnique, Palaiseau)

soutenue le 22 septembre 2005

Remerciements

C'est avec beaucoup de plaisir que j'ai passé plus de trois années au Laboratoire de Météorologie Dynamique, à l'École Polytechnique, pour réaliser cette thèse. Merci au directeur du laboratoire, Hervé Le Treut, de m'y avoir accueillie.

L'encadrement de ma thèse par Alain Chédin a été une grande chance pour moi, par l'enthousiasme sans faille qu'il a montré pour cette étude, même dans les moments où "ça ne marchait pas", et par son incroyable capacité à toujours avoir une idée de rechange, même quand "il n'y a rien à faire, j'ai tout essayé..."! Je le remercie également pour sa disponibilité permanente tout au long de ces trois années.

Merci à François-Marie Bréon et à Olivier Boucher d'avoir accepté la (lourde?) tâche de rapporteur pour cette thèse. Leurs remarques et suggestions ont grandement contribué à améliorer ce manuscrit. Merci à Katia Laval, Yves Balkanski, Thierry Phulpin et Didier Tanré d'avoir accepté le rôle de membre du jury.

Partick Chazette, Didier Tanré et Michel Cabane ont été mes parrains de thèse. Mon travail a beaucoup profité de leur regard extérieur et je les en remercie.

Mon travail quotidien aurait été impossible sans la patience, la disponibilité et l'aide scientifique, technique ou informatique des deux personnes que j'ai le plus souvent dérangées, dans leur bureau, par téléphone ou par email : Soumia Serrar et Raymond Armante, qui a toujours répondu efficacement à mes questions, même les plus incongrues.

Ce travail doit beaucoup aux échanges et discussions toujours fructueux que j'ai eu avec Noëlle Scott. Merci également à elle pour la relecture de ce manuscrit.

L'expertise de Claudia Stubenrauch sur les nuages et celle de Nicole Jacquinet sur la spectroscopie m'ont énormément aidé. Mais c'est aussi pour la sympathie qu'elles ont eu à mon égard que je tiens à les remercier.

Merci à Marie-Claire Lanceau, bibliothécaire au LMD, pour son aide dans la recherche bibliographique.

Expérience unique et très motivante dans ma thèse, mon séjour au Goddard Institute for Space Studies à New-York n'aurait pas pu avoir lieu sans l'aide de Filipe Aires. L'expertise de Michael Mishchenko, qui a accepté de m'encadrer pendant cette période, m'a été d'une grande aide pour toute la partie théorique de ce travail. Je tiens à le remercier aussi pour sa générosité et l'intérêt qu'il a montré pour mon travail. Merci à Brian Cairns pour les différents conseils qu'il m'a prodigués.

Une composante importante de ce travail, les comparaisons avec les sortie du modèle LMDz-INCA, aurait été absente sans l'aide d'Yves Balkanski. Merci également

à Cyril Moulin pour m'avoir fourni les données Météosat.

Un grand merci à John Taylor, Stuart Newman et Jim Haywood du MetOffice qui ont mis à ma disposition les données et programmes relatifs à l'instrument ARIES.

J'ai eu le plaisir d'encadrer pendant deux semaines Jérémie Lasue et Malick Mouhamad Isaack pour leur stage de licence, dans lequel ils se sont investis à la hauteur de mes exigences ! Je voudrais les remercier, ainsi que tous les étudiants de l'Université Pierre et Marie Curie à qui j'ai eu la joie d'enseigner, pour m'avoir apporté une ouverture vers le monde hors du laboratoire.

Cyril Crévoisier et Sylvain Heilliette, précurseurs dans l'analyse des données, le calcul des « deltacs » et les tests nuageux pour AIRS, ont fait avec efficacité un travail énorme sans lequel cette thèse aurait été impossible. Mais ce n'est pas tant pour des raisons techniques qu'amicales qu'ils trouvent leur place dans ces remerciements. Mes voisins de bureau, Fadoua Eddounia et Chiara Cagnazzo, puis Eric Péquignot, ont contribué à faire de la pièce dans laquelle j'ai passé tant d'heures un endroit des plus agréables. Enfin, les repas du midi restent un moment fort et chaleureux de la vie du labo. Je remercie donc, en plus des personnes déjà citées, dans l'ordre alphabétique, Alma, Asma, Benjamin, Claude, Dimitri, Fabien, Flore, avec qui j'ai partagé l'aventure des séminaires, Gaby, Gilles, notre aquarelliste qui m'a introduit à l'atelier du CASEP malgré mon goût prononcé pour l'huile et le white spirit, Hélène, Juan, Marjolaine, Mathieu, Olivier, ... et Olivier, Pierre, Thomas, Sarah... et tous les autres personnels du LMD.

Heureusement, la vie ne se résume pas aux aérosols, donc merci à tous mes amis, de Paris, de Franche-Comté ou d'ailleurs, et merci à ma famille.

A l'heure où je termine ce manuscrit, toutes mes pensées se dirigent vers Xavier et notre enfant...

Résumé

Le rapport du Groupe Intergouvernemental d'experts sur l'Evolution du Climat de 2001 soulignait le niveau très imparfait de notre compréhension de l'effet des aérosols atmosphériques sur le climat. Ces particules d'origines naturelles (poussières, aérosols volcaniques...) ou anthropiques (sulfates, suie...) sont une des principales sources d'incertitude sur le changement climatique. Une des raisons à cela est leur très grande variabilité spatio-temporelle. Par nature globale et quasi-continue, l'observation spatiale des aérosols est donc un outil indispensable à leur étude. Si la télédétection dans le domaine visible s'est beaucoup développée pour permettre de mieux caractériser ces particules et leur effet sur le rayonnement solaire, l'utilisation de la télédétection dans le domaine infrarouge est encore sous-exploitée. Or, non seulement la connaissance de l'effet des aérosols sur le rayonnement terrestre est indispensable à l'évaluation de leur forçage radiatif total, mais la télédétection infrarouge permet aussi la mesure de grandeurs inaccessibles à la télédétection visible (observations possibles de nuit comme de jour, sur terre comme sur mer). Dans cette thèse, nous montrons que les observations des sondeurs infrarouges permettent de caractériser les aérosols en épaisseur optique infrarouge, en altitude, et en taille. Après une étude de la sensibilité des propriétés optiques des aérosols à leur microphysique, et le développement d'un code de transfert radiatif pour un milieu diffusant adapté à la haute résolution spectrale du sondeur de nouvelle génération NASA-Aqua/AIRS, nous abordons le problème inverse. Les applications présentées ici couvrent entre autres les aérosols stratosphériques volcaniques du Pinatubo, observés avec le sondeur NOAA/HIRS, et la construction d'une climatologie de 8 ans des poussières désertiques sur mer et sur terre avec ce même instrument. L'inversion des observations AIRS nous a permis ensuite de déterminer l'épaisseur optique à $10 \mu\text{m}$, l'altitude moyenne et le rayon effectif du mode grossier des poussières au-dessus des mers.

Abstract

The 2001 report from the Intergovernmental Panel on Climate Change emphasized the very low level of understanding of atmospheric aerosol effects on climate. These particles originate either from natural sources (dust, volcanic aerosols...) or from anthropogenic sources (sulfates, soot...). They are one of the main sources of uncertainty on climate change, partly because they show a very high spatio-temporal variability. Observation from space, being global and quasi-continuous, is therefore a first importance tool for aerosol studies. Remote sensing in the visible domain has been widely used to obtain a better characterization of these particles and their effect on solar radiation. On the opposite, remote sensing of aerosols in the infrared domain still remains marginal. Yet, not only the knowledge of the effect of aerosols on terrestrial radiation is needed for the evaluation of their total radiative forcing, but also infrared remote sensing provides a way to retrieve other aerosol characteristics (observations are possible at night and day, over land and sea). In this PhD dissertation, we show that aerosol optical depth, altitude and size can be retrieved from infrared sounder observations. We first study the sensitivity of aerosol optical properties to their microphysical properties, we then develop a radiative transfer code for scattering medium adapted to the very high spectral resolution of the new generation sounder NASA-Aqua/AIRS, and we finally focus on the inverse problem. The applications shown here deal with Pinatubo stratospheric volcanic aerosol, observed with NOAA/HIRS, and with the building of an 8 year climatology of dust over sea and land from this sounder. Finally, from AIRS observations, we retrieve the optical depth at $10\ \mu\text{m}$, the average altitude and the coarse mode effective radius of mineral dust over sea.

Table des matières

Introduction	15
Motivations de ce travail	15
Contenu du document	16
1 Pourquoi s'intéresser aux aérosols atmosphériques ?	19
1.1 Qu'appelle-t-on aérosol atmosphérique ?	19
1.1.1 Ordres de grandeur...	20
1.1.2 Principales espèces d'aérosols	20
1.1.3 La base GEISA-aérosols	21
1.2 L'effet des aérosols sur le climat	22
1.2.1 Effet direct	23
1.2.2 Les deux effets indirects	24
1.2.3 L'interaction aérosols-climat	25
1.3 Les observations d'aérosols	25
1.3.1 Les observations in-situ	25
1.3.2 Les observations au sol	26
1.3.3 Les observations spatiales	27
1.4 Les aérosols dans les modèles climatiques : l'exemple de LMDz-INCA . .	28
1.5 Conclusion	29
2 Propriétés microphysiques et propriétés optiques des aérosols : interaction particule-rayonnement	31
2.1 Propriétés microphysiques des aérosols	31
2.1.1 Taille des particules	31
2.1.2 Forme des particules	34
2.1.3 Composition minéralogique ou chimique	35
2.2 Propriétés optiques des aérosols	36
2.2.1 Extinction, absorption, diffusion	36
2.2.2 Fonction de phase et paramètre d'asymétrie	37
2.2.3 Transmission et épaisseur optique	38
2.3 Des propriétés microphysiques aux propriétés optiques	40
2.3.1 L'algorithme de Mie	41
2.3.2 L'algorithme de la "T-Matrice"	41
2.4 Modélisation des propriétés optiques des aérosols	42

2.4.1	Importance relative des différentes espèces d'aérosols dans l'infrarouge	42
2.4.2	Effet de la distribution de taille des particules	42
2.4.3	Effet de la forme des particules	47
2.4.4	Effet des indices de réfraction des particules	54
2.5	Conclusions	57
3	Des propriétés optiques aux radiances : l'équation de transfert radiatif en présence d'aérosols	59
3.1	Satellites et sondeurs verticaux	59
3.1.1	Vocabulaire	59
3.1.2	NOAA/TOVS	61
3.1.2.1	Les satellites de la NOAA	61
3.1.2.2	L'instrument TOVS : les sondeurs HIRS, MSU et SSU	62
3.1.2.3	Un exemple d'utilisation des observations TOVS : l'algorithme 3I	62
3.1.3	Aqua/AIRS	65
3.1.3.1	Le satellite Aqua/NASA et l'Aqua-Train	65
3.1.3.2	Les instruments AIRS et AMSU	67
3.1.4	Metop et l'interféromètre IASI	70
3.1.4.1	Le programme EUMETSAT Polar System	70
3.1.4.2	L'interféromètre IASI	70
3.2	L'Equation de Transfert Radiatif dans une atmosphère sans aérosols	72
3.2.1	Formulation de l'ETR	72
3.2.2	Le code 4A : "Atlas Automatisé des absorptions atmosphériques"	74
3.2.3	La base climatologique TIGR	75
3.2.4	Le cas particulier des aérosols non diffusants	76
3.3	L'Equation de transfert radiatif avec diffusion	76
3.3.1	Les modifications de l'ETR liées à la diffusion	76
3.3.2	L'algorithme DISORT	77
3.3.3	L'algorithme SOS	78
3.3.4	Implémentation pratique des codes de transfert radiatif avec diffusion	80
3.4	Simulations : l'effet des aérosols dans l'infrarouge thermique	85
3.4.1	Sensibilité à la situation atmosphérique	85
3.4.2	Effet des propriétés optiques des aérosols sur les températures de brillance	87
3.4.3	Effet de la distribution verticale des aérosols sur les températures de brillance	89
3.4.4	Effet des propriétés microphysiques des aérosols sur les températures de brillance	92
3.5	Conclusions	93

4	Application à TOVS : épaisseurs optiques des aérosols volcaniques	95
4.1	L'éruption du Pinatubo	95
4.1.1	La formation des aérosols volcaniques	95
4.1.2	Propriétés microphysiques et optiques des aérosols du Pinatubo	97
4.2	La signature des aérosols du Pinatubo sur les observations HIRS	99
4.2.1	Les données co-localisées radiosondage-satellite	99
4.2.2	La signature des aérosols sur les séries temporelles des observations HIRS	101
4.2.3	Les sources d'erreur potentielles	103
4.3	Modélisation de l'effet des aérosols volcaniques sur les radiances	105
4.3.1	Application de l'équation de transfert radiatif	105
4.3.2	Effet du profil atmosphérique	106
4.3.3	Calcul pratique de ΔTB	108
4.3.4	Effet de la charge en aérosol, de l'épaisseur optique et de l'altitude des particules	108
4.3.5	Validation des simulations par comparaison avec des mesures lidar	112
4.4	Inversion de l'épaisseur optique infrarouge des aérosols du Pinatubo à 3 longueurs d'onde	115
4.4.1	Méthode	115
4.4.2	Résultats	115
4.4.3	Comparaison avec d'autres mesures	117
4.4.3.1	Comparaison avec une autre inversion des mesures HIRS	117
4.4.3.2	Calcul de la concentration en particules	117
4.4.3.3	Comparaison avec les inversions des mesures ISAMS	118
4.5	Estimation du forçage radiatif des aérosols du Pinatubo en ondes longues	121
4.6	Conclusions	123
5	Application à TOVS : détection des poussières désertiques	125
5.1	Détection des poussières par régression inter canaux	126
5.1.1	Effet des poussières désertiques sur les températures de brillance HIRS	126
5.1.2	Détermination de deux régressions inter-canaux sur la base TIGR	127
5.1.3	Inversion de l'épaisseur optique et de l'altitude des poussières	130
5.1.4	Adaptation de l'algorithme aux surfaces continentales	130
5.1.5	Implémentation pratique de l'algorithme d'inversion	132
5.2	Contamination du signal des poussières par les nuages bas	137
5.3	Résultats journaliers	140
5.3.1	Exemple de l'épisode du 20 au 23 juin 1989	140
5.3.2	Contamination des inversions en vapeur d'eau par les aérosols	140
5.4	Résultats mensuels	143
5.4.1	8 années d'observations	143
5.4.2	Cycles saisonniers de l'activité des sources de poussières	147
5.4.3	Comparaison avec les épaisseurs optiques visibles AVHRR et Météosat sur mer	150

5.5	Conclusions	153
6	Application à AIRS : épaisseur optique infrarouge et altitude des poussières désertiques sur mer	155
6.1	Le traitement préalable des données	156
6.1.1	Implémentation d'un masque nuageux	156
6.1.1.1	Description des tests nuageux dédiés	156
6.1.1.2	Validation des tests nuageux	159
6.1.2	Détermination des biais observations-modèles	162
6.2	La sélection des canaux	163
6.3	Algorithme d'inversion par tables pré-calculées	166
6.3.1	Contenu des Look-Up-Tables	166
6.3.2	Définition d'une distance multispectrale	166
6.3.3	Validation de l'approche par inversion d'observations simulées	168
6.3.4	Etudes de sensibilité	171
6.3.4.1	Sensibilité à la distribution verticale des aérosols	171
6.3.4.2	Robustesse de l'inversion au modèle d'aérosol	171
6.3.4.3	Contamination par d'autres types d'aérosols	172
6.4	Résultats et validation	175
6.4.1	Inversion en épaisseur optique	175
6.4.1.1	Comparaison avec les mesures AERONET	175
6.4.1.2	Comparaison avec les inversions de MODIS	178
6.4.1.3	Comparaison avec les sorties du modèle LMDZ-INCA	181
6.4.2	Inversion en altitude	182
6.4.3	Inversion des paramètres thermodynamiques	187
6.5	Application de l'algorithme d'inversion pour l'interféromètre ARIES (campagne SHADE)	191
6.5.1	La campagne SHADE	191
6.5.2	L'instrument ARIES	193
6.5.3	Extension de la méthode aux observations d'ARIES	193
6.5.4	Validation de l'approche	196
6.5.5	Inversion des propriétés des poussières désertiques	196
6.5.6	Inversion de la situation météorologique	199
6.6	Conclusions	202
7	Application à AIRS : inversion de la taille des poussières	203
7.1	Méthode	203
7.1.1	Sélection d'un canal approprié	204
7.1.2	Description de l'algorithme d'inversion en rayon effectif	204
7.1.3	Validation de l'algorithme d'inversion en rayon effectif	207
7.2	Résultats et validations	208
7.2.1	Résultats obtenus pour avril-juin 2003	208
7.2.2	Comparaison avec les inversions AERONET	210
7.2.3	Comparaison avec les sorties du modèle LMDz-INCA	211

7.3 Conclusions	215
Conclusions	217
Annexes	222
Annexe I : discrétisation verticale de l'atmosphère associée à 4A.	223
Annexe II : calculs de transfert radiatif	225
Annexe III : cartes mensuelles des épaisseurs optiques infrarouges des poussières obtenues par inversion des observations TOVS de 1987 à 1995.	227
Annexe IV : contamination des inversions CO ₂ par les aérosols de combustion de biomasse	233
Annexe V : inversion des observations AIRS en terme de poussières désertiques : extension à la Méditerranée	239
Annexe VI : essai de détection des poussières sur terre avec AIRS	249
Annexe VII : articles publiés	259
Symboles	262
Acronymes	265
Bibliographie	267

Introduction

Motivations de ce travail

A la question "quelles sont les finalités de la recherche scientifique?", je répondrais que ces finalités, d'ailleurs souvent indissociables les unes des autres, sont : développer des connaissances pouvant conduire à des applications technologiques innovantes (la science comme source du progrès), mieux comprendre et décrire les objets et mécanismes du monde qui nous entoure (la science comme tentative de réponse aux questions existentielles), fournir à la société les informations dont elle a besoin, le plus objectivement possible (la science comme outil d'aide à la prise de décision politique).

Ce dernier point a pris une importance de plus en plus marquée dans le domaine des sciences de l'atmosphère, face à l'émergence du problème global qu'est le changement climatique d'origine humaine. Par l'importance des impacts d'un tel changement (hausse des températures, modification du régime des pluies et de la fréquence des événements extrêmes, conséquences sur les écosystèmes, sur la santé, et sur les activités humaines économiques...), ce problème sort du champ purement scientifique pour devenir un problème sociétal.

Le changement climatique est, à l'origine, causé principalement par l'augmentation de la teneur atmosphérique en gaz à effet de serre (liée entre autres à la combustion des énergies fossiles), mais il est apparu rapidement que ce phénomène très complexe est en réalité le résultat d'interactions nombreuses. Non seulement tous les composants de l'atmosphère, et pas seulement les gaz à effet de serre, jouent un rôle dans le changement climatique, mais les autres composantes du système Terre (océan, biosphère, cryosphère...), et évidemment le soleil, font partie de ce que l'on appelle "la machine climatique".

La prévision du changement climatique passe par la description et la modélisation des interactions des différents éléments de la machine climatique, dans des modèles de circulation générale (ou GCM General Circulation Model) couplés atmosphère-océan (voire végétation, chimie, cryosphère...). Pour simuler un système Terre réaliste, les scientifiques doivent fournir à ces modèles de nombreuses observations quantitatives, qui peuvent être soit réalisées in-situ, soit par télédétection au sol ou depuis l'espace. Ainsi, modélisation et observation sont les deux grands axes de recherche des sciences de l'atmosphère et du climat.

Dans la suite de la formation que j'ai suivie au DEA de "Méthodes physiques en Télédétection", c'est sous l'angle des observations que j'ai abordé la thématique du changement climatique lors de ma thèse, ce qui n'exclut par les modélisations.

Le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC) fait régulièrement le point sur les avancées dans la compréhension du changement climatique. Les évaluations du GIEC permettent de définir des axes de recherche prioritaires. Le rapport de 2001 soulignait l'incertitude majeure liée au rôle des aérosols atmosphériques sur le climat, et le très faible niveau de compréhension scientifique de l'interaction entre ces particules et les autres composantes du climat. Presque toutes les études menées depuis pour réduire cette incertitude se sont focalisées sur l'interaction des aérosols avec le rayonnement solaire, qu'il s'agisse de calculs de forçage radiatif ou de télédétection sol ou spatiale. Cependant, la connaissance de l'interaction du rayonnement terrestre, dans l'infrarouge thermique, avec les aérosols est nécessaire à la fermeture du problème. De plus, les processus en jeu étant différents dans les deux domaines spectraux considérés, cela permet d'accéder à d'autres informations complémentaires.

L'originalité de ce travail réside donc dans l'utilisation de la télédétection infrarouge pour caractériser les aérosols atmosphériques. En établissant un pont entre un type d'instruments - les sondeurs infrarouge embarqués sur satellite - et une thématique - l'étude des aérosols -, cette thèse aborde le sujet sous un angle nouveau, ce qui permet d'atteindre à partir de l'espace, et donc à l'échelle globale, des caractéristiques nouvelles des aérosols.

Organisation du document

Le chapitre 1 présente les différents types d'aérosols atmosphériques, décrit leurs effets sur le climat, et recense les principales techniques d'observation des aérosols utilisées à l'heure actuelle. L'accent est mis sur les observations spatiales. Est également brièvement décrite la façon dont les aérosols peuvent être pris en compte dans un modèle climatique.

Le chapitre 2 approfondit la notion d'interaction entre les aérosols et le rayonnement, en particulier l'infrarouge thermique. Les équations qui régissent cette physique sont présentées de façon à identifier les paramètres clés qui devront être considérés pour la télédétection des aérosols et pour le calcul de leur forçage radiatif. Les différences de comportement entre le domaine spectral solaire et terrestre sont mises en lumière, afin d'éviter au lecteur familier de la télédétection solaire d'étendre abusivement à l'infrarouge les hypothèses et conclusions valables dans le visible. L'étude de l'impact des propriétés microphysiques des aérosols sur leurs propriétés optiques dans l'infrarouge conduit à des conclusions nouvelles.

Après la thématique de recherche, c'est l'outil qui est présenté dans le chapitre 3 : les instruments spatiaux utilisés sont décrits, et les équations permettant de simuler leurs observations sont rappelées. L'équation de transfert radiatif constitue le coeur

de ce chapitre. L'implémentation pratique d'un code de transfert radiatif adapté aux résolutions spectrales considérées et permettant de traiter des aérosols a été une des premières tâches réalisées lors de cette thèse. Ce chapitre se clôt sur l'utilisation d'un tel code afin d'étudier la sensibilité des observations des sondeurs infrarouges spatiaux aux différents paramètres atmosphériques, en particulier aux aérosols.

Les deux chapitres précédents traitaient du problème direct, la suite de cette thèse s'intéresse au problème inverse.

Le chapitre 4 présente un cas simple d'inversion (aérosols non diffusants) : l'obtention des épaisseurs optiques infrarouges à 3 longueurs d'onde des aérosols volcaniques stratosphériques causés par l'éruption du Pinatubo, à partir des observations de l'instrument HIRS et de données co-localisées issues de radiosondages. L'intérêt de la méthode développée ici est de ne nécessiter aucune connaissance a priori sur les aérosols.

Le chapitre 5 utilise le même instrument mais pour l'étude des poussières désertiques. L'algorithme développé, basé sur des régressions inter-canaux et sur des produits géophysiques auxiliaires, permet d'obtenir une climatologie de 8 années d'épaisseur optique infrarouge et d'altitude des poussières. Le même algorithme est utilisé et sur mer et sur terre, y compris sur les déserts, ce qui est nouveau, et devrait fournir des informations essentielles sur le cycle de vie des poussières, y compris de leurs sources.

Dans le chapitre 6, c'est l'instrument nouvelle génération AIRS qui permet d'obtenir des cartes d'épaisseur optique et d'altitude des poussières désertiques, par un algorithme utilisant des "Look-Up-Tables" (ou atlas de données pré-calculées). La comparaison des résultats obtenus avec des produits issus de la télédétection visible met en évidence des effets de taille des particules dans le dépôt des aérosols. L'inversion de l'altitude moyenne des aérosols, que l'on ne peut pas obtenir à partir des observations dans le visible, à l'échelle régionale et pour plusieurs mois d'observations, constitue une première.

C'est un signal encore plus faible qui est extrait des données AIRS dans le chapitre 7 : le rayon effectif du mode grossier des aérosols désertiques. L'inversion de la taille des poussières reste encore difficile, quel que soit l'instrument considéré, elle n'est possible ici qu'après obtention des résultats du chapitre 6. La comparaison entre les résultats obtenus et les inversions de mesures de photomètres solaires est bonne, et l'influence du transport sur la taille des particules est en bon accord avec les simulations issues du modèle de transport LMDz-INCA. La technique utilisée ici pourrait être étendue à l'inversion d'autres paramètres microphysiques : forme ou composition des poussières.

Enfin, des conclusions sont tirées de cette thèse, et les principales perspectives de recherche ouvertes par ce travail sont présentées.

Pour faciliter la lecture de ce document, une liste des symboles utilisés, de leur signification et de leur unité est incluse page 256. Une liste des acronymes est également disponible page 259.

Chapitre 1

Pourquoi s'intéresser aux aérosols atmosphériques ?

Si l'on demande à un individu de décrire ce que contient l'atmosphère, il parlera sans doute des nuages, des gaz que nous respirons et notamment de l'oxygène, peut-être des gaz à effet de serre et de l'ozone... Il y a fort à parier, par contre, que le terme "aérosols" ne soit pas prononcé. Ce que recouvre ce terme est à la fois vaste et relativement méconnu, nous allons donc d'abord essayer de répondre à la question "Qu'appelle-t-on aérosol atmosphérique ?" Si l'étude des aérosols atmosphériques connaît un succès grandissant, c'est à cause de leur effet sur le climat, et en particulier de toutes les incertitudes qui subsistent dans ce domaine. Nous verrons donc rapidement comment les aérosols peuvent modifier le fonctionnement de la machine climatique. Enfin, nous présenterons les différentes approches pour les observations d'aérosols, et en particulier l'usage de la télédétection pour mieux les caractériser.

1.1 Qu'appelle-t-on aérosol atmosphérique ?

Le terme aérosol désigne une suspension de particules, solides ou liquides, dans un gaz (un exemple connu est l'aérosol produit par une « bombe à aérosols » en cosmétique... mais qui n'a rien à voir avec l'aérosol atmosphérique !). Ce que l'on appelle aérosol atmosphérique (ou même **aérosols atmosphériques**) est donc un ensemble de particules qui résident dans l'atmosphère pendant plusieurs heures au moins. Il est cependant d'usage d'exclure les aérosols formés d'eau solide ou liquide, c'est-à-dire les nuages, car leur prépondérance dans notre atmosphère en font un champ d'étude propre.

D'une manière générale, on distingue les aérosols d'origine naturelle, par exemple d'origine volcanique, et ceux d'origine anthropique, c'est-à-dire créés par les activités humaines.

1.1.1 Ordres de grandeur...

La notion d'aérosols atmosphériques est donc très large, ce qui se traduit par une grande variabilité de leurs caractéristiques : les tailles typiques des aérosols comme leurs quantités sont très variables et s'étendent sur plusieurs ordres de grandeur. Les plus petits mesurent environ 10^{-3} microns (ils peuvent former des noyaux de condensation) contre quelques microns pour les plus gros. Quant aux concentrations, elles varient d'une cinquantaine de particules par cm^3 dans un milieu très "pur" (par exemple au dessus de l'Antarctique) à plus de 100000 particules par cm^3 en milieu urbain, et leurs compositions chimiques ou minéralogiques possibles sont illimitées. Le temps de résidence des aérosols dans l'atmosphère est de quelques jours, car les particules sont déposées au sol lors des précipitations (dépôt humide, ou encore "lessivage", soit par impact avec les gouttes de pluie ou de neige, soit en tant que noyau de condensation) ou par dépôt sec. Le dépôt sec peut s'effectuer de trois façons : par sédimentation des particules sous l'effet de leur poids, par impact des particules à la surface sous l'effet des vents, ou sous l'effet de la diffusion. L'efficacité de ces différents modes de dépôts, secs ou humides, dépend de la taille des aérosols.

La variété des sources, qui peuvent être naturelles ou anthropiques, combinée à la variété des propriétés microphysiques des aérosols et des processus dynamiques, physiques et chimiques mis en jeu dans leur cycle de vie expliquent leur très grande variabilité spatio-temporelle.

On distingue également les aérosols troposphériques, situés majoritairement dans les basses couches de l'atmosphère, du sol à quelques kilomètres, et les aérosols stratosphériques, situés à plus haute altitude, entre 12 et 30 kilomètres environ.

1.1.2 Principales espèces d'aérosols

Commençons par souligner qu'il n'existe pas de classement unique des différents aérosols, puisque ceux-ci peuvent se regrouper par mélange interne (différentes espèces chimiques ou différents minéraux dans une même particule) ou par mélange externe (différents types de particules dans le même nuage d'aérosols).

Afin de donner un aperçu d'une classification possible, voici une liste des principales sources d'aérosols que l'on peut trouver dans le dernier rapport de l'Intergovernmental Panel on Climate Change [IPCC(2001)] au chapitre 5 :

- les aérosols de poussières provenant des sols désertiques ou à végétation réduite.
- les aérosols de sels marins provenant par exemple de l'explosion des bulles d'eau de mer à la surface.
- les poussières industrielles, et autres aérosols anthropogéniques primaires.
- les aérosols carbonés (carbone organique et suies).
- les aérosols biogéniques primaires, qui consistent en des débris de plantes, d'humus, de bactéries, de champignons, de pollens, d'algues etc.
- les aérosols sulfatés, produits par réaction chimique à partir de précurseurs gazeux du type SO_2 (on parle d'aérosols anthropogéniques secondaires).

- les nitrates, issus de gaz du type NO_x .
- les aérosols volcaniques : cendres et aérosols sulfatés produits à partir des produits dégazés par les volcans.

Un exemple de mélange interne est l'aérosol produit par les feux de biomasse : les particules présentent souvent un noyau de carbone entouré d'ions nitrates ou sulfates en solution. Mais l'aérosol produit par les feux de biomasse est aussi un mélange externe : il contient à la fois des suies et des poussières minérales advectées du sol par la combustion.

1.1.3 La base GEISA-aérosols

La banque de données spectroscopiques GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques) a pour mission première de décrire les raies d'absorption (fréquence, intensité, forme des raies) de toutes les espèces gazeuses présentes dans l'atmosphère (la vapeur d'eau, l'ozone, les gaz à effet de serre, mais aussi les CFC, etc) [Jacquinet-Husson et al.(1999)]. Dans sa dernière version, en 2003, la base s'est enrichie d'une composante "GEISA-aérosols". La base GEISA-aérosols se présente sous la forme de 4 principaux jeux de données, tous accessibles via une interface html. Ce sont :

1. La base des indices de réfraction des principales espèces composant les aérosols. Ces données ont été collectées auprès de sources très diverses qui sont toutes soigneusement référencées dans la base. On y trouve par exemple les mesures de [Shettle and Fenn (1979)] ou celles plus récentes de [Biemann et al.(2000)]. Cette base, mise à jour régulièrement, se veut la plus exhaustive possible.
2. La base OPAC (Optical Properties of Aerosol and Clouds), développée par [Hess et al.(1998)]. En plus des indices de réfraction, cette base contient également, contrairement à la première base décrite ci-dessus, les propriétés optiques correspondantes (voir partie 2.2), calculées pour une distribution de taille fixée par espèce. La deuxième différence majeure avec la première sous-base de Geisa-aérosols tient à la nature des indices de réfraction : alors que la première sous-base contient des résultats de mesures en laboratoire, les indices contenus dans la base OPAC sont une synthèse d'autres mesures existantes (qui ont été éventuellement modifiées a posteriori de façon empirique, pour mieux modéliser un aérosol "moyen" destiné à des études climatologiques).

La liste des espèces considérées est présentée dans le tableau 1.1, et un logiciel associé offre la possibilité de calculer les propriétés optiques pour des mélanges externes d'aérosols.

3. La base GADS (Global Aerosol Data Set) [Koepke et al.(2003)] qui est associée à OPAC. A chaque espèce définie dans OPAC, une distribution spatio-temporelle climatologique globale est associée. La base GADS se présente donc sous forme de cartes globales saisonnières et de profils verticaux pour chaque espèce d'aérosols et pour différents mélanges externes prédéfinis.

TAB. 1.1 – *Espèces d'aérosols de la base OPAC*

nom court	nom long	signification
MIAM	Mineral accumulation mode	aérosol de poussière produit dans les régions arides, à base de quartz et de minéraux argileux, mode d'accumulation
MICM	Mineral coarse mode	aérosol de poussière, mode grossier
MITR	Mineral transported	aérosol de poussière loin des sources
SUSO	Sulfate soluble	aérosol sulfaté stratosphérique ou aérosol sulfaté des régions antarctiques
WASO	Water soluble	mélange interne de différents sulfates, nitrates, de matériels organiques et autres substances solubles
SSAM	Sea salt accumulation mode	aérosol marin, mode d'accumulation
SSCM	Sea salt coarse mode	aérosol marin, mode grossier
SOOT	soot	particules de carbone noir absorbantes (suies)
INSO	insoluble	partie insoluble de l'aérosol des moyennes latitudes

4. La base développée au LITMS (Laboratory for Information Technologies and Mathematical Simulation) du centre de recherche russe "Kurchatov Institute", par [Rublev (1994)]. Comme la base OPAC, cette base fournit les indices de réfraction et les propriétés optiques des composants principaux des aérosols.

Dans la suite de cette étude, nous utiliserons principalement la base des indices de réfraction (1) et la base OPAC (2), parce que cette dernière, largement utilisée dans la communauté scientifique, est la plus complète disponible à l'heure actuelle, au moins pour ce qui concerne les propriétés optiques des aérosols dans le domaine infrarouge.

1.2 L'effet des aérosols sur le climat

Afin d'évaluer au mieux le bilan radiatif terrestre, le dernier rapport de l'IPCC, publié en 2001, soulignait l'importance d'une meilleure prise en compte des aérosols et de leur influence sur le rayonnement solaire mais aussi terrestre. Leur effet est difficile à quantifier car la distribution des aérosols est très variable dans l'espace et dans le temps, et les processus d'interaction entre les aérosols, le rayonnement, et les autres composantes du système climatique sont complexes. Ainsi, pour certains types d'aérosols, il est encore difficile de dire si leur présence conduit plutôt à un réchauffement ou à un refroidissement de la surface terrestre ! (cf figure 1.1).

On définit le **forçage radiatif** comme la perturbation du bilan radiatif à la tropopause après ajustement des températures stratosphériques mais avec les profils de température et d'humidité de la troposphère maintenus fixes. Le forçage est négatif si la perturbation tend à refroidir le système terre-atmosphère, positif si elle tend à le réchauffer. A titre d'exemple, pour les aérosols liés à la combustion des fuels fossiles, le forçage est d'environ $-0.6Wm^{-2} \pm 0.42$, pour la combustion de la biomasse, il est de $-0.3Wm^{-2} \pm 0.24$.

Mais à l'effet direct des aérosols (c'est-à-dire l'effet des aérosols sur le rayonnement) s'ajoutent plusieurs **effets indirects**, encore plus mal quantifiés, via une modification de la microphysique des nuages. L'**effet semi-direct** désigne l'impact des

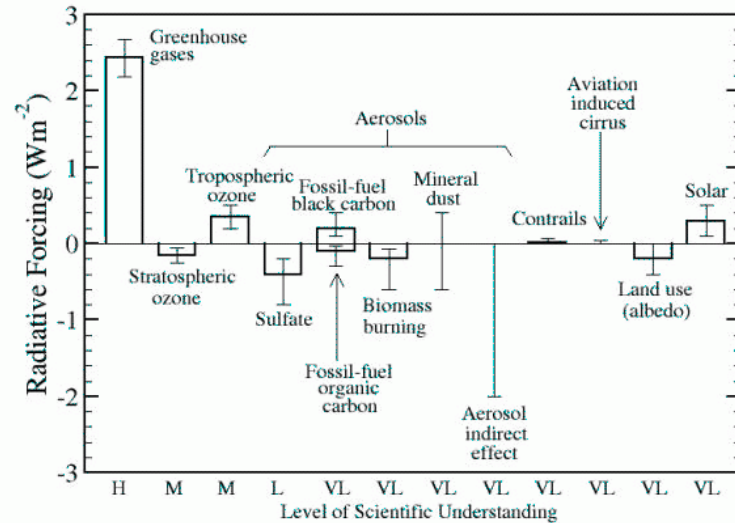


FIG. 1.1 – Forçage direct des aérosols (source : IPCC)

aérosols sur les profils atmosphériques de température et de vapeur d'eau, et donc sur la formation des nuages. De plus, en favorisant les processus de **catalyse hétérogène**, les aérosols sont également susceptibles de modifier les processus chimiques dans l'atmosphère.

1.2.1 Effet direct

Parce qu'ils interagissent avec le rayonnement solaire (dans le domaine ultraviolet, visible et proche-infrarouge - ou "ondes courtes") et terrestre (dans le domaine de l'infrarouge thermique - ou "ondes longues"), les aérosols atmosphériques modifient l'équilibre radiatif terrestre. De façon très schématisée (voir figure 1.2), les aérosols réfléchissent une partie du rayonnement solaire vers l'espace ("**effet parasol**"), ce qui refroidit la surface, et éventuellement absorbent une partie du rayonnement solaire, ce qui réchauffe la zone de l'atmosphère où ils se trouvent. L'effet radiatif dans l'infrarouge thermique est moindre mais non négligeable : le rayonnement infrarouge émis par la surface et l'atmosphère est absorbé et réémis (et diffusé) par les aérosols, une partie est donc piégée par **effet de serre**. Selon les observations de [Vogelmann et al.(2003)] réalisées au large de l'Asie du Nord-Est, le forçage radiatif des aérosols à la surface dans l'infrarouge, de jour, est en moyenne de quelques $W.m^{-2}$ et atteint $10 W.m^{-2}$ certains jours. [Sokolik et al.(1998)] ont estimé que l'effet des aérosols minéraux sur le flux infrarouge descendant atteignant la surface est de 7 à $14 W.m^{-2}$ en cas de faible charge en aérosols, et peut atteindre localement 50 à $80 W.m^{-2}$ en cas d'évènement extrême, selon la composition des particules. Enfin, [Reddy et al.(2005)] ont tout récemment estimé que la perturbation radiative directe moyenne dans les grandes longueurs d'onde est loin d'être négligeable, puisqu'elle at-

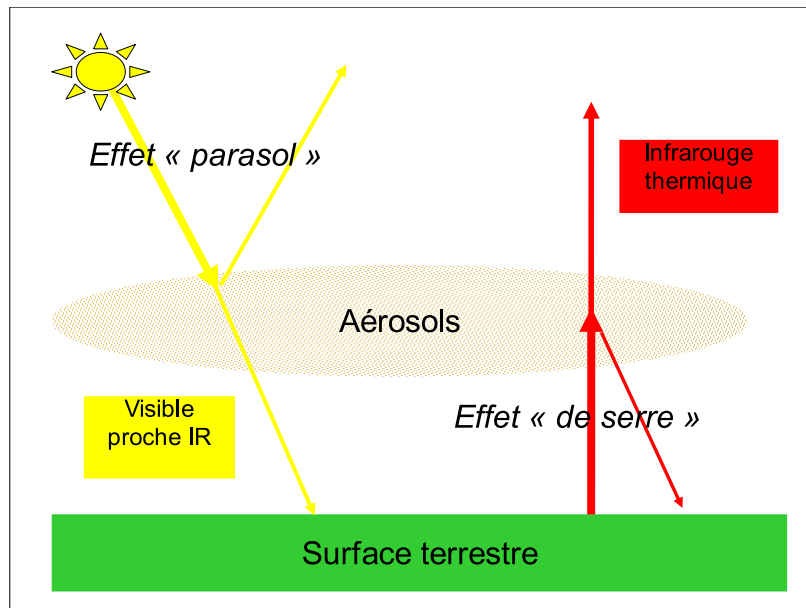


FIG. 1.2 – Schéma simplifié de l'effet direct des aérosols sur le rayonnement solaire et sur le rayonnement terrestre.

teint presque la moitié de la perturbation radiative directe dans les courtes longueurs d'onde.

La notion d'**épaisseur optique** est centrale dans le calcul de l'effet radiatif des aérosols. L'épaisseur optique des aérosols, à une longueur d'onde donnée, est le produit de la concentration en particules multipliée par le pouvoir d'extinction moyen du rayonnement d'une particule à cette même longueur d'onde, le tout intégré sur la verticale. Nous en donnerons une définition plus détaillée dans la partie 2.2. Ce qu'il faut retenir, c'est que plus l'épaisseur optique des aérosols est élevée (soit parce qu'il y a beaucoup d'aérosols, soit parce qu'ils sont très absorbants ou diffusants), plus leur effet radiatif est important.

1.2.2 Les deux effets indirects

L'effet indirect ou forçage indirect des aérosols est défini comme étant le processus par lequel les aérosols perturbent l'équilibre radiatif Terre-Atmosphère par la modulation de l'albédo des nuages et de leur couverture [IPCC(2001)]. Cet effet est qualifié d'indirect car il désigne l'effet des aérosols sur les propriétés nuageuses, qui affectent à leur tour le climat. L'effet indirect est encore difficilement quantifié, malgré des observations récentes [Bréon et al.(2002)]. Parce que les aérosols sont des noyaux de condensation pour la vapeur d'eau atmosphérique (ou CCN=Cloud Condensation Nuclei), une plus grande concentration d'aérosols dans l'atmosphère conduit à un plus grand nombre de gouttelettes dans les nuages, qui sont alors plus petites. Cela augmente l'albédo des nuages et donc diminue le flux solaire atteignant la surface terrestre (Premier effet indirect, également appelé "effet Twomey"). D'autre part, les gouttelettes étant plus petites, elles précipitent moins facilement, ce qui modifie la

teneur en eau liquide et l'épaisseur du nuage. En conséquence, la durée de vie du nuage augmente. Ainsi, ce second effet indirect (ou "effet d'Albrecht") a pour conséquence une modification de tout le cycle hydrologique.

On trouvera une discussion plus approfondie sur les effets radiatifs directs et indirects des aérosols dans [Boucher (2003)].

1.2.3 L'interaction aérosols-climat

Comme pour tout objet de l'environnement terrestre, les aérosols sont en interaction avec toutes les composantes du système climatique. Par exemple, le dépôt de poussières sahariennes sur l'Atlantique apporte au phytoplancton le fer nécessaire à son développement, qui conditionne à son tour les échanges de dioxyde de carbone entre l'atmosphère et l'océan [Jickells et al.(2005)]. De plus, les aérosols modifient le climat, mais sont sensibles en retour aux changements climatiques : la modification du cycle hydrologique a un impact sur le lessivage des aérosols par les précipitations, l'émission de poussières des sols dépend de leur aridité, pour ne citer que ces quelques rétroactions possibles.

1.3 Les observations d'aérosols

Le forçage radiatif des aérosols dépend des caractéristiques des aérosols : leur quantité, la taille des particules, l'altitude de la couche d'aérosols, leur composition chimique ou minéralogique, la forme des particules... Pour comprendre le rôle des aérosols dans la machine climatique, et prendre en compte leur présence dans les modèles de circulation générale, il faut donc avant tout pouvoir mesurer ces grandeurs. Tout l'enjeu est d'accumuler suffisamment d'observations, à toutes les échelles, pour disposer d'un ensemble de mesures qui puisse reproduire la très grande variabilité spatio-temporelle des aérosols atmosphériques.

Si les observations in-situ des aérosols sont précieuses, l'apport de la **téledétection** pour la connaissance des aérosols atmosphériques est immense. Le principe de la téledétection est simple : une onde électromagnétique, d'origine naturelle (lumière solaire, rayonnement terrestre) ou artificielle (rayonnement émis par un laser dans un LIDAR), est collectée après avoir traversé le nuage d'aérosol et interagi avec les particules qui le composent. Elle contient donc l'information permettant de remonter aux propriétés des aérosols. On appelle **inversion** la détermination des propriétés géophysiques à partir des caractéristiques du rayonnement collecté.

1.3.1 Les observations in-situ

Les observations in-situ, c'est-à-dire au sein du nuage d'aérosols, se font avec des compteurs à aérosols au sol ou embarqués sur avion ou ballon lors de campagnes d'observations. Ces mesures au sol et campagnes fournissent de précieuses informations car elles combinent généralement plusieurs types d'observations (compteurs de particules, photomètres, données météorologiques...). De plus elles permettent de

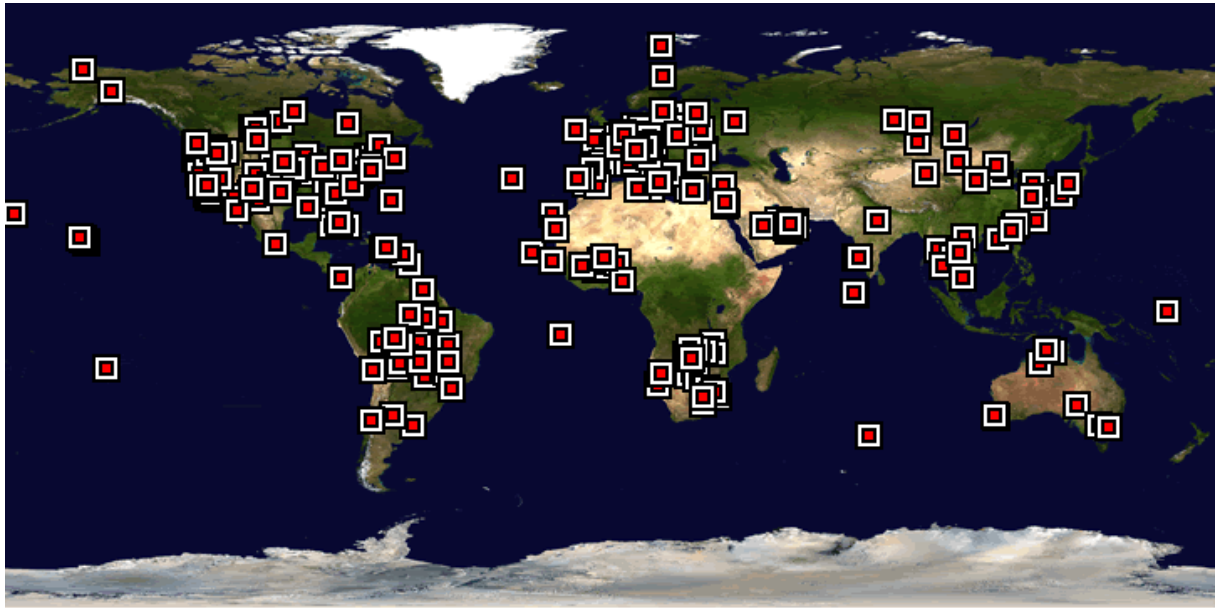


FIG. 1.3 – Carte globale des stations du réseau AERONET (source : <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>).

valider des mesures obtenues par télédétection (cf par exemple 4.4.3.2). Cependant, les campagnes sont relativement rares et limitées dans le temps (de quelques jours d'observations à quelques semaines) et dans l'espace. Nous utiliserons dans ce travail les observations de la campagne SHADE (Saharan Dust Experiment) (cf partie 6.5).

1.3.2 Les observations au sol

L'observation des aérosols depuis la surface fait appel à des techniques de télédétection passive ou active.

Dans la première catégorie, on trouve les mesures réalisées par les photomètres solaires, sensibles à la réduction du rayonnement solaire atteignant le sol (une partie étant réfléchiée vers l'espace par la couche d'aérosols). Le réseau AERONET (Aerosol Robotic Network sun-photometers) fournit des mesures régulières disponible sur le site <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>. Un tel réseau est important car il permet aussi la validation de nombreux algorithmes satellitaires. Cependant, en raison de la très grande variabilité spatiale des aérosols, sa couverture est loin d'être suffisante, en particulier au-dessus des océans, pour la climatologie (cf Fig.1.3). Notons également que les épaisseurs optiques fournies par AERONET correspondent à des longueurs d'onde visibles ou proche-infrarouges et sont donc moins utiles dans ce travail qui étudie le domaine infrarouge thermique. AERONET fournit de plus des inversions en taille de particules [Dubovik and King (2000)] que nous utiliserons par la suite (voir par exemple le chapitre 7).

Dans la seconde catégorie, on trouve le LIDAR (Light Detection and Ranging), un instrument constitué d'une source laser et d'un télescope qui collecte la lumière rétro-diffusée par les aérosols. L'intérêt du Lidar vient du fait qu'il permet d'obtenir des pro-

files verticaux d'aérosols. Malheureusement, là encore, on n'a que des mesures locales. Les missions spatiales LITE (Lidar in space Technology experiment) et GLAS (Geoscience Laser Altimeter System) ont permis d'acquérir des profils lidars depuis l'espace, pour des périodes de temps très restreintes cependant (53 heures en septembre 1994 pour LITE, quelques périodes d'une dizaine de jours pour GLAS). Notons l'existence du réseau de surface EARLINET (Aerosol Lidar Network) qui comprend 15 stations équipées de lidars, en Europe seulement (http://lidarb.dkrz.de/ec_earlinet/index.html).

1.3.3 Les observations spatiales

La forte variabilité spatio-temporelle des aérosols nécessite une observation globale, qui est réalisée par des instruments embarqués sur satellites.

Les premières observations satellitales d'aérosols atmosphériques ont été réalisées par des instruments qui n'étaient pas spécifiquement conçus pour ce type de mission. On peut citer AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer), Météosat, TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) qui volent depuis plus de 20 ans et dont les mesures ont été réanalysées en termes d'aérosols (voir par exemple les travaux de [Moulin et al.(1997)] avec Météosat). Les informations que ces instruments fournissent sont peu élaborées (par exemple, un "indice" d'aérosols, ou l'épaisseur optique uniquement), mais, en raison de la période couverte, leur intérêt pour la climatologie est élevé.

Parmi les satellites de "nouvelle génération", dédiés à l'étude des aérosols, on peut citer POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances), lancé en 1996, MODIS (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer) ou MISR (Multi-angle Imaging Spectroradiometer), tous deux sur la plate-forme Terra depuis 2000. Les produits obtenus par ces instruments sont précis et élaborés (épaisseur optique, rayon effectif des particules...), mais peu d'années sont disponibles.

Tous les instruments cités ci-dessus ont en commun d'utiliser le soleil comme source de rayonnement : le rayonnement solaire (UV-visible-procheIR : de 200 nm à 4 μm environ) est réfléchi et absorbé par la surface, diffusé (éventuellement absorbé) par les constituants atmosphériques (nuages et aérosols principalement) et collecté au niveau du satellite. Ce sont alors les caractéristiques spectrales, directionnelles ou polarimétriques de ce rayonnement qui permettent de séparer les signatures des aérosols des autres éléments du système (surface, molécules, nuage...).

Une autre voie, qui a été encore peu utilisée, consiste à utiliser la Terre comme source de rayonnement : le domaine des longueurs d'onde émises par la surface et l'atmosphère terrestre est le domaine de l'infrarouge thermique, de 3.5 à quelques dizaines de microns environ. Le processus physique qui permet d'observer la "signature" de l'aérosol est alors différent : les particules absorbent (et éventuellement diffusent) le rayonnement infrarouge provenant de la surface ou des niveaux de l'atmosphère situés en dessous, puis le réémettent dans toutes les directions. Une par-

tie est donc réémise vers la surface, ce qui entraîne une diminution du rayonnement montant parvenant au satellite. Renforcée par la décroissance de la température de surface liée à l'effet "parasol", cette diminution de la radiance par absorption est le principe utilisé par [Legrand et al.(2001)] pour obtenir des cartes de poussières au-dessus du Sahara à partir des observations du canal infrarouge de Météosat. Parmi les autres travaux utilisant l'infrarouge thermique, on peut citer ceux de [Ackerman (1989)] et [Wald et al.(1998)] pour les poussières désertiques, mais qui n'ont pas donné lieu à des climatologies étendues. Pour la détection des aérosols volcaniques, [Baran and Foot (1994)], [Grainger et al.(1993)], entre autres, ont utilisé des observations dans l'infrarouge (voir chapitre 4).

Comme pour les instruments exploitant le rayonnement solaire, il existe deux "générations" d'instruments collectant le rayonnement infrarouge : le sondeur HIRS, sur les plates-formes météorologiques de la NOAA depuis 1979, et l'instrument "nouvelle génération" AIRS lancé en 2002 sur la plate-forme Aqua de la NASA. L'exploitation de ces observations à des fins de télédétection des aérosols est l'objet de cette thèse, et la présentation de ces instruments et plates-formes est faite au chapitre 3.

1.4 Les aérosols dans les modèles climatiques : l'exemple de LMDz-INCA

Les techniques d'observation des aérosols, qu'elles soient in-situ ou depuis l'espace, ne donnent malheureusement accès qu'à un nombre restreint de paramètres permettant de les décrire. Par exemple, elles ne permettent pas (pas encore ?) d'obtenir la composition des différentes espèces d'aérosols observées. Pour cela, une autre approche réside dans la description des aérosols par des modèles numériques qui simulent tous les processus du cycle de vie de l'aérosol : soulèvement ou émission, coagulation, transport, lessivage, dépôt sec, ainsi que les processus chimiques ou microphysiques causés par les aérosols. L'autre intérêt de ces modèles est bien sûr de pouvoir relier les caractéristiques des aérosols à leur effet sur le climat.

L'IPSL a développé un modèle de circulation générale incluant les aérosols, il s'agit du modèle LMDz-INCA.

Le modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMDz) [Sadourny and Laval (1984)] résout les équations primitives de la dynamique en prenant en compte les processus adiabatiques. Il calcule ainsi pour tout le globe les vents, les profils de température et d'humidité, les nuages... Le modèle peut être utilisé en mode climatologique (tout est calculé par le modèle), ou en mode contraint par les réanalyses des champs météorologiques (vents, température) du CEPMMT. La résolution spatiale de LMDz est de 3.75° en longitude, 2.5° en latitude. Sur la verticale, l'atmosphère est découpée en 19 niveaux entre la surface et 3hPa. La résolution verticale correspond à des couches de 300-500 m près de la surface et environ 2 km

à la tropopause.

Le module INCA (Interaction with Chemistry and Aerosols) a été couplé récemment à LMDz [Hauglustaine et al.(2004)]. En plus de calculer les concentrations des espèces intervenant dans la chimie de l'atmosphère, une partie de ce modèle traite des aérosols : il décrit les émissions, le dépôt et la chimie des aérosols désertiques, marins, carbonés et sulfatés. Les distributions en taille des différentes espèces sont des distributions lognormales dont les caractéristiques dépendent de l'espèce considérée. La prise en compte des aérosols dans INCA est en cours de développement au Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement. Une présentation plus détaillée du modèle est disponible dans la thèse de [Generoso (2004)] qui porte sur l'étude des interactions entre aérosols et climat, et en particulier l'assimilation des observations spatiales de POLDER dans LMDz-INCA.

1.5 Conclusion

Le terme "aérosols" désigne toutes les particules solides ou liquides en suspension dans l'atmosphère et regroupe une grande variété d'espèces, d'origines naturelles ou anthropiques, dont les tailles typiques et abondances s'étendent sur plusieurs ordres de grandeurs. En interagissant avec le rayonnement solaire et terrestre, les aérosols sont à l'origine d'un forçage radiatif direct. Leur effet sur la formation des nuages et le cycle hydrologique est une difficulté supplémentaire à la quantification de leur effet sur le climat. Une meilleure connaissance des aérosols atmosphériques a donc été désignée comme une priorité par le rapport de l'IPCC publié en 2001. De nombreux efforts ont porté sur l'insertion des aérosols dans les modèles climatiques, comme par exemple le couplage entre le module INCA et le modèle de circulation générale LMDz.

A cause de leur grande variabilité spatio-temporelle, l'observation des aérosols doit être globale, ce qui requiert l'inversion d'observations spatiales. Les instruments embarqués sur satellite qui collectent le rayonnement solaire réfléchi sont largement utilisés pour la télédétection des aérosols. En comparaison, les instruments mesurant le rayonnement infrarouge émis par la Terre ont été peu utilisés à des fins de caractérisation des aérosols. L'objet de cette thèse est donc d'exploiter les possibilités offertes par l'inversion des observations des sondeurs infrarouges embarqués.

Chapitre 2

Propriétés microphysiques et propriétés optiques des aérosols : interaction particule-rayonnement

La caractérisation des aérosols atmosphériques dépend du cadre dans lequel on les étudie. Si l'on s'intéresse à leur impact sur la santé humaine, un des facteurs déterminant est la taille de l'aérosol, car les particules dont la taille est inférieure à $1\ \mu\text{m}$ peuvent pénétrer plus profondément dans les bronches et alvéoles pulmonaires et sont donc plus nocives. Si l'on s'intéresse à l'effet direct des aérosols sur le bilan radiatif terrestre, ou dans un but de télédétection, comme c'est le cas ici, ce sont les propriétés optiques des aérosols qui sont fondamentales.

Le vecteur qui permet de faire le lien entre les aérosols et les observations satellitaires est bien sûr le rayonnement, qui est modifié à travers son passage par le nuage d'aérosols avant d'être collecté par les instruments à bord du satellite. Cette modélisation directe (de la situation géophysique vers la mesure) peut être décomposée en deux étapes (figure 2.1). La première étape est l'objet de ce chapitre, dans lequel nous donnons une définition possible des propriétés microphysiques des aérosols, puis de leurs propriétés optiques, et enfin nous décrivons le passage des premières aux dernières.

2.1 Propriétés microphysiques des aérosols

Que recouvre le terme "propriétés microphysiques" d'un aérosol? Il décrit principalement sa taille, sa composition chimique ou minéralogique et sa forme, mais tout n'est pas si simple...

2.1.1 Taille des particules

La définition de la taille d'un aérosol n'est pas univoque. D'abord, si la forme de la particule est complexe, on peut prendre comme valeur de son "rayon" la longueur du plus grand axe, ou le rapport du volume sur l'aire, ou encore faire un tout autre

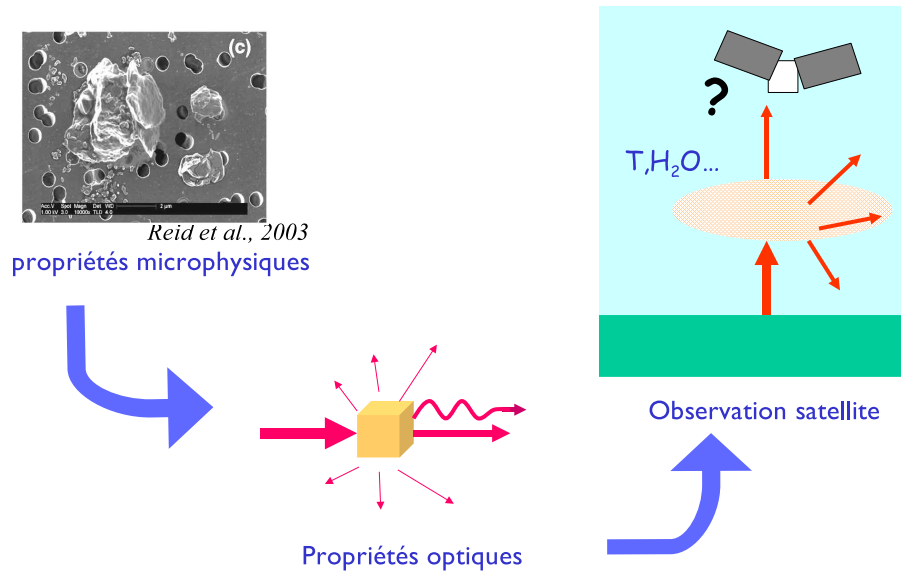


FIG. 2.1 – Des propriétés microphysiques et optiques des aérosols aux observations spatiales. Les deux étapes de la modélisation directe : passage des propriétés microphysiques des aérosols à leur propriétés optiques et transfert radiatif.

choix. Ensuite, on ne considère jamais une seule particule mais un grand nombre de particules : ce n'est donc pas une taille, par exemple, que l'on considérera, mais un ensemble de tailles. On modélise donc généralement la distribution de taille de l'aérosol par une distribution analytique (lognormale, loi gamma...). Reste à savoir si la nature suit ces lois mathématiques... Si la distribution de taille lognormale est si populaire, c'est parce qu'elle permet un bon accord avec les observations, mais aussi en partie parce qu'elle permet de simplifier de nombreux calculs !

L'aérosol atmosphérique est présent dans trois modes :

- un mode de nucléation (taille de l'ordre de 10^{-3} - 10^{-2} microns), issu de la conversion gaz-particules.
- un mode d'accumulation, centré autour de quelques dixièmes de microns, formé généralement par coagulation de particules plus fines.
- un mode grossier, centré autour de quelques microns, dont les particules sont souvent libérées par des procédés mécaniques comme l'érosion des surfaces.

L'effet du mode de nucléation sur le rayonnement est négligeable, seuls les deux derniers modes nous intéresseront donc par la suite. A titre d'illustration, la figure 2.2, tirée de [Dubovik et al.(2002)], montre les distributions de taille obtenues par inversion des mesures AERONET au Cap Vert. On y observe bien la présence de deux modes.

Par la suite, nous utiliserons souvent une **distribution lognormale** (figure 2.3),

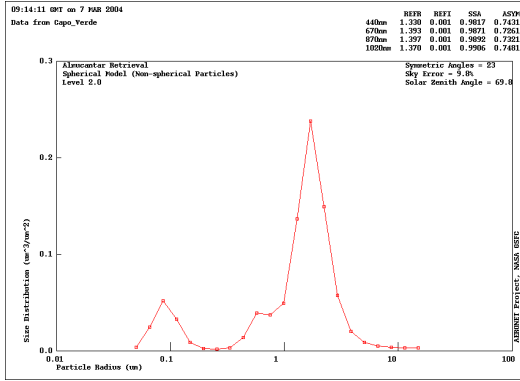


FIG. 2.2 – Distributions de taille des aérosols obtenues par inversion des mesures AERONET (source : <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>).

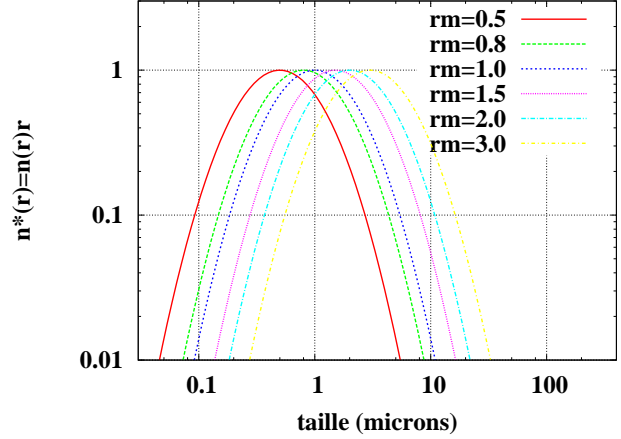


FIG. 2.3 – Représentation de distributions lognormales calculées pour des valeurs du rayon modal variant de 0.5 à 3.

donnée par l'expression suivante, $n(r)$ désignant le nombre de particules par unité de volume comprises entre les rayons r et $r + dr$:

$$n(r) = \frac{N}{r \ln(\sigma) \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_m)}{2 \ln^2 \sigma}\right] \quad (2.1)$$

où r_m est le rayon du mode, σ la largeur de la distribution et N le nombre de particules par unité de volume. Dans ce cas précis, r_m est égal au rayon médian en nombre (la moitié des particules a un rayon inférieur à r_m et l'autre moitié un rayon supérieur à r_m). On rencontre parfois une forme légèrement modifiée de cette écriture : $n^*(r) = n(r)r$ où $n^*(r)$ donne le nombre de particules dont le rayon est compris entre $\ln(r)$ et $\ln(r) + d \ln(r)$. Attention, deux conventions existent pour σ , et certains auteurs nomment σ ce que nous appelons $\ln(\sigma)$. Nous rencontrerons également des distributions lognormales bimodales, qui s'écrivent sous la forme suivante :

$$n(r) = \frac{N_1}{r \ln(\sigma_1) \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_{m1})}{2 \ln^2 \sigma_1}\right] + \frac{N_2}{r \ln(\sigma_2) \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_{m2})}{2 \ln^2 \sigma_2}\right] \quad (2.2)$$

Attention encore, nous donnons ici des distributions en nombre ($n(r) = dN/dr$) mais l'on rencontre parfois des distributions volumiques (dV/dr), notamment dans les inversions AERONET par exemple :

$$\frac{dV}{dr} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{dN}{dr} \quad (2.3)$$

Le passage de l'une à l'autre de ces distributions n'est pas aussi simple qu'il n'y paraît : les rayons des modes ne sont pas les mêmes pour une distribution en nombre ou en volume. Il convient donc de manipuler les différentes écritures avec soin, et pour une synthèse très complète, le lecteur peut se référer à [Zender (2004)].

Définissons aussi le **rayon effectif** r_e , qui est le rayon moyen pondéré par la surface des particules :

$$r_e = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r) \pi r^3 dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r) \pi r^2 dr} \quad (2.4)$$

De même, on définit la largeur effective, ou variance effective, σ_e :

$$\sigma_e = \frac{1}{r_{eff}^2} \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r) (r - r_{eff})^2 \pi r^2 dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r) \pi r^2 dr} \quad (2.5)$$

L'intérêt du rayon effectif est qu'il peut être défini pour toute particule, quelle que soit sa forme, puisque c'est le rapport du volume moyen sur la surface moyenne multiplié par 3/4. De plus, il est la variable la plus adéquate pour l'étude de l'interaction aérosol-rayonnement : [Hansen and Travis (1974)] ont montré que des distributions de taille différentes mais de même rayon effectif et de même largeur effective ont des propriétés optiques de valeurs voisines. Pour une distribution lognormale monomodale, on a la relation :

$$r_e = r_m \exp[2.5(\ln^2 \sigma)] \quad (2.6)$$

qui permet de passer aisément de r_m à r_e .

Enfin, on rencontre parfois le terme de **paramètre de taille** (ou facteur de taille) : $\frac{2\pi r}{\lambda}$, où r est le rayon d'une particule et λ la longueur d'onde.

2.1.2 Forme des particules

Pour simplifier leur étude, les aérosols atmosphériques ont longtemps été considérés comme sphériques : c'est exact dans le cas de gouttelettes, mais c'est une approximation parfois très éloignée de la réalité dans le cas des poussières désertiques par exemple. Bien que l'on puisse théoriquement tenir compte de la forme des aérosols, la difficulté vient du manque de données permettant de savoir quelle forme adopter pour une description réaliste. Il est presque impossible de décrire parfaitement la forme d'une seule particule. Et il est a fortiori difficile ensuite d'estimer quelle est la représentativité de cette particule par rapport à l'aérosol naturel. Il faudrait pour être rigoureux introduire des distributions de formes, couplées aux distributions de taille. Non seulement les temps de calcul limitent encore énormément cette approche, mais il reste aussi le problème de la description de la forme : les images obtenues par microscopie électronique montrent une variété et une complexité des formes très grandes (figure 2.4).

Un bon compromis entre l'approximation sphérique et une description impossible de la réalité est l'utilisation de **sphéroïdes**, soit allongés (de type "ballon de rugby"), soit aplatis (de type "galette"). La forme sphéroïdale permet en effet de réaliser des calculs de propriétés optiques pour toute une gamme de particules asphériques. La forme d'un sphéroïde est caractérisée par son rapport d'aspect, que l'on notera a , et qui est le rapport entre la longueur de son axe de rotation et la longueur maximale d'un axe perpendiculaire à l'axe de rotation. Le rapport d'aspect d'une sphère vaut 1, il est supérieur à 1 pour un sphéroïde allongé et inférieur à 1 pour un sphéroïde aplati.

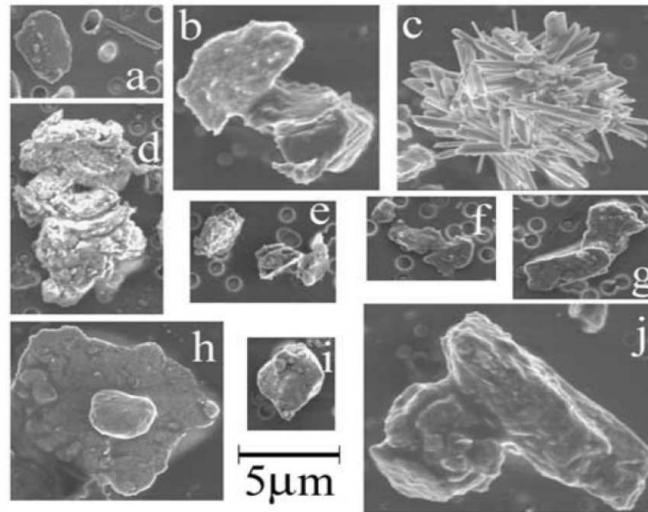


FIG. 2.4 – Poussières désertiques observées au microscope électronique (source : [E.A. Reid et al.(2003)]).

2.1.3 Composition minéralogique ou chimique

La composition minéralogique et/ou chimique des aérosols atmosphériques est très variable. De plus, les différents constituants d'un aérosol peuvent être mélangés de façon interne (par exemple des aérosols de feux de biomasse présentent souvent un noyau de carbone entouré d'ions nitrates ou sulfates en solution), ou externe (un nuage de fumée lié à un feu de biomasse contient à la fois des suies et des poussières minérales advectées du sol par la combustion).

Dans l'interaction de l'aérosol avec le rayonnement, c'est l'**indice de réfraction** (partie réelle et partie imaginaire, à chaque longueur d'onde) qui porte l'information sur la composition de l'aérosol. Malheureusement, les mesures d'indice de réfraction dans l'infrarouge sont peu nombreuses. Une approche envisageable serait de calculer l'indice de réfraction de l'aérosol à partir des matériaux qui le composent (leurs proportions, mais aussi la façon dont ils sont mélangés et même, pourquoi pas, la cristallographie!), ce qui permettrait de pouvoir relier composition de l'aérosol et mesure spatiale, mais ceci dépasse le cadre de ce travail (pour un essai de classification des aérosols depuis l'espace, voir l'annexe V). Enfin, il est possible que l'indice de réfraction (ou la forme des particules...) dépende de la taille considérée (on peut imaginer avoir un jeu d'indices pour le petit mode, et un jeu pour le mode grossier dans le cas d'une distribution de taille bimodale).

Nous limitons donc les propriétés microphysiques des aérosols à celles qui sont nécessaires pour calculer les propriétés optiques (qui permettent ensuite de simuler les observations satellites, voir figure 2.1).

Dans la suite, l'expression "propriétés microphysiques" d'un aérosol fera référence à :

- sa distribution en taille
- son indice de réfraction, partie réelle et imaginaire, à chaque longueur d'onde
- sa forme

2.2 Propriétés optiques des aérosols

On a vu que, de la composition chimique, dépendent les indices de réfraction, réel et imaginaire, de l'aérosol à chaque longueur d'onde. Même si ces indices nous renseignent sur l'interaction entre le rayonnement et l'aérosol (par exemple absorptivité du matériau augmente avec son indice imaginaire) ils ne suffisent pas à décrire quantitativement l'interaction aérosol-rayonnement. Ce sont les propriétés optiques de l'aérosol qui caractérisent son interaction avec une onde électromagnétique. Elles dépendent, d'une part de la longueur d'onde considérée, d'autre part des propriétés microphysiques de l'aérosol (distribution de taille, forme et indice de réfraction qui dépend lui aussi de la longueur d'onde). Ce sont plus particulièrement les trois paramètres suivants : section efficace d'extinction, albédo de diffusion simple, et facteur d'asymétrie, qui permettent, via l'équation de transfert radiatif, de prédire le champ de rayonnement en tenant compte de l'effet des aérosols.

2.2.1 Extinction, absorption, diffusion

Considérons une onde électromagnétique se propageant dans une certaine direction (θ, ϕ) . On appelle luminance monochromatique (ou brillance, ou encore radiance), et l'on note $I(\theta, \phi, \nu, T)$ ou plus simplement $I_\nu(T)$, la puissance rayonnée par cette onde dans la direction (θ, ϕ) par unité de surface, par intervalle de fréquence (autour de ν) et par unité d'angle solide. Son unité est $W m^{-2} sr^{-1}/cm^{-1}$.

Lorsque cette onde électromagnétique interagit avec un aérosol, elle subit plusieurs effets : elle peut être diffusée et/ou absorbée. On définit le **coefficient d'extinction** k_{ext} comme la proportion d'énergie perdue par l'onde par absorption ou par diffusion, lors de la traversée d'un milieu, par unité de longueur. Autrement dit :

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -k_{ext}(\nu)I_\nu = -(k_{abs} + k_{diff})I_\nu \quad (2.7)$$

où dl est l'épaisseur infinitésimale du milieu traversé par l'onde, et où l'on définit de façon similaire le coefficient d'absorption k_{abs} comme la probabilité, par unité de longueur, qu'un photon soit absorbé par le milieu et le coefficient de diffusion k_{diff} comme la probabilité, par unité de longueur, que le photon soit diffusé dans une quelconque direction. L'équation 2.7 est connue sous le nom de relation de Beer-Lambert.

En introduisant la concentration ρ des particules, on définit les **sections efficaces d'extinction, d'absorption et de diffusion** (leur dimension est celle d'une surface, l'unité choisie est souvent le μm^2) :

$$C_{ext} = k_{ext}/\rho$$

$$C_{abs} = k_{abs}/\rho$$

$$C_{diff} = k_{diff}/\rho$$

Contrairement aux coefficients (d'extinction, d'absorption, de diffusion...), les sections efficaces sont des propriétés intensives, qui ne dépendent pas de la quantité d'aérosol considéré.

On appelle G la section géométrique des particules, c'est-à-dire l'aire obtenue par projection de la particule sur un plan. Pour une sphère, il s'agit d'un disque, mais pour une particule de forme plus complexe, cela dépend du plan de projection considéré, et l'on choisit généralement le plan perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement. En exprimant G dans la même unité que les sections efficaces, on définit aussi les **efficacités d'extinction, d'absorption et de diffusion** :

$$Q_{ext} = C_{ext}/G$$

$$Q_{abs} = C_{abs}/G$$

$$Q_{diff} = C_{diff}/G$$

Comme $C_{ext} = C_{abs} + C_{diff}$, deux paramètres suffisent pour retrouver ces trois sections efficaces, on choisit habituellement de travailler avec C_{ext} et l'**albédo de diffusion simple** ω_0 , défini ainsi :

$$\omega_0 = \frac{C_{diff}}{C_{ext}} \quad (2.8)$$

L'interprétation de l'albédo de diffusion simple pour ses deux valeurs extrêmes est la suivante : il vaut 1 lorsque seule la diffusion intervient, et 0 lorsque seule l'absorption intervient (c'est le cas par exemple des aérosols stratosphériques d'origine volcanique constitués de gouttelettes d'acide sulfurique dans l'infrarouge thermique).

2.2.2 Fonction de phase et paramètre d'asymétrie

Dans le cas général où la diffusion n'est pas négligeable, il faut de plus caractériser la distribution spatiale du rayonnement diffusé. D'une manière très générale, pour toute direction du rayonnement incident (θ, ϕ) , et pour toute direction du rayonnement émergent (θ', ϕ') , en posant $\cos(\theta) = \mu$ et $\cos(\theta') = \mu'$ la fonction de phase est définie ainsi :

$$p(\mu, \phi; \mu', \phi') = \frac{4\pi}{C_{diff}} \frac{dC_{diff}}{d\Omega} \quad (2.9)$$

où $\frac{dC_{diff}}{d\Omega}$ est la section efficace de diffusion différentielle, c'est-à-dire la puissance électromagnétique diffusée par unité d'angle solide et par unité d'intensité incidente.

Cependant, nous ne considérons ici que le cas particulier des aérosols atmosphériques pour lesquels les particules sont dispersées de façon aléatoire et homogène (par opposition aux hydrométéores, par exemple, qui peuvent être orientés selon une direction privilégiée). Il n'y a donc pas de direction privilégiée, et la fonction de phase ne dépend que de l'angle relatif Θ entre la direction incidente et la direction émergente considérée.

$$p(\Theta) = \frac{4\pi}{C_{diff}} \frac{dC_{diff}}{d\Theta} \quad (2.10)$$

Le **paramètre d'asymétrie** g est défini selon la relation :

$$g = \langle \cos(\Theta) \rangle = \frac{\int_{\Omega} \cos(\Theta) p(\Theta) d\Omega}{\int_{\Omega} p(\Theta) d\Omega} \quad (2.11)$$

soit, en remplaçant $d\Omega$ par $\sin(\Theta)d\Theta d\phi$,

$$g = \langle \cos(\Theta) \rangle = \frac{\int_0^\pi \cos(\Theta) \sin(\Theta) p(\Theta) d\Theta}{\int_0^\pi p(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta} \quad (2.12)$$

La fonction de phase étant normalisée,

$$1/2 \int_0^\pi p(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta = 1 \quad (2.13)$$

on peut également définir g ainsi :

$$g = \langle \cos(\Theta) \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin(\Theta) \cos(\Theta) p(\Theta) d\Theta \quad (2.14)$$

Ce paramètre a l'avantage de décrire sommairement la distribution angulaire du rayonnement diffusé (il vaut -1 dans le cas extrême d'une totale rétrodiffusion, 0 dans la cas d'une diffusion symétrique avant-arrière, par exemple isotrope, et 1 dans le cas d'une totale diffusion dans la direction du rayonnement incident). Nous verrons plus loin (partie 3.3.4) comment il est possible de reconstruire la fonction de phase à partir de g , par l'approximation de Henyey-Greenstein, souvent utilisée car elle permet de réduire la connaissance de la fonction de phase à celle d'une seule valeur. Dans le cas des aérosols atmosphériques que nous allons considérer, g est toujours positif, ce qui signifie que la plus grande partie du rayonnement diffusé est diffusée vers l'avant.

2.2.3 Transmission et épaisseur optique

Les propriétés optiques introduites précédemment (C_{ext} ou Q_{ext} , ω et g) sont intensives, elles ne dépendent pas de la concentration en aérosols N (nombre de particules par unité de volume). Le champ de rayonnement dépend par contre de la concentration en aérosols, via les propriétés optiques extensives que sont la transmission et l'épaisseur optique des aérosols.

On peut intégrer la loi de Beer-Lambert et l'on obtient, en notant I_0 l'intensité incidente, I l'intensité après traversée du milieu, l une coordonnée le long du trajet :

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^l N(l') C_{ext} dl'\right) = I_0 \exp\left(-\int_0^l k_{ext} dl'\right) \quad (2.15)$$

On appelle **transmission**, désignée ici par τ , l'exponentielle ci-dessous :

$$\tau = \exp\left(-\int_0^l N(l') C_{ext} dl'\right) \quad (2.16)$$

On fait alors apparaître l'**épaisseur optique**, ou AOD (pour Aerosol Optical Depth), que l'on notera δ par la suite :

$$\delta = \int_0^l k_{ext} dl' = \int_0^l N(l') C_{ext} dl' \quad (2.17)$$

Attention, selon les auteurs, τ peut désigner soit la transmission, soit l'épaisseur optique. Le choix fait ici est d'appeler τ la transmission, δ l'épaisseur optique.

Dans le cas où C_{ext} est constante sur le trajet suivi par le rayonnement, on a

$$\delta = C_{ext} \bar{N} \quad (2.18)$$

où $\bar{N} = \int_0^l N(l') dl'$.

L'épaisseur optique est une grandeur très importante pour l'étude des aérosols atmosphériques et de leur effet sur le climat, car elle contient à la fois l'information sur la charge en aérosols le long du trajet suivi par le rayonnement, et l'information sur le pouvoir d'extinction de l'aérosol à une longueur d'onde donnée. Concrètement, c'est l'épaisseur optique qui intervient en premier lieu dans l'équation de transfert radiatif (cf chapitre 3).

Si le trajet du rayonnement se fait selon la verticale, alors $l = z$. Dans le cas où l'on considère un trajet selon une direction faisant un angle θ avec la verticale, alors $l = z \cos(\theta)$.

Remarque importante :

le rayonnement au niveau du satellite ne dépend pas de la section efficace d'extinction, mais de son produit par la densité de particules, c'est-à-dire du coefficient d'extinction. Il est ainsi absolument équivalent pour le champ radiatif d'avoir une couche d'aérosols de section efficace d'extinction C_{ext} dont la concentration en particules est $N/2$ ou une couche d'aérosols de section efficace d'extinction $C_{ext}/2$ dont la concentration en particules est N . Or, la concentration en particules est presque toujours inconnue, car c'est l'épaisseur optique que l'on mesure directement (c'est la grandeur qui intervient dans le calcul de transfert radiatif). Dans le cas particulier des mesures au limbe, ce n'est pas l'épaisseur optique définie selon la verticale que l'on mesure, mais c'est toujours le produit C_{ext} fois N qui intervient, seul la direction d'intégration change. De même, aux longueurs d'onde pour lesquelles la notion de fonction de poids est importante (ultraviolet, infrarouge), c'est plus exactement le profil vertical du produit C_{ext} fois N pondéré par la fonction de poids qui intervient. Cependant, le rôle de la distribution verticale des aérosols sera discuté au chapitre suivant, et l'on justifiera le fait de pouvoir considérer une couche d'aérosols homogène. Enfin, ces considérations ne modifient pas ce qu'il faut retenir de cette remarque : ce n'est pas C_{ext} qui intervient dans l'équation de transfert radiatif, mais la valeur de l'épaisseur optique dans chaque couche du modèle (voir chapitre suivant).

Dans le cas d'un algorithme de télédétection qui utiliserait un seul canal, c'est l'épaisseur optique à la longueur d'onde centrale de ce canal qui peut être retrouvée. Sauf si l'on dispose d'information a priori, il est impossible de retrouver N (ou C_{ext}) à partir de la radiance mesurée (N est généralement déterminé in-situ par des compteurs de particules). Pour un cas concret, voir par exemple le chapitre 4.

Dans le cas d'un algorithme multispectral, la modélisation directe nécessite la connaissance des épaisseurs optiques à toutes les fréquences des canaux considérés : $\delta_{\nu 1}$, $\delta_{\nu 2}$, $\delta_{\nu 3}$... Or, en combinant l'équation 2.17 et la définition de la section

efficace d'extinction, une fréquence de référence ν_0 étant fixée, l'épaisseur optique à une fréquence ν quelconque vaut :

$$\delta(\nu) = \delta(\nu_0) \frac{C_{ext}(\nu)}{C_{ext}(\nu_0)} \quad (2.19)$$

La connaissance de δ_{ν_1} , δ_{ν_2} , δ_{ν_3} ... est donc équivalente à la connaissance de $\delta(\nu_0)$ et $C_{ext}(\nu_1)/C_{ext}(\nu_0)$, $C_{ext}(\nu_2)/C_{ext}(\nu_0)$, $C_{ext}(\nu_3)/C_{ext}(\nu_0)$... Ce n'est donc pas la valeur absolue de la section efficace d'extinction qui importe, mais sa valeur normalisée par rapport à une longueur d'onde donnée. C'est pourquoi, dans la suite de cette étude, lorsque nous nous intéresserons à la sensibilité de la section efficace d'extinction aux propriétés microphysique des aérosols, nous regarderons fréquemment la **section efficace d'extinction normalisée**, la normalisation pouvant se faire indifféremment à n'importe quelle longueur d'onde (nous choisirons généralement 10 microns, mais parfois aussi 3.8 microns).

En résumé, le calcul de l'interaction des aérosols avec le rayonnement nécessite la connaissance, à chaque longueur d'onde d'intérêt, des variables intensives suivantes :

- k_{ext} , ou C_{ext} , ou Q_{ext} normalisées à une longueur d'onde de référence (généralement 10 μm)
- ω_0
- $p(\theta)$ ou g

2.3 Des propriétés microphysiques aux propriétés optiques

Après avoir défini les propriétés microphysiques puis les propriétés optiques des aérosols, nous abordons dans cette partie le calcul des propriétés optiques à partir des propriétés microphysiques. En effet, les propriétés microphysiques sont parfois plus « facilement » observables (par des compteurs à aérosols ou des images au microscope électronique), mais ce sont les propriétés optiques dont nous avons besoin pour calculer l'effet des aérosols sur le rayonnement collecté par l'instrumentation à bord d'un satellite.

Des mesures de diffusion par des particules en laboratoire nécessitent un matériel coûteux et sont souvent incapables de mesurer simultanément et précisément toutes les caractéristiques de la diffusion. De plus, ces mesures sont difficiles à interpréter car l'information sur la microphysique de l'échantillon analysé est souvent partielle.

Toutes les techniques exactes pour calculer la diffusion électromagnétique sont basées sur la résolution des équations de Maxwell, sous leur forme différentielle ou intégrale, soit analytiquement, soit numériquement. Nous présentons ci-dessous les deux algorithmes utilisés dans ce travail : l'algorithme de Mie, et l'algorithme des « T-matrices ».

2.3.1 L'algorithme de Mie

Une solution aux équations de Maxwell dans le cas d'une particule sphérique homogène a été obtenue par Mie en 1908. Lorentz était parvenu indépendamment au même résultat en 1890 (d'où l'appellation « théorie de Lorentz-Mie »)... de même que Love en 1899 et Debye en 1909!

Le principe de cette méthode consiste à utiliser les coordonnées sphériques dans un repère dont l'origine est située au centre de la particule sphérique, afin de simplifier l'écriture des conditions aux limites. Les solutions de l'équation scalaire de propagation des ondes, obtenues par séparation des variables, sont ensuite utilisées pour obtenir deux champs de vecteurs dont la combinaison linéaire satisfait les équations de Maxwell. La continuité de certaines composantes du champ électromagnétique à la surface, et l'évaluation du champ diffusé à grande distance conduisent à des expressions explicites, sous forme de séries, pour les sections efficaces et la fonction de phase. Le détail des calculs peut être trouvé dans de nombreux ouvrages, par exemple au chapitre 3 de [Hanel et al. (2003)].

L'algorithme utilisé dans cet étude est celui développé par [Mishchenko et al.(2002)] et disponible sur internet sur le site :

[ftp ://ftp.giss.nasa.gov/pub/crmim/spher.f](ftp://ftp.giss.nasa.gov/pub/crmim/spher.f).

2.3.2 L'algorithme de la "T-Matrice"

La méthode de la « T-Matrice », ou matrice de transition, a initialement été introduite par Waterman en 1965. Elle permet de calculer les propriétés optiques pour des particules présentant une symétrie de rotation, comme des sphéroïdes, des cylindres, ou des particules de Chebychev. Son utilisation est donc plus large que l'algorithme de Mie, puisque des cas avec des particules de facteur d'aspect nettement différent de 1 (c'est-à-dire des particules beaucoup plus longues que larges) peuvent être traités.

L'idée est de développer l'onde incidente et l'onde diffusée en ondes sphériques et de relier ces développements au moyen d'une matrice de transition. L'ouvrage de [Mishchenko et al.(2002)] expose de façon très approfondie la méthode.

Une caractéristique intéressante de la méthode de la T-matrice est qu'elle inclut la théorie de Mie dans le cas où la particule est une sphère composée de couches concentriques de matériaux homogènes.

Cet algorithme est l'un des plus utilisé pour calculer la diffusion électromagnétique par des ensembles de particules non sphériques distribuées aléatoirement, ou pour étudier l'effet de la non-sphéricité des aérosols sur les inversions [Mishchenko et al.(1997)], [Kahnert (2004)]. Son utilisation possible pour une gamme de tailles de particules étendue et le contrôle de la précision des résultats sont deux atouts de cet algorithme.

Dans ce travail, nous avons utilisé le code de T-matrice écrit par Michael Mishchenko et disponible sur le site :

[http ://www.giss.nasa.gov/ crmim/t_matrix.html](http://www.giss.nasa.gov/crmim/t_matrix.html).

2.4 Modélisation des propriétés optiques des aérosols

Le but de cette section est d'évaluer qualitativement l'importance relative des différentes propriétés microphysiques des aérosols (taille, forme, indices) sur leurs propriétés optiques. Pour cela, nous utiliserons les code de Mie et de T-Matrice décrits précédemment, et nous nous intéresserons principalement aux poussières désertiques. Une attention particulière sera portée aux différences de comportement entre les courtes longueurs d'onde (visible et proche infrarouge) et les grandes longueurs d'onde (infrarouge thermique).

2.4.1 Importance relative des différentes espèces d'aérosols dans l'infrarouge

Avant d'étudier plus finement l'effet de la taille, de la forme ou des indices d'un aérosol, nous allons d'abord comparer les grandes familles d'aérosols atmosphériques. Ce qui fait l'importance d'une espèce d'aérosols dans une gamme de longueurs d'onde est son épaisseur optique aux longueurs d'onde en question. Or, un calcul de Mie donne accès à une section efficace d'extinction, mais il faut en plus connaître une hauteur d'échelle et la concentration en particules par cm^3 , N , pour avoir l'épaisseur optique. Cette quantité est généralement mal connue et est très difficile à mesurer du fait d'une distribution de taille des particules s'étendant sur plusieurs ordres de grandeur. Par contre, l'épaisseur optique dans le spectre solaire (visible ou proche-infrarouge) est une grandeur mesurée de façon routinière, par exemple par les photomètres du réseau AERONET. En reprenant l'équation 2.19, on obtient une expression de l'épaisseur optique à une longueur d'onde quelconque en fonction de l'épaisseur optique visible (par convention à $0.55 \mu m$) :

$$\delta_\lambda = \delta_{vis} \frac{C_{ext\lambda}}{C_{extvis}} \quad (2.20)$$

Remarque : dans la suite, nous choisissons par convention $\lambda = 10 \mu m$ comme longueur d'onde de référence dans l'infrarouge, sauf si nous précisons explicitement une autre valeur.

Le tableau 2.1 présente le rapport entre l'épaisseur optique infrarouge à 4, 8, 10 et $12 \mu m$ et l'épaisseur optique visible pour les différentes espèces d'aérosols de la base OPAC (acronymes expliqués dans le tableau 1.1). On observe que ce rapport est très variable d'une espèce à l'autre. Nous verrons plus loin que cela s'explique en grande partie par la distribution de taille des différentes espèces : seules celles pour lesquelles un mode grossier est présent sont importantes dans l'infrarouge. Au vu des résultats présentés dans ce tableau, nous allons maintenant conduire des études de sensibilité des propriétés optiques en nous focalisant sur le cas des poussières désertiques.

2.4.2 Effet de la distribution de taille des particules

Distribution monomodale vs. bimodale

TAB. 2.1 – Rapport entre l'épaisseur optique infrarouge à 4, 8, 10 et 12 μm et l'épaisseur optique visible (à 0.55 μm) pour différentes espèces d'aérosols de la base OPAC.

Espèce	δ_4/δ_{vis}	δ_8/δ_{vis}	δ_{10}/δ_{vis}	δ_{12}/δ_{vis}
MITR	0.93	0.22	0.90	0.57
SUSO70	0.06	0.06	0.04	0.05
WASO70	0.013	0.016	0.016	0.03
SOOT	0.10	0.04	0.04	0.03

L'habitude voulant que l'on modélise les distributions de taille des aérosols par des fonctions lognormales, principalement pour des commodités de calcul, nous nous limiterons au cas de distributions lognormales, monomodales ou bimodales. On peut aussi évoquer le résultats de [Hansen and Travis (1974)] : des distributions de rayon effectif (cf équation 2.4) et de largeur effective (cf équation 2.5) identiques conduiront aux mêmes propriétés optiques. Ceci n'est pas un résultat exact mais est relativement bien vérifié pour des distributions monomodales (par exemple, une distribution lognormale et une Γ -distribution).

On a vu que les distributions de tailles des aérosols, par exemple les poussières désertiques, sont souvent bimodales, comme le montre la figure 2.2. Cependant, l'interaction entre le rayonnement et les particules étant maximales quand longueur d'onde et taille sont du même ordre de grandeur, nous allons montrer que seul le mode grossier est réellement actif dans l'infrarouge thermique. Considérons une distribution de taille volumique, lognormale bimodale, (voir partie 2.1.1), caractérisée par ses rayons modaux volumiques r_{vf} et r_{vg} :

$$\begin{aligned}
 r_{vf} &= 0.138\mu m \\
 \ln(\sigma_{vf}) &= 0.508 \\
 r_{vg} &= 2.00\mu m \\
 \ln(\sigma_{vg}) &= 0.608 \\
 V_g/V_f &= 2.71
 \end{aligned}$$

où V_g et V_f désignent respectivement le volume de poussières dans le mode grossier et dans le mode fin. Ces paramètres correspondent à une distribution de taille retrouvée à partir des observations AERONET au-dessus du Cap Vert pour le mois d'avril 2003.

On a, d'après l'équation 2.18, les relations

$$\delta_f = \bar{N}_f C_f \quad (2.21)$$

$$\delta_g = \bar{N}_g C_g \quad (2.22)$$

$$\delta_t = \bar{N}_t C_t = \bar{N}_f C_f + \bar{N}_g C_g \quad (2.23)$$

où les indices f , g et t désignent respectivement le mode fin, le mode grossier, et le total (contribution des modes fin et grossier). Un calcul de Mie permet d'obtenir C_f calculé pour la distribution lognormale monomodale (r_{vf}, σ_{vf}) et C_g calculé pour la distribution lognormale monomodale (r_{vg}, σ_{vg}) .

TAB. 2.2 – Contribution des modes fins et grossiers à l'épaisseur optique totale, pour deux longueurs d'onde

longueur d'onde (μm)	C_f	C_g	R
0.55	$4.60 \cdot 10^{-4}$	3.22	1.21
10	$8.74 \cdot 10^{-3}$	4.88	0.09

Le rapport R entre l'épaisseur optique du mode fin et l'épaisseur optique du mode grossier est donné par la relation :

$$R = \frac{\bar{N}_f C_f}{\bar{N}_g C_g} \quad (2.24)$$

Or,

$$V_f = \frac{4}{3}\pi [r_{vf} \exp(\ln(\sigma_{vf})^2/2)]^3 \bar{N}_f \quad (2.25)$$

(on a introduit ici le rayon moyen du mode fin : $r_{vf} \exp(\ln(\sigma_{vf})^2/2)$ [Zender (2004)]) et

$$V_g = \frac{4}{3}\pi [r_{vg} \exp(\ln(\sigma_{vg})^2/2)]^3 \bar{N}_g \quad (2.26)$$

d'où

$$R = \frac{V_f [r_{vg} \exp(\ln(\sigma_{vg})^2/2)]^3 C_f}{V_g [r_{vf} \exp(\ln(\sigma_{vf})^2/2)]^3 C_g} \quad (2.27)$$

La table 2.2 donne les valeurs des coefficients d'extinction correspondant aux modes fins et grossier, et le rapport R pour une longueur d'onde visible (0.55 μm) et une longueur d'onde infrarouge (10 μm). Alors qu'aux longueurs d'onde visibles, les modes fins et grossiers contribuent chacun pour moitié environ à l'épaisseur optique totale ($R = 1.21$), dans l'infrarouge thermique la contribution du mode fin est inférieure à 10% ($R = 0.09$), ceci nous permet de considérer seulement des distributions monomodales dont les rayons et largeurs correspondent au mode grossier des distributions bimodales. Remarquons que ce résultat a été obtenu avec une distribution en taille pour des aérosols loin des sources, mais reste vrai près des sources, car le mode grossier y est encore plus important (les très grosses particules ne sont pas transportées très loin des sources à cause de la sédimentation).

Rayon maximal

Considérons une distribution lognormale monomodale. Dans la théorie, cette distribution s'étend de 0 à l'infini. Dans la pratique, le recours à un ordinateur ne permet pas de calculer des intégrales avec une borne infinie ; l'utilisateur d'un code de Mie est donc amené à choisir la valeur maximale du rayon qu'il souhaite considérer. Ce choix est d'autant moins anodin qu'une valeur trop élevée risque de rendre le calcul beaucoup trop long, voire de l'empêcher de converger. Mais une valeur trop faible tronquera la distribution à un point où, peut-être, elle ne sera plus représentative de

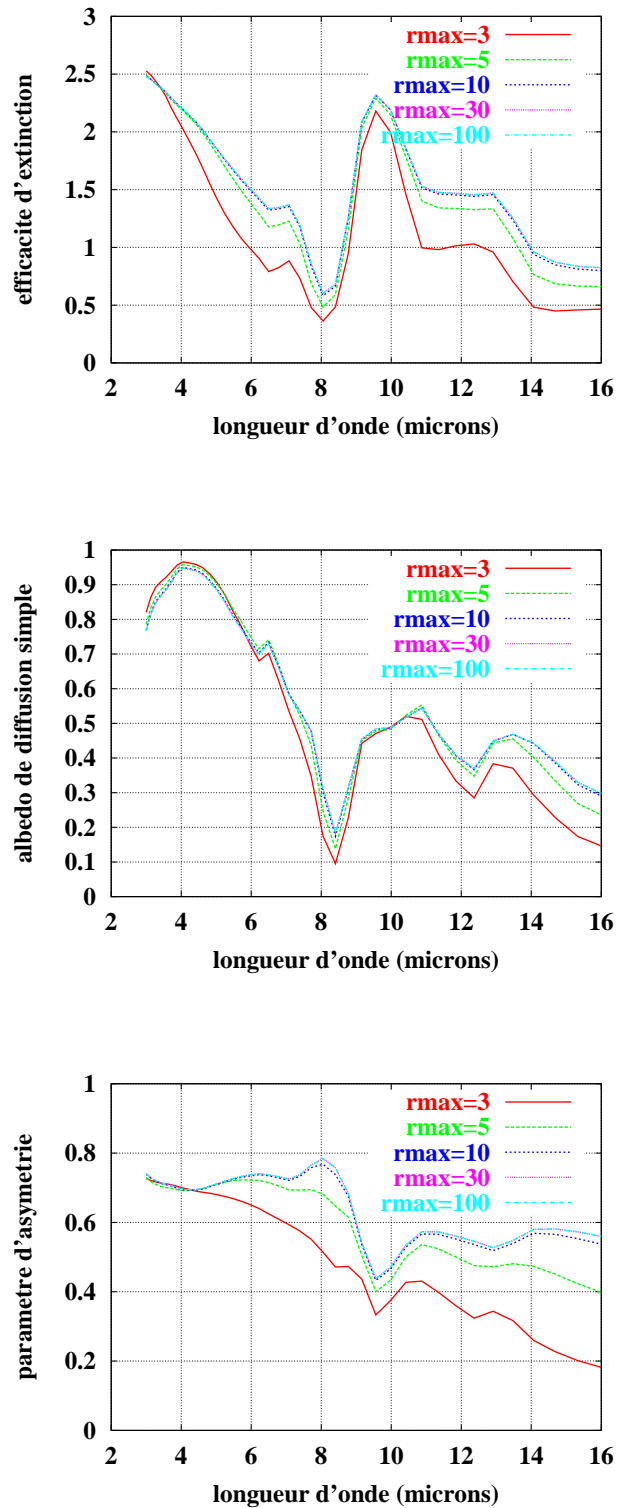


FIG. 2.5 – *Effet du rayon maximal sur le calcul des propriétés optiques pour une distribution lognormale.*

la distribution de taille "réelle". Nous avons étudié l'effet du rayon maximal sur les propriétés optiques des poussières désertiques (figure 2.5). Ceci nous a permis de déterminer qu'une valeur de $10 \mu m$ pour la valeur maximale du rayon permet d'obtenir les mêmes résultats que pour une distribution infinie.

Cependant, certains modèles d'aérosols considèrent des valeurs plus faibles. C'est par exemple le cas du modèle MITR (Mineral transported) pour lequel la valeur maximale est de $5 \mu m$. Ce choix a pour but de prendre en compte l'absence de très grosses particules loin des sources, car on pense que leur durée de vie est trop courte pour leur permettre d'être transportées sur de longues distances. Le choix d'une telle valeur n'est pas sans conséquence sur les propriétés optiques de l'aérosol. Cela soulève à nouveau la difficile question de la distribution de taille "réelle" des aérosols et de la possibilité, ou pas, d'utiliser des distributions analytiques pour les modéliser.

Une remarque sur la figure 2.5 : les variations spectrales très rapides des propriétés optiques s'expliquent par des raies d'absorption des différents matériaux composant l'aérosol (par exemple, le maximum de l'extinction à $9.5 \mu m$ est causé par la présence de quartz).

Largeur de la distribution

Nous allons maintenant montrer que la largeur de la distribution de taille est peu importante pour le calcul des propriétés optiques dans l'infrarouge. La figure 2.6 présente le coefficient d'extinction normalisé (ici à $3.8 \mu m$), calculé pour 3 valeurs du paramètre s caractérisant la largeur de la distribution : $s = \log_{10}(\sigma)$ varie de 0.2 à 0.4. Ce domaine correspond à σ compris entre 1.6 à 2.5, ce qui est la gamme maximale des variations observées (par exemple, dans la base OPAC, σ varie, selon le type d'aérosols, de 1.95 à 2.51 [Hess et al.(1998)]). On observe que l'effet de la largeur de la distribution est négligeable, ce qui nous permettra de garder la largeur constante par la suite, fixée à la valeur de 2.2. Cette valeur, qui correspond à la largeur de la distribution de taille du modèle "MITR" (mineral-transported) de la base OPAC, est en accord avec de nombreuses mesures in-situ [J.S. Reid et al.(2003)].

Rayon effectif : comparaison visible/infrarouge

Une seule valeur nous suffit maintenant pour décrire la distribution de taille : nous choisissons le rayon effectif, défini par l'équation 2.4, qui est la mesure de la distribution de taille la plus adaptée au calcul des propriétés optiques. L'effet du rayon effectif sur les propriétés optiques de l'aérosol, dans le cas d'un aérosol désertique, est présenté figure 2.7. Concernant les propriétés optiques ayant un impact sur les observations satellites infrarouges (i.e. C_{ext} normalisé à $10 \mu m$, ω et g) on remarque que l'effet de la taille est sensible mais modéré. Si l'on se restreint aux valeurs du rayon effectif les plus probables, entre 1 et $3 \mu m$, cet impact atteint 30% au plus.

Concernant le coefficient d'extinction non normalisé, on observe une différence de comportement marquée entre les courtes et grandes longueurs d'onde (figure 2.8) :

- de 3 à $15 \mu m$ les courbes correspondant aux différentes valeurs de r_e sont toutes

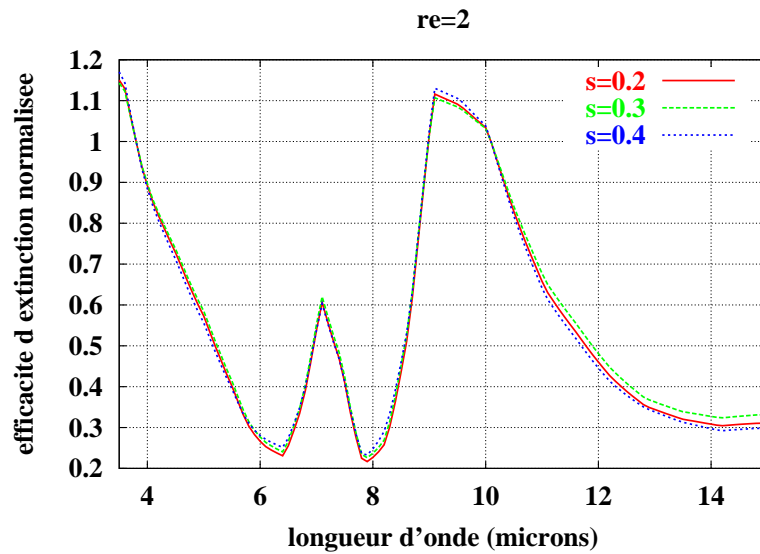


FIG. 2.6 – Effet de la distribution de taille des particules sur les propriétés optiques : effet de la largeur σ d'une distribution lognormale ($s = \log_{10}(\sigma)$) sur l'efficacité d'extinction normalisée (à $3.8 \mu m$).

superposables (on obtient des courbes très proches lorsque l'on normalise C_{ext}). Cela signifie que les différentes longueurs d'onde sont affectées de façon semblable par un changement de taille des particules.

- en-dessous de $3 \mu m$, les courbes correspondant aux différentes valeurs de r_e se croisent et ne sont pas superposables. Cela signifie que les sensibilités respectives des longueurs d'onde (ou des canaux en télédétection) dépendent fortement de la taille des particules.

En bref, l'impact de la taille des particules est très important pour la télédétection des aérosols aux longueurs d'onde solaire (basée sur plusieurs canaux), il l'est beaucoup moins dans l'infrarouge thermique. Une dernière remarque que l'on peut faire sur la figure 2.7 est que le rapport des extinctions (donc des épaisseurs optiques) infrarouge/visible augmente quand le rayon effectif augmente. Ceci est en accord avec l'idée que l'interaction entre les particules et le rayonnement est d'autant plus forte que la taille des particules est de l'ordre de la longueur d'onde. Dans cet exemple, pour un rayon effectif de $1 \mu m$, le rapport infrarouge sur visible vaut environ 0.2, tandis que pour un rayon effectif de $3 \mu m$, il vaut environ 0.8! Cette grande variabilité explique pourquoi il n'est pas raisonnable de vouloir retrouver l'épaisseur optique visible à partir de mesures infrarouges si la distribution de taille n'est pas connue avec précision. Dans l'étape d'inversion, c'est l'épaisseur optique à $10 \mu m$ que nous essaierons de retrouver.

2.4.3 Effet de la forme des particules

Comme expliqué dans la partie 2.1, la modélisation de la forme des aérosols est complexe. Le but de cette partie n'est pas d'évaluer quantitativement les propriétés optiques d'un aérosol dont la forme serait "réaliste", mais plutôt d'obtenir

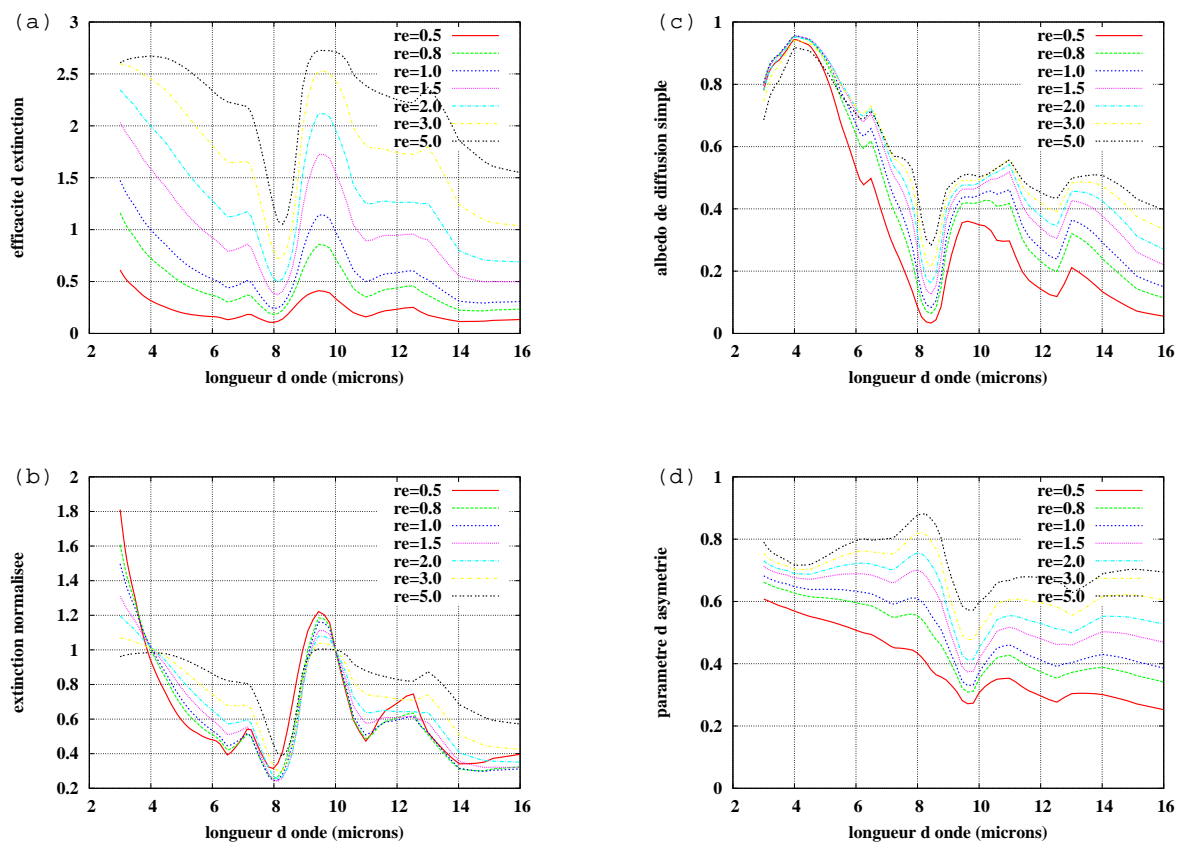


FIG. 2.7 – *Effet de la distribution de taille des particules sur les propriétés optiques : effet du rayon effectif r_e d'une distribution lognormale.*

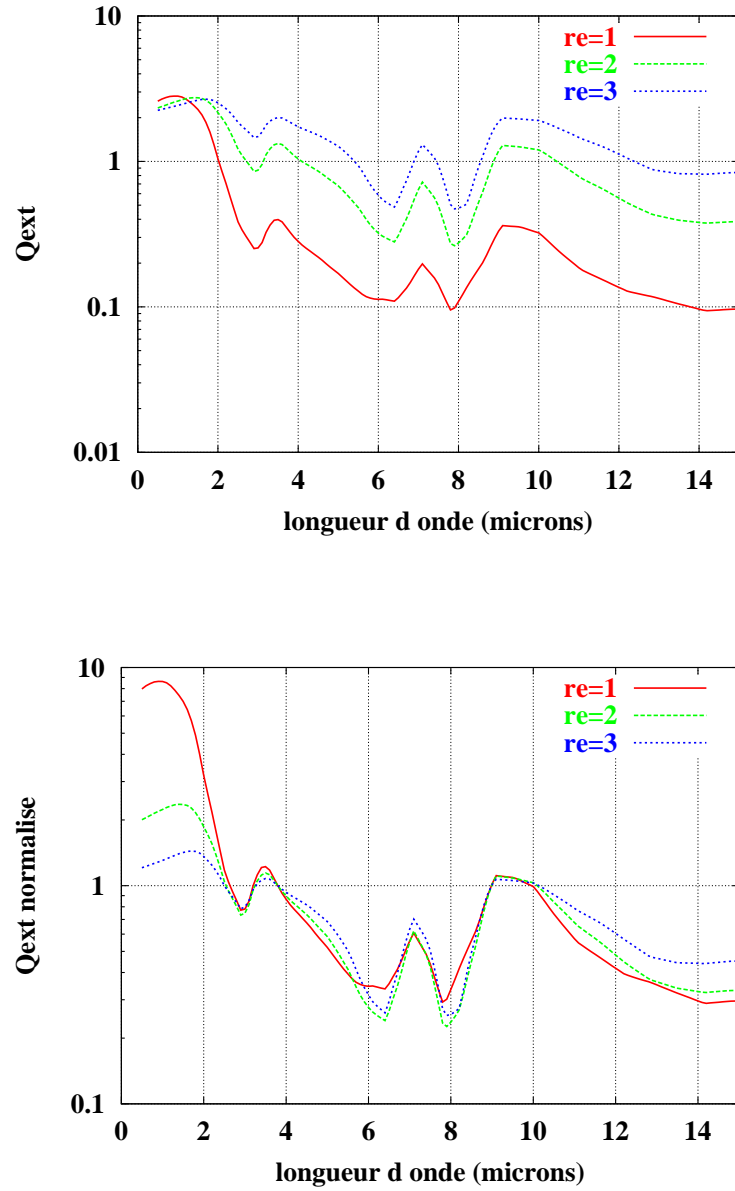


FIG. 2.8 – Effet de la distribution de taille des particules sur l'efficacité d'extinction (en haut) et l'efficacité d'extinction normalisée à $10 \mu\text{m}$ (en bas) : différence de comportement entre les courtes et grandes longueurs d'onde.

un ordre de grandeur sur l'effet maximal que nous pouvons attendre d'un écart à la sphéricité des particules. Pour cela, nous considérons simplement un ensemble de sphéroïdes allongés de rapport d'aspect $a = 2$. Pour les poussières désertiques, les valeurs moyennes de a obtenues par différentes techniques sont dans l'intervalle 1.7-2.0 [Mishchenko et al.(1997)]. Une modélisation plus réaliste consisterait à prendre une distribution de rapports d'aspect et non pas une seule valeur. Cependant, [Mishchenko et al.(1997)] ont montré que faire une moyenne des propriétés optiques obtenues pour différents rapports d'aspect conduit à se rapprocher du cas sphérique. Le choix d'une seule valeur est donc cohérent avec notre objectif : l'obtention d'une estimation haute de l'impact de l'asphéricité.

L'utilisation du code "T-Matrix" nous a permis d'obtenir la figure 2.9. On observe que la différence entre les propriétés optiques calculées pour des sphères ($a = 1$) ou pour des sphéroïdes (aplatis, $a = 0.4$ ou allongés, $a = 2.2$) est minime. Quelques écarts apparaissent seulement vers 4 et 9 μm .

La figure 2.10 représente plus précisément l'effet de l'asphéricité là où les écarts sont les plus importants, à 3.75 et 9.5 μm . On peut noter que le cas de particules sphériques correspond généralement à un minimum pour les propriétés optiques tracées ici.

On peut également regarder l'impact de a sur la fonction de phase (figure 2.11) à ces deux longueurs d'onde :

- à 9.5 μm , l'effet de a est négligeable car la partie imaginaire de l'indice de réfraction est élevée (de l'ordre de 0.5). Ceci est en accord avec la figure 10.15 de l'ouvrage de [Mishchenko et al.(2002)].

- à 3.75 μm l'effet est plus marqué, surtout aux angles élevés qui correspondent à la diffusion vers l'arrière.

Il est intéressant de comparer cette figure avec la figure 2.12, tirée de [Mishchenko et al.(1997)]. On observe que l'écart entre sphères et sphéroïdes est plus important aux courtes longueurs d'onde. Mais ce n'est pas tant cela que le principe physique même de la télédétection visible qui fait de la forme des particules un paramètre beaucoup plus important (et problématique...) que dans la télédétection infrarouge. Comme on l'a vu au chapitre 1 (schéma de la figure 1.2), c'est le rayonnement solaire réfléchi vers l'espace par les aérosols, donc à des angles élevés (d'environ 100 à 180°), là où les fonctions de phase diffèrent, qui fait le signal aérosol en télédétection visible. Tandis que dans l'infrarouge, l'effet de la diffusion est moindre, car c'est avant tout l'absorption et la réémission qui font le signal, et pour ce qui est de la diffusion, c'est surtout la diffusion vers l'avant, où les fonctions de phase diffèrent peu, qui contribue le plus au signal.

Remarquons que ces résultats, bien que faciles à obtenir, sont nouveaux : l'investigation des effets de l'asphéricité des aérosols avait jusqu'à présent été conduite seulement dans le visible et le proche infrarouge.

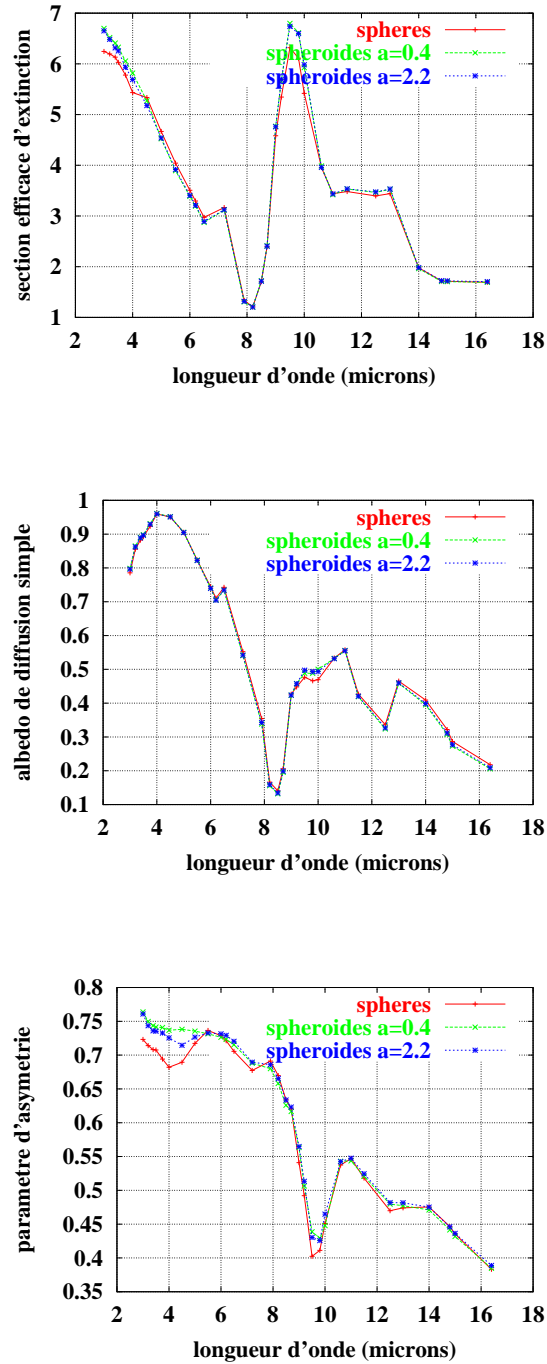


FIG. 2.9 – Effet de la forme des particules sur les propriétés optiques : sphères (courbe rouge), sphéroïde aplati (courbe verte), sphéroïde allongé (courbe bleue). De haut en bas : C_{ext} (μm^2), ω , g .

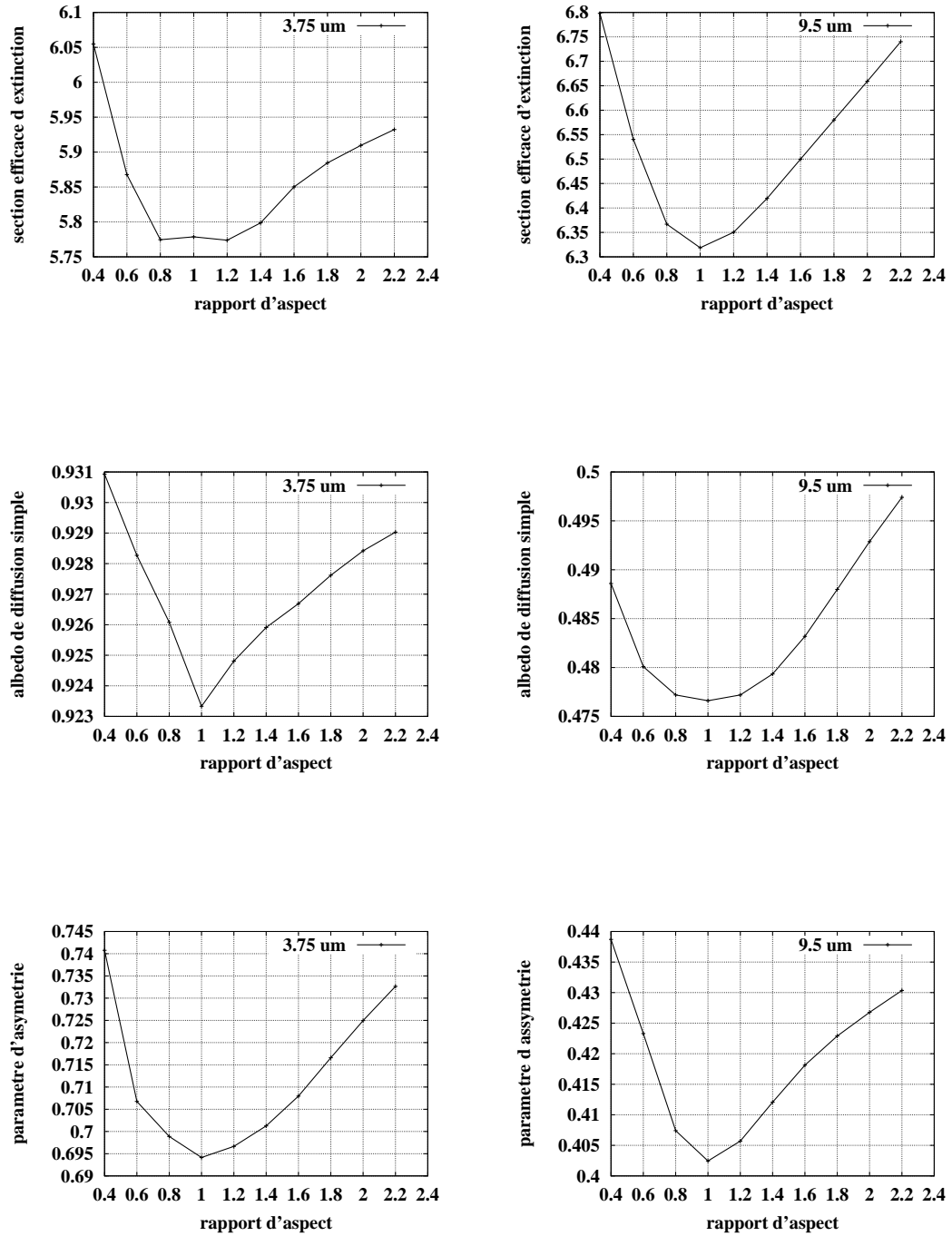


FIG. 2.10 – Effet du rapport d'aspect sur les propriétés optiques à 3.75 μm (à gauche) et 9.5 μm (à droite) : effet du rapport d'aspect a pour des particules en forme de sphéroïdes et une distribution de taille lognormale. De haut en bas : C_{ext} (μm^2), ω , g .

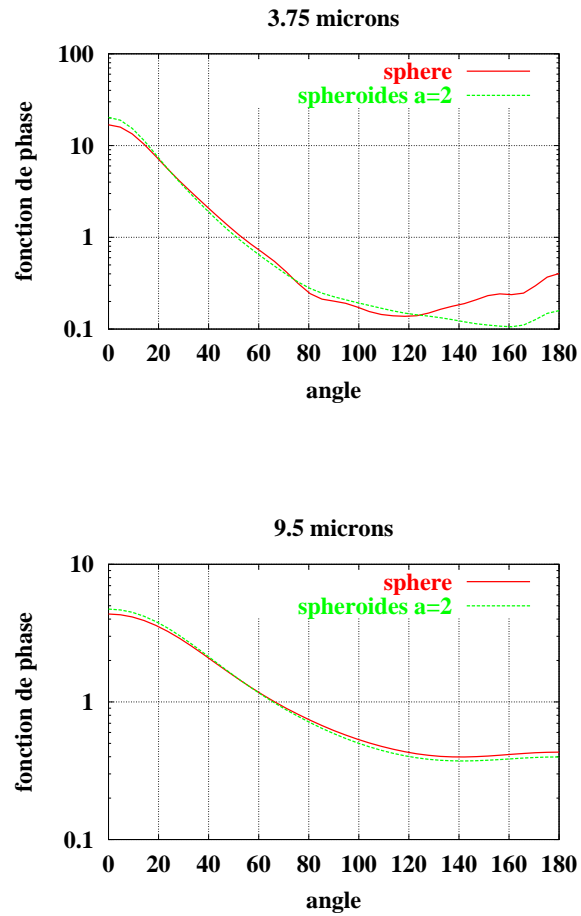


FIG. 2.11 – Effet de la forme des particules sur la fonction de phase du rayonnement diffusé : sphères (en rouge) particules en forme de sphéroïdes allongés (en vert) à 3.75 μm (en haut) et 9.5 μm (en bas).

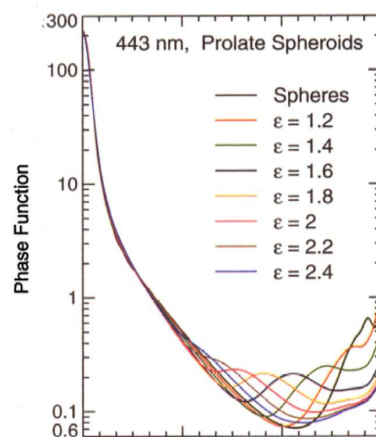


FIG. 2.12 – Effet de la forme des particules sur la fonction de phase du rayonnement diffusé : effet du rapport d'aspect (noté ici ϵ) pour des particules en forme de sphéroïdes allongés à 0.443 μm (source [Mishchenko et al.(1997)]).

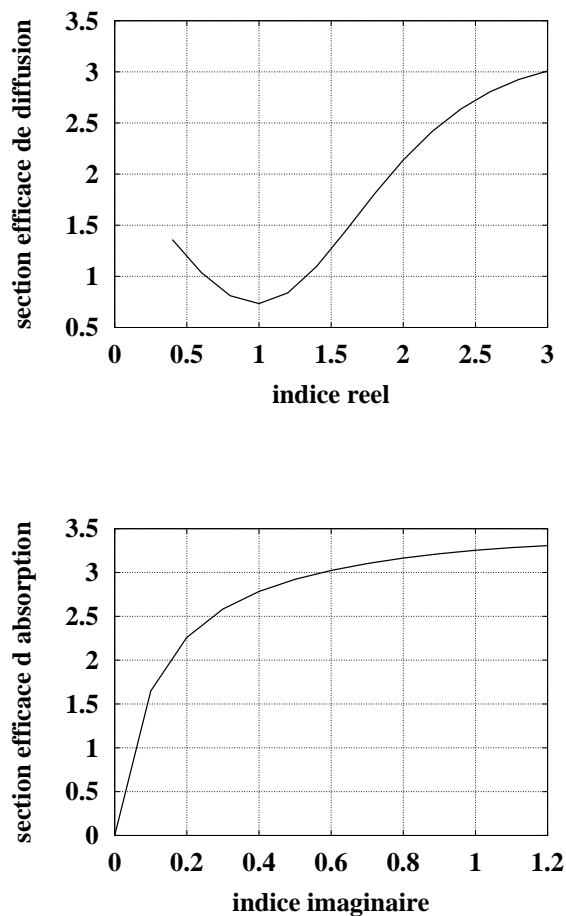


FIG. 2.13 – Effet de la partie réelle (resp. imaginaire) de l'indice de réfraction sur la section efficace de diffusion (resp. d'absorption) (μm^2), pour une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$.

2.4.4 Effet des indices de réfraction des particules

La figure 2.13 représente l'effet de la partie réelle (resp. imaginaire) de l'indice de réfraction sur la section efficace de diffusion (resp. d'absorption), à $10 \mu\text{m}$. L'interprétation de la partie imaginaire est la plus facile puisqu'elle est liée à l'atténuation de l'onde par le milieu : quand sa valeur augmente, l'absorption augmente. Quand la partie réelle vaut 1, il n'y a plus de différence avec l'indice de l'air, alors la diffusion est minimale.

Bien que les effets de la taille et de la forme puissent être examinés relativement facilement, en changeant continûment la valeur du rayon effectif ou du rapport d'aspect des particules, l'impact de l'indice de réfraction est plus difficile à étudier car il dépend de nombreuses variables relativement indépendantes, qui sont les parties réelles et imaginaires de l'indice à toutes les longueurs d'onde.

Soulignons que les nombreuses mesures d'indices de réfraction des poussières ne concernent pour la plupart que les courtes longueurs d'onde. De même, pour les différentes études traitant de leur propriétés optiques (en particulier celles très nombreuses sur la délicate question de la valeur de l'albédo de diffusion simple), c'est

TAB. 2.3 – 5 jeux de données des indices de réfraction des aérosols minéraux dans l'infrarouge

Nom	provenance	type d'aérosol minéral
OPAC-MITR	Volz (La Barbade)	désertique loin des sources
Sahara dust-Barbados	Volz (La Barbade)	désertique loin des sources
"mineral"	Volz (Allemagne)	continental
"dust like"	Volz (Allemagne)	continental
SHADE (Fouquart+WMO)	Volz (Niger)	désertique proche des sources

presque exclusivement du domaine solaire qu'il s'agit.

Il convient de noter l'étude de [Sokolik et al.(1998)] qui recense toutes les mesures des indices de réfraction des aérosols minéraux dans l'infrarouge : par exemple celles de [Fisher (1987)] pour des aérosols provenant du Negev, [Sokolik and Golitsyn (1993)] pour des poussières en Afghanistan. [Sokolik et al.(1998)] ont noté une très grande variabilité des indices avec la provenance de l'aérosol, et souligné la grande incertitude sur le forçage radiatif qui en découle. Nous nous concentrerons ici surtout sur l'aérosol saharien loin des sources (chapitres 6 et 7, pour le chapitre 5, voir la discussion de la partie 5.1.1). Dans ce cas, la recommandation de [Sokolik et al.(1998)] est d'utiliser les mesures de [Volz (1973)] à la Barbade.

En effet, les seules mesures d'indices de réfraction dans l'infrarouge pour des aérosols sahariens transportés loin des sources sont les mesures de [Volz (1973)], pour des particules collectées à La Barbade (13,10°N, 59,32°W). [Fouquart et al.(1987)] reportent des mesures de poussières sahariennes, effectuées par Volz, au-dessus du Niger, donc plus près des sources. Nous avons beaucoup utilisé le jeu de données OPAC, qui est une version révisée des données publiées dans le livre de [d'Almeida et al.(1991)] : les indices du modèle "Mineral-Transported" de OPAC viennent principalement des mesures de [Volz (1973)].

Nous avons conduit une étude de sensibilité, en utilisant les 5 jeux de données de la table 2.3 dont les indices de réfraction sont tracés figure 2.14. On remarque bien sûr la très forte variabilité des indices :

- avec la longueur d'onde
- d'un jeu de données à l'autre

Cette variabilité se traduit bien sûr sur les propriétés optiques, comme le montre la figure 2.15. La grande différence entre les jeux de données est problématique, et signifie plusieurs choses :

- l'aérosol minéral est très variable dans sa composition minéralogique, selon son origine désertique (modèles Volz ou MITR par exemple) ou continentale (modèles "mineral" et "dust-like")
- l'aérosol désertique lui même à une composition qui peut être différente selon que l'on est près des sources ("SHADE", modèle retenu suite aux observations de la campagne Saharan Dust Experiment [Highwood et al.(2003)]) ou loin des sources ("Volz")

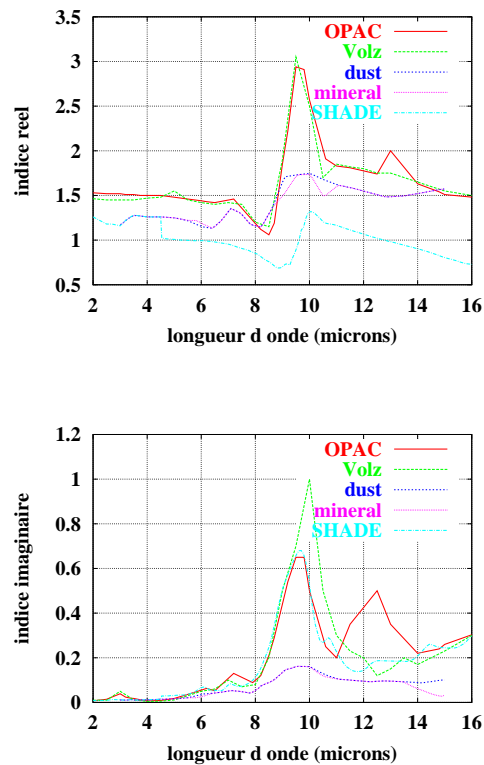


FIG. 2.14 – Indices de réfraction dans l'infrarouge pour 5 modèles d'aérosols minéraux.

- les mesures d'indices de réfraction ne sont pas très fiables : le modèle "SHADE", sur la partie venant des mesures reportées par [Fouquart et al.(1987)], présente des valeurs de l'indice réel très différentes des valeurs des autres jeux, et parfois inférieures à 1. Ceci serait dû au contenu en quartz élevé : vers 9 microns, il y a une résonance de l'absorption qui explique la valeur de l'indice inférieure à 1. Comme l'indice réel est défini comme le rapport de la vitesse de la lumière sur la vitesse de phase de l'onde, mais que l'information se propage à la vitesse de groupe, cela ne contredit pas la relativité.

D'autres mesures des minéraux composant l'aérosol désertique (et non pas de leur mélange) sont disponibles pour le domaine 8-12 μm (recensées par exemple dans la thèse de doctorat de [Claquin (1999)]). Cependant, nous montrerons plus loin que l'inversion de grandeurs géophysiques des aérosols depuis l'espace dans l'infrarouge nécessite de considérer le moyen infrarouge (vers 4 μm) comme l'infrarouge plus lointain (8-12 μm) : il faut donc un jeu d'indices cohérent sur les deux intervalles. Or, "recoller" deux jeux différents n'est pas satisfaisant : le modèle "SHADE" utilise les mesures de Fouquart au-delà de 4.5 μm et celles issues des recommandations de WMO (World Meteorology Organization) en deçà. La discontinuité dans les indices pose problème à deux titres : à une discontinuité de la partie réelle (resp. imaginaire) devrait correspondre un maximum de la partie imaginaire (resp. réelle) (d'après le théorème des fonctions complexes dérivables, voir [Hanel et al. (2003)]). ce qui n'est manifestement pas le cas, et cette discontinuité légère au niveau des indices devient considérable au niveau de l'albédo de diffusion simple.

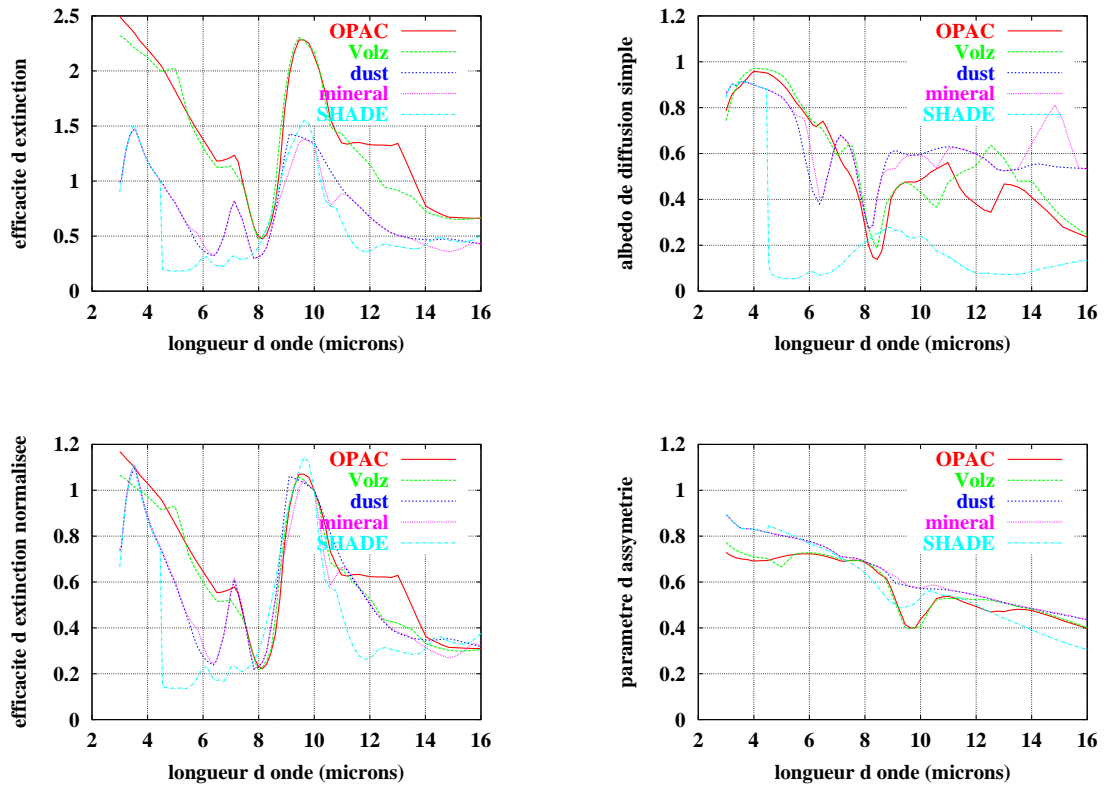


FIG. 2.15 – *Effet des indices de réfraction des particules sur les propriétés optiques.*

En bref, la pauvreté des mesures d'indices de réfraction des aérosols sur un domaine de longueurs d'onde infrarouge assez vaste (de 3 à 14 μm) sera un problème récurrent pour la télédétection des aérosols désertiques depuis l'espace. Il serait souhaitable que de nouvelles mesures d'indices soient entreprises dans l'infrarouge, pour des échantillons provenant de différentes sources.

La variabilité de l'indice avec la longueur d'onde implique des effets très différents d'un canal à l'autre, et si cela augmente la complexité du problème, cela permet aussi de pouvoir distinguer la signature de l'aérosol d'une autre signature atmosphérique (par exemple la vapeur d'eau ou un nuage). On pourrait même espérer distinguer différents types d'aérosols, ou remonter à leur composition minéralogique...

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons défini les principales grandeurs permettant de caractériser la microphysique des aérosols, c'est-à-dire leur distribution de taille, leur forme, et leurs indices de réfraction. Nous nous sommes plus précisément intéressés au cas des aérosols minéraux, ou poussières. Après avoir défini ensuite les propriétés optiques intensives des aérosols, en particulier la section efficace d'extinction, l'albédo de diffusion simple et le paramètre d'asymétrie, nous avons introduit un grandeur très importante : l'épaisseur optique des aérosols (AOD). L'AOD est la grandeur observable : nous verrons au chapitre suivant qu'elle intervient en premier lieu dans

le calcul de l'impact des aérosols sur les observations satellitales. Elle contient à la fois l'information sur le pouvoir d'extinction des aérosols en fonction de la longueur d'onde et sur la concentration en aérosols le long du trajet suivi.

Nous avons ensuite étudié la sensibilité des propriétés optiques aux propriétés microphysiques en utilisant un code de Mie et un code de T-Matrix. L'accent a été mis sur les différences de comportement entre les domaines spectraux visibles et infrarouges. Les conclusions principales de cette étude de sensibilité sont reportées dans la table ci-dessous :

Influence des différentes propriétés microphysiques de l'aérosol désertique sur ses propriétés optiques et conséquences pour la télédétection		
microphysique	infrarouge thermique	visible et proche infrarouge
indice de réfraction	+++ fort impact (Fig. 2.15) - grande variabilité des indices avec la longueur d'onde et le modèle d'aérosol - rareté des mesures	+ - dépendance des indices avec la longueur d'onde relativement bien connue - plus de mesures
distribution de taille	++ impact modéré - effet de la largeur de la distribution négligeable (Fig. 2.6) - effet du rayon effectif sur g , ω et l'extinction normalisée inférieur à 30 % (Fig. 2.7 (b),(c),(d)) - impact important du rayon effectif sur l'extinction non normalisée (Fig. 2.7 (a)), sans conséquence pour la télédétection	+++ fort impact - la sensibilité relative des différentes longueurs d'onde dépend fortement du rayon des particules - mode fin et mode grossier contribuent à l'AOD
forme	+ faible impact (Fig. 2.9)	++ impact modéré sur la fonction de phase (Fig. 2.12) : importance pour le rayonnement solaire réfléchi.

En outre, le rapport de l'extinction (resp. de l'AOD) infrarouge sur l'extinction (resp. l'AOD) visible augmente avec la taille des particules, ce qu'il faudra garder en mémoire lors de la comparaison de produits de télédétection infrarouge et visible.

Chapitre 3

Des propriétés optiques aux radiances : l'équation de transfert radiatif en présence d'aérosols

Revenons au schéma de la figure 2.1 : nous venons de voir la première étape (correspondant à la première flèche), nous allons maintenant nous intéresser à la seconde étape. Pour calculer la radiance mesurée par un canal d'un sondeur embarqué sur satellite, quelles sont les connaissances de l'état de l'atmosphère (et en particulier des aérosols) nécessaires ? La description des processus physiques subis par le rayonnement nous permettra de donner les grandes étapes qui conduisent à l'Equation de Transfert Radiatif (ETR) dans l'infrarouge thermique, d'abord sans aérosols, puis en présence d'aérosols diffusants.

3.1 Satellites et sondeurs verticaux

3.1.1 Vocabulaire

Le terme "sondeur vertical" (ou simplement sondeur) désigne un capteur, souvent dans le domaine de l'infrarouge ou des micro-ondes, à moyenne ou haute résolution spectrale, dont la propriété est de fournir des informations à différents niveaux verticaux de l'atmosphère : grâce à leurs observations, on peut obtenir par exemple des champs de température ou de vapeur d'eau dans l'atmosphère en "3D".

Un sondeur compte plusieurs canaux, c'est-à-dire que le rayonnement reçu est collecté dans différentes "bandes", très fines, de longueurs d'onde. Chaque canal d'un sondeur mesure une **radiance spectrale**, ou luminance énergétique spectrale, c'est-à-dire une puissance reçue dans une direction donnée par unité de surface du récepteur, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde. La radiance s'exprime en $Wm^{-2}sr^{-1}/cm^{-1}$. Pour des raisons de commodité, on utilise plutôt la **température de brillance**, qui s'exprime en Kelvin et qui est définie comme la température d'un corps noir émettant à la longueur d'onde centrale du canal une radiance égale à celle

mesurée.

Dans l'infrarouge thermique, le rayonnement mesuré est le rayonnement émis par la surface de la terre et/ou par les différentes couches de l'atmosphère. Ce rayonnement montant est en partie absorbé par les molécules d'air (et éventuellement les aérosols) et porte donc la signature du milieu qu'il a traversé.

Une notion importante pour comprendre l'intérêt des sondeurs est la notion de **fonction de poids** que nous allons d'abord tenter d'expliquer physiquement, avant d'introduire les équations et le détail des calculs un peu plus loin dans ce chapitre, partie 3.2.

A cause de l'**absorption** causée par les différents gaz atmosphériques, la **transmission** du rayonnement entre un niveau de l'atmosphère et le satellite décroît quand l'altitude de ce niveau diminue. Par exemple, si la transmission entre la surface et le satellite vaut 0.5, cela signifie que seulement 50% du rayonnement émis par la surface atteindra le satellite. Par contre, la transmission entre un niveau atmosphérique situé plus haut et le satellite sera supérieure à 0.5. Par exemple, si la transmission entre le niveau de pression 800 hPa et le satellite vaut 0.7, cela signifie que 70% du rayonnement émis vers le haut par le niveau de pression 800 hPa atteindra le satellite. Au sommet de l'atmosphère, la transmission atteint son maximum, elle vaut 1 : en effet, le rayonnement émis par le sommet de l'atmosphère ne rencontre plus de gaz absorbant et atteint le satellite sans être atténué.

Phénomène physique complémentaire de l'absorption, l'**émission thermique** de chaque couche est d'autant plus élevée que l'absorption est élevée. Pour une température donnée, une couche fortement absorbante émettra plus qu'une couche faiblement absorbante. Par contre, à même pouvoir d'absorption, une couche plus froide émettra moins de rayonnement qu'une couche plus chaude.

L'absorption gazeuse dépend de la longueur d'onde, donc le profil de transmission dépend également de la longueur d'onde considérée. On peut donc associer à chaque canal un profil de transmission, ou, de manière équivalente, une fonction de poids. La fonction de poids donne les contributions de chaque niveau de l'atmosphère à la radiance observée, c'est une sorte de profil "en cloche", éventuellement tronqué à la surface. (voir par exemple la figure 3.3). Le niveau de pression auquel la fonction de poids atteint un maximum est celui dont le rayonnement émis contribuera le plus au rayonnement mesuré au niveau du satellite. Les niveaux de pression où la fonction de poids est nulle ne contribueront pas à la radiance observée : soit parce que ce sont des niveaux situés au-dessus du maximum de la fonction de poids et pour lesquels aucun gaz n'absorbe ni n'émet le rayonnement à la longueur d'onde considérée, soit parce que ce sont des niveaux situés en dessous du maximum de la fonction de poids et pour lesquels tout le rayonnement émis vers le haut sera absorbé avant d'atteindre le satellite. Par abus de langage, on dit que chaque canal "voit" une couche différente de l'atmosphère, ce qui permet par inversion d'obtenir des profils verticaux, de température ou vapeur d'eau par exemple.

Une remarque concernant les unités spectrales : l'usage veut que les spectroscopistes travaillent en **nombre d'onde** (cm^{-1}) tandis que l'habitude dans d'autres domaines est de travailler en **longueur d'onde** (μm). Sachant que le produit du nombre d'onde par la longueur d'onde vaut 10000, on peut passer facilement d'une unité à l'autre. Par exemple, une longueur d'onde de 10 μm correspond à un nombre d'onde de 1000 cm^{-1} .

Le but de la partie suivante est de présenter "l'histoire" des sondeurs opérationnels embarqués sur satellites :

- l'instrument TOVS (TIROS-N Operational Vertical Sounder) d'abord, embarqué sur les différents satellites de la NOAA de 1979 à nos jours sans interruption !
- le sondeur nouvelle génération AIRS ensuite, embarqué sur la plate-forme Aqua de la NASA, en compagnie du sondeur micro-onde AMSU.
- puis le futur, avec l'interféromètre IASI qui devrait partir dans l'espace à bord de la plate-forme européenne METOP en 2006.

3.1.2 NOAA/TOVS

3.1.2.1 Les satellites de la NOAA

Depuis 1978, les satellites opérationnels de la série NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), lancés par les Etats-Unis, fournissent des données météorologiques sans interruption. La figure 3.1 donne les périodes de fonctionnement de chacun de ces satellites. Pour cette étude, nous avons exploité les données des satellites NOAA-10 et NOAA-12.

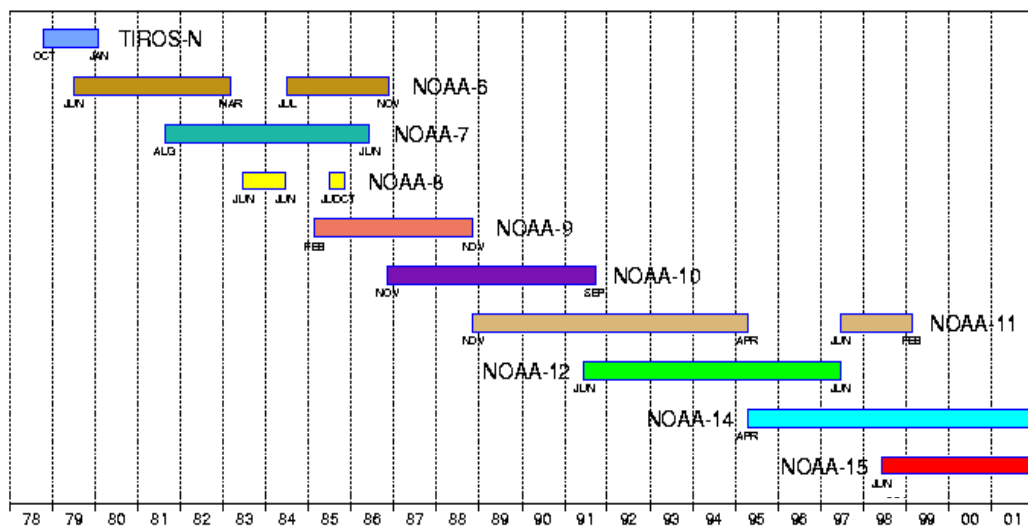


FIG. 3.1 – Chronologie des satellites opérationnels NOAA de 1978 à 2001 (source : <http://www.ecmwf.int/research/era/Observations/Satellite/TOVS/>). Il faudrait y ajouter les plates-formes NOAA-16 et NOAA-17

L'orbite des plates-formes NOAA est polaire (avec une inclinaison de 98 degrés en-

viron), ils sont héliosynchrones (c'est-à-dire qu'ils passent toujours à la même heure au-dessus d'un même point), leur altitude est de 833 km. Ils effectuent un tour de la terre en 101 minutes environ. En permanence, deux satellites en opposition de phase observent la Terre : un satellite du matin, qui coupe le plan équatorial à 7h30 (et 19h30) heure locale solaire, et un satellite de l'après-midi qui, lui, franchit le plan équatorial à 13h30 (et 01h30) heure locale solaire. Chaque satellite observe au moins deux fois toute la surface du globe en 24 heures (exceptées quelques zones proches de l'équateur où les traces au sol des orbites, larges de 2200 km, ne se recouvrent pas), jusqu'à 13 fois aux hautes latitudes.

3.1.2.2 L'instrument TOVS : les sondeurs HIRS, MSU et SSU

A bord des satellites météorologiques de la NOAA, entre autres capteurs, le sondeur HIRS (pour High resolution Infrared Radiation Sounder) dispose de 19 canaux infrarouges dont les longueurs d'onde s'étendent de 3,7 microns à 15 microns, et un canal visible. HIRS est un des capteurs de l'instrument TOVS qui comprend aussi SSU (Stratospheric Sounding Unit) et MSU (Microwave Sounding Unit). On utilisera pour cette étude seulement les données HIRS.

Plusieurs versions de l'instrument HIRS ont fonctionné. Ici, ce sont les observations de HIRS/2, version embarquée à bord de NOAA-10 et NOAA-12 entre autres, que nous utilisons. La résolution au sol d'une observation HIRS/2 est de 20 km environ au nadir (pour HIRS/4, elle est de 10 km).

Les caractéristiques des différents canaux de HIRS sont présentées dans la table 3.1. Chaque canal n'est pas exactement monochromatique mais collecte le rayonnement dans une fine bande de longueurs d'onde. La **fonction d'appareil** de chaque canal renseigne sur la contribution des radiances monochromatiques des différentes longueurs d'onde à la radiance totale mesurée par le canal. En termes mathématiques, c'est la **convolution** du spectre à résolution infinie par la fonction d'appareil d'un canal qui donne la radiance mesurée dans ce canal. La figure 3.2 montre les fonctions d'appareils des 19 canaux infrarouges HIRS.

La fonction de poids de chaque canal HIRS est représentée figure 3.3.

3.1.2.3 Un exemple d'utilisation des observations TOVS : l'algorithme 3I

Afin d'obtenir des produits géophysiques à partir des radiances mesurées par les sondeurs HIRS et MSU, l'algorithme 3I (Improved Initialization Inversion) a été développé au LMD [Chédin et al.(1985), Scott et al.(1999)].

Les observations HIRS et MSU (données de niveau 1B étalonnées) sont d'abord localisées dans des boîtes d'environ 100 km par 100 km. A chaque boîte est associé un pourcentage de type de surface observée (terre, mer) et une élévation topographique. Ensuite, une procédure de détection des nuages est appliquée, prenant en compte la surface sous-jacente (mer, terre, glace, neige...) L'inversion proprement dite s'effectue alors dans les boîtes déclarées claires, ou partiellement claires et "éclaircies", selon deux étapes principales : détermination d'une solution initiale ("first-guess"),

TAB. 3.1 – caractéristiques des différents canaux du sondeur HIRS

canal	Longueur d'onde centrale	Principaux absorbants	Maximum de la fonction de poids	Particularités
1	15.00 μm	CO_2	30 hPa	Sondage en Température
2	14.70 μm	CO_2	60 hPa	
3	14.50 μm	CO_2	100 hPa	
4	14.20 μm	CO_2, O_3	400 hPa	
5	14.00 μm	CO_2, O_3	600 hPa	
6	13.70 μm	CO_2, H_2O	800 hPa	
7	13.40 μm	CO_2, H_2O	900 hPa	
8	11.10 μm	Fenêtre	Surface	T surf
9	9.70 μm	O_3	25 hPa	canal ozone
10	8.30 μm	H_2O	900 hPa	sondage H_2O
11	7.30 μm	H_2O	700 hPa	
12	6.70 μm	H_2O	500 hPa	
13	4.57 μm	N_2O, CO	1000 hPa	Sondage en Température
14	4.52 μm	N_2O, CO	950 hPa	
15	4.46 μm	N_2O, CO_2	700 hPa	
16	4.40 μm	N_2O, CO_2, O_3	400 hPa	
17	4.24 μm	CO_2, O_3	50 hPa	
18	4.00 μm	Fenêtre	surface	T surf
19	3.70 μm	Fenêtre	surface	
20	0.70 μm	Fenêtre		visible

puis détermination de la solution exacte par une procédure d'estimation statistique (maximum de probabilité).

Par une approche bayésienne, c'est ainsi le profil de température qui est retrouvé. Ensuite, dans les boîtes nuageuses ou partiellement nuageuses, les paramètres nuageux (pression au sommet du nuage, couverture effective, type de nuage) sont également retrouvés. Les canaux sensibles à l'humidité étant "nettoyés" des nuages, la température de surface est à son tour inversée, ainsi que le profil de vapeur d'eau, tous deux retrouvés par une approche basée sur des réseaux de neurones.

La réanalyse des observations TOVS a donc fourni une base climatologique globale pour toute la période 1987 à 1995 (plates-formes NOAA-10, 11 et 12), la base "TOVS-PathB". L'extension de cette réanalyse à toute l'archive TOVS (de 1979 à nos jours) est en cours.

Par ailleurs, d'autres produits sont inversés à partir de ces mêmes données de l'instrument TOVS (qui n'était pourtant pas conçu pour cela!) : les variations du CO_2 dans la haute troposphère [Chédin et al.(2002), Chédin et al.(2003b)], l'émissivité infrarouge des surfaces continentales [Chédin et al.(2004)], ou comme nous le verrons dans cette étude, l'épaisseur optique des aérosols volcaniques (chapitre 4) ou des poussières désertiques (chapitre 5).

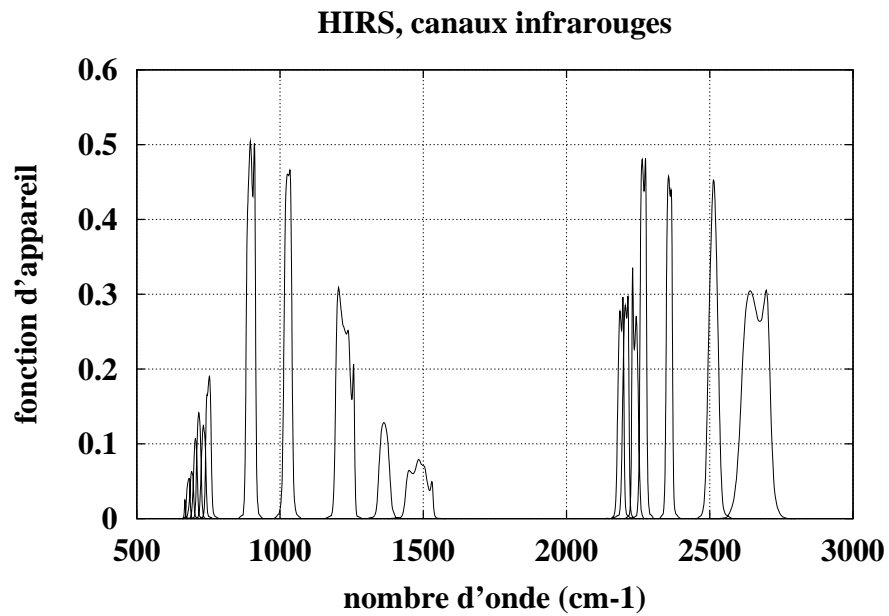


FIG. 3.2 – Fonction d'appareil des 19 canaux infrarouges HIRS (NOAA-10).

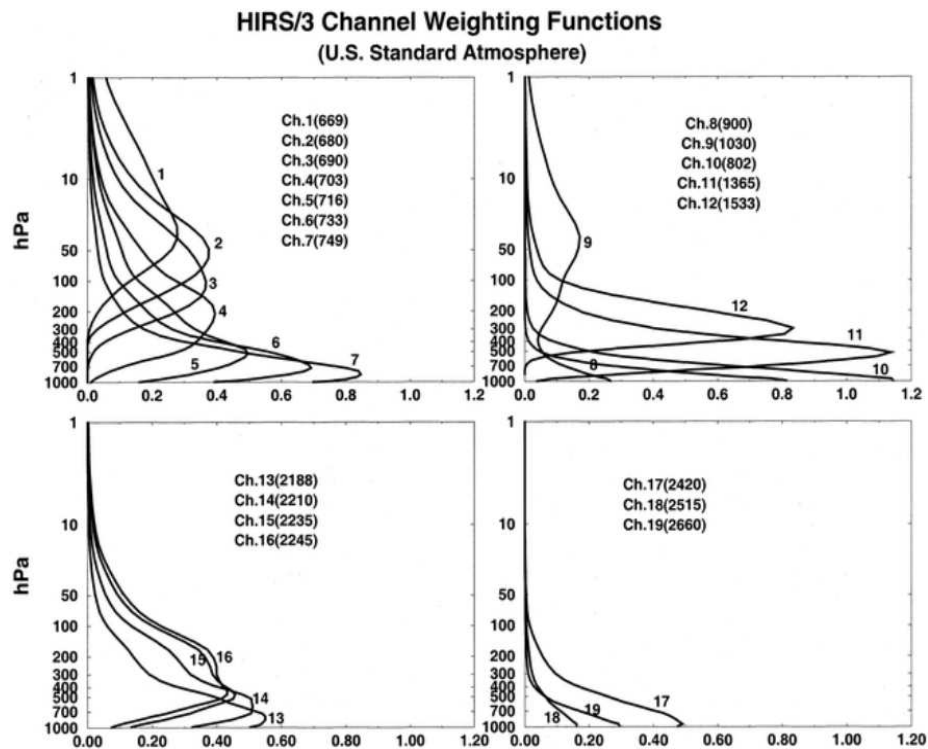


FIG. 3.3 – Fonction de poids des 19 canaux infrarouges HIRS (d'après [Li et al.(2000)])



FIG. 3.4 – Photo du satellite Aqua avant son lancement.

3.1.3 Aqua/AIRS

3.1.3.1 Le satellite Aqua/NASA et l'Aqua-Train

Lancé le 4 mai 2002, le satellite Aqua (figure 3.4) a été élaboré dans le cadre du projet Earth Observing System (EOS) de la NASA. Ce programme a pour but d'obtenir des mesures à long terme des caractéristiques atmosphériques afin d'améliorer notre compréhension des processus affectant le climat terrestre. La plate-forme est en orbite circulaire et héliosynchrone autour de la Terre, l'heure locale de passage à l'équateur est 01h30 et 13h30. L'inclinaison de l'orbite par rapport à l'équateur est de 98.2° .

A bord d'Aqua, sont embarqués 6 instruments dédiés à l'étude de l'atmosphère :

- AMSR-E (Advanced Microwave Radiometer for EOS) : un radiomètre micro-onde passif comportant 12 canaux sur 6 fréquences dont le but est de mesurer certaines variables géophysiques atmosphériques (vapeur d'eau et précipitations) et de caractériser les surfaces (température, humidité...).
- CERES (Cloud's and Earth Radiant Energy System) : un radiomètre de 3 canaux à bande très large dont le but est de caractériser le bilan radiatif de la Terre en ondes longues et ondes courtes.
- HSB (Humidity Sounder Brazil) : sondeur micro-onde "humidité"
- MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) : un radiomètre multi-spectral mesurant le flux solaire réfléchi et le flux infrarouge émis dans 36 canaux. Ses données sont utilisées pour l'étude de la végétation, de la couleur de l'océan, des nuages, mais aussi des aérosols.

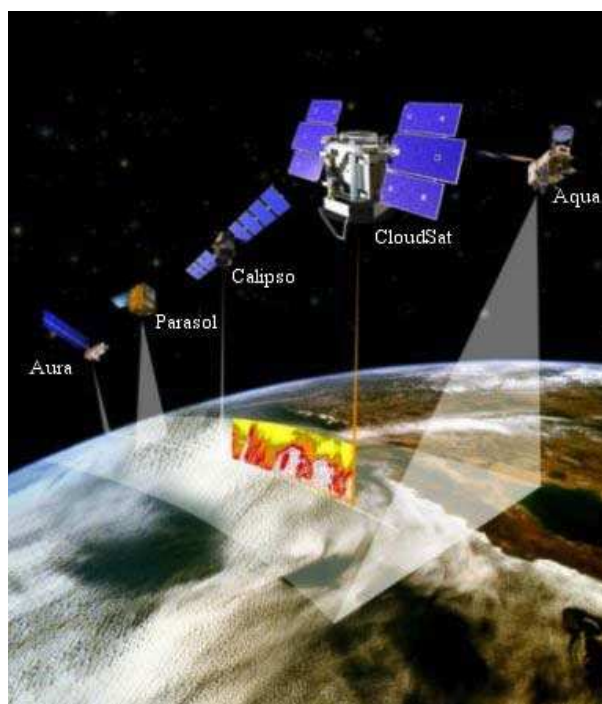


FIG. 3.5 – L'A-train (source : <http://www.spacetoday.org/>)

- AMSU (Advanced Microwave Sounding Unit) : sondeur micro-onde "température"
- AIRS (Atmospheric Infrared Sounder) : sondeur infrarouge dont les observations seront centrales dans cette étude.

Ces deux derniers instruments (et surtout AIRS) sont présentés plus en détail dans la partie suivante.

Aqua est également le premier d'une constellation de 6 satellites d'observation de la Terre : l'Aqua-Train (figure 3.5) ou A-train. Ce "train" est le premier du genre dédié à l'observation de la Terre, son avantage majeur est l'intervalle de temps très court entre le passage de chaque satellite au-dessus d'un même point, ce qui permet la combinaison de plusieurs instruments quasi co-localisés pour développer des synergies de mesures. Les 5 autres satellites de l'Aqua-Train sont, dans l'ordre de passage :

- Cloudsat : dédiée à l'étude des nuages, cette plate-forme, dont le lancement est prévu fin 2005, embarquera un radar.
- Calipso (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation) : Calipso, qui devrait être lancé fin 2005, embarquera un radiomètre infrarouge et surtout, pour la première fois, un lidar dédié à l'étude des nuages et aérosols. L'intérêt de cette mission sera d'obtenir pour la première fois des profils verticaux des nuages et aérosols avec une résolution verticale inégalée depuis l'espace. Le lancement est prévu fin 2005.
- Parasol (Polarization and Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with observations from a Lidar) : pour l'étude des nuages et des aérosols, cette plate-forme embarque l'instrument Polder, dont la spécificité est de

AIRS instrument suite technical specifications	
Launch date	May 4, 2002
Orbit	705 km polar, Sun synchronous, 98.2 ± 0.1 degree inclination, ascending node: 1:30 pm ± 15 minutes, period: 98.8 minutes
Swath width	1650 km (± 49.5 degrees)
Ground coverage	>95% global daily
Temporal coverage	Global, twice daily swath (day and night)
Design life	5 years (instruments began operations in June 2002)
AIRS Radiances (Level 1B)	
Spatial resolution	14 km at nadir; 41 km × 21.4 km at the scan extremes
Spatial sampling	90 footprints per scan (2.67 seconds)
Spectral range	2378 channels from 3.74–15.4 μm (2670–650 cm ⁻¹)
Spectral response	
Spectral resolution	$\lambda/\Delta\lambda, \approx 1200$ nominal
Spectral sampling	$\lambda/\Delta\lambda, \approx 2400$
Sensitivity (NeDT)*	0.20 K from 3.7–13.5 μm 0.35 K from 13.6–15.4 μm
Radiometric calibration	< 0.2% absolute error
Volume	≈ 62 MB/granule (6 minutes), 15 GB/day (before V4.0, volume = 122 MB/granule)

FIG. 3.6 – *Caractéristiques de l'instrument AIRS*
(source : http://airs.jpl.nasa.gov/press/AIRS_tech_factsheet.pdf)

mesurer la polarisation du rayonnement solaire réfléchi, et ce à différents angles et différentes longueurs d'onde. Parasol a été lancé en décembre 2004.

- Aura : ce satellite vole depuis juillet 2004. Il est destiné à l'étude de la chimie atmosphérique.

3.1.3.2 Les instruments AIRS et AMSU

AIRS

L'instrument AIRS (Atmospheric InfraRed Sounder) est un radiomètre à haute résolution spectrale de nouvelle génération. En effet, le rapport entre la largeur à mi-hauteur et la longueur d'onde d'un canal AIRS est de 1/1200, ce qui correspond à une résolution spectrale variant de 0.5 à 2 cm^{-1} . Les caractéristiques de cet instrument (orbite, résolution spatiale, bruit...) sont données figure 3.6. AIRS est, comme HIRS, un sondeur infrarouge, dont la mission principale est de fournir des profils verticaux de température et de vapeur d'eau destinés à améliorer les prévisions météorologiques. Mais AIRS permet d'autres missions plus tournées vers l'observation de paramètres climatiques, comme les inversions en gaz à effet de serre, et notamment en CO_2 .

Trois bandes spectrales (de 3.74 à 4.61 μm, de 6.20 à 8.22 μm, de 8.8 à 15.4 μm) sont couvertes par les 2378 canaux d'AIRS. Un sous-ensemble constitué des mesures

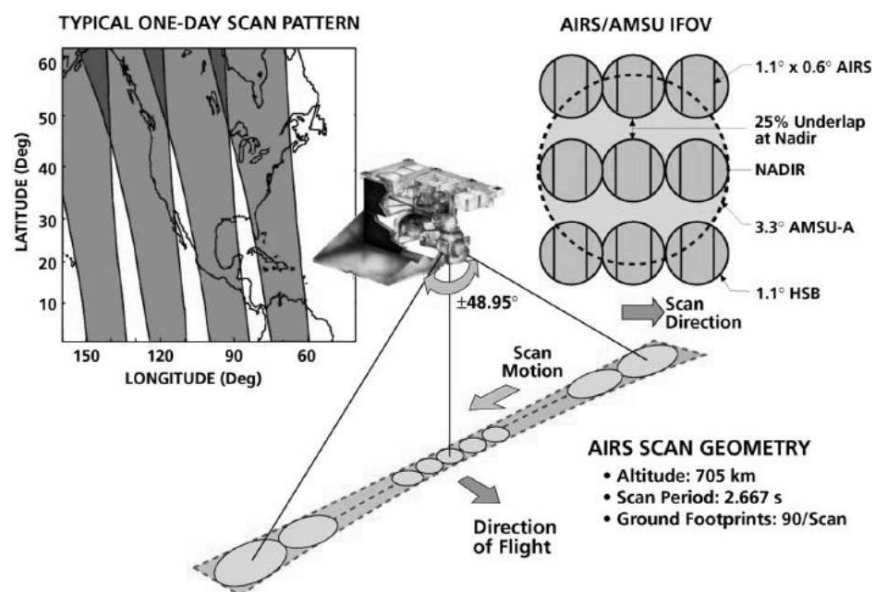


FIG. 3.7 – Géométrie de balayage du système AIRS (source : site web AIRS).

de 324 canaux (radiances niveau 1B) dans la zone tropicale et les moyennes latitudes nord est distribué actuellement par la NOAA-NESDIS et archivé au Laboratoire de Météorologie Dynamique depuis le 1^{er} avril 2003. Dans la suite de cette étude, les canaux seront repérés par leur numéro dans cet ensemble, de 1 à 324.

Le balayage de l'instrument perpendiculairement à l'axe de déplacement du satellite se fait par rotation complète de la tête de balayage. Cela permet d'observer la surface jusqu'à un angle de 49.5° de part et d'autre de la trace au sol, ce qui correspond à une fauchée de 2300 km environ, contenant 90 pixels AIRS (figure 3.7). Le champ de vue instantané (pixel AIRS) est de 1.1° ce qui correspond à un disque de 13.5 km de diamètre au nadir. La résolution spatiale est donc plus faible que pour un imageur visible. La Figure 3.8 représente les observations du canal 315 AIRS (canal "super-fenêtre", situé à 2616 cm^{-1} , le plus transparent) pour la nuit du 27 avril 2003, et pour la zone archivée au LMD (tropiques et moyennes latitudes de l'hémisphère nord). Les valeurs sont moyennées dans des boîtes de 1 degré par 1 degré (sans quoi la taille de cette image en format PostScript dépasserait 60 Mb!). On voit que les zones froides, près des pôles, et que les nuages correspondent à des températures de brillance froides, tandis que les zones tropicales en ciel clair correspondent à des TB plus chaudes. Les valeurs des TB plus élevées vers le pôle nord sont celles de pixels pour lesquels il ne fait pas nuit à la surface et sont sans doute dues à la contamination du signal par le rayonnement solaire réfléchi par la surface (effet sensible jusqu'à des longueurs d'onde de l'ordre de 4 microns).

Il faut signaler que les caractéristiques spectrales d'AIRS ont évolué au cours du

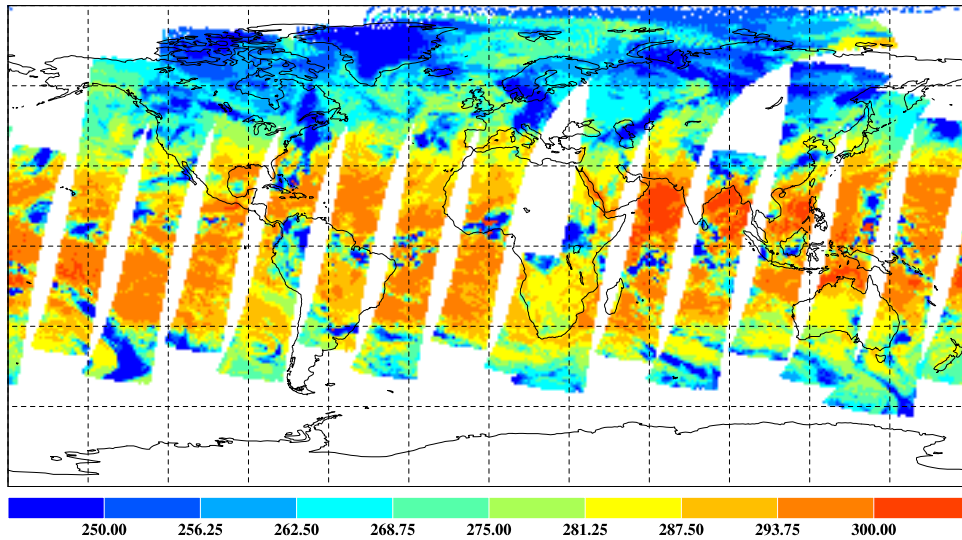


FIG. 3.8 – Couverture spatiale d'AIRS archivée au LMD d'avril 2003 à aujourd'hui : une demi-journée (nuit) d'observations du canal 315.

temps : à trois reprises après la mise en orbite de la plate-forme, de la glace s'est formée sur les instruments, ce qui a nécessité des réchauffements. Ces réchauffements ont entraîné deux modifications successives des caractéristiques spectrales (fonction d'appareil et fréquence de fonctionnement) et du bruit. Les dernières fonctions d'appareil datent du 8 août 2002. Enfin, le 28 octobre 2003, une forte éruption solaire a entraîné l'arrêt d'AIRS pendant plus d'un mois, ce qui a provoqué une nouvelle modification des caractéristiques spectrales de l'instrument. Pour cette raison, le traitement des observations d'AIRS pour la période avril à octobre 2003 et la période suivante sont différents, et nous nous limiterons à cette première période.

AMSU

Embarqué dès mai 1998 à bord des satellites NOAA-15 puis NOAA-16, NOAA-17 et Aqua, le radiomètre AMSU est le successeur des instruments MSU et SSU embarqués à bord des satellites de la série TIROS-N de la NOAA. AMSU mesure le rayonnement émis par le système terrestre dans 15 fréquences micro-ondes, de 27 à 89 GHz. C'est un instrument à balayage transversal avec une couverture de 49.5° et un pas de 3.3° , ce qui correspond à un champ de vue de 40km au nadir. Un champ de vue (appelé "golfball") AMSU contient 9 pixel AIRS, comme le montre la figure 3.7. La caractéristique principale des canaux AMSU est leur sensibilité très faible aux nuages non précipitants, c'est pour cela que nous serons amenés à les utiliser (voir partie 6.1.1).

3.1.4 Metop et l'interféromètre IASI

3.1.4.1 Le programme EUMETSAT Polar System

Le programme EPS (EUMETSAT Polar System) est la contribution Européenne au programme commun entre l'Europe et les Etats-Unis de satellites météorologiques polaires défilants. Ce programme est développé conjointement par EUMETSAT (l'organisation européenne chargée de l'exploitation des satellites météorologiques), le CNES et l'ESA. Son but est de fournir en continu des données pour la prévision météorologique, mais aussi de permettre la surveillance du climat et une meilleure connaissance de l'atmosphère (la mesure des constituants atmosphériques mineurs fait ainsi partie de la mission).

Les plates-formes européennes Metop voleront à une altitude de 850 km sur des orbites du matin, tandis que les plates-formes de la NOAA voleront sur les orbites de l'après-midi. Les 3 satellites Metop programmés emporteront entre autres instruments les sondeurs micro-ondes AMSU et HSB, le sondeur infrarouge HIRS, et l'interféromètre IASI. Le programme EPS devrait couvrir 14 années d'observations. Le premier satellite Metop devrait être lancé en avril 2006.

3.1.4.2 L'interféromètre IASI

Destiné à être embarqué à bord des plates-formes Metop dès avril 2006, l'instrument IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) est un interféromètre à transformée de Fourier basé sur un interféromètre de Michelson, couplé à un imageur destiné à faciliter la détection de nuages dans le champ de vue de l'interféromètre. IASI fournit des spectres à une résolution de 0.3 à 0.45 cm^{-1} , échantillonnés à 0.25 cm^{-1} , de 645 à 2760 cm^{-1} . Pour l'interféromètre, le diamètre d'un pixel au sol est au maximum de 12 km, et la distance au sol entre deux observations varie de 18 km (au nadir) à 30 km (4 pixels de 12 km par boîte de 50 km). L'imageur a, quant à lui, une résolution spatiale de l'ordre du km.

Le but de la mission IASI est de fournir des profils de température et de vapeur d'eau avec une résolution verticale de 1 km, le contenu vertical intégré en ozone, la couverture nuageuse et les températures et pression du sommet des nuages, les températures de surface sur terre et mer, et enfin les contenus intégrés des principaux gaz à effet de serre.

Les spécificités de IASI par rapport à AIRS sont :

- un plus grand nombre de canaux (8461 au lieu de 2378),
- une couverture continue de tout le spectre infrarouge,
- un échantillonnage spectral plus fin,
- une résolution spectrale plus fine.

Ce dernier point nécessite de comparer les fonctions d'appareil de IASI avec celle d'AIRS. Comme IASI est un interféromètre à transformée de Fourier, sa fonction d'appareil est différente de celle d'un spectromètre à réseau. On observe sur la figure 3.9 qu'elle s'étend sur 32 cm^{-1} , ce qui est beaucoup, et présente des valeurs successivement négatives et positives. Afin de limiter ces oscillations et de réduire l'étendue de

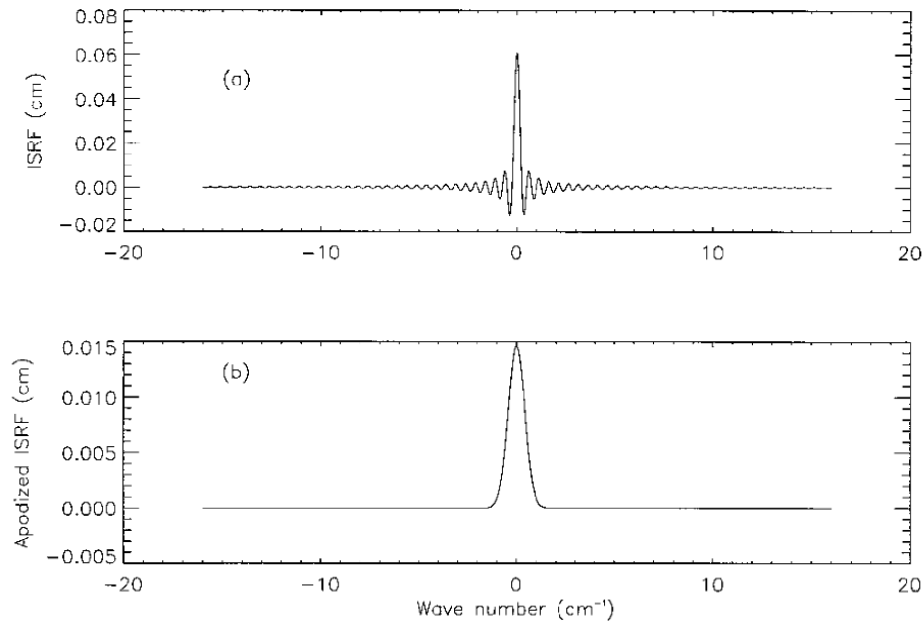


FIG. 3.9 – Fonction d'appareil de l'interféromètre IASI, non apodisée et apodisée, pour une longueur d'onde centrale de 650 cm^{-1} (source : [Amato et al.(2004)]).

la fonction d'appareil, une apodisation est pratiquée (convolution par une fonction de type "filtre passe-bande" de forme gaussienne) (figure 3.9). Les équations décrivant la procédure d'apodisation sont décrites dans [Amato et al.(2004)]. Un autre avantage de l'apodisation est que la fonction d'appareil apodisée est la même pour tous les canaux (largeur à mi-hauteur de 0.5 cm^{-1}).

Bien que ce travail n'exploite pas les données IASI, (par force, puisqu'à l'heure actuelle IASI n'a pas encore été lancé!), il présente deux liens avec cet instrument. D'abord, une partie de cette étude utilise les observations de l'interféromètre ARIES, qui est comme IASI un interféromètre à transformée de Fourier, embarqué sur avion lors de campagnes de mesures (voir partie 6.5). Ensuite, une grande partie des outils et techniques développés ici pourra être applicable à IASI.

3.2 L'Equation de Transfert Radiatif dans une atmosphère sans aérosols

Nous présentons maintenant les équations de la physique qui régissent le transfert du rayonnement de la Terre vers le satellite, dans une atmosphère sans aérosols d'abord.

3.2.1 Formulation de l'ETR

Rappelons que dans l'infrarouge thermique, la source de rayonnement est la surface de l'atmosphère, puis l'atmosphère elle-même.

Afin de calculer le rayonnement infrarouge reçu par les capteurs d'un satellite, nous devons formuler plusieurs hypothèses :

- l'atmosphère a une configuration plan parallèle
- il n'y a pas de réfraction

La première hypothèse est validée par la faible altitude du satellite (distance surface/satellite petite devant le rayon terrestre) et l'angle zénithal pas trop important (quelques dizaines de degrés de part et d'autre du nadir au maximum) sous lequel le satellite voit la terre. Remarquons que ceci interdit de considérer la visée au limbe. La seconde hypothèse découle de la première. On va pouvoir alors représenter l'atmosphère comme une série de couches horizontales, chaque couche étant considérée homogène en température et en composition.

La plupart des propriétés optiques que nous avons définies dans le chapitre précédent pour les aérosols existent également pour les molécules de l'air. La différence importante est que les molécules ne diffusent pas le rayonnement aux longueurs d'onde considérées ici (contrairement au visible où la diffusion Rayleigh est causée par les molécules), ce qui simplifie beaucoup les calculs. En conséquence, pour les gaz, (c'est-à-dire les molécules de l'air), dans l'infrarouge, le coefficient d'extinction est alors égal au coefficient d'absorption. D'une manière générale, il est relativement plus simple de considérer un milieu seulement absorbant (ou diffusant) qu'un milieu à la fois absorbant et diffusant.

On a vu avec la relation de Beer-Lambert (Equation 2.7) que l'interaction de l'onde avec une couche atmosphérique le long d'un trajet infinitésimal de longueur dl entraîne une extinction de l'onde, par absorption seulement ici :

$$dI_\nu = -k_{abs}(\nu)I_\nu dl \quad (3.1)$$

Mais ce milieu, comme tout corps porté à une température T , émet un rayonnement, qui peut se mettre sous la forme :

$$dI_\nu = k_{emi}(\nu)J_\nu dl \quad (3.2)$$

où k_{emi} est le coefficient d'émission du milieu et J_ν est une fonction dite "fonction source".

Dans l'atmosphère, jusqu'à des altitudes de 60 ou 70 km environ, la densité des molécules est telle que l'émission "thermique" (due aux collisions entre les molécules) permet de négliger l'émission spontanée des molécules. On est alors dans le cadre de l'**équilibre thermodynamique local**. Autrement dit, seule la température pilote la répartition des molécules dans les différents niveaux d'énergie. En conséquence, le rayonnement émis par chaque couche ne dépend que de sa température T et J_ν est donc donné par la fonction de Planck :

$$J_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2[\exp(h\nu/kT) - 1]} \quad (3.3)$$

Cette fonction, établie par Planck, donne le rayonnement émis par un corps noir à la fréquence ν et à la température T . Les constantes physiques intervenant sont c , la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck, et k la constante de Boltzmann. Le point important est que cette fonction source ne dépend, à une longueur d'onde donnée, que de la température. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local est presque toujours admise en transfert radiatif infrarouge dans l'atmosphère.

En appliquant la loi de Kirchoff, valable localement, à chaque couche de l'atmosphère, les coefficients d'absorption et d'émission sont égaux et l'on obtient la forme suivante de l'équation de transfert radiatif :

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -k_{abs}(I_\nu - B_\nu) \quad (3.4)$$

On peut établir une autre forme de cette équation en introduisant la transmission τ . La définition de τ donnée équation 2.16 peut s'écrire sous forme différentielle :

$$\frac{d\tau}{\tau} = -k_{abs}dl \quad (3.5)$$

d'où,

$$\frac{dI_\nu(\tau)}{d\tau} = -\frac{1}{\tau}(I_\nu(\tau) - B_\nu(T(\tau))) \quad (3.6)$$

Nous allons maintenant intégrer cette équation entre la surface de la Terre et le satellite. Considérons d'abord le cas nadir (angle zénithal local θ nul - angle au sol entre la vertical locale et la direction du satellite -). On a alors $dl = dz$ avec dz la variation infinitésimale de longueur selon la verticale. Pour rendre plus simple l'interprétation physique de l'ETR, on effectue le changement de variable de $d\tau$ à $d\ln(P)$ (P étant la pression d'un niveau atmosphérique), et on obtient :

$$\begin{aligned} I_\nu(sat) &= \epsilon_\nu(surf)\tau_\nu(surf)B_\nu(T(surf)) \\ &+ \int_{\ln(P_{sol})}^{-\infty} B_\nu[T(\ln(P))] \frac{\partial \tau_\nu(P)}{\partial \ln(P)} d\ln(P) \\ &+ (1 - \epsilon_\nu(surf))\tau_\nu(surf) \int_{-\infty}^{\ln(P_{sol})} B_\nu[T(\ln(P))] \frac{\partial \tau_\nu(P)}{\partial \ln(P)} d\ln(P) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Le premier terme correspond au rayonnement émis par la surface : $\epsilon_\nu(surf)$ s'appelle l'émissivité de la surface, elle est inférieure à 1, $\tau_\nu(surf)$ est la transmission de l'atmosphère entre la surface et le satellite, et $B_\nu(surf)$ est le rayonnement du corps noir

à la température de la surface. Le second terme correspond au rayonnement émis vers le satellite par les différentes couches de l'atmosphère, et le troisième terme correspond au rayonnement émis vers le bas par l'atmosphère et réfléchi par la surface vers le satellite. On voit apparaître l'expression mathématique de la fonction de poids, introduite de façon plus intuitive précédemment : le facteur $\frac{\partial \tau_\nu(P)}{\partial \ln(P)}$ du second terme pondère le rayonnement du corps noir émis par chaque couche de l'atmosphère.

Dans le cas où l'angle zénithal local θ (angle au sol entre la vertical locale et la direction du satellite) est non nul, on pose $\mu = \cos(\theta)$ et l'on appelle sécante la valeur $\sec(\theta) = 1/\mu$. L'équation 3.4 devient :

$$\mu \frac{dI_\nu}{dl} = -k_{abs}(I_\nu - B_\nu(T)) \quad (3.8)$$

La transmission τ devient :

$$\tau = \exp\left(-\int_z^{sat} \frac{1}{\mu} k_{abs} dz\right) \quad (3.9)$$

et l'équation 3.6 est inchangée. Ceci est vrai parce que, premièrement, on travaille en transmission et non en épaisseur optique (certains auteurs appellent τ l'épaisseur optique, ce qui conduit à une écriture de l'ETR différente), et deuxièmement, la transmission est définie selon la direction considérée (dl) et non pas suivant la normale à la couche atmosphérique utilisée (dz).

3.2.2 Le code 4A : "Atlas Automatisé des absorptions atmosphériques"

Afin d'exploiter les observations des sondeurs infrarouges, différents outils ont été développés au LMD dès les premières observations des satellites météorologiques [Scott and Chédin(1981)]. Le code de transfert radiatif raie-par-raie "4A" (Atlas Automatisé des Absorptions Atmosphériques) permet de simuler de façon accélérée les transmissions, les radiances, les jacobiens (dérivées partielles de la température de brillance par rapport à la température ou la concentration d'un gaz, ou l'émissivité de surface...) et les flux pour une atmosphère non diffusante, en particulier dans l'infrarouge. Ce code est basé sur des "Atlas" d'épaisseurs optiques pré-calculées pour 43 espèces gazeuses (dont les propriétés spectroscopiques sont données par la base GEISA). La création de ces atlas une fois pour toutes, en utilisant le code raie-par-raie et couche-à-couche STRANSAC [Scott (1974)], permet ensuite de réduire énormément le temps de calcul.

Dans les atlas, l'atmosphère est divisée en 40 niveaux de pression (annexe I), mais les calculs peuvent ensuite être faits avec n'importe quelle discrétisation verticale. Les principaux paramètres d'entrée de 4A sont les profils verticaux de température, vapeur d'eau, ozone, les concentrations en gaz, la géométrie de la situation considérée (angle de vue du satellite...), et le domaine spectral considéré (bornes spectrales, résolution souhaitée, convolution par une fonction d'appareil...). A partir des informations entrées par l'utilisateur, les épaisseurs optiques de chaque gaz sont lues dans les atlas puis interpolées à la température correcte pour chaque couche, au niveau de pression correct et à l'abondance souhaitée pour chaque gaz. Les absorptions des

différents gaz sont additionnées, et les calculs de radiance (éventuellement de transmissions, de jacobiens ou de flux) sont effectués.

4A est un code raie-par-raie monochromatique (jusqu'à un point de calcul tous les 0.0005cm^{-1}), il est donc adapté à tous les instruments passifs dans l'infrarouge, y compris les instruments nouvelle génération à très haute résolution spectrale comme AIRS ou IASI.

Pour plus d'informations sur le modèle 4A, et notamment sur sa version opérationnelle 4A/OP, on peut se référer aux sites :

<http://ara.lmd.polytechnique.fr/> et <http://www.noveltis.net/4AOP/>

3.2.3 La base climatologique TIGR

Les calculs de transfert radiatif étant très consommateurs de temps de calcul, l'idée est de les faire une fois pour toute. Pour cela, une base de profils atmosphériques pour lesquels les résultats des calculs de transfert radiatif seraient archivés a été développée.

Ainsi, la base TIGR (Thermodynamic Initial Guess Retrieval) [Chédin et al.(1985), Chevallier et al.(1998)] est à la fois une base de données atmosphériques et radiatives. Elle comprend :

1. : 2311 "situations atmosphériques" définies par :
 - un profil vertical de température,
 - un profil vertical de vapeur d'eau,
 - un profil vertical d'ozone,
 - une température de surface.
2. : les températures de brillance, et profils de transmission (et jacobiens des principaux gaz), des canaux des instruments considérés (TOVS, AIRS, IASI...), pour chacune de ces 2311 atmosphères, calculés pour :
 - deux émissivités de surface (Terre ou Mer) pour chaque canal,
 - n angles de visée (10 pour TOVS, 14 pour AIRS...),
 - 19 niveaux de pression au sol (pour la topographie), de la surface à 475 hPa.

Les 2311 atmosphères de TIGR sont réparties en 5 types de masse d'air : tropical, moyennes latitudes été, moyennes latitudes hiver, polaire 1 et polaire 2. Elles sont issues de l'analyse de plus de 80 000 radiosondages. Ce qui est important de noter est que la base TIGR est une base exhaustive, dans laquelle mêmes les situations les plus extraordinaires sont présentes. Ces situations sont sur-représentées dans TIGR, ce qui permet de disposer d'une base climatologique la plus large possible, incluant notamment les événements extrêmes.

Les températures de brillance et profils de transmission sont calculés par le code de transfert radiatif "4A". Pour en savoir plus : <http://ara.lmd.polytechnique.fr/>.

L'intérêt de la base TIGR est de disposer quasi-instantanément de simulations d'observations satellitales pour un grand nombre de situations atmosphériques, car tous les calculs de transfert radiatif, extrêmement longs, ont été faits une fois pour toutes. A titre d'illustration, le calcul de TIGR nécessite plusieurs jours de calculs,

voire plusieurs semaines selon l'instrument et le degré de sophistication requis (calcul des transmissions, des jacobiens...) sur les super-calculateurs de l'IDRIS. La base TIGR permet par exemple de faire des études de sensibilité à la température de surface, au contenu en vapeur d'eau ou à tout autre gaz grâce aux jacobiens. Dans la suite de cette étude, nous l'utiliserons très souvent, par exemple dans les parties 3.4.1 ou 5.1.2.

3.2.4 Le cas particulier des aérosols non diffusants

Dans le cas d'une atmosphère contenant des aérosols absorbants non diffusants, l'absorption du rayonnement infrarouge est due d'une part aux molécules, et d'autre part aux aérosols. Alors, le facteur de transmission s'écrit :

$$\tau_\nu(z) = \exp\left(-\int_z^{sat} (k_m + k_a) dz\right) = \tau_\nu^m \cdot \tau_\nu^a \quad (3.10)$$

où k_m désigne le coefficient d'absorption des molécules, et k_a le coefficient d'absorption des aérosols. $\tau_\nu(surf)$ est également modifié. L'équation 3.7 est alors toujours valide, à condition de prendre en compte la contribution des aérosols dans le coefficient de transmission. Nous utiliserons cette version de l'équation de transfert radiatif dans le chapitre 4.

3.3 L'Equation de transfert radiatif avec diffusion

Exceptés les aérosols volcaniques, la plupart des aérosols atmosphériques ont un albédo de diffusion simple non nul dans le domaine spectral infrarouge, autrement dit, ils diffusent une partie du rayonnement émis par la surface terrestre et les différentes couches de l'atmosphère. L'équation de transfert radiatif qui nous donne la radiance émergeant au niveau du satellite doit tenir compte de cette diffusion. C'est l'objet de cette partie que de voir les différentes façons d'introduire la diffusion dans l'ETR.

3.3.1 Les modifications de l'ETR liées à la diffusion

Supposons à nouveau que l'onde électromagnétique se propage selon la direction (θ, ϕ) , et posons $\mu = \cos(\theta)$. En présence d'un milieu diffusant, caractérisé par un albédo de diffusion simple ω et une fonction de phase p , l'équation 3.6 devient

$$\frac{dI_\nu(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = -\frac{1}{\tau} I_\nu(\tau, \mu, \phi) + \frac{\omega}{4\pi\tau} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi') I(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{1-\omega}{\tau} B_\nu[T(\tau)] \quad (3.11)$$

En présence de rayonnement solaire provenant de la direction θ_0, ϕ_0 , un terme source solaire doit être ajouté :

$$J_{sol} = \frac{\omega}{4\pi\tau} I_{sol} p(\tau; \mu, \phi; \mu_0, \phi_0) \tau^{\mu/\mu_0} \quad (3.12)$$

où I_0 est la luminance solaire au sommet de l'atmosphère et $\mu_0 = 1/\cos(\theta_0)$ est négatif.

La difficulté mathématique de l'équation de transfert radiatif réside dans le fait que c'est une équation intégral-différentielle, qui n'a donc pas de solution analytique. De nombreuses techniques numériques ont été mises au point pour résoudre ce problème, nous présentons ici succinctement l'algorithme des ordonnées discrètes (DISORT) et l'algorithme des ordres successifs de diffusion (SOS = successive orders of scattering). Pour une description plus approfondie de ces solutions, ou d'autres techniques possibles, on peut se référer aux ouvrages de [Thomas and Stamnes (1999)] ou [Hanel et al. (2003)].

La résolution de l'équation de transfert radiatif est facilitée si l'on sépare I en I^+ et I^- , c'est-à-dire une composante pour le rayonnement montant et une composante pour le rayonnement descendant. Les radiances montantes et descendantes, ainsi que la fonction de phase, peuvent être décomposées en séries de Fourier sur $\phi - \phi_0$ (où ϕ_0 est l'angle azimutal solaire), afin de s'affranchir de la composante azimutale de l'ETR.

$$I_\nu^\pm(\tau, \mu, \phi) = \sum_{i=0}^m I_\nu^\pm(\tau, \mu) \cos(m(\phi - \phi_0)) \quad (3.13)$$

L'équation 3.11 peut s'appliquer à la composante de Fourier d'ordre m :

$$\begin{aligned} \frac{dI_m^\pm(\tau, \mu)}{d\tau} &= -\frac{1}{\tau} I_m^\pm(\tau, \mu) \\ &+ \frac{\omega}{4\pi\tau} \int_{-1}^1 p_m(\tau; \mu; \mu') I_m^\pm(\tau, \mu') d\mu' \\ &+ \frac{1-\omega}{\tau} B_\nu[T(\tau)] \\ &+ \frac{\omega}{4\pi\tau} I_{sol} p_m(\tau; \mu; \mu_0) \tau^{\mu/\mu_0} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Si le terme source éventuellement causé par le rayonnement solaire est absent (situation de nuit, longueurs d'onde au-delà de $4 \mu m$), alors, dans le cas habituel où la fonction de phase de diffusion présente une symétrie de révolution, alors la dépendance azimuthale disparaît et seule la composante $m = 0$ subsiste. Afin d'alléger les notations, on considère dans la suite une seule composante de Fourier, et l'indice m est omis.

3.3.2 L'algorithme DISORT

Cet algorithme a été pour la première fois décrit par [Chandrasekhar (1960)]. L'idée de base de l'algorithme des ordonnées discrètes ("Discrete ordinate" = DISORT) est de remplacer l'intégrale sur les angles $\int_{-1}^1 p(\mu; \mu') I(\tau, \mu') d\mu'$ intervenant dans l'équation de transfert radiatif 3.11 par une formule de quadrature numérique :

$$\int_{-1}^1 p(\tau, \mu; \mu') I(\tau, \mu') d\mu' = \sum_{j=1}^n w_j p(\tau, \mu; \mu_j) I(\tau, \mu_j) \quad (3.15)$$

où w_j est un poids de la quadrature et μ_j une ordonnée discrète. Les valeurs de w_j peuvent être déterminés par une interpolation de Lagrange, ce qui revient à considérer

que $I(\tau, \mu_j)$ peut s'écrire comme un polynôme de degré n . Dans la pratique, on choisit une valeur de n suffisamment grande (de l'ordre de 20) pour qu'une telle hypothèse soit valide.

Pour une couche verticale homogène, on introduit les vecteurs \mathbf{I}^+ et \mathbf{I}^- , de dimension $N = n/2$, définis par $I_j^\pm = I^\pm(\tau, \mu_j)$. Alors, l'équation de transfert radiatif peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} \mathbf{I}^+ \\ \mathbf{I}^- \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \mathbf{I}^+ \\ \mathbf{I}^- \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \mathbf{Q}^+ \\ \mathbf{Q}^- \end{bmatrix}$$

où M est une matrice de dimension $2N \times 2N$. La résolution de l'équation de transfert radiatif sous cette forme pour une couche homogène anisotrope consiste à calculer les vecteurs propres de la matrice M , ce qui permet ensuite d'obtenir les $2N$ inconnues $I^\pm(\tau, \mu_j)$, $j = 1, \dots, N$.

Considérons maintenant un milieu hétérogène verticalement. Alors, on fait l'approximation plan-parallèle, c'est-à-dire que l'on sépare ce milieu en L couches suffisamment fines pour que chaque couche puisse être considérée comme homogène en température et en propriétés optiques. Alors, la résolution de l'équation de transfert radiatif nécessite de déterminer $2N \times L$ inconnues. Les équations supplémentaires sont obtenues en écrivant la continuité de l'intensité aux interfaces entre les couches et la détermination de la solution passe par l'inversion d'une matrice de taille $((2N \times L) \times (2N \times L))$.

Un code Fortran de l'algorithme des ordonnées discrètes a été développé par [Stamnes et al.(1988)]. L'implémentation de l'algorithme des ordonnées discrètes fait appel à de nombreuses techniques numériques destinées à rendre le code plus rapide et à augmenter sa précision. Par exemple, des algorithmes spéciaux ont été développés pour prendre en compte la présence d'une pic de diffusion vers l'avant souvent très marqué qui rend difficile l'obtention de résultats précis dans certaines configurations. Ce code, qui comporte environ 8000 lignes, est disponible publiquement et gratuitement. C'est celui que nous avons utilisé par la suite.

3.3.3 L'algorithme SOS

L'algorithme des ordres successifs de diffusion (Successive Orders of Scattering en anglais) est une approche itérative à la résolution de l'équation de transfert radiatif.

Comme pour les ordonnées discrètes, les radiances montantes et descendantes, ainsi que la fonction de phase, sont décomposées en séries de Fourier sur $\phi - \phi_0$.

Chaque composante de Fourier I_m^\pm est à son tour considérée comme une somme :

$$I_m^\pm(\tau, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} I_{m,n}^\pm(\tau, \mu) \quad (3.16)$$

où $I_m^{\pm n}(\tau, \mu)$ représente la contribution des photons diffusés n fois à la composante de Fourier d'ordre m de la radiance.

L'équation 3.14 est alors résolue itérativement pour chaque composante m . Pour simplifier, voici le cas sans rayonnement solaire :

- à l'étape 0 on a :

$$\frac{dI_0^\pm(\tau, \mu)}{d\tau} = -\frac{1}{\tau}I_0^\pm(\tau, \mu) + \frac{1-\omega}{\tau}B[T(\tau)] \quad (3.17)$$

On reconnaît l'ETR sans diffusion dont une solution $I_0^\pm(\tau, \mu)$ est donnée par l'équation 3.7. Cette étape décrit le trajet des photons qui atteignent le satellite en ne subissant aucune diffusion.

- à l'étape 1 on a :

$$\frac{dI_1^\pm(\tau, \mu)}{d\tau} = -\frac{1}{\tau}I_1^\pm(\tau, \mu) + \frac{\omega}{4\pi\tau} \int_{-1}^1 p_m(\mu; \mu') I_0^\pm(\tau, \mu') d\mu' + \frac{1-\omega}{\tau}B[T(\tau)] \quad (3.18)$$

qui est maintenant une équation différentielle ordinaire et qui permet d'obtenir $I_1^\pm(\tau, \mu)$. Cette étape décrit le trajet des photons qui sont diffusés une et une seule fois dans l'atmosphère avant d'atteindre le satellite.

- à l'étape n on a :

$$\frac{dI_n^\pm(\tau, \mu)}{d\tau} = -\frac{1}{\tau}I_n^\pm(\tau, \mu) + \frac{\omega}{4\pi\tau} \int_{-1}^1 p_m(\mu; \mu') I_{n-1}^\pm(\tau, \mu') d\mu' + \frac{1-\omega}{\tau}B[T(\tau)] \quad (3.19)$$

qui permet d'obtenir $I_n^\pm(\tau, \mu)$. - il ne reste ensuite qu'à sommer les différents ordres de diffusion.

D'une manière générale, l'ordre n représente les photons ayant été diffusé n et exactement n fois dans l'atmosphère avant d'atteindre le satellite. Cela assure la convergence de l'itération pour des épaisseurs optiques pas trop élevées. Si l'idée sous-jacente à cette technique est assez simple, l'implémentation d'un code efficace peut s'avérer un peu technique. On trouvera dans [Heilliette et al. (2004)] une description de toutes les étapes du calcul, l'implémentation du code et une validation par comparaison avec le code DISORT.

Il est important aussi de noter que cette technique ne fournit pas une résolution exacte mais une approximation qui est valable sous la condition :

$$\tau \delta \omega \leq 0.26 \quad (3.20)$$

où δ désigne l'épaisseur optique d'extinction des particules dans une couche donnée. Lorsque l'on traite des aérosols, cette condition est presque tout le temps remplie. Pour les nuages, cette condition est remplie dans le cas délicat des cirrus très fins par exemple. Dans le cas où l'on a des épaisseurs optiques plus élevées, on peut alors subdiviser toute couche verticale ne respectant pas cette condition en plusieurs sous-couches suffisamment fines pour respecter cette condition, et utiliser l'algorithme SOS.

La comparaison entre DISORT et SOS montre que, dans le domaine où ce dernier est utilisable, on gagne avec SOS un facteur 20 en temps de calcul, ce qui est vraiment une très nette amélioration.

3.3.4 Implémentation pratique des codes de transfert radiatif avec diffusion

De nombreux codes de transfert radiatif sont disponibles. Cependant, à cause de la complexité de l'équation de transfert radiatif et des algorithmes relatifs, ces codes ont toujours une utilisation limitée à un domaine restreint : le code Modtran [Berk et al. (1989)], très largement utilisé, est un "modèle de bande", c'est-à-dire que sa résolution spectrale est de 20 cm^{-1} , il est donc inadapté à la simulation des radiances des sondeurs nouvelle génération comme AIRS (voir chapitre 3.1). Le code 4A, présenté dans la partie 3.2.2, a une résolution spectrale de $5.10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, mais ne permet pas de prendre en compte la diffusion par des particules ou le rayonnement solaire.

Ainsi, aucun code permettant de traiter à la fois la très haute résolution spectrale et la diffusion n'était disponible au début de ce projet. En effet, AIRS est le premier instrument spatial avec une telle résolution spectrale, et sa mission principale est l'inversion de paramètres météorologiques ou de gaz à effet de serre, deux applications qui ne nécessitent pas la prise en compte de la diffusion. C'est pourquoi nous avons décidé de coupler 4A et DISORT pour pouvoir simuler les radiances AIRS en présence d'aérosols diffusants.

Le code ainsi obtenu est schématisé dans la figure 3.10. Regardons d'abord les entrées de ce modèle, symbolisées par les trois cases blanches à gauche. La case "gas parameters" désigne les profils verticaux de concentration des différents gaz présents dans l'atmosphère : vapeur d'eau, ozone, CO_2 , prise en compte éventuelle des CFC etc... La case "Atmospheric and geometric parameters" désigne les entrées communes à la fois au code 4A et au code DISORT : le profil de température, l'angle de vue du satellite, l'émissivité de la surface. Enfin, la case "Aerosol OD, altitude, ω , g " contient les propriétés des aérosols nécessaires au code DISORT. Conformément à l'équation de transfert radiatif, les caractéristiques des aérosols données en entrée du code sont, pour chaque couche de l'atmosphère, l'albédo de diffusion simple ω , l'épaisseur optique (qui intervient dans l'ETR via la transmission τ), et le paramètre d'asymétrie. En effet, c'est la fonction de phase qui intervient dans l'ETR, mais on peut faire l'approximation de Henyey-Greenstein qui consiste à remplacer la fonction de phase par une fonction de g (voir plus bas).

Le modèle couplé est monochromatique, par défaut à la résolution spectrale de "4A", $5.10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

Le code 4A a pour but de fournir les transmissions moléculaires (liées à l'absorption des gaz atmosphériques), à chaque longueur d'onde, et pour chacun des 40 niveaux du modèle. Ces transmissions sont éventuellement "contractée" (c'est-à-dire moyennées sur de petits intervalles spectraux, comme cela est décrit plus bas), puis on en tire les épaisseurs optiques gazeuses, à chaque longueur d'onde, pour les 39 couches verticales, qui seront fournies en entrée du code DISORT. En sortie de DISORT, on obtient la radiance à la longueur d'onde considérée. Une alternative à l'algorithme DISORT est l'algorithme SOS. Un tel modèle couplé a été développé ultérieurement au LMD par [Heilliette et al. (2004)] mais n'a pas été utilisé dans cette

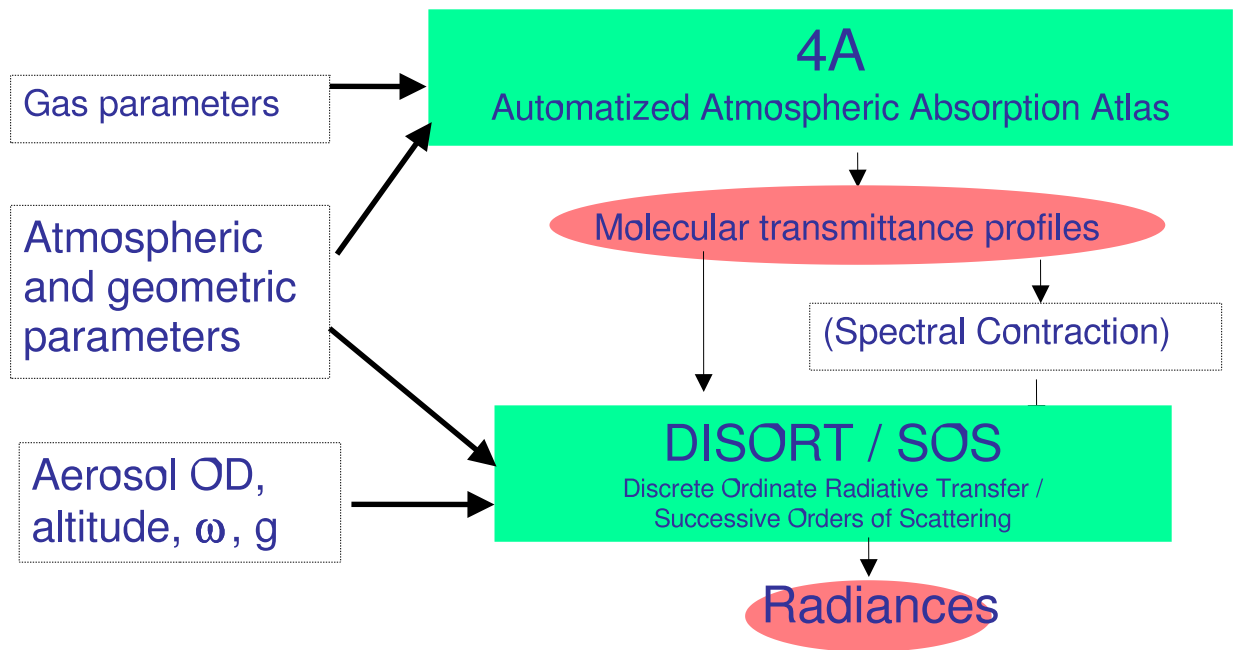


FIG. 3.10 – Schéma de principe du code couplé "4A+DISORT" ou "4A+SOS".

étude. Les sorties du modèle couplé étant monochromatiques, il reste ensuite à convoquer les radiances à résolution infini par la fonction d'appareil du canal considéré pour obtenir in fine la température de brillance de ce canal.

Approximation de Henyey-Greenstein

L'approximation de Henyey-Greenstein consiste à remplacer la fonction de phase par la formule suivante :

$$p(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos(\theta))^{3/2}} \quad (3.21)$$

La figure 3.11 représente la fonction de phase calculée par une code de Mie pour le modèle d'aérosol "MITR" de la base OPAC et la fonction de phase reconstruite avec l'approximation de Henyey-Greenstein. Même si la reconstruction diffère légèrement de la fonction de phase d'origine, ceci est sans conséquence sur la radiance obtenue au sommet de l'atmosphère, comme le montre la figure 3.12. Le calcul est effectué ici avec une décomposition de la fonction de phase en polynômes de Legendre avec 20 coefficients. L'approximation est d'autant meilleure que le nombre de coefficients de Legendre est élevé.

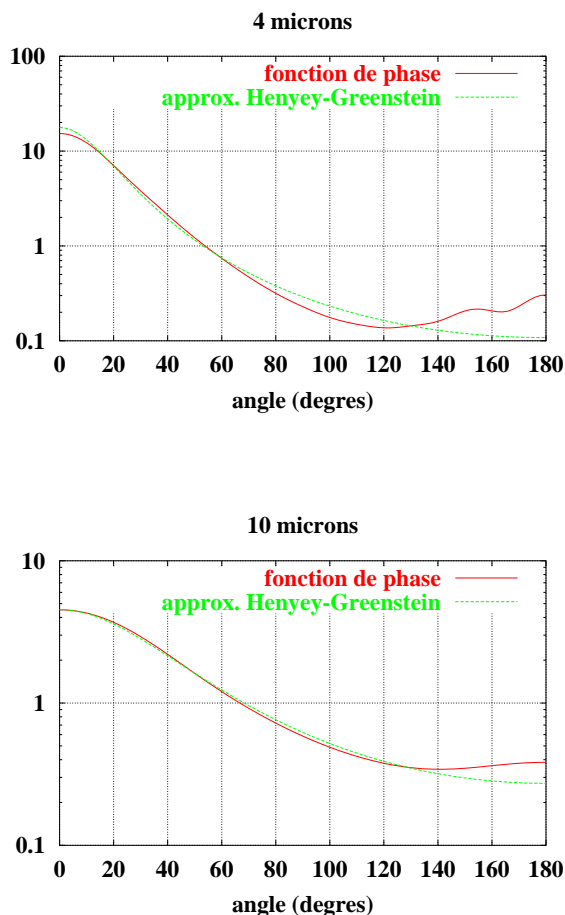


FIG. 3.11 – Fonction de phase calculée par le code de Mie et reconstruite avec l'approximation de Henyey-Greenstein pour le modèle d'aérosol "MITR" de la base OPAC, à deux longueurs d'onde : 4 et 10 μm .

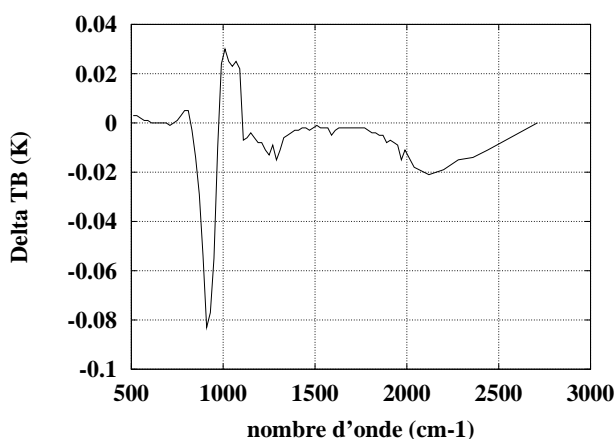


FIG. 3.12 – Différence entre la température de brillance calculée pour une situation où la fonction de phase des aérosols est donnée et pour la même situation lorsque la fonction de phase est reconstruite avec l'approximation de Henyey-Greenstein. Le modèle d'aérosol est le modèle "MITR" de la base OPAC.

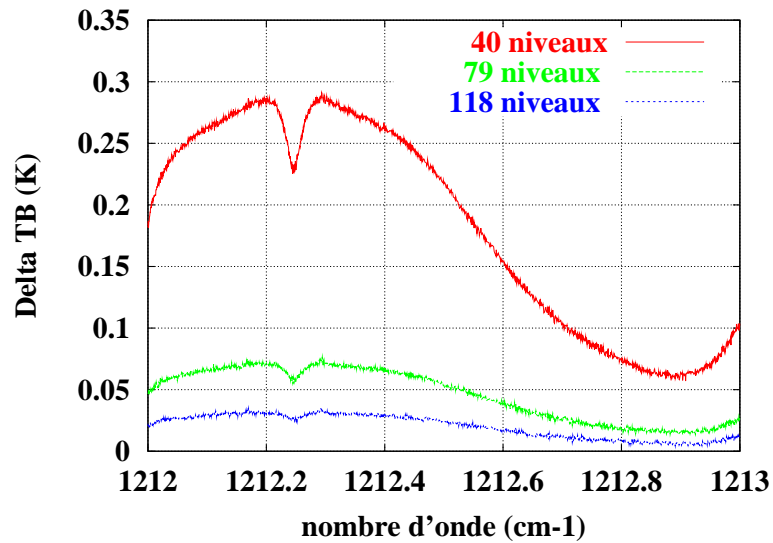


FIG. 3.13 – Différence entre les TB calculées par 4A et les TB calculées par le modèle couplé 4A+DISORT, pour 3 discrétisations verticales différentes de l'atmosphère.

Comparaison du modèle couplé avec 4A

Afin de s'assurer que le couplage entre 4A et DISORT a été proprement réalisé, une comparaison avec 4A a été effectuée, pour des cas sans aérosols bien sûr. La diffusion n'est pas prise en compte ici, mais cet aspect est totalement pris en charge par le code DISORT, validé par ailleurs [Thomas and Stamnes (1999)]. On remarque que la différence entre les TB sorties de 4A et les TB sorties du modèle couplé n'est pas nulle (figure 3.13), et que cette différence diminue quand le nombre de niveaux atmosphériques augmente (discrétisation verticale plus fine). Cela illustre une limite de la discrétisation verticale de l'atmosphère en 40 niveaux : 4A interpole linéairement la température entre deux niveaux et somme les contributions des couches, tandis que le modèle couplé (via DISORT) ne considère que les valeurs de la température à ces mêmes niveaux. On constate cependant que cet écart tend vers 0 lorsque le nombre de niveaux augmente, ce qui valide la comparaison. Pour les applications ultérieures, on conservera une discrétisation en 40 niveaux, et en introduisant pour chaque canal le biais entre 4A et le modèle couplé si nécessaire (en effet, pour chaque canal, l'écart entre les deux approches dépend peu de la situation considérée, on peut donc traiter cette différence comme un biais).

Accélération du code couplé

L'inconvénient majeur de ce code couplé est son extrême lenteur : à chaque pas en fréquence, c'est-à-dire tous les $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, l'appel au code DISORT entraîne une inversion matricielle, ce qui est très coûteux en temps de calcul.

Parmi les techniques les plus souvent employées pour résoudre ce problème, la technique des **k-distributions** ne s'applique pas simplement et pas efficacement ici. L'idée des k-distributions est de ne pas refaire deux fois le même calcul lorsque le pro-

fil vertical de l'absorption gazeuse ne varie pas. La difficulté ici vient du fait que l'on a systématiquement plusieurs gaz absorbants qui interviennent à une longueur d'onde donnée (par exemple vapeur d'eau et ozone), et que ces gaz absorbants n'ont pas les mêmes profils verticaux, ce qui empêche de trouver une corrélation verticale entre les absorptions gazeuses. De plus, les caractéristiques d'absorption gazeuse varient extrêmement rapidement avec la longueur d'onde et le pas de $5.10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ est nécessaire. Dans le cas des modèles à bande large (quelques dizaines de cm^{-1} au moins), adaptés aux instruments de faible résolution spectrale, on peut faire l'hypothèse que les raies des différents gaz absorbants sont aléatoirement mélangées, mais ce n'est pas possible ici. Une application des k-distributions modifiées à AIRS a cependant été développée par [Yang et al.(2000)].

L'approche que nous avons suivie pour accélérer le code 4A+DISORT est une approche beaucoup plus simple, qui est généralisable facilement à n'importe quel instrument. Il s'agit en fait de dégrader la résolution spectrale du code 4A, tout en s'assurant que l'erreur causée par la dégradation spectrale est inférieure à l'erreur tolérée. On appelle **contraction** cette dégradation spectrale : elle consiste à calculer l'épaisseur optique contractée $\delta_m(\bar{\nu})$:

$$\delta_m(\bar{\nu}) = -\ln\left[\frac{1}{p} \sum_{i=1}^p \exp(-\delta(\nu_i))\right] \quad (3.22)$$

où $\delta(\nu_i)$ est l'épaisseur optique calculée par 4A à la résolution spectrale de $5.10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, et p est l'entier de la contraction (le temps de calcul est réduit ainsi d'un facteur p). Cette moyenne logarithmique des épaisseurs optiques est équivalente à une moyenne arithmétique classique des transmissions. Dans le cas où il n'y a pas de diffusion, cette opération n'introduit quasiment pas d'erreur supplémentaire car elle revient à faire une pré-convolution.

Contracter, c'est considérer que si la variation spectrale de l'absorption gazeuse est "molle", on peut moyenniser ces variations sur un intervalle plus grand, c'est-à-dire choisir une valeur de p élevée. Cette technique marche bien pour les canaux "fenêtre" (peu de fortes raies d'absorption gazeuse) : on peut par exemple traiter le canal "super-fenêtre" d'AIRS à la résolution 0.1 cm^{-1} , soit un temps de calcul divisé par $p = 200$, tout en conservant une erreur inférieure à 0.05 K. Remarquons que cette approche exploite aussi le fait que les propriétés optiques des aérosols atmosphériques ont une variation spectrale lente par rapport à l'absorption gazeuse. Sur la largeur d'un canal, et a fortiori sur un intervalle spectral de 0.1 cm^{-1} , les propriétés optiques des aérosols peuvent être considérées constantes.

La valeur maximale de p qui permet de maintenir l'erreur sous un seuil donné dépend du profil atmosphérique considéré (par exemple, un canal contenant des raies d'absorption de la vapeur d'eau devra être traité à une résolution spectrale plus fine dans une atmosphère très humide). Par contre, cela ne dépend quasiment pas de la quantité d'aérosols présents qui ne crée qu'une absorption constante sur le canal et ne modifie donc pas la variabilité spectrale de l'absorption. Dans la pratique, des simulations sont réalisées pour 3 situations atmosphériques à résolution "infinie"

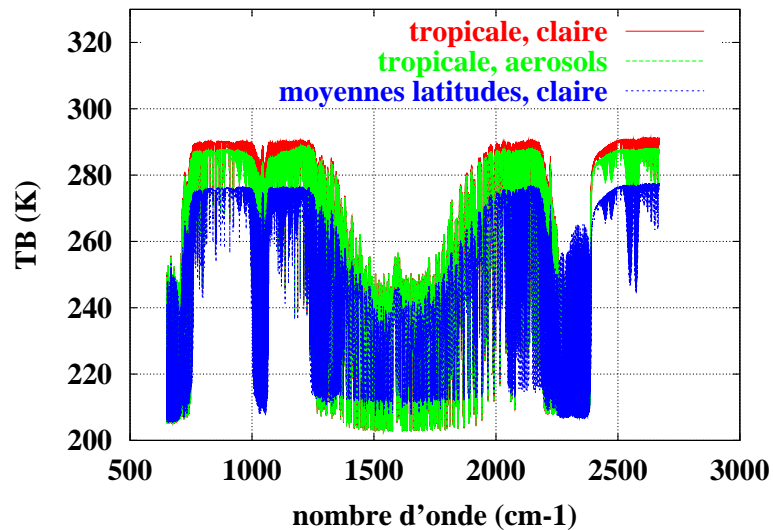


FIG. 3.14 – Effet de la situation atmosphérique et de la présence d'aérosols (modèle MITR = MIneral TRAnspOrted) sur les températures de brillance. Calcul réalisé avec le code couplé 4A+DISORT.

($p = 1$) et pour différentes valeurs de p . Afin de garantir une erreur inférieure au seuil de tolérance s , l'entier de contraction retenu au final correspond à la moitié de l'entier de contraction p nécessaire pour que l'erreur soit inférieure à s pour les 3 atmosphères.

3.4 Simulations : l'effet des aérosols dans l'infrarouge thermique

Maintenant qu'un code de transfert radiatif adapté a été développé, nous sommes en mesure de simuler l'effet des aérosols sur les températures de brillance satellitaires. L'objet de cette partie est d'étudier l'impact de l'état thermodynamique de l'atmosphère, des propriétés optiques, microphysiques et macrophysiques (distribution verticale) des aérosols sur les températures de brillance.

3.4.1 Sensibilité à la situation atmosphérique

Une différence majeure entre le transfert radiatif aux longueurs d'onde visibles et infrarouges est l'absorption de l'atmosphère qui est quasi-nulle dans le premier cas et très variable dans le second. De plus, le rayonnement émis par la surface et les différentes couches de l'atmosphère dans l'infrarouge dépend fortement de la température, via la fonction du corps noir. En conséquence, les radiances infrarouges sont très sensibles à l'état thermodynamique de l'atmosphère : profil de température et des gaz absorbants (notamment la vapeur d'eau). Dans la suite, l'expression "situation atmosphérique" fera référence à ces variables, qui sont indépendantes des aérosols.

La figure 3.14 montre que la température de brillance est avant tout sensible à la situation atmosphérique (profil de température et de gaz absorbants en particu-

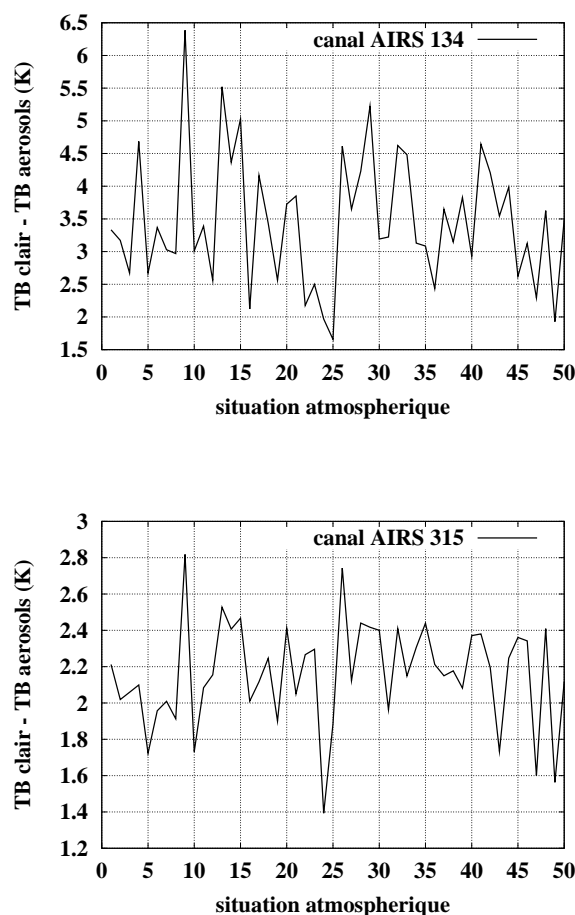


FIG. 3.15 – Différence entre la température de brillance en ciel clair et en présence d'aérosols (modèle MITR), pour 50 atmosphères TIGR tropicales, pour 2 canaux AIRS (canal 135 à $11.48 \mu\text{m}$ et canal 315 à $3.82 \mu\text{m}$). Calcul réalisé avec le code couplé 4A+DISORT.

lier) : l'écart entre une situation tropicale et une situation plus caractéristique des moyennes latitudes peut atteindre ainsi plusieurs dizaines de degrés Kelvin, tandis que l'impact des aérosols est de l'ordre de la dizaine de degré Kelvin au plus. L'absorption par les gaz est très variable avec la longueur d'onde considérée, ce qui explique la forte variation de la TB avec cette dernière. On note en particulier la présence de deux fenêtres atmosphériques (peu d'absorption gazeuse donc des TB chaudes), de 8 à 12 microns approximativement (soit 830 à 1250 cm^{-1}), et en dessous de 4 microns (nombre d'onde supérieur à 2500 cm^{-1}).

Pour une même situation en terme d'aérosols (épaisseur optique, distribution verticale, albédo et paramètre d'asymétrie), leur effet sur les températures de brillance est très fortement modulé par la situation atmosphérique sous-jacente (notamment par l'écart thermique entre la surface et l'altitude à laquelle se trouve la couche d'aérosols) (voir figure 3.15).

En conclusion, il est important de retenir deux choses :

- la valeur absolue de la TB dépend avant tout de la situation atmosphérique
- l'effet des aérosols sur la TB dépend fortement de la situation atmosphérique

3.4.2 Effet des propriétés optiques des aérosols sur les températures de brillance

Indépendamment du choix d'un modèle d'aérosol, il est intéressant de regarder l'effet des propriétés optiques qui servent de paramètres d'entrée du code couplé sur les TB. La figure 3.16, qui montre l'effet des propriétés optiques des aérosols sur les TB, nous permet de faire les remarques suivantes :

1. la température de brillance diminue quand l'épaisseur optique des aérosols augmente, ce qui se comprend aisément, car lorsque l'extinction augmente, une partie plus faible du rayonnement émis par la surface et les couches atmosphériques sous les aérosols atteint le satellite.
2. la température de brillance augmente quand le paramètre d'asymétrie g augmente : plus g est proche de 1, plus la diffusion vers l'avant est favorisée, donc à même valeur de l'albedo de diffusion simple ω la diffusion est moins efficace pour empêcher les photons de parvenir au satellite.
3. l'effet de l'albedo de diffusion simple ω est plus complexe : dans l'exemple choisi le comportement est très différent pour les deux longueurs d'onde. Cela s'explique par la présence de deux effets antagonistes : le second terme du membre de droite de l'ETR (équation 3.11), c'est-à-dire le rayonnement diffusé, augmente avec ω , alors que le troisième terme, le rayonnement émis, diminue avec ω .

Remarquons que ces conclusions ont été établies sur une simulation pour un profil atmosphérique donné. La décroissance de la température de brillance avec l'AOD est généralement vraie, mais, dans le cas particulier d'une inversion de température dans les basses couches de l'atmosphère, on observe le signal opposé (l'émission des aérosols ayant lieu à une température plus élevée que celle de la surface sous-jacente).

De même, les deux canaux considérés dans l'exemple ci-dessus ont une fonction de poids qui pique à la surface. Pour le cas d'un canal piquant au niveau des aérosols ou plus haut, ces conclusions ne tiennent plus, mais alors le signal des aérosols est généralement nul ou négligeable.

Ceci illustre la difficulté de prédire l'effet des aérosols sur les températures de brillance lorsqu'il y a à la fois absorption et diffusion. L'intuition ne suffit généralement pas et seul le recours à un calcul long permet de visualiser un effet. Cependant, on observe également que les températures de brillance varient de façon continue avec les propriétés optiques : ceci est important car cela signifie que l'on peut faire les calculs pour certaines valeurs seulement des propriétés optiques et interpoler ensuite linéairement ou quadratiquement.

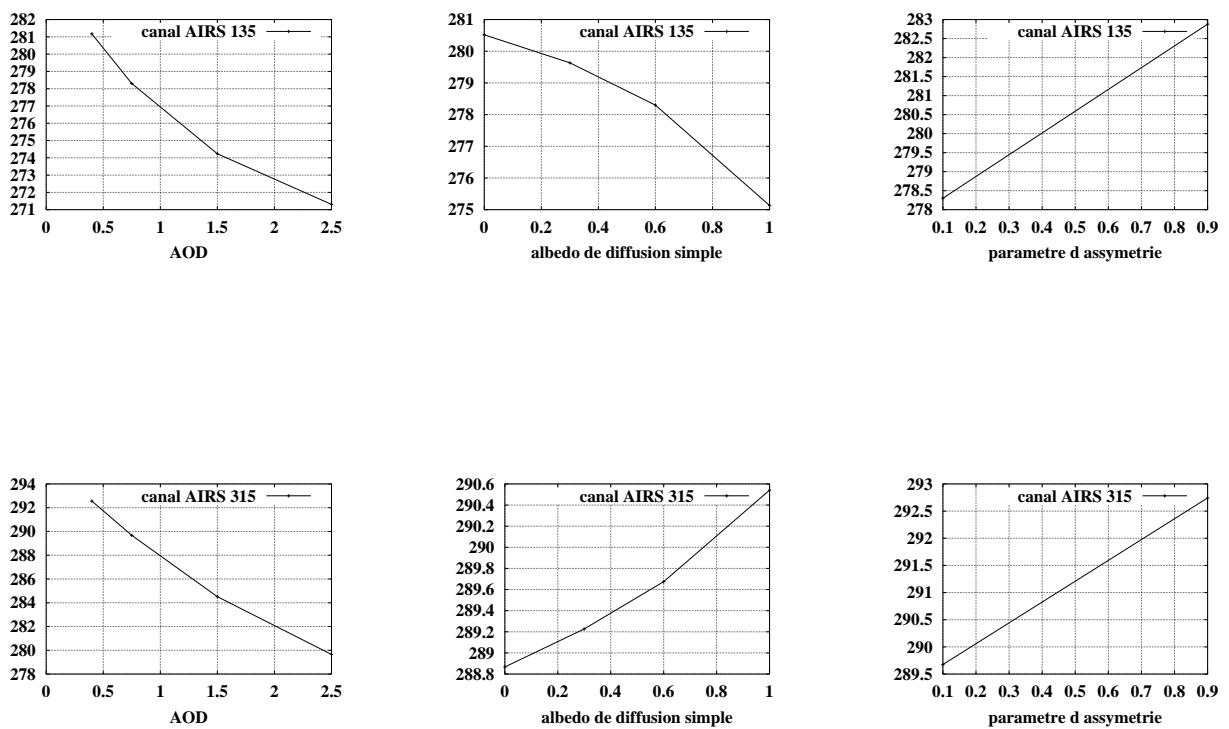


FIG. 3.16 – Effet des propriétés optiques des aérosols sur les températures de brillance à 2 longueurs d'onde (canal 135, 11.48 μm -en haut- et canal 315, 3.82 μm -en bas-). De gauche à droite : effet de l'épaisseur optique infrarouge à 10 μm , de l'albédo de diffusion simple et du paramètre d'asymétrie. Remarque : les valeurs de l'épaisseur optique infrarouge sont ici volontairement très élevées (jusqu'à 2.5).

3.4.3 Effet de la distribution verticale des aérosols sur les températures de brillance

On a vu que la distribution verticale des aérosols est une variable d'entrée des codes de transfert radiatif couplés 4A+DISORT ou 4A+SOS. En réalité, il faudrait considérer plusieurs distributions verticales : le profil des épaisseurs optiques dans chaque couche, le profil de l'albédo de diffusion simple et le profil du paramètre d'asymétrie. Pour simplifier le problème, nous faisons l'hypothèse que les propriétés optiques intensives des aérosols (c'est-à-dire l'albédo de diffusion simple et le paramètre d'asymétrie), en un point donné, ne varient pas avec l'altitude. Cette hypothèse est cohérente avec l'approche intégrée de l'observation verticale depuis l'espace : c'est la valeur moyennée selon la fonction de poids sur la verticale de ces paramètres à laquelle les capteurs sont sensibles. En conséquence, seule varie avec l'altitude la concentration en particules, ou, ce qui est équivalent, l'épaisseur optique dans chaque couche. En toute rigueur, il est probable que les particules les plus grosses soient plutôt en bas, et les plus fines plutôt en haut. Or, la taille des particules affecte aussi les valeurs de g et ω , qui ne sont donc probablement pas strictement constants sur la verticale. Par contre, l'impact de la taille des particules sur l'épaisseur optique est pris en compte dans notre étude, via le profil vertical d'épaisseur optique dans chaque couche considéré.

Remarque : cette partie traite du cas des aérosols troposphériques, pour le cas des aérosols stratosphériques, voir la partie 4.3.4.

Dans un premier temps, nous considérons une couche homogène limitée par une altitude z_{min} et z_{max} , choisies telles que z_{min} corresponde à un niveau k du modèle 4A et z_{max} au niveau $k - 1$. L'altitude moyenne de la couche d'aérosol est alors $(z_{max} + z_{min})/2$. Remarquons que les niveaux 4A sont des niveaux de pression constante, et non pas d'altitude constante, il serait donc plus rigoureux de parler de pression moyenne de la couche d'aérosol... L'équivalence altitude-pression utilisée ici est donnée dans la table des niveaux 4A (annexe I).

La figure 3.17 représente l'effet de l'altitude moyenne des aérosols sur les températures de brillance à $11.86 \mu m$ (canal AIRS numéro 135) et $3.83 \mu m$ (canal AIRS numéro 315). On constate que la température de brillance diminue fortement, de plusieurs K, avec l'altitude. Cet effet très fort de l'altitude existe dans l'infrarouge thermique mais pas, ou très peu, dans le visible : il rend la télédétection plus difficile (puisque le signal des aérosols est un signal qui mélange épaisseur optique et altitude) mais offre aussi la possibilité exceptionnelle d'**évaluer cette altitude depuis l'espace**. Nous y reviendrons, mais ceci est un point fort de la télédétection infrarouge, et de cette étude en particulier. Ceci s'explique par la présence de gaz absorbants : quand les aérosols sont près du sol, une partie de leur signature est masquée par l'absorption du rayonnement par les molécules situées au-dessus. En conséquence, plus l'aérosol est haut, plus son impact est fort. C'est aussi pour cela que l'effet des aérosols est

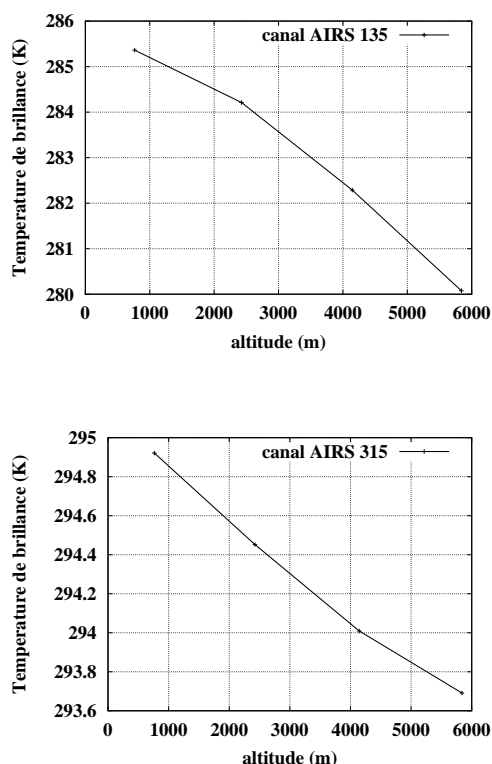


FIG. 3.17 – Effet de l'altitude moyenne des aérosols sur les températures de brillance à 2 longueurs d'onde ($11.86 \mu m$ -en haut- et $3.82 \mu m$ -en bas-).

nul aux longueurs d'onde des canaux dont la fonction de poids pique haut à cause de la présence de fortes raies d'absorption gazeuse (par exemple, dans les bandes du CO_2 à $15 \mu m$, vers 650 cm^{-1}). De même, plus le canal considéré est un canal fenêtre où l'absorption gazeuse est faible, moins l'effet de l'altitude est marqué. Ainsi, en regardant la figure 3.17 plus en détail, on s'aperçoit que, pour le canal situé à $11.86 \mu m$, la pente de la courbe est bien supérieure à celle de la courbe pour le canal situé à $3.82 \mu m$. En effet, les canaux dans la fenêtre vers $4 \mu m$ ont des transmissions à la surface plus élevées que ceux situés dans la fenêtre $8-12 \mu m$ (ici, le canal 135 a une transmission à la surface de l'ordre de 0.25, contre une transmission à la surface supérieure à 0.9 pour le canal 315).

Regardons maintenant plus en détail l'effet de la distribution verticale des aérosols. Pour cela, considérons les deux types de distribution verticale schématisés dans la figure 3.18 : une couche "épaisse" (s'étendant sur 3 couches "4A"), et un cas à deux feuillets. On appelle altitude moyenne l'altitude \bar{z} telle que la moitié de l'épaisseur optique des aérosols soit en dessous de \bar{z} , et la moitié au-dessus (il s'agit en réalité plutôt d'une altitude médiane). Dans le cas d'une couche homogène, on se ramène bien à la définition de l'altitude moyenne donnée plus haut. Mathématiquement, \bar{z} est définie ainsi :

$$\int_0^{\bar{z}} C_{ext} N(z) dz = \int_{\bar{z}}^{TOA} C_{ext} N(z) dz \quad (3.23)$$

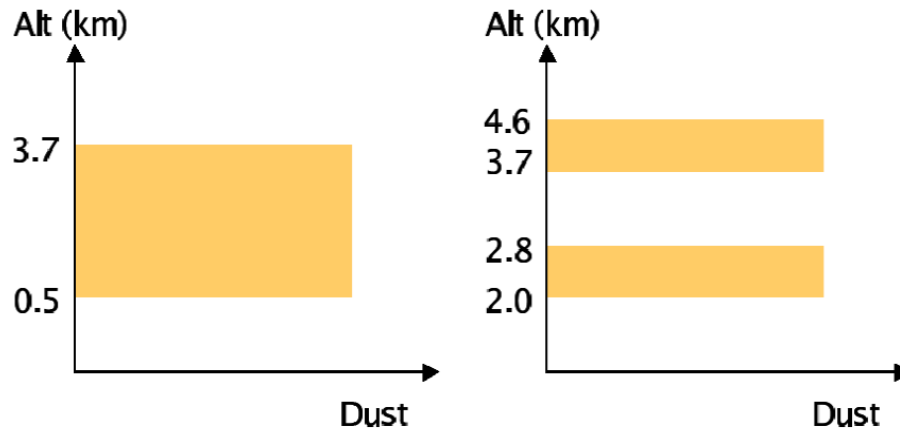


FIG. 3.18 – Deux distributions verticales d'aérosols : cas "couche épaisse" et cas "couche en feuillets".

TAB. 3.2 – Effet de la distribution verticale des aérosols sur les températures de brillance. Simulations réalisées pour le canal AIRS 135 ($11.86 \mu\text{m}$).

distribution verticale	altitude moyenne (m)	altitude équivalente (m)
1	2100	2000
2	3300	3700

où *TOA* désigne le sommet de l'atmosphère ("Top Of Atmosphere") et $z = 0$ correspond à la surface. L'altitude moyenne de la couche épaisse est donc de 2100 m, celle de la couche à deux feuillets est 3300 m.

Un calcul de transfert radiatif dont les résultats sont reportés dans le tableau 3.2 montre alors que ces distributions conduisent à une température de brillance proche de celle causée par une couche fine (500 à 800 m d'épaisseur) homogène dont le milieu serait situé à l'altitude équivalente (colonne 3). On remarque cependant que l'altitude du cas en "feuillets" est légèrement surestimée.

En conséquence, on a montré (tableau 3.2) que peu importe la distribution verticale des aérosols, c'est leur altitude moyenne qui compte. Dans le cas où la section efficace d'extinction à une longueur d'onde donnée dépend de l'altitude (par exemple

parce que l'on a des grosses particules en bas et des fines en haut), alors l'altitude moyenne dépend de la longueur d'onde : si l'on imagine une situation avec deux couches d'aérosols superposées, celle du dessous constituée de grosses particules et celle du dessus constituée de fines particules n'ayant pas d'impact sur le rayonnement infrarouge, alors l'altitude équivalente infrarouge est celle de la couche du dessous, tandis que l'altitude équivalente visible est une altitude intermédiaire entre les deux couches, donc plus élevée. Cependant, les propriétés optiques des aérosols montrant des sensibilités à la taille des particules très semblables dans la gamme 4-12 microns, cela permet de définir *une* altitude équivalente infrarouge.

La notion d'altitude moyenne permettra de simplifier les calculs, mais cela signifie que l'altitude des aérosols que l'on peut retrouver par télédétection infrarouge (voir les chapitres 5 et 6 qui traitent du problème inverse) est l'altitude équivalente infrarouge, c'est-à-dire l'altitude à laquelle il faudrait placer les aérosols pour avoir le même signal dans l'infrarouge. Cela ne reflète pas forcément la "réalité", surtout lorsque celle-ci est complexe (distribution en plusieurs "feuilles" par exemple), mais cela fournit une altitude équivalente qui peut permettre de calculer le forçage radiatif infrarouge au sommet de l'atmosphère, par exemple, beaucoup plus simplement qu'en prenant une distribution verticale observée, rare par ailleurs.

3.4.4 Effet des propriétés microphysiques des aérosols sur les températures de brillance

Dans cette partie, nous choisissons comme cas d'école le modèle d'aérosol MITR (MIneral TRansported) de la base OPAC, et nous considérons une atmosphère tropicale. Les calculs de transfert radiatif sont effectués avec le code couplé 4A+DISORT à la résolution spectrale de 0.02 cm^{-1} . Comme l'effet des propriétés optiques sur les radiances est relativement lisse (voir figure 3.16), il suffit de calculer les propriétés optiques correspondant aux tailles et formes souhaitées (avec le code de Mie et de T-Matrice), puis d'interpoler dans des tables que nous avons calculées une fois pour toutes. Ces tables ont en entrée :

- 4 valeurs de l'épaisseur optique à $10 \mu\text{m}$ (0, 0.4, 0.75, 1.5)
- 4 valeurs de ω (0, 0.3, 0.6, 1.0)
- 4 valeurs de g (0.1, 0.4, 0.6, 0.9)
- 4 valeurs de l'altitude (correspondant aux couches "4A" - voir annexe I - numérotées 39, 35, 33, 31, soit approximativement des altitudes de 750 m, 2400 m, 4150 m, 5850 m)

Pour chaque propriété optique et pour l'altitude, on a choisi le nombre de valeurs à considérer (donc 4) en fonction de l'erreur maximale causée par l'interpolation que l'on peut tolérer. Cette erreur est ici inférieure à 0.1 K.

Rayon effectif

La figure 3.19 montre l'effet du rayon effectif sur le spectre infrarouge des TB. On remarque d'abord que cet effet peut être positif ou négatif selon la longueur d'onde

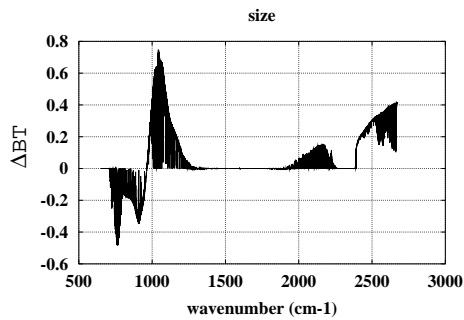


FIG. 3.19 – Effet du rayon effectif sur le spectre infrarouge des TB (de 650 à 2600 cm^{-1}) : différence entre TB pour un rayon effectif de 3 μm et TB pour un rayon effectif de 1 μm . La couche de poussières a une AOD à 10 μm de 0.6, elle est située à une altitude de 2.4 km environ.

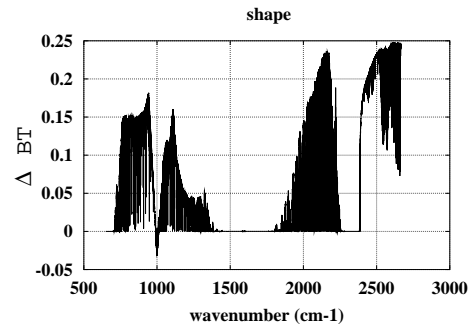


FIG. 3.20 – Effet du rapport d'aspect sur le spectre infrarouge des TB (de 650 à 2600 cm^{-1}) : différence entre TB pour un sphéroïde avec un rapport d'aspect de 2 et TB pour une sphère. La couche de poussières a une AOD à 10 μm de 0.6, elle est située à une altitude de 2.4 km environ.

considérée. Cela s'explique par la variation non monotone et complexe de l'effet de la taille sur les propriétés optiques dans le calcul de Mie. Cet effet est bien sûr nul là où l'effet des aérosols est nul (par exemple entre 1400 et 1800 cm^{-1}), mais il peut être nul aussi à une longueur d'onde à laquelle cet effet n'est pas nul (vers 1000 cm^{-1}). Il faut ensuite noter l'ordre de grandeur : l'effet de la taille est de quelques dixièmes de K, ce qui est très inférieur à l'effet de l'épaisseur optique ou de l'altitude (qui atteint 3.5 K ici).

Rapport d'aspect

La figure 3.20 montre l'effet du rapport d'aspect sur le spectre infrarouge des TB. Là aussi l'effet peut être positif ou négatif, même si, pour le cas considéré, les températures de brillance tendent à être plus froides pour des sphères que des sphéroïdes allongés. La différence entre ces deux cas est de l'ordre de quelques dixièmes de K. Encore plus que la taille, la forme des particules est une variable de second ordre par rapport à l'épaisseur optique ou l'altitude.

3.5 Conclusions

Nous avons décrit les caractéristiques des principaux sondeurs infrarouges et de leurs plates-formes satellitales respectives. Malgré son relativement faible nombre de canaux (19 dans l'infrarouge) et sa résolution spectrale moyenne, NOAA/HIRS a l'avantage d'avoir volé continûment depuis presque 25 ans, c'est donc une archive extrêmement riche pour les études climatiques. Les instruments nouvelle génération Aqua/AIRS et IASI offrent des possibilités nouvelles par leur grand nombre de canaux et leur très grande résolution spectrale.

L'équation de transfert radiatif permet de simuler les observations satellitales

lorsque la situation atmosphérique et les caractéristiques des aérosols sont connus. Nous avons vu d'abord l'équation de transfert radiatif en ciel clair et ensuite ses modifications liées à la diffusion du rayonnement par les aérosols. Le modèle couplé 4A+DISORT a été spécialement développé pour satisfaire à la fois la très haute résolution spectrale d'AIRS ou de IASI et la modélisation de la diffusion du rayonnement par les aérosols. Dans un souci de rapidité, l'algorithme des ordres successifs de diffusion a également été couplé au code 4A. La possibilité de dégrader la résolution spectrale des modèles couplés, par une "contraction", permet un gain substantiel en temps de calcul. Le développement d'un modèle couplé rapide constitue un apport important de cette thèse.

Des études de sensibilité effectuées avec ce modèle couplé, on peut tirer les conclusions suivantes qui permettront de guider la démarche d'inversion :

- Le signal des aérosols est relativement faible devant les autres signaux atmosphériques (température, vapeur d'eau...). Une inversion des propriétés des aérosols dans l'infrarouge nécessite de prendre en compte la situation atmosphérique.

- Le signal de l'épaisseur optique et celui de l'altitude des aérosols troposphériques sont du même ordre de grandeur : quelques Kelvins. Ce sont donc les deux propriétés des aérosols que l'on peut retrouver par une première approche.

- Le signal de la taille et de la forme des aérosols est un ordre de grandeur plus faible (quelques dixièmes de Kelvins). On peut donc en première approximation négliger leur impact. L'inversion de ces propriétés nécessite de connaître d'abord l'épaisseur optique et l'altitude des aérosols, comme on le verra dans les chapitres 6 et 7.

Chapitre 4

Application à TOVS : épaisseurs optiques des aérosols volcaniques

L'étude présentée dans ce chapitre est à l'origine de cette thèse. C'est en essayant de comprendre une anomalie des biais entre les résultats du modèle de transfert radiatif et les observations (les "deltacs") que l'impact des aérosols du Pinatubo sur les températures de brillance HIRS a été mis en évidence. Ce chapitre traite donc d'inversion, c'est-à-dire de l'obtention d'un produit géophysique, en l'occurrence des épaisseurs optiques d'aérosols, à partir de radiances satellitaires. De plus, ce cas présente des caractéristiques qui rendent son traitement moins complexe : les aérosols volcaniques étant non diffusants, les calculs de transfert radiatif et l'inversion sont simplifiés. Ce chapitre, qui reprend principalement ce qui a été publié par [Pierangelo et al.(2004a)], ouvre naturellement la deuxième partie de cette thèse, consacrée au problème inverse.

Pourquoi les aérosols du Pinatubo? Les éruptions volcaniques, en perturbant le rayonnement visible et infrarouge, sont une cause importante de la variabilité naturelle du climat [Stenchikov et al.(1998)]. Identifier et quantifier ces fluctuations naturelles est nécessaire pour les séparer des fluctuations anthropogéniques [Dutton (1992), Robock(2000)]. Or, l'éruption du Pinatubo est celle qui a eu l'impact climatique le plus marqué depuis qu'il existe des moyens d'observations modernes.

4.1 L'éruption du Pinatubo

4.1.1 La formation des aérosols volcaniques

Les 15 et 16 juin 1991, aux Philippines, le volcan du Pinatubo (15° nord, 120° est) libère dans l'atmosphère une énorme quantité de cendres et de gaz, dont environ 20 millions de tonnes de SO_2 . Il s'agit de la plus grosse quantité de SO_2 libérée par un volcan depuis que de telles mesures géophysiques sont possibles de manière fiable par télédétection (début des années 1970, [Gerlach et al. (1996)]). Les cendres restent dans la troposphère quelques jours puis retombent à la surface. Ce ne sont pas ces aérosols qui nous intéressent ici. Par contre, dans la stratosphère, des mécanismes



FIG. 4.1 – L'éruption du volcan Pinatubo (source : <http://earthobservatory.nasa.gov/>)

de conversion du gaz SO_2 en particules aboutissent en quelques jours à la création d'aérosols volcaniques : des gouttelettes formées d'eau et d'acide sulfurique, H_2SO_4 . La concentration en acide sulfurique de ces particules a été estimée à environ 75%. Ce nuage d'aérosols commence par se répandre autour de l'équateur, dans la zone 20° sud - 30° nord, dans un laps de temps assez court, de l'ordre de 2 semaines. Puis, il atteint en octobre 1991 les latitudes moyennes de l'hémisphère nord, et de l'hémisphère sud [Trepte et al.(1993)].

L'évolution de la couche d'aérosols se fait aussi selon l'altitude : d'abord présentant un maximum de concentration vers 26 km et s'étendant entre 15 et 35 km, avec une structure en plusieurs fines couches, à l'équateur, la couche s'homogénéise et descend progressivement dans les premiers mois après l'éruption, pour présenter une extinction maximale située aux alentours de 20 km en août 1992, comme cela est décrit dans [Lambert et al.(1997)]. Par ailleurs, lorsqu'elle atteint des latitudes plus élevées, le bas de la couche suit la tropopause qui est plus haute à l'équateur qu'aux pôles. C'est pourquoi sous nos latitudes la couche d'aérosols volcaniques a été détectée avec un maximum de densité entre 15 et 20 km (contre 20 à 25 km dans les tropiques).

Des processus divers (sédimentation, diffusion horizontale et verticale, changement dans la composition des particules...) conduisent à une diminution de la charge stratosphérique en aérosols volcaniques. On définit ainsi la durée de vie ou temps de

résidence t_r , tel que la charge en aérosols $C(t)$ suit la relation suivante :

$$C(t) = C_0 \exp(-t/t_r) \quad (4.1)$$

où le temps t s'exprime en mois. La valeur de t_r varie avec la latitude, entre 11,2 mois aux pôles et 9 mois aux tropiques [Stone et al.(1994)].

4.1.2 Propriétés microphysiques et optiques des aérosols du Pinatubo

Distribution en taille

Les aérosols stratosphériques volcaniques sont en moyenne plus "gros" que les aérosols stratosphériques dits de "background" (c'est-à-dire pendant les périodes de faible activité volcanique). Plus précisément, leur distribution de taille est caractérisée par un rayon modal plus grand.

Des mesures effectuées in-situ par ballon sonde montrent que, dans les premiers temps, les paramètres de la distribution de taille des aérosols du Pinatubo ont varié dans le temps et dans l'espace (en fonction de l'altitude notamment). Ces résultats sont rapportés dans [Deshler et al.(1993)]. Une distribution lognormale bimodale coïncide généralement avec les mesures obtenues. Ainsi, en prenant les paramètres moyens des distributions lognormales bimodales déduites des mesures faites à Laramie (Wyoming, 44 degré nord), on obtient comme modèle global de la distribution de taille des aérosols pour toute la période :

$$n(r) = \frac{N_1}{r \ln(\sigma_1) \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_{m1})}{2 \ln^2 \sigma_1}\right] + \frac{N_2}{r \ln(\sigma_2) \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_{m2})}{2 \ln^2 \sigma_2}\right] \quad (4.2)$$

avec les valeurs suivantes pour les paramètres de la distribution :

$$r_{m1} = 0.2 \mu m \text{ et } r_{m2} = 0.6 \mu m, \sigma_1 = 1.6 \text{ et } \sigma_2 = 1.3, N_1 = 0.95 \text{ cm}^{-3} \text{ et } N_2 = 0.05 \text{ cm}^{-3}$$

Cette distribution est normalisée à une particule par cm^3 ($N_1 + N_2 = 1$).

Comme on l'a vu précédemment (partie 2.4.2), il est important de noter que le second mode, décrivant les plus grosses des particules, bien que minoritaire dans la distribution (5%), est en partie responsable de l'absorption dans nos longueurs d'onde. Par exemple, le tableau 4.1 montre que, lorsque le nombre de particules dans le mode grossier diminue, la section efficace d'absorption diminue également.

Une autre approche possible, suggérée par [Chazette et al.(1995)] est l'utilisation d'une distribution lognormale monomodale caractérisée cette fois-ci par sa dispersion et son rayon effectif r_{eff} , lié à r_m et à σ par la relation :

$$r_{eff} = r_m \exp[2.5(\ln^2 \sigma)] \quad (4.3)$$

Alors, la distribution suivante représente bien la distribution moyenne de taille des aérosols du Pinatubo :

$$n(r) = \frac{N}{r \ln \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_m)}{2 \ln^2 \sigma}\right] \quad (4.4)$$

où l'on calcule r_m en fonction de la valeur fixée pour r_{eff} et σ :

$r_{eff} = 0.45 \mu m$ et $\sigma = 1.7$ d'où $r_m = 0.222 \mu m$.

Ces deux distributions conduisent à des valeurs des sections efficaces d'extinction très semblables, comme le montre la figure 4.2.

Indices de réfraction

Pour une longueur d'onde donnée, l'indice de réfraction des aérosols volcaniques dépend de la température de l'atmosphère à l'altitude à laquelle ils se trouvent, ainsi que de la concentration en acide sulfurique. On prendra comme température 215 Kelvin, et comme concentration 75%. Pour ces conditions, nous utiliserons les indices de réfraction calculés par [Biemann et al.(2000)], et dont les résultats sont stockés sur la base Geisa-aérosols du Laboratoire de Météorologie Dynamique (décrite dans la partie 1.1.3). Les indices calculés par [Tisdale et al.(1998)] pour les mêmes conditions d'acidité et de température sont très proches. Par contre, les coefficients de [Palmer and Williams (1975)], parfois cités dans certains articles, ne peuvent pas être utilisés ici car ils correspondent à des températures beaucoup trop chaudes.

Forme des aérosols volcaniques stratosphériques

Les aérosols stratosphériques étant des gouttelettes liquides, leur forme est parfaitement sphérique, ce qui offre l'avantage de pouvoir utiliser un code de Mie pour le calcul de leurs propriétés optiques.

Sections efficaces d'absorption

Un calcul de Mie montre rapidement qu'aux longueurs d'onde considérées la section efficace d'absorption est très proche de la section efficace d'extinction (la section efficace de diffusion étant inférieure à 10% de cette dernière). Nous considérons dans la suite qu'elles sont égales et négligeons la diffusion. Ceci est spécifique aux aérosols volcaniques, et c'est un point important car cela facilite énormément l'inversion des épaisseurs optiques.

Remarquons que les seuls coefficients d'absorption disponibles dans les différentes bases (OPAC et LITMS, partie 1.1.3) concernent les aérosols stratosphériques de fond, et non pas volcaniques. En effet, la dépendance en distribution de taille implique que les sections efficaces d'absorption sont a priori différentes pour chaque éruption.

Le tableau 4.1 montre la sensibilité de la section efficace d'absorption aux différents paramètres de la distribution de taille bimodale 4.2, pour une longueur d'onde correspondant au canal 10 (8.3 microns). Les sensibilités sont relativement élevées. On voit ici l'intérêt de développer un algorithme d'inversion des épaisseurs optiques qui ne dépende pas des propriétés microphysiques des aérosols.

La figure 4.2 représente pour chaque longueur d'onde du sondeur HIRS la section efficace, calculée pour deux distributions :

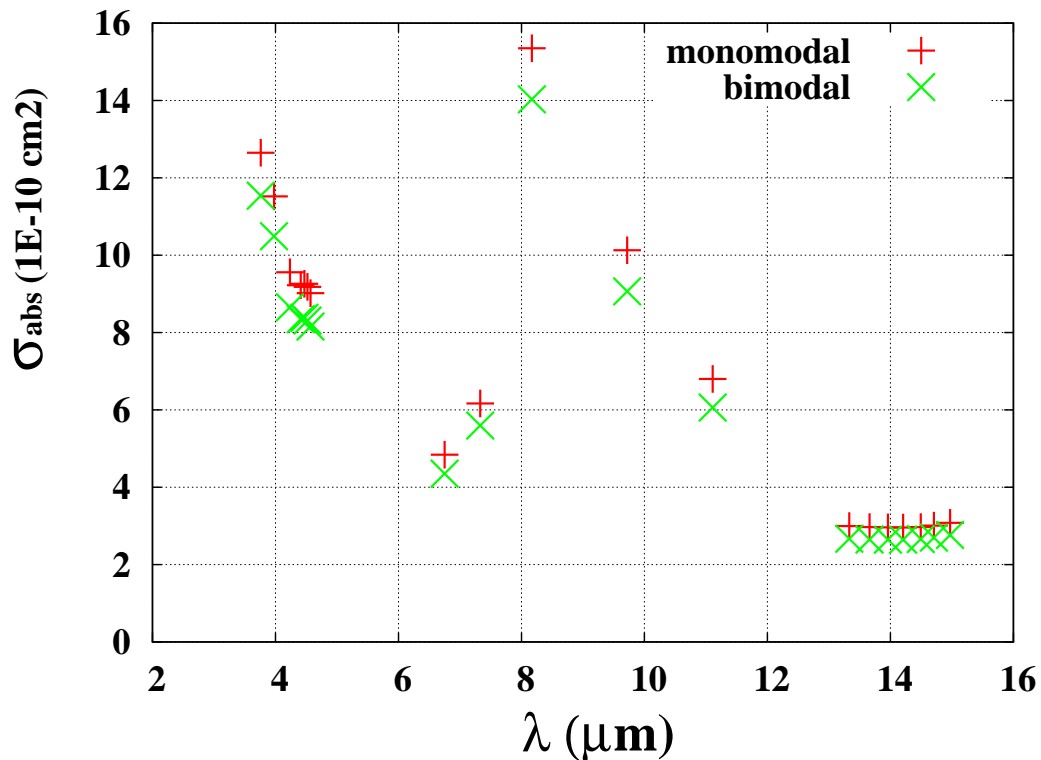


FIG. 4.2 – Section efficace d’absorption des aérosols du Pinatubo, pour une distribution bimodale et une distribution monomodale de rayon efficace équivalent, calculée pour les 19 canaux infrarouges HIRS.

- “monomodale” pour la distribution 4.4.
- “bimodale ” pour la distribution 4.2.

On observe que la distribution monomodale et la bimodale conduisent aux mêmes résultats. Ceci était attendu car ces deux distributions ont le même rayon effectif.

En conséquence, on utilisera la distribution monomodale 4.4.

4.2 La signature des aérosols du Pinatubo sur les observations HIRS

4.2.1 Les données co-localisées radiosondage-satellite

Nous utilisons dans cette étude l’archive des radiosondages appelée "DSD5". Sont conservés les radiosondages pour lesquels la température est disponible jusqu’à 50

TAB. 4.1 – Sensibilité de la section efficace d'absorption à $8.3 \mu m$ aux différents paramètres

	$N_1/(N_1 + N_2)$	r_{m1}	r_{m2}	σ_2
variations	0.90 à 0.995	$0.15 \mu m$ à $0.25 \mu m$	$0.5 \mu m$ à $0.8 \mu m$	1.1 à 1.6
$\sigma_{abs}(10^{-10} cm^2)$	19.45 à 9.15	9.29 à 21.8	11.59 à 21.5	12.7 à 18.63

hPa au moins, et la vapeur d'eau jusqu'à 300 hPa. L'extrapolation des radiosondages aux plus faibles pressions (altitudes plus hautes) est basée sur les inversions réalisées par la NESDIS (National Environment Satellite and Data Information Service). Dans la mesure où nous ne considérons que des canaux qui "voient" bas dans l'atmosphère, l'erreur introduite par l'extrapolation est négligeable.

En chaque point du globe pour lequel on dispose de profils de température, vapeur d'eau, et ozone (obtenus par radiosondage), en ciel clair, on peut calculer les températures de brillance attendues pour les différents canaux HIRS et MSU du satellite NOAA. Appelons pour chaque canal $TB_{calc}(\nu)$ le résultat obtenu.

Si le satellite passe au-dessus de ce point au même moment, on peut comparer $TB_{calc}(\nu)$ à $TB_{obs}(\nu)$, la valeur de la température de brillance mesurée réellement. En pratique, on décide qu'il y a collocation si l'écart entre l'heure de passage du satellite et celui du lancer des radiosondages est inférieur à trois heures et si le lieu du lancer est contenu dans un carré de 100km par 100km autour du point de visée du satellite.

Alors, pour cette collocation, on obtient un "deltac" :

$$deltac(\nu) = TB_{calc}(\nu) - TB_{obs}(\nu)$$

En moyennant dans l'espace et dans le temps les "deltacs" ainsi obtenus, on peut évaluer le biais systématique entre les observations et le modèle de transfert radiatif utilisé. Ces biais, calculés par type de masse d'air, en différenciant jour/nuit et terre/mer, sont systématiquement calculés afin de ramener les observations spatiales dans le monde des modèles. Pour les observations HIRS, le calcul de $TB_{calc}(\nu)$ à partir des radiosondages est fait par le modèle de transfert radiatif neuronal rapide "3R-N" [Chédin et al.(2003a)]. Tout algorithme d'inversion qui a été déterminée sur des simulations et qui s'applique à des observations doit prendre en compte ces biais. Notons également que les "deltacs" permettent de suivre l'évolution de l'instrument et ses éventuelles dégradations.

En plus du bruit dû aux mesures satellites et ballons, le "deltac" peut contenir de l'information géophysique. Par exemple, le canal HIRS 5 est situé dans une bande d'absorption du dioxyde de carbone, et comme ce gaz est pris en compte avec une concentration fixe dans le calcul de transfert radiatif, le deltac du canal 5 est relié à la variation (saisonniers, annuelle...) de la quantité de CO_2 dans l'atmosphère. Des travaux effectués dans ce sens ont permis de quantifier l'augmentation de la concentration en CO_2 sur plusieurs années. Une moyenne glissante sur 3 mois permet de voir les cycles saisonniers, tandis qu'une moyenne glissante sur 12 mois permet de s'en affranchir, et d'obtenir une tendance annuelle [Chédin et al.(2002),

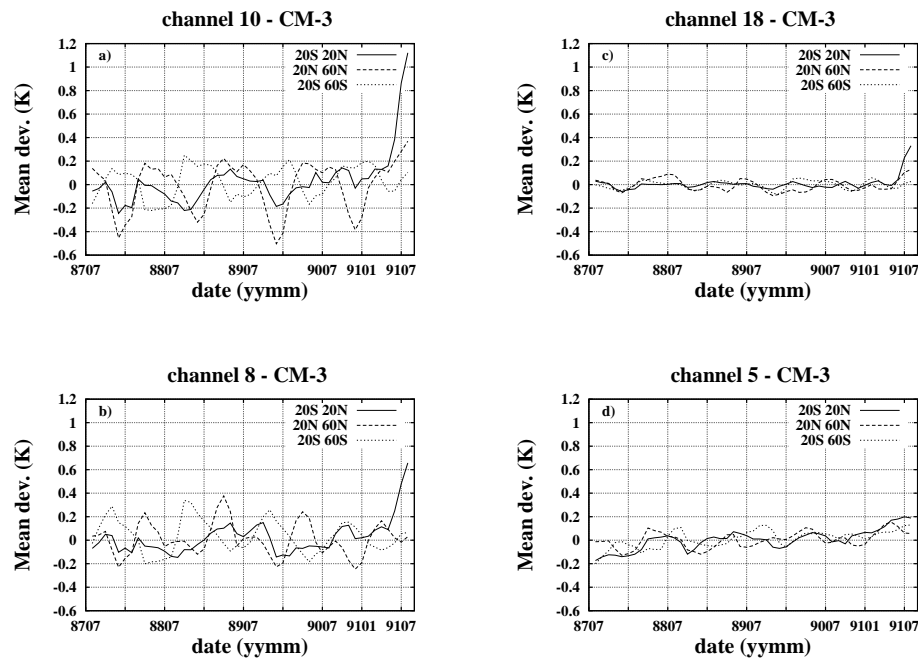


FIG. 4.3 – CM-3 pour NOAA-10, (a) : canal 10 ($8.3 \mu\text{m}$), (b) : canal 8 ($11.1 \mu\text{m}$), (c) canal 18 ($4.0 \mu\text{m}$), (d) : canal 5 ($14.0 \mu\text{m}$). Toutes les collocations sont considérées ici (terre, mer, nuit, jour).

Chédin et al.(2003a)]. Dans la suite, nous noterons CM-3 la moyenne glissante des "deltacs" sur 3 mois, après qu'un centrage par masse d'air (pour chacun des 5 types de masse d'air : tropical, moyennes latitudes été, moyennes latitudes hiver, polaire 1 et polaire 2) ait été effectué (CM-3 = 3-month Centered running Mean), et CM-12 la moyenne glissante sur 12 mois.

4.2.2 La signature des aérosols sur les séries temporelles des observations HIRS

Comme le modèle de transfert radiatif 3R-N ne prend pas en compte l'extinction causée par les aérosols volcaniques, alors la différence entre les températures de brillance calculées et observées doit refléter la présence d'une couche d'aérosol volcaniques.

Pour les canaux 8, 10, 18 et 5, et pour trois bandes de latitude (zones 20S-20N, 20N-60N, 20S-60S), les figures 4.3 et 4.4 montrent les séries temporelles des CM-3 pour NOAA 10 et NOAA 12. La figure 4.5 montre la série CM-12 pour NOAA 12. En accord avec l'évolution de la charge en aérosols dans la stratosphère, on observe une brusque montée du signal dans les 3 ou 4 mois qui suivent l'éruption (15-16 juin 1991), suivie ensuite par une lente décroissance pendant environ 3 ans. Plusieurs éléments nous permettent d'affirmer que le signal observé est bien causé par les aérosols du Pinatubo :

- le bon accord entre l'évolution spatio-temporelle du signal et d'autres observations in-situ ou spatiales : une apparition du signal dès juin 1991 sur les CM-3 pour la zone tropicale, une arrivée des aérosols quelques mois plus tard dans les

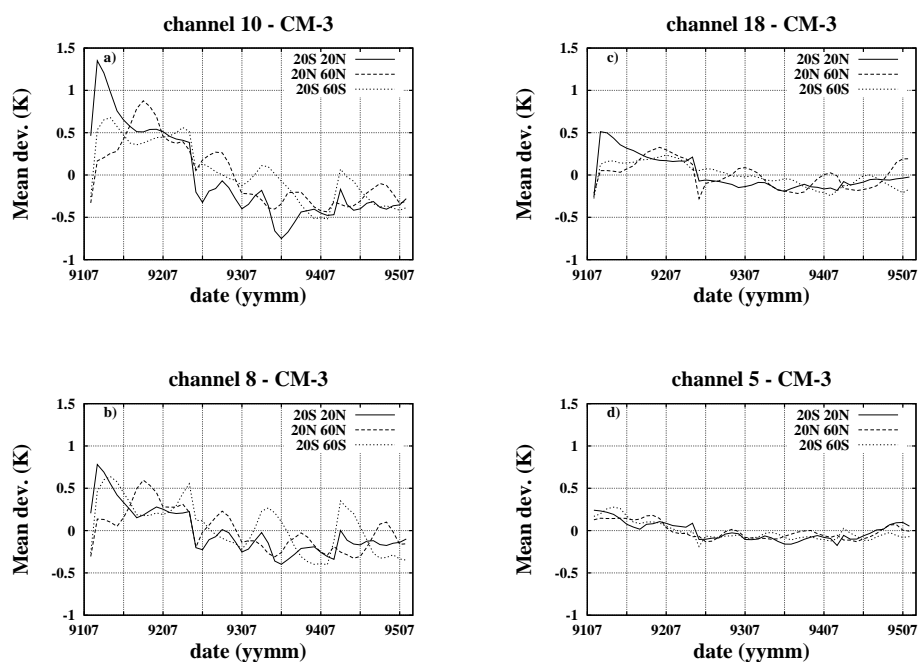


FIG. 4.4 – CM-3 pour NOAA-12, (a) : canal 10 ($8.3 \mu\text{m}$), (b) : canal 8 ($11.1 \mu\text{m}$), (c) canal 18 ($4.0 \mu\text{m}$), (d) : canal 5 ($14.0 \mu\text{m}$). Toutes les collocations sont considérées ici (terre, mer, nuit, jour).

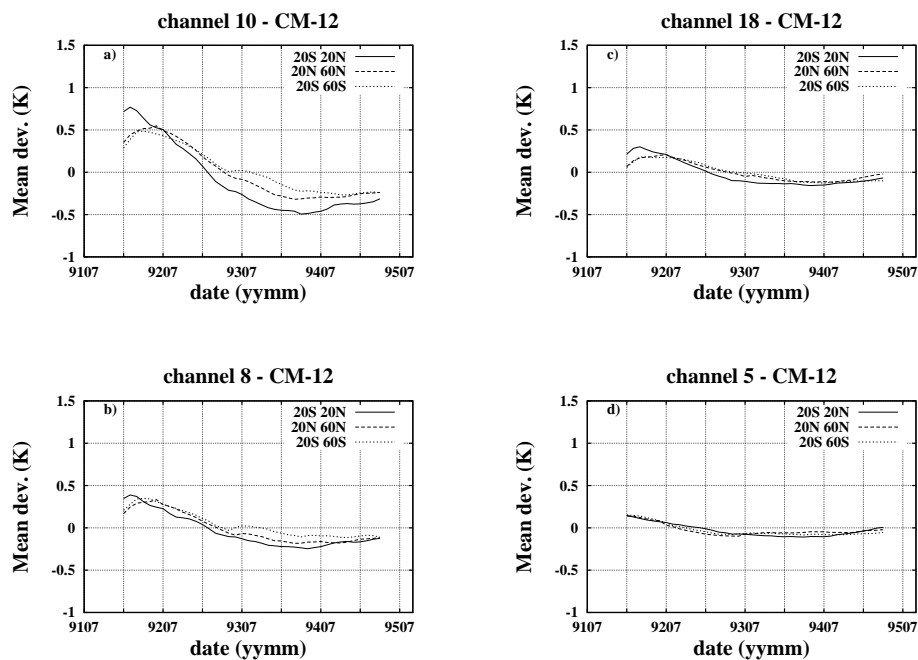


FIG. 4.5 – CM-12 pour NOAA-12, (a) : canal 10 ($8.3 \mu\text{m}$), (b) : canal 8 ($11.1 \mu\text{m}$), (c) canal 18 ($4.0 \mu\text{m}$), (d) : canal 5 ($14.0 \mu\text{m}$). Toutes les collocations sont considérées ici (terre, mer, nuit, jour).

- moyennes latitudes, une décroissance du signal dans les années qui suivent.
- l'amplitude du signal, supérieure à tous les autres bruits (bruit statistique, bruit du satellite ou du modèle), avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 4 (voir partie suivante).
 - la sensibilité relative des canaux au signal : en accord avec la figure 4.2, le canal 10 présente la déviation la plus forte dans les CM-3 et CM-12, suivi du canal 8, puis 18, alors que le canal 5 est très peu affecté.

4.2.3 Les sources d'erreur potentielles

Les erreurs du modèle

Si le modèle prend mal en compte certains éléments, alors le ΔT pourra prendre des valeurs non nulles qui ne correspondent pas pour autant au phénomène physique recherché. C'est le cas notamment de la vapeur d'eau, qui a un spectre d'absorption très large, et qui varie cycliquement avec les saisons. Aucun modèle ne parvient à reproduire parfaitement ces variations saisonnières, et cela se voit particulièrement bien sur le ΔT de NOAA-10 (canal 10 par exemple, figure 4.3) pour les latitudes moyennes où le signal devrait être plat.

Le faible nombre de collocations

La faiblesse du signal recherché (de l'ordre du Kelvin) nous oblige à moyenniser le signal sur de nombreuses collocations, afin de réduire la composante aléatoire du bruit. C'est pour cela qu'on a choisi de moyenniser les ΔT dans l'espace et dans le temps. On perd donc une grande partie de l'information géographique, et cette technique n'est efficace que pour étudier une couche d'aérosols largement et uniformément répartie sur le globe, comme c'est le cas heureusement pour les aérosols du Pinatubo.

Au final, on arrive à un échantillon moyen par mois compris entre 100 et 1500 après moyenne glissante sur 3 mois et entre 1000 et 7000 après moyenne glissante sur 12 mois. Cette moyenne permet de ramener la déviation standard à une valeur comprise entre 0.8K et 1.2K pour un mois, entre 0.46K à 0.7K pour une moyenne sur 3 mois, et 0.23K à 0.35K pour une moyenne sur 12 mois. Cependant, de grosses disparités apparaissent selon les zones et les mois. Généralement, on dispose de beaucoup plus de collocations dans l'hémisphère nord qu'aux tropiques ou dans l'hémisphère sud.

Pour remédier en partie à ce problème, on choisit de ne garder que les points pour lesquels un nombre significatif de collocations a été trouvé.

L'influence de la distribution spatiale et temporelle des radiosondages

Dans notre étude, l'inconvénient majeur lié aux collocations réside dans l'écart entre l'heure de radiosondage et celle du passage du satellite (jusqu'à $\pm 3h$) et dans les changements de latitude des lieux de radiosondage au cours du temps pour une

même zone, qui sont très variables.

On travaille sur des satellites du matin (NOAA-10 et 12) qui franchissent l'équateur à 7h30 heure locale. Or le cycle diurne de la température, mais aussi celui de la vapeur d'eau, présentent des variations assez brusques dans la matinée. Le problème serait atténué si les lancers de radiosondages étaient distribués de façon équiprobable dans les trois heures précédant le passage du satellite et dans les trois heures suivant son passage, mais ce n'est pas le cas. Par exemple, de façon simplifiée, un mois au cours duquel les radiosondages sont en moyennes en avance sur le passage du satellite de 1h30 (heure locale du radiosondage = 6h) correspondra probablement à un ΔT négatif (la température est plus froide à 6h qu'à 7h30, d'où une TB calculée inférieure à la TB observée). Cet effet est plus marqué pour les collocations de jour (i.e., le matin, vers 7h30 heure locale) que de nuit (le soir, vers 19h30 heure locale). De même, cet effet est plus important sur terre que sur mer, car le cycle diurne des températures est plus prononcé sur terre que sur mer.

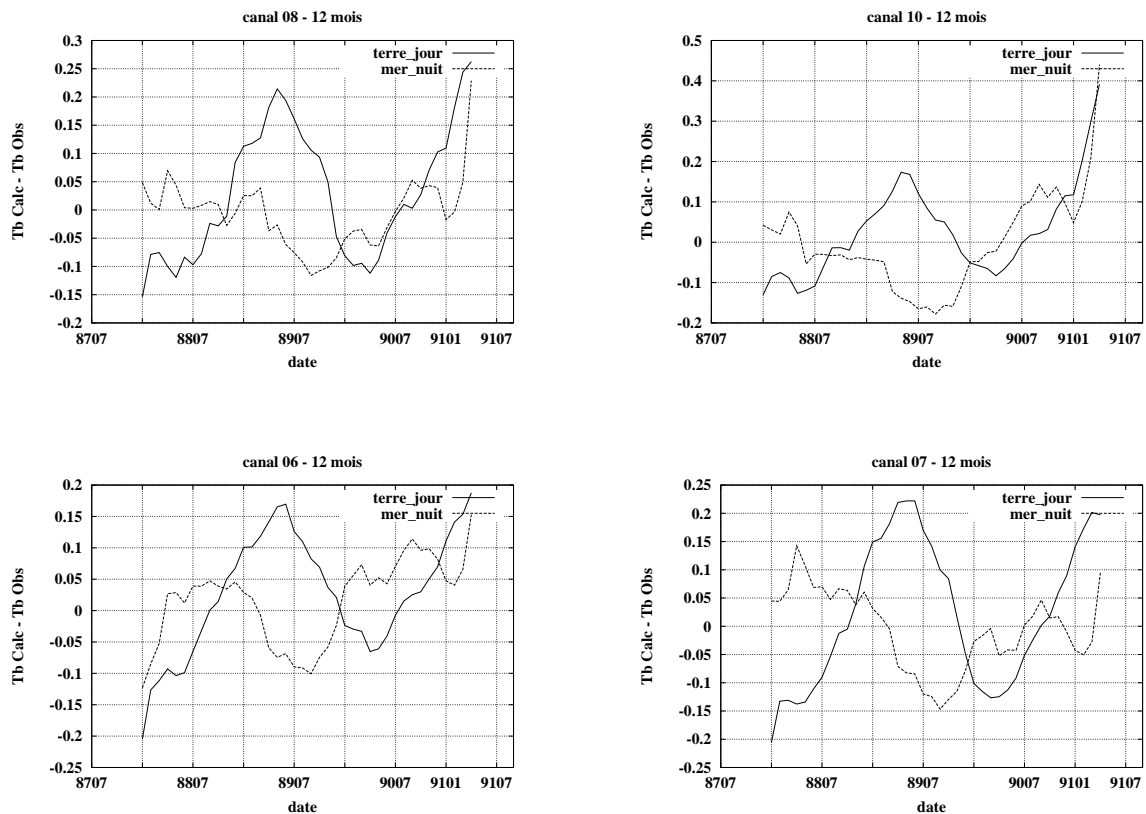


FIG. 4.6 – Effet du cycle diurne sur les deltacs mensuels de NOAA-10, zone 20S-20N

Pour illustrer l'importance du cycle diurne, il suffit de comparer des deltacs mensuels obtenus sur terre et de jour, où le cycle diurne est maximal, à des deltacs obtenus sur mer et de nuit, comme le montre la figure 4.6. On observe une plus forte amplitude du signal "terre_jour" que du signal "mer_nuit", ce qui était attendu. En conséquence, nous ne conserverons que les observations sur mer. On remarque que les courbes "terre_jour" et "mer_nuit" ne sont pas corrélées, elles n'ont pas de raison de l'être en effet si l'on explique l'écart des deltacs à la valeur zéro (pour la période

précédent l'éruption du Pinatubo) comme étant principalement causé par la distribution variable des lieux et horaires de lancement des radiosondages.

La dérive des satellites

Enfin, une autre source d'erreur est la dérive des satellites, ou "drift" [Christy et al.(2000)]. Certains satellites NOAA, notamment NOAA-12, et surtout NOAA-11, ont eu tendance à dériver vers l'est au fur et à mesure des années. La conséquence est un retard dans leur heure de passage au-dessus d'un même point. Ainsi, l'heure locale de passage à l'équateur de NOAA-11 a varié de 14h00 (en 1989) à 18h00 (en 1995)! En conséquence, des scènes qui étaient vues de nuit au début du cycle de NOAA-11 peuvent être vues de jour à la fin de son cycle. Or, certains canaux étant contaminés par le rayonnement solaire, d'autres étant sensibles à la quantité de vapeur d'eau, qui suit un cycle journalier, le drift du satellite se retrouve dans les mesures des températures de brillance et donc les deltacs.

C'est pourquoi, le drift du satellite étant difficile à corriger, même si NOAA-11 (1988-95) pouvait sembler le mieux placé pour étudier les aérosols du Pinatubo, puisque l'éruption a eu lieu en 1991, ce sont les données de NOAA-10 (1987-91) et NOAA-12 (1991-95) que nous utilisons. NOAA-12 a subi également un drift mais plus léger et plus tardif, seulement à partir de 1994 (qui correspond à la remontée du deltac sur la figure 4.5).

4.3 Modélisation de l'effet des aérosols volcaniques sur les radiances

4.3.1 Application de l'équation de transfert radiatif

Les aérosols volcaniques du Pinatubo étant absorbants et non diffusants, come nous l'avons vu partie 4.1.2, la modification à apporter à la radiance satellitale est donnée par l'équation 3.10, la radiance en ciel clair étant donnée par 3.7. Simuler la signature des aérosols sur les séries temporelles CM-3 ou CM-12, c'est calculer la différence de radiance ΔI au niveau du satellite entre une situation sans aérosols et une situation avec aérosols. Si l'on néglige le rayonnement réfléchi par la surface (troisième terme de l'équation 3.7), ce qui revient à considérer une émission de surface "effective", et en discrétisant verticalement l'atmosphère (de $k = 0$ à la surface à $k = n$ au niveau du satellite) :

$$\begin{aligned} \Delta I &= \epsilon B_{(surf)} \tau^m_{(surf)} (1 - \tau^a_{(surf)}) \\ &+ \sum_{k=0}^n \left(B[T(k)] [\tau^m_{(k+1)} (1 - \tau^a_{(k+1)}) - \tau^m_{(k)} (1 - \tau^a_{(k)})] \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

où $\tau^a(k)$, resp. $\tau^m(k)$, désignent la transmission des aérosols, resp. des molécules, entre un niveau de pression k et le satellite. A condition que tout autre signal conflictuel ait été correctement identifié et éliminé, ΔI (ou ΔTB en terme de température de brillance) est la valeur théorique de CM-3 ou CM-12.

Cette valeur dépend de l'épaisseur optique des aérosols, ainsi que du profil de température et des profils de transmission moléculaires. Ces derniers paramètres peuvent être pris dans la base TIGR, décrite précédemment partie 3.2.3, dans laquelle chacune des 2311 situations atmosphériques est décrite par :

- des variables thermodynamiques : ses profils de température, vapeur d'eau, ozone
- des variables radiatives : pour chaque canal HIRS, les transmissions en ciel clair correspondantes, calculées par le code de transfert radiatif raie-par-raie 4A.

4.3.2 Effet du profil atmosphérique

Comme nous venons de le voir, ΔTB dépend de la situation atmosphérique considérée. Nous avons étudié les variations de cette valeur sur les 2311 atmosphères de la base TIGR. Pour le canal 10, par exemple, ΔTB apparaît très fortement corrélé à la température de surface, ou au contenu en vapeur d'eau, ces deux variables étant naturellement corrélées dans l'atmosphère (Figure 4.7 - haut). La simulation montre que ΔTB est plus élevé pour des atmosphères plus chaudes et humides. Cette dépendance complexe est le résultat de plusieurs processus physiques aux effets opposés :

- La contribution de la surface au rayonnement infrarouge (premier terme de l'équation 4.5) diminue quand la transmission moléculaire diminue, c'est-à-dire quand le contenu en vapeur d'eau augmente... mais augmente quand la température de surface augmente !
- La contribution des couches atmosphériques au rayonnement infrarouge (second terme de l'équation 4.5) est affectée également par la température et la présence de vapeur d'eau. Cette contribution augmente quand la température de l'atmosphère augmente. A l'opposé, dans les couches basses de l'atmosphère, là où la majeure partie de la vapeur d'eau est présente, il n'y a pas d'aérosols volcaniques. En conséquence, τ^a est constant et le second terme de l'équation 4.5) est proportionnel à $\tau^m(k+1) - \tau^m(k)$, c'est-à-dire la fonction de poids. Cette différence $\tau^m(k+1) - \tau^m(k)$ augmente avec le contenu en vapeur d'eau (autrement dit, $\tau^m(k)$ diminue plus rapidement que $\tau^m(k+1)$, car une partie de la vapeur d'eau additionnelle se trouve entre les niveaux k et $k+1$) ; donc la contribution de l'atmosphère augmente quand le contenu en vapeur d'eau augmente.

Ces deux contributions, pour lesquelles on ne peut pas séparer simplement l'effet de la température et de la vapeur d'eau, ont été tracées séparément dans la figure 4.7 (bas).

Indépendamment de ces explications physiques, il faut surtout retenir la conclusion suivante : la grande variabilité des résultats de la simulation (ΔTB variant de 0.6 K à 1.6 K) montre qu'une simulation réaliste de l'impact des aérosols sur les radiances satellitales infrarouges nécessite une connaissance précise des variables

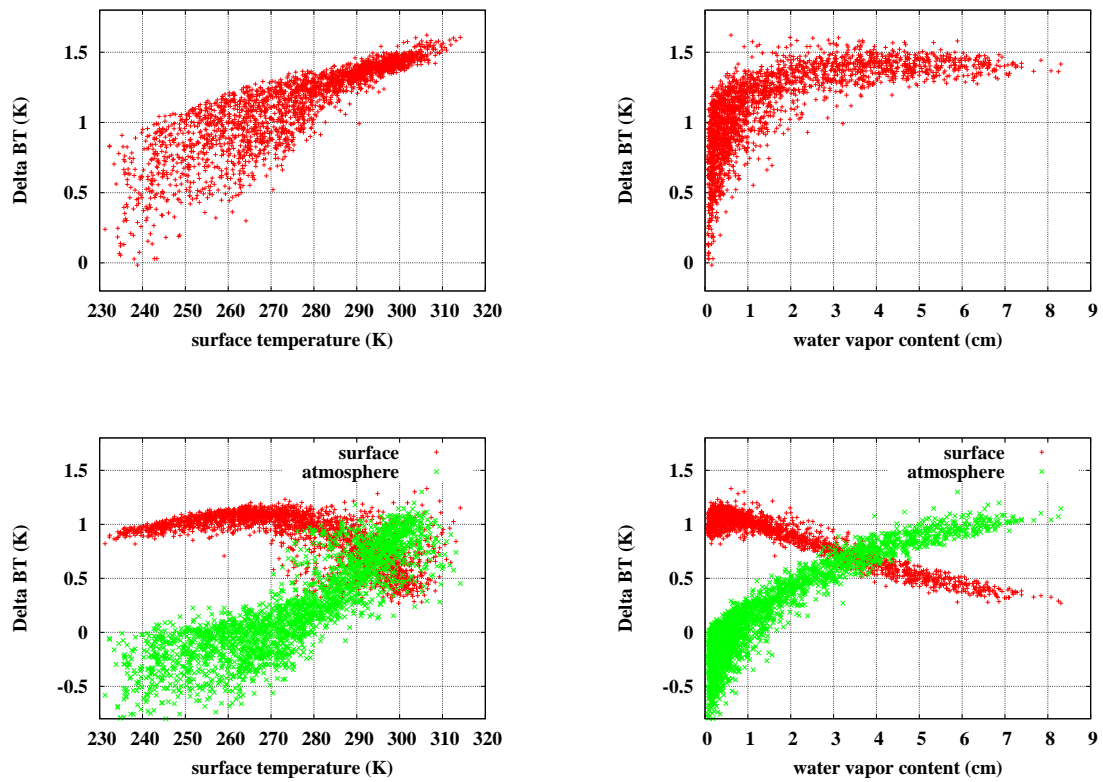


FIG. 4.7 – Sensibilité de ΔTB (canal 10) à la température de surface (à gauche) et au contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère (à droite), simulations pour 2311 atmosphères TIGR. En bas : séparation des contributions du rayonnement émis par la surface et du rayonnement émis par l'atmosphère.

thermodynamiques de l'atmosphère dans laquelle ils se trouvent. Considérer seulement une seule atmosphère standard peut conduire à des estimations biaisées. Ceci explique pourquoi nos simulations des ΔTB utilisent des situations soigneusement sélectionnées dans la base TIGR.

4.3.3 Calcul pratique de ΔTB

Pour chaque collocation radiosonde-satellite, la première étape consiste à chercher, parmi les situations archivées dans la base TIGR, la situation la plus proche du profil donné par le radiosondage. Cette inversion de la situation la plus proche est basée sur la minimisation d'une distance mesurant la proximité entre deux situations [Chédin et al.(1985), Flobert et al.(1986)]. Les profils de température et de transmissions de cette situation permettent de calculer ΔTB , selon l'équation 4.5. On obtient ainsi une valeur de ΔTB pour chaque collocation ; il reste ensuite à calculer les moyennes spatiales (selon les trois bandes de latitude 20°N-60°N, 20°S-20°N et 60°S-20°S) et temporelles (moyenne mensuelle d'abord puis moyenne glissante sur 3 ou 12 mois ensuite) pour obtenir les valeurs théoriques des séries temporelles CM-3 et CM-12.

4.3.4 Effet de la charge en aérosol, de l'épaisseur optique et de l'altitude des particules

Si l'on suppose que l'épaisseur optique des aérosols est faible, (la condition $\delta < 0.3$ est suffisante), comme c'est le cas pour les aérosols du Pinatubo, on peut linéariser les exponentielles de l'équation 4.5 qui devient une combinaison linéaire des épaisseurs optiques des aérosols dans les différentes couches :

$$\begin{aligned} \Delta I = & \epsilon B_{(surf)} \tau^m_{(surf)} \sum_{k=0}^n \delta(k) \\ & + \sum_{k=0}^n B[T(k)] \left(\tau^m_{(k+1)} \sum_{j=k+1}^n \delta(j) - \tau^m_{(k)} \sum_{j=k}^n \delta(j) \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

ce qui peut s'écrire plus simplement comme :

$$\Delta I = \sum a_k \delta(k) \quad (4.7)$$

où a_k est un coefficient qui dépend de la température, du profil de transmission moléculaire, et de l'émissivité de la surface, mais, et c'est important, pas des caractéristiques des aérosols.

La figure 4.8 représente ΔTB en fonction de l'épaisseur optique pour les canaux 8, 10 et 18. Nous supposons ici une couche d'aérosols dont le profil vertical est triangulaire, qui s'étend de 5 km sous l'altitude à laquelle la concentration est maximale (le « pic » de la couche), à 5 km au dessus. L'épaisseur physique totale est donc de 10

km. Pour chaque valeur de l'épaisseur optique, nous avons conduit des simulations avec des couches dont l'altitude du « pic » prend les valeurs suivantes : 16, 18, 20, 22 et 24 km. La principale observation que l'on peut faire est la dépendance linéaire de ΔTB avec l'épaisseur optique.

On peut noter aussi sur la figure 4.8 que ΔTB est très peu sensible à l'altitude de la couche d'aérosols. Ceci s'explique par la forme des fonctions de poids en ciel clair des canaux considérés : elles piquent à la surface ou dans la basse atmosphère, donc bien en dessous de la couche d'aérosols. En conséquence, les transmissions moléculaires en ciel clair de ces canaux dans la stratosphère varient peu avec l'altitude.

En simplifiant à l'extrême, et en considérant que $\tau^m(k) = \tau^m(k+1) = 1$ dans la stratosphère, on peut remplacer l'équation 4.6 par :

$$\begin{aligned} \Delta I &= \epsilon B(\text{surf}) \tau^m(\text{surf}) \delta(\text{tot}) \\ &+ \sum_{k=0}^{\text{tropopause}} B[T(k)] (\tau^m(k+1) - \tau^m(k)) \delta(\text{tot}) \\ &- \sum_{k=\text{tropopause}}^n B[T(k)] (\delta(k)) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Pour les détails du calcul, voir l'annexe II. Les deux premiers termes de cette équation ne dépendent plus de l'altitude de la couche d'aérosols. Le troisième en dépend encore, via le rayonnement du corps noir, lui-même dépendant de la température. Cependant, la température étant plus basse dans la stratosphère que dans la troposphère, ce terme est négligeable devant la contribution de la surface (premier terme) et de la tropopause (second terme). On arrive au final à l'équation suivante :

$$\delta(\text{tot}) \approx \frac{\Delta I}{I} \quad (4.9)$$

Ce calcul nous permet ainsi de justifier le résultat obtenu par des simulations. Le résultat, approximatif, de l'équation 4.9 a été testé sur les 2311 atmosphères TIGR. La figure 4.9 représente $\Delta I/I$ pour les canaux 8, 10 et 18, pour une valeur de l'épaisseur optique des aérosols fixée à 0.03. $\Delta I/I$ est proche de cette valeur pour les atmosphères tropicales (numérotées de 1 à 872) mais plus éloigné pour les atmosphères tempérées ou polaires, pour lesquelles le troisième terme de l'équation 4.8 n'est pas négligeable (tropopause plus chaude aux pôles qu'à l'équateur, et différence de température entre la surface et la tropopause plus faible aux pôles qu'à l'équateur). On remarque également que ce résultat est mieux vérifié par le canal 18 ($4 \mu m$) que par les canaux 8 et 10, car il est localisé dans une fenêtre atmosphérique avec forte transmission.

La conclusion principale que l'on peut tirer de ces simulations est qu'une variation de la signature des aérosols volcaniques (ΔTB ou CM-3/12) doit être attribuée principalement à une variation de l'épaisseur optique des aérosols et non pas à un changement dans l'altitude des aérosols. L'équation 4.7 peut être simplifiée approximativement en :

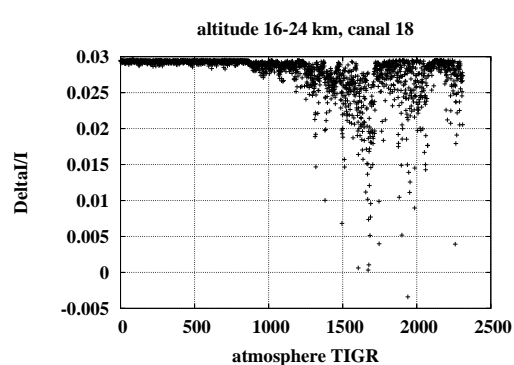
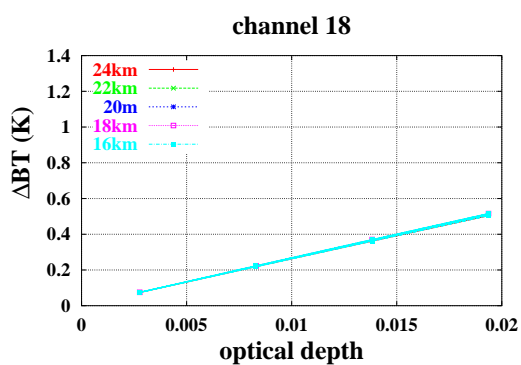
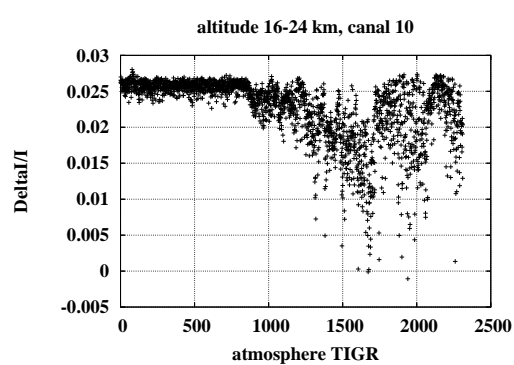
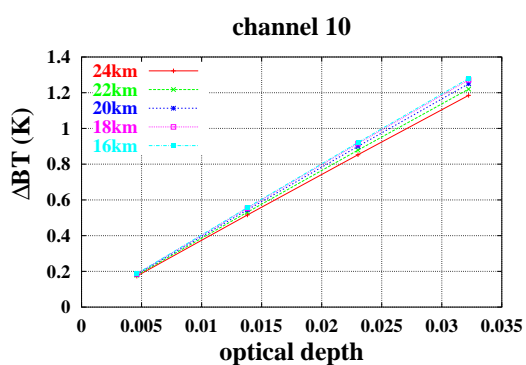
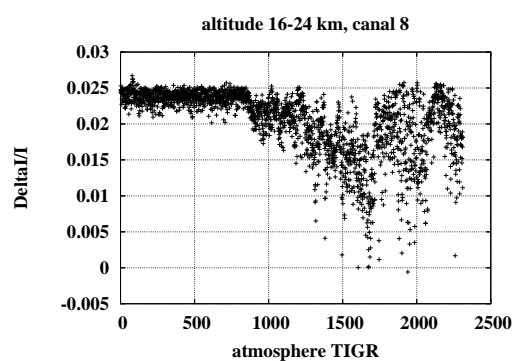
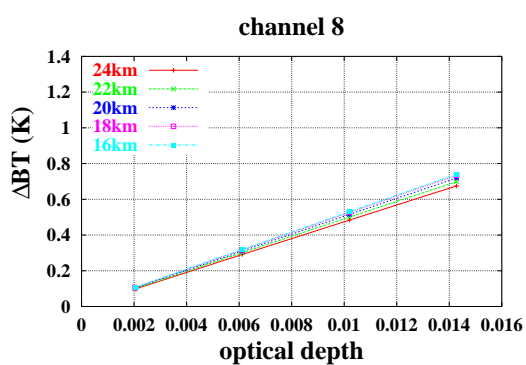


FIG. 4.8 – Variabilité de ΔTB avec l'épaisseur optique et l'altitude du pic de la couche d'aérosols volcaniques (de 16 à 24 km). De haut en bas : canal 8, 10 et 18.

FIG. 4.9 – Calcul de $\Delta I/I$ pour une épaisseur optique de la couche d'aérosols volcaniques valant 0.03. De haut en bas : canal 8, 10 et 18.

$$\Delta I = a\delta \quad (4.10)$$

où δ est l'épaisseur optique totale des aérosols à la longueur d'onde du canal considéré et le coefficient a dépend seulement des conditions atmosphériques, de la surface, et de la longueur d'onde considérée.

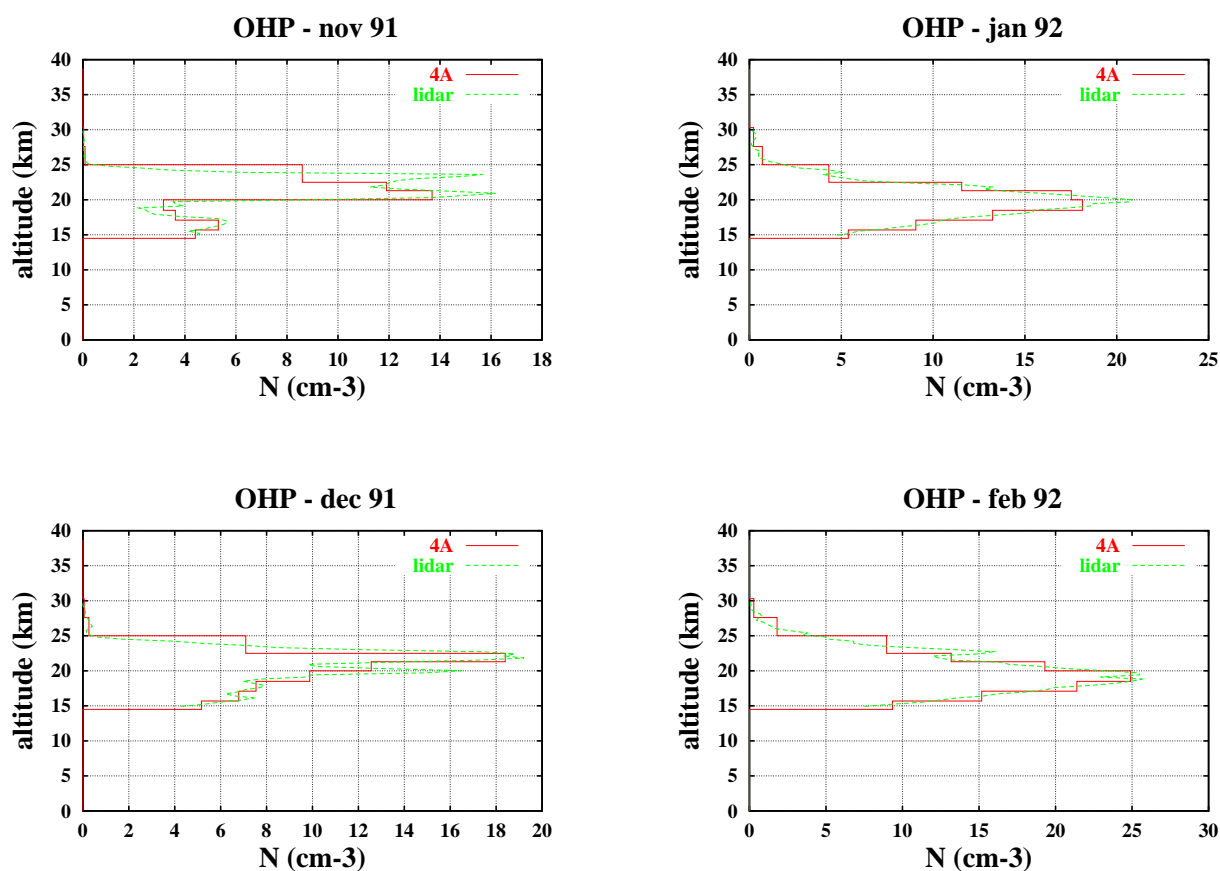


FIG. 4.10 – Moyennes mensuelles du nombre de particules par cm^3 obtenues par mesures lidar à l'OHP, d'après [Chazette et al.(1995)], et leurs représentations discrètes sur les niveaux verticaux "4A", pour 4 mois (novembre 1991 à février 1992).

4.3.5 Validation des simulations par comparaison avec des mesures lidar

Afin de valider les simulations ΔTB avec les séries temporelles CM-3 et CM-12, nous avons utilisé des profils mensuels de concentration en aérosols dérivés de mesures LIDAR effectuées à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP : 44°N, 5°E), entre Octobre 1991 et Juin 1993 [Chazette et al.(1995)]. La figure 4.10 montre la concentration en aérosols volcaniques, $\rho(z)$ (en particules par cm^3).

Nous faisons l'hypothèse que chaque profil est représentatif de la couche d'aérosols pour toute la zone 20°-60°N. La répartition homogène de la couche d'aérosol dans les moyennes latitudes de l'hémisphère nord dès le mois de décembre 1991 est confirmée par plusieurs observations [Jónsson et al.(1996), Trepte et al.(1993)]. Nous avons vérifié ce point à l'aide des épaisseurs optiques à 12.1 μm fournies par l'instrument ISAMS (Improved Stratospheric and Mesospheric Sounder). La Figure 4.11 montre que l'écart-type des observations journalières sur la bande 20°-60°N est inférieure à 25% de leur valeur moyenne. Ceci confirme l'homogénéité de la couche d'aérosols et valide l'utilisation de profils locaux obtenus à l'OHP pour décrire la couche d'aérosols dans les moyennes latitudes de l'hémisphère nord.

Le profil de concentration en aérosols étant ainsi fixé, il reste à trouver quelle situa-

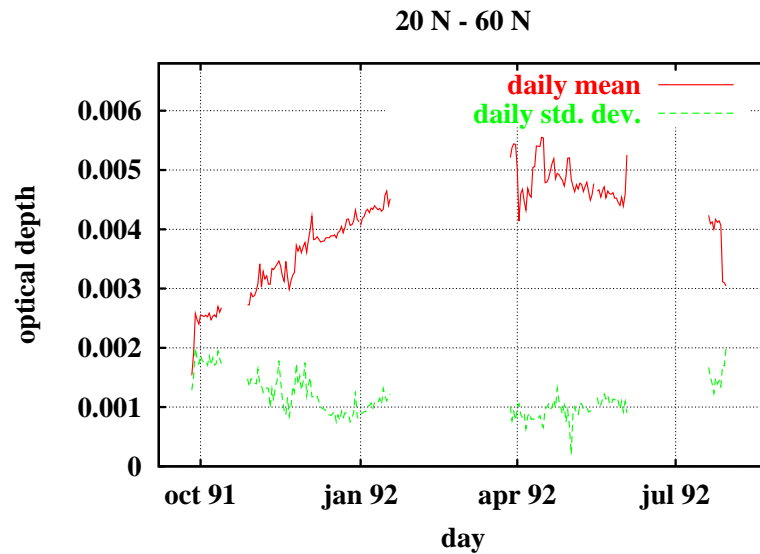


FIG. 4.11 – Moyennes et déviations standard journalières des épaisseurs optiques à $12.1 \mu\text{m}$ mesurées par ISAMS sur la bande de latitude 20N-60N.

tion atmosphérique utiliser pour simuler les ΔTB . Pour chaque collocation radiosondage-satellite, l'atmosphère la plus proche dans la base TIGR est fournie. Une valeur de ΔTB peut ainsi être calculée pour chaque collocation avec le satellite NOAA-12 située dans la zone 20° - 60°N . Il ne reste ensuite qu'à appliquer une moyenne glissante de 3 mois ou 12 mois pour comparer les simulations aux CM-3 et CM-12 (Figure 4.12). La signature des aérosols est simulée pour les 3 canaux HIRS les plus sensibles : 8, 10 et 18.

L'accord entre les simulations et les séries CM-3 et CM-12 est bon, et l'on peut noter qu'il ne dépend pas significativement du type de collocation considéré (mer seulement, mer et nuit seulement, ou toutes les données). C'est parce que NOAA-10 et NOAA-12 sont des satellites du matin (leurs orbites coupent le plan équatorial à 7h30 et 19h30), ce qui minimise les effets de la contamination solaire et du cycle diurne. Dans le cas des moyennes glissantes de 3 mois, les oscillations périodiques de la courbe des CM-3 autour de la simulation tirées des mesures lidar sont essentiellement causées par le cycle saisonnier résiduel de la vapeur d'eau (voir section 4.3.1). De plus, les variations spatio-temporelles de la distribution des radiosondages peuvent engendrer d'autres désaccords. L'effet du cycle de la vapeur d'eau est intimement mélangé avec le signal des aérosols : la charge en aérosols est corrélée avec la pression de la tropopause, qui présente elle-même un cycle saisonnier [Rosen et al(1994)], ce qui rend la déconvolution des deux signaux très difficile, si ce n'est impossible. Cet effet disparaît sur les tracés dans le cas des moyennes glissantes sur 12 mois (même figure, courbes de droite), et l'accord entre les séries expérimentales et théoriques devient presque parfait.

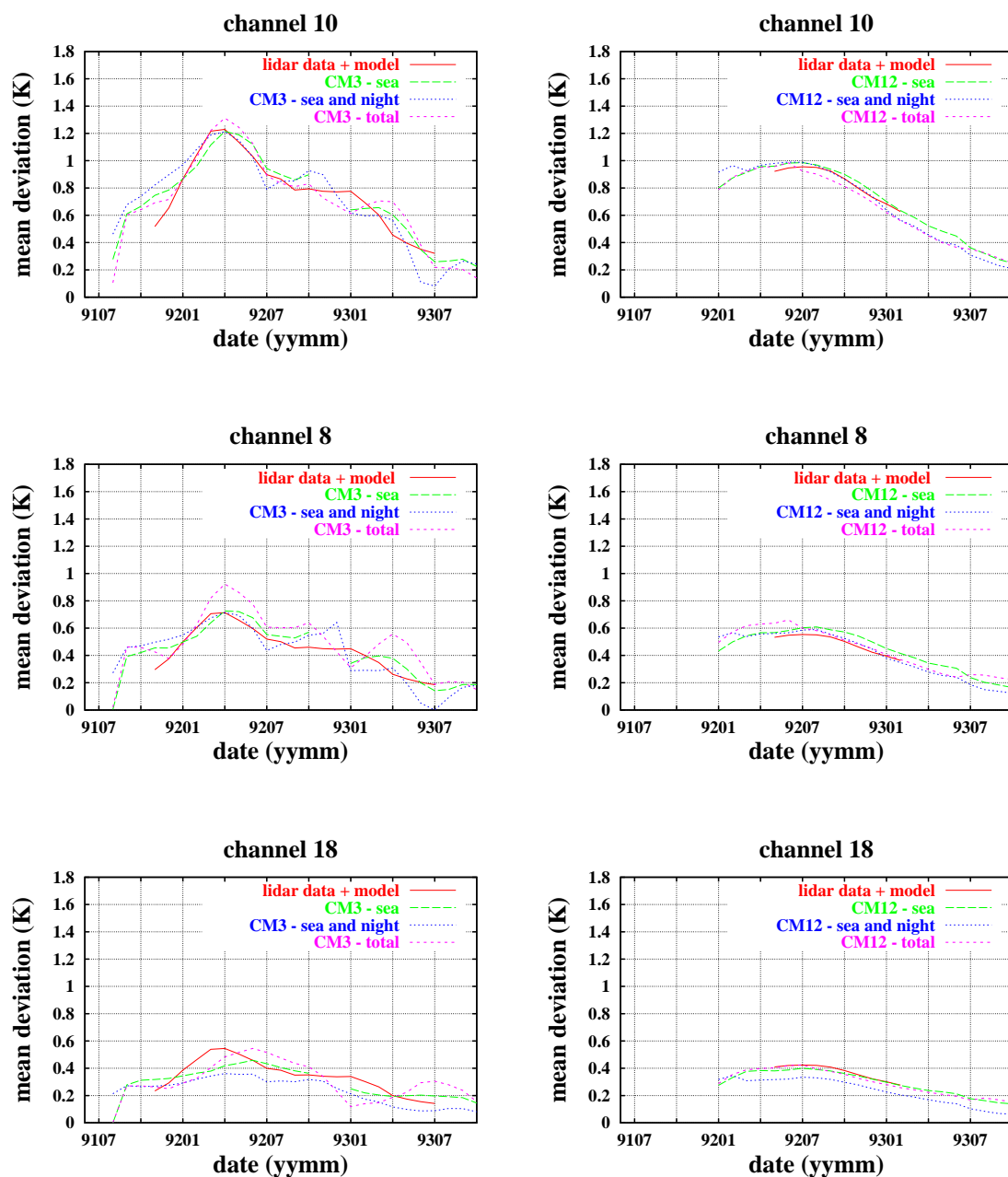


FIG. 4.12 – Comparaison entre la série temporelle expérimentale CM-3 (à gauche) ou CM-12 (à droite), et la simulation théorique de ces séries ΔTB (trait plein) (obtenue à partir de profils atmosphériques climatologiques TIGR et des profils d'aérosols lidar). La zone considérée est la zone 20N-60N, une moyenne glissante sur 3 mois (CM-3) ou 12 mois (CM-12) est appliquée.

4.4 Inversion de l'épaisseur optique infrarouge des aérosols du Pinatubo à 3 longueurs d'onde

4.4.1 Méthode

L'inversion en épaisseur optique est basée sur l'équation 4.7. Nous avons montré précédemment que l'effet de l'altitude, comparé aux autres incertitudes, est négligeable. Nous supposons donc dans la suite que la couche d'aérosols volcaniques s'étend de 12 à 25 km dans les moyennes latitudes, et de 15 à 28 km dans les tropiques. L'équation 4.7 se transforme donc en relation linéaire entre l'épaisseur optique et ΔI . Les variations relatives de $\Delta I/I$ étant faibles, on a également une relation linéaire entre ΔTB et l'épaisseur optique, comme on l'a vu figure 4.8.

L'algorithme d'inversion consiste d'abord à calculer ΔTB pour chaque canal (selon la méthode décrite précédemment) pour une valeur de référence δ_{ref} de l'épaisseur optique et ensuite à appliquer la règle de proportionnalité suivante :

$$\delta_{3/12} = \delta_{ref} \frac{CM_{3/12} - CM_{cl}}{\Delta TB(\delta_{ref})} \quad (4.11)$$

où $\delta_{3/12}$ est l'épaisseur optique des aérosols (moyenne glissante sur 3 ou 12 mois) correspondant à $CM_{3/12}$, et CM_{cl} est la valeur de $CM_{3/12}$ en ciel « clair » (sans aérosols volcaniques). Nous avons choisi $\delta_{ref} = 0.01$, valeur du même ordre de grandeur que l'épaisseur optique attendue. Comme $CM_{3/12}$ sont des valeurs centrées, nous devons évaluer CM_{cl} en choisissant une date à laquelle l'atmosphère peut être considérée comme dépourvue d'aérosols volcaniques stratosphériques. Pour NOAA-10, la valeur de CM_{cl} est la moyenne de la série CM-3 sur la période avant l'éruption du Mont Pinatubo : de juillet 1987 à juin 1990 (et non pas mai 1991, afin d'éviter les effets saisonniers). Pour NOAA-12, CM_{cl} est la valeur minimale de CM-3 après l'éruption du Pinatubo, atteinte début 1994. En effet, à cause de la dérive du satellite NOAA-12, la moyenne de CM-3 sur les derniers mois d'observations est biaisée, le niveau de référence « sans aérosol » est donc moins précisément déterminé.

4.4.2 Résultats

Cette technique très simple d'inversion est appliquée aux trois canaux HIRS 8, 10 et 18, pour trois bandes de latitude, pour les séries temporelles CM-3 et CM-12.

Les épaisseurs optiques retrouvées sont tracées figure 4.13 pour les trois longueurs d'onde correspondant aux trois canaux HIRS choisis : 4, 11.1 et 8.3 μm . Pour les canaux 8 et 10, seules les collocations sur mer sont utilisées, pour le canal 18, seules les collocations sur mer et de nuit sont utilisées. Si le nombre de collocations est inférieur à 50, aucune valeur n'est tracée. Pour toute la période étudiée ici, et pour la zone tropicale, le maximum atteint par l'épaisseur optique est de 0.05 à 8.3 μm , 0.03 à 4 μm et 0.02 à 11.1 μm . Les inversions issues de NOAA-10 et NOAA-12 se recoupent bien en août 1991, excepté pour le canal 18 à cause du faible nombre de collocations (contrairement aux deux autres canaux, les collocations de jour ne sont

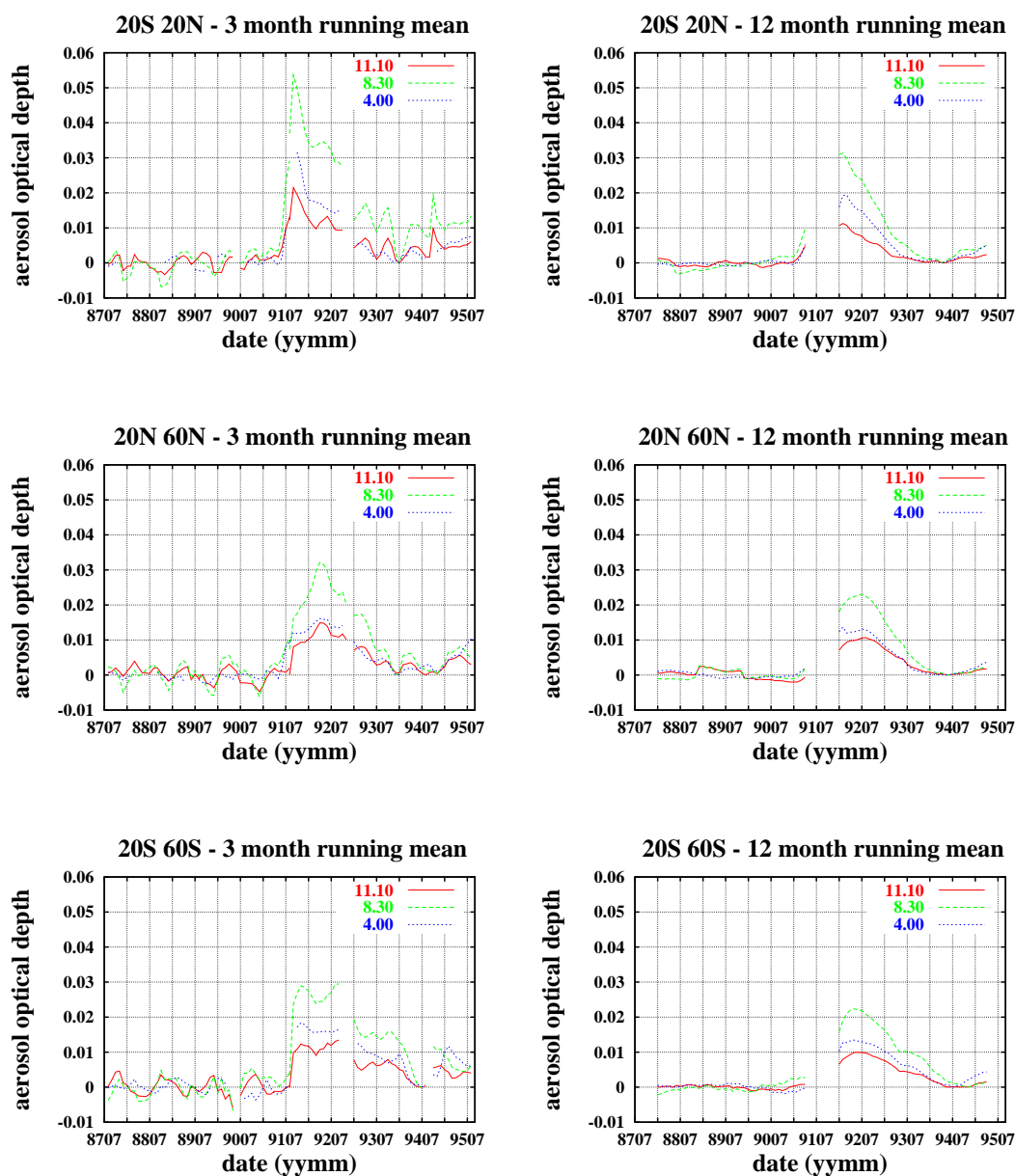


FIG. 4.13 – Epaisseur optique retrouvée à trois longueurs d'onde pour trois bandes de latitude. A gauche : moyenne glissante sur 3 mois (δ_3); à droite : moyenne glissante sur 12 mois (δ_{12}). De haut en bas : 20N-20S; 20N-60N; 20S-60S. Les données manquantes correspondent aux mois où le nombre de collocations est inférieur à 50.

pas prises en compte). Les résultats pour l'année 1995 sont biaisés par la dérive de NOAA-12 qui a été soulignée précédemment. Nous devons souligner que, contrairement aux études précédentes, nous avons obtenus les épaisseurs optiques des aérosols du Pinatubo sans aucune hypothèse sur leur microphysique.

4.4.3 Comparaison avec d'autres mesures

4.4.3.1 Comparaison avec une autre inversion des mesures HIRS

Comme mentionné plus haut, il y a peu de mesures d'épaisseurs optiques dans le domaine spectral de l'infrarouge thermique. [Ackerman and Strabala (1994)] ont par exemple relié la différence entre les températures de brillance des canaux HIRS à 11 et 8.3 μm à l'épaisseur optique visible, puis, en faisant l'hypothèse d'un indice de réfraction et d'une distribution de taille pour les particules, à l'épaisseur optique infrarouge. Pour la région (0-20S et 0-30W), pour le mois d'août 1991, ils retrouvent des valeurs de 0.03 à 0.06 et 0.014 à 0.02, selon le modèle d'aérosol choisi, pour les épaisseurs optiques à 8.3 et 11 μm respectivement. Pour toute la bande de latitude (20S-20N), nous trouvons les valeurs suivantes pour les épaisseurs optiques (aux mêmes longueurs d'onde) : 0.03 à 0.04 et 0.013. L'accord entre les deux inversions est relativement bon, étant donnée la différence dans les régions géographiques considérées. De plus, le choix fait par [Ackerman and Strabala (1994)] de considérer un seul profil atmosphérique standard (profil tropical de [McClatchey et al.(1972)]) dans leur procédure d'inversion peut expliquer pourquoi nos résultats sont plus faibles que les leurs. En effet, l'atmosphère tropicale de [McClatchey et al.(1972)] a un contenu total en vapeur d'eau de 6.62 cm, ce qui en fait une atmosphère très humide, et ce qui correspond à un signal aérosol fort sur le canal 10 de HIRS, comme le montre la figure ??.

L'étude de [Baran and Foot (1994)] s'appuie sur la comparaison entre les observations du canal 10 de HIRS sur NOAA-10/12 et les observations du canal 10 de HIRS sur NOAA-11 (centré à 12.5 μm) pour estimer la masse totale d'aérosols sulfatés. Pour la bande 20S-20N, la masse totale est estimée au maximum à 15 MT. L'approximation qu'ils utilisent est la suivante :

$$\rho = \beta^{-1}(1 - \tau) \quad (4.12)$$

où ρ est la densité de la colonne ($mg\ m^{-2}$), τ sa transmission, et β^{-1} est l'inverse du coefficient d'absorption spécifique. Une masse totale de 15 MT sur la bande tropicale correspond à une valeur de $\rho=84.2\ mg\ m^{-2}$. En reprenant la valeur estimée par [Baran and Foot (1994)] pour β^{-1} , ($1850\ mg\ m^{-2}$), on obtient $1 - \tau = 0.045$, soit une épaisseur optique à 8.3 μm de 0.045. Ceci est en bon accord avec la valeur que nous avons retrouvée.

4.4.3.2 Calcul de la concentration en particules

Afin de comparer nos inversions avec des mesures in-situ, nous avons calculé une concentration moyenne en particules à partir des épaisseurs optiques. A ce stade, il

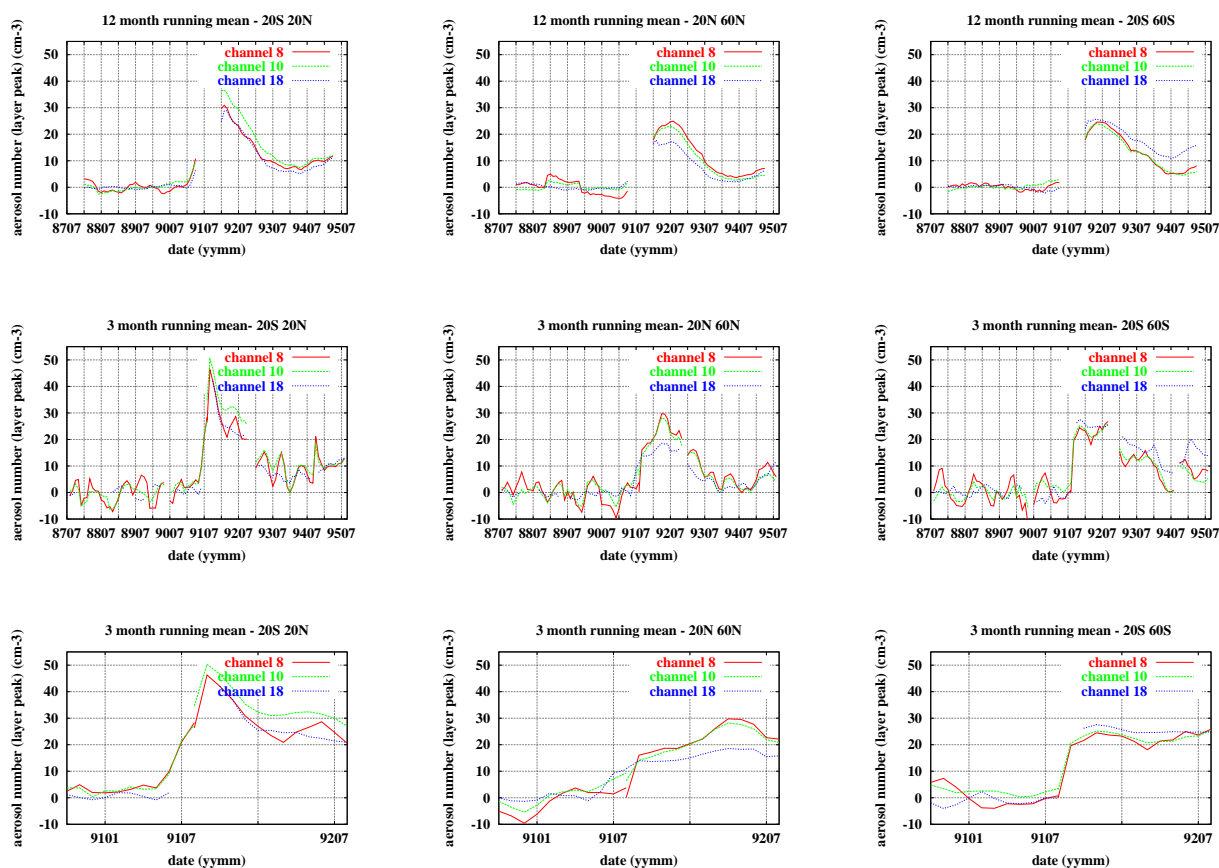


FIG. 4.14 – Concentration maximale en particules (cm^{-3}) retrouvée à partir des épaisseurs optiques à 4, 8.3 et 11.1 μm .

convient donc de faire une hypothèse sur la distribution de taille des particules et sur leurs indices de réfraction. Nous avons utilisé la distribution monomodale et les indices de réfraction donnés dans la partie 4.1.2 afin de calculer les sections efficaces d'absorption. En faisant l'hypothèse d'une altitude et d'une forme (triangulaire) pour la couche d'aérosols, nous pouvons retrouver la concentration en particules à l'altitude à laquelle elle atteint son maximum. Le nombre de particules ne dépendant évidemment pas de la longueur d'onde, cette procédure appliquée aux trois canaux doit conduire au même résultat. C'est bien ce qui est observé figure 4.14.

En juillet et août 1991, nous trouvons ainsi environ 10 à 20 particules par cm^3 au maximum de la couche, en accord avec les mesures in-situ de [Deshler et al.(1993)], [Deshler et al.(1992)] à Laramie (Wyoming, 41°N).

4.4.3.3 Comparaison avec les inversions des mesures ISAMS

L'instrument ISAMS (Improved Stratospheric and Mesospheric Sounder), que nous avons déjà évoqué plus haut, a été lancé le 12 septembre 1991 et a fonctionné jusqu'à juillet 1992. ISAMS est un radiomètre infrarouge qui observe l'émission terrestre au limbe. Cet instrument fournit des profils de température, de rapports de mélange de monoxyde de carbone (CO), vapeur d'eau (H_2O), méthane (CH_4), ozone (O_3), de com-

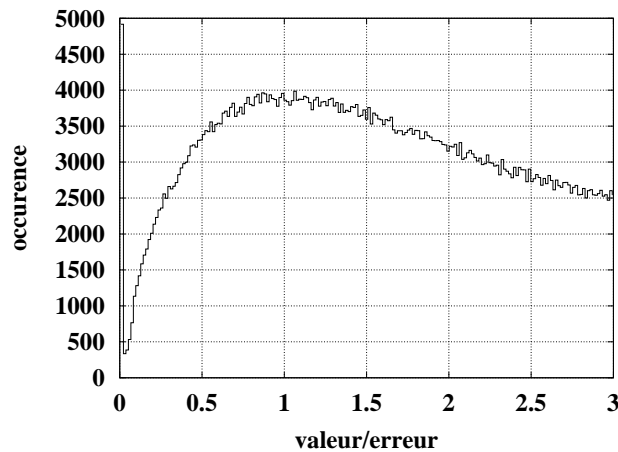


FIG. 4.15 – Distribution du rapport valeur/erreur des profils d'extinction ISAMS.

posés nitreux, et l'extinction des aérosols [Taylor et al.(1993)]. La couverture verticale s'étend de la tropopause à la mésopause (15-80 km).

Les produits aérosols ISAMS de niveau 3 consistent en des profils d'extinction (en km^{-1}) et les profils des erreurs correspondantes. Nous avons remarqué que pour un nombre relativement important d'observations, le rapport valeur/erreur est inférieur à 0.05 (Figure 4.15). Ces cas correspondent sans doute à des situations aberrantes que nous avons choisi d'éliminer.

Afin de valider nos résultats avec les épaisseurs optiques de ISAMS, nous avons calculé l'épaisseur optique à $12.1 \mu m$ à partir des inversions issues des canaux HIRS 8, 10 et 18 et des valeurs des sections efficaces d'absorption aux longueurs d'onde considérées (les trois longueurs d'onde des canaux HIRS 8, 10 et 18 et la longueur d'onde $12.1 \mu m$ pour le produit ISAMS), selon l'équation 2.19. Nous faisons les mêmes hypothèses que plus haut pour les propriétés microphysiques des aérosols afin de calculer les sections efficaces d'absorption à 4, 8.3, 11.1 et $12.1 \mu m$. La comparaison entre les épaisseurs optiques de ISAMS et de HIRS-2 est satisfaisante dans la bande 20N-60N (bande pour laquelle nous disposons d'un maximum de collocations radiosondages satellites), mais un peu moins bonne dans les tropiques et l'hémisphère sud (Figure 4.16). Cependant, les différences peuvent s'expliquer en partie par les incertitudes dans les modèles d'aérosols.

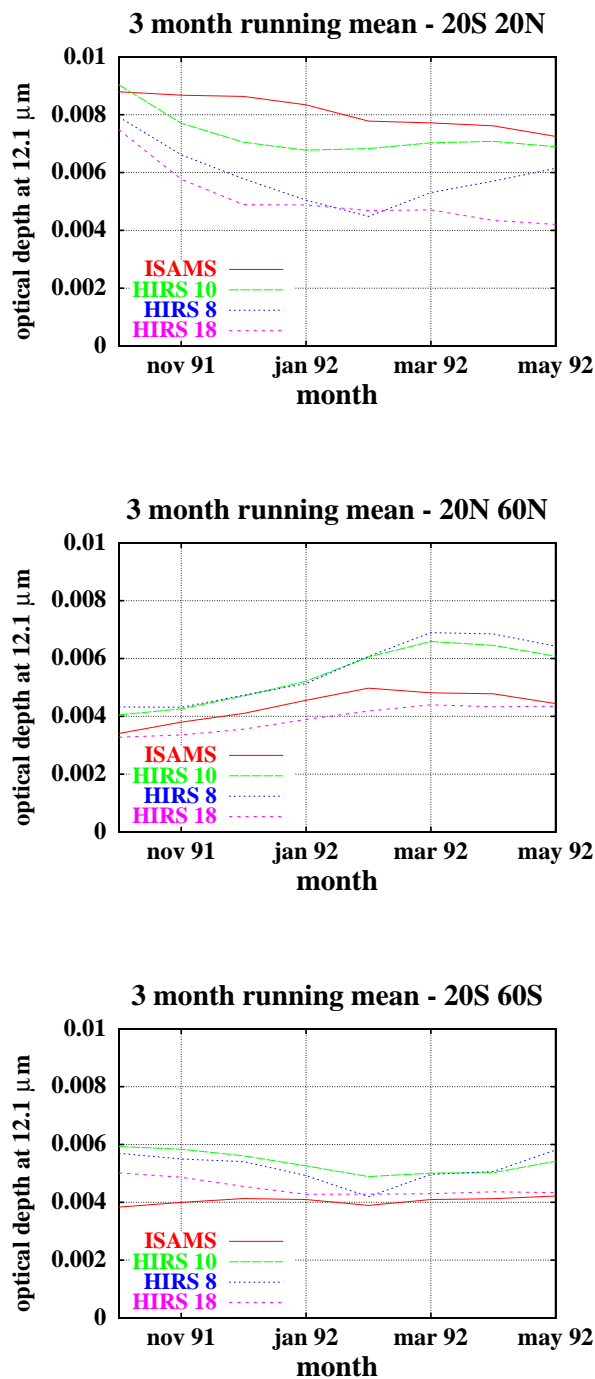


FIG. 4.16 – Comparaison entre l'épaisseur optique à 12.1 μm retrouvée par ISAMS, et l'épaisseur optique retrouvée par HIRS à partir des canaux 8, 10, 18 et ramenée à 12.1 μm. Moyenne glissante sur 3 mois, de haut en bas : 20N-20S ; 20N-60N ; 20S-60S.

4.5 Estimation du forçage radiatif des aérosols du Pinatubo en ondes longues

Une utilisation possible des épaisseurs optiques ainsi retrouvées est l'estimation du forçage radiatif des aérosols du Pinatubo en ondes longues, c'est-à-dire dans l'infrarouge thermique. C'est le forçage radiatif au sommet de l'atmosphère, en ciel clair uniquement, noté V , que nous considérons ici. V s'exprime en $W.m^{-2}$, il est défini comme $(F_a - F_c)$, avec F_a le flux net sur tout le domaine spectral de l'infrarouge thermique pour une atmosphère avec aérosols, et F_c l'équivalent pour la même atmosphère claire, c'est-à-dire sans aérosols. Ici, le flux net est égal au flux montant car on est au sommet de l'atmosphère et il n'y a pas de source extérieure aux longueurs d'onde infrarouges.

Le flux net spectral (par unité de nombre d'onde ν) est défini comme :

$$\begin{aligned}
 F_\nu &= \int_{4\pi} I_\nu \cos(\theta) d\Omega \\
 &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi \\
 &= 2\pi \int_0^\pi I_\nu \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \\
 &= 2\pi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

car le flux net est égal au flux montant. Nous faisons l'hypothèse simplificatrice que la radiance montante est isotrope, alors on obtient :

$$\begin{aligned}
 F_\nu &= 2\pi I_\nu \int_0^{\pi/2} 1/2 \sin(2\theta) d\theta \\
 &= \pi I_\nu
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Il nous faut connaître la variation de l'extinction des aérosols du Pinatubo avec la longueur d'onde sur tout l'infrarouge thermique. Nous ne disposons dans les mesures de [Biemann et al.(2000)] des indices de réfraction imaginaires des aérosols qu'à partir du nombre d'onde 450 cm^{-1} . L'intervalle $450\text{-}2800 \text{ cm}^{-1}$ couvre cependant la majeure partie du rayonnement émis par la Terre (voir figure 4.17), et l'absorption des aérosols stratosphériques est faible aux grandes longueurs d'onde (voir figure 4.2). L'intervalle pris en compte pour le calcul total du flux terrestre est $215\text{-}2800 \text{ cm}^{-1}$. Nous travaillons ici à la résolution spectrale dégradée de 20 cm^{-1} (140 bandes dans l'intervalle $215\text{-}2800 \text{ cm}^{-1}$). Un calcul de Mie, avec les indices de réfraction de [Biemann et al.(2000)], nous donne la section efficace d'extinction à la longueur d'onde centrale de chacune de ces bandes.

Pour cet exemple d'application, nous considérons que l'AOD à $8.3 \mu\text{m}$ vaut 0.05 (maximum atteint dans la bande 20S-20N, voir figure 4.13). Nous en déduisons alors l'AOD des aérosols dans chaque bande de 20 cm^{-1} , et, en prenant une couche d'aérosols localisée entre 15 et 25 km, comme nous l'avons fait précédemment, nous obtenons pour chaque bande le profil vertical de la transmission des aérosols. Un calcul

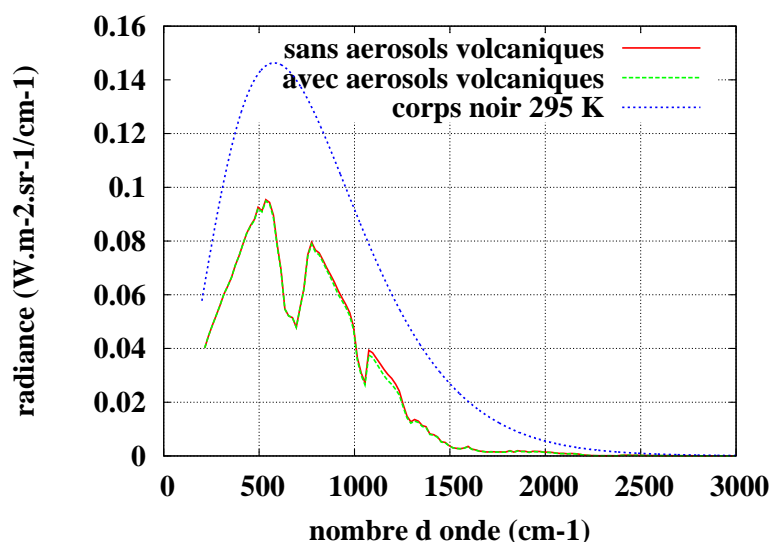


FIG. 4.17 – Radiance au sommet de l'atmosphère ($W.m^{-2}.sr^{-1}/cm^{-1}$), calculée avec le code "4A" pour une atmosphère tropicale, à la résolution dégradée de 20 cm^{-1} .

de transfert radiatif avec le code "4A" nous permet d'obtenir les profils de transmission moléculaires pour les 140 bandes.

Si on intègre spectralement le flux net spectral (équation 4.14) sur tout le spectre terrestre, en fonction de la variable ν , on obtient, en notant $I(j)$ la radiance spectrale de la bande j de largeur 20 cm^{-1} :

$$F = \sum_{j=1}^{140} (20\pi I(j)) \quad (4.15)$$

Alors, en appliquant l'équation 4.5, on peut, pour chaque bande j , ($j = 1, 140$), calculer la différence entre la radiance sans aérosols et avec aérosols : $\Delta I(j)$ ($W.m^{-2}.sr^{-1}/cm^{-1}$).

D'où finalement :

$$V = - \sum_{j=1}^{140} (20\pi \Delta I(j)) \quad (4.16)$$

Le signe $-$ vient de la convention opposée entre ΔI (clair-aérosols) et V (aérosols-clair).

Dans l'exemple traité ici (AOD à $8.3\text{ }\mu m$ de 0.05, atmosphère tropicale n°1 de la base TIGR), on obtient un flux total montant en ciel clair de 278 W.m^{-2} et un forçage radiatif ondes longues des aérosols du Pinatubo au sommet de l'atmosphère de -4.27 W.m^{-2} . Il est possible que cette valeur soit légèrement sous-estimée du fait que l'on ne considère pas l'effet des aérosols sur la bande à $215\text{-}450\text{ cm}^{-1}$. La valeur de 278 W.m^{-2} est relativement élevée pour le flux onde longues sortant, car l'atmosphère choisie est tropicale et chaude. Pour la même AOD des aérosols, et pour une atmosphère de type moyennes latitudes été (TIGR, n°887), le forçage est de -4.61 W.m^{-2} et le flux ondes longues est de 241 W.m^{-2} , et pour une atmosphère de moyennes latitudes hiver (TIGR n°1270), le forçage est de -4.81 W.m^{-2} et le flux ondes longues de 206 W.m^{-2} . Comme pour le calcul des AOD, on voit ici l'importance de la situation atmosphérique, et une

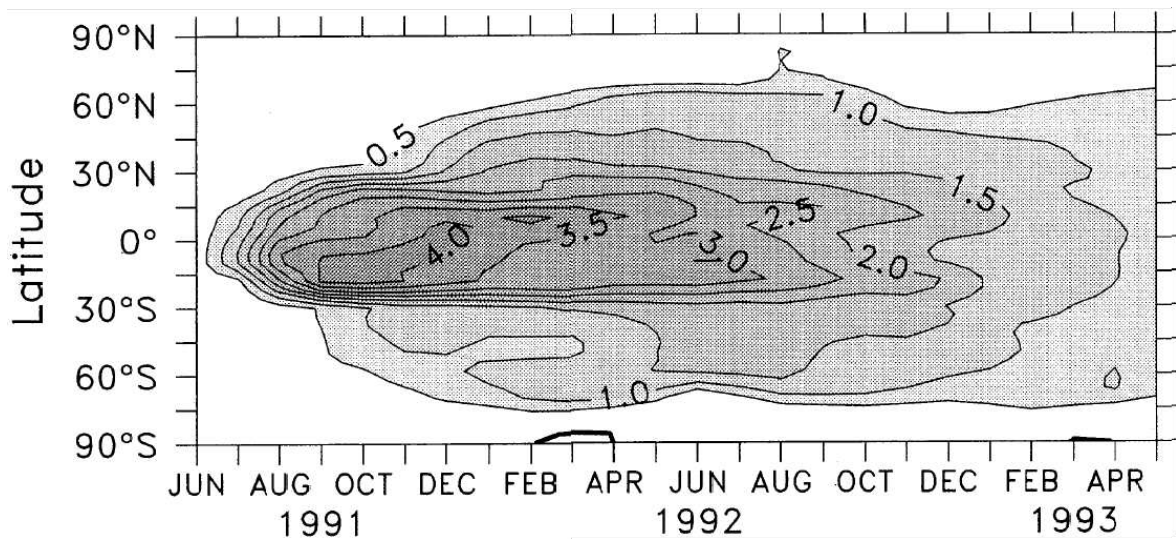


FIG. 4.18 – Forçage radiatif net ondes longues des aérosols du Pinatubo au sommet de l'atmosphère, en fonction de la latitude et du temps, figure tirée de [Andronova et al.(1999)] (la convention de signe choisie ici est l'opposée de celle que nous avons choisie).

évaluation plus rigoureuse du forçage pourrait être faite avec une démarche telle que celle expliquée dans la partie 4.3.3, ce qui permettrait de suivre l'évolution spatio-temporelle du forçage radiatif infrarouge. Pour une atmosphère donnée, le forçage radiatif est bien sûr proportionnel à l'AOD : dans le dernier cas (TIGR n°1270), si l'OAD vaut 0.03, alors le forçage vaut -2.91 W.m^{-2} . Ces résultats sont en accord avec ceux de [Andronova et al.(1999)] (-4 W.m^{-2} environ au maximum dans les tropiques, voir figure 4.18) ou [Dutton (1992)] (environ -5 W.m^{-2}).

4.6 Conclusions

L'analyse de séries temporelles, de 1987 à 1995, des différences entre des températures de brillance HIRS observées et des températures de brillance calculées en prenant en entrée des profils obtenus par radiosondages co-localisés montre une signature caractéristique de l'éruption du Pinatubo, en particulier pour les canaux 8, 10 et 18 de HIRS. Ce signal, causé par des aérosols stratosphériques sulfatés, doit être modélisé pour obtenir une grandeur géophysique. La modélisation, basée sur l'équation de transfert radiatif, a été validée par comparaison avec des mesures lidar. Des calculs de transfert radiatif montrent que le signal des aérosols sur les radiances est proportionnel à l'épaisseur optique, indépendamment des propriétés microphysiques des aérosols. Ceci permet de retrouver l'épaisseur optique à 3 longueurs d'onde (4, 8.3 et $11.1 \mu\text{m}$), sans connaissance a priori de l'aérosol. Les inversions, réalisées pour toute la période NOAA-10 et NOAA-12, sur trois bandes de latitudes, montrent des variations spatio-temporelles en accord avec d'autres observations, en particulier celles effectuées par le sondeur au limbe ISAMS.

Cette étude nous a conduit naturellement à rechercher les signatures d'autres

types d'aérosols sur les observations HIRS. Le chapitre suivant traite donc de la détection des aérosols troposphériques désertiques avec ce même instrument. Cela a aussi soulevé la question de la contamination potentielle par les aérosols de l'inversion d'autres produits géophysiques utilisant HIRS. Le cas de l'influence des aérosols de biomasse sur les champs de CO_2 issus des observations TOVS est traité dans l'annexe IV. Enfin, dans le contexte du lancement récent du sondeur nouvelle génération AIRS (mai 2002), cette première étude laissait entrevoir les prometteuses applications que la très haute résolution spectrale pourrait apporter.

Chapitre 5

Application à TOVS : détection des poussières désertiques

Comme tout paramètre climatique, les aérosols présentent une variabilité inter-annuelle importante, et la recherche de tendances à des échelles de temps relativement longues est l'un des moyens permettant d'estimer l'impact de l'Homme sur le climat. L'intérêt des données TOVS est de fournir une archive continue de plus de 25 ans maintenant (1979-2005). Malgré la relative faiblesse du nombre de canaux et de leur résolution spectrale (comparée aux instruments de nouvelle génération AIRS ou IASI), les données TOVS constituent un jeu d'observations irremplaçables. Obtenir une climatologie des aérosols dans l'infrarouge de 8 ans (années 1987-1995 actuellement réanalysées au LMD) avec possibilité d'extension de l'archive est un enjeu suffisamment important qui justifie les efforts faits pour traiter ces observations, à l'origine dédiées uniquement à l'inversion de produits pour la prévision météorologique, mais riches de nombreuses applications climatiques en réalité.

Espèce dominante dans le domaine de l'infrarouge thermique, l'aérosol minéral a pour origine principale les surfaces désertiques et les zones à la végétation réduite (figure 5.1). La quantification de la possible influence de l'homme sur l'émission des poussières désertiques, via l'utilisation des sols, reste ouverte [Tegen et al.(2004)]. L'observation des poussières depuis l'espace, et en particulier au-dessus des sources, est donc nécessaire à une meilleure estimation de leur forçage radiatif.

Nous présentons dans ce chapitre une inversion de l'épaisseur optique et de l'altitude des poussières désertiques à partir des observations TOVS, sur terre et sur mer, pour 8 années (1987-1995). La stratégie retenue est l'utilisation de deux régressions inter-canaux (canaux HIRS 8, 10 et 18, à respectivement 11.1, 8.3 et 4.0 μm) faisant intervenir également la température de surface collocalisée issue de la base TOVS/Path-B. En effet, la relative pauvreté des observations liée au faible nombre de canaux de HIRS (encore une fois, relativement à AIRS) est compensée ici par les nombreuses études réalisées auparavant et dont nous utiliserons les produits : masque nuageux, température de surface et contenu intégré en vapeur d'eau (base TOVS/PathB), émissivité des surfaces continentales aux longueurs d'onde centrales des canaux HIRS 8, 10 et 18.

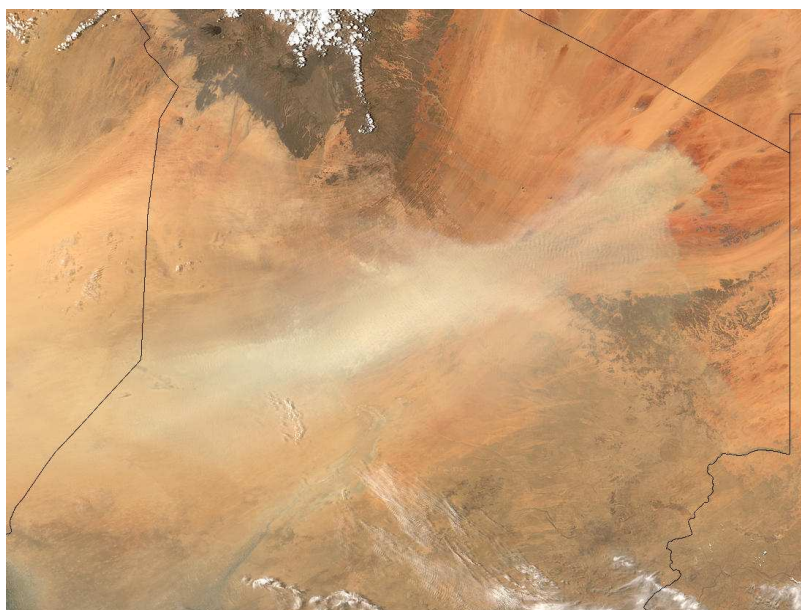


FIG. 5.1 – *Tempête de poussières au-dessus du Tchad* (Credit : Jacques Descloitres, MODIS Rapid Response Team, NASA/GSFC)

Les 8 années que nous analysons ici correspondent aux observations de HIRS à bord des satellites NOAA-10 (1987-1991) et NOAA-12 (1991-1995).

5.1 Détection des poussières par régression inter canaux

5.1.1 Effet des poussières désertiques sur les températures de brillance HIRS

La première étape lors d'une modélisation inverse est de bien connaître la modélisation directe ! Pour cela, à l'aide du modèle couplé 4A+DISORT décrit dans la partie 3.3, les températures de brillance des 19 canaux HIRS ont été calculées, pour une même situation atmosphérique, avec et sans aérosols. Le modèle d'aérosol utilisé ici est le modèle MITR (=MIneral TRansported) de la base OPAC. Il permet de décrire les poussières désertiques transportées loin des sources, et s'applique donc à une grande partie de la surface du globe, y compris les océans. Bien que la taille des aérosols ne soit qu'un paramètre du second ordre, comparé à l'épaisseur optique et à l'altitude, l'utilisation d'un modèle à la granulométrie fixe peut poser problème au-dessus des sources, là où de très grosses particules sont présentes (rayon supérieur à la dizaine de microns). Cependant, de telles particules ne sont pas susceptibles ni de s'élever très haut, ni d'être transportées très longtemps. On s'attend donc à ce qu'elles ne contribuent pas significativement à la signature infrarouge des poussières à l'échelle globale.

La figure 5.2 représente la différence "TB claire-TB aérosols", c'est-à-dire le refroidissement (compté positivement) des températures de brillance (TB) mesurées par

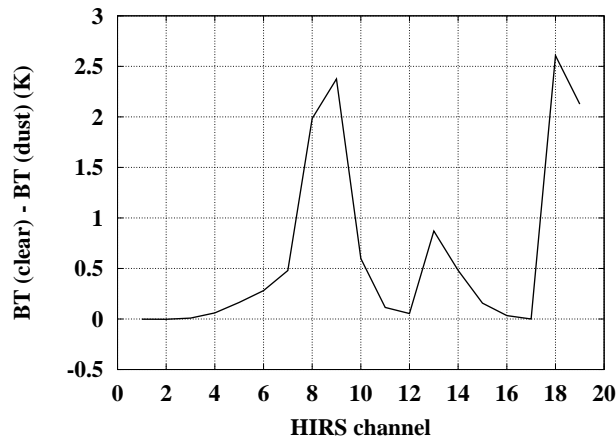


FIG. 5.2 – Effet des poussières désertiques sur les températures de brillance des 19 canaux infrarouges de HIRS (modèle MITR=mineral transported).

chaque canal causé par la présence des aérosols, au-dessus des océans (l'émissivité de surface est prise à 0.98). On observe d'abord que certains canaux ne sont pas sensibles à la présence des poussières : c'est le cas par exemple des canaux stratosphériques (1, 2, 3, 4) ou sondant la haute troposphère (5 et 6 par exemple). Ces canaux ne présentent donc pas d'intérêt pour la détection des poussières désertiques. Le canal 9 est le canal le plus sensible à la présence de poussières, mais il est encore plus sensible aux variations d'ozone et ne pourra donc pas être utilisé ici. Les canaux 8, 18 et 19 présentent une forte sensibilité aux poussières, en accord avec le fait que ce sont des canaux fenêtre. Enfin, le canal 10 est très intéressant : c'est un canal dont la fonction de poids pointe bas dans l'atmosphère, et pourtant il est très peu sensible aux aérosols. Ceci s'explique par une caractéristique spectrale très marquée des poussières : une section efficace d'extinction qui présente un minimum à $8 \mu\text{m}$ (voir par exemple la figure 2.5). En conclusion, nous pouvons dès à présent limiter notre étude aux canaux 8, 10, 18 et 19 (resp. 11.1, 8.3, 4.0 et $3.8 \mu\text{m}$).

5.1.2 Détermination de deux régressions inter-canaux sur la base TIGR

Chacun des canaux 8, 10, 18 et 19 porte en lui plusieurs signatures : celle de la température, prédominante, celle de la vapeur d'eau (en particulier pour le canal 10), mais qui est corrélée à la température, celle de la surface (température et émissivité, qui peut être très variable au-dessus des continents), et enfin la signature des aérosols, c'est-à-dire de leur épaisseur optique et de leur altitude. Dans un premier temps, nous nous plaçons sur mer, où l'émissivité de surface, pour une visée au nadir, est très faiblement variable (0.98).

Pour accéder à la signature des aérosols, il faut donc s'affranchir de la signature des autres composants du milieu observé. Une possibilité est de déterminer sur un grand nombre de situations atmosphériques une régression entre plusieurs canaux. L'idée est de trouver une fonction f non identiquement nulle, par exemple une fonction linéaire, tout simplement, telle que $f(TB_1, TB_2, TB_3, \dots)$ s'annule (ou soit ussi

proche que possible de 0) sur le sous-ensemble des situations atmosphériques claires (sans nuage, sans aérosols) considéré. La fonction f est déterminée sur la base TIGR, au moyen d'une subroutine de régression. Une fois que la fonction f est déterminée, quand on l'applique à un jeu de TB observées, si la situation est claire, alors f doit être très proche de 0. Par contre, s'il y a des aérosols (ou des nuages résiduels, ou une autre variable atmosphérique non représentée dans la base TIGR), la fonction f peut s'écarter sensiblement de 0. Si l'on fait l'hypothèse que toutes les sources possibles de variabilité atmosphérique, sauf la présence de nuages ou aérosols, sont incluses dans le sous-ensemble sur lequel la fonction f est déterminée (c'est-à-dire sur TIGR), alors f sera corrélée à la seule dimension restante, c'est-à-dire à la présence de nuages ou aérosols.

Dans un premier temps, un essai de régression linéaire entre les canaux 8, 10, 18 et 19 s'est avéré infructueux, car la signature des aérosols sur la régression (c'est-à-dire la valeur maximale atteinte par la fonction f) était de l'ordre de quelques dixièmes de K, donc trop proche du niveau de bruit de l'instrument. De plus, plus le nombre de canaux utilisés est élevé, plus l'erreur sur la fonction f , causée par le bruit instrumental de chaque canal, est élevée. Comme le canal 19 est très proche du canal 18, et que les émissivités de surface, que nous utiliserons plus loin, ont été inversées avec les observations des canaux 8, 10 et 18, nous nous concentrons maintenant sur ces 3 derniers canaux.

Une solution simple consiste à n'utiliser que deux canaux, et la régression linéaire se réduit alors à une différence entre deux canaux. En effet, si l'on considère, par exemple, la différence TB10-TB8, comme le canal 8 est très sensible aux poussières et le canal 10 très peu, alors cette différence peut révéler la présence d'aérosols. Cette piste très simple permettant d'obtenir une indication sur la présence de poussières avait déjà été envisagée pour HIRS par [Ackerman (1989), Ackerman (1997), Wald et al.(1998)]. Cependant, ces études n'ont donné lieu qu'à quelques études de cas, et ont montré que la détection des poussières par différences est très dépendante de l'épisode d'aérosols considéré. En effet, la figure 5.3 (haut) montre, à titre d'exemple, que la différence TB10-TB8 est également très sensible à la température de surface (jusqu'à 7 ou 8 K comparés à l'effet attendu des poussières qui est de l'ordre de quelques K), même si une partie de la variabilité atmosphérique est gommée par la différence. C'est là qu'intervient toute la richesse de la base TOVS/Path-B, puisque pour chaque observation TOVS, on a, parmi les produits de l'inversion, la température de surface. La nouvelle stratégie pour détecter les aérosols consiste à prédire TB8-TB10 en fonction de la température de surface (par une simple régression linéaire, correspondant à la droite de la figure 5.3 (haut)). La valeur r de la régression est :

$$r = TB(10) - TB(8) - (aT_{surf} + b) \quad (5.1)$$

Le tracé du bas de la même figure permet de vérifier que la régression r obtenue n'est pas sensible à la vapeur d'eau.

Remarquons que l'estimation de la température de surface peut elle-même être affectée par la présence des aérosols. Cependant, cette estimation utilise les mesures

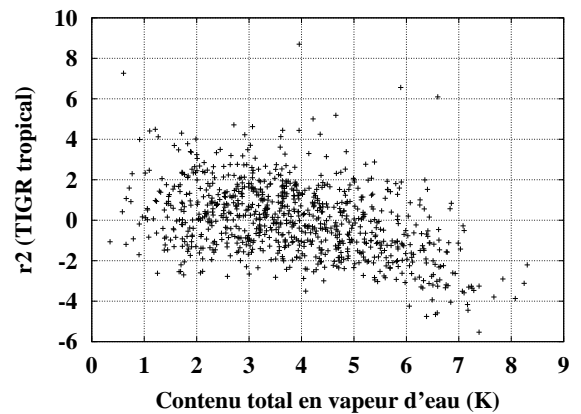
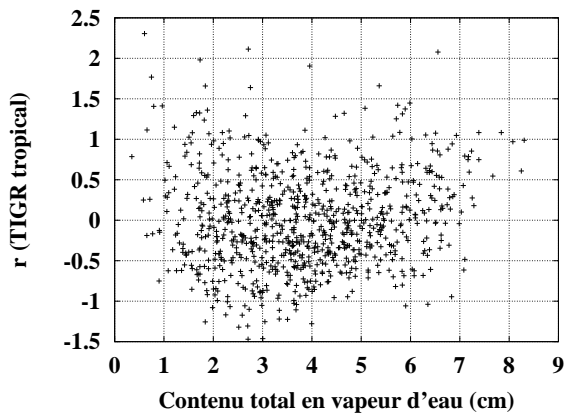
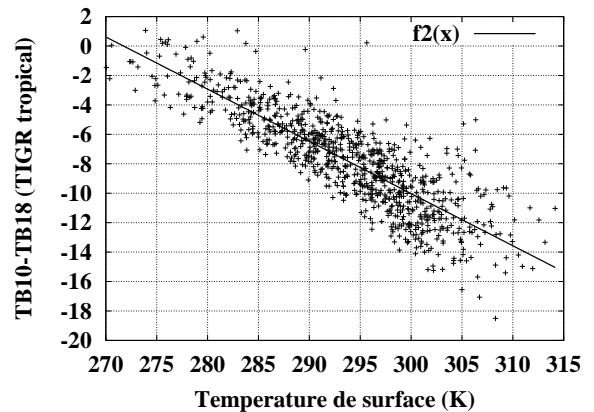
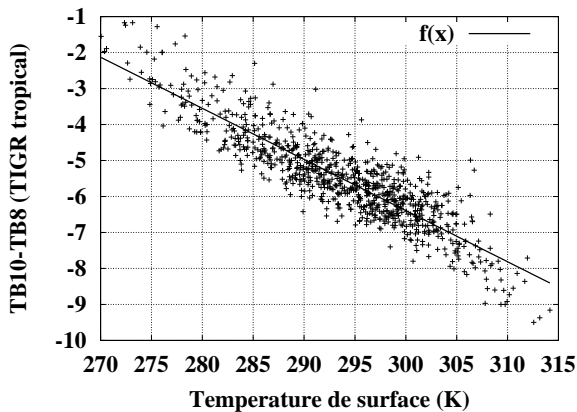


FIG. 5.3 – (haut) : Détermination de la régression linéaire entre TB10-TB8 et la température de surface. (bas) : valeur de la régression (K) en fonction du contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère. Chaque point représente l'une des 872 atmosphères TIGR tropicales.

FIG. 5.4 – (haut) : Détermination de la régression linéaire entre TB10-TB18 et la température de surface. (bas) : valeur de la régression (K) en fonction du contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère. Chaque point représente l'une des 872 atmosphères TIGR tropicales.

d'un plus grand nombre de canaux HIRS (dont certains peu sensibles aux aérosols) et des canaux micro-ondes MSU non affectés par les aérosols, nous pensons donc que cette contamination est négligeable. Une possibilité serait de mettre en place un algorithme récursif : une fois la signature des aérosols déterminés, on pourrait estimer à nouveau T_{surf} puis r , et ce plusieurs fois si nécessaire. Un tel procédé ralentirait beaucoup les calculs, et n'est pas applicable simplement à l'heure actuelle, car nous nous contentons de lire les archives de la base TOVS/Path-B et non pas de faire tourner l'algorithme "3I".

Bien qu'elle permette de détecter les poussières désertiques, la régression r ne fournit qu'un indice d'aérosol et ne représente pas directement une grandeur géophysique. La valeur que prend r dépend à la fois de l'épaisseur optique et de l'altitude des poussières. Il faut donc déterminer un second indice d'aérosol qui permette de séparer les contributions de l'AOD et de l'altitude au signal et donc de mesurer ces

deux grandeurs géophysiques. Ainsi, sur le même principe que la régression r , une deuxième régression r_2 a été déterminée entre les canaux 18 et 10. Les courbes correspondantes sont représentées figure 5.4. On remarque que la régression r_2 montre une sensibilité légère à la vapeur d'eau, en particulier pour les atmosphères très humides. Cette sensibilité à la vapeur d'eau sera prise en compte dans l'algorithme d'inversion comme cela est décrit dans la partie 5.1.5.

La déviation standard de r (resp. r_2) sur les 872 atmosphères TIGR tropicales vaut 0.59 K (resp. 1.77 K), on peut donc espérer observer le signal des poussières qui, lui, peut atteindre 4 ou 5 K environ.

5.1.3 Inversion de l'épaisseur optique et de l'altitude des poussières

Comme nous l'avons dit plus haut, les régressions r et r_2 prises séparément permettent de détecter les aérosols, mais ne représentent pas une grandeur géophysique qui soit utilisable directement pour des études climatiques. Chaque régression contient a priori le signal mélangé de l'épaisseur optique des aérosols et de leur altitude (cf partie 3.4). Cependant, le canal 8 est situé dans la bande 8-12 μm , le canal 18 dans la bande à 4 μm , et l'on a vu (partie 3.4.3) que ces deux bandes ne présentent pas les mêmes sensibilités à l'AOD et à l'altitude.

La figure 5.5 montre que l'altitude des poussières n'a pas d'effet sur la régression r_2 , alors que la régression r est sensible à la fois à l'AOD et à l'altitude. De ce résultat, on peut déduire un algorithme pour inverser ces deux propriétés des poussières :

- l'épaisseur optique δ est proportionnelle à la valeur de r . Le coefficient de proportionnalité peut être déduit de la figure 5.5 (en bas à gauche).
- Etant connue l'AOD et r , l'altitude z peut être déduite de r_2 de façon linéaire.

Cette inversion correspond au système d'équation :

$$\delta = \frac{r}{3.5478} \quad (5.2)$$

$$z = \frac{r_2}{0.997} \quad (5.3)$$

où z s'exprime en km.

5.1.4 Adaptation de l'algorithme aux surfaces continentales

L'émissivité infrarouge de la surface est une caractéristique qui dépend des matériaux composant la surface (par exemple, silice, carbonates...), de la présence ou non de végétation et du type de végétation, de l'humidité des sols... C'est donc un signal très variable spectralement, spatialement et qui présente de plus un cycle saisonnier mis en évidence dans [Chédin et al.(2004)]. Une inversion par réseau de neurones de la température de surface et de l'émissivité à 11, 8.3 et 4 μm à partir des températures de brillance des canaux 8, 10, et 18 a été développée au LMD [Chédin et al.(2004), Péquignot et al.(2005)]. C'est l'important travail déjà réalisé sur TOVS qui nous a permis d'étendre l'algorithme d'inversion des caractéristiques des aérosols au-dessus des terres.

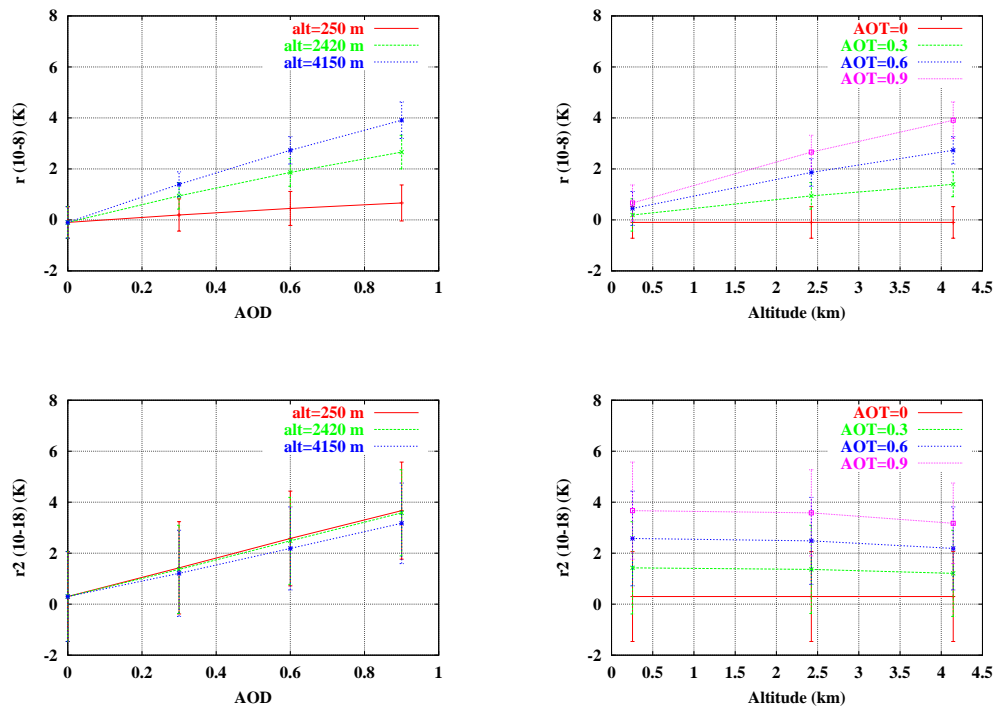


FIG. 5.5 – Effet de l'épaisseur optique et de l'altitude des poussières désertiques sur les régressions r et r_2 . Moyenne et déviation standard sur 30 atmosphères TIGR tropicales.

Une différence importante entre le signal de l'émissivité de la surface et le signal des aérosols est la variabilité temporelle : alors que l'émissivité peut être considérée constante sur 1 mois (elle est liée aux propriétés de la surface, comme par exemple la présence et l'état de la végétation, qui évoluent relativement lentement), la présence d'aérosol est un évènement dont la durée est de l'ordre de quelques jours, et qui, de plus, présente des variations d'un jour à l'autre au-dessus d'un point donné. C'est cette différence qui permet de séparer la contribution de la surface de la contribution des aérosols.

Afin d'utiliser, au-dessus des terres, un algorithme aussi proche que possible de celui développé précédemment au-dessus des mers, l'idée est de corriger les températures de brillance des canaux 8, 10 et 18 de l'effet de l'émissivité (celle-ci étant connue et fournie par les cartes mensuelles obtenues par [Péquignot et al.(2005)]).

La correction à apporter aux températures de brillance pour se ramener à une émissivité de 0.98 (émissivité de référence de la terre dans la base TIGR), toutes choses étant égales par ailleurs, dépend bien sûr de l'émissivité de la surface, de l'angle d'observation, de la pression à la surface (topographie), mais aussi des conditions atmosphériques (profils de la température et des gaz absorbants). Cette correction est établie sur la base TIGR à partir des calculs de transfert radiatif ciel clair à différentes émissivités, faisant intervenir entre autres une reconstruction des transmissions et une conversion de l'émissivité effective vers l'émissivité vraie [Péquignot, communication privée]. A titre d'exemple, la figure 5.6 montre la différence entre les TB des canaux 8, 10 et 18, calculées pour une émissivité de 0.85 (valeur certes faible

mais qui peut être atteinte au-dessus des déserts) et calculées pour une émissivité de 0.98.

La moyenne sur toutes les atmosphères TIGR tropicales de ces corrections est tracée sur la figure 5.7 en fonction de l'émissivité et des conditions d'observation : pression à la surface et sécante de l'angle de vue du satellite (angle zénithal local).

5.1.5 Implémentation pratique de l'algorithme d'inversion

Les différentes étapes de l'algorithme d'inversion sont schématisées dans la figure 5.8.

Dans la pratique, un jeu de valeurs des coefficients de régression pour r et r_2 est déterminé pour chaque sécante de l'angle de vue du satellite. L'algorithme s'applique aux observations en ciel clair uniquement : le masque nuageux utilisé est celui développé par [Stubenrauch et al.(1999a)]. Afin d'éviter toute contamination du canal 18 ($4 \mu m$) par le rayonnement solaire, seules les observations de nuit sont considérées ici. Les températures de brillance en ciel clair, la température de surface, le contenu en vapeur d'eau, l'atmosphère TIGR la plus proche, sont extraites de l'archive "TOVS/Path-B" traitée par l'inversion 3I.

Les **corrections en émissivité** sont calculées une fois pour toutes et archivées pour chacun des trois canaux, pour des valeurs de l'émissivité de surface variant de 0.5 à 1 par pas de 0.025, pour 7 angles de visée du satellite, pour 19 niveaux de pression à la surface (pour prendre en compte la topographie) et pour les 872 atmosphères tropicales de la base TIGR. Pour chaque observation sur terre, la correction en émissivité à appliquer dépend

- de l'émissivité de la surface pour le canal considéré : celle-ci est tirée de cartes mensuelles d'émissivités disponibles pour chaque année de 1987 à 1995, à la résolution 1° par 1° , [Péquignot et al.(2005)],
- de la sécante de l'angle zénithal local, stocké dans la base TOVS/Path-B,
- du niveau de pression à la surface, donné par une carte globale du relief terrestre,
- et de la situation atmosphérique la plus proche retrouvée dans la base TIGR (produit fourni par l'inversion 3I). Le profil TIGR le plus proche permet de prendre en compte le fort impact de la température (non corrigée de l'émissivité) ou de la vapeur d'eau sur la correction en émissivité, comme on l'a vu sur la figure 5.6.

Les régressions ayant été déterminées sur la base de simulations par un code de transfert radiatif, pour le **passage aux observations**, il faut tenir compte des biais systématiques entre observations et modèle (les "deltacs") pour chaque canal. Ces biais sont calculés selon la procédure décrite au chapitre précédent, partie 4.2.1. On n'utilise ici, aussi bien pour traiter les inversions au-dessus des océans que celles au-dessus des surfaces continentales, que les "deltacs" calculés sur mer. En effet, ceux calculés sur terre contiennent, entre autre, la signature de l'émissivité, qui est ici corrigée de façon spécifique. Pour NOAA-10, le biais pris en compte est la valeur moyenne des "deltacs" par canal pour toute la période 1987-1991. Par contre, pour NOAA-12 (1991-1995), afin d'éliminer le signal des **aérosols volcaniques stratosphériques du Pinatubo** (voir chapitre 4), tout en conservant la variabilité saisonnière des

observations, on prend pour chaque mois un biais dont la valeur est calculée par moyenne glissante des deltacs sur 12 mois. Ceci peut malgré tout entraîner quelques erreurs dans les inversions, notamment pour les mois suivant l'éruption (juin 1991).

Remarquons que l'on ne dispose pas de "deltacs" calculés par sécante (ce qui réduirait fortement le nombre de collocalisations satellites-radiosondages pour chaque angle et dégraderait la valeur moyenne des "deltacs"). Or les biais entre observations et modèles dépendent en partie de l'absorption par les gaz, en particulier la vapeur d'eau, qui est imparfaitement décrite par les mesures in-situ et reproduite par les modèles, et qui varie avec la sécante de l'angle de vue du satellite. Ceci explique pourquoi, appliquée aux observations HIRS, les régressions r et r_2 peuvent présenter une dépendance par rapport à la sécante. Ce **biais par sécante**, calculé séparément pour la terre et la mer, pour r et r_2 est corrigé a posteriori par simple soustraction.

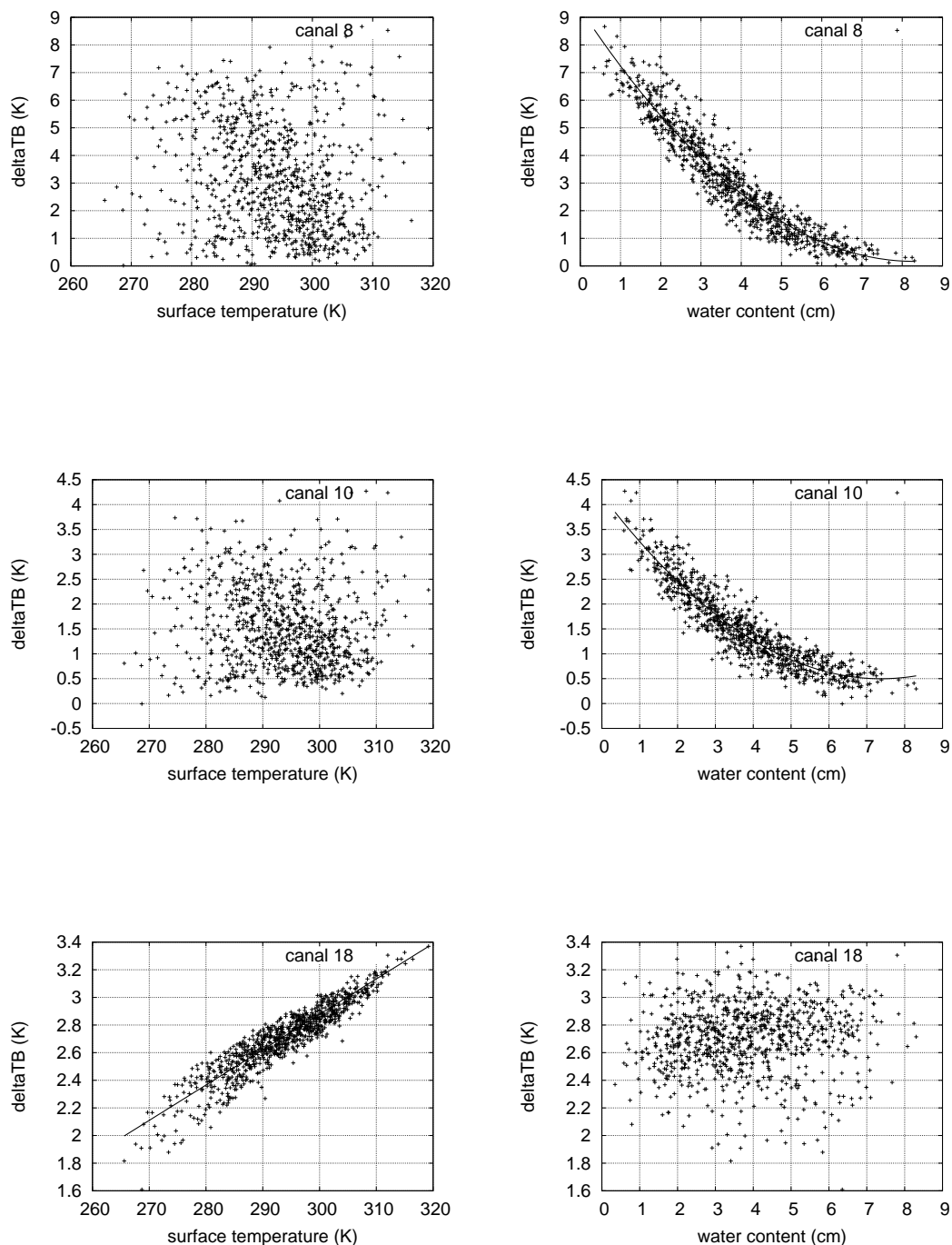


FIG. 5.6 – Différence entre les températures de brillance simulées pour une émissivité de 0.98 et une émissivité de 0.85, ΔTB , en fonction de la température de surface (à gauche), et en fonction du contenu total en vapeur d'eau (à droite). De haut en bas : canaux HIRS 8, 10 et 18. Chaque point représente une atmosphère TIGR tropicale.

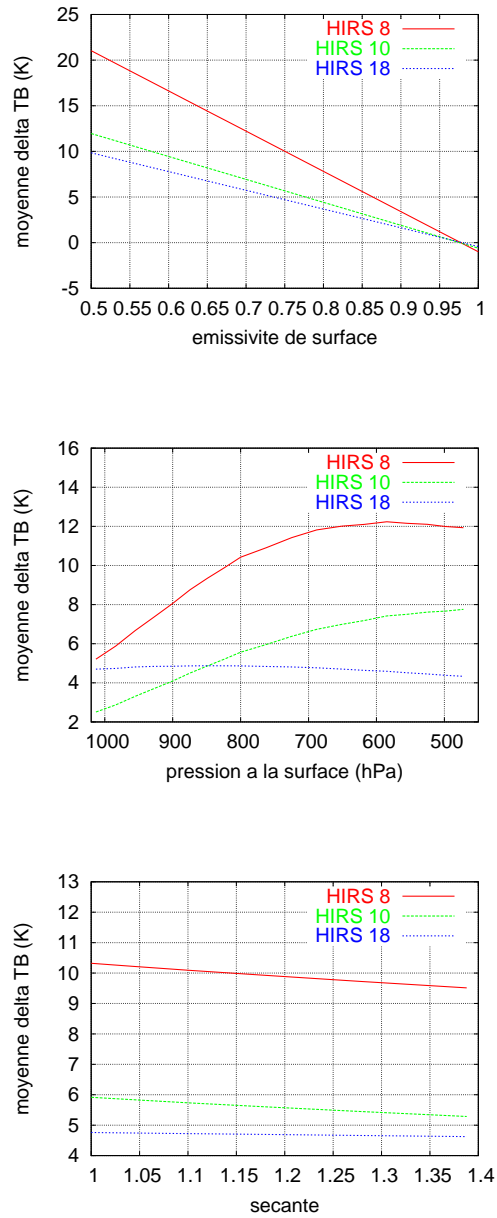


FIG. 5.7 – Moyenne pour les 872 atmosphères TIGR tropicales de la correction des températures de brillance des canaux HIRS 8, 10 et 18, en fonction de l'émissivité (haut), de la pression à la surface (milieu) et de la sécante de l'angle satellital (bas).

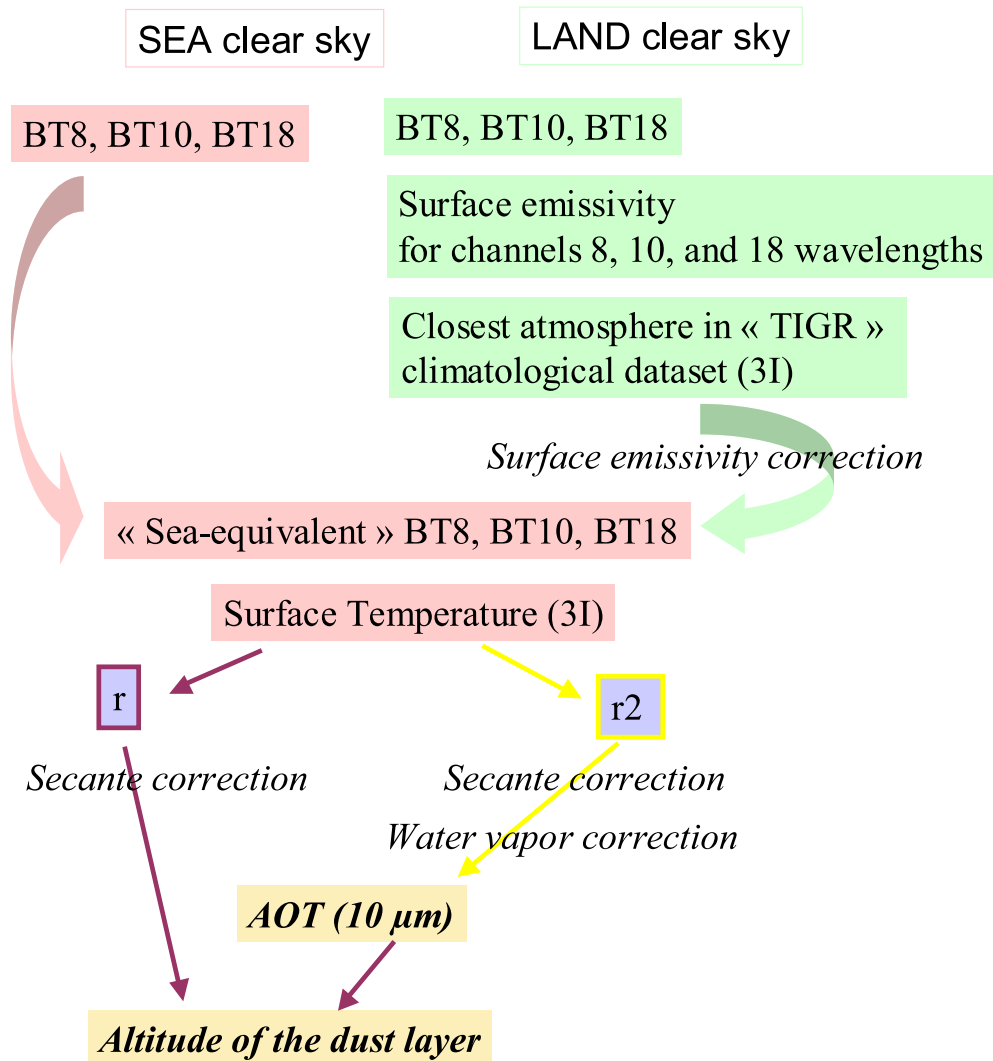


FIG. 5.8 – Schéma de l'algorithme d'inversion.

Ensuite, les régressions sont calculées une première fois pour une année entière (1988 pour NOAA-10, 1994 pour NOAA-12) pour établir l'existence ou non d'une corrélation entre r ou r^2 et le **contenu total en vapeur d'eau** donné par 3I. Comme attendu, nous avons trouvé que la vapeur d'eau n'a pas d'effet sur r mais que r^2 est en moyenne plus faible pour les contenus élevés en vapeur d'eau. On établit à nouveau une régression linéaire sur la dépendance de r^2 au contenu en eau, séparément pour chaque satellite, pour "terre" et "mer". En utilisant cette droite de régression, on corrige a posteriori l'effet de la vapeur d'eau. On peut alors appliquer à nouveau l'algorithme, dont les étapes sont schématisées figure 5.8, à l'ensemble de la période. Remarquons qu'il est plus simple de corriger l'effet de la vapeur d'eau a posteriori plutôt que de l'inclure dans une régression de type :

$$r^3 = TB(18) - TB(10) - (a_1 T_{surf} + a_2 CPV + a_3) \quad (5.4)$$

(avec CPV le contenu précipitable en vapeur d'eau), car les variables T_{surf} et CPV sont fortement corrélées ce qui rend difficile mathématiquement la détermination de a_1 et a_2 .

5.2 Contamination du signal des poussières par les nuages bas

La figure 5.9 présente les épaisseurs optiques obtenues grâce à l'algorithme d'inversion pour le mois de juillet 1988 (NOAA-10). Les zones pour lesquelles l'AOD montre une valeur importante coïncident en partie avec les zones connues pour l'occurrence d'épisodes d'aérosols désertiques (déserts du Sahara et de l'Arabie, sur l'Atlantique au large du Sahara). On observe toutefois des valeurs élevées pour des zones dont il est notoire qu'elles ne sont pas affectées par les aérosols désertiques. Le problème apparaît notamment au large des côtes chiliennes, californiennes et angolaises. Ces zones sont réputées pour la présence fréquente de nuages bas, relativement difficiles à détecter dans l'infrarouge [Stubenrauch et al.(1999b)].

Afin de résoudre ce problème, nous avons donc décidé de renforcer les tests nuageux, quitte à perdre quelques observations claires. Les tests nuageux développés par [Stubenrauch et al.(1999a)] pour la base 3I sont basés sur des régressions intercanaux HIRS et MSU ainsi que sur des différences entre canaux corrigés de la température de surface. Notre but n'étant pas d'obtenir une climatologie des nuages mais d'éviter de prendre des nuages bas résiduels pour des poussières, nous avons volontairement "durci" certains tests (modification des seuils des tests nuageux basés sur les différences entre les estimations des températures de surfaces basées sur les canaux 8, 18 et 19). Nous avons aussi ajouté deux nouveaux tests de détection des nuages utilisant la différence entre les températures de brillance des canaux 10 et 11 et celles des canaux 18 et 19, et la température de surface. Ces différences ont été choisies car on a observé qu'elles permettent de discriminer le signal là où il est très certainement causé par des nuages bas (côte chilienne par exemple) des zones où il est très certainement causé par les poussières (côte saharienne par exemple). Ces deux

derniers tests permettent non seulement d'éliminer quelques nuages bas résiduels, mais peut-être aussi d'éliminer les situations pour lesquelles on a une inversion de température.

Cependant, il faut bien convenir que cette façon de faire est un peu artificielle : elle n'est pas principalement basée sur la connaissance de la microphysique des nuages, et surtout, même si le test discrimine bien les deux zones, rien ne nous garantit que c'est effectivement à la présence des nuages bas qu'il réagit et non pas à des caractéristiques météo (humidité, température de surface...) comme, par exemple, celles qui prévalent dans les zones de subsidence (les brumes y sont fréquentes). Enfin, ce test conduit à obtenir des couvertures nuageuses atteignant localement 100% au large des côtes chiliennes. Ca ne permet donc pas vraiment d'étendre l'inversion au niveau global, on élimine plutôt purement et simplement les zones qui posent problème.

Néanmoins, le fait que ce nouveau test se déclenche principalement dans les zones de nuages bas, ou à la météo particulière, c'est-à-dire au large des côtes chiliennes et californiennes, comme le montre la carte de la figure 5.10 est un élément positif pour valider sa sensibilité aux nuages bas.

Enfin, la figure 5.11 représente l'épaisseur optique infrarouge des aérosols pour le même mois que la figure 5.9 mais après utilisation du nouveau masque nuageux. Les zones de nuages bas ont bien été éliminées de l'inversion. On observe encore cependant sur leurs franges des restes probables de contamination.

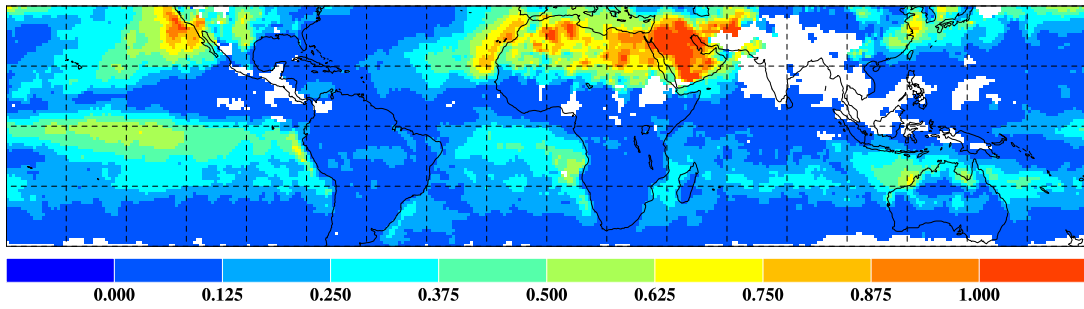


FIG. 5.9 – *Épaisseur optique des aérosols (mois de juillet 1988) avant utilisation du nouveau masque nuageux.*

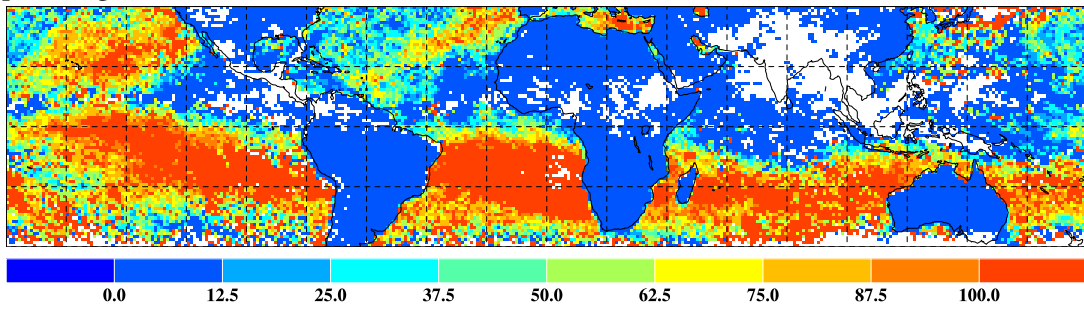


FIG. 5.10 – *Fréquence de déclenchement du nouveau test nuageux (mois de juillet 1988).*

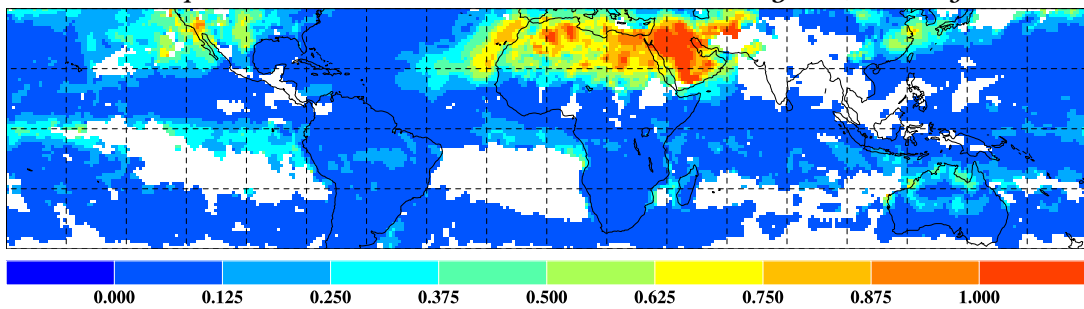


FIG. 5.11 – *Épaisseur optique des aérosols (mois de juillet 1988) après utilisation du nouveau masque nuageux.*

5.3 Résultats journaliers

Avant de présenter et discuter les résultats de l'algorithme d'inversion appliqué aux 8 années TOVS disponibles, nous nous consacrons d'abord à l'étude d'un évènement de poussières sahariennes, celui du 20 au 23 juin 1989 au-dessus de l'Atlantique. Nous disposons en effet des inversions des AOD Météosat en terme d'épaisseur optique visible au-dessus des mers fournies par [Moulin et al.(1997)] pour les mêmes dates. Cette étude de cas nous permettra de vérifier la capacité de l'algorithme présenté dans la partie précédente de détecter la présence de poussières.

5.3.1 Exemple de l'épisode du 20 au 23 juin 1989

Les images d'AOD tirées du canal visible de Météosat (figure 5.12) montrent, pour le 20 juin 1989, un nuage de poussières désertiques issu du Sahara qui commence à se développer sur l'Océan Atlantique. Il se déplace ensuite lentement vers l'ouest, les 21 et 22 juin, puis le 23 juin un nouvel épisode apparaît le long de la côte africaine.

L'AOD infrarouge retrouvée à partir des observations HIRS est en accord avec le déroulement de l'épisode d'aérosols vu par Météosat. Le léger décalage entre les images s'explique par l'heure à laquelle est observé l'épisode : midi GMT pour Météosat, et 19h30 GMT à l'équateur pour NOAA-10 et 12. Ceci explique pourquoi le panache est déjà plus développé sur la première image obtenue par HIRS que sur celle obtenue par Météosat. On observe notamment très bien l'arrivée d'un second évènement le 23 juin, le long des côtes sahariennes, un peu plus au nord que le premier épisode.

5.3.2 Contamination des inversions en vapeur d'eau par les aérosols

La figure 5.13 représente pour les journées des 20 et 21 juin 1989 le contenu total en vapeur d'eau restitué par 3I et l'épaisseur optique infrarouge des aérosols. Les aérosols étant transportés dans de l'air saharien, donc particulièrement sec, leur présence devrait être corrélée à des humidités très faibles. C'est ce qu'ont montré [Chazette et al.(2001)] à l'aide de profils verticaux obtenus par lidar. C'est bien ce qui est observé sur terre (des situations très sèches associées à des AOD fortes sur le nord-ouest du Sahara), mais ce n'est pas ce qui est observé sur mer, où l'humidité retrouvée atteint 4 à 5 cm dans le panache d'aérosols. Ce constat n'est pas limité à ces deux journées particulières. La figure 5.14 représente le contenu intégré en vapeur d'eau en fonction de l'AOD, pour la même zone et tout le mois de juillet, séparément sur mer (en haut) et sur terre (en bas). Alors que sur terre les AOD sont accompagnées de situations sèches (corrélation négative entre le contenu en vapeur d'eau et l'AOD), ce n'est pas du tout le cas sur mer.

Ceci suggère que la présence des aérosols contamine les inversions en vapeur d'eau, comme cela avait déjà été analysé par [Weaver et al.(2003)]. En conséquence, il est important de tenir compte de la présence des aérosols lors de l'inversion de produits destinés à la prévision météorologique et aux études climatiques. Les produits météorologiques étant obtenus par inversion de radiances infrarouges, cela accroît

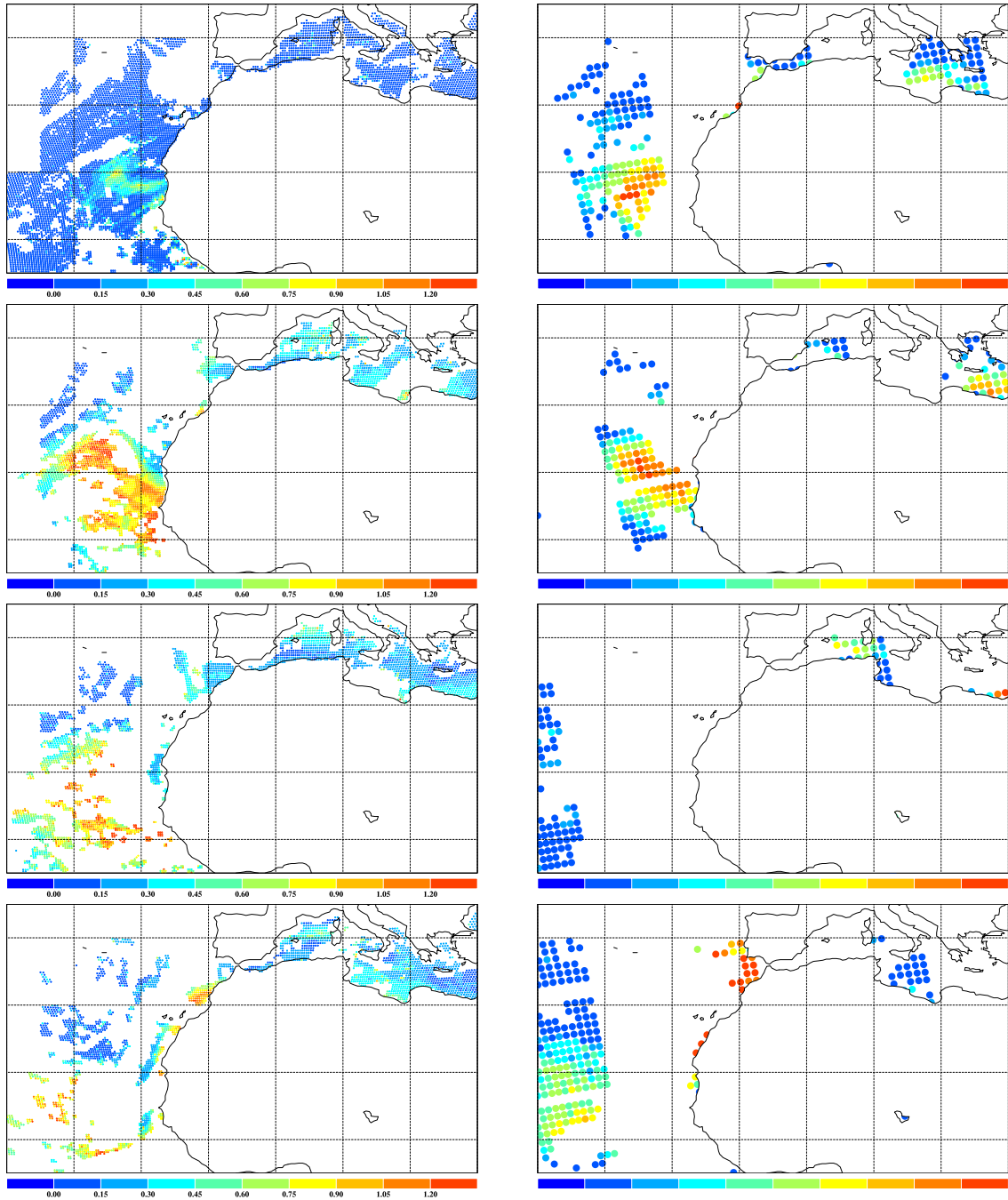


FIG. 5.12 – Epaisseur optique des poussières au dessus de l'Atlantique (5° - 45° N, 40° W- 30° E) pour les journées du 20 au 23 juin 1989 (de haut en bas). (gauche) : AOD à $0.55 \mu\text{m}$ à midi GMT (canal visible de Météosat, échelle de 0 à 1.2), (droite) : AOD à $10 \mu\text{m}$ à 19h30 heure locale de passage à l'équateur (HIRS, échelle de 0 à 0.6).

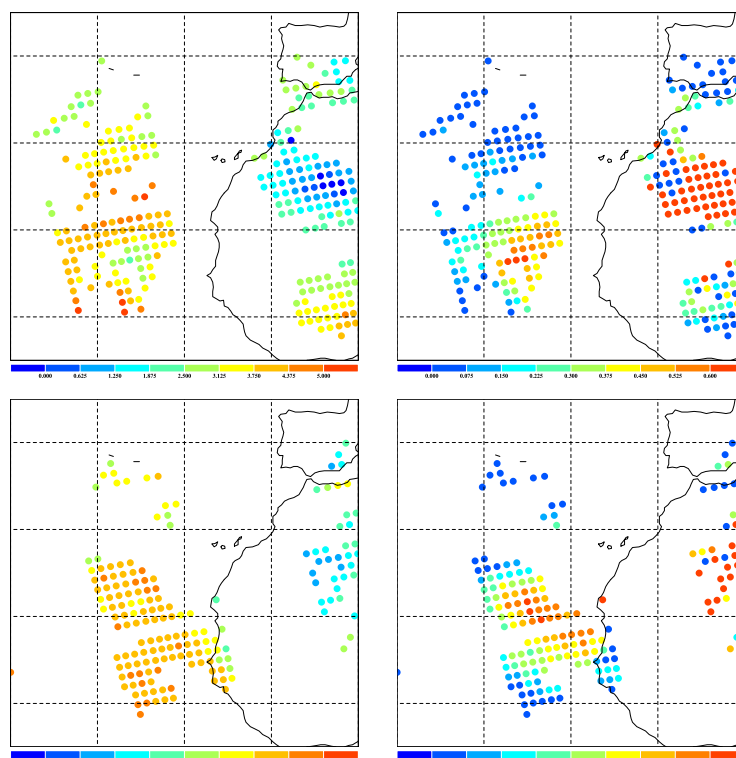


FIG. 5.13 – Contenu total en vapeur d'eau restitué par 3I (cm) (à gauche, échelle de 0 à 5 cm par pas de 0.625 cm), Indice aérosol 1 (K) (à droite, échelle de 0 à 0.6 par pas de 0.075), pour les journées du 20 au 21 juin 1989 : illustration de la contamination par les poussières désertiques de l'inversion en vapeur d'eau.

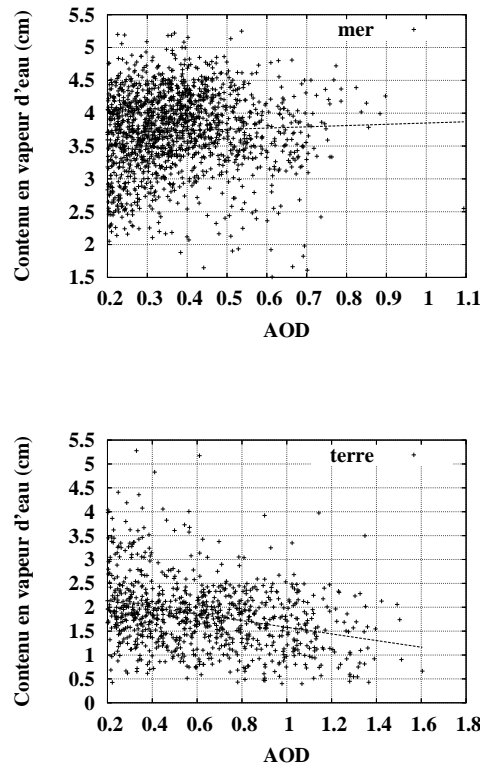


FIG. 5.14 – Contenu en vapeur d'eau retrouvé par "3I" en fonction de l'épaisseur optique infrarouge des aérosols, pour le mois de juin 1989, sur la zone (5° - 40° N, 40° - 0° W).

l'importance d'avoir une connaissance de l'effet des aérosols dans l'infrarouge, et pas seulement dans le visible.

5.4 Résultats mensuels

L'intérêt de développer un produit aérosol à partir des observations HIRS réside dans la possibilité d'obtenir une climatologie sur 8 années, et potentiellement sur 25 années !

5.4.1 8 années d'observations

L'inversion "globale-tropicale" (bande de latitude 40° S- 40° N) a été réalisée orbite par orbite, spot par spot, puis les produits ont été moyennés mensuellement dans des boîtes $1^{\circ}\times 1^{\circ}$. Enfin, une moyenne glissante $3^{\circ}\times 3^{\circ}$ (se déplaçant 1° par 1°) a été appliquée pour réduire le niveau de bruit. La base TIGR tropicale qui a servi à bâtir l'algorithme d'inversion est très exhaustive, c'est pourquoi nous considérons des latitudes jusqu'à 40° , même s'il serait préférable, à terme, d'adapter l'inversion à la masse d'air considérée (tropicale, moyennes latitudes été ou moyennes latitudes hiver).

Des cartes mensuelles sur la période 1987 à 1995 sont jointes en annexe III. Nous nous concentrons dans cette partie sur les cartes climatologiques (c'est-à-dire sur les cartes obtenues en moyennant les 8 années disponibles). Les variations temporelles

des épaisseurs optiques pour des zones particulières sont étudiées dans la partie suivante.

climatologie de l'AOD infrarouge

La figure 5.15 (gauche) présente les cartes mensuelles climatologiques des épaisseurs optiques à $10 \mu m$ retrouvées à partir des observations HIRS. On observe des panaches d'aérosols là où on les attendait :

- pour les continents, il s'agit des zones où l'on trouve les grands déserts : Sahara, péninsule Arabique, Iran-Afghanistan d'abord, ouest de l'Amérique du nord et nord-ouest de l'Australie dans une moindre mesure.
- pour les océans, c'est sur l'Atlantique au large du Sahara, dans le golfe persique et sur l'Océan Indien.

On peut observer également une continuité terre-mer (par exemple, au niveau de la limite sud du panache au-dessus du Sahara et au-dessus de l'Atlantique nord). Ceci confirme la pertinence de la correction des TB en fonction de l'émissivité de surface qui a été faite.

climatologie de l'altitude de la couche de poussières

La figure 5.15 (droite) présente les cartes mensuelles climatologiques de l'altitude moyenne de la couche d'aérosols. Ce résultat est vraiment nouveau, car jamais jusqu'à présent l'altitude des poussières n'avait été mesurée à échelle globale ou régionale, et ce en continu sur plusieurs années. En contrepartie, il est très difficile de valider un tel résultat... On peut cependant faire les constatations suivantes : le transport au-dessus de l'Atlantique s'effectue à des altitudes plus élevées l'été que l'hiver, ce qui est en accord avec de nombreuses observations locales [Chiapello et al.(1995)]. Les mois d'été, on observe un gradient nord-sud de l'altitude, avec un transport plus élevé au sud. Une explication que nous avons trouvée à cela est liée à la présence de l'ITCZ, comme cela sera développé dans la partie 6.4.2. Enfin, ces cartes d'altitude se comparent relativement bien avec celles obtenues à partir des radiances AIRS, à l'aide d'une toute autre méthode (voir chapitre 6), ce qui renforce la confiance qu'on peut leur accorder.

une amélioration possible : un modèle d'aérosol par zone géographique

Par contre, il faut souligner une source d'erreur (et d'amélioration...) possible pour cette climatologie : nous avons jusqu'à présent fait l'hypothèse d'un seul modèle d'aérosols, le modèle MITR. Or, les variations minéralogiques des différentes sources à l'échelle globale se traduisent par des variations dans la composition des poussières. En conséquence, les indices de réfraction, et donc les propriétés optiques des poussières dépendent de la zone géographique considérée. Cela peut expliquer par exemple pourquoi le signal au sud de la Californie apparaît très important : dans cette région, certains déserts sont riches en gypse, un minéral qui présente une différence

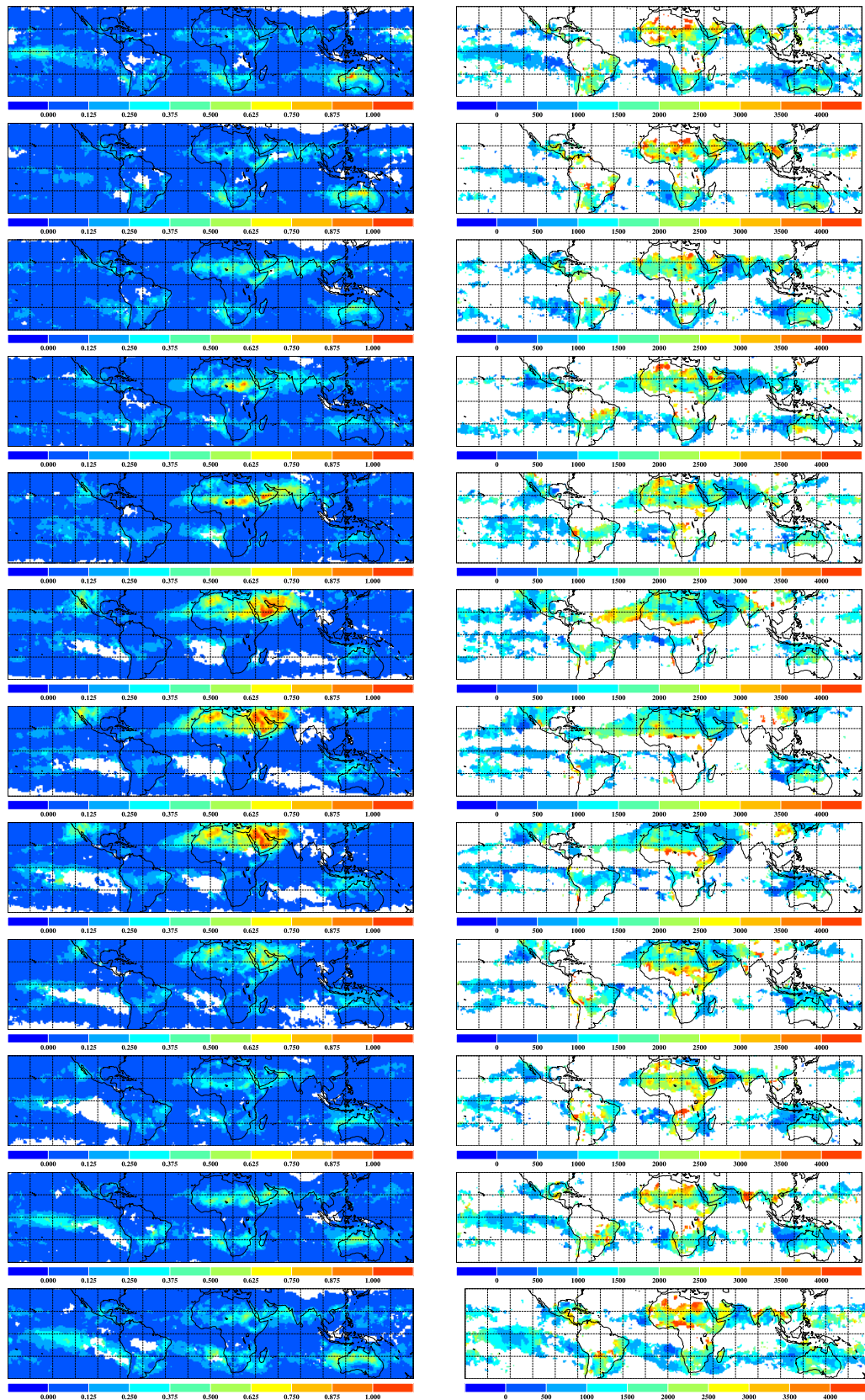


FIG. 5.15 – Epaisseur optique à 10 μm (à gauche, échelle de 0 à 1, par pas de 0.125) et altitude moyenne de la couche de poussières (à droite, échelle de 0 à 4000 m, par pas de 500 m) : moyenne mensuelle obtenue avec les observations de HIRS à bord de NOAA-10 et 12 (1987, 1995). De haut en bas : janvier à décembre.

d'absorption entre les longueurs d'onde 4 microns et 8 microns plus forte que celle du quartz. A l'opposé, l'absence de détection des poussières asiatiques s'expliquerait peut-être non seulement par des latitudes trop hautes pour que l'on puisse considérer la zone comme tropicale, mais aussi par une composition telle que la différence d'absorption entre ces deux longueurs d'onde est presque nulle. Dans ce cas, une autre régression devrait être utilisée. Améliorer cette climatologie nécessiterait donc d'avoir des mesures d'indices de réfraction dans l'infrarouge pour des poussières provenant des principales sources du globe.

comparaison entre les sources de poussières identifiées par TOMS et HIRS

L'instrument TOMS fournit un indice d'aérosols sur terre comme sur mer à partir de mesures du rayonnement dans le domaine ultraviolet. Ces données ont permis à [Prospero et al.(2002)] de déterminer les sources principales de poussières et de les relier à des caractéristiques environnementales (topographie, ruissellement...). A l'échelle globale, la répartition des sources selon cette étude et selon les inversions HIRS sont en relativement bon accord : prépondérance de la "dust-belt" (Afrique du nord, péninsule arabique, Iran et Afghanistan), sources mineures en Amérique du nord, en Australie. Par contre, des désaccords importants subsistent : la source du Taklamakan en Asie n'est pas détectée par notre algorithme. Les sources en Amérique du nord sont localisées de façon identique par TOMS et HIRS, mais ce n'est pas le cas en Australie où les sources localisées par TOMS sont situées plutôt à l'est du continent. Enfin, la forme des sources en Afrique du nord peut être sensiblement différente entre les deux climatologies.

Plusieurs raisons peuvent expliquer ces différences :

- Les poussières optiquement actives dans l'ultraviolet ne sont pas les mêmes que les poussières optiquement actives dans l'infrarouge. Non seulement la taille des particules est un facteur important (l'infrarouge étant sensible aux plus grosses particules) mais le rapport entre l'extinction dans l'UV et dans l'IR dépend de la composition minéralogique des poussières, variable selon la source.
- L'indice aérosol TOMS augmente avec l'altitude du nuage de poussières. Les positions des "sources" peuvent donc être légèrement décalées dans la direction des vents dominants de 1 ou 2 degrés (P. Ginoux, communication privée).
- Le contraste jour/nuit entre les observations TOMS et HIRS peut expliquer aussi les différences observées. La variation diurne des vents de surface peut entraîner une variation diurne de l'activité des sources de poussières (P. Ginoux, communication privée). Dans ce cas, la combinaison des deux climatologies pourrait permettre de déterminer quelles sources sont actives de jour et quelles sources sont actives de nuit.
- L'indice aérosol TOMS est également sensible aux particules émises par les feux de biomasse, ce qui peut compliquer l'interprétation du signal dans certaines zones (Afrique équatoriale par exemple).

Ces quelques considérations montrent la difficulté de comparer deux climatologies et la notion relative de la quantification d'une "source" : doit-on mesurer les émissions

en masse, en AOD infrarouge, visible... ? Remarquons qu'il existe aussi des différences dans la localisation et la saisonnalité des sources de poussières entre le produit TOMS et l'Infrared Difference Dust Index issu de Météosat (I. Chiapello, communication privée). Une fois de plus, on voit que l'information fournie par la télédétection infrarouge n'est pas redondante avec celle obtenue par télédétection dans le domaine ultraviolet mais est complémentaire. Un atout important de la climatologie développée ici avec HIRS est la possibilité de retrouver l'AOD à $10 \mu m$, grandeur géophysique qui ne dépend pas de l'instrument de mesure, contrairement à un indice d'aérosol.

5.4.2 Cycles saisonniers de l'activité des sources de poussières

Huit années d'observations nous permettent de mettre en évidence des cycles saisonniers de l'activité des sources très marqués. D'une manière générale, on observe que les sources sont principalement actives pendant l'été de chaque hémisphère. Nous avons identifié 5 zones, délimitées par les rectangles tracés sur la figure 5.16 : Sahara, Sahel, Arabie, Australie, et Amérique du nord. Les variations mensuelles des épaisseurs optiques infrarouges des poussières pour chacune de ces zones et pour la période 1987-1995 sont tracées figure 5.17. On remarque une différence de comportement entre les périodes avant et après l'éruption du Pinatubo (juin 1991), ce qui montre que le signal n'est pas encore corrigé parfaitement de l'effet des aérosols stratosphériques. On note une forte similitude entre les différentes années : en Australie, par exemple, les sources sont actives de novembre à mars, avec un maximum en janvier.

Une caractéristique intéressante se reproduisant également tous les ans est le basculement des zones actives en Afrique du Sahel (mars à mai) vers le Sahara (mai à août), qui pourrait peut-être être relié au déclenchement de la mousson africaine. La source située dans la région du Tchad et du Soudan est par exemple active tous les mois d'avril, comme le montre la figure 5.18. Ceci est en accord avec l'indice aérosol issu de TOMS dont les images sont consultables sur le site : ftp://toms.gsfc.nasa.gov/pub/nimbus7/images/monthly_averages/aerosol/.

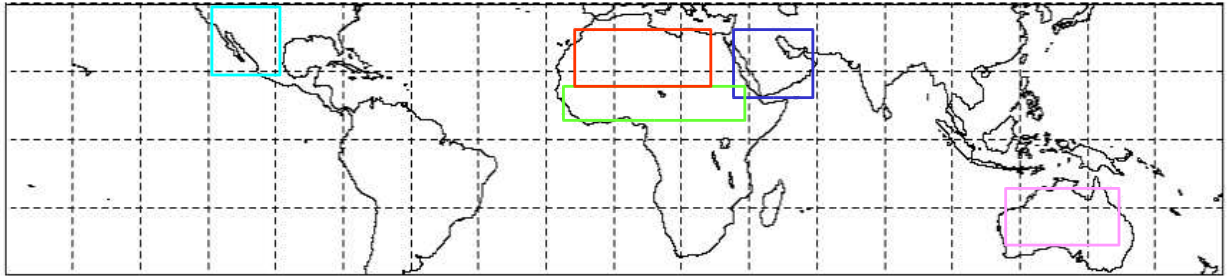


FIG. 5.16 – Sélection des zones pour l'étude de l'activité saisonnière des sources de poussières.

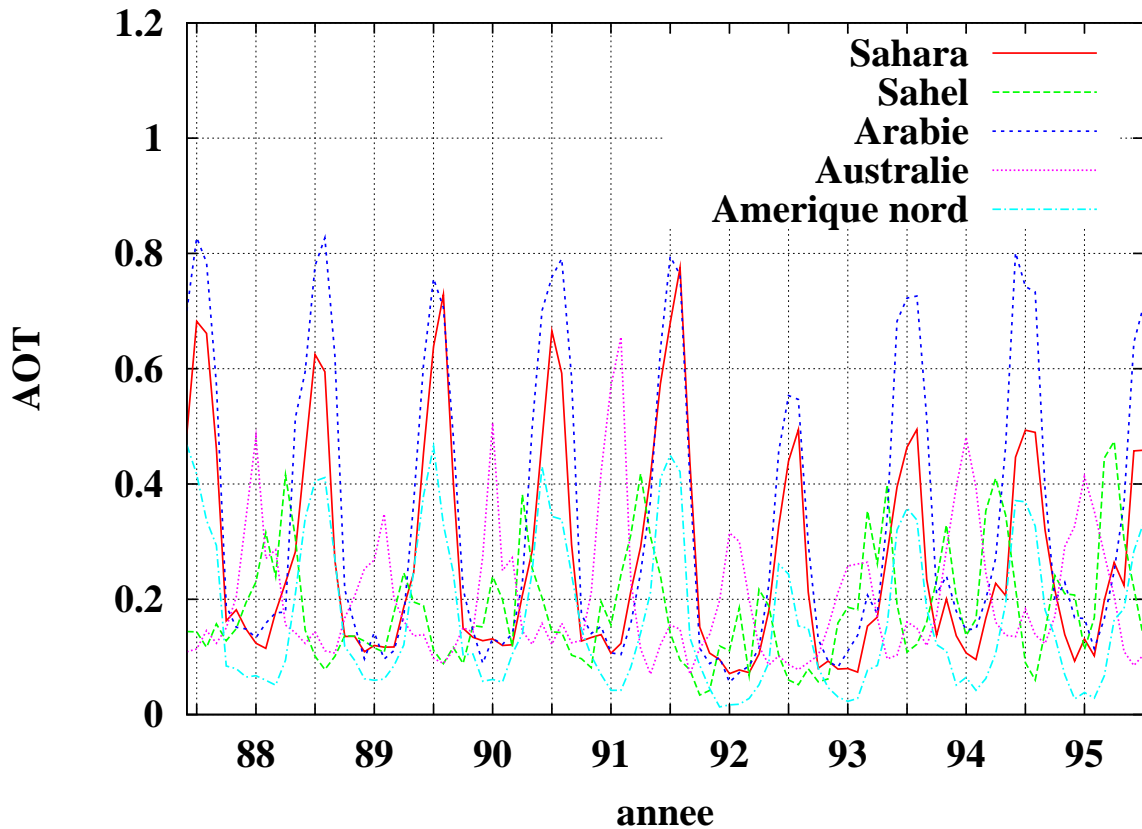


FIG. 5.17 – Cycle saisonnier des épaisseurs optiques infrarouges des poussières désertiques : moyenne mensuelle obtenue avec les observations de HIRS à bord de NOAA-10 et 12 (de 1987 à 1995).

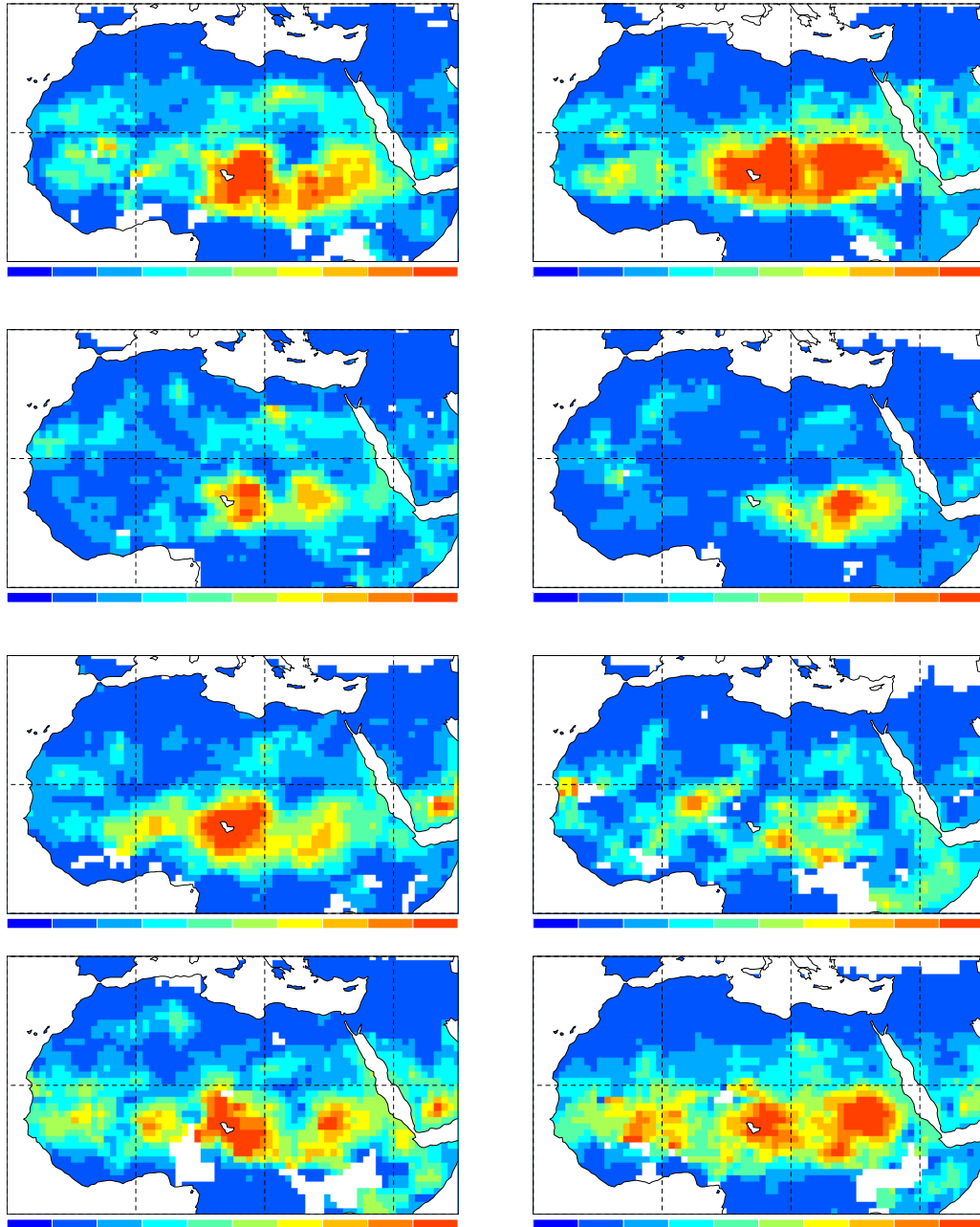


FIG. 5.18 – Epaisseur optique des poussières désertiques pour les mois d'avril, de 1988 (en haut à gauche) à 1995 (en bas à droite), au-dessus du Sahara. Echelle : de -0.125 à 1.125 par pas de 0.125.

5.4.3 Comparaison avec les épaisseurs optiques visibles AVHRR et Météosat sur mer

Peu d'instruments satellitaires fournissent des produits aérosols à l'échelle globale pour la période, relativement ancienne, que nous traitons ici. C'est heureusement le cas de AVHRR, pour lequel [Mishchenko et al.(1999), Liu et al.(2004)] ont développé un algorithme permettant de retrouver les épaisseurs optiques visibles au-dessus des océans. Les données des années 1983 à 2001 ont été traitées et sont disponibles sur le site <http://gacp.giss.nasa.gov/retrievals/>. Le produit épaisseur optique AVHRR incluant les aérosols stratosphériques, nous limitons la comparaison aux années précédant l'éruption du Pinatubo (juin 1991). Nous utilisons également dans cette partie les épaisseurs optiques visibles de Météosat de [Moulin et al.(1997)], disponibles de 1987 à 1994 sur l'Atlantique nord et la Méditerranée.

Les cartes de la figure 5.19 permettent de comparer les AOD visibles AVHRR et les AOD infrarouges HIRS, pour l'année 1988. Nous avons choisi de nous focaliser dans un premier temps plus particulièrement sur cette année qui est caractérisée par le maximum d'AOD pour la période dont nous disposons (voir les cartes de l'annexe III). L'essentiel des différences vient de zones où l'espèce dominante d'aérosols n'est pas l'aérosol désertique mais les aérosols liés aux feux de biomasse (par exemple au sud du continent africain, ou en Afrique équatoriale l'hiver), ou les aérosols anthropogéniques liés à la pollution (aux marges des continents asiatiques ou nord-américains). Cela vient du fait que les AOD AVHRR prennent en compte non seulement les poussières désertiques mais aussi les aérosols liés aux feux de biomasse ou anthropogéniques, alors que HIRS est avant tout sensible aux poussières désertiques.

Concentrons nous maintenant sur le panache de l'Atlantique Nord. L'accord est bon pour les mois d'été : présence d'un panache d'aérosols sahariens sur l'Atlantique nord, avec un maximum en juillet, poussières autour de la péninsule arabique. Par contre, on observe d'importantes différences l'hiver. En effet, les mois d'hiver, les feux ont lieu dans toute la région au sud du Sahel, et une partie des aérosols qu'ils produisent sont transportés au-dessus de l'océan. Il n'est pas possible de discriminer les contributions des deux types d'aérosols dans les produits Météosat. Par contre, cela nous amène à une conclusion intéressante : la comparaison des AOD visibles et des AOD infrarouges permet de discriminer le type d'aérosol, en séparant les poussières des autres composants. Cette idée est poussée un peu plus loin dans l'annexe V.

Dans un deuxième temps, nous avons comparé les variations mensuelles sur plusieurs années des AOD infrarouges HIRS d'une part et les AOD visibles AVHRR et Météosat d'autre part au-dessus de l'Atlantique Nord (zone 10°-40°N, 10°-40°W) (figure 5.20). On observe une différence très nette entre ces séries temporelles : celle résultant de HIRS met en évidence très clairement un cycle saisonnier avec maximum en juillet/août et minimum en janvier, même s'il est beaucoup moins marqué que les cycles obtenus précédemment sur terre (figure 5.17). Les séries temporelles résultant

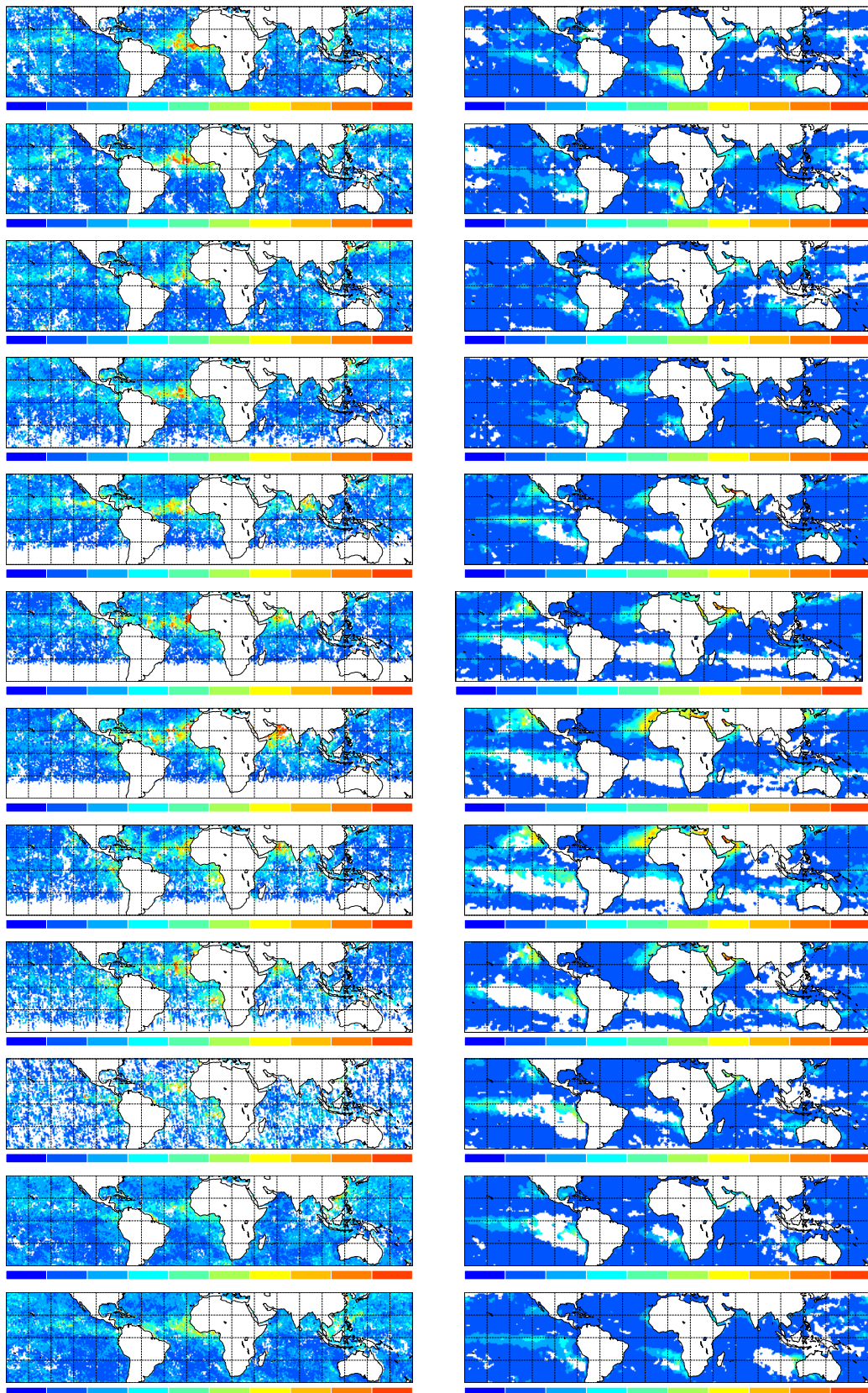


FIG. 5.19 – Epaisseur optique des aérosols : visible (AVHRR - poussières, feux, pollution- à gauche, échelle de 0 à 0.8) et infrarouge (HIRS -poussières seulement- à droite, échelle de 0 à 0.6). De haut en bas : mois de janvier à décembre 1988.

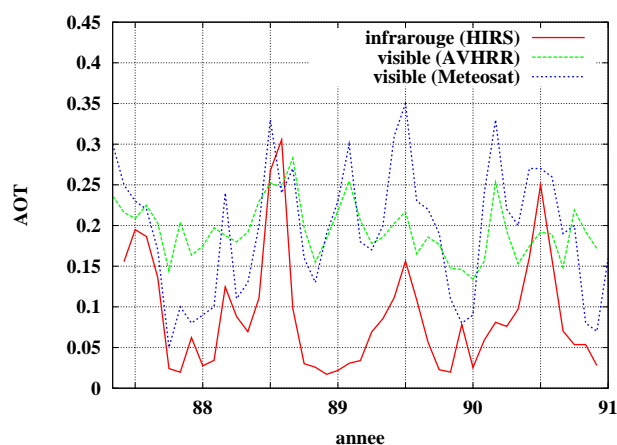


FIG. 5.20 – Variations mensuelles de l'AOD infrarouge (HIRS - poussières seulement -) et visible (AVHRR et Météosat - poussières, feux, pollution -), pour la zone 10° - 40° N, 10° - 40° W (Atlantique nord) (mai 1987 à décembre 1990).

d'AVHRR et de Météosat sont très différentes, parce que l'épaisseur optique visible mélange à la fois les poussières désertiques au cycle saisonnier marqué et d'autres types d'aérosols au cycle saisonnier différent ou un peu moins prononcé. Pour cette même raison, la valeur minimale de l'épaisseur optique visible est supérieure à la valeur minimale de l'épaisseur optique infrarouge.

Par contre, il est surprenant que l'AOD infrarouge dépasse parfois l'AOD visible : cela pourrait s'expliquer par la présence, peu probable aussi loin des sources, de très grosses particules (de l'ordre de 5 microns), ou plus probablement par les incertitudes sur les produits retrouvés, qui demeurent importantes quel que soit l'instrument utilisé, comme le montre par exemple la différence entre les séries issues de AVHRR et Météosat. Enfin, l'échantillonnage spatio-temporel différent entre les différents instruments entraîne aussi des différences entre les produits.

5.5 Conclusions

Grâce à l'utilisation des produits température de surface et contenu en vapeur d'eau colocalisés avec les températures de brillance des canaux 8, 10 et 18, l'épaisseur optique et l'altitude des poussières désertiques peuvent être retrouvées par une procédure basée sur des régressions linéaires. L'existence de cartes d'émissivités correspondant aux longueurs d'onde de ces mêmes canaux permet d'étendre l'inversion sur Terre. L'intérêt majeur de cette méthode est de permettre la détection des poussières au-dessus des déserts. Une étude de cas sur quelques jours basée sur la comparaison avec les épaisseurs optiques provenant du canal visible de Météosat prouve la capacité de HIRS à détecter les poussières désertiques. Une contamination des inversions en vapeur d'eau par les aérosols est illustrée par cette étude de cas.

L'analyse de la climatologie 1987-1991, sur toute la bande 40°S-40°N, montre les principales caractéristiques attendues : le Sahara et la péninsule Arabique comme sources majeures, des sources secondaires en Australie et en Amérique du Nord... L'altitude du nuage de poussières retrouvée au-dessus de l'Atlantique nord montre bien un transport plus haut l'été que l'hiver et influencé par la présence de l'ITCZ. Les variations saisonnières de l'activité des sources ont été étudiées pour 5 grandes zones (Sahara, Sahel, Arabie, Australie, ouest de l'Amérique du nord) et montrent toutes un cycle très marqué. Les produits retrouvés méritent sans doute d'être analysés plus en détail, notamment dans la perspective d'une meilleure compréhension des processus d'émission, de transport, de dépôt des poussières désertiques et leurs interactions avec les autres composantes de la machine climatique.

Chapitre 6

Application à AIRS : épaisseur optique infrarouge et altitude des poussières désertiques sur mer

Comparé au sondeur de première génération HIRS, l'instrument AIRS, lancé en mai 2002 à bord du satellite Aqua, offre un nombre de canaux incomparablement plus élevé (2378 au lieu de 20!) et sa résolution spectrale est beaucoup plus fine. Ce qu'apporte la très haute résolution spectrale, ce n'est pas tant un plus grand nombre de canaux (car aucun algorithme ne prend en entrée autant de mesures, et cela nécessite d'ailleurs une sélection plus méthodique), mais avant tout la possibilité d'avoir des signatures très propres des composants atmosphériques pour certains canaux, ou la possibilité d'avoir deux canaux répondant exactement aux variations atmosphériques, excepté pour une unique variable (nuage, gaz, aérosol...) qu'il est alors plus facile d'isoler. Autrement dit, la finesse spectrale des canaux facilite la déconvolution des signaux, et le grand nombre de canaux permet de faire une sélection adaptée à chaque application.

Concernant l'étude des aérosols, [Sokolik (2002)] avait déjà suggéré, avant le lancement d'AIRS, que les instruments à très haute résolution spectrale semblaient plus prometteurs que les radiomètres à bande large comme MODIS pour retrouver les propriétés des aérosols depuis l'espace. Des études plus récentes ont montré les capacités d'AIRS dans la détection des nuages et des panaches de cendres volcaniques [Ackerman et al.(2004)]. Dans ce chapitre, nous montrons que l'instrument AIRS permet d'aller beaucoup plus loin et, en particulier, de déterminer les principales caractéristiques des aérosols de poussières : épaisseur optique et altitude moyenne, et leur évolution dans le temps et dans l'espace.

Si en effet AIRS s'avérait très prometteur pour l'étude des aérosols, il faut aussi souligner une différence importante par rapport à HIRS. Alors que la base TOVS-PathB fournit pour chaque observation HIRS une estimation de nombreux paramètres atmosphériques (masque nuageux, température et vapeur d'eau notamment), et que

des cartes d'émissivité de surface sont disponibles pour toute la période NOAA-10-NOAA-12, comme nous l'avons vu au chapitre 5, nous ne disposons pour AIRS que des radiances de niveau 1B. C'est pourquoi nous verrons d'abord quel a été le traitement préalable des données. Nous traiterons ensuite de la sélection des canaux AIRS pour l'étude des poussières désertiques, puis de l'algorithme d'inversion. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus et les validations effectuées. Une partie de ce chapitre a été publiée dans [Pierangelo et al.(2004b)].

6.1 Le traitement préalable des données

Précisons dès à présent que nous ne considérons dans ce chapitre que les observations réalisées par AIRS de nuit, afin de ne pas avoir à prendre en compte la contribution du rayonnement solaire sur les températures de brillances des canaux situés dans l'infrarouge proche, notamment dans la bande à 4 microns. De plus, nous simplifions également le problème en ne traitant que les observations au-dessus de la mer, et en considérant que l'émissivité y est constante, égale à 0.98. Tous les calculs sont réalisés pour un angle de visée du satellite nul (situation nadir) et seules les observations pour lesquelles l'angle de visée est inférieur à 36° sont analysées, ce qui correspond aux 10 valeurs de la sécante les plus faibles pour les champs de vue AMSU .

6.1.1 Implémentation d'un masque nuageux

Distinguer les nuages des aérosols est un problème délicat de la télédétection des aérosols [King et al.(1998)]. On peut distinguer 3 types de situations : situation "nuageuse" (présence d'un nuage d'eau, éventuellement d'aérosols en plus), situation "aérosols" (pas de nuage d'eau, mais des aérosols), situation "claire" (ni aérosols, ni nuages). Cette distinction en 3 classes n'est pas habituellement utilisée par les applications ne portant pas directement sur les aérosols. Les masques nuageux ont habituellement pour but de détecter des scènes claires qui puissent permettre l'inversion de produits comme les profils de température, de vapeur d'eau, ou des concentrations en gaz à effet de serre. Ainsi, de nombreuses applications, afin d'éviter les contaminations par les nuages, requièrent un haut niveau de confiance dans la classification "claire", ce qui explique pourquoi les zones couvertes d'aérosols sont classées nuageuses.

En conséquence, un travail préliminaire à l'exploitation des données AIRS pour l'inversion en terme d'aérosols est le développement d'un masque nuageux dédié.

6.1.1.1 Description des tests nuageux dédiés

Dans un premier temps, des simulations de transfert radiatif nous ont permis de déterminer des couples de canaux fortement corrélés en regard de la situation atmosphérique, excepté en présence de nuages. Pour un tel couple, la différence absolue

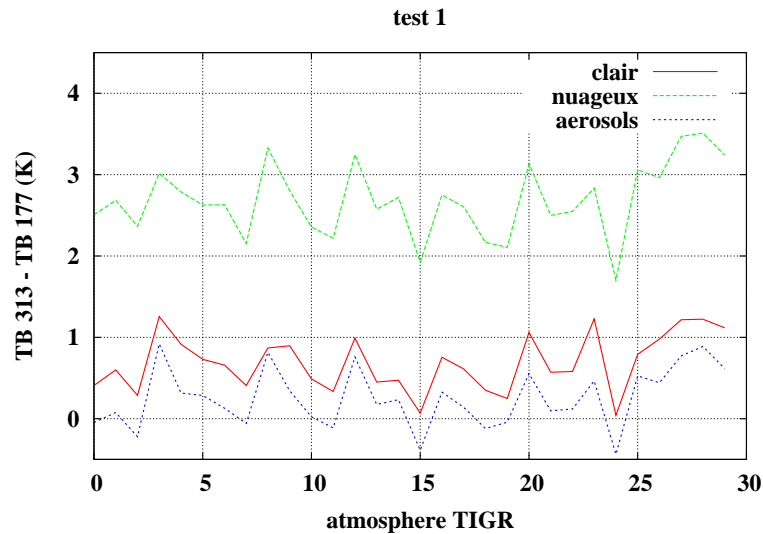


FIG. 6.1 – Principe du test nuageux 1 ("cirrus") : différence entre les températures de brillance des canaux 313 ($3.84 \mu\text{m}$) et 177 ($8.15 \mu\text{m}$). Simulations pour 30 situations tropicales, avec le code de transfert radiatif couplé 4A+DISORT, pour une situation claire, une situation avec un cirrus et une situation avec une couche de poussières (modèle MITR, AOD à $10 \mu\text{m} = 0.6$, altitude = 3500 m).

entre leurs températures de brillance est stable en ciel clair, mais augmente significativement en présence d'un nuage, comme le montrent les figures 6.1 et 6.2. Lorsque cette différence atteint un certain seuil, alors le pixel est classé nuageux.

Le principe d'un test à seuil pour détecter les nuages a été largement utilisé [Chédin et al.(1985), Stubenrauch et al.(1999a)]. L'intérêt de cette méthode dans le cas présent est qu'elle permet de discriminer les nuages des aérosols : il suffit de choisir un couple tel que la présence d'un nuage augmente (ou diminue) la différence relative entre les TB des deux canaux, alors que la présence de poussières désertiques diminue (ou augmente) cette différence. Ceci assure de ne pas franchir le seuil, un pixel correspondant à une situation avec poussières désertiques ne peut donc pas être classé nuageux.

On peut interpréter ce comportement au niveau de la microphysique : en considérant λ_1 et λ_2 les longueurs d'ondes des deux canaux, on pourra discriminer les nuages des poussières si on a les conditions suivantes

$$C_{nuage}(\lambda_1) > C_{aerosol}(\lambda_1)$$

$$C_{nuage}(\lambda_2) < C_{aerosol}(\lambda_2)$$

avec C_{nuage} et $C_{aerosol}$ les coefficients d'absorption des nuages et des aérosols. (En réalité, ceci est vrai si la diffusion est négligeable, mais dans la pratique on prend garde de choisir des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 telles que les termes de gauche et de droite des inégalités ci-dessus sont très différents).

En suivant cette technique, deux tests à seuil ont été établis. L'un est plus particulièrement adapté à la détection des nuages bas, relativement difficiles à détecter dans l'infrarouge, et l'autre à la détection des cirrus, nuages de glace de haute altitude qui peuvent être très fins. Pour les nuages d'altitude moyenne, souvent épais,

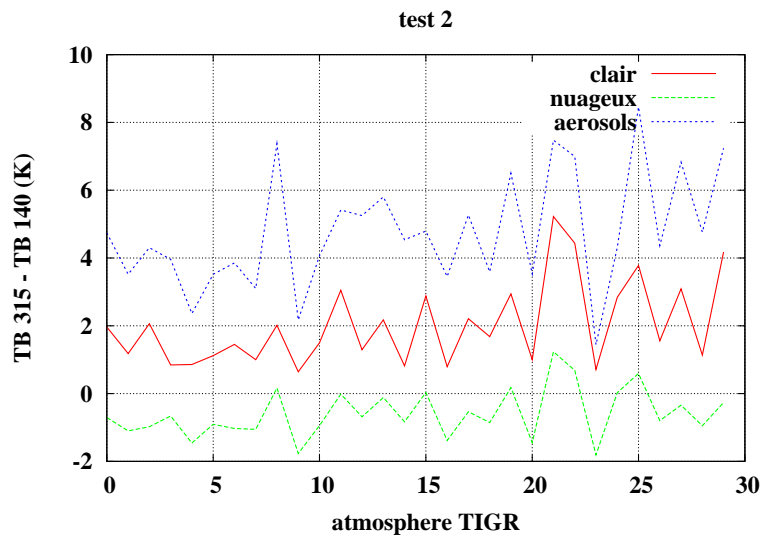


FIG. 6.2 – Principe du test nuageux 2 ("nuages bas") : différence entre les températures de brillance des canaux 315 ($3.82 \mu m$) et 140 ($10.36 \mu m$). Simulations pour 30 situations tropicales, avec le code de transfert radiatif couplé 4A+DISORT, pour une situation claire, une situation avec un nuage bas et une situation avec une couche de poussières (modèle MITR, AOD à $10 \mu m = 0.6$, altitude = 3500 m).

donc moins problématiques, nous réutilisons un test basé sur l'utilisation d'un canal AMSU et de canal AIRS, développé par [Crévoisier (2004)] (voir plus bas). Pour les deux types de nuages "cirrus" et "nuages bas", les températures de brillance de 8 canaux AIRS (ceux sélectionnés par la suite pour les aérosols, voir plus bas) ont été simulées pour 30 situations atmosphériques tropicales issues de la base TIGR. Ensuite, pour chaque type de nuage, on a calculé pour toutes les différences possibles de canaux (soit $8 \times 7/2 = 28$ couples), les valeurs de

- la moyenne en ciel clair m_c
- la déviation standard en ciel clair D_c
- la moyenne en ciel nuageux m_n
- la déviation standard en ciel nuageux D_n

Le couple retenu est alors le couple qui maximise l'écart entre $m_c \pm D_c$ et $m_n \pm D_n$. Les figures 6.1 et 6.2 correspondent respectivement aux différences retenues pour les cirrus et les nuages bas. Pour chacun de ces deux tests, le seuil n'est pas fixé sur les simulations mais sur les observations, ceci permet de s'affranchir des incertitudes sur les biais observations-modèle (voir partie suivante).

Enfin, un troisième test nuageux, issu de ceux développés par [Crévoisier (2004)] utilise des canaux micro-ondes AMSU pour prédire un canal AIRS, par régression linéaire. Or, les canaux AMSU ne sont pas sensibles aux nuages, contrairement aux canaux AIRS. Par conséquent, si la scène est nuageuse, la valeur observée par le canal AIRS s'écarte de la valeur prédite par la régression des canaux AMSU. Un seuil est fixé à partir d'histogrammes pour ce test. Les trois tests sont résumés dans la table 6.1. On note que l'effet des poussières est opposé à l'effet des nuages.

TAB. 6.1 – Tests nuageux pour l'inversion des propriétés des poussières désertiques. Les tests à seuil 1 et 2 reposent sur des différences entre deux canaux AIRS. Le test 3 consiste à prédire la température de brillance du canal AIRS 286 par une régression linéaire de 3 canaux AMSU.

Test	canal AIRS	ciel clair	nuage	poussières
1	TB 313-TB 177	< 1.4 K	> 1.4 K	< 0 K
2	TB 315-TB 140	> 0.5 K	< 0.5 K	> 1 K
3	TB 286-reg(AMSU 5, 6, 8)	> 0 K	< 0 K	> 0 K

6.1.1.2 Validation des tests nuageux

Les cartes globales des fréquences d'occurrence des tests nuageux 1 et 2 sont tracées dans la figures 6.3. La distribution spatiale des deux types de nuage est bien en accord avec ce que l'on connaît de la répartition des nuages : les nuages bas sont essentiellement présents au large des côtes ouest des continents : côtes chiliennes, californiennes et sud-africaines. Les autres types de nuages, dont les cirrus, sont très abondants à l'équateur (dans la zone de convergence intertropicale), en particulier au-dessus de l'Océan Indien et de l'Indonésie (mousson asiatique).

Une comparaison avec le masque nuageux de MODIS/Aqua (produit MYD06_L2) a été effectué pour des scènes simultanées et co-localisées, pour une journée (le 27 avril 2003).

La zone d'étude est située sur l'Océan Atlantique (30° S–30° N, 0°–60° W). A cause de la résolution spatiale différente pour les deux instruments, la comparaison est faite sur des boîtes de côté 0.25°. Une boîte est classée nuageuse pour MODIS si la moyenne sur cette boîte des niveaux de confiance « nuageux » dépasse 90%, classée claire si ce niveau est en dessous de 10%, et partiellement nuageuse pour les situations intermédiaires. Une boîte est classée nuageuse pour AIRS si plus de 90% des pixels de cette boîte sont classés nuageux, claire si moins de 10% des pixels sont classés nuageux, et partiellement nuageuse pour les cas intermédiaires. Le détail de cette comparaison est donné dans la table 6.2. 90.7% des boîtes sont classées nuageuses ou partiellement nuageuses par MODIS, contre 63.2% pour AIRS. Plus de 85% des désaccords correspondent à des pixels classés nuageux par MODIS et clairs (ou partiellement nuageux) par AIRS. Il y a deux raisons à ce désaccord. Premièrement, les fractions nuageuses de MODIS sont trop élevées la nuit (artefact du masque nuageux, voir [Mahesh et al.(2004)]). Deuxièmement, il y avait un fort épisode de poussières désertiques cette nuit-là sur la zone considérée (voir l'imagerie de MODIS : http://modis-atmos.gsfc.nasa.gov/MYD08_D3/browse.html ou l'inversion AIRS obtenue plus loin, figure 6.11), et les pixels couverts d'aérosols sont classés nuageux par l'algorithme de MODIS, et pas par celui d'AIRS.

Enfin, si l'on considère toute la zone tropicale, et toute une semaine en avril, on obtient une couverture nuageuse pour AIRS de 68%. Cette valeur est du même ordre

TAB. 6.2 – Comparaison entre le masque nuageux dédié aux aérosols d'AIRS et le masque nuageux de MODIS, pour le 27 avril 2003, sur l'Océan Atlantique (30° S–30° N, 0°–60° W), pour des boîtes de 0.25°. Les résultats sont donnés en %.

	MODIS nuageux	MODIS partiellement nuageux	MODIS clair	total
AIRS nuageux	51.8	4.7	0.2	55.7
AIRS partiellement nuageux	3.9	2.5	0.1	6.5
AIRS clair	11.7	16.1	9.0	36.8
total	67.4	23.3	9.3	100

que la couverture nuageuse de TOVS sur mer dans les tropiques en avril, 65% (données climatologiques de [Scott et al.(1999)]).

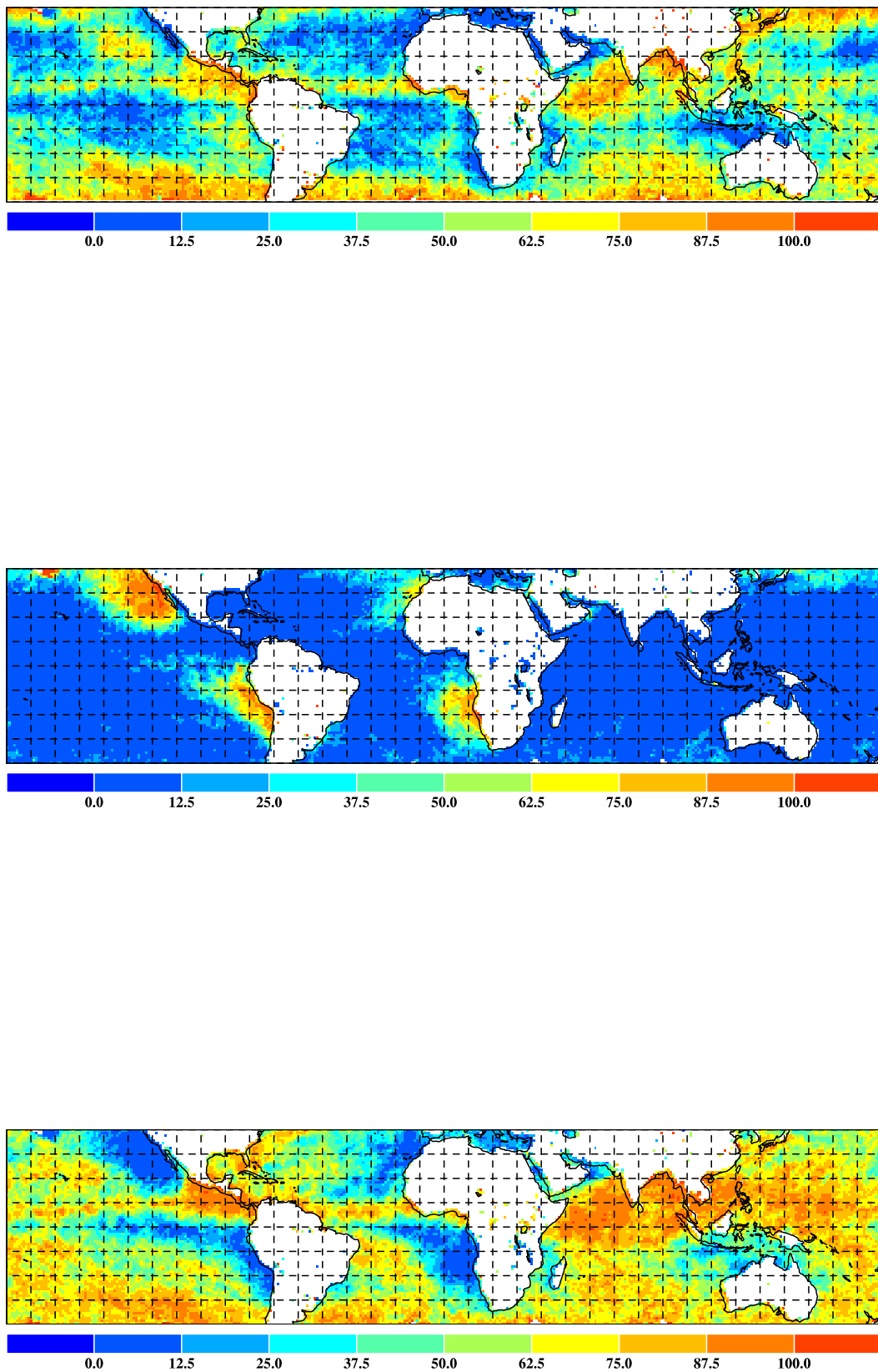


FIG. 6.3 – Fréquence d'occurrence (en %) des tests nuageux 1 ("cirrus"), 2 ("nuages bas") et 3 ("nuages moyens et hauts"), moyenne pour le mois de juin 2003, zone 40S-40N.

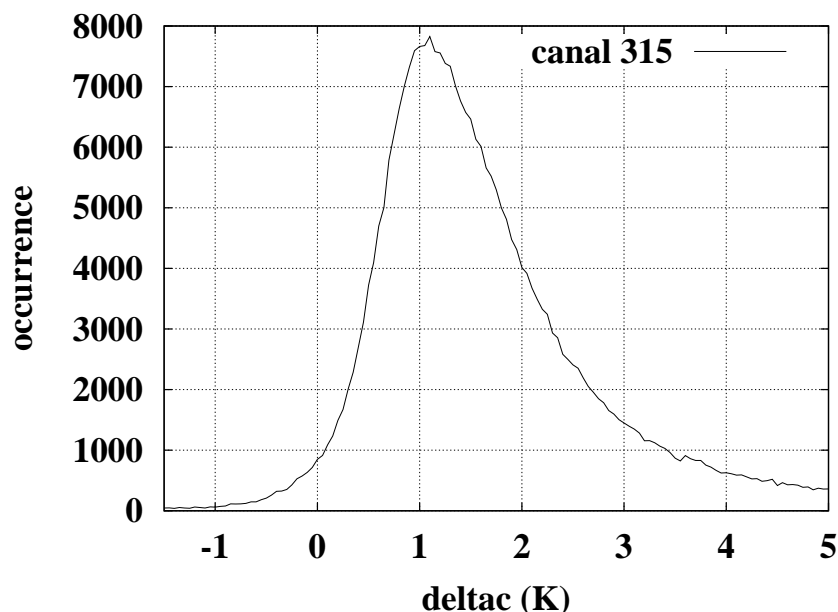


FIG. 6.4 – Histogramme représentant la distribution des "pseudo-deltacs" calculés à partir des réanalyses pour le canal "fenêtre" 315 d'AIRS.

6.1.2 Détermination des biais observations-modèles

Parce que les algorithmes d'inversion, pour la plupart, sont construits à partir de valeurs simulées, leur application à des données réelles implique que tout biais systématique entre les observations et les simulations ait été pris en compte. Cet étalonnage peut se faire en comparant les températures de brillance observées avec les températures de brillance simulées par le code de transfert radiatif appliqué à un profil atmosphérique issu soit de radiosondages co-localisés, soit de réanalyses du CEPMMT. Pour le sondeur HIRS, on a vu précédemment que ce sont des collocations avec des radiosondages qui ont servi au calcul des "deltacs" (partie 4.2.1). Pour AIRS, les biais ont été calculés aussi bien avec des radiosondages ("deltacs") qu'avec des réanalyses du CEPMMT ("pseudo-deltacs", à raison de deux journées de réanalyses par mois pour la période de mars à octobre 2003) [Crévoisier (2004)]. Pour les canaux les plus utiles aux aérosols, c'est-à-dire ceux dont la transmission à la surface est non nulle, les calculs à partir des réanalyses ont été retenus, car la déviation standard des "pseudo-deltacs" calculée sur toutes les réanalyses est inférieure à celle des "deltacs" calculée sur tous les radiosondages.

Seules les situations claires sont considérées pour cette calibration... mais la classification "clair/nuageux" est basée sur des tests qui peuvent dépendre des "pseudo-deltacs"! Pour résoudre en partie ce problème, ce n'est pas la moyenne des "pseudo-deltacs" que l'on prend comme biais, mais le maximum de l'histogramme des "pseudo-deltacs". En effet, la présence éventuelle de nuages contaminants donne une différence "calcul-observation" positive (les nuages refroidissent les observations), visible dans la queue de la distribution, figure 6.4. Dans cet exemple, la moyenne des "pseudo-deltacs" vaut 1.8 K, alors que le maximum de l'histogramme est situé à 1.1 K.

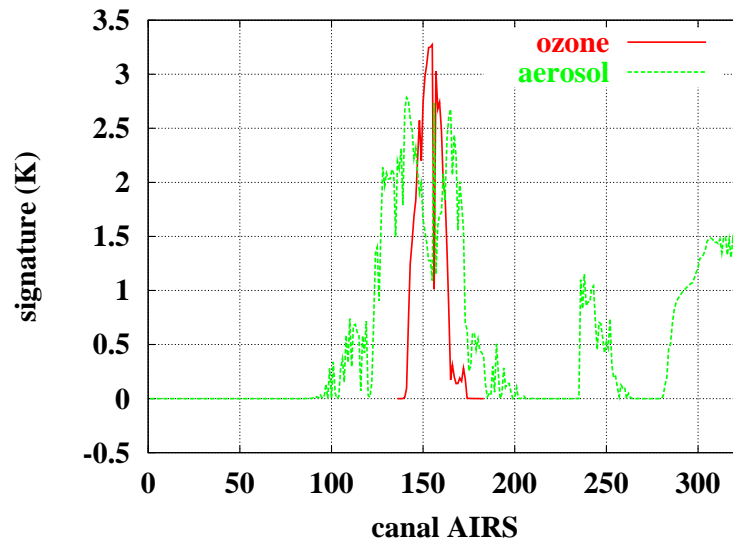


FIG. 6.5 – Sensibilité des 324 canaux AIRS aux poussières désertiques et à l’ozone. Aérosols : épaisseur optique à $10\ \mu\text{m} = 0.6$, altitude = 2400 m. Ozone : variation de +20%.

Dans la suite, avant d’appliquer l’algorithme d’inversion, les températures de brillance observées seront corrigées des biais observations-modèles. Une conséquence de cette correction est l’élimination du signal de fond des aérosols (c’est-à-dire du signal peu variable dans le temps) car les températures de brillance calculées à partir des radiosondages ou des réanalyses ne prennent pas en compte l’effet des aérosols. Ainsi, excepté dans les zones de très fort vent, la contribution éventuelle des sels marins sur les températures de brillance AIRS est sans doute fortement réduite (voir aussi plus loin, partie 6.3.4.3).

6.2 La sélection des canaux

Les canaux les plus appropriés pour l’inversion des deux variables d’intérêt, l’altitude et l’épaisseur optique des poussières, sont sélectionnés selon les critères suivants :

- (i) sensibilité aux poussières
- (ii) pas de sensibilité à l’ozone
- (iii) sensibilité à la vapeur d’eau réduite

Les sensibilités dépendent fortement de la longueur d’onde, comme le montre la figure 6.5. Par contre, la sensibilité à la vapeur d’eau n’est quasiment jamais nulle, à cause de la présence du continuum de vapeur d’eau. Le choix fait ici n’est donc pas de minimiser à tout prix sa contribution au signal, mais plutôt de prendre en compte la variabilité de la vapeur d’eau (comme celle de la température d’ailleurs) dans l’inversion.

En ce qui concerne la sensibilité aux poussières, un canal peut être sélectionné soit parce que sa sensibilité est élevée (ex : canal 315), soit parce qu’il est bien corrélé avec un canal beaucoup plus sensible pour un large ensemble de situations atmo-

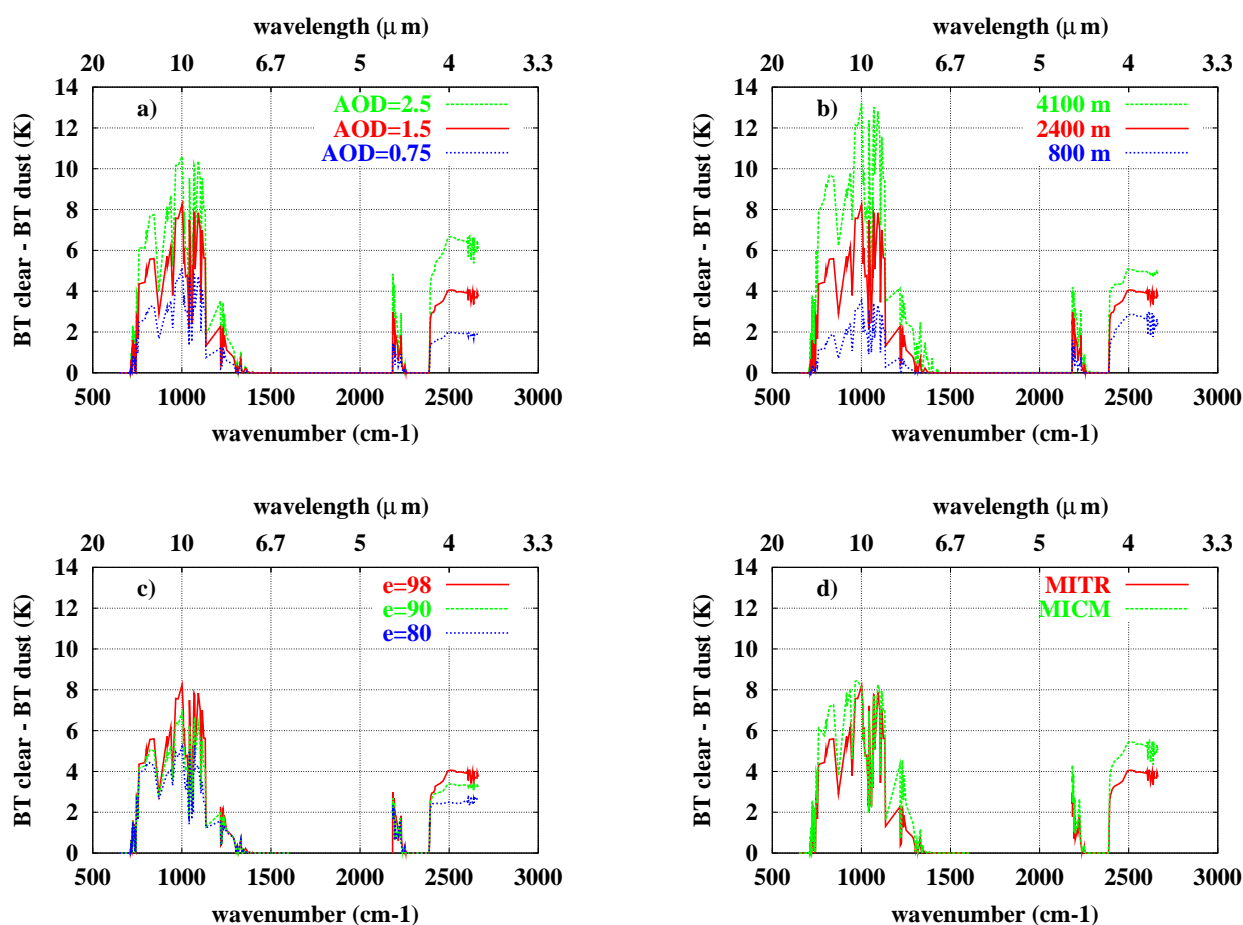


FIG. 6.6 – Effet des poussières désertiques sur les températures de brillance AIRS pour 324 canaux, en fonction de l'épaisseur optique visible (a), de l'altitude de la couche d'aérosols (b), de l'émissivité de la surface (c), et du modèle d'aérosols (d) (MITR = mineral transported, MICM = mineral coarse mode). Valeurs de référence : AOD = 1.5, altitude = 2400m, émissivité de la surface = 0.98, modèle d'aérosols = MITR (ligne rouge).

sphériques de ciel clair (par exemple, le canal 177, qui est situé à $8.15 \mu\text{m}$, c'est-à-dire dans un minimum d'extinction pour les poussières désertiques, voir figure 2.5).

Les canaux redondants (i.e. avec des profils de transmission très proches, et des sensibilités aux poussières semblables) sont supprimés. Ainsi, les canaux 165 et 166 étant très proches, seul le canal 166 est conservé.

De cette façon, 8 canaux sont sélectionnés, à la fois dans la fenêtre $8\text{-}12 \mu\text{m}$ et près de $4 \mu\text{m}$ (table 6.3). C'est la présence de canaux dans ces deux gammes de longueurs d'onde qui permet de déconvoluer l'effet de l'altitude des poussières de l'effet de l'épaisseur optique (voir figure 6.6)

Une bonne couverture de la colonne troposphérique est assurée par la sélection de canaux dont la transmission entre la surface et le satellite couvre la gamme 0.25-0.9. En effet, grossièrement, plus la transmission entre la surface et le satellite est faible, plus haute est l'altitude à laquelle la fonction de poids est maximale. Tous ces canaux ont en commun de "voir" la surface, car un canal qui piquerait au-dessus de

TAB. 6.3 – Canaux AIRS sélectionnés : numéro, nombre d'onde, longueur d'onde et transmission moyenne entre la surface et le satellite en situation tropicale.

canal AIRS (numérotation 1 à 324)	nombre d'onde (cm^{-1})	longueur d'onde (μm)	transmission surface-satellite
134	843	11.86	0.55
135	871	11.48	0.25
140	965	10.36	0.68
166	1074	9.31	0.35
177	1227	8.15	0.55
179	1236	8.10	0.25
313	2607	3.84	0.6
315	2616	3.82	>0.9

la couche de poussières ne présenterait pas une sensibilité suffisante aux poussières, leur signal étant masqué par celui de l'absorption et de la réémission par le(s) gaz responsable(s) de la fonction de poids. Les 8 canaux retenus sont des canaux plutôt "fenêtres", l'effet de l'angle de visée sur leurs températures de brillance est donc limité, ce qui nous permet de simuler seulement l'angle nadir.

On peut remarquer que les canaux 313 et 315, même s'ils sont spectralement très proches (leur longueur d'onde centrale est respectivement de 3.836 et 3.823 μm) ont des transmissions à la surface très différentes (resp. 0.6 et > 0.9). Cela signifie qu'ils ne sont pas également sensibles aux mêmes niveaux en altitude et illustre l'apport de la haute résolution spectrale pour le sondage vertical.

6.3 Algorithme d'inversion par tables pré-calculées

6.3.1 Contenu des Look-Up-Tables

On appelle Look-Up-Tables (LUT) des bases de données pré-calculées destinées à inverser des observations. En clair, l'idée est de faire les calculs de transfert radiatif direct, toujours coûteux en temps de calcul, une seule fois pour toute, pour un ensemble de descriptions atmosphériques aussi vaste que possible. Une fois les Look-Up-Tables générées, en comparant les radiances ainsi simulées à un jeu d'observation, on peut avoir une idée de l'état de l'atmosphère par la situation la plus proche. Le point clé est d'avoir une base d'entrée qui soit représentative de la variété des situations rencontrées.

Cette approche est relativement commune en télédétection des aérosols (par exemple [Tanré et al.(1997)] utilisent des Look-Up-Tables pour obtenir des produits aérosols à partir des observations du radiomètre spatial MODIS).

Nous avons construit des Look-Up-Tables pour chacun des 8 canaux AIRS précédemment sélectionnés. Comme nous l'avons vu plus haut (partie 3.4.1), les radiances satellitales infrarouges sont avant tout sensibles à l'état thermodynamique de l'atmosphère (profils de température et de vapeur d'eau en particulier). En conséquence, les LUT doivent être générées pour un grand nombre de situations thermodynamiques : un compromis entre une exhaustivité maximale et un temps de calcul acceptable nous a conduit à retenir environ deux tiers des 872 atmosphères tropicales de la base TIGR. Pour chacune de ces atmosphères TIGR, et pour chacun des 8 canaux, la LUT contient les températures de brillance pour 5 charges en aérosol (correspondant aux épaisseurs optiques visibles 0, 0.4, 0.8, 1.5, 2.5) et 4 altitudes de la couche d'aérosol (de 500-1000 m à 5300-6000 m, correspondant aux couches "4A" 38, 35, 33 et 31). Finalement, les températures de brillance sont interpolées quadratiquement pour d'autres AOD et altitudes.

6.3.2 Définition d'une distance multispectrale

L'inversion d'un jeu d'observations AIRS repose sur la recherche du jeu des 8 TB calculées le plus proche. Il faut donc définir une distance entre jeux de 8 TB. Une première distance de type euclidienne a été considérée :

$$D = \sum_{i=1,8} \frac{(TB_{\text{calc}}^i - TB_{\text{obs}}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.1)$$

où TB_{calc}^i et TB_{obs}^i sont, respectivement, les températures de brillance calculée et observée pour le canal i , et σ_i est la déviation standard de TB_{calc}^i sur toutes les situations de la LUT. Ceci est nécessaire pour normaliser la distance. Appliquée à des jeux de 8 TB simulés sans bruit (pour les 5 AOD et 4 altitudes de la LUT non interpolée), le score d'inversions réussies (même valeur retrouvée que la valeur en entrée) est de 60%, pour l'AOD comme pour l'altitude, ce qui est relativement faible étant donnée

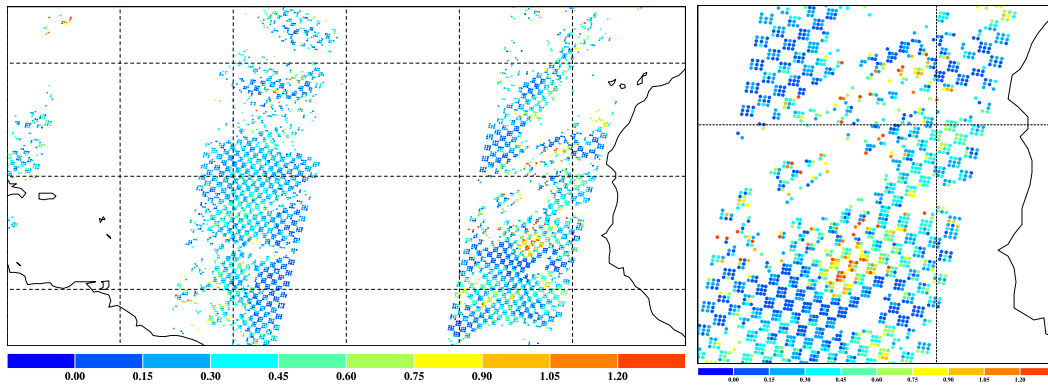


FIG. 6.7 – Carte des distances entre l'observation AIRS et la situation la plus proche dans la LUT, pour la journée du 27 avril 2003, zone 5°-45°N, 10°-70°W. A droite, zoom sur la zone 10°-25°N, 15°-30°W. Les bords des zones nuageuses correspondent à des distances élevées. Un nuage résiduel situé entre plusieurs autres nuages est également identifiable ("tache" rouge).

la faible discrétisation en AOD et altitude. Afin d'améliorer ce score, une deuxième distance a été introduite :

$$D = \sum_{i=1,8} \frac{(TB_{\text{calc}}^i - TB_{\text{obs}}^i)^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=1,5} \frac{(\Delta TB_{\text{calc}}^j - \Delta TB_{\text{obs}}^j)^2}{\sigma_j^2} \quad (6.2)$$

où ΔTB^j représente une différence de TB entre deux canaux. L'aspect différentiel du second terme ajoute une contrainte importante pour la reconnaissance de proximité. Certaines différences ont été introduites parce que l'on avait observé qu'elles permettaient d'atténuer le signal causé par la situation atmosphérique et de renforcer le signal causé par les aérosols (par exemple, la différence 313-177), d'autres ont été sélectionnées après plusieurs essais en fonction du score d'inversions réussies obtenu. Les 5 couples de canaux suivants ($j=1,5$) ont été retenus : 140-134, 166-135, 177-134, 313-177, 315-177. Avec cette seconde distance, le score d'inversions réussies passe à 90%. Ce bon score démontre la qualité de la méthode et prouve que l'ensemble des situations atmosphérique considéré ici est suffisant pour reproduire la variabilité naturelle en terme de profils de température et vapeur d'eau.

De plus, si la distance D est trop grande, l'inversion correspondante est rejetée, ce qui empêche une situation trop éloignée des situations de la LUT (contaminée par des restes nuageux ou un autre type d'aérosol ou marginale) d'être considérée. Après analyse de quelques journées d'inversions (voir par exemple figure 6.7), la valeur maximale de la distance en dessous de laquelle on conserve les inversions a été fixée à 1.

L'algorithme doit également prendre en compte le bruit inhérent aux observations réelles. Pour cela, nous calculons d'abord, par une formule classique faisant intervenir les dérivées partielles par rapport à chaque variable, l'erreur e sur la distance D

causée par le bruit instrumental sur les TB_{obs}^i , noté $b(i)$:

$$e = \sum_{i=1,8} 2b(i) \frac{|TB_{\text{calc}}^i - TB_{\text{obs}}^i|}{\sigma_i^2} + \sum_{j=1,5} 2\Delta b(j) \frac{|\Delta TB_{\text{calc}}^j - \Delta TB_{\text{obs}}^j|}{\sigma_j^2} \quad (6.3)$$

où $\Delta b(j)$ est la somme des bruits $b(i1)$ et $b(i2)$ des canaux $i1$ et $i2$ constituant le couple j . Ensuite, on considère le cercle centré sur le jeu des 8 TB observées, de rayon $D_{\text{min}} + e$. Le résultat de l'inversion en AOD et en altitude est la moyenne des AOD et altitudes de toutes les situations de la LUT tombant dans ce cercle. La déviation standard de ces situations fournit une estimation de la dispersion de l'inversion.

Remarque importante : comme les profils de température et vapeur d'eau font partie des paramètres d'entrée de la LUT (via les presque 600 atmosphères de la base TIGR ayant servi à générer la LUT), la situation la plus proche, au sens de la distance D , d'un jeu d'observation fournit également une estimation de ces variables thermodynamiques. Cette inversion est certes peu élaborée, mais a l'avantage de donner une description de la situation atmosphérique cohérente avec celle de la situation en aérosols. La même procédure de moyennage dans un cercle s'applique également aux deux variables atmosphériques sur lesquelles nous nous concentrerons : la température de surface et le contenu intégré verticalement en vapeur d'eau.

6.3.3 Validation de l'approche par inversion d'observations simulées

Afin de s'assurer que l'information contenue dans les températures de brillance des 8 canaux sélectionnés suffit à retrouver l'altitude et l'épaisseur optique des poussières, et que le sous-ensemble des profils atmosphériques de TIGR utilisés pour la construction des LUT est suffisamment représentatif de la variabilité atmosphérique, l'algorithme est appliqué aux simulations de la Look-Up-Table elle-même.

Pour un jeu de températures de brillance correspondant à une situation, l'algorithme d'inversion est appliqué, en éliminant bien sûr de la LUT les situations correspondant à la même atmosphère TIGR. Cette inversion est effectuée pour toutes les situations de la LUT, ce qui nous permet d'obtenir des statistiques renseignant sur la précision intrinsèque de la méthode. Ainsi l'écart entre l'AOD « vraie » (c'est-à-dire l'AOD de la situation testée en entrée) et l'AOD retrouvée présente une moyenne de 0.02 et une déviation standard de 0.29. La moyenne est proche de zéro, ce qui nous prémunit a priori d'un biais systématique dans les inversions. Pour l'altitude, l'écart entre la valeur « vraie » et la valeur retrouvée est en moyenne de -40 m, avec une déviation standard de 1234 m.

La figure 6.8 (haut) (resp. bas) montre les moyennes et déviations standard des AOD (resp. altitudes) retrouvées, en fonction de l'AOD (resp. de l'altitude) « vraie ». Si cela confirme la capacité de l'algorithme à inverser les AOD et altitudes des poussières, on peut toutefois noter un biais aux fortes et faibles valeurs de l'AOD comme de l'altitude : les faibles valeurs sont surestimées, les fortes valeurs sont sous-estimées.

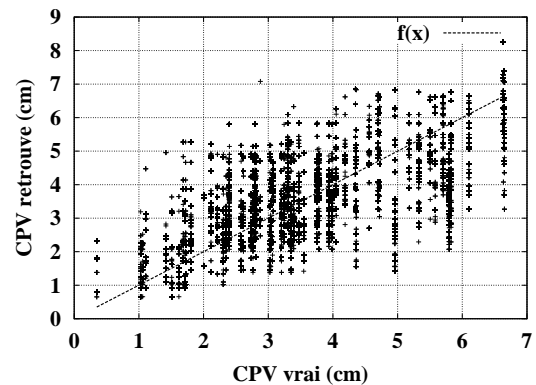
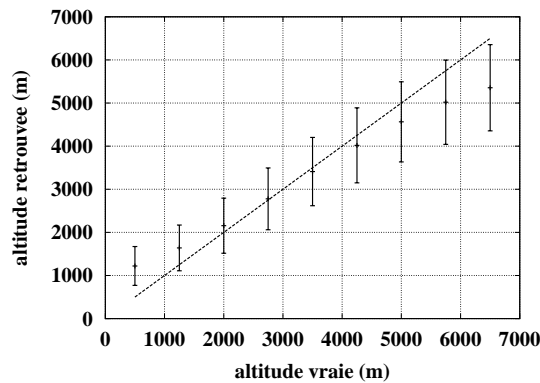
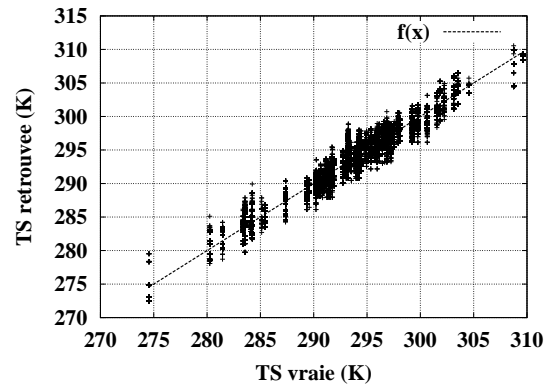
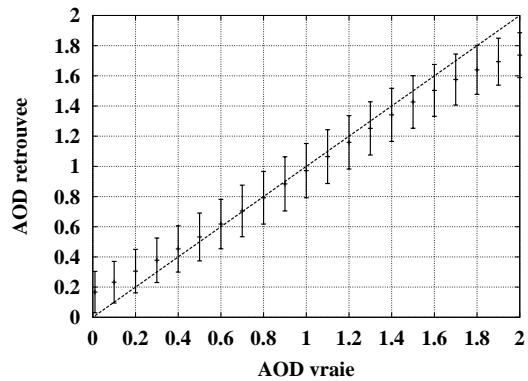


FIG. 6.8 – Validation de l'inversion en épaisseur optique (en haut) et en altitude (en bas) par LUT : moyenne et déviation standard de l'AOD (resp. altitude) retrouvée en fonction de l'AOD (resp. altitude) vraie, obtenues sur tous les ensembles de 8 températures de brillance contenus dans la LUT

FIG. 6.9 – Validation de l'inversion en température de surface (TS) et en contenu en vapeur d'eau précipitable (CPV) par LUT : moyenne et déviation standard de la valeur retrouvée en fonction de la valeur vraie, obtenues sur tous les ensembles de 8 températures de brillance contenus dans la LUT

Cela s'explique par la forme des LUT : l'algorithme moyenne plusieurs valeurs symétriquement distribuées autour de la valeur vraie pour les valeurs moyennes, mais non symétriquement distribuées pour les valeurs extrêmes. Ainsi, si la valeur vraie de l'AOD vaut 0.6, des situations correspondant à des AOD valant 0.5 ou 0.7 seront considérées proches et moyennées, tandis que si l'AOD vraie vaut 0.01, des situations correspondant à des AOD valant 0.1 seront moyennées, mais sans compensation par des valeurs plus faibles que 0.01. Pour les fortes valeurs, l'extension des tables vers des valeurs plus importantes encore, même si elles sont irréalistes, résout naturellement le problème. Pour les faibles valeurs, ce genre de correction ne peut pas être mis en place. Par contre, une étude plus fine des cas posant problème montre que c'est surtout pour des profils atmosphériques extrêmes, dont l'occurrence est faible, que les faibles AOD et altitudes sont surestimées. Ainsi, dans le cas d'une AOD « vraie » de 0.01, si l'on applique l'inversion seulement aux situations correspondant aux atmosphères TIGR dont l'occurrence est importante (on garde les 50 atmosphères les plus

souvent considérées comme plus proches des observations pour une journée donnée), la moyenne de l'AOD retrouvée vaut 0.06 contre 0.17 précédemment.

Toujours dans un souci de vérifier la cohérence de l'algorithme d'inversion, nous avons adopté la même approche pour la validation de l'inversion en terme de variables atmosphériques, en nous concentrant plus particulièrement sur la température de surface (K) et le contenu total en vapeur d'eau (cm). La valeur "vraie" est celle de l'atmosphère TIGR testée, la valeur "retrouvée" est la moyenne des valeurs des atmosphères TIGR correspondant aux situations considérées comme les plus proches au sens de la distance D et tombant dans le cercle de rayon $D + e$.

La figure 6.9 montre que la température de surface est relativement bien retrouvée (l'écart quadratique moyen entre la température vraie et retrouvée est 0.68 K), alors que le contenu en vapeur d'eau pose plus de difficultés (l'écart quadratique moyen est de 0.71 cm). Il y a plusieurs raisons à cela. D'abord, l'inversion en vapeur d'eau reste, d'une manière générale, l'une des plus difficile et requiert des algorithmes plus sophistiqués (voir par exemple [Chaboureau et al.(1998)]). Ensuite, les 8 canaux choisis ont des fonctions de poids qui pointent très bas, la haute troposphère est donc mal observée. Or le contenu en vapeur d'eau total intègre également la vapeur d'eau aux hautes altitudes. Enfin, rien d'étonnant à ce que l'inversion en situation atmosphérique soit moins bonne que l'inversion en aérosols car les 8 canaux n'ont pas été choisis pour cela, et la distance D n'a pas non plus été déterminée pour optimiser cette inversion.

TAB. 6.4 – Robustesse de l’algorithme d’inversion à la distribution verticale des aérosols. Les distributions 1 et 2 sont schématisées figure 3.18.

distribution verticale	\bar{z} (m)	altitude retrouvée (m)
1	2110	2310
2	3285	3400

6.3.4 Etudes de sensibilité

En accord avec les résultats de la modélisation directe (chapitre 3), notre inversion considère une couche d’aérosol homogène constituée d’un seul modèle d’aérosol (le modèle MITR). Nous allons vérifier maintenant que la robustesse de l’algorithme à ces hypothèses est bonne.

6.3.4.1 Sensibilité à la distribution verticale des aérosols

Les LUT ont été calculées pour des profils verticaux d’aérosols homogènes et remplissant une seule couche « 4A » (voir annexe I), dont l’épaisseur physique varie entre 500 m à la surface et 800 m vers 12 km. Or, la distribution verticale des poussières peut être plus compliquée, des observations ayant montré que le transport se produit parfois dans deux ou trois couches distinctes. On a introduit dans la partie 3.4.3 la notion d’altitude moyenne, \bar{z} , ou altitude équivalente infrarouge, qui est l’altitude que l’on peut retrouver dans les cas de distribution verticale complexe. Une étude de sensibilité pour le cas d’une couche très épaisse (cas 1 de la figure 3.18) et d’une couche en deux feuillets (cas 2 de la même figure) a été conduite pour environ 300 situations atmosphériques : dans les deux cas, la moyenne de l’altitude retrouvée est en accord avec l’altitude moyenne à moins de 200 m (voir le tableau 6.4).

6.3.4.2 Robustesse de l’inversion au modèle d’aérosol

Nous avons également vérifié la robustesse de l’inversion à une erreur potentielle sur le modèle d’aérosol, i.e. sur sa distribution de taille, sa forme ou ses indices de réfraction. En considérant une distribution de taille lognormale et en échantillonnant son rayon effectif entre 0.5 et 5 μm , des simulations réalisées sur presque 300 atmosphères, 3 AOD et 2 altitudes différentes prouvent que l’effet d’un changement de la distribution de taille sur l’AOD ou l’altitude retrouvée n’est que de 10% au maximum (figure 6.10). Ceci est en accord avec les résultats théoriques de la partie 2.4.2.

L’effet de la forme a été étudié avec un code de T-Matrix, en supposant une forme de sphéroïdes avec un rapport d’aspect de 2. Bien que ce ne soit pas une représentation réaliste des poussières désertiques (comme expliqué dans la partie 2.4.3) cela nous donne une valeur maximale de l’impact de l’asphéricité, étant donné qu’une moyenne sur plusieurs rapports d’aspect tend à diminuer l’effet d’asphéricité. L’impact sur les inversions est encore plus faible que l’impact de la taille, en dessous de

TAB. 6.5 – *Effet de la forme des particules sur l'inversion des observations AIRS en AOD et en altitude.*

AOD vraie	AOD retrouvée (sphères)	AOD retrouvée (sphéroïdes)
0.3	0.366 ± 0.167	0.332 ± 0.155
0.6	0.645 ± 0.201	0.553 ± 0.171
0.9	0.945 ± 0.229	0.787 ± 0.197
Altitude vraie (m)	Alt. retrouvée (sphères) (m)	Alt. retrouvée (sphéroïdes) (m)
2424	2434 ± 985	2623 ± 1052
4145	4058 ± 1004	4289 ± 1013

10% (table 6.5).

L'impact de l'indice de réfraction est plus difficile à étudier car il dépend de 16 variables relativement indépendantes, qui sont les parties réelles et imaginaires de l'indice aux 8 longueurs d'onde centrales des canaux AIRS considérés ici. C'est un problème qui a déjà été soulevé au chapitre 2 dans la partie 2.4.4. Une étude de sensibilité a été conduite, en utilisant les 5 jeux de données de la table 2.3.

Les résultats sont présentés dans la table 6.6 et peuvent être résumés ainsi :

- si l'aérosol réel est décrit pas les indices du jeu "Sahara dust-Barbados", au lieu de OPAC-MITR, alors l'épaisseur optique pourrait être sous-estimée légèrement, d'environ 20%, en accord avec le fait que ces deux jeux sont assez proches.

- si l'aérosol est décrit par l'un des trois autres jeux de données, considérons une situation avec une AOD "vraie" (calculée pour l'un de ces trois modèles) de l'ordre de 0.9 (à 10 μm). On observe alors que l'AOD retrouvée par l'algorithme développé sur la base du modèle MITR est toujours inférieure à 0.5. Comme l'inversion appliquée aux vraies observations, avec ce même algorithme développé pour le modèle MITR, conduit à des valeurs parfois supérieures à 0.8 (voir par exemple la figure 6.11), alors on peut en déduire que les trois jeux de données "mineral", "dust-like" et "Fou-quart+WMO" ne représentent pas l'aérosol observé (sinon, ils devraient être présents dans des quantités permettant d'atteindre une AOD vraie infrarouge de presque 1.5, ce qui correspond à une AOD visible supérieure à 4 et qui est irréaliste).

Ceci est en accord avec les conclusions de [Sokolik et al.(1998)] qui préconisent l'utilisation des indices de réfraction "Sahara dust-Barbados" pour modéliser les propriétés optiques des poussières originaires du Sahara que l'on retrouve sur l'Atlantique.

6.3.4.3 Contamination par d'autres types d'aérosols

La contamination par d'autres types d'aérosols a également été considérée. Les aérosols liés aux feux de biomasse, ou d'origine anthropique, comme les aérosols sulfatés ou les suies, sont beaucoup plus petits que les poussières désertiques. En conséquence, leur rapport d'extinction visible/infrarouge est très faible (de l'ordre de 1/20) et donc leur épaisseur optique est négligeable comparée à celle des poussières

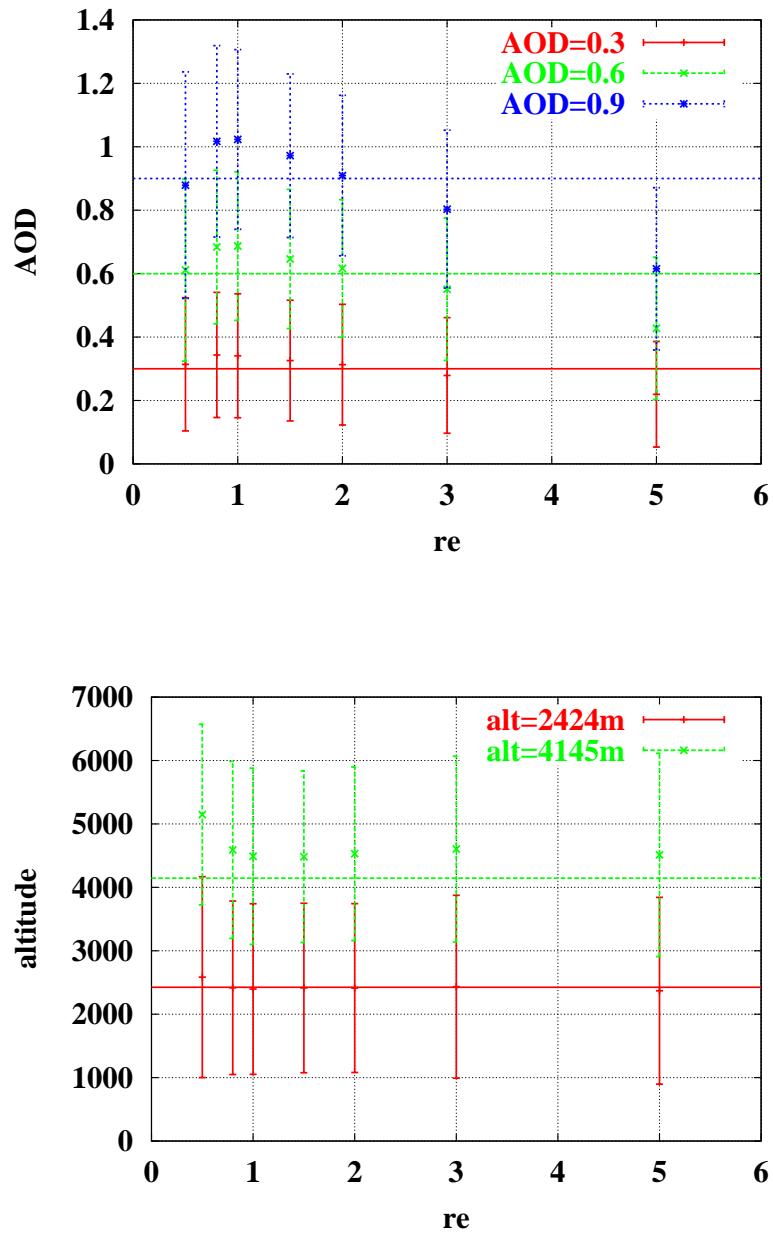


FIG. 6.10 – Effet de la taille des poussières sur l'inversion AIRS : moyenne et déviation standard de l'AOD retrouvée (en haut) et de l'altitude retrouvée (en bas) en fonction du rayon effectif des poussières. Chaque couleur représente une valeur de l'AOD (resp. altitude) "vraie".

TAB. 6.6 – *Effet de l'indice de réfraction des poussières sur l'inversion des observations AIRS en AOD et en altitude.*

AOD vraie	AOD retrouvée				
	"OPAC-MITR"	"Sahara dust-Barbados"	"dust-like"	"mineral"	"SHADE (Fouquart+WMO)"
0.3	0.34	0.26	0.18	0.15	0.11
0.6	0.66	0.52	0.31	0.27	0.19
0.9	0.97	0.76	0.43	0.37	0.27
Altitude vraie	Altitude retrouvée				
	"MITR"	"Volz"	"dust-like"	"mineral"	"Fouquart"
2424	2412	2764	3211	2864	2104
4145	4407	4786	4925	4771	3548

(cf partie 2.4.1). Excepté les poussières désertiques, le seul autre type d'aérosol avec un mode grossier prédominant est l'aérosol marin. Cependant, comme son épaisseur optique est très faible (de l'ordre de 0.1), [Smirnov et al.(2003)] et parce qu'il est situé dans la couche limite marine [Maring et al.(2003a)], son effet sur l'inversion est négligeable. Nous avons montré par des simulations qu'une quantité d'aérosols marins avec une AOD de 0.2 augmente la valeur de l'AOD retrouvée de seulement 0.03 en moyenne. Précisons également que, par le calcul des "deltacs", la suppression des biais systématiques entre modèle (sans aérosols) et observations annule l'effet des aérosols de fond sur les températures de brillance observées (voir partie 6.1.2). En conséquence, la partie constante dans le temps de l'AOD des sels marins ne produit pas de biais sur les AOD de poussières retrouvées.

6.4 Résultats et validation

L'algorithme d'inversion décrit ci-dessus a été appliqué à 6 mois d'observations AIRS (avril à septembre 2003) au-dessus de l'Atlantique nord (0° - 45° N, 10° - 70° W), c'est-à-dire sous le vent du Sahara. Cette zone a été choisie car c'est la zone sur mer pour laquelle l'épaisseur optique des aérosols désertiques est maximale. De plus, le transport y a été beaucoup étudié et possède des caractéristiques qui nous permettront de valider nos résultats.

6.4.1 Inversion en épaisseur optique

L'inversion des observations s'effectue pixel AIRS par pixel AIRS, jour après jour (le traitement des 6 mois de données sur la zone étudiée prend quelques heures). A titre d'exemple, la figure 6.11 présente des résultats journaliers (27 et 28 avril 2003). On observe un évènement de poussières qui arrive du Sahara et se déplace vers l'ouest de l'Atlantique en quelques jours. L'épaisseur optique peut atteindre localement une valeur de 0.9 et diminue avec le transport, ce qui reflète le dépôt des particules, par sédimentation (dépôt sec) ou lessivage (dépôt humide). Les pixels manquants correspondent à des pixels classés nuageux. Remarquons que l'AOD retrouvée ne présente pas de dépendance à l'angle de visée du satellite, ce qui justifie a posteriori la réalisation d'une LUT pour la situation nadir seulement.

En moyenne sur toutes les journées d'observation, on a pour chaque pixel AIRS une quarantaine de situations qui tombent dans le cercle de distance associé à chaque inversion (voir partie 6.3.2). Une estimation de la dispersion des inversions peut être obtenue en calculant la déviation standard des AOD et altitudes de ces situations qui sont moyennées pour obtenir le résultat final de l'inversion. Les déviations standards de l'AOD et de l'altitude sont respectivement 0.11 et 1150 m. Ces valeurs correspondent à une observation. Quand on passe à la moyenne mensuelle, chaque boîte $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ contient une centaine d'inversions, ce qui augmente la précision des résultats. Cependant, la déviation standard mensuelle ne peut pas être utilisée comme une estimation de l'incertitude à cause de la variabilité temporelle naturelle du signal (pour une même boîte, il y a des journées sans aérosols et d'autres avec...).

Sur la figure 6.12 nous présentons les résultats moyennés mensuellement (colonne de gauche) sur des boîtes $1^{\circ} \times 1^{\circ}$, pour les mois d'avril à septembre 2003. La colonne du milieu correspond à l'épaisseur optique à $0.55 \mu m$ retrouvée par MODIS, et celle de droite à l'altitude retrouvée par AIRS. L'analyse de la comparaison entre MODIS et AIRS est faite partie 6.4.1.2, l'analyse de l'altitude est faite dans la partie 6.4.2.

6.4.1.1 Comparaison avec les mesures AERONET

Pour la validation des épaisseurs optiques obtenues par mesures satellitales, le réseau AERONET est généralement présenté comme étant incontournable. C'est vrai

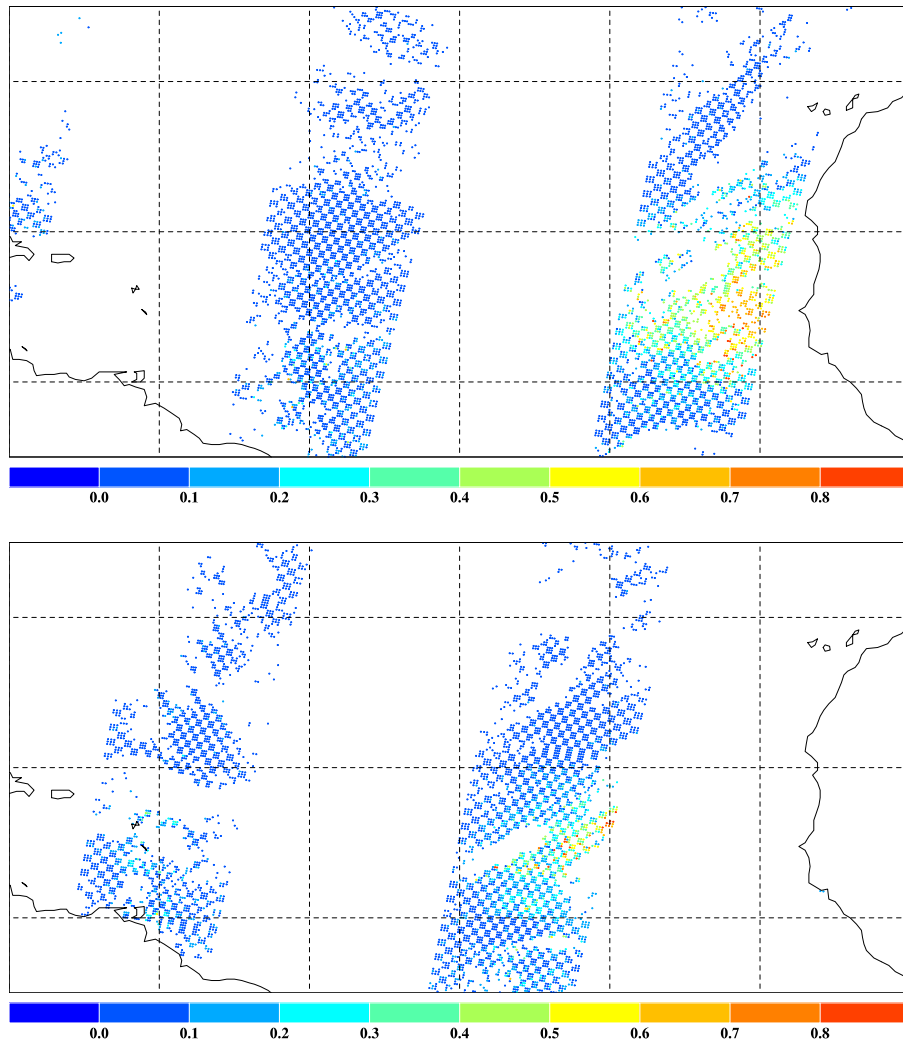


FIG. 6.11 – *Épaisseur optique à 10 μm d'un événement de poussières désertiques au-dessus de l'Atlantique nord (5°-35°N, 10°-70°W), pour les journées des 27 et 28 avril 2003.*

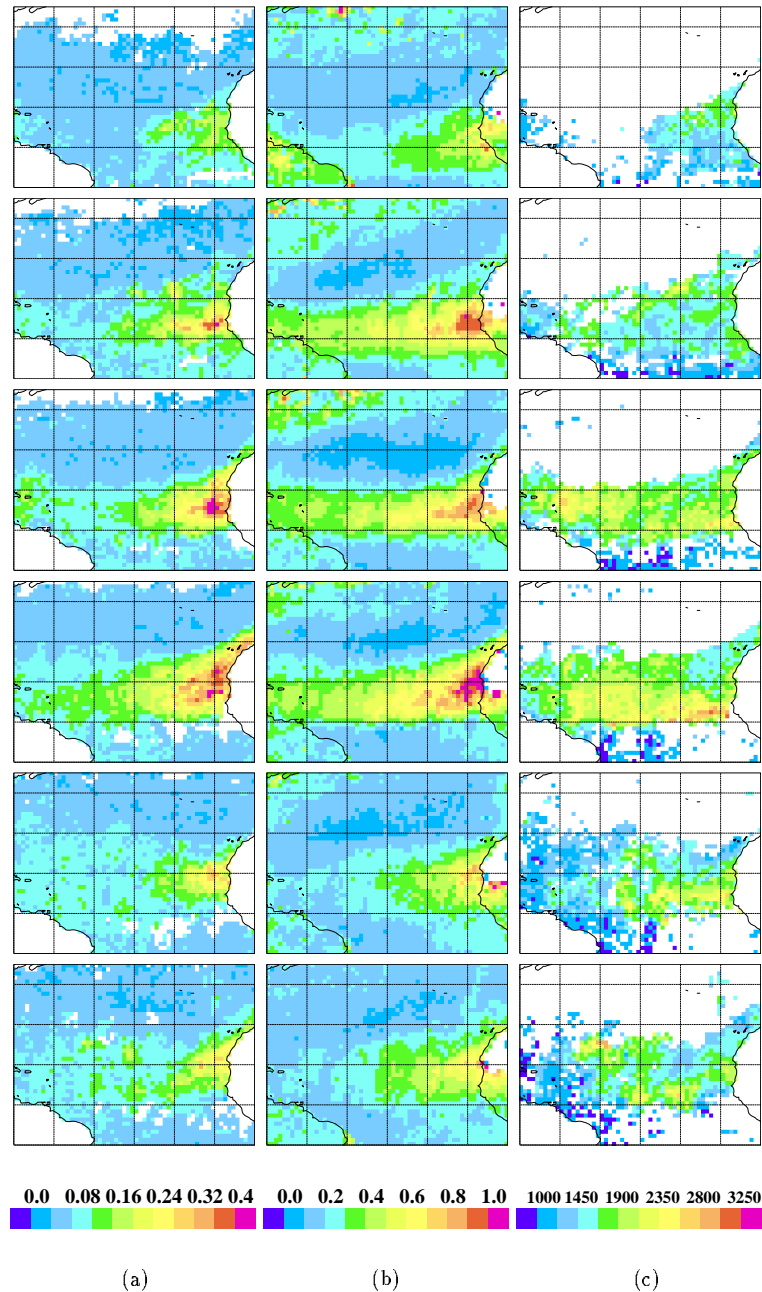


FIG. 6.12 – De gauche à droite : moyenne mensuelle de (a) AOD à $10 \mu\text{m}$ retrouvée par AIRS (b) AOD à $0.55 \mu\text{m}$ retrouvée par MODIS (c) altitude moyenne retrouvée par AIRS pour la couche d'aérosols sahariens au-dessus de l'Océan Atlantique tropical nord (10° - 70° W, 0° - 45° N). De haut en bas : avril à septembre 2003. Les données manquantes pour l'altitude correspondent aux boîtes où l'épaisseur optique à $10 \mu\text{m}$ est inférieure à 0.08.

pour les instruments embarqués travaillant dans le visible, c'est moins vrai dans notre cas, pour les raisons suivantes :

- les épaisseurs optiques mesurées par AERONET sont les AOD visibles ou proche-infrarouge, et non pas l'AOD à $10 \mu m$, or on a vu que le passage d'une longueur d'onde à une autre nécessite la connaissance a priori de la distribution de taille des particules, et également un jeu d'indices de réfraction qui soit fiable à toutes les longueurs d'onde utilisées.
- notre algorithme d'inversion fonctionne avec des observations de nuit (1h30 heure locale à l'équateur) alors que les inversions AERONET utilisent le rayonnement solaire et ne sont donc disponibles que de jour. Or, en quelques heures seulement la quantité d'aérosol au-dessus d'un même point (i.e. une station AERONET) peut varier fortement (voir par exemple le déplacement effectué par le nuage de poussières en 24 heures sur la figure 6.11).
- l'inversion au-dessus d'un point donné n'est possible qu'un jour sur 3 ou 4 environ, à cause des nuages d'une part et à cause de la fauchée limitée d'AIRS d'autre part. Et même pour un photomètre AERONET, la contrainte d'un ciel sans nuage empêche également d'avoir des inversions tous les jours.

Pour illustrer ces quelques problèmes, nous présentons néanmoins figure 6.13 une comparaison de l'AOD AIRS et de l'AOD AERONET au-dessus du Cap Vert pour le mois de juin 2003. Attention, deux mesures AERONET et AIRS correspondant à la même date sont en réalité espacées de plusieurs heures (5 heures au moins, et jusqu'à 17 heures)! On observe que les variations de l'AOD sont très rapides : par exemple, les mesures par photomètre des deux journées consécutives des 10 et 11 juin présentent un rapport 2. Il est donc impossible d'interpoler les mesures de jour pour obtenir les mesures de nuit, et a fortiori obtenir des valeurs de l'AOD pour des journées sans inversion AERONET. On observe aussi que, en général, l'AOD infrarouge est inférieure à l'AOD visible lorsque les deux mesures sont disponibles, ce qui était attendu.

6.4.1.2 Comparaison avec les inversions de MODIS

Comparer les résultats des inversions AIRS avec un autre produit satellite est une approche satisfaisante puisqu'elle a l'avantage d'une couverture spatiale étendue. Pour l'inversion satellite des propriétés des aérosols, MODIS est un instrument clé dont les AOD ont été validées avec AERONET [Remer et al.(2002)] et comparées avec d'autres inversions satellitaires, des simulations de modèles et des mesures de photomètres solaires [Kinne et al.(2003)]. Par contre, la parfaite coïncidence spatio-temporelles des instruments AIRS et MODIS ne peut pas être exploitée car les inversions AIRS sont effectuées seulement de nuit et celles de MODIS uniquement de jour.

Revenons sur la figure 6.12. Visuellement, il y a un très bon accord : les deux AOD présentent les mêmes caractéristiques spatio-temporelles. Par exemple, le maximum est atteint lors des mois de juin et juillet, et le panache de poussières se déplace légèrement du sud vers le nord d'avril à août. Il faut noter que, à cause de la prise en

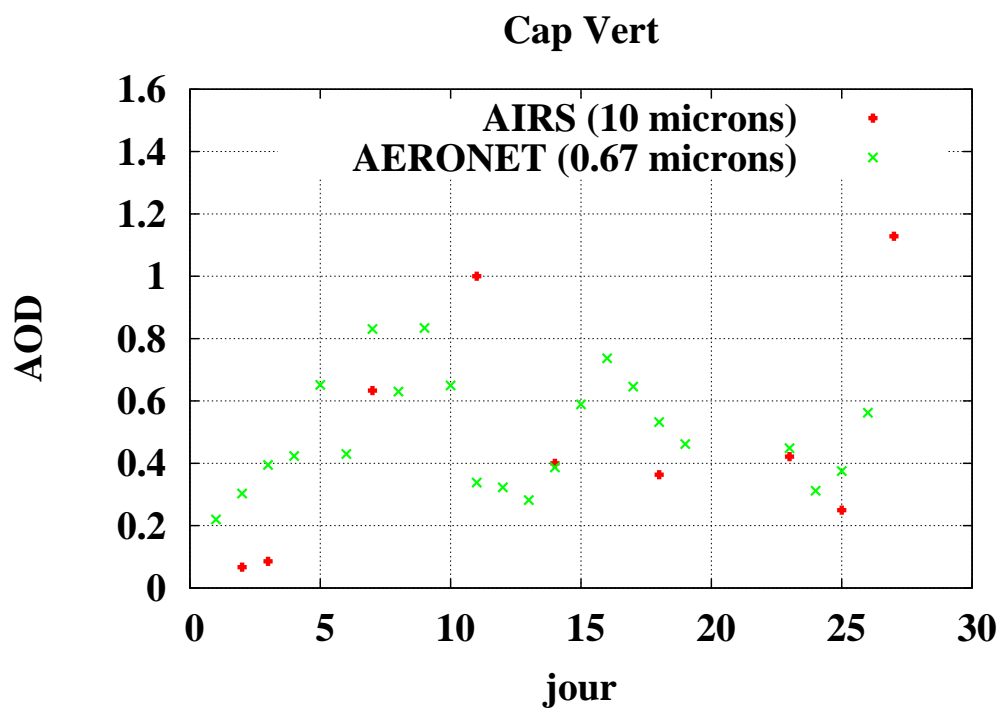


FIG. 6.13 – AOD à $10\ \mu\text{m}$ retrouvée par AIRS et AOD à $0.67\ \mu\text{m}$ retrouvée par AERONET au dessus du Cap vert, du 1er au 30 juin 2003.

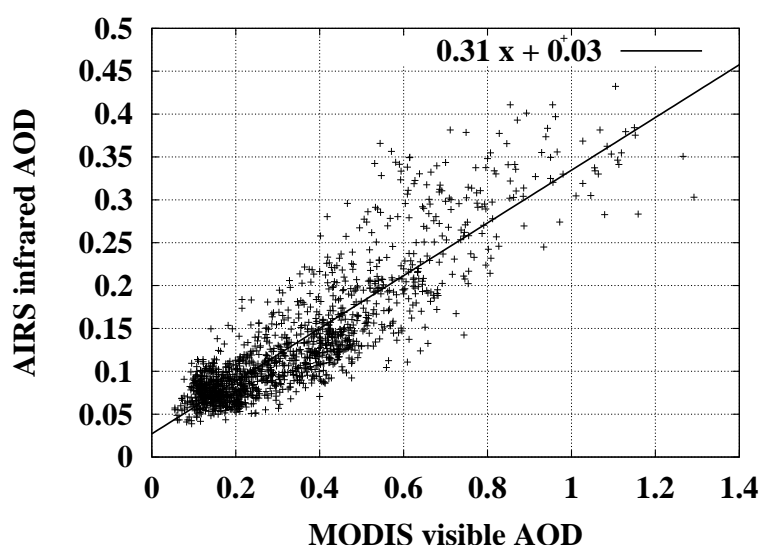


FIG. 6.14 – AOD à $10\ \mu\text{m}$ retrouvée par AIRS en fonction de l'AOD à $0.55\ \mu\text{m}$ retrouvée par MODIS, pour juillet 2003, zone $0^\circ\text{-}30^\circ\text{N}$, $10^\circ\text{-}60^\circ\text{W}$. Chaque point est la moyenne mensuelle sur une boîte $1^\circ \times 1^\circ$. Le coefficient de corrélation vaut 0.88 et la pente de la droite de régression est 0.31.

compte du biais systématique observations-modèle (voir partie 6.1.2), à cause de l'importance relative des espèces d'aérosols dans l'infrarouge, et à cause de la construction des LUT, (partie 6.3.4.3), le produit AIRS est l'AOD des poussières désertiques seulement, alors que le produit MODIS est l'AOD totale, i.e. pour toutes les espèces d'aérosols, incluant ainsi les poussières, mais aussi les sulfates, les aérosols carbonés, les aérosols marins. Ainsi, les aérosols détectés par MODIS au-delà de 30°N sont principalement des aérosols anthropogéniques provenant d'Amérique du Nord. En conséquence, les comparaisons entre MODIS et AIRS se limiteront par la suite à la bande de latitude $0^\circ\text{-}30^\circ\text{N}$.

Sur la figure 6.14, l'AOD à $10\ \mu\text{m}$ retrouvée par AIRS est tracée en fonction de l'AOD à $0.55\ \mu\text{m}$ retrouvée par MODIS, pour juillet 2003. Il y a une relation linéaire très satisfaisante entre les deux produits, avec un fort coefficient de corrélation : 0.88. La pente de la droite de régression, c'est-à-dire le rapport moyen \bar{R} entre l'AOD infrarouge et l'AOD visible, qui est aussi le rapport entre les sections efficaces d'extinction, est de 0.31. Pour les autres mois, cette valeur oscille entre 0.22 et 0.32 pour toute la zone $0\text{-}30^\circ\text{N}$, $10\text{-}60^\circ\text{W}$.

La valeur observée (0.31) se compare assez bien avec les rapports calculés par [Highwood et al.(2003)] pour 3 modèles de poussières : 0.34, 0.37, et 0.59. Notre valeur est légèrement plus faible, mais c'est une moyenne sur une zone très large pour un mois, alors que les valeurs rapportées par [Highwood et al.(2003)] sont obtenues avec une distribution de taille observée pendant un vol avion, le 25 septembre 2000, de Dakar aux îles du Cap Vert.

En utilisant les inversions en tailles obtenues par [Dubovik and King (2000)] (rayon

TAB. 6.7 – Rapport calculé et observé entre l'AOD à $10 \mu\text{m}$ et l'AOD à $0.55 \mu\text{m}$, au-dessus du Cap Vert

	avril	mai	juin
\bar{R}_{calc}	0.44	0.54	0.65
\bar{R}_{obs}	0.42	0.32	0.42

effectif et largeur des modes fins et grossiers), les indices de réfraction à $0.55 \mu\text{m}$ utilisés dans l'inversion MODIS, et les indices de réfraction à $10 \mu\text{m}$ du modèle MITR, nous avons calculé avec un code de Mie la valeur théorique de ce rapport (tableau 6.7). L'ordre de grandeur est correct, même si le rapport observé semble légèrement en deçà du rapport calculé. Mais, là encore, il faut souligner que la comparaison n'est pas évidente car les inversions en taille AERONET ne sont disponibles que 2 à 5 jours par mois, tandis que le rapport AIRS/MODIS est une moyenne mensuelle. On peut émettre deux hypothèses pour expliquer que le rapport observé est inférieur au rapport calculé :

- l'AOD MODIS prend en compte toutes les espèces d'aérosols, et même si l'on fait l'hypothèse justifiable que pour la zone considérée les poussières sont l'espèce prédominante, on ne peut être sûr de l'absence de toute autre espèce plus fine.
- des études récentes ont souligné que l'AOD MODIS à la longueur d'onde de $0.55 \mu\text{m}$ était probablement surestimée pour les aérosols désertiques loin des sources [Levy et al.(2003)].

Remarquons que les valeurs \bar{R}_{obs} de la table 6.7, obtenues localement au-dessus du Cap Vert sont en meilleur accord avec les valeurs rapportées par [Highwood et al.(2003)] que ne l'étaient les valeurs du rapport pour toute la zone $0-30^\circ\text{N}$, $10-60^\circ\text{W}$.

Une autre constatation, qui peut s'observer directement sur les cartes de la figure 6.12, et qui est plus visible sur la figure 6.15 est la décroissance de \bar{R} avec le transport : le nuage de poussières de MODIS semble s'étendre plus loin vers l'ouest que celui d'AIRS, et lorsque l'on calcule \bar{R} par bande de longitude, on observe bien qu'il décroît de 0.35 à 0.22. Ceci nous révèle que les grosses particules sédimentent plus rapidement que les particules fines, ce qui est en accord avec la théorie et avec d'autres observations, par exemple [Maring et al.(2003b)].

6.4.1.3 Comparaison avec les sorties du modèle LMDZ-INCA

Une autre source de produits aérosols à l'échelle globale est la modélisation. Le modèle couplé LMDz-INCA (décrit dans la partie 1.4), piloté par les champs de vent du CEPMMT, fournit par exemple les charges en poussières (en gm^{-2}) pour la période d'intérêt ici : avril à septembre 2003 [Balkanski, communication privée]. La figure 6.16 présente une comparaison entre la charge en poussières, intégrée verticalement, simulée dans LMDz-INCA, et l'épaisseur optique infrarouge retrouvée par

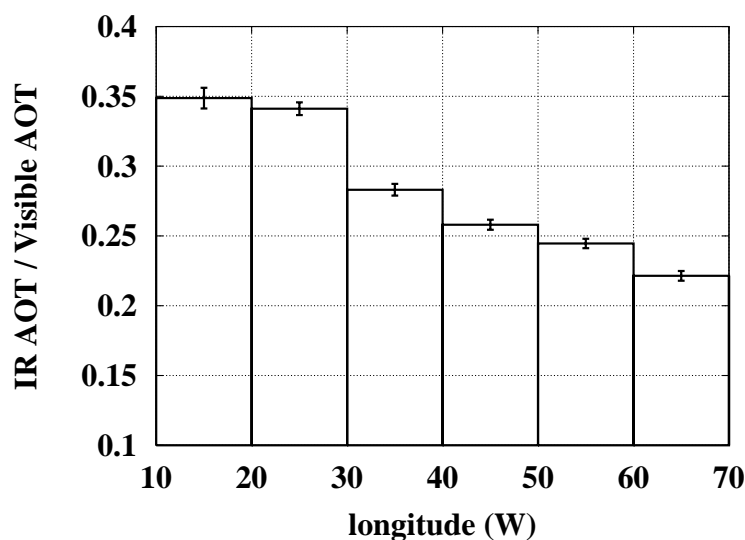


FIG. 6.15 – Rapport de l'AOD à $10\ \mu\text{m}$ retrouvée par AIRS sur l'AOD à $0.55\ \mu\text{m}$ retrouvée par MODIS, pour juillet 2003, pour la bande $0^\circ\text{-}30^\circ\text{N}$, en fonction de la longitude (de la côte Africaine à la mer des Caraïbes). Pour chaque bande de longitude, la barre d'erreur est l'erreur sur la pente de la droite de régression.

AIRS. L'accord entre les simulations et les inversions est relativement bon. Par contre, il n'est pas possible de comparer quantitativement les deux grandeurs : la conversion de la charge en AOD requiert une bonne connaissance de la distribution de taille, et cette dernière est modélisée dans LMDz-INCA par une distribution monomodale mélangeant les contributions des modes fin et grossier, ce qui n'est pas adapté au calcul des propriétés optiques dans l'infrarouge. Pour plus d'explications sur ce point, voir le chapitre 7.

6.4.2 Inversion en altitude

Un exemple d'inversion en altitude pour l'évènement dont l'épaisseur optique est tracée figure 6.11 est représenté figure 6.17. Seuls les pixels pour lesquels l'AOD est supérieure à 0.1 sont conservés, sinon, la notion d'altitude de la couche d'aérosol perd tout son sens. L'altitude retrouvée le second jour est plus faible que celle retrouvée le premier jour, ce qui est cohérent. Cependant, l'étude d'un seul évènement ne permet pas d'évaluer les résultats de l'inversion. Revenons donc à la figure 6.12, colonne de droite maintenant, qui montre l'altitude moyenne retrouvée pour la couche d'aérosols sahariens. La validation d'un tel résultat n'est pas évidente parce que les observations de l'altitude des poussières sur mer sont très rares et très locales, dans l'espace comme dans le temps. On peut citer néanmoins les observations de [Immler and Schrems(2003)], [Maring et al.(2003b)], [Prospero and Carlson(1972)], [J.S. Reid et al.(2002)]. L'altitude retrouvée est en accord avec ces observations, même si elle est en général légèrement plus faible car c'est une moyenne mensuelle et l'altitude journalière peut localement atteindre des valeurs plus élevées. Deux autres hypothèses doivent être évoquées. D'abord, on a vu que l'AOD infrarouge est avant

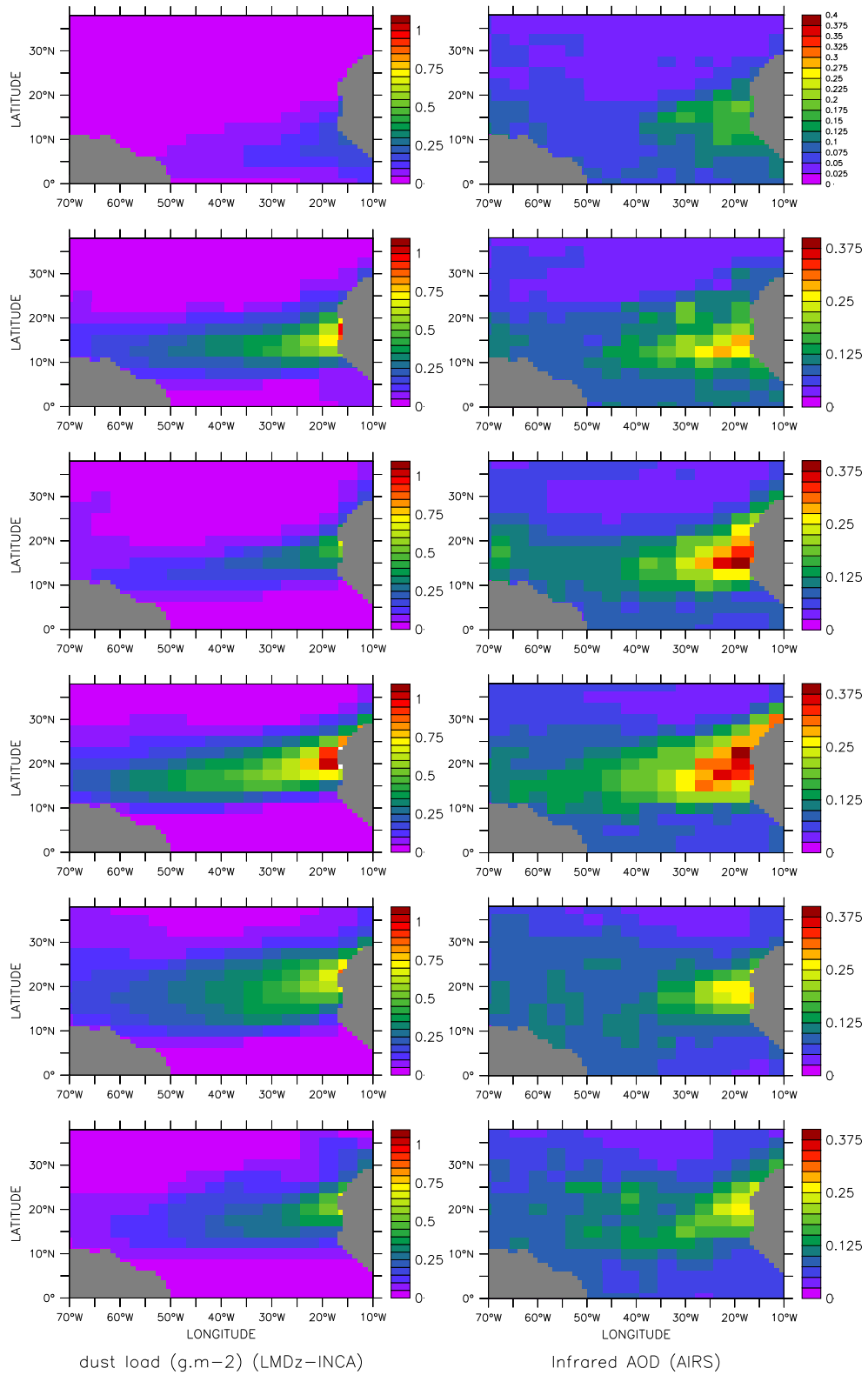


FIG. 6.16 – Contenu intégré en poussières dans LMDz-INCA (g.m^{-2}) (à gauche), AOD à $10 \mu\text{m}$ retrouvée par AIRS (à droite). De haut en bas : avril à septembre 2003.

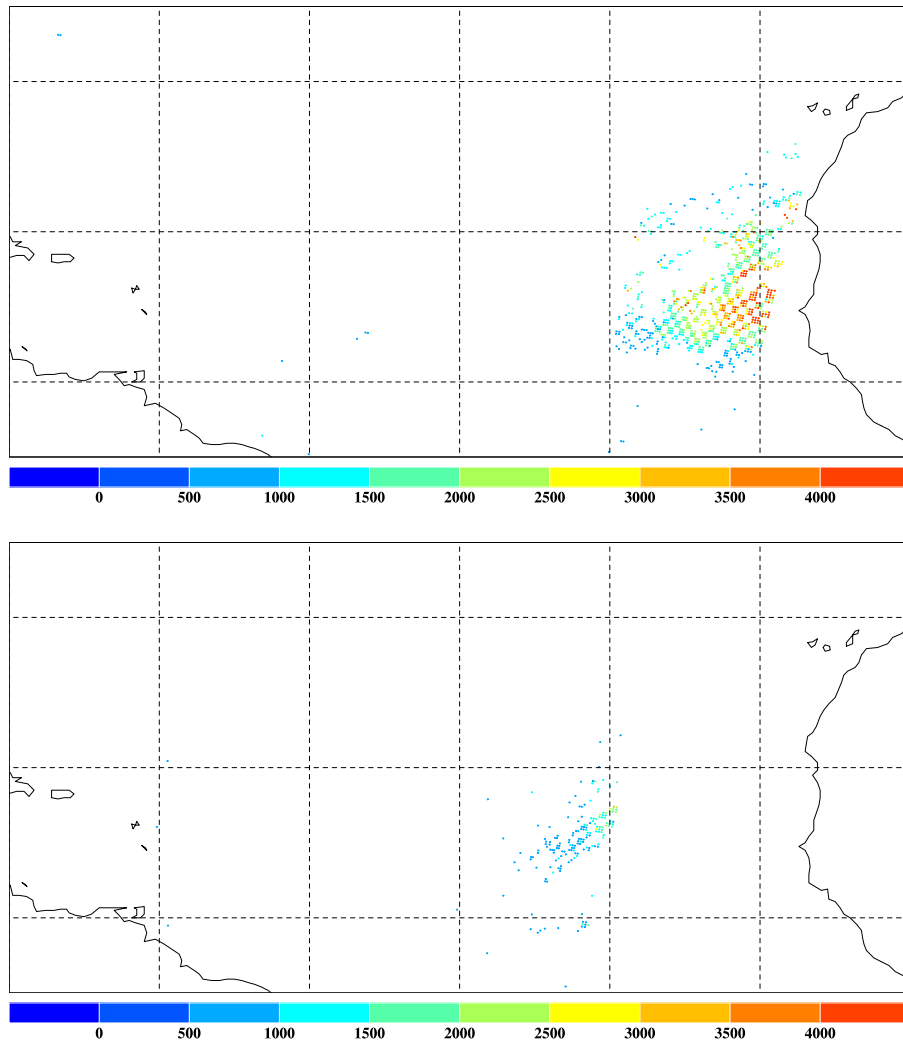


FIG. 6.17 – Altitude moyenne de la couche de poussières désertiques sahariennes au-dessus de l'Atlantique nord (5°-35°N, 10°-70°W), pour les journées des 27 et 28 avril 2003.

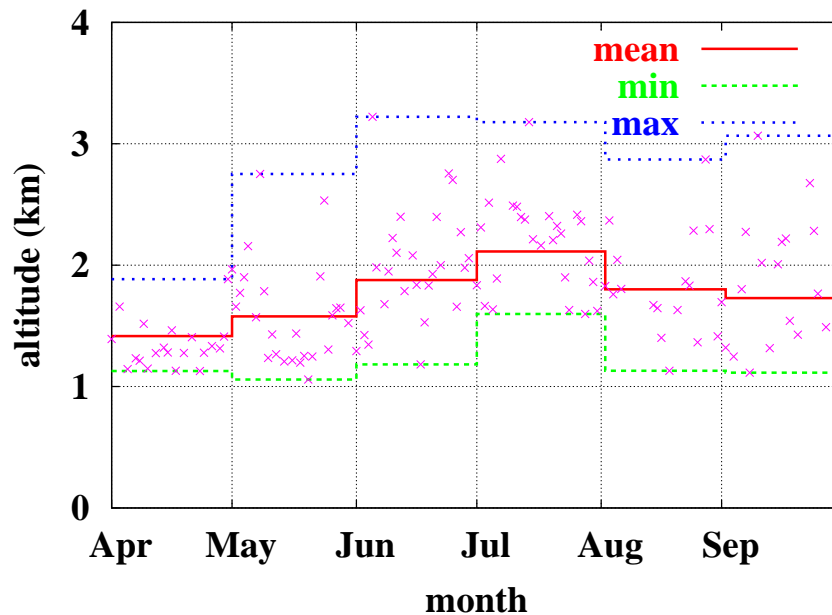


FIG. 6.18 – Evolution de l'altitude de la couche de poussières désertiques retrouvée par AIRS, au-dessus de la zone 10-20°N, 20-30°W (au-dessus du Cap-Vert), d'avril à septembre 2003. Chaque point représente une journée.

tout sensible au plus grosses particules, qui pourraient rester plus près de la surface que les particules plus fines d'après [Immler and Schrems(2003)] (mais ce n'est pas observé dans l'étude de [Maring et al.(2003a)]). Deuxièmement, en été, certains auteurs considèrent que tout le transport se fait dans la couche d'air saharien (SAL Saharan air layer) [Chiapello et al.(1995)], alors que d'autres auteurs rapportent des observations de poussières parfois dans la SAL seulement, parfois dans la SAL et la couche limite marine [J.S. Reid et al.(2002), Maring et al.(2003a)]. Cette deuxième configuration conduirait en effet à des valeurs moyennes mensuelles de l'altitude plus faible.

La figure 6.18 représente les valeurs journalières et mensuelles retrouvées pour l'altitude des poussières au-dessus du Cap-Vert. On observe bien un transport à plus haute altitude l'été, et une forte variabilité journalière. Ceci tendrait à valider l'hypothèse selon laquelle, même en été, une partie du transport peut avoir lieu dans la couche limite marine.

Une deuxième remarque que l'on peut faire sur les résultats de la figure 6.12 est la présence, au mois de juillet 2003, d'un gradient latitudinal de l'altitude, de 10°N à 30°N. A notre connaissance, ceci n'a jamais été rapporté, sans doute par manque d'observations de l'altitude à grande échelle spatiale, mais cela pourrait s'expliquer par une remontée des masses d'air au niveau de la zone de convergence intertropicale (ITCZ : InterTropical Convergence Zone), localisée vers 10°N au mois de juillet. Quand elles rencontrent l'air de la mousson, les masses d'air arrivant du nord de l'ITCZ,

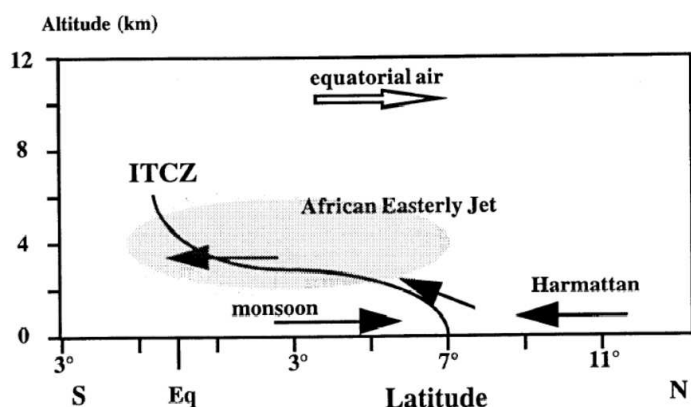


Figure 1. Meridional and vertical section of the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) boundary between the monsoon and the trade winds (Harmattan) (informations taken from *Leroux* [1973] and *Dhonneur* [1974]).

FIG. 6.19 – Coupe latitudinale schématique de l'ITCZ (source : [Jonquieres et al.(1998)]).

dans les alizés de nord-est, sont advectées au-dessus de l'air de la mousson (voir la figure 6.19), extraite de [Jonquieres et al.(1998)]). Cette hypothèse est en accord avec [Colarco et al.(2003)] : les simulations de leur modèle montrent un flux positif vertical de masse de poussières autour de l'ITCZ. Nous avons également observé le gradient latitudinal de l'altitude sur les inversions des observations TOVS (chapitre 5, partie 5.4.1).

6.4.3 Inversion des paramètres thermodynamiques

Puisque l'algorithme d'inversion fournit des paramètres thermodynamiques (profil de température et vapeur d'eau) en plus des paramètres aérosols, il est logique de vouloir vérifier la cohérence des variables thermodynamiques avec ce que l'on connaît. Comme précédemment, nous nous focaliserons sur deux grandeurs : la température de surface, et le contenu total en vapeur d'eau.

La température de surface retrouvée peut facilement être comparée avec la température de surface nocturne retrouvée par MODIS à bord de la plate-forme Aqua. L'avantage est que les deux instruments sont parfaitement co-localisés, il ne devrait donc pas y avoir de biais lié à l'échantillonnage temporel entre les deux produits. Les figures 6.20 et 6.21 présentent cette comparaison sous forme de moyenne mensuelle, par boîte $1^\circ \times 1^\circ$. L'accord est visuellement bon et prouve que la situation atmosphérique retrouvée par notre algorithme est cohérente.

Notons que l'inversion de la température de surface de la mer par l'instrument MODIS ne prend pas en compte l'effet éventuel des aérosols sur les radiances mesurées, ce qui peut biaiser la valeur retrouvée.

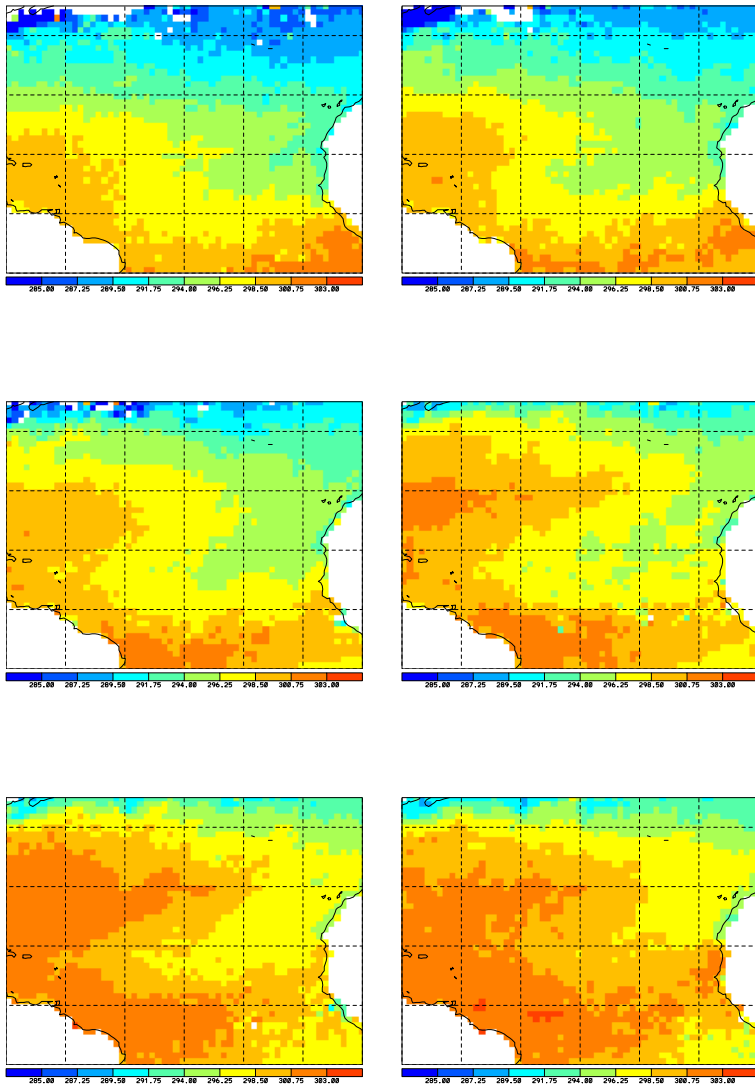


FIG. 6.20 – *Température de surface nocturne retrouvée par AIRS (K). De gauche à droite et de haut en bas : avril à septembre 2003. Echelle : de 285 à 303 K.*

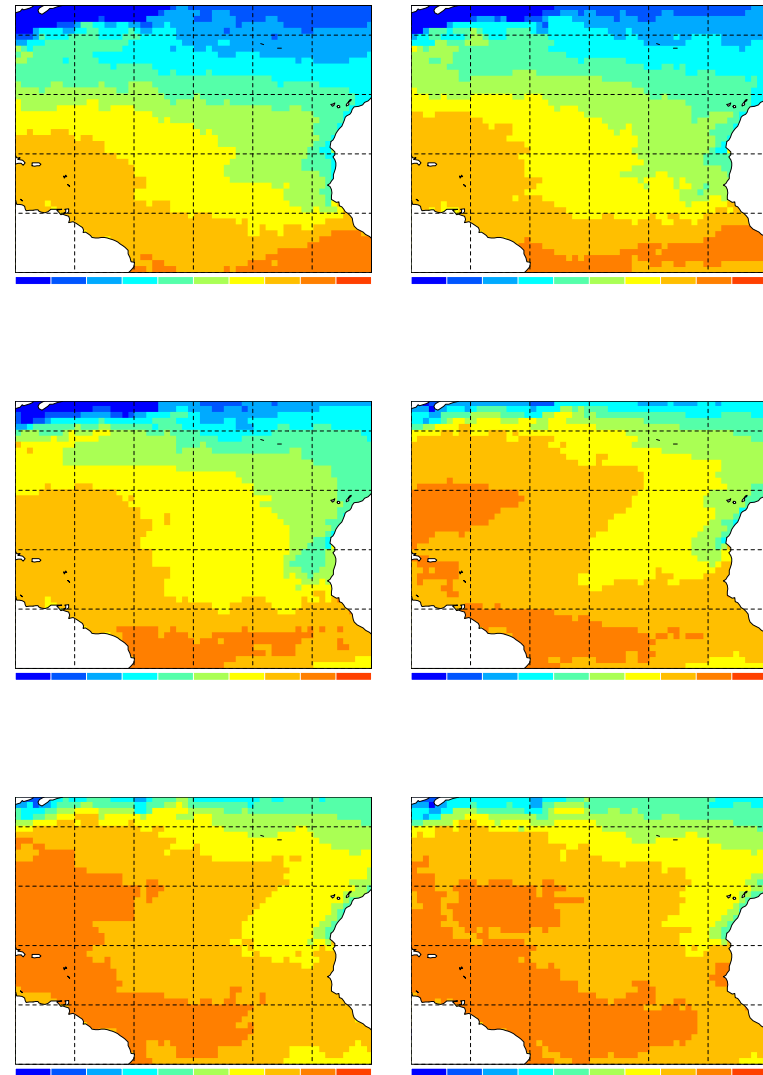


FIG. 6.21 – *Température de surface nocturne retrouvée par MODIS (K). De gauche à droite et de haut en bas : avril à septembre 2003. Echelle : de 285 à 303 K.*

Pour le contenu en vapeur d'eau, l'un des instruments de référence dans ce domaine est SSMI (Special Sensor Microwave Imager)[Wentz et al.(1997)]. Le produit "contenu total en vapeur d'eau" moyenné mensuellement est disponible sur le site http://www.ssmi.com/ssmi/ssmi_browse.html.

Cependant, il n'existe pas de produits pour la nuit seulement, mais un produit jour et nuit. De plus, les plates-formes d'AIRS et SSMI n'étant pas les mêmes, il peut y avoir une modification des conditions météorologiques entre le passage des deux satellites au-dessus du même point. Cependant, une moyenne mensuelle devrait supprimer ce deuxième inconvénient. La comparaison est présentée figures 6.22 et 6.23, et l'accord est satisfaisant. Nous n'étudierons pas plus en détails la température de surface et le contenu en vapeur d'eau car cela sort de l'objectif de ce travail.

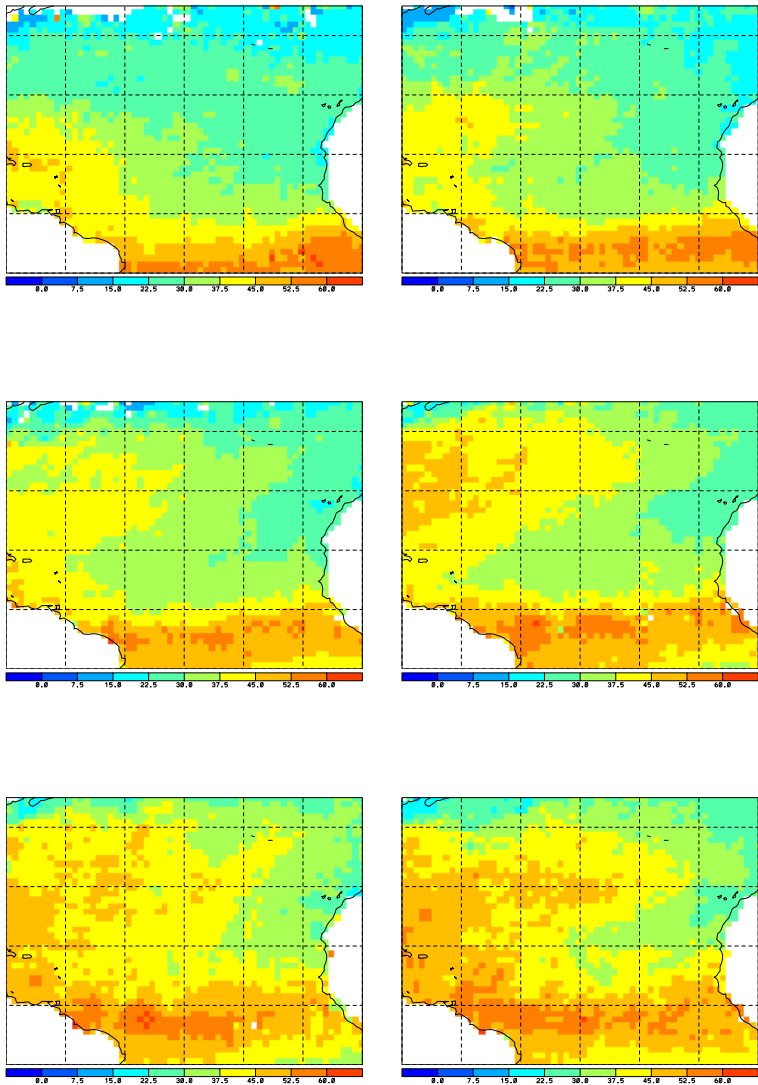


FIG. 6.22 – Contenu total en vapeur d'eau retrouvé par AIRS (nuit seulement) (mm). De gauche à droite et de haut en bas : avril à septembre 2003. Echelle : de 0 à 60 mm.

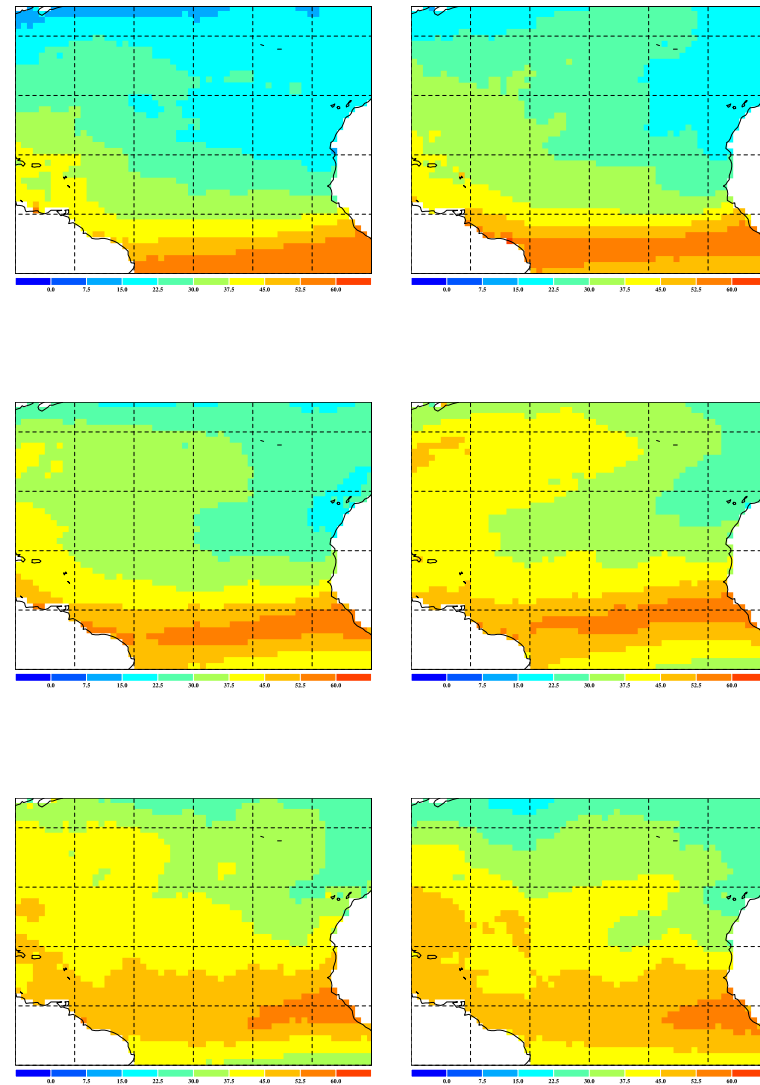


FIG. 6.23 – Contenu total en vapeur d'eau retrouvé par SSM/I (nuit et jour) (mm). De gauche à droite et de haut en bas : avril à septembre 2003. Echelle : de 0 à 60 mm.

6.5 Application de l'algorithme d'inversion pour l'interféromètre ARIES (campagne SHADE)

Lors de la campagne SHADE (Saharan Dust Experiment), en plus de nombreuses mesures in-situ des caractéristiques des poussières désertiques, un interféromètre infrarouge, ARIES (Airborne Research Interferometer Evaluation System) [Wilson et al. (1999)] embarqué sur avion, a permis d'obtenir des spectres infrarouges de scènes chargées en aérosols désertiques. L'objectif de cette étude est double : il s'agit à la fois de valider l'algorithme d'inversion établi pour AIRS grâce à des mesures in-situ, et d'étudier la possibilité de développer un algorithme semblable pour un interféromètre, et non plus un radiomètre, en particulier pour le futur interféromètre IASI (lancement en 2006, voir le chapitre 3, partie 3.1.4.2).

6.5.1 La campagne SHADE

La campagne SHADE (Saharan Dust Experiment) a eu lieu en septembre 2000 dans une zone s'étendant de Dakar aux îles du Cap-Vert, donc sous le vent du Sahara [Tanré et al.(2003)]. Plus d'informations peuvent être obtenues sur le site web <http://metresearch.net/africa/SHADE.htm>.

Lors de cette campagne, c'est pendant la journée du 25 septembre 2000 qu'il y a eu l'épisode de poussières sahariennes le plus fort. La figure 6.24 indique schématiquement le plan de vol de l'avion de recherche C130. A bord de cet avion, l'interféromètre ARIES collecte le rayonnement infrarouge. On voit que l'on dispose d'observations effectuées au-dessus de la couche d'aérosols sahariens (4 "runs" : R6, R11, R9 et R13). Nous utiliserons ici les radiances mesurées lors du tronçon le plus long et le plus fiable : R6 (entouré en turquoise). De plus, nous avons également à notre disposition les profils d'extinction visible des aérosols mesurés in-situ, repérés par P1, P9 et P14 (entourés en rouge). Enfin, nous utiliserons les mesures atmosphériques réalisées par les dropsondes lâchées pendant le run 6.

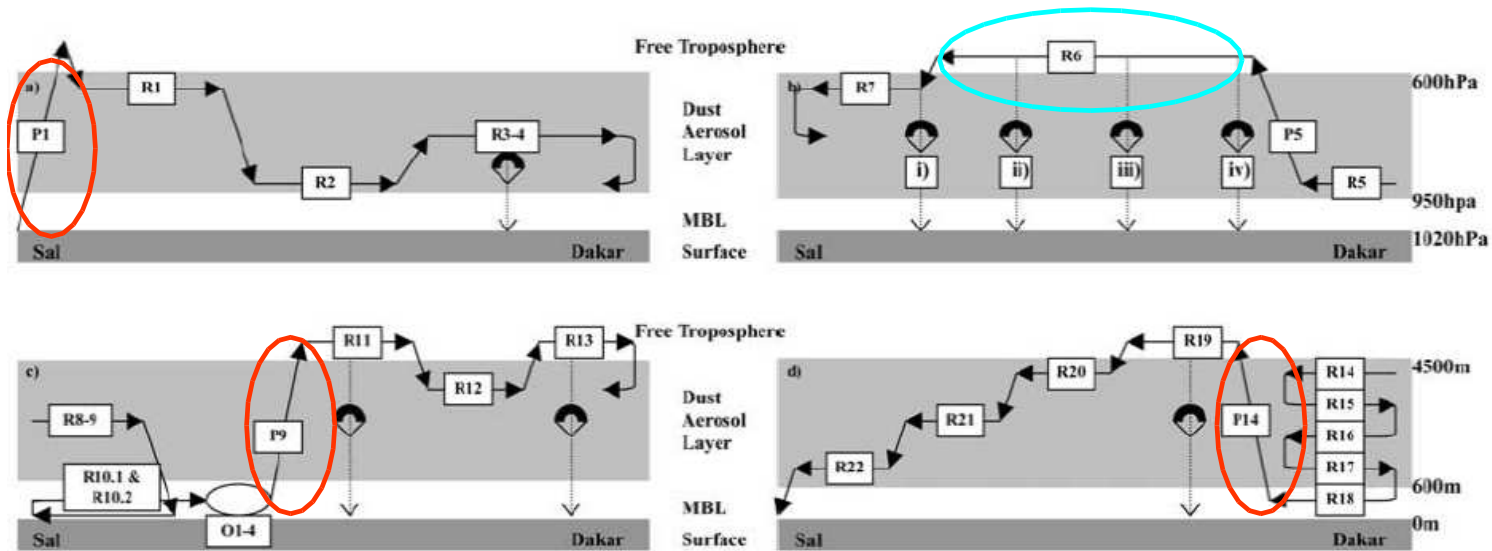


Figure 1. Sequence of the flight patterns flown on flight a797 on the 25 September 2000 between Sal, Cape Verde Islands (left-hand side of the figures) and Dakar (right-hand side of the figures), Senegal. “R” indicates a straight and level run (SLR), “P” indicates profile, and “O” indicates orbit. Only a limited number of major profiles are numbered in the diagram. The approximate position of the dropsondes is also shown by the vertical dotted arrows and the parachutes. The times of the flight patterns were (a) 10:00–11:55 UTC, (b) 11:58–13:37 UTC, (c) 13:42–16:06 UTC, and (d) 16:12–18:45 UTC. The approximate altitudes (m ASL) and pressures (hPa) of the surface and top of the MBL and aerosol layer are also shown. Tephigrams from the dropsondes i–iv are shown in Figure 2. The Sun photometer site are at approximately 22.93°W for Sal Island and at 16.95°W for Dakar.

FIG. 6.24 – Schéma récapitulatif du plan de vol du C-130 lors de la journée 25 septembre 2000 (campagne SHADE)(source : [Haywood et al.(2003)]).

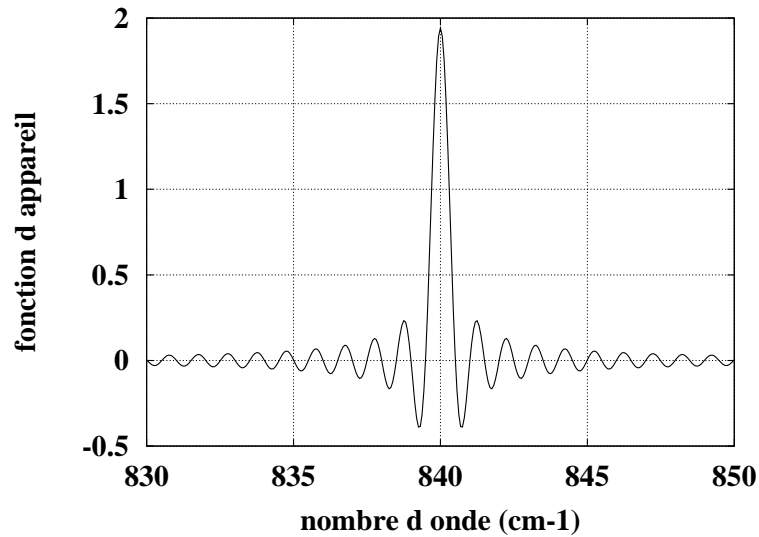


FIG. 6.25 – Fonction d'appareil non apodisée d'un canal de l'interféromètre ARIES.

6.5.2 L'instrument ARIES

L'instrument ARIES (Airborne Research Interferometer Evaluation System) est un interféromètre mesurant le rayonnement infrarouge dans le domaine 600 à 3000 cm^{-1} , sa résolution spectrale est de 0.5 cm^{-1} environ. L'intérêt d'appliquer l'algorithme d'inversion aux observations d'ARIES réside non seulement dans la possibilité de validation par des mesures in-situ mais aussi dans la similitude qu'il présente avec l'instrument IASI. Une étude des spectres obtenus par ARIES lors de la campagne SHADE a été réalisée par [Highwood et al.(2003)].

6.5.3 Extension de la méthode aux observations d'ARIES

L'extension de la méthode développée pour AIRS aux observations d'ARIES nécessite plusieurs adaptations :

- Il n'y a pas de correspondance exacte entre les canaux AIRS et les canaux ARIES. Nous avons retenus les 8 canaux ARIES dont la longueur d'onde centrale est la plus proche des 8 canaux AIRS. Les spectres ARIES dont nous disposons étant non apodisés (voir figure 6.25), il n'est pas possible de réduire le temps de calcul en tronquant les ailes de la fonction d'appareil. Chaque canal s'étend sur 32 cm^{-1} , les temps de calcul sont donc énormément augmentés.
- Seules les observations de nuit sont retenues dans l'inversion des radiances AIRS, mais ARIES n'a fonctionné que de jour pendant la campagne SHADE. Il faut donc prendre en compte la composante solaire du rayonnement dans le calcul des températures de brillance des 2 canaux situés vers 3.8 μm . Le code couplé 4A et DISORT permet de faire cela. Seules les données du vol 6 (voir figure 6.24) sont analysées ici, et le changement d'angle solaire pendant la durée de ce vol sur les calculs de transfert radiatif est négligeable. Ainsi, tous

les calculs sont faits pour l'angle solaire moyen (voir figure 6.26). L'impact du rayonnement solaire sur les canaux sensibles est tel que ces canaux ne présentent presque plus de sensibilité à la présence des poussières : pour certaines atmosphères, la température de brillance augmente avec l'AOD! (Figure 6.27). En effet, le rayonnement terrestre absorbé par les particules (diminution de la radiance) est contrebalancé par le rayonnement solaire réfléchi (augmentation de la radiance). Ceci est a priori un inconvénient pour l'extension de l'algorithme aux observations de jour. Nous pouvons donc nous attendre à ce que l'inversion des observations diurnes d'ARIES donne des résultats nettement moins bons que l'inversion des observations nocturnes d'AIRS.

- Contrairement à AIRS, les observations ne sont pas effectuées au sommet de l'atmosphère, mais à l'altitude à laquelle vole l'avion, soit 5 km environ. Ce niveau ne correspond pas exactement à un des niveaux de pression 4A. Nous avons donc étudié l'effet du niveau de pression auquel est faite l'observation sur les températures de brillance. Cet effet est tel qu'il ne permet pas de prendre la radiance au niveau de pression 4A le plus proche, ce qui a nécessité une adaptation du code de transfert radiatif.
- Le bruit théorique de l'instrument ARIES est très élevé, spécialement pour les canaux proche-infrarouges : de 2 à 3K! (figure 6.28). En conséquence, l'étape de sélection de toutes les situations de la LUT tombant dans un cercle dont le rayon est calculé en fonction du bruit revient à moyenner les AOD et altitudes de 600 à 700 situations, ce qui n'a pas de sens! Si l'on utilise seulement les 6 canaux situés dans l'infrarouge plus lointain, une partie de l'information est perdue et l'inversion des propriétés des aérosols n'est plus correcte. Alors, au lieu d'utiliser le bruit instrumental obtenu en laboratoire, nous avons décidé d'évaluer ce niveau de bruit en calculant pour chaque canal la déviation standard moyenne des températures de brillance. La déviation standard est calculée pour les 30 premiers points de chacun des 4 enregistrements du vol 6. Le nombre de points considéré, 30, doit être suffisamment élevé pour permettre de calculer une déviation standard, mais suffisamment faible pour que la variation des conditions atmosphériques puisse être considérée comme négligeable. En procédant ainsi, nous avons obtenu une évaluation du bruit de 0.55 K et 0.47 K pour les canaux "7" et "8", ce qui est beaucoup mieux que le niveau de bruit attendu.
- Contrairement aux canaux AIRS, il n'est pas possible ici d'étalonner a posteriori les canaux ARIES utilisés pour supprimer le biais systématique entre modèle et observations, car nous ne disposons pas de nombreuses situations sans aérosols que l'on pourrait comparer à des réanalyses.

En prenant en compte toutes ces modifications, des LUT dédiées à ARIES ont été calculées pour les mêmes valeurs des caractéristiques des poussières et les mêmes situations atmosphériques.

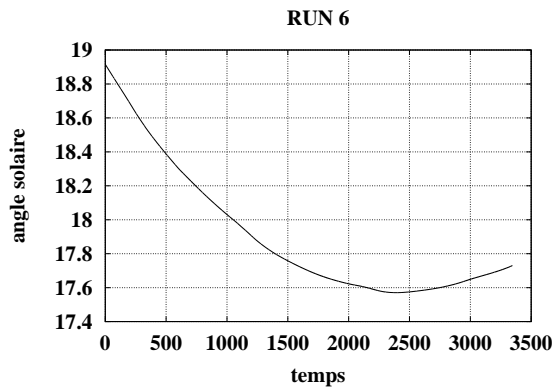


FIG. 6.26 – Variation de l'angle solaire lors du run 6 de la journée du 25 septembre (campagne SHADE).

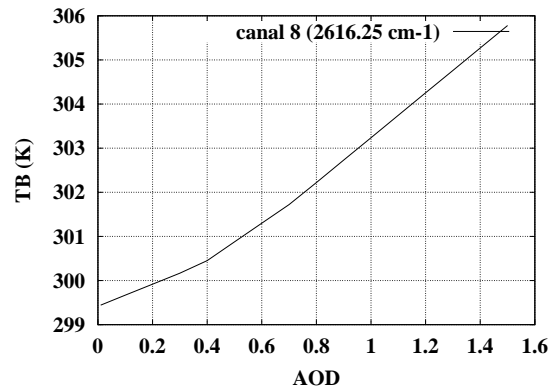


FIG. 6.27 – Effet de l'AOD sur la température de brillance d'un canal à 2616 cm^{-1} en présence de rayonnement solaire (exemple pour la situation atmosphérique tropicale TIGR n°1).

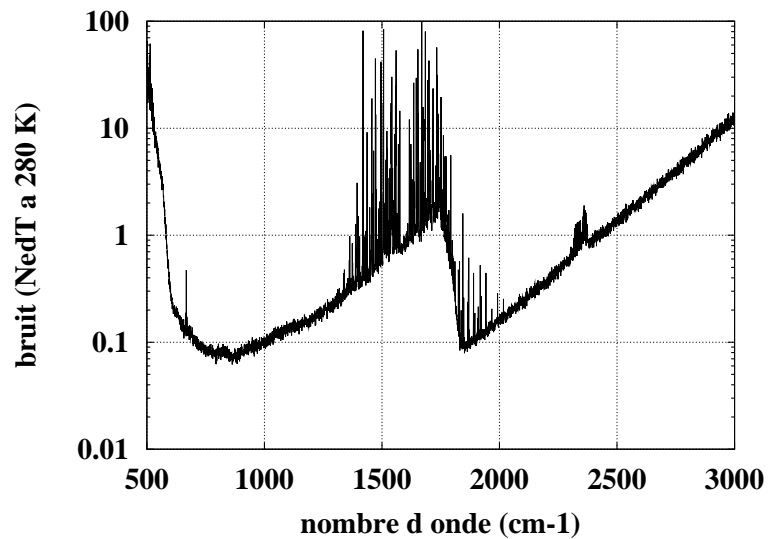


FIG. 6.28 – Bruit instrumental d'ARIES ($N\Delta T - K$), pour dix interférogrammes (pour un seul interférogramme, multiplier le bruit par $\sqrt{10}$) (S. Newman, communication personnelle)

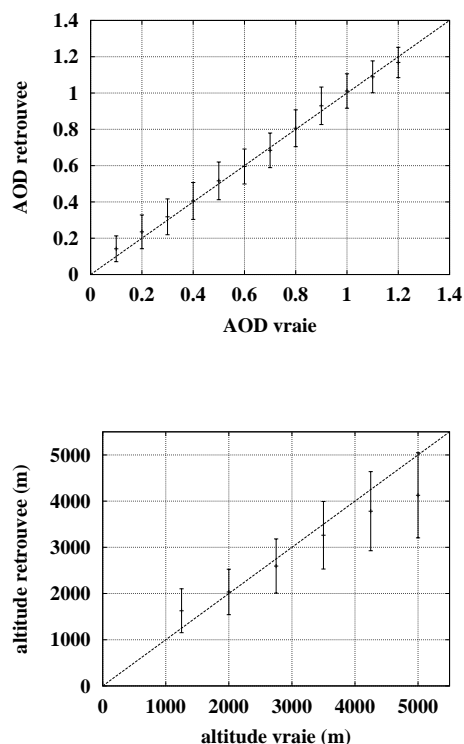


FIG. 6.29 – Validation de l'algorithme d'inversion par LUT pour ARIES.

6.5.4 Validation de l'approche

Comme pour AIRS, nous avons validé l'algorithme d'inversion en l'appliquant aux situations de la LUT elle-même. Les résultats sont présentés dans la figure 6.29. La différence entre l'AOD vraie et l'AOD retrouvée présente un biais de $1.4 \cdot 10^{-3}$ et une déviation standard de 0.095. Pour l'altitude de la couche, ces valeurs sont respectivement de 34 m et 763 m. Ces résultats correspondent à des simulations faites dans l'hypothèse d'un bruit nul. Les performances de l'algorithme sont moins bonnes qu'avec AIRS, notamment pour l'altitude. Une des raisons à cela est le changement de sensibilité des canaux situés dans le proche infrarouge causé par le rayonnement solaire.

6.5.5 Inversion des propriétés des poussières désertiques

Les résultats de l'inversion des 4 tronçons du vol 6 sont montrés dans la figure 6.31.

Nous disposons des épaisseurs optiques visibles mesurées simultanément (figure 6.30, [Haywood et al.(2003)]), obtenues par ajustement des flux montants observés par un radiomètre à bande large situé au dessus des aérosols avec des flux simulés. L'erreur sur l'AOD visible déterminée ainsi est estimée à 0.05 [Haywood et al.(2003)]. Les variations de l'épaisseur optique infrarouge (tracés du haut de la figure 6.31) sont en accord avec les variations de l'AOD visible avec une épaisseur optique plus élevée

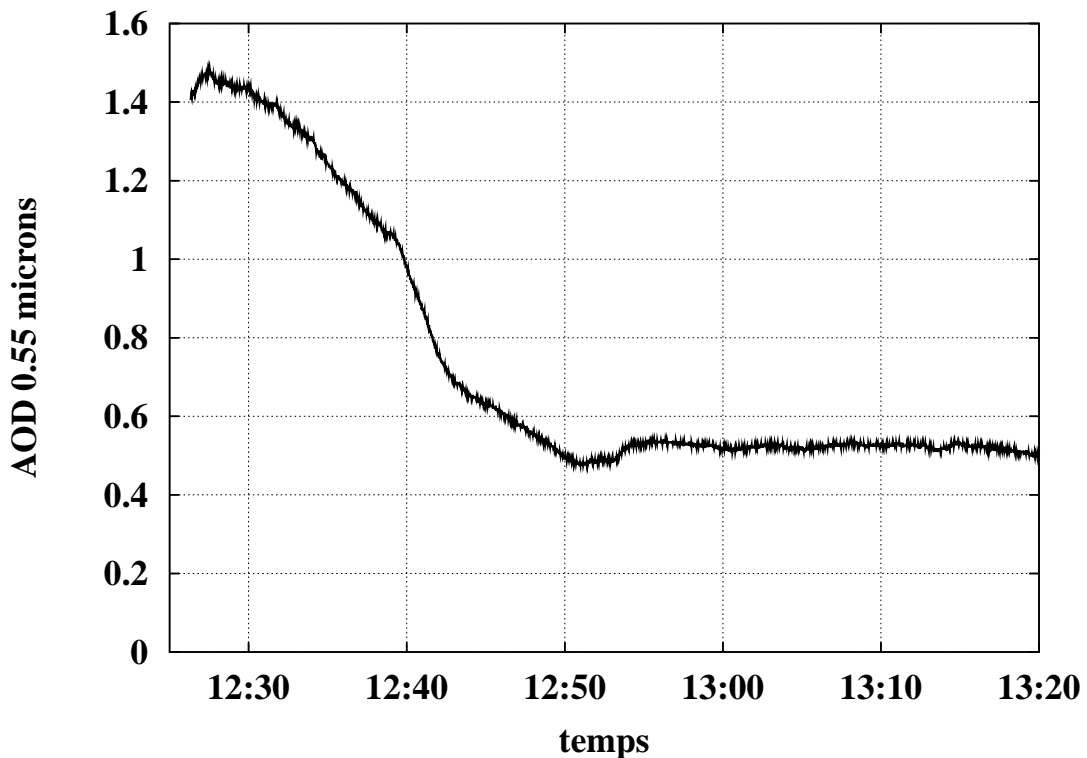


FIG. 6.30 – Épaisseur optique visible des poussières désertiques lors du run 6 de la journée du 25 septembre 2000 (campagne SHADE) [Haywood et al.(2003)].

près de Dakar, chutant rapidement pour atteindre une valeur plus faible et presque constante vers le Cap Vert. Cependant, l'épaisseur optique infrarouge semble relativement élevée en regard de l'épaisseur optique visible, surtout dans la deuxième partie du vol, où le rapport entre les deux AOD atteint 1. Ceci n'est pas impossible mais indiquerait à coup sûr la présence de particules de grosse taille.

L'altitude retrouvée est, rappelons-le, l'altitude à laquelle la moitié de l'épaisseur optique (infrarouge...) est située en dessous, et la moitié au-dessus. En appliquant cette définition aux trois profils d'extinction (visible...) dont nous disposons (figure 6.32), on obtient les valeurs suivantes pour l'altitude : 2960 m (P1), 2679 m (P9), 2218 m (P14). L'altitude moyenne des aérosols est donc plus faible vers Dakar (profil P14 proche de Dakar, profils P1 et P9 proches du Cap-Vert - figure 6.24). En fait, en observant la forme du profil (P14), on peut penser que la couche d'aérosols à Dakar est la superposition de la couche présente au Cap Vert et d'une couche très dense optiquement et relativement fine physiquement, localisée entre 1000 et 1500 m d'altitude. Ceci explique à la fois que l'AOD soit plus élevée et que l'altitude des aérosols soit plus faible à Dakar qu'au cap Vert.

On observe bien dans les résultats de la figure 6.31 cette dissymétrie entre le Cap Vert et Dakar au niveau de l'altitude. Par contre, la valeur de l'altitude retrouvée par l'algorithme infrarouge, entre 1400 et 2900 m, semble relativement faible par

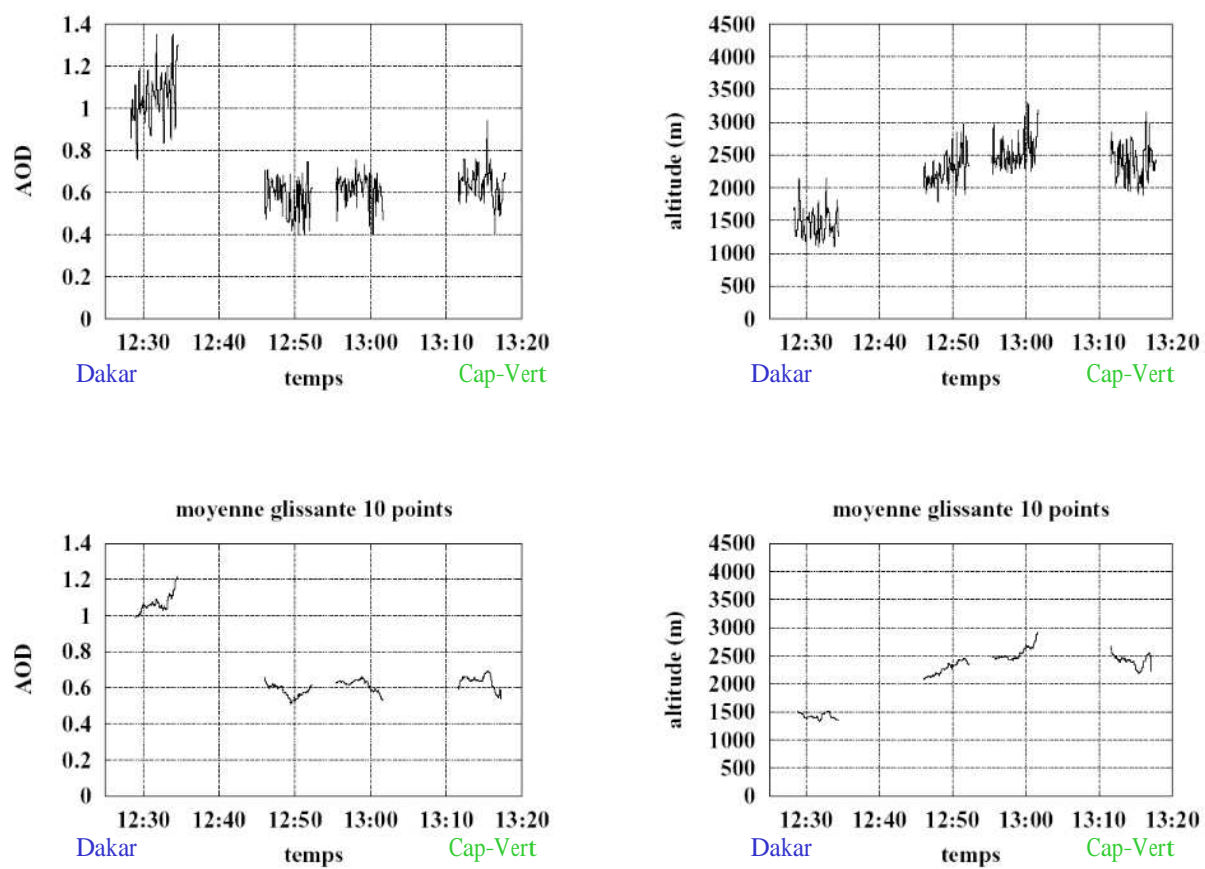


FIG. 6.31 – Inversion de l'épaisseur optique infrarouge et de l'altitude des poussières désertiques lors du run 6 de la journée du 25 septembre 2000 (campagne SHADE). En bas, moyenne glissante sur 10 observations.

rapport aux profils de la figure 6.32. Une explication physique possible réside dans la différence entre un profil d'extinction visible et infrarouge : si la taille des particules n'est pas homogène sur une colonne verticale, c'est-à-dire si le bas de la couche contient plutôt les grosses particules et le haut de la couche plutôt les particules fines, alors le profil d'extinction infrarouge pique plus bas que le profil d'extinction visible. En conséquence, l'altitude moyenne infrarouge des poussières est moins élevée que leur altitude moyenne visible.

D'autres causes peuvent conduire à une estimation erronée de l'altitude : l'absence de connaissance du biais systématique entre notre modèle et les observations, le niveau de bruit de l'instrument, la mauvaise sensibilité des canaux proche infrarouge aux aérosols à cause du rayonnement solaire.

6.5.6 Inversion de la situation météorologique

En plus de mesures caractéristiques des aérosols, la campagne SHADE permet de disposer de la connaissance de la situation météorologique. Quatre dropsondes ont été lancées pendant le run 6, dont deux à des intervalles de temps proches des mesures ARIES. Ces dropsondes fournissent un profil vertical de température et d'humidité relative. Nous avons tronqué ces profils au niveau de pression minimal de 600 hPa, car lors des mesures effectuées plus haut la sonde n'était pas encore en équilibre thermodynamique avec l'air ambiant. Nous pouvons donc comparer ces mesures in-situ aux profils TIGR les plus proches obtenus par l'algorithme d'inversion (nous considérons ici les dix observations ARIES les plus proches de l'horaire de lancer de la sonde). La seule difficulté technique correspond à la transformation du profil de vapeur d'eau de TIGR (donné en g/g) en profil d'humidité relative. Nous avons utilisé pour cela l'algorithme développé au LMD.

Les résultats de cette comparaison sont tracés figure 6.33. On observe d'abord que la résolution verticale des profils obtenus par les dropsondes est beaucoup plus élevée que celle des profils TIGR donnée par les niveaux 4A. Le profil d'humidité relative étant relativement chahuté, le profil TIGR ne peut pas reproduire toutes les variations. Il est assez difficile de se prononcer sur l'accord entre les profils d'humidité, par contre la comparaison des profils de température est assez bonne. Il faut noter aussi que les valeurs mesurées par les dropsondes aux hautes altitudes ne sont pas fiables, car il y a un temps nécessaire pour que la sonde soit en équilibre avec le milieu extérieur (l'inversion en température à 650 hPa n'est pas physique).

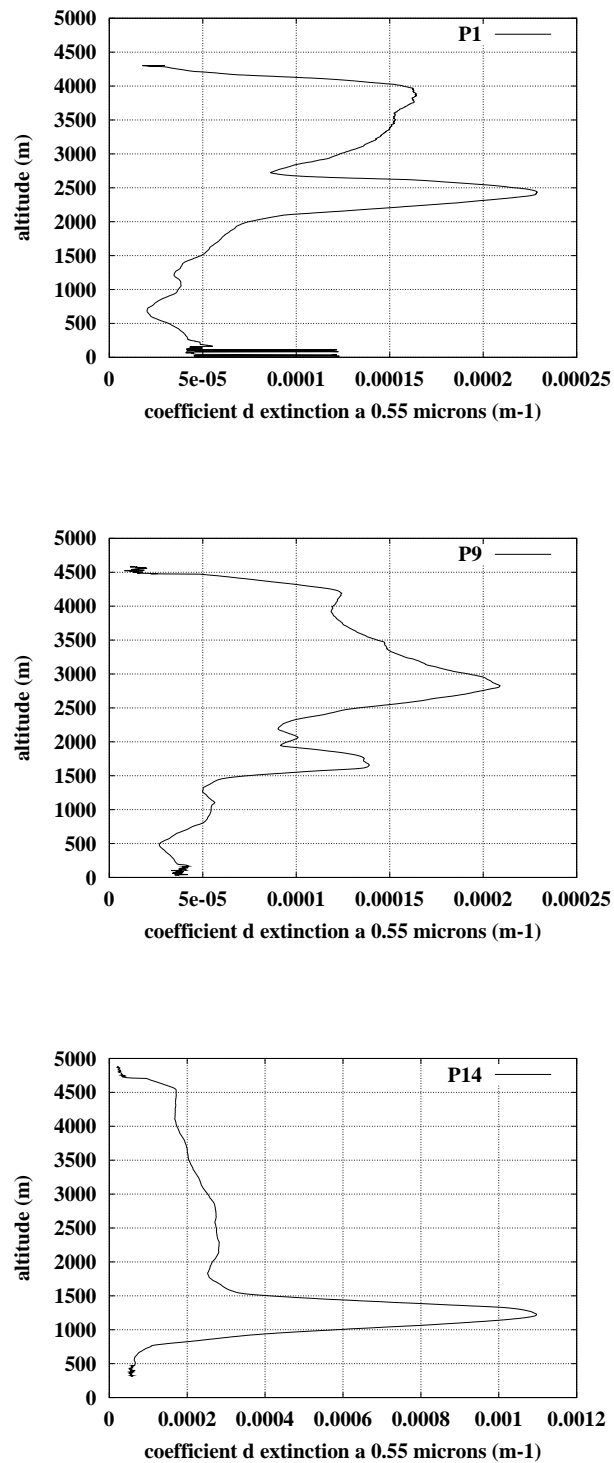


FIG. 6.32 – Profils d'extinction des aérosols à $0.55 \mu\text{m}$ (m^{-1}) mesurés in-situ. De haut en bas : P1 (Cap Vert), P9 (entre le Cap Vert et Dakar, mais plus proche du Cap vert) et P14 (Dakar).

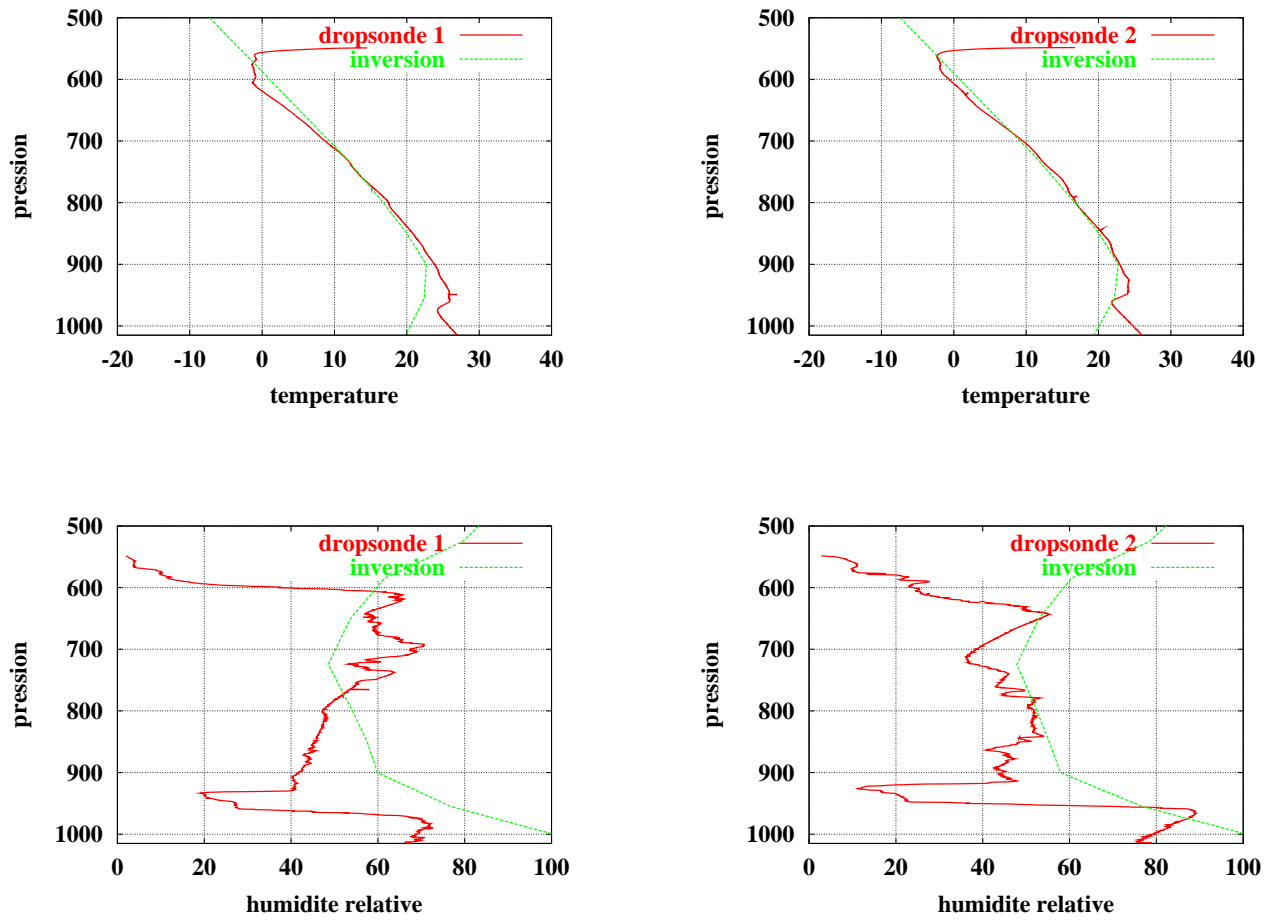


FIG. 6.33 – Comparaison entre les profils d’humidité relative (à gauche) et de température (à droite) mesurés par les dropsondes 1 (à gauche) et 2 (à droite) (courbes rouges) et les profils retrouvés par inversion des radiances ARIES (courbes vertes).

6.6 Conclusions

L'algorithme d'inversion des propriétés des aérosols que nous venons de décrire suit un schéma classique, mais jusqu'à présent jamais adapté à un sondeur infrarouge : détermination des biais systématiques entre observations et simulations, implémentation d'un masque nuageux dédié, sélection des canaux, construction des Look-Up-Tables, détermination d'une distance à minimiser, estimation des performances de l'algorithme sur des simulations.

Les résultats obtenus au-dessus de l'Atlantique au large du Sahara, d'avril à septembre 2003, pour l'épaisseur optique à $10 \mu m$ sont en très bon accord avec les observations de MODIS. La variation saisonnière de l'intensité et de la position du panache d'aérosols sahariens est cohérente. De plus, la comparaison entre épaisseur optique visible et épaisseur optique infrarouge reflète les variations de taille des particules, car l'AOD infrarouge n'est sensible qu'au mode grossier des poussières, tandis que l'AOD visible est sensible au mode grossier et au mode fin.

L'altitude de la couche d'aérosols est également retrouvée au-dessus de l'Atlantique pour la même période d'avril à septembre 2003. Elle est plus difficile à valider, justement parce qu'il s'agit d'un produit non accessible jusqu'à présent aux expériences satellitaires visibles, mais mesuré localement lors de rares campagnes. Cependant, les variations saisonnières et spatiales de l'altitude retrouvée sont cohérentes avec les processus dynamiques dans l'atmosphère : transport d'été plus haut que le transport d'hiver, influence de l'ITCZ sur l'altitude des poussières. De plus, l'application de l'algorithme aux données de l'interféromètre ARIES obtenues lors de la campagne SHADE montre, par comparaison avec des profils in-situ, la fiabilité de l'altitude retrouvée.

En accord avec les études théoriques du chapitre 3, une fois l'épaisseur optique et l'altitude des poussières retrouvées, nous pouvons maintenant chercher des signaux plus faible et obtenir des inversions de la microphysique des aérosols. Nous avons choisi de développer une inversion de la taille des aérosols, qui est exposée dans le chapitre suivant .

Chapitre 7

Application à AIRS : inversion de la taille des poussières

Si la taille des poussières désertiques n'est qu'un paramètre de second ordre dans l'infrarouge (voir chapitres 2 et 3), c'est par contre un paramètre très important pour le visible. [Liao and Seinfeld (1998)] ont montré que c'est un paramètre clé pour la détermination du forçage radiatif en ondes courtes. Pour cela, de nombreuses campagnes (par exemple la campagne PRIDE - Puerto Rico Dust Experiment [J.S. Reid et al.(2003)]) ou expériences spatiales ont été mises sur pied pour mieux contraindre la distribution de taille des poussières. L'instrument MODIS, par exemple, fournit le rayon effectif des aérosols au-dessus de l'océan [Tanré et al.(1996)]. Cependant [J.S. Reid et al.(2003)] ont montré que de nombreux désaccords persistent entre ces inversions spatiales et les mesures in-situ. Et même lors d'une campagne, les différentes techniques utilisées ne conduisent pas aux mêmes valeurs. Un des problèmes réside dans la difficulté de mesurer les particules du mode grossier, qui est pourtant indispensable pour évaluer la masse transportée par exemple. L'avantage de l'infrarouge est justement sa sensibilité presque exclusive au mode grossier, comme nous l'avons montré dans la partie 2.4.2. Nous décrivons dans ce chapitre une méthode permettant de retrouver le rayon effectif du mode grossier depuis l'espace avec les observations AIRS. Ce travail a également fait l'objet d'un article soumis récemment [Pierangelo et al.(2005)].

7.1 Méthode

Dans l'infrarouge, l'effet de la taille des particules sur les observations satellitales est d'un ordre de grandeur plus faible que l'effet de l'épaisseur optique ou de l'altitude des aérosols (voir partie 3.4). Ceci nous a permis dans un premier temps de retrouver ces deux caractéristiques en faisant l'hypothèse d'une distribution de taille constante (voir chapitre 6). Mais une fois que situation atmosphérique, épaisseur optique et altitude des poussières sont connues, alors l'effet de la taille est suffisamment important, jusqu'à presque 1K, pour permettre une inversion.

Rappelons les conclusions de la partie 2.4.2.

- Aux longueurs d'onde infrarouges, le mode d'accumulation des poussières désertiques ne contribue quasiment pas à l'extinction du rayonnement. On peut donc faire l'hypothèse que la distribution des aérosols est monomodale et ne retenir que le mode grossier.
- La largeur de la distribution σ , dans la gamme des valeurs observées, a un impact négligeable sur les propriétés optiques des aérosols.

En conséquence, seul un paramètre de la distribution de taille a une influence sur le rayonnement infrarouge, c'est le rayon effectif du mode grossier. C'est donc cette grandeur que nous allons essayer de retrouver à partir des observations AIRS.

Remarque : dans la suite, le terme "rayon effectif" sans plus de précisions désignera le rayon effectif du mode grossier des poussières désertiques.

7.1.1 Sélection d'un canal approprié

Avant de décrire plus en détail l'algorithme d'inversion, il faut sélectionner au moins un canal AIRS qui soit très sensible aux variations de taille des particules et peu sensible aux variations de forme des particules. La figure 3.19 montre que les canaux les plus sensibles sont situés dans un bande de longueur d'onde qui s'étend de 1000 à 1100 cm^{-1} environ. C'est malheureusement dans cette bande également que l'on trouve les raies d'absorption de l'ozone les plus fortes. Il convient donc de comparer les différents signaux. La figure 7.1 donne les réponses des canaux AIRS à une variation du rayon effectif (de 3 à 1 μm), du rapport d'aspect (de 1 à 2), et de la concentration en ozone. Seul le canal 165 (à 1072.5 cm^{-1} , soit 9.32 μm) présente une sensibilité relativement forte à la taille sans contamination possible par l'ozone. C'est donc malheureusement le seul canal AIRS que l'on peut retenir. Malheureusement, car à partir du 26 juin 2003 ce canal s'est détérioré et présente un mauvais facteur de qualité, ce qui empêche son utilisation au-delà de cette date. Malgré cela, nous avons voulu conduire cette étude, d'abord pour montrer qu'il est possible de contraindre la distribution en taille des particules depuis l'espace dans l'infrarouge, aussi parce que trois mois d'observations sont tout de même disponibles, et enfin parce que cette méthode devrait pouvoir s'appliquer aux observations de l'instrument IASI dont le nombre de canaux encore plus important que celui d'AIRS est un atout supplémentaire. Soulignons néanmoins le très bas niveau de bruit de ce canal : 0.128 K à 280 K soit environ 0.07 K pour une température de brillance mesurée typique d'une atmosphère tropicale.

7.1.2 Description de l'algorithme d'inversion en rayon effectif

L'inversion du rayon effectif du mode grossier ne peut se faire que si tous les paramètres ayant un effet plus important sur les TB sont fixés. C'est pourquoi l'inversion du rayon effectif à partir d'une observation AIRS se fait en deux étapes :

1. détermination de la situation TIGR la plus proche, de l'épaisseur optique et de l'altitude moyenne des poussières, à partir des 8 TB des canaux sélectionnés

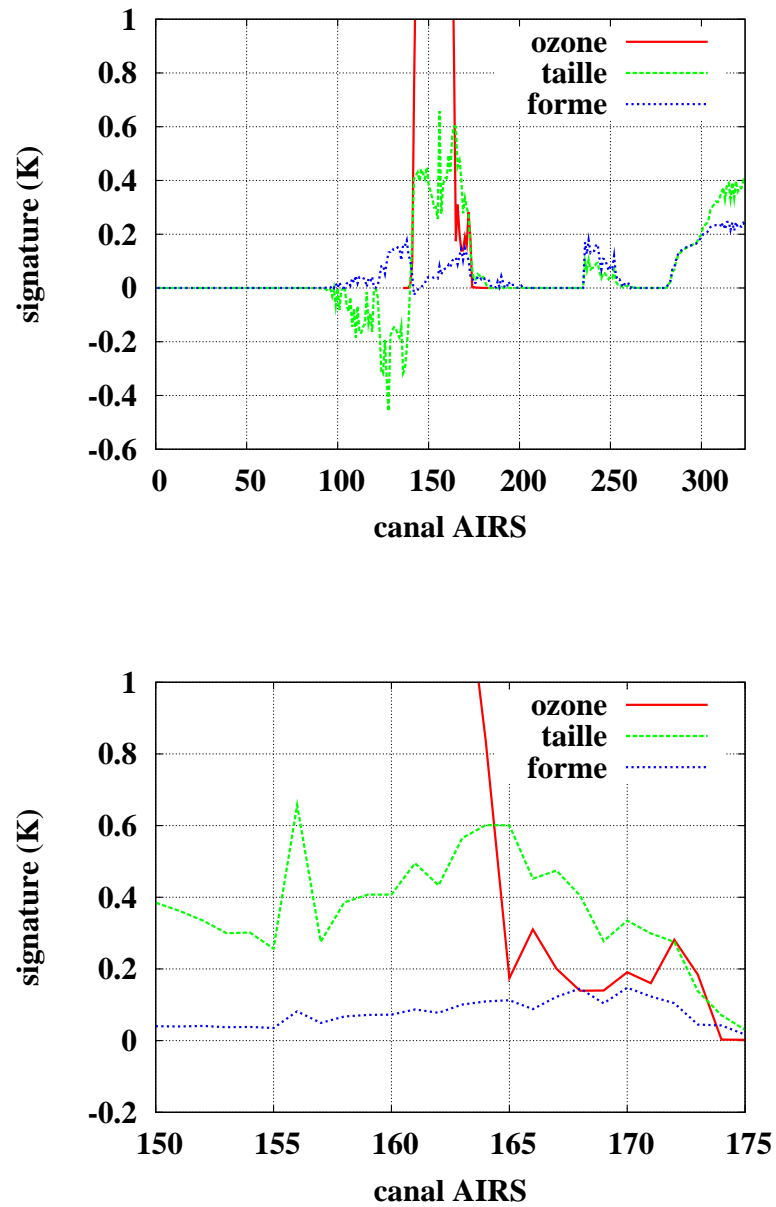


FIG. 7.1 – Effets de la taille des poussières, de la forme des poussières et de l’ozone sur les températures de brillance AIRS (taille : de 1 à 3 μm , rapport d’aspect : de 1 à 2, ozone : variation de 20%.)

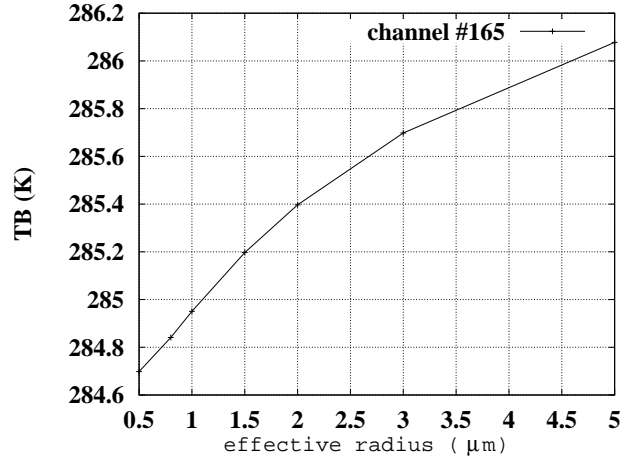


FIG. 7.2 – Sensibilité du canal AIRS 165 (1072.5 cm⁻¹), en K, au rayon effectif des poussières, en μm. La situation atmosphérique est tropicale, avec une couche d'aérosols désertiques localisée à 3500 m d'altitude et une épaisseur optique à 10 μm de 0.6.

dans le chapitre 6.

2. détermination du rayon effectif à partir de la TB du canal 165 et des résultats de la première étape.

Nous allons maintenant préciser cette étape 2. Sur la figure 7.2, la TB du canal 165 est tracée en fonction du rayon effectif r_e des particules. Cette courbe correspond à une atmosphère TIGR tropicale, pour une couche d'aérosols désertiques localisée à 3500 m d'altitude et une épaisseur optique à 10 μm de 0.6. Pour chaque atmosphère TIGR et chaque AOD et altitude des aérosols utilisés en entrée dans la LUT décrite au chapitre 6, on peut tracer une courbe similaire. Alors, si l'on dispose pour une observation AIRS d'une atmosphère TIGR et d'une situation aérosols (situation la plus proche des observations dans la LUT, fournie par l'étape 1 de l'inversion), on peut prédire la valeur de TB 165 en fonction du rayon effectif ($TB_{165}(atm, AOD, alt, r_e)$), et trouver la valeur de ce rayon qui permet d'obtenir la valeur de TB165 observée (TB_{165}^{obs}). $TB_{165}(atm, AOD, alt, r_e)$ est calculée pour les valeurs de r_{ei} , ($i=1,5$), suivantes : 0.5, 0.8, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0 et 5.0. La détermination de r_e se fait par interpolation linéaire selon la formule :

$$r_e = r_{e_{i+1}} - \frac{TB_{165}(atm, AOD, alt, r_{e_{i+1}}) - TB_{165}^{obs}}{TB_{165}(atm, AOD, alt, r_{e_{i+1}}) - TB_{165}(atm, AOD, alt, r_{e_i})} (r_{e_{i+1}} - r_{e_i}) \quad (7.1)$$

où i vérifie

$$TB_{165}(atm, AOD, alt, r_{e_i}) < TB_{165}^{obs} \leq TB_{165}(atm, AOD, alt, r_{e_{i+1}}) \quad (7.2)$$

Quelques remarques sur cette inversion :

- L'interpolation est effectuée pour chaque situation de la LUT tombant dans le cercle de distance $D + e$ décrit dans la partie 6.3.2, puis les valeurs de r_e ainsi obtenues pour un pixel sont moyennées. Cela permet d'avoir une approche cohérente avec les inversions de l'étape 1, et les cartes ainsi obtenues apparaissent visuellement moins bruitées.

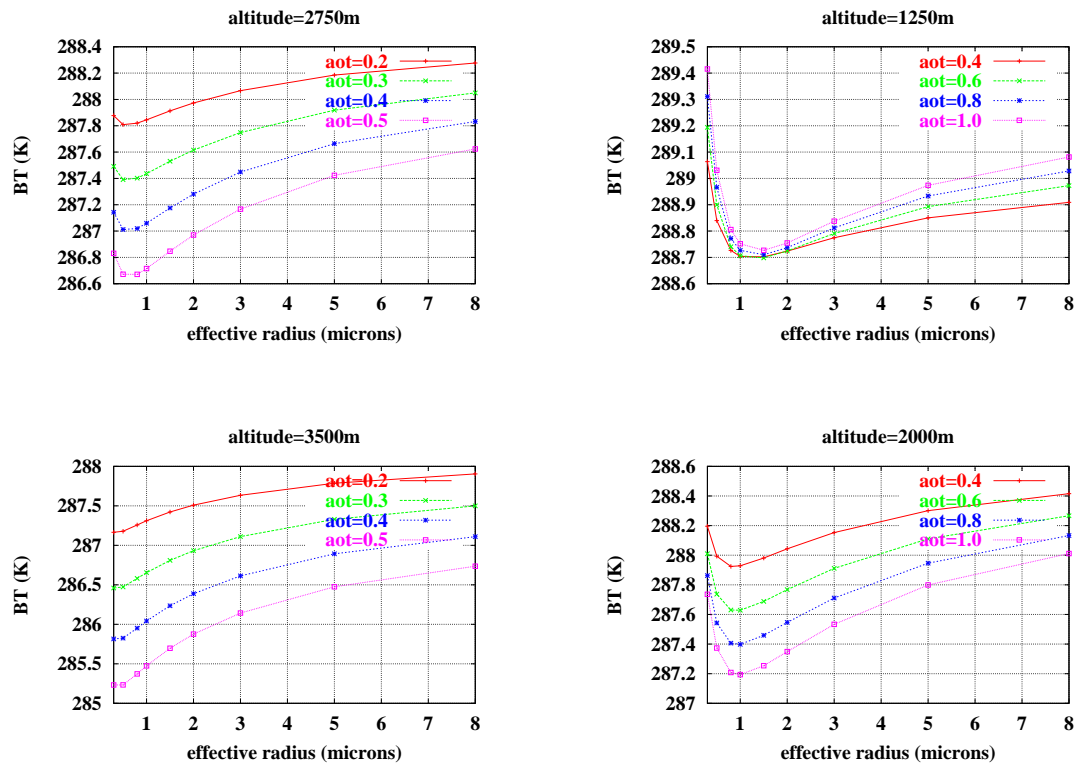


FIG. 7.3 – Effet de l'altitude et de l'épaisseur optique des poussières sur la sensibilité du canal 165 au rayon effectif des particules.

- L'interpolation n'est possible que parce que la fonction TB165 est monotone par rapport à r_e . Ce n'est malheureusement pas toujours le cas, notamment lorsque l'altitude des aérosols est basse (voir figure 7.3). L'inversion n'est donc possible que lorsque l'altitude est supérieure à 1300 m.
- Déterminer le rayon effectif des aérosols suppose qu'il y a effectivement des aérosols... l'inversion est donc limitée aux situations où l'AOD est supérieure à 0.2, sinon, le signal est trop faible et de l'ordre du bruit du canal 165.
- Cette technique nécessite une calibration absolue du canal 165 aussi précise que possible. Il se présente cependant certains cas où la condition 7.2 ne peut être vérifiée. Alors on ne prend pas en compte ces pixels.

7.1.3 Validation de l'algorithme d'inversion en rayon effectif

La validation de l'algorithme d'inversion en rayon effectif passe par une démarche analogue à celle décrite dans la partie 6.3.3. La moyenne et la déviation standard du rayon effectif retrouvé sont tracés figure 7.4 en fonction du rayon effectif "vrai". Le rayon effectif est retrouvé avec une précision variant de $0.5 \mu m$ pour les petites valeurs à environ $1 \mu m$ pour les plus grandes valeurs. L'ensemble est satisfaisant, bien qu'il y ait une légère sous-estimation (resp. surestimation) des grands (resp. petits) rayons effectifs. De plus, il n'y a pas de biais dans l'intervalle $1-3 \mu m$, là où les valeurs du rayon effectif sont attendues.

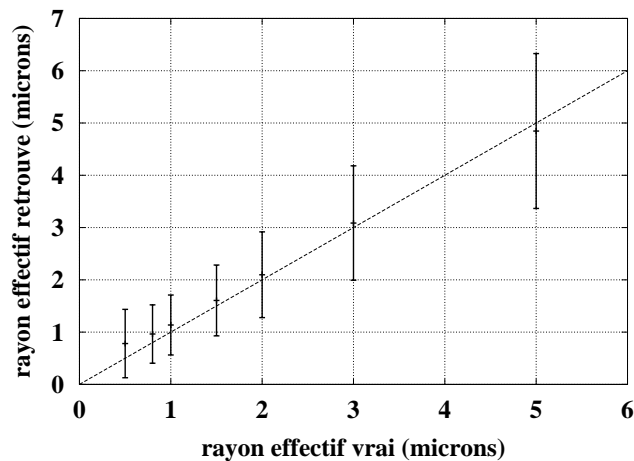


FIG. 7.4 – Validation de l'inversion en rayon effectif.

7.2 Résultats et validations

7.2.1 Résultats obtenus pour avril-juin 2003

Le rayon effectif du mode grossier des aérosols sahariens a été retrouvé au-dessus de l'Océan Atlantique pour les mois d'avril, mai et juin 2003.

Les résultats moyennés sur cette période sont représentés sur la carte du bas de la figure 7.5. La taille des boîtes correspond à la résolution spatiale du modèle LMDz-INCA : 3.75 degrés en longitude, 2.5 degrés en latitude. Cependant, certaines boîtes ne comptent pas un nombre de points suffisamment important, surtout à l'ouest du méridien 45°W où l'on a moins de 50 pixels, qui correspondent à quelques journées seulement. En effet, on n'obtient une inversion en taille que lorsque le ciel n'est pas nuageux et qu'il y a des aérosols désertiques en quantité suffisante et assez hauts. On réalise donc une moyenne glissante 3 boîtes x 3 boîtes. De plus la moyenne glissante permet de réduire les éventuelles variabilités naturelles du rayon effectif qu'il peut y avoir d'un épisode à l'autre (par exemple si les sources de poussières sont différentes). Au final, le nombre d'inversion par boîte est tracé sur la carte du haut de la figure 7.5.

On observe que l'ordre de grandeur du rayon effectif est en accord avec les valeurs attendues. Il varie de 2.4 μm environ près des sources à 2 μm à l'ouest de l'océan. Ces valeurs sont en accord avec celles données par [J.S. Reid et al.(2003)] : ils rapportent des mesures du diamètre médian en masse lors de nombreuses campagnes variant entre 3 et 9 μm , ce qui correspond à des valeurs du rayon effectif entre 1.2 et 3.6 μm environ. La déviation standard du rayon effectif est d'environ 0.5 μm avant la moyenne glissante 3 boîtes par 3 boîtes. On peut donc estimer l'erreur sur les inversions après moyenne glissante à 0.15 μm environ. La décroissance du rayon effectif de 2.4 à 2 μm n'est donc pas due à un échantillonnage "au hasard" entre les valeurs 0.5 et 5. De plus, nous avons vérifié la robustesse des résultats à une erreur sur l'AOD retrouvée par la première étape d'inversion : si l'AOD à 10 μm est biaisée de 0.1 (ce qui est très important, en regard de la figure 6.14 où l'AOD moyenne mensuelle atteint 0.4 au

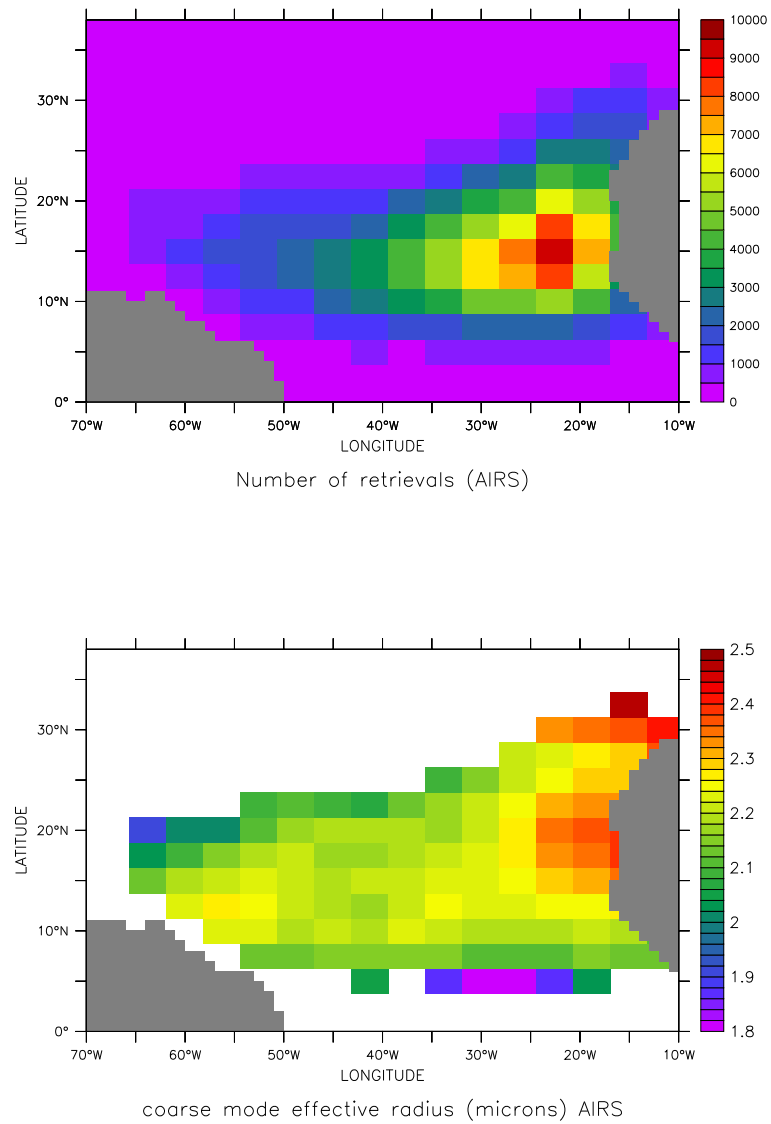


FIG. 7.5 – (haut) : nombre d'inversion AIRS par boîte après moyenne glissante 3 boîtes par 3 boîtes, (bas) : rayon effectif du mode grossier retrouvé par AIRS (μm), moyenne sur la période avril-juin 2003. Résolution spatiale du modèle LMDz-INCA : $3.75^\circ \times 2.5^\circ$.

TAB. 7.1 – Comparaison entre le rayon effectif du mode grossier des aérosols sahariens retrouvé par AIRS et par AERONET au-dessus du Cap Vert. Les nombres entre parenthèses correspondent au nombre de journées dans le mois pour lesquelles une inversion en taille AIRS ou AERONET est réalisée.

Rayon effectif du mode grossier (μm)		avril	mai	juin
AIRS		2.02 (3)	2.27 (5)	2.14 (7)
AERONET	sphérique	1.67 (2)	1.78 (2)	1.67 (2)
	non-sphérique	1.89 (6)	1.71 (14)	1.67 (10)

plus), alors le rayon effectif est biaisé de $0.11 \mu m$ environ sans que les conclusions sur la répartition spatiale des tailles soit modifiée.

La diminution du rayon effectif avec le transport était attendue. Comme on l'a vu précédemment (partie 6.4.2), elle s'explique par la sédimentation préférentielle des grosses particules.

7.2.2 Comparaison avec les inversions AERONET

Les observations du réseau AERONET fournissent également une inversion en distribution de taille, selon l'algorithme développé par [Dubovik and King (2000)], disponible sur le site <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>. Ces inversions sont d'autant plus intéressantes pour notre étude que les contributions du mode d'accumulation et du mode grossier sont séparées. Le rayon effectif du mode grossier fait ainsi partie des produits disponibles.

Le tableau 7.1 permet de comparer les valeurs mensuelles du rayon effectif du mode grossier au-dessus du Cap Vert retrouvées par AIRS et AERONET, pour deux modèles d'aérosols, sphériques et non-sphériques. Les valeurs retrouvées par AIRS sont légèrement supérieures aux inversions AERONET. Les variations temporelles des résultats sur les 3 mois sont difficiles à analyser, car il y a un désaccord même entre les deux inversions AERONET (modèle sphérique et modèle non-sphérique) sur ce point.

Une explication au léger désaccord est le faible nombre de journées pour lesquelles ces inversions, aussi bien celles d'AERONET que d'AIRS, sont disponibles : de 2 à 5 journées seulement par mois pour la période qui nous intéresse. Or, les mesures d'AERONET étant de jour et celles d'AIRS de nuit, il n'y a pas de coïncidence dans les inversions. La moyenne climatologique du rayon effectif du mode grossier obtenue par AERONET et donnée dans [Tanré et al.(2001)] est de $2.15 \mu m$, en excellent accord avec les valeurs que nous avons retrouvées avec AIRS.

Il ne faut pas oublier non plus que les inversions AERONET sont obtenues à partir de mesures du rayonnement solaires pour des longueurs d'onde variant de 0.44 à $1.02 \mu m$. La distribution de taille retrouvée est une distribution de taille optiquement équivalente à la distribution de taille réelle, mais il n'y a pas forcément unicité de la solution. Or, la sensibilité d'AERONET est moindre pour les grosses particules,

car le paramètre de taille ($\pi r/\lambda$) atteint des valeurs de 15. Ceci pourrait peut-être expliquer pourquoi les rayons effectifs retrouvés par AERONET sont plus faibles que ceux retrouvés par AIRS.

7.2.3 Comparaison avec les sorties du modèle LMDz-INCA

La distribution de taille des poussières désertiques dans LMDz-INCA est modélisée par une distribution lognormale monomodale. Le diamètre médian en masse (MMD mass median diameter) au lieu de soulèvement des poussières est de $2.5 \mu m$. Ensuite, le MMD est calculé dans chaque boîte du modèle en fonction du dépôt des particules, l'efficacité du dépôt sec (sous l'effet de la gravité) étant fonction de la taille. Comme il n'y a pas de modélisation des mécanismes d'accrétion, le MMD ne peut donc avoir que des valeurs inférieures ou égale à $2.5 \mu m$. Pour passer d'une valeur du MMD dans chaque boîte à une valeur intégrée verticalement, on calcule la moyenne verticale pondérée par la quantité d'aérosols dans chaque boîte. Comme la distribution de taille est modélisée de façon monomodale, cela ne permet pas de comparer quantitativement le rayon effectif retrouvé par AIRS, spécifique du mode grossier, aux sorties de LMDz-INCA. La comparaison qui suit est donc uniquement **qualitative**. Elle permet de s'assurer que la variabilité spatiale retrouvée à partir des données AIRS est en accord avec la modélisation des mécanismes régissant la taille des particules.

Dans un premier temps, nous avons effectué la comparaison avec les sorties moyennées mensuellement, sans aucune condition pour la prise en compte d'une boîte dans la moyenne temporelle. On obtient alors la figure 7.6. La position des particules les plus grosses, vers $5-10^\circ N$, ne semblait pas corrélée à la distance aux sources ou à la présence plus fréquente de poussières, vers $15-20^\circ N$ (voir la carte du milieu de la même figure). Or, ceci est paradoxal car les zones où la quantité de poussières est la plus élevée sont les zones les plus proches des sources, là où le MMD devrait être maximal.

Dans un second temps, pour tenter de résoudre ce paradoxe, et pour avoir une simulation cohérente avec le traitement des observations satellitales, nous avons gardé seulement, pour la moyenne temporelle, les MMD journaliers intégrés verticalement correspondant à des colonnes dont la concentration en poussière intégrée verticalement est supérieure au seuil de $0.27 g.m^{-2}$. Cette valeur correspond à une AOD à $10 \mu m$ de 0.2, qui est la condition posée pour l'inversion satellitale du rayon effectif. La valeur seuil de $0.27 g.m^{-2}$ est déterminée par la relation empirique entre concentration intégrée et épaisseur optique infrarouge, qui ne vient pas d'un calcul mais du rapport observé lorsque l'on trace les épaisseurs optiques AIRS mensuelles en fonction des concentrations AIRS.

Le résultat obtenu alors est représenté sur la carte du bas de la figure 7.7 : la position des grosses particules est alors en accord avec les maximums d'AOD, et l'accord avec l'inversion satellitale du rayon effectif est bien meilleur. En particulier, on observe aussi bien pour les inversions satellitales que pour les sorties du modèle un gradient de taille selon la direction Nord-Est/Sud-Ouest qui correspond aux vents

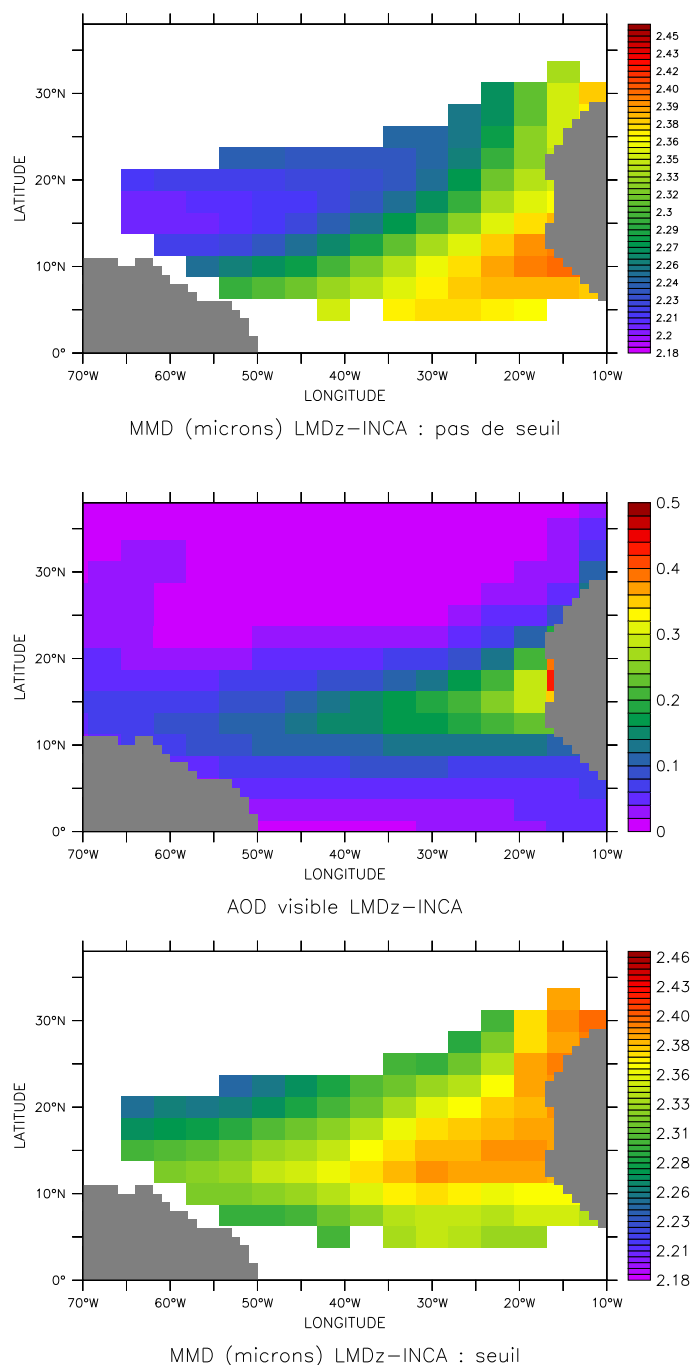


FIG. 7.6 – (haut) : diamètre médian en masse (μm) modélisé par LMDz-INCA, moyenne temporelle avril-juin 2003 sans condition sur la quantité de poussières. (milieu) : AOD à $0.55 \mu\text{m}$ dans LMDz-INCA, moyenne temporelle avril-juin 2003 (bas) : diamètre médian en masse (μm) modélisé par LMDz-INCA, moyenne temporelle avril-juin 2003 avec une condition sur la quantité de poussières minimale.

dominants. De plus, on remarque aussi des tailles de particules assez grosses dans les boîtes situées à 30°N. Le coefficient de corrélation entre ces deux cartes vaut 0.687. On remarque également que la décroissance du rayon effectif AIRS est plus abrupte que celle du MMD de LMDz-INCA, parce que ce dernier prend aussi en compte les particules du mode d'accumulation qui sont moins affectées par la sédimentation gravitationnelle.

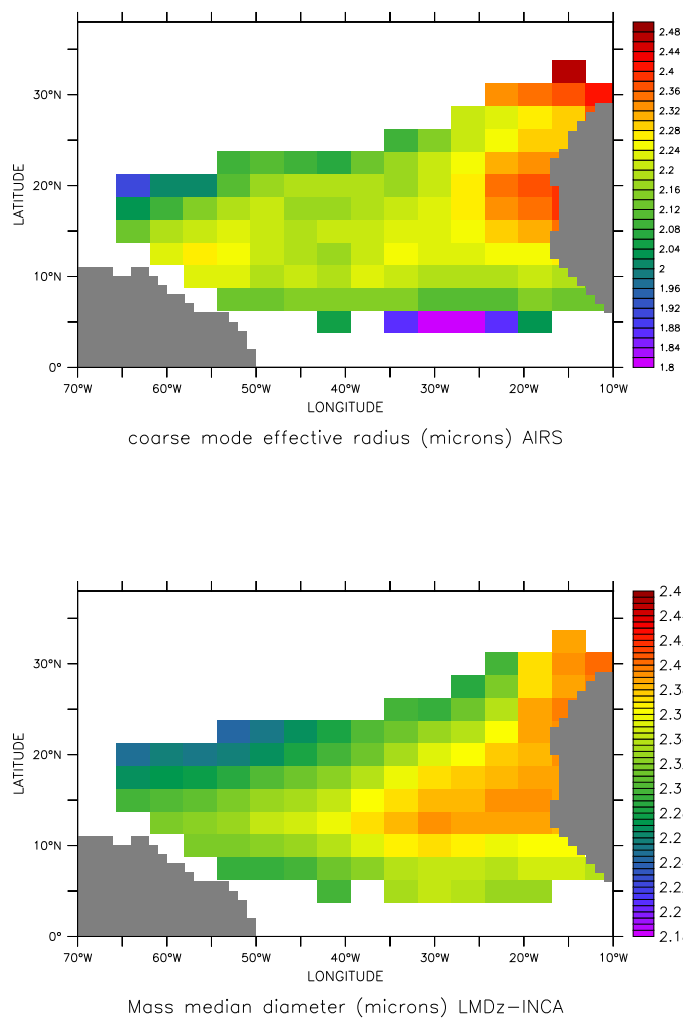


FIG. 7.7 – (en haut) : rayon effectif du mode grossier (μm) retrouvé par AIRS, moyenne temporelle avril-juin 2003. (en bas) : diamètre médian en masse (μm) modélisé par LMDz-INCA, moyenne temporelle avril-juin 2003, avec condition sur les AOD journalières.

7.3 Conclusions

Nous avons présenté un algorithme d'inversion de la taille des aérosols, basé sur les observations AIRS. C'est, à notre connaissance, la première fois que des radiances infrarouges sont utilisées pour contraindre la distribution de taille des aérosols. Bien que le signal soit moins prédominant qu'en télédétection visible, l'avantage de l'infrarouge est la sensibilité des radiances à un seul paramètre de la distribution de taille : le rayon effectif du mode grossier. Les résultats obtenus reflètent bien la réduction de la taille des particules avec le transport (de $2.4 \mu m$ le long des côtes africaines à environ $2 \mu m$ au-dessus des Caraïbes). Les valeurs retrouvées au-dessus du Cap-Vert sont du même ordre que les inversions obtenues par le photomètre du réseau AERONET. La distribution géographique des tailles est en accord avec les sorties du modèle LMDz-INCA.

L'algorithme d'inversion décrit ci-dessus devrait pouvoir être adapté à IASI, ce qui permettra par exemple d'étudier les éventuelles variations saisonnières du rayon effectif des poussières désertiques.

Enfin, en choisissant des canaux appropriés, ce type d'inversion pourrait être étendu pour retrouver d'autres propriétés microphysiques des aérosols (par exemple, le rapport d'aspect), ou leur composition minéralogique (par exemple le contenu en quartz).

Conclusions et perspectives

Quatre ans après le rapport 2001 de l'IPCC, un nombre grandissant d'études sur l'impact des aérosols sur le climat ont été menées. Pourtant, la question reste toujours ouverte, et l'on découvre encore de nouveaux modes d'interactions entre les aérosols et le climat [Wong and Dessler (2005)].

Dans cette thèse, c'est finalement à la question "que peuvent apporter les sondeurs infrarouges à l'étude des aérosols?" que j'ai essayé de répondre. En effet, ce qui a été fait ne répond pas directement à la question de l'impact des aérosols sur le changement climatique, mais les produits obtenus par inversion des observations satellitales peuvent être analysés en lien avec d'autres variables climatiques afin de mettre en évidence des corrélations, par exemple, ou peuvent permettre de mieux contraindre les modèles.

La méthodologie suivie, après quelques tentatives aux succès variables, reste très classique : après la prise en main des jeux de données et la construction des outils nécessaires (modèle de transfert radiatif couplé), une étude théorique rigoureuse a d'abord permis de bien mettre en évidence les caractéristiques des aérosols qui influencent le transfert radiatif dans l'infrarouge, et donc celles qui sont accessibles à l'inversion, puis différentes applications ont été traitées.

Afin de mieux évaluer tout le potentiel des sondeurs infrarouges pour l'étude des aérosols, j'ai privilégié la variété des applications (aérosols stratosphériques et troposphériques, sondeurs ancienne et nouvelle génération) au traitement exhaustif des données (inversion des observations AIRS à l'échelle régionale seulement pour le moment).

Rappel des principaux résultats obtenus

Avant de traiter des perspectives ouvertes par ce travail, voici un rappel des principaux résultats obtenus :

Impact de la microphysique des aérosols sur leurs propriétés optiques

Dans l'infrarouge thermique, l'indice de réfraction, très variable spectralement et d'un modèle d'aérosol à l'autre, est l'une des principales causes d'incertitude dans le calcul des propriétés optiques des aérosols. De nouvelles mesures des indices de

réfraction des aérosols, couvrant un domaine spectral étendu et continu (du visible à 15 microns) seraient précieuses pour réduire cette incertitude.

Dans le domaine de la microphysique des aérosols, l'effet de la taille des particules sur les propriétés optiques est modéré, et moindre que dans le domaine visible/proche-infrarouge, où la sensibilité respective des longueurs d'onde dépend fortement de la taille de ces particules. De plus, le rapport de l'extinction infrarouge sur l'extinction visible augmente avec la taille des particules. Enfin, l'effet de l'asphéricité des particules sur leurs propriétés optiques est très faible. Contrairement à la télédétection visible qui mesure le rayonnement diffusé à des angles élevés, la télédétection dans l'infrarouge ne dépend pas sensiblement de la valeur de la fonction de phase des aérosols aux grands angles, là où l'impact de la forme des aérosols est le plus marqué (chapitre 2).

Transfert radiatif hyperspectral dans l'infrarouge avec diffusion

Les simulations des radiances infrarouges à haute résolution spectrale doivent être réalisées avec un code de transfert radiatif adapté : pour prendre en compte la diffusion causée par les aérosols et la très haute résolution spectrale des instruments nouvelle génération, nous avons développé un code couplant le raie-par-raie "4A" à l'algorithme "DISORT". Les simulations montrent que le signal de la situation atmosphérique (température, vapeur d'eau) est prédominant, suivi par la signature de l'épaisseur optique infrarouge et de l'altitude moyenne des aérosols (quelques Kelvin sur les températures de brillance), puis par la signature de la taille des particules (de l'ordre du Kelvin au maximum) et de leur asphéricité (quelques dixièmes de Kelvin seulement) (chapitre 3).

Inversion de l'épaisseur optique des aérosols du Pinatubo à 3 longueurs d'onde

La première inversion réalisée est celle de l'épaisseur optique, à trois longueurs d'onde, des aérosols volcaniques stratosphériques du Pinatubo, à partir des observations du sondeur infrarouge de première génération HIRS et de radiosondages. L'algorithme a pour principal avantage de ne pas nécessiter d'hypothèse a priori sur la microphysique des aérosols, car ceux-ci sont purement absorbants et non diffusants. Les résultats obtenus à l'échelle du globe sur la période 1987-1995 permettent de suivre l'évolution de la couche d'aérosols stratosphériques dans les tropiques et moyennes latitudes. La variation spatio-temporelle de la couche d'aérosols stratosphériques après l'éruption du Pinatubo est en accord avec la dynamique de l'atmosphère et avec d'autres observations, par exemple des mesures LIDAR ou les inversions de l'instrument ISAMS (chapitre 4, [Pierangelo et al.(2004a)]).

Climatologie de 8 ans des poussières désertiques au-dessus des océans et des surfaces continentales

La détection des poussières désertiques à partir des températures de brillance HIRS et des inversions de la base "3I" nous a permis de produire une climatologie de 8 années (1987-1995) de ces aérosols. La prise en compte des émissivités de surface permet d'utiliser un même algorithme sur mer et sur terre. Ceci est de première importance pour établir une climatologie des sources de poussières désertiques. La forte saisonnalité de ces sources apparaît nettement dans nos résultats. Cette climatologie devrait être d'un grand intérêt pour l'étude du cycle de vie, de l'émission, du transport et du dépôt des poussières désertiques, et demande à être analysée plus en détail d'un point de vue géophysique (chapitre 5).

Inversion de l'épaisseur optique infrarouge, de l'altitude et de la taille des poussières désertiques à partir des observations AIRS

L'inversion des radiances de l'instrument nouvelle génération a nécessité un travail préliminaire plus important : développement d'un masque nuageux adapté, sélection de canaux, validation de l'inversion par Look-Up-Table... Les résultats obtenus au-dessus de l'Atlantique pour la période mars-septembre 2003 sont en bon accord avec d'autres observations spatiales. L'inversion de l'altitude à échelle régionale montre une saisonnalité attendue et révèle l'influence de l'ITCZ sur le panache de poussières. L'adaptation de l'algorithme d'inversion aux observations de l'interféromètre aéroporté ARIES donne des résultats plus mitigés, principalement parce que le rayonnement solaire a pour effet de réduire la sensibilité des canaux proche-infrarouge aux aérosols (chapitre 6, [Pierangelo et al.(2004b)]). Le grand échantillonnage spectral d'AIRS permet d'aller plus loin dans la caractérisation des poussières désertiques : nous avons ainsi inversé le rayon effectif du mode grossier de ces particules, au-dessus de l'Atlantique, pour la période avril-juin 2003. En accord avec les simulations du modèle LMDz-INCA, nos résultats révèlent une réduction du rayon effectif avec le transport, de 2.4 à 2 microns environ (chapitre 7, [Pierangelo et al.(2005)]).

Perspectives ouvertes par ce travail

Parmi les perspectives ouvertes par ce travail, certaines concernent des améliorations possibles des algorithmes d'inversion, d'autres une extension des inversions dans le temps et l'espace, et certaines enfin consistent en de nouveaux développements. De plus, au-delà du problème inverse, les produits fournis nécessiteraient d'être analysés plus en détails en termes géophysiques, notamment dans leurs corrélations ou interactions possibles avec les autres composantes du système climatique.

Les temps de calcul des Look-Up-Tables pour AIRS nous ont conduits par exemple à ne considérer que la direction d'observation nadir. Il pourrait être intéressant de générer des LUT pour d'autres angles, ce qui permettrait ainsi d'obtenir plus de points

de mesure. De même, l'émissivité à la surface de la mer est constante dans les LUT, elle ne dépend ni du canal, ni de l'angle de visée du satellite, ni de la vitesse du vent. La validité de cette hypothèse mériterait d'être vérifiée de façon plus approfondie, notamment dans les régions de fort vent. Cependant, les améliorations attendues par ces modifications sont sans doute négligeables devant l'apport d'une meilleure connaissance des indices de réfraction des aérosols dans l'infrarouge. D'ailleurs, et ceci est vrai pour l'inversion des observations HIRS aussi bien que AIRS, le choix d'un modèle unique d'aérosol peut être correct à échelle régionale, comme nous l'avons montré pour AIRS, mais n'est pas forcément approprié à des inversions globales. Une fois de plus, nous ne pouvons qu'espérer que de nouvelles mesures des indices de réfraction des poussières, couvrant tout le spectre du visible à l'infrarouge thermique, soit enfin faites prochainement en laboratoire à partir d'échantillons provenant de diverses régions source (Sahara, Arabie, Asie, mais aussi Australie ou Etats-Unis).

Les produits obtenus pourraient être étendus temporellement et spatialement. Suite à l'éruption solaire de novembre 2003 qui a entraîné l'arrêt temporaire de l'instrument AIRS et par la suite des modifications de ces caractéristiques spectrales, l'extension de l'inversion aux années 2004 et 2005 requiert le calcul de nouvelles Look-Up-Tables, ainsi qu'une nouvelle détermination des "deltacs" et des seuils des tests nuageux. De plus, dès 2006, les observations de IASI seront disponibles. Les outils et algorithmes d'inversion développés dans cette thèse pourront en très grande partie être appliqués à IASI. C'est dans ce cadre que le CNES finance actuellement une proposition de recherche scientifique à l'équipe ARA. Le but est de développer un code de transfert radiatif direct pour IASI permettant de prendre en compte les aérosols diffusants dans les calculs. C'est une étape préliminaire à l'inversion de produits aérosols à partir des observations IASI futures.

Pour l'instrument HIRS, la réanalyse de l'archive devrait permettre d'étendre la période que nous avons couverte jusqu'en 2000 avec la plate-forme NOAA-14 prochainement, l'idéal étant à terme de couvrir les 25 années. L'étude de la variabilité inter-annuelle des poussières désertiques, ou même de tendances, en corrélation avec d'autres paramètres géophysiques, profitera pleinement de cette extension. Remonter plus loin en arrière permettra d'inverser les épaisseurs optiques des aérosols volcaniques émis par El Chichon, en mars 1982, et de comparer ainsi les caractéristiques des deux dernières émissions majeures d'aérosols volcaniques.

D'un point de vue spatial, pour l'instrument AIRS, le passage à l'échelle globale, sur mer toujours, nécessitera des modifications dont certaines sont évoquées dans l'annexe V (extension à la Méditerranée). L'extension de l'algorithme sur terre n'a pas abouti à l'heure actuelle (annexe VI). Par contre, comme pour HIRS, la connaissance de l'émissivité de surface pour chaque canal utilisé dans l'algorithme devrait permettre d'obtenir des cartes de poussières couvrant terre et mer. L'inversion des émissivité de surface à partir d'AIRS fait actuellement l'objet d'une thèse au LMD.

Nous pourrions aussi aller sans doute encore plus loin dans la caractérisation des poussières désertiques par les sondeurs infrarouges hyperspectraux. Selon un

procédé semblable à celui mis au point pour caractériser la taille des particules, leur forme (facteur d'aspect par exemple), ou leur composition minéralogique (contenu en quartz), pourraient être obtenus depuis l'espace en sélectionnant soigneusement les canaux en fonction de leurs sensibilités respectives.

Une autre voie récemment ouverte par l'Aqua-Train et actuellement encore sous exploitée est la synergie entre instruments. Par sa capacité à retrouver l'altitude moyenne des poussières, AIRS est naturellement complémentaire du lidar qui sera embarqué à bord de Calipso, dont le lancement est prévu en août 2005. Calipso fournira le profil vertical des aérosols sous la trace du satellite, tandis qu'AIRS offre une vision de l'altitude moyenne des poussières sous toute la fauchée du satellite. AIRS pourrait donc par exemple faciliter l'interpolation du profil vertical des poussières entre deux traces successives.

Enfin, puisque nous parlons d'instruments du futur proche, il convient de mentionner l'interféromètre IASI. Parce qu'il offre un nombre d'échantillons spectraux encore plus important qu'AIRS, la possibilité de sélectionner des canaux sensibles uniquement à des propriétés spécifiques sera facilitée. Cela conviendra sans doute aux extensions envisagées ci-dessus en terme de forme ou composition des aérosols. De plus, trois plates-formes opérationnelles Metop emporteront IASI à leur bord, ce qui devrait permettre de couvrir un nombre d'années suffisamment grand pour obtenir une réelle climatologie des aérosols.

Enfin, il ne faut pas perdre de vue que ces efforts d'inversions ont pour but ultime une meilleure connaissance de l'impact climatique des aérosols. Si l'observation est de première importance en sciences de l'atmosphère, la télédétection n'est qu'un maillon d'une chaîne qui inclut également études théoriques, modélisation, et à l'interface du modèle et des observations, assimilation.

Dans un premier temps, des études à partir de la climatologie des aérosols issue de HIRS pourraient permettre de mieux connaître le cycle de vie des poussières désertiques, et notamment, par la possibilité d'avoir des inversions au-dessus des continents, de leur sources (localisations, saisonnalité de l'activité...). La modélisation de l'émission des aérosols reste encore un domaine difficile mais qui pourrait bénéficier de ces observations. Les relations entre les événements de poussières et les autres variables géophysiques (sécheresse, végétation...), comme l'étude de la variabilité inter-annuelle des sources (lien avec l'oscillation nord-atlantique par exemple), sont aussi des champs d'étude dans lesquels il nous reste beaucoup à apprendre.

L'estimation du forçage radiatif des aérosols aux grandes longueurs d'onde est également une des raisons de ce travail. Seule la caractérisation des aérosols par la télédétection infrarouge fournit un ensemble de mesures cohérentes entre elles (estimation du profil de température et de vapeur d'eau co-localisée à l'épaisseur optique infrarouge et l'altitude équivalente infrarouge des aérosols). J'espère donc que les produits aérosols dérivés à partir de HIRS et AIRS seront exploités dans cette direction, et que mon travail aura ainsi contribué à une réduction des incertitudes portant sur le changement climatique.

Annexe I : discrétisation verticale de l'atmosphère associée à 4A.

niveau 4A	altitude (km)	pression (hPa)	température (K)
1	69.5	0.05	244.4
2	66.3	0.09	244.4
3	61.0	0.17	251.9
4	57.5	0.30	259.0
5	52.8	0.55	265.7
6	47.6	1.00	268.3
7	44.6	1.50	266.7
8	41.7	2.23	263.0
9	38.7	3.33	255.1
10	35.8	4.98	247.3
11	33.1	7.43	240.6
12	30.3	11.11	234.3
13	27.6	16.60	228.1
14	25.0	24.79	219.1
15	22.5	37.04	209.0
16	21.3	45.73	204.5
17	20.0	56.46	199.0
18	18.5	69.71	192.9
19	17.1	86.07	194.7
20	15.7	106.27	197.9
21	14.5	131.20	204.3
22	13.1	161.99	212.1
23	11.8	200.00	221.8
24	11.1	222.65	227.3
25	10.5	247.87	232.8
26	9.7	275.95	238.1
27	9.0	307.20	243.7
28	8.2	341.99	249.4
29	7.5	380.73	255.1
30	6.8	423.85	260.3
31	6.0	471.86	265.4
32	5.3	525.00	270.2
33	4.5	584.80	275.3
34	3.5	651.04	280.3
35	2.7	724.78	285.2
36	2.0	800.00	289.6
37	1.5	848.69	292.3
38	1.0	900.33	295.2
39	0.5	955.12	298.2
40	0	1013.00	298.8

Annexe II : calculs de transfert radiatif

Pour prouver que la signature des aérosols stratosphériques sur les radiances ne dépend quasiment pas de l'altitude, repartons de l'équation linéarisée en épaisseur optique :

$$\begin{aligned}\Delta I &= \epsilon B(\text{surf})\tau^m(\text{surf}) \sum_{k=0}^n \delta(k) \\ &+ \sum_{k=0}^n B[T(k)] \left(\tau^m(k+1) \sum_{j=k+1}^n \delta(j) - \tau^m(k) \sum_{j=k}^n \delta(j) \right)\end{aligned}$$

Réécrivons le deuxième terme du membre de droite :

$$\begin{aligned}\Delta I_2 &= \sum_{k=0}^n B[T(k)] \left(\tau^m(k+1) \sum_{j=k+1}^n \delta(j) - \tau^m(k) \sum_{j=k}^n \delta(j) \right) \\ &= \sum_{k=0}^n B[T(k)] \left(\sum_{j=k+1}^n \delta(j) (\tau^m(k+1) - \tau^m(k)) - \delta(k) \tau^m(k) \right) \\ &= \sum_{k=0}^n B[T(k)] \left(\sum_{j=k+1}^n \delta(j) (\tau^m(k+1) - \tau^m(k)) \right) \\ &- \sum_{k=0}^n B[T(k)] \delta(k) \tau^m(k)\end{aligned}$$

En séparant la contribution des niveaux atmosphériques k situés sous le niveau de la tropopause, t , (pour lesquels on a $\delta(k) = 0$), et ceux situés au-dessus de la tropopause (pour lesquels on a $\tau^m(k) = \tau^m(k+1) = 1$), on obtient :

$$\begin{aligned}\Delta I_2 &= \sum_{k=0}^t B[T(k)] \left(\sum_{j=t}^n \delta(j) (\tau^m(k+1) - \tau^m(k)) \right) \\ &+ \sum_{k=t}^n B[T(k)] \left(\sum_{j=k+1}^n \delta(j) (1 - 1) \right) \\ &- \sum_{k=t}^n B[T(k)] \delta(k) 1\end{aligned}$$

Le second terme du membre de droite de l'équation ci-dessus s'annule.

En appelant $\delta(tot) = \sum_{j=t}^n \delta(j)$ l'épaisseur optique totale (intégrée verticalement sur toute l'atmosphère, ou, ce qui revient au même, sur toute la stratosphère), on a :

$$\begin{aligned} \Delta I &= \epsilon B_{(surf)} \tau^m_{(surf)} \delta(tot) \\ &+ \sum_{k=0}^t B[T(k)] (\tau^m_{(k+1)} - \tau^m_{(k)}) \delta(tot) \\ &- \sum_{k=t}^n B[T(k)] (\delta(k)) \end{aligned}$$

Le dernier terme de cette équation est une somme de termes qui ne sont non nuls qu'aux altitudes auxquelles on trouve des aérosols, c'est-à-dire approximativement entre 15 et 25 km. Entre ces altitudes, la température varie assez peu (voir annexe I) ce qui permet d'appliquer le théorème de la moyenne, d'où :

$$\begin{aligned} \sum_{k=t}^n B[T(k)] \delta(k) &\approx B[T(moy)] \sum_{k=t}^n \delta(k) \\ &\approx B[T(moy)] \delta(tot) \end{aligned}$$

Finalement, on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta I &= \left[\begin{aligned} &\epsilon B_{(surf)} \tau^m_{(surf)} \\ &+ \sum_{k=0}^t B[T(k)] (\tau^m_{(k+1)} - \tau^m_{(k)}) \\ &- B[T(moy)] \end{aligned} \right] \delta(tot) \end{aligned}$$

La signature des aérosols stratosphériques est donc proportionnelle à leur épaisseur optique.

Annexe III : cartes mensuelles des épaisseurs optiques infrarouges des poussières obtenues par inversion des observations TOVS de 1987 à 1995.

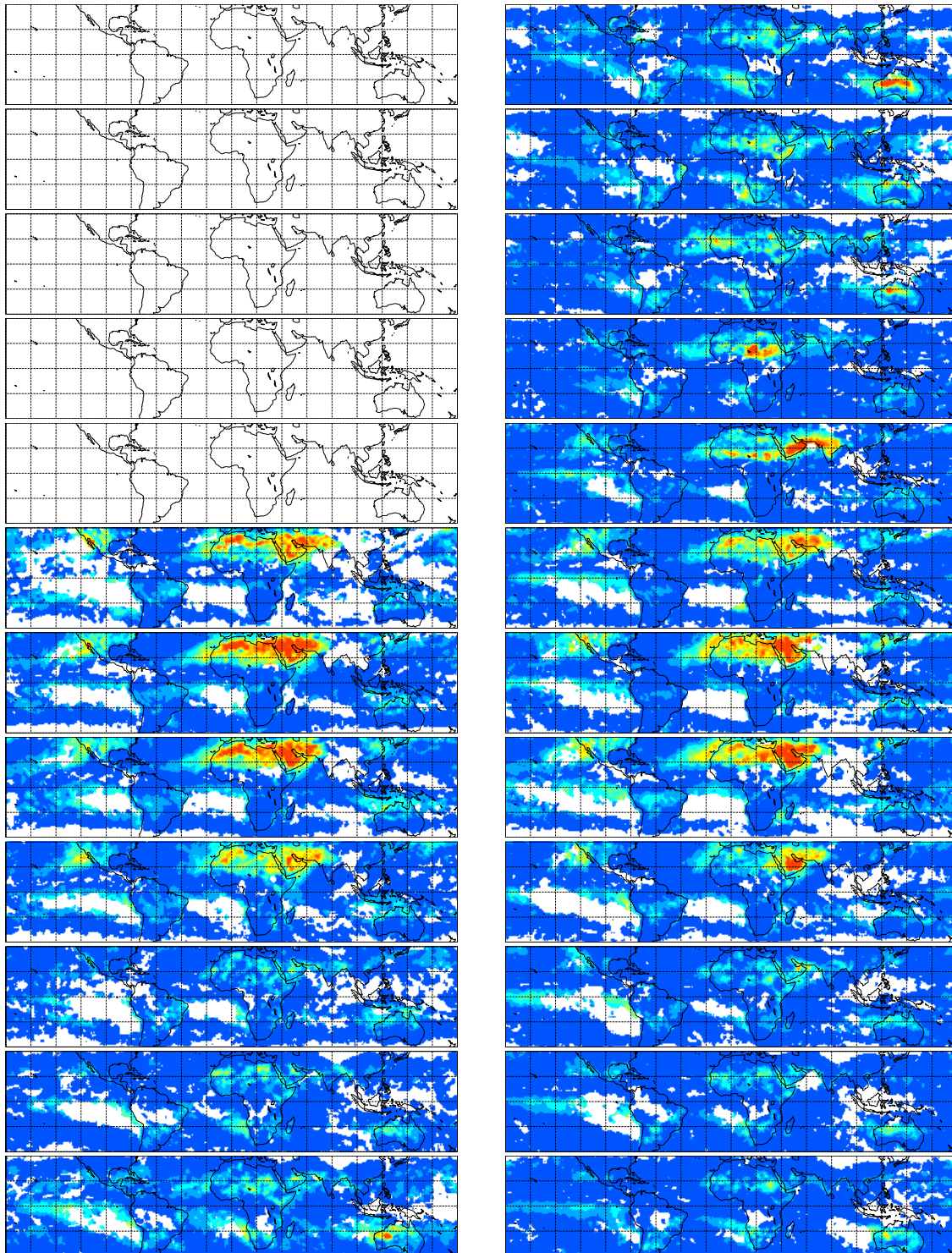


FIG. III-1 – Moyennes mensuelles des AOD infrarouges (à $10 \mu\text{m}$) : années 1987 (à gauche) et 1988 (à droite). De haut en bas : janvier à décembre.

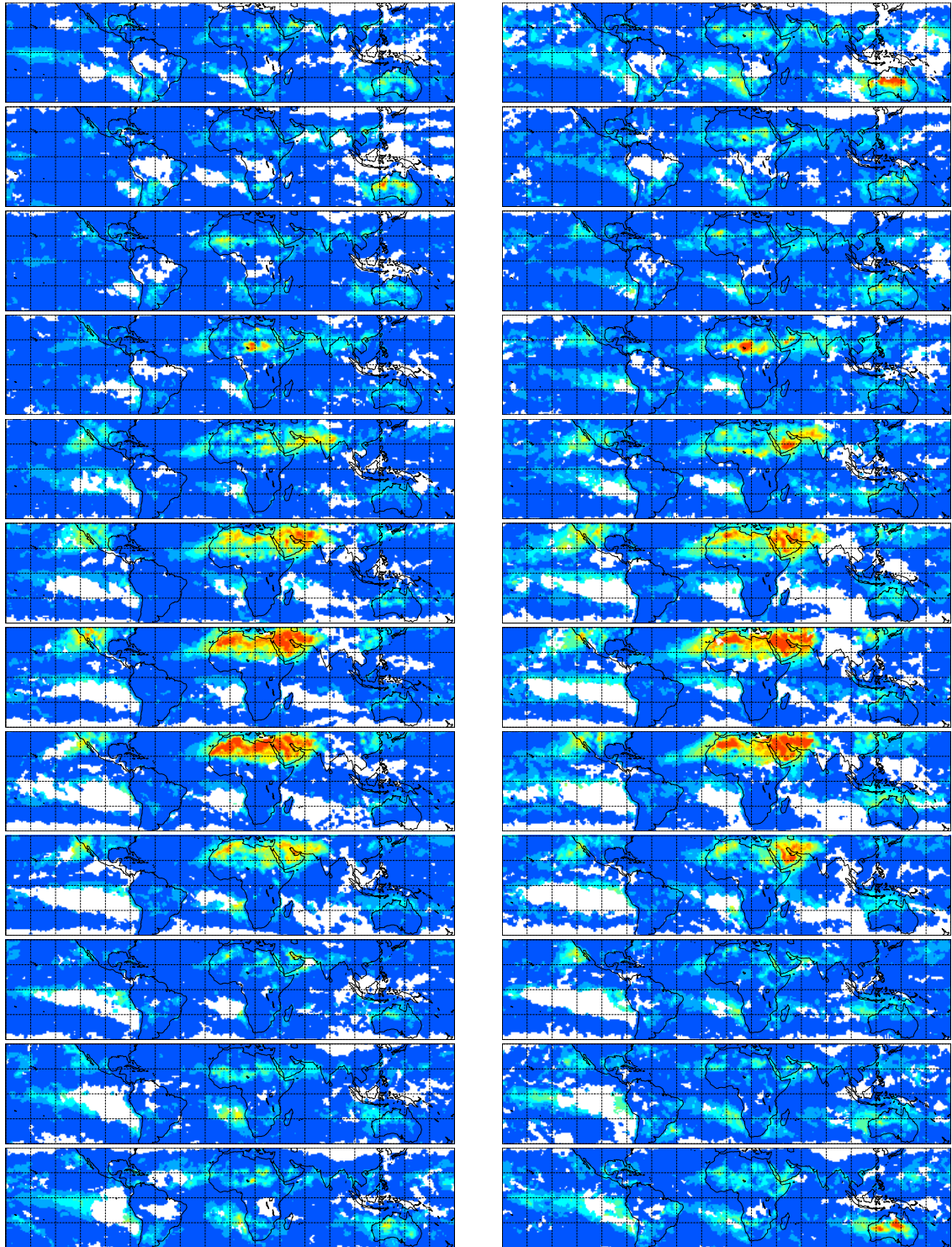


FIG. III-2 – Moyennes mensuelles des AOD infrarouges (à $10 \mu\text{m}$) : années 1989 (à gauche) et 1990 (à droite). De haut en bas : janvier à décembre.

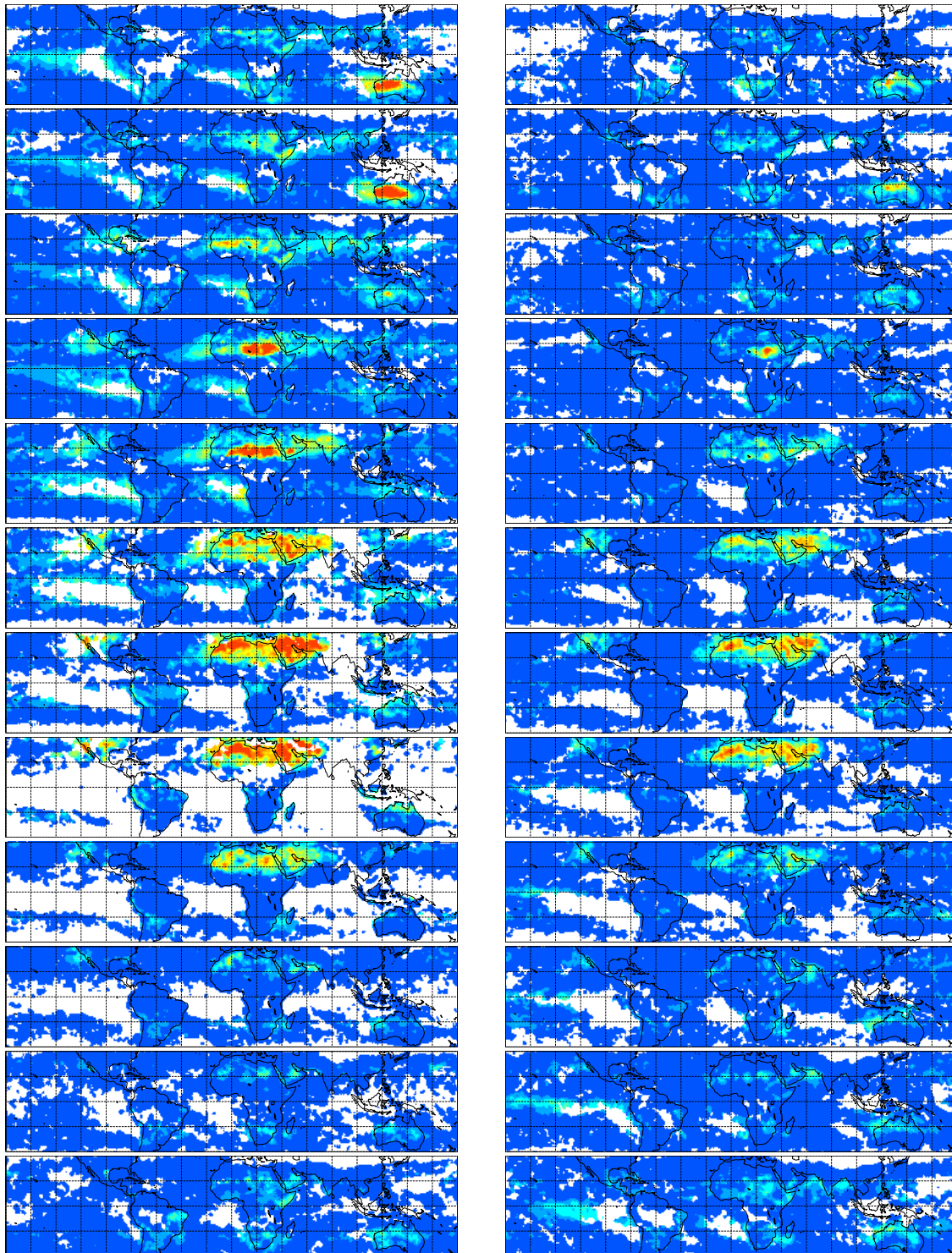


FIG. III-3 – Moyennes mensuelles des AOD infrarouges (à $10 \mu\text{m}$) : années 1991 (à gauche) et 1992 (à droite). De haut en bas : janvier à décembre.

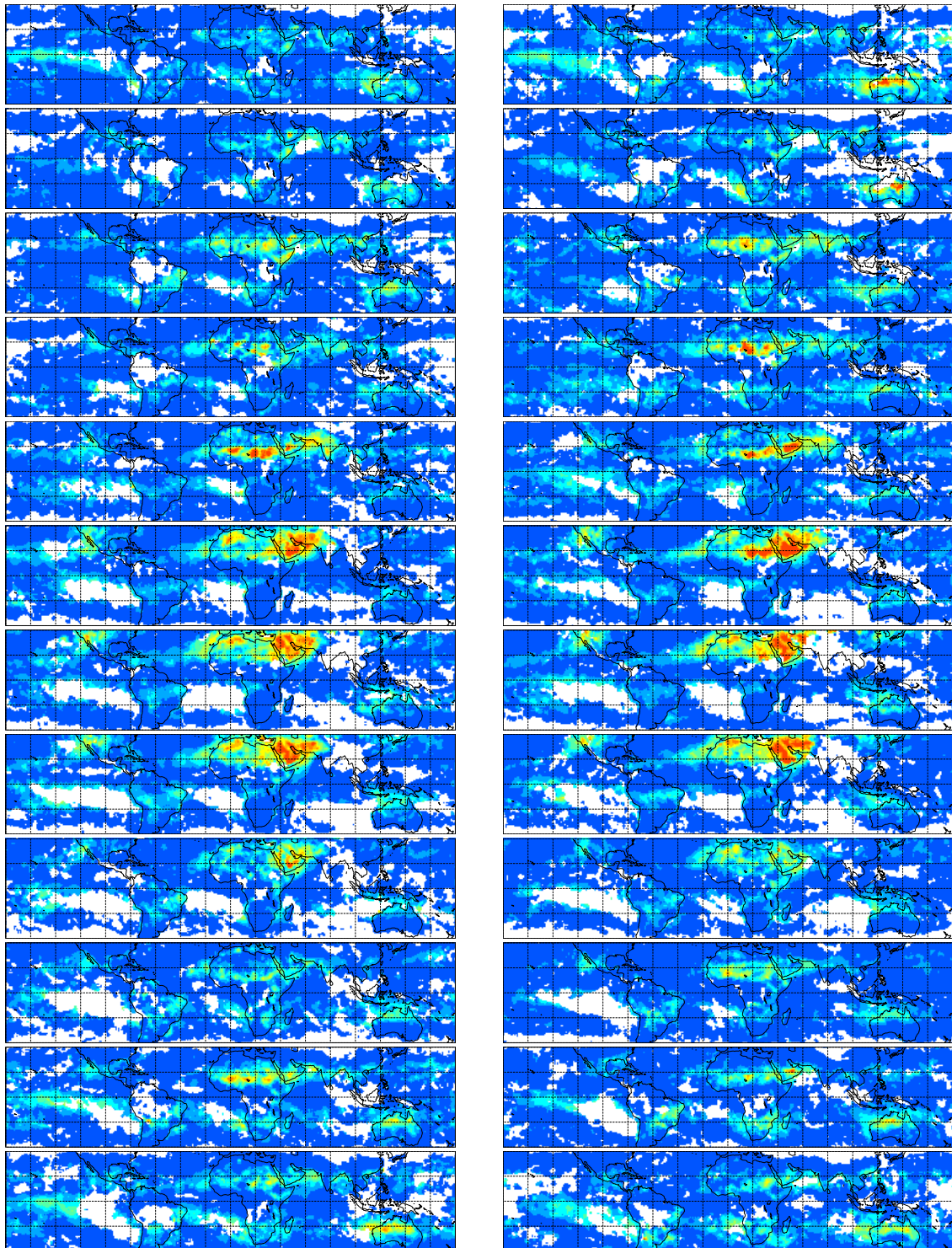


FIG. III-4 – Moyennes mensuelles des AOD infrarouges (à $10 \mu m$) : années 1993 (à gauche) et 1994 (à droite). De haut en bas : janvier à décembre.

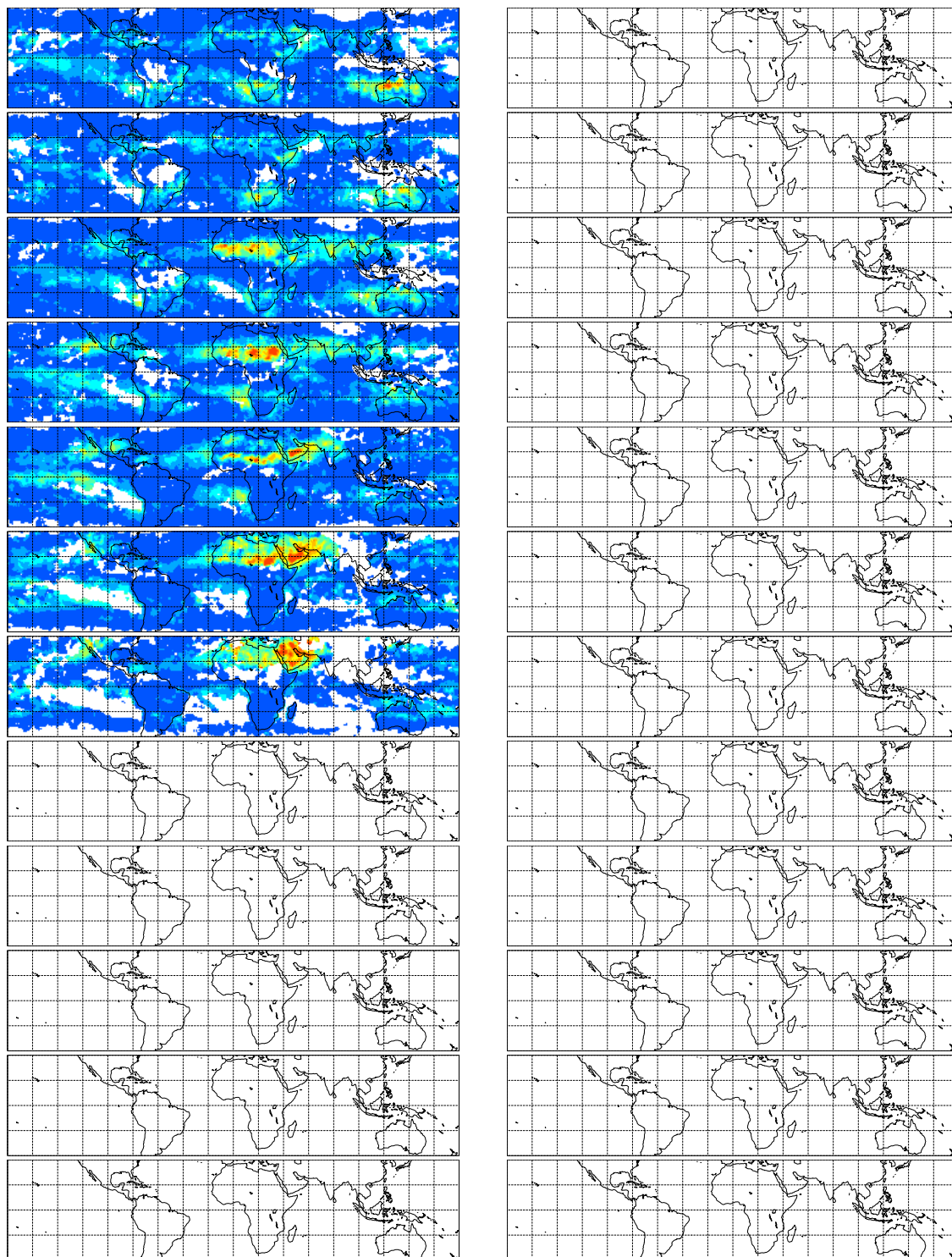


FIG. III-5 – Moyennes mensuelles des AOD infrarouges (à $10 \mu\text{m}$) : année 1995 (à gauche). De haut en bas : janvier à décembre.

Annexe IV : contamination des inversions CO_2 par les aérosols de combustion de biomasse

La mise en évidence de signatures d'aérosols pouvant atteindre plusieurs Kelvin sur les températures de brillance HIRS a naturellement conduit à envisager leur impact possible sur les inversions d'autres variables géophysiques dont les signatures sont faibles. Le cas des inversions en CO_2 , dont la signature est de l'ordre de quelques dixièmes de Kelvin, en est un exemple. L'algorithme d'inversion de la quantité de dioxyde de carbone dans la haute troposphère et basse stratosphère est basé sur une approche par réseau de neurones, de type perceptron multi-couches, décrite dans [Chédin et al.(2003b)]. Les canaux HIRS utilisés dans cette inversion sont les canaux 2, 3, 4, 5, 6, tous situés vers 15 microns.

La différence entre les quantités de CO_2 de nuit (à 19h30 heure locale à l'équateur) et de jour (à 7h30 heure locale à l'équateur) reflète la présence de feux de biomasse (forêt et savane tropicales). En effet, la combustion est très active de jour et réduite la nuit. Durant la journée, une convection forcée par le chauffage par les feux entraîne rapidement les gaz émis par la combustion dans la haute troposphère, conduisant à un excès de CO_2 à 19h30. Durant la nuit, le CO_2 produit par la combustion et advecté se disperse horizontalement, conduisant à des concentrations moindres que celles de la veille au soir. Toute la période NOAA-10 a ainsi été analysée en terme de feux de biomasse par [Chédin et al.(2005)].

Afin d'estimer l'impact possible des aérosols émis par ces mêmes feux de biomasse sur les différences nuit-jour, nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques des aérosols de biomasse aux longueurs d'onde utilisées (aux alentours de $14 \mu m$), puis à leur distribution verticale, afin de simuler ensuite leur effet par un code de transfert radiatif. C'est notre contribution de l'étude des aérosols à [Chédin et al.(2005)] (partie 4.3.1) que nous présentons ici.

Modèles d'aérosols de biomasse

Caractéristiques et observations des aérosols de biomasse

Les aérosols dits "de biomasse" désignent toutes les particules émises par les feux de végétation (forêt, savane...). C'est donc un **mélange** à la fois interne et externe très variable d'éléments carbonés inorganiques, de carbone organique, d'aérosols sulfatés, de poussières du sol advectées par la convection liée à la chaleur produite par le feu... Une synthèse des différentes mesures in-situ de composition des aérosols de biomasse a été réalisée par [Andreae and Merlet(2001)]. On peut simplement retenir que la composition des aérosols de biomasse varie avec le lieu géographique (car la végétation n'est pas la même), avec les conditions météorologiques (le régime de combustion dépend de l'humidité), et avec l'âge du feu.

Des mesures de **taille de particules** recueillies lors de campagnes sont également disponibles. Le même terme "aérosol", désigne à la fois, selon les auteurs, des noyaux de condensation très fins et des poussières plus grosses. Il est donc crucial de connaître l'ordre de grandeur de la taille des aérosols considérés, en particulier pour savoir si des caractéristiques données s'appliquent bien aux aérosols optiquement actifs dans l'infrarouge, c'est-à-dire les plus gros. Généralement, les aérosols produits par les feux de biomasse sont majoritairement assez fins, des noyaux de condensation sont présents en grande quantité, et les plus grosses particules observées correspondent souvent à des poussières du sol advectées par la combustion. [Andreae et al.(2004)] rapportent des distributions de taille dont les rayons modaux en nombre sont situées dans l'intervalle 100 à 200 nm (soit des particules environ 10 fois plus fines que les poussières minérales).

Les mesures de la **charge en aérosols** sont délicates : certaines études rapportent des masses par composant, d'autres des nombres de particules, d'autres enfin des épaisseurs optiques visibles (inutile de préciser que des mesures directes d'épaisseurs optiques infrarouges n'ont jamais été réalisées!). En raison de l'incertitude sur la composition et la distribution de taille des particules émises par les feux de biomasse, le passage de l'une à l'autre de ces grandeurs est source d'incertitudes importantes.

Propriétés optiques des aérosols de biomasse dans l'infrarouge

Aucune des bases de données de "Geisa-aérosols" ne compte de modèle décrivant les aérosols émis par les feux de biomasse ; et pour cause, car la variabilité importante de ces émissions en terme de composition ne permet pas de leur associer un unique jeu de propriétés optiques. La démarche que nous avons suivie pour modéliser l'effet des aérosols est donc de considérer séparément différents modèles entrant dans la composition du mélange qu'est l'aérosol de biomasse. Nous avons considéré les modèles SOOT (suie = carbone inorganique), WASO (Water soluble : un modèle d'aérosol soluble contenant à la fois des sulfates, nitrates etc), et INSO (insoluble, un modèle contenant les composants insolubles de l'aérosols, notamment les poussières du sol). Dans le modèle WASO, les particules peuvent contenir plus ou moins d'eau,

selon l'humidité de l'atmosphère, ce qui modifie légèrement les indices de réfraction. Ce modèle est donc décliné selon plusieurs valeurs de l'humidité relative : 50, 70, 80, 90, 95, 98 et 99%. Nous ne considérons ici que les modèles WASO50 et WASO70 car les feux ont lieu pendant la saison sèche et [J.S. Reid et al.(2004)] ont montré que les humidités relatives correspondantes étaient inférieures à 70%. Notre but étant d'estimer la possibilité d'une éventuelle contamination, nous pouvons obtenir ainsi une fourchette des propriétés optiques qui nous intéressent ici, à savoir le rapport de l'AOD à $0.55 \mu m$ sur l'AOD à $14 \mu m$.

En effet, pour estimer l'impact du signal des aérosols de biomasse sur les observations des canaux HIRS 2 à 6, donc sur la concentration en CO_2 retrouvée, l'épaisseur optique à la longueur d'onde considérée (ici, $14 \mu m$) est la première variable d'intérêt, avec l'altitude moyenne des particules - ou plus précisément leur profil vertical (voir partie 3.4). Pour estimer la valeur de l'AOD à 14 microns, la stratégie la plus simple et faisant appel à une moindre connaissance a priori des aérosols est la conversion de l'AOD visible (une observation facilement disponible) à l'AOD infrarouge en utilisant la formule simple donnée dans l'équation 2.19. Selon cette formule, le rapport de l'AOD infrarouge sur l'AOD visible est égal au rapport de la section efficace d'extinction infrarouge sur la section efficace d'extinction visible. Nous avons calculé ces sections efficaces avec un code de Mie pour les modèles SOOT, INSO, WASO50 et WASO70, pour trois distributions de taille lognormales monomodales caractérisées par la valeur de leur rayon modal (100, 150 et 200 nm). Les résultats sont reportés dans la table 1 de [Chédin et al.(2005)] et montrent une variation très importante du rapport infrarouge/visible avec le modèle et la taille des aérosols, de 0.08 à 0.12. Pour un mélange réaliste basé sur [J.S. Reid et al.(2004)], ce rapport vaut 0.07. Enfin, comme le paramètre de taille est très petit, la diffusion du rayonnement infrarouge par les aérosols de biomasse est négligeable. Ceci est confirmé par un calcul de Mie : quel que soit le modèle et la taille considérés, l'albedo de diffusion simple est inférieur à 0.01 à $14 \mu m$. En conséquence, l'effet des aérosols de biomasse sur les radiances des canaux HIRS 2 à 6 dépend uniquement de l'AOD et de la distribution verticale des particules.

L'épaisseur optique visible des aérosols de biomasse est fournie par les produits MODIS (http://modis-atmos.gsfc.nasa.gov/MOD08_M3/index.html). Les résultats de l'algorithme d'inversion du CO_2 sont moyennés mensuellement puis sur des zones de 15° par 15° (moyenne glissante 1° par 1°). Nous avons donc cherché le maximum de l'épaisseur optique visible fournie par MODIS rapportée aux mêmes échelles de temps et d'espace. Un maximum de 0.7 en août 2003 en Afrique du sud a été trouvé. En prenant la valeur moyenne de 0.07 comme rapport des épaisseurs optiques infrarouge et visible, cela correspond à un maximum de 0.05 pour l'AOD infrarouge.

Distribution verticale des aérosols de biomasse

La distribution verticale des aérosols est le second paramètre clé à déterminer pour effectuer des simulations réalistes de l'impact des feux de biomasse. Là encore, les observations de la distribution verticale des aérosols sont rares, fournies par

quelques campagnes limitées dans l'espace et dans le temps. D'une manière générale, ces observations montrent que les plus grosses particules, donc celles qui ont un impact dans l'infrarouge, restent relativement bas dans l'atmosphère (de la surface à quelques kilomètres) [Anderson et al.(1996)]. D'un autre côté, des observations récentes relèvent la présence de fumée à des altitudes plus haute [Andreae et al.(2004)], mais aucune mesure de la taille et de la concentration de ces particules dans la haute troposphère n'est disponible... En conséquence, nous avons décidé d'effectuer des simulations de l'effet des aérosols de biomasse sur les inversions en CO_2 pour toute une gamme d'altitudes moyennes allant de la surface à 7 km (altitude supérieure aux plus hautes observations in-situ réalisées à l'heure actuelle).

Simulation de l'effet des aérosols de biomasse sur les inversions en CO_2

Effet des aérosols de biomasse sur les températures de brillance

Nous avons calculé l'effet d'une couche d'aérosols purement absorbante, d'épaisseur optique à $14 \mu m$ variant entre 0.005 et 0.05, et localisée dans les couches "4A" (voir annexe I) 39 à 29 (soit une altitude maximum de 7 km environ), sur les températures de brillance des canaux HIRS 2 à 8. Remarquons que les différences "jour-nuit" des AOD sont sans doute inférieures aux AOD considérées ici. Le calcul a été effectué pour les 872 atmosphères tropicales de la base TIGR, suivant une procédure très semblable à celle qui a été suivie pour les aérosols stratosphériques (chapitre 4). La figure IV-1 montre à titre d'exemple la signature des aérosols de biomasse sur les températures de brillance des canaux HIRS 2 à 6, en fonction de l'altitude de la couche d'aérosols, lorsque son épaisseur optique à $14 \mu m$ est de 0.03 ou 0.05. Cette signature présente les caractéristiques suivantes : les canaux 2, 3 et 4 ne montrent aucune sensibilité aux aérosols de biomasse (leur fonction de poids pointe trop haut dans l'atmosphère), le canal 5 est légèrement sensible aux aérosols et le canal 6 est deux fois plus sensible. Ceci est très différent de la signature du CO_2 qui affecte de façon très semblable les températures de brillance de tous ces canaux. Ce point est important car c'est cette différence spectrale entre les deux signatures qui va limiter la contamination des inversions de CO_2 par les aérosols.

Effet des aérosols de biomasse sur les inversions

Pour chaque épaisseur optique et altitude des aérosols de biomasse, et chaque atmosphère TIGR, les TB calculées des canaux HIRS 2 à 6 sont présentées en entrée au réseau de neurones effectuant l'inversion de la concentration en CO_2 . La concentration retrouvée en sortie peut être alors comparée avec la concentration retrouvée pour la même atmosphère sans aérosols. La déviation standard et le biais de cette différence de concentration en CO_2 a été calculé pour les 872 atmosphères. La contamination des aérosols se traduit sur les concentrations retrouvées en CO_2 pour moitié

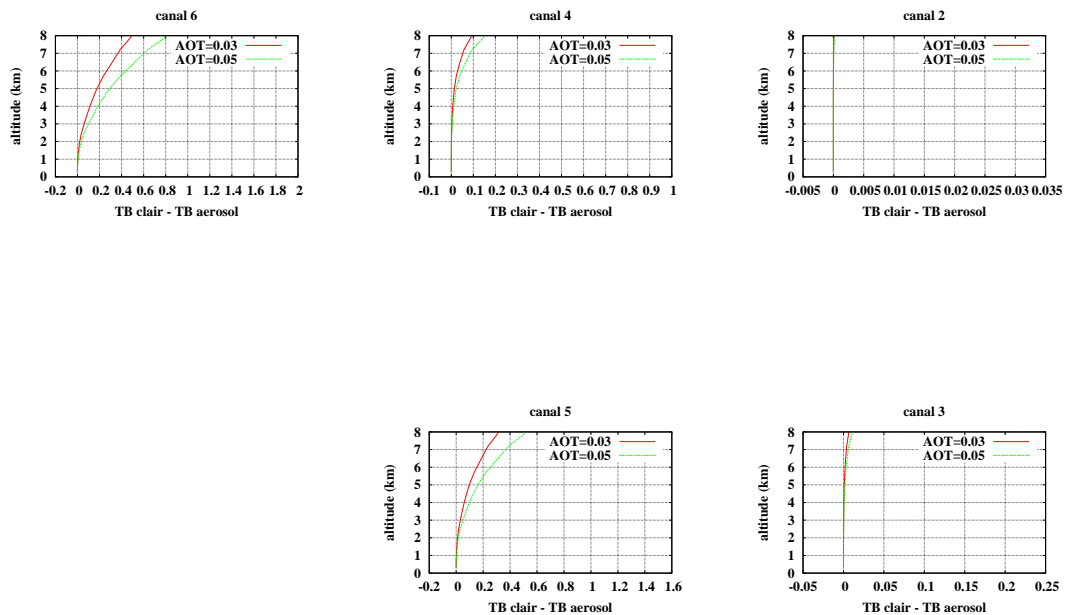


FIG. IV-1 – Signature des aérosols de biomasse sur les températures de brillance des canaux HIRS 2 à 6 en fonction de l'altitude de la couche d'aérosols : TB claire - TB aérosols (K) pour une couche de particules d'épaisseur optique à $14 \mu m$ de 0.03 et 0.05.

en une augmentation du bruit (déviations standard de 0.1 à 2 ppm selon l'AOD et l'altitude des aérosols) et pour moitié en un biais dans l'estimation (tracé sur la figure 12 de [Chédin et al.(2005)]). L'augmentation de la déviation standard vient du fait que le réseau de neurones considère le signal des aérosols comme incohérent, au moins en partie, avec le signal du CO_2 et l'interprète donc comme du bruit.

L'existence d'un biais positif (les aérosols sont en partie interprétés comme du CO_2 additionnel) est plus problématique que l'augmentation du niveau de bruit. La figure 12 de [Chédin et al.(2005)] révèle que la valeur de ce biais dépend fortement de l'AOD et encore plus de l'altitude des aérosols : de 0 à 2 ppm ! Cependant, les fortes valeurs sont obtenues pour des aérosols situés très hauts avec de fortes épaisseurs optiques, ce qui est peu réaliste, comme nous l'avons discuté précédemment. En conclusion, on peut estimer qu'un biais dans les estimations de CO_2 n'est possible que lors d'événements relativement forts (beaucoup d'aérosols émis et advectés par une forte convection) et ne dépasse sans doute pas 1 ppm dans ce cas. Il reste malgré tout difficile de connaître la fréquence d'occurrence d'événements paroxysmiques susceptibles de conduire à un biais plus élevé.

Réflexions sur la comparaison des émissions des gaz et des aérosols par les feux de biomasse

Un autre argument en faveur d'une faible contamination du signal "nuit-jour" de la concentration en CO_2 est la différence spatiale et temporelle entre les cartes obtenues et les cartes d'aérosols disponibles par d'autres sources (par exemple, par les

instruments spatiaux TOMS ou MODIS).

Ainsi, le signal retrouvé, tracé sur les figures 3 à 5 de [Chédin et al.(2005)], est très marqué au-dessus des continents mais peu au-dessus des océans. On ne retrouve pas, par exemple, la "langue" issue du sud de l'Afrique au-dessus de l'Atlantique, alors que ce signal est très marqué sur les cartes d'aérosols TOMS ou POLDER [Chiapello et al.(2000)]. Cela peut s'expliquer par des considérations dynamiques : les gaz issus des feux sont advectés verticalement à haute altitude, alors que les particules, en raison de l'action de leur poids, n'atteignent pas des altitudes aussi hautes mais sont emportées par les vents dominants.

De façon similaire, au niveau de l'aspect temporel cette fois-ci, la question d'un désaccord entre les cycles saisonniers du signal retrouvé et le cycle des aérosols de biomasse a été soulevée au cours du processus d'évaluation de l'article de [Chédin et al.(2005)]. Toujours sur l'Afrique, nous avons en effet noté que le maximum du signal retrouvé est atteint un ou deux mois avant le maximum du signal des aérosols (obtenu à partir des produits MODIS). Une raison possible réside dans le type de combustion : l'émission de CO_2 correspond à une combustion efficace ("feux"), tandis que l'émission d'aérosols correspond à une combustion moins efficace ("fumée"). Or, la fin de la saison des feux est causée par le début des précipitations. Dans cette période, l'humidité de la végétation qui augmente conduit à diminuer l'efficacité de la combustion donc à produire moins de CO_2 et plus de particules. Le type de végétation intervient également (savane ou forêt).

Annexe V : inversion des observations AIRS en terme de poussières désertiques : extension à la Méditerranée

Contexte de l'étude

Pendant deux semaines, du 31 janvier au 11 février, j'ai eu le plaisir d'encadrer deux stagiaires, Malick Mouhamad Isack, et Jérémy Guyon, étudiants en 3ème année de licence à l'Université Pierre et Marie Curie. Le sujet que je leur avais proposé me semblait adapté à un stage de courte durée : il s'agissait "simplement" d'appliquer l'algorithme d'inversion des observations AIRS (voir chapitre 6) à la Méditerranée. L'intérêt était de voir si l'inversion AIRS pouvait être étendue au niveau global. De plus, afin de donner un objectif plus concret au stage, il était prévu de se focaliser sur l'épisode de poussières désertiques qui avait été observé par LIDAR au-dessus de Palaiseau, entre 2 et 4 km d'altitude, le 7 mai 2003 [Cuesta, communication privée] et dont les rétrotrajectoires sont représentées figure V.1.

Je suis bien consciente des limites actuelles de cette étude, certains points étant loins d'être assez travaillés, cependant je pense qu'elle ouvre des perspectives intéressantes et c'est pourquoi j'ai décidé malgré tout de la présenter en annexe.

Adaptation des tests nuageux

Les 3 tests nuageux décrits dans la partie 6.1.1 sont des tests à seuil. Les seuils ont été déterminés empiriquement sur des observations tropicales et ne sont donc pas adaptés à la Méditerranée. Le premier travail des stagiaires a donc été de tracer les histogrammes des valeurs prises par ces 3 tests nuageux sur cette zone, afin de déterminer de nouveaux seuils (figure V.2). Les cartes mensuelles des couvertures nuageuses obtenues ont été comparées avec la couverture nuageuse MODIS de nuit (figure V.3). Bien qu'il soit établi que la fréquence d'occurrence des nuages déterminées à partir de MODIS la nuit soit trop élevée (voir discussion partie 6.1.1), cette comparaison permet de s'assurer que la répartition spatio-temporelle des nuages dé-

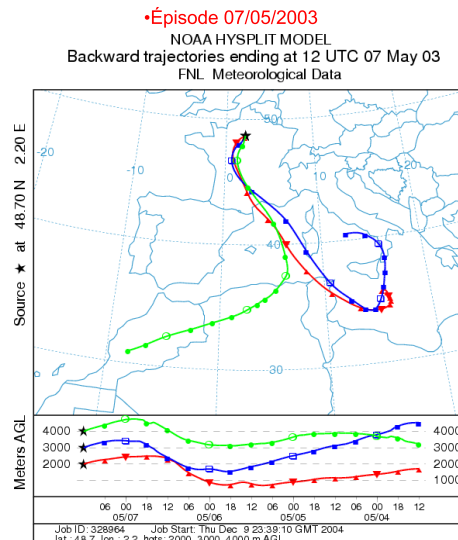


FIG. V-1 – *rétrotrajectoires à 2000, 3000 et 4000 m pour Palaiseau le 7 mai 2003 à midi [Cuesta, communication privée].*

tectés par AIRS est cohérente (par exemple, couverture nuageuse maximum en avril, mai et septembre, gradient est-ouest en septembre...). Enfin, la variabilité saisonnière de la couverture nuageuse obtenue a été comparée avec celle issue de la climatologie TOVS/PathB obtenue par l'inversion 3I à 7h30 (AM) et 19h30 (PM) (figure V.4). La couverture nuageuse obtenue par AIRS est dans la limite inférieure des couvertures nuageuses obtenus par TOVS pour les années 1988 à 1994, mais cela pourrait peut-être s'expliquer par le caractère exceptionnel de l'été 2003.

Inversion des AOD infrarouge et comparaison avec les AOD MODIS

Afin de visualiser le transport du nuage de poussières désertiques détecté au-dessus de Palaiseau le 7 mai 2003 et de le comparer avec les rétrotrajectoires de la figure V.1, l'algorithme d'inversion AIRS a été appliqué pour les journées du 3 au 8 mai 2003. L'analyse des rétrotrajectoires indique que c'est le 5 mai que le nuage a traversé la Méditerranée. Malheureusement, la trajectoire du satellite est telle que les observations AIRS du 5 mai ne permettent pas de voir la zone d'intérêt, au nord de l'Algérie. Par contre, les poussières au nord de la Lybie et sur l'Italie (rétrajectoires à 2000 et 3000 m) sont bien détectées par AIRS. Le 6 mai, la présence de nuage ne permet pas de tirer de conclusions.

Dans une deuxième temps, nous nous sommes intéressés aux moyennes mensuelles. Pour les mois d'avril à septembre 2003, les résultats de l'inversion des épaisseurs optiques infrarouges sont représentés figure V.6 (gauche). Les forts épisodes de poussières désertiques en provenance du Sahara sont bien détectés et bien localisés par AIRS (par exemple, au mois de septembre, on observe un panache émergent au

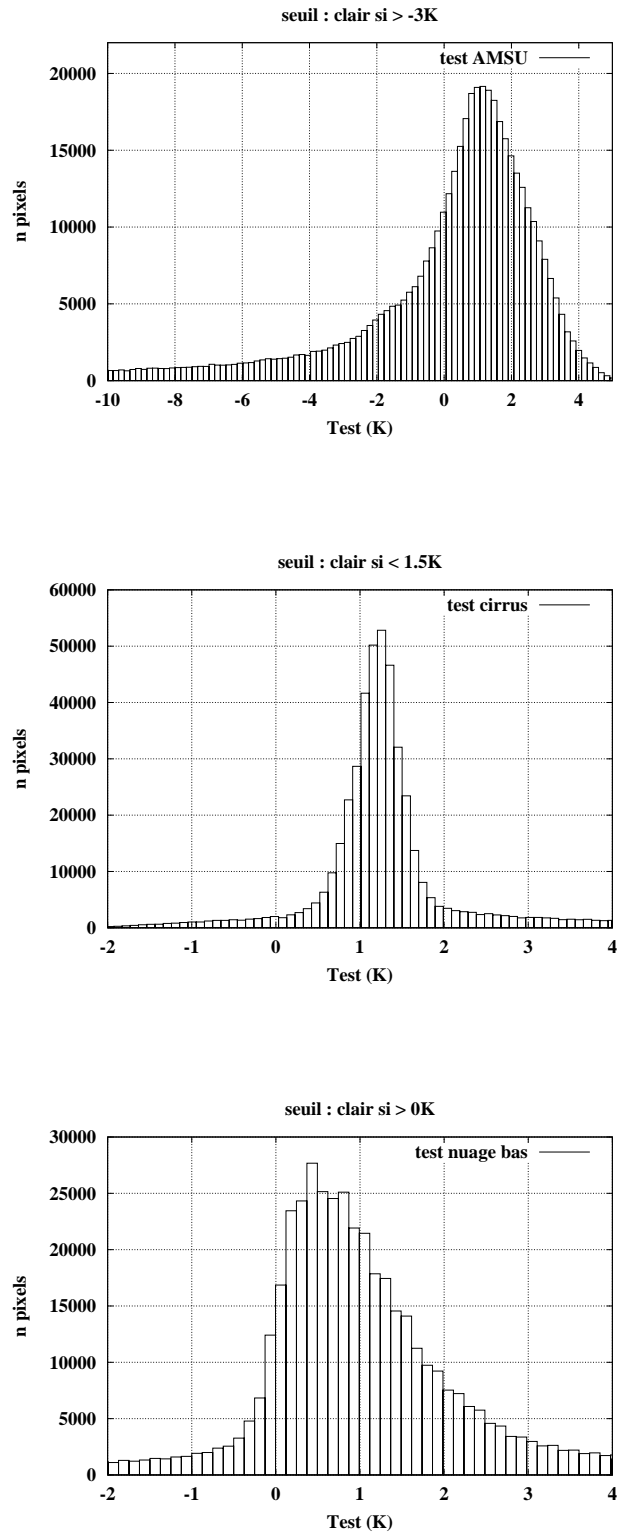


FIG. V-2 – Histogrammes des 3 tests nuageux sur la Méditerranée et nouveaux seuils.

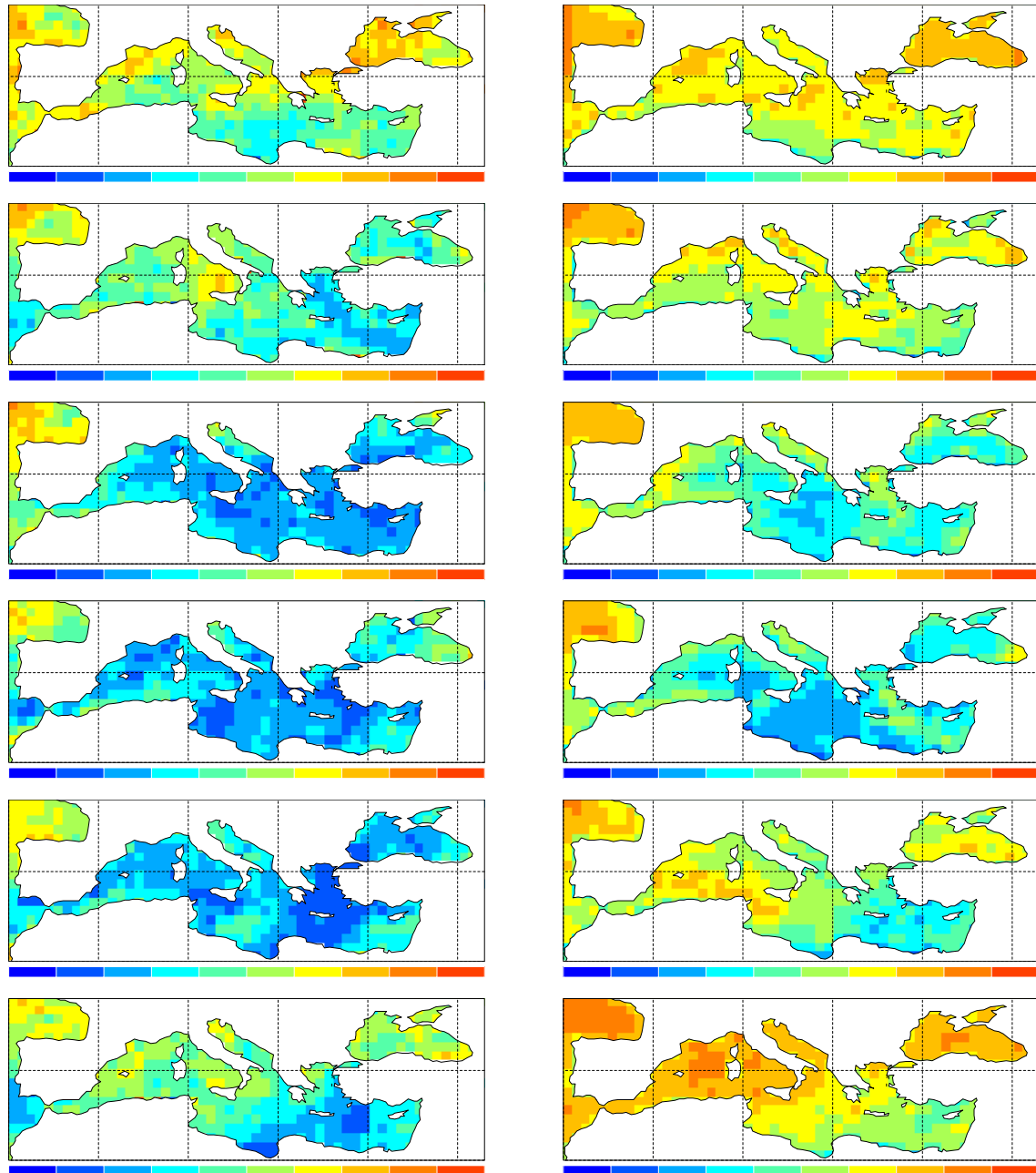


FIG. V-3 – Couverture nuageuse nocturne sur la Méditerranée obtenue par AIRS (à gauche) et par MODIS (à droite). De bas en haut : avril à septembre 2003. Echelle de 0 à 100 %.

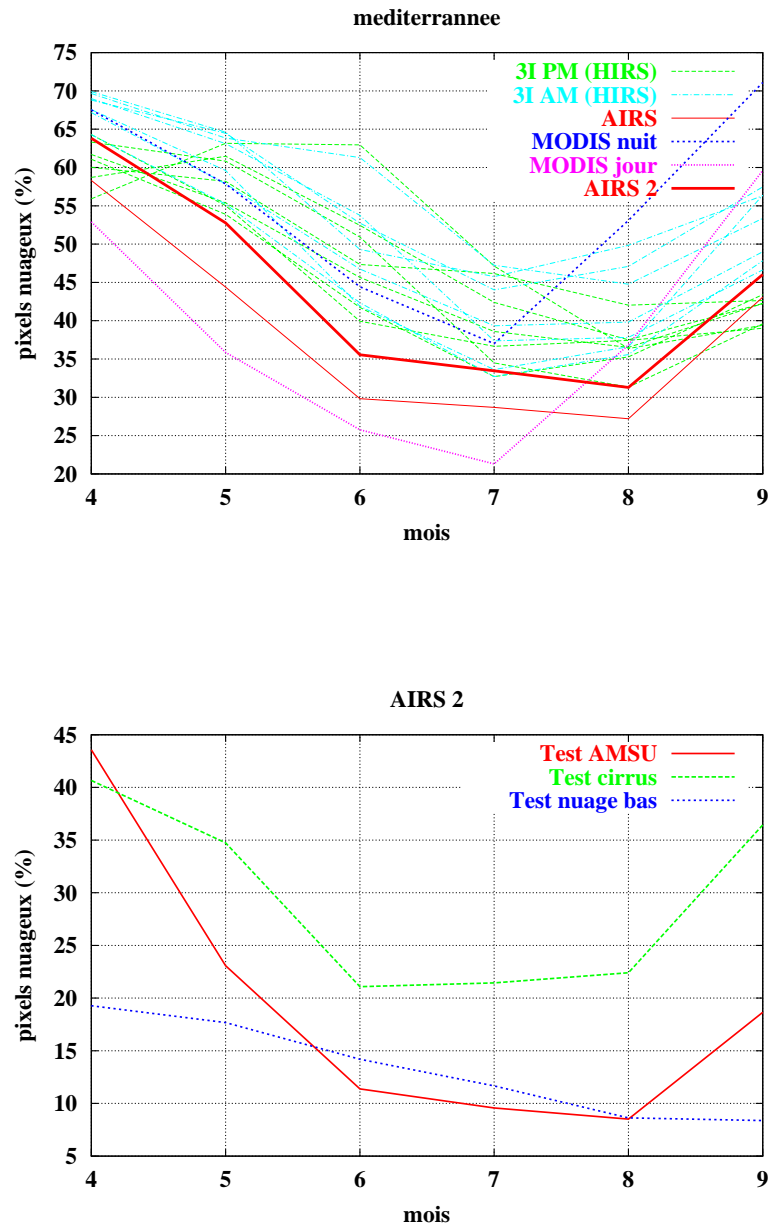


FIG. V-4 – (haut) : couverture nuageuse d'avril à septembre 2003 sur la Méditerranée obtenues par AIRS avant modification des seuils des tests nuageux (courbe rouge fine "AIRS") et après modification de ces seuils (courbe rouge épaisse "AIRS 2"). Comparaison avec les couvertures nuageuses TOVS (inversion "3I") AM (7h30) et PM (19h30) pour les années 1988 à 1994, et avec les couvertures nuageuses MODIS de nuit et de jour. (bas) : fréquence de déclenchement de chacun des 3 tests nuageux AIRS d'avril à septembre 2003.

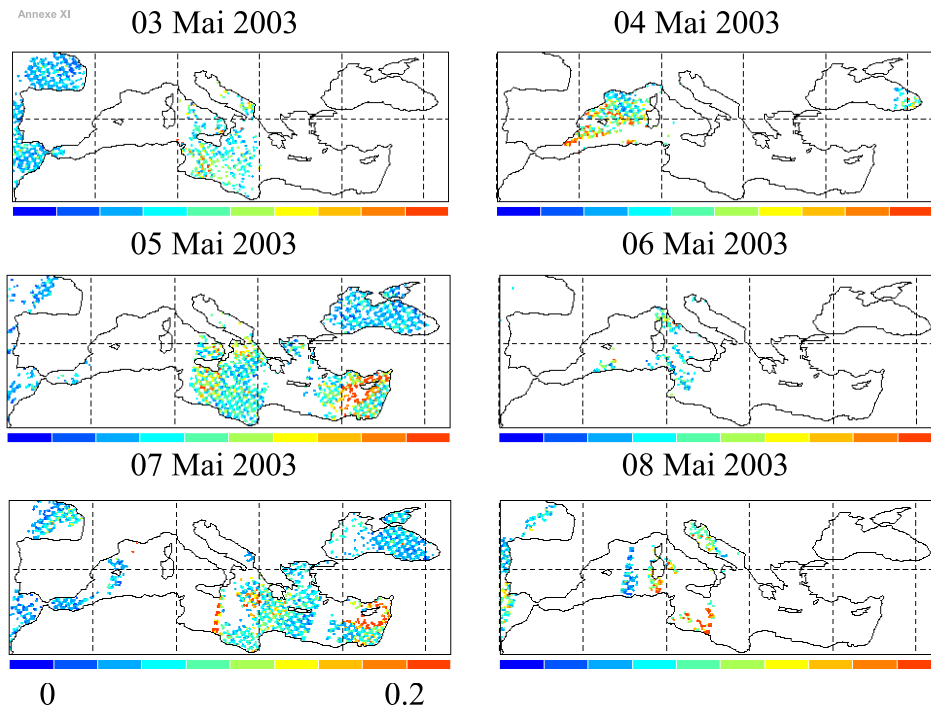


FIG. V-5 – Épaisseur optique des poussières à $10 \mu\text{m}$ (AIRS) retrouvée pour les journées du 3 au 8 mai 2003.

niveau de la Lybie. C'est au mois de juillet que les AOD sont les plus élevées, et le coefficient de corrélation entre les produits MODIS et AIRS atteint 0.75 (voir la figure V.7). On remarque néanmoins que certaines zones présentent de fortes valeurs de l'épaisseur optique visible et des épaisseurs optiques visibles presque nulles (par exemple le long des côtes Atlantique et le long des côtes du pourtour nord de la Méditerranée). La localisation de ces zones le long des franges continentales permet d'identifier ces situations comme étant probablement des situations affectées par la présence d'aérosols anthropogéniques, plus petits que les poussières donc non-détectés par l'algorithme AIRS.

Essai de classification du type d'aérosols

L'observation des différences entre les AOD AIRS et MODIS et l'explication envisagée pour expliquer ces différences nous ont conduit à imaginer une classification simple des aérosols majoritaires basée sur la comparaison des produits visibles et infrarouges. La présence d'aérosols anthropogéniques conduit à des valeurs de l'AOD visible élevées simultanément à des valeurs de l'AOD infrarouge faible, les poussières conduisent à des valeurs élevées pour les deux AOD et le ciel clair est caractérisé par des valeurs des deux AOD proches de zéro. Pour le mois de juillet 2003, nous avons tracé le rapport de l'AOD AIRS sur l'AOD MODIS pour juillet 2003 (figure V.8). Comme cela était attendu, les fortes valeurs du rapport sont prédominantes dans le sud du

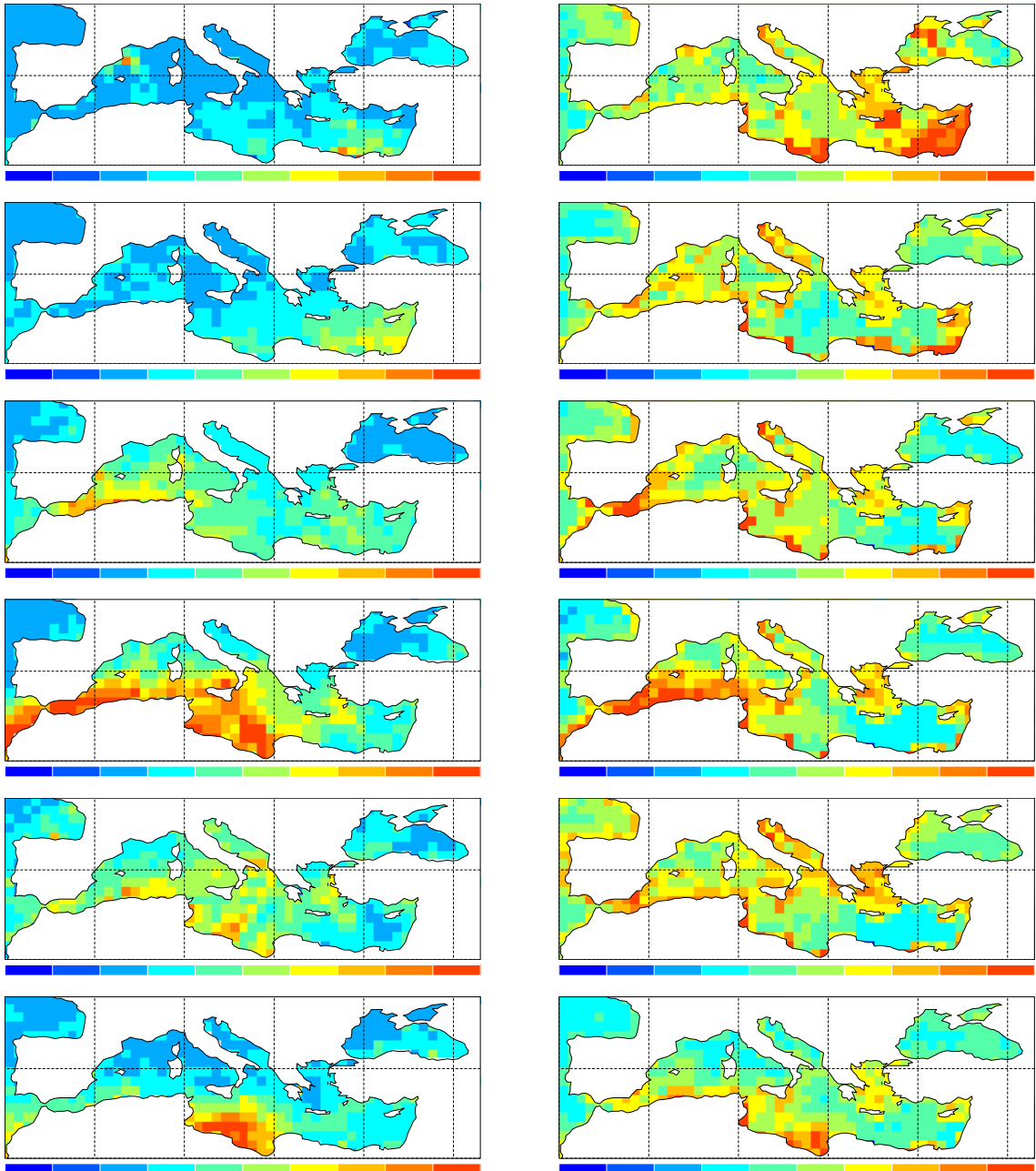


FIG. V-6 – Épaisseur optique à $10\ \mu\text{m}$ (AIRS) (à gauche, échelle de 0 à 0.5) et épaisseur optique à $0.55\ \mu\text{m}$ (MODIS, échelle de 0 à 0.2) (à droite) au-dessus de la méditerranée, d'avril à septembre 2003.

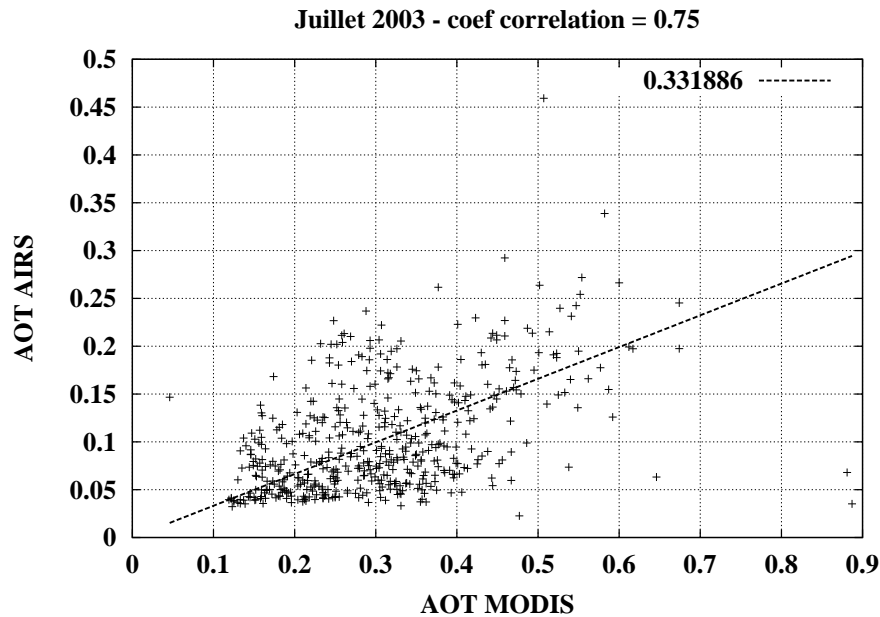


FIG. V-7 – Épaisseur optique à $10\ \mu\text{m}$ (AIRS) en fonction de l'épaisseur optique à $0.55\ \mu\text{m}$ (MODIS) au-dessus de la Méditerranée, pour le mois de juillet 2003. Le coefficient de corrélation est de 0.75.

bassin méditerranéen, là où les poussières désertiques provenant du Sahara sont les plus fréquentes, et ce en accord avec les cartes de la figure V.4.

L'algorithme de classification retenu est le suivant :

- si AOD MODIS < 0.1 alors ciel clair
- sinon
 - si AOD AIRS/AOD MODIS < 0.4 alors aérosols anthropogéniques
 - sinon poussières désertiques

Les résultats mensuels de la classifications sont présentés figure V.9 (gauche). A titre de comparaison, la colonne de droite de la même figure représente l'épaisseur optique visible MODIS pour les modèles d'aérosols 8 et 9, correspondant aux particules minérales dans le mode grossier. Même si ces cartes de classification restent grossières, elles sont capables de restituer les principales caractéristiques attendues : aérosols anthropogéniques le long des côtes européennes, poussières désertiques prédominantes l'été. On observe notamment un déplacement du panache de poussières de l'ouest vers l'est de juin à septembre qui est en accord avec le produit AOD des modèles 8 et 9 de MODIS.

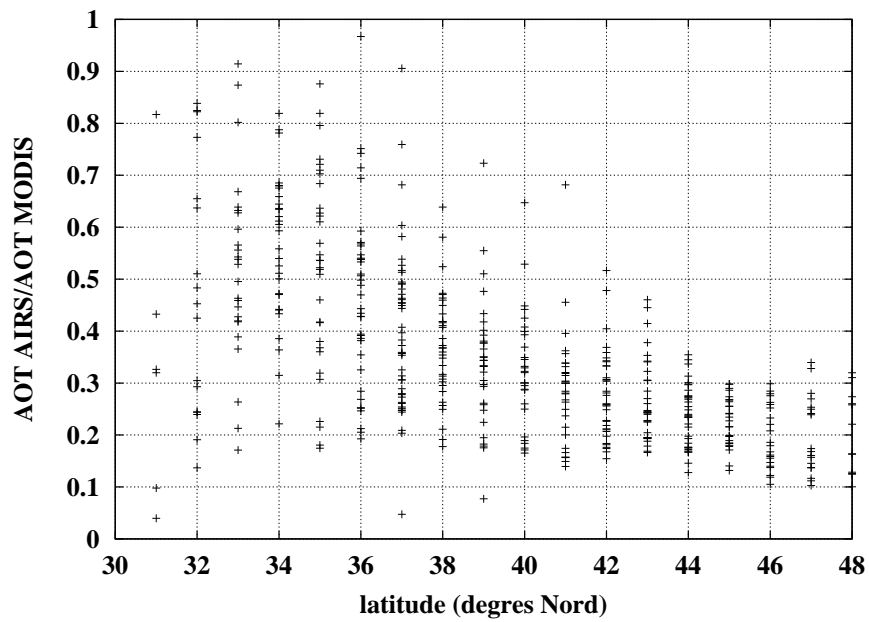


FIG. V-8 – Rapport de l'AOD à $10\ \mu\text{m}$ (AIRS) sur l'AOD à $0.55\ \mu\text{m}$ (MODIS) en fonction de la latitude, au-dessus de la Méditerranée, pour le mois de juillet 2003. Chaque point représente la valeur du rapport sur une boîte 1° par 1° .

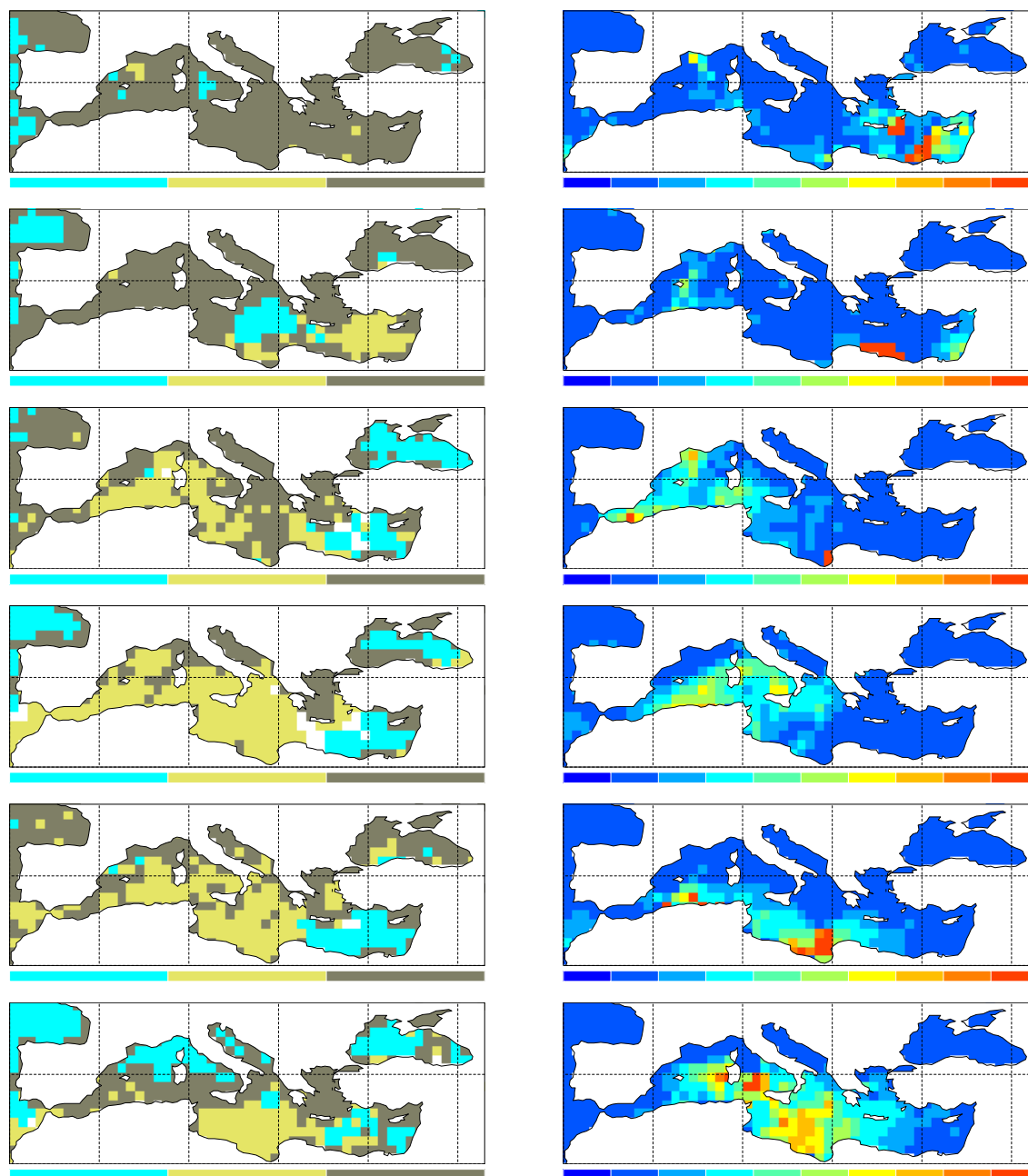


FIG. V-9 – Classification du type d'aérosol prédominant (bleu = ciel clair, beige = poussières désertiques, brun foncé = aérosols anthropogéniques) (à gauche) et épaisseur optique visible MODIS des modèles d'aérosols 8 et 9 (grosses particules minérales, échelle de 0 à 0.1) (à droite). De haut en bas, avril à septembre 2003.

Annexe VI : essai de détection des poussières sur terre avec AIRS

Un des intérêts majeurs de la télédétection des aérosols dans l'infrarouge est de pouvoir s'appliquer sur les surfaces continentales, y compris les déserts (trop réfléchissant dans le visible pour permettre la télédétection des poussières), comme nous l'avons montré dans le chapitre 5 (voir aussi [Legrand et al.(2001)]). Cette annexe introduit brièvement quelques pistes possibles pour la détection des poussières sur terre avec AIRS. Là encore, ce n'est qu'une ébauche d'un travail aux résultats encore insatisfaisants, mais qui soulève malgré tout quelques questions intéressantes.

Le problème des émissivités de surface

Une fois l'algorithme d'inversion des observations AIRS validé sur mer (chapitre 6), nous avons essayé de détecter les poussières désertiques sur terre. Cependant, il n'est pas possible d'appliquer l'inversion par Look-Up-Tables (LUT) sur terre, car cela nécessiterait de connaître pour chaque observation l'émissivité de la surface sous-jacente pour chacun des canaux sélectionnés et de calculer des LUT pour toutes les émissivités (ce qui implique des temps de calcul rédhibitoires). Or, rappelons-le, l'émissivité de surface varie non seulement spectralement et spatialement, mais aussi temporellement : elle montre un cycle saisonnier [Chédin et al.(2004)]. Des travaux sont en cours au LMD sur ce point, mais il n'existe pas encore à l'heure actuelle de cartes saisonnières d'émissivité de la surface aux longueurs d'onde des canaux AIRS.

Sélection de canaux adaptés à la détection sur terre

La signature de l'émissivité de la surface peut atteindre facilement plusieurs degrés Kelvin, elle est donc prédominante sur celle des aérosols. Afin de limiter au maximum l'effet de l'émissivité de la surface, nous avons d'abord repéré les bandes de longueur d'onde pour lesquelles l'émissivité est élevée et ne dépend quasiment pas de la composition de la surface. Pour cela, nous avons utilisé les spectres d'émissivité d'échantillons de sols mesurés en laboratoire (archivés dans la librairie spectrale ASTER, <http://speclib.jpl.nasa.gov>). Seules les longueurs d'onde au-delà de 10.5 microns environ présentent une émissivité qui dépend peu de l'échantillon. Ensuite,

pour tous les couples de canaux AIRS compris dans ces bandes de longueur d'onde, nous avons cherché le couple (n, m) pour lequel la déviation standard de la différence $|TB(n) - TB(m)|$ sur les 872 atmosphères TIGR tropicale est minimale : ce sont donc deux canaux très corrélés pour les situations claires (sans aérosols ni nuages). La démarche suivie ici est très semblable à celle utilisée pour déterminer les tests nuageux dans le chapitre 6. Nous avons exclu de ce test les canaux trop proches spectrale-ment, car alors les propriétés optiques des poussières aux deux longueurs d'onde des canaux risquent d'être trop proches pour que la différence $|TB(n) - TB(m)|$ mette en évidence la présence d'aérosols. Au final, ce sont les canaux 133 ($12.18 \mu m$ soit 820.8 cm^{-1}) et 137 ($10.88 \mu m$ soit 918.7 cm^{-1}) qui ont été sélectionnés. L'extinction des poussières est plus forte à $10.88 \mu m$ qu'à $12.18 \mu m$, on peut donc s'attendre à ce que la différence $TB(137) - TB(133)$ diminue en présence de poussières.

Détermination d'un masque nuageux pour les surfaces continentales

Une fois de plus, se pose le problème de la séparation des signatures des poussières et des nuages. Les tests nuageux AIRS développés sur mer ne peuvent pas être adaptés sur terre, car ils sont basés sur des simulations effectuées avec une émissivité de surface élevée et constante (0.98) qui n'est plus valable sur terre. Nous avons donc choisi une approche très différente, basée non plus sur une différence spectrale entre nuages et poussières mais sur une différence spatiale : les aérosols forment des champs plus homogènes spatialement que les nuages. Cette propriété est par exemple utilisée dans l'étude de [Legrand et al.(2001)] dont nous nous sommes beaucoup inspirés.

L'hétérogénéité spatiale des nuages peut être mise en évidence en calculant la déviation standard d'une variable radiative sur plusieurs pixels d'observation. Considérons 9 pixels AIRS appartenant au même champ de vue AMSU (ou boîte AMSU) (voir figure 3.7) et calculons la déviation standard sur ces 9 pixels de la différence $TB(137) - TB(133)$. Nous avons choisi de considérer cette différence et non pas la température de brillance d'un seul canal afin que la déviation standard sur ces 9 pixels reflète bien la présence d'un nuage et non une hétérogénéité de la température. La figure VI-1 représente la déviation standard de $TB(137) - TB(133)$ en fonction de sa moyenne, au-dessus de l'Atlantique pour une journée. Comme on considère ici des situations sur mer, on peut appliquer l'algorithme d'inversion décrit au chapitre 6. Les boîtes AMSU ont donc été séparées en 4 classes : partiellement nuageux (une partie des 9 pixels AIRS de la boîte AMSU sont classés nuageux par les tests développés sur mer), nuageux (les 9 pixels AIRS sont nuageux), clair sans poussières, et clair avec poussières. On observe que les situations dont la déviation standard est élevée sont bien des situations nuageuses. Elles sont d'ailleurs également caractérisées par une valeur élevée de la moyenne $TB(137) - TB(133)$, en accord avec les propriétés optiques des nuages aux deux longueurs d'onde considérées. Les poussières ressortent par la valeur négative que prend la différence, tout en correspondant à une déviation stan-

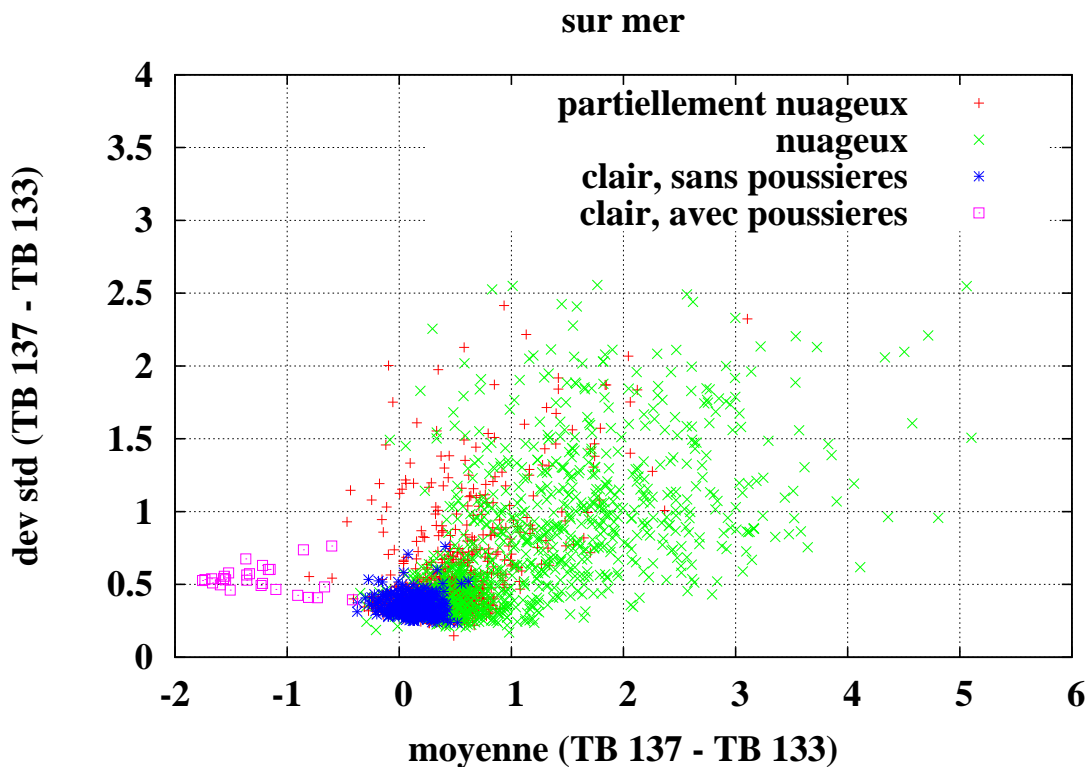


FIG. VI-1 – *Deviation standard sur 9 pixels AIRS de la même boîte AMSU de la différence $TB(137) - TB(133)$ en fonction de la moyenne de la différence $TB(137) - TB(133)$. Observations sur mer, séparées en 4 classes.*

dard peu élevée, de l'ordre de celle obtenue pour les boîtes claires sans poussières.

Considérons maintenant des observations sur terre, au-dessus du Sahara. La figure VI-2 (haut) montre que certaines zones présentent une déviation standard homogène et faible (de l'ordre de 0.2 à 0.3 K), tandis que d'autres présentent une déviation standard hétérogène et élevée. Les premières correspondent à des zones claires, ou affectées par les aérosols, tandis que les dernières correspondent à des zones nuageuses. On note d'ailleurs en comparant les figures VI-2 (haut) et (bas), qui montre la moyenne de la différence, que les boîtes AMSU pour lesquelles la déviation standard est élevée sont celles pour lesquelles la moyenne des différences $TB(137) - TB(133)$ est élevée également, en accord avec ce qui est observé sur mer. Toujours sur la figure VI-2 (bas), on observe quelques boîtes AMSU pour lesquelles la moyenne est très faible : il s'agit vraisemblablement de boîtes affectées par des poussières désertiques. Cependant, la quantification de l'effet des aérosols n'est pas aisée : dans cet exemple, les boîtes AMSU a priori claires (faible déviation standard) peuvent avoir une valeur moyenne de la différence $TB(137) - TB(133)$ de l'ordre de -1.5 K (boîtes numérotées 0 à 250) ou de l'ordre de -0.5 K (boîtes numérotées de 800 à 1000). Cet écart provient de la variation spatiale de l'émissivité de la surface sous-jacente.

La technique de discrimination des nuages sur terre est la suivante : si la déviation

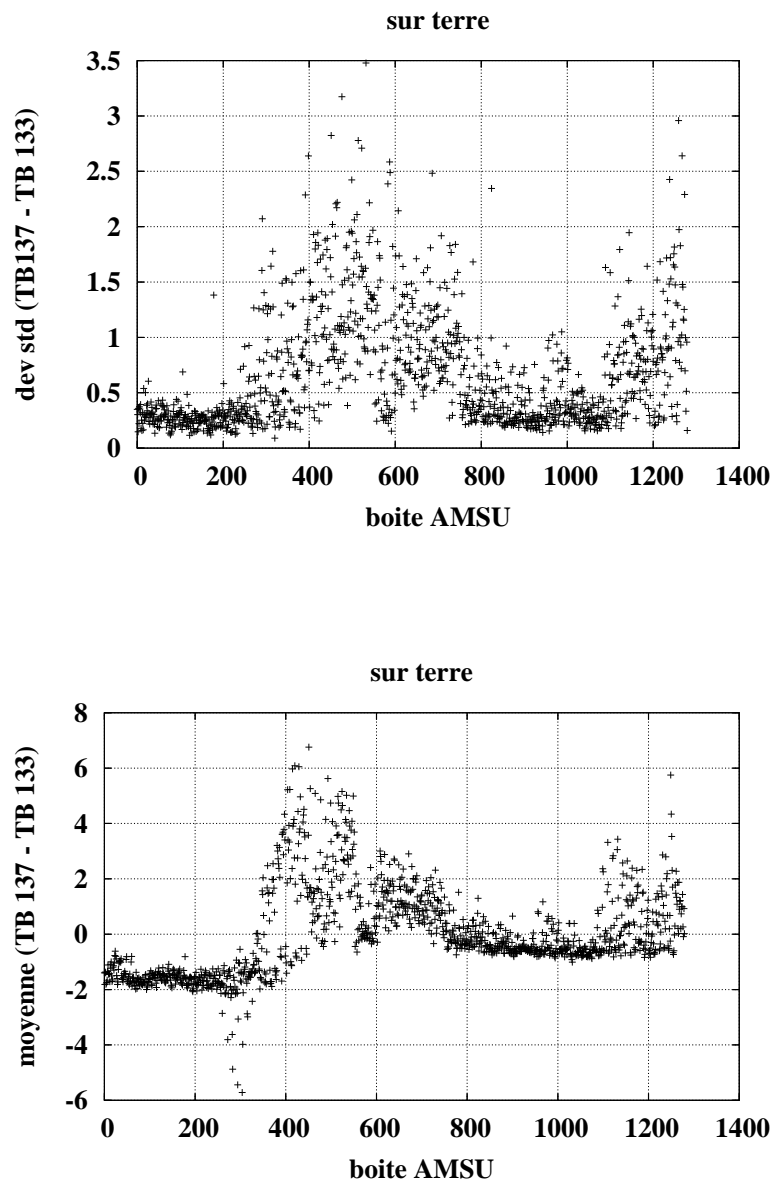


FIG. VI-2 – Différence $TB(137) - TB(133)$: déviation standard (en haut) et moyenne (en bas) sur 9 pixels AIRS de la même boîte AMSU. Observations sur terre.

standard des différences $TB(137) - TB(133)$ sur les 9 pixels AIRS d'une boîte AMSU est supérieure à 0.3 K, alors les 9 pixels sont déclarés nuageux.

Principe de la séparation des contributions de la surface et des aérosols

Alors qu'un épisode de poussières désertiques dure quelques jours au plus, tout en se déplaçant et en évoluant beaucoup d'un jour à l'autre, l'émissivité de la surface peut être considérée constante à l'échelle d'un mois. C'est cette différence de comportement dans le temps qui peut permettre de séparer la signature des poussières de celle de la surface.

algorithme 1

Dans un premier temps, nous avons bâti un algorithme relativement simple : sur une période d'un mois, on peut considérer l'émissivité de la surface comme étant constante. La présence d'aérosols conduit à diminuer la différence $TB(137) - TB(133)$. En conséquence, en un point donné, le maximum de cette différence sur un mois est atteint quand la quantité d'aérosols est minimale. Pour un endroit donné (par exemple, une boîte de 1° par 1°), si l'on considère que sur une période de temps de l'ordre de 1 mois, il y a au moins une journée pour laquelle ni aérosols ni nuages ne sont présents et qui est observée par l'instrument AIRS à bord du satellite, alors la valeur de la différence $TB(137) - TB(133)$ pour cette situation correspond à la valeur de "fond" locale. C'est par rapport à ce niveau de référence qu'il faut ensuite comparer pour chaque jour la différence $TB(137) - TB(133)$. Dans la pratique, en raison des nuages et des traces du satellite qui ne permettent pas d'observer chaque point tous les jours, nous avons étendu la période pour le calcul du fond à 2 mois. On peut alors déterminer un indice d'aérosol, positif, qui est la différence entre le maximum atteint par $TB(137) - TB(133)$ sur les deux mois, et la valeur de $TB(137) - TB(133)$ à un instant donné.

Une autre variante de cet algorithme consiste à considérer non pas une différence mais une régression linéaire entre plusieurs canaux. Nous avons par exemple essayé une régression entre les canaux 133, 137 et 136 (917.3 cm^{-1}).

Il y a deux inconvénients à ces deux variantes de l'algorithme 1 : d'une part, la détermination du fond nécessite d'avoir un test nuageux parfait, ce qui n'est évidemment pas le cas. Le risque, sinon, est de prendre une situation nuageuse comme valeur de référence. Le second inconvénient de cette méthode, lié à la contrainte de minimisation du signal de l'émissivité de la surface, est la faiblesse du signal (voir résultats partie suivante) : les canaux considérés étant relativement proches spectralement, les propriétés spectroscopiques des aérosols aux longueurs d'onde considérées sont certes différentes mais voisines.

algorithme 2

Dans un deuxième temps, nous avons essayé une autre voie pour la séparation

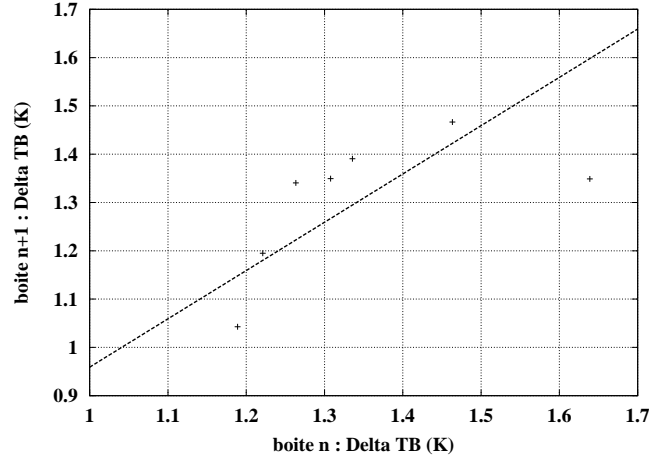


FIG. VI-3 – $\Delta TB(n+1, j)$ en fonction de $\Delta TB(n, j)$: chaque point représente une journée j d'observations au-dessus des boîtes $1^\circ \times 1^\circ$ de longitude n et $n+1$ et de latitude donnée. L'ordonnée à l'origine de la droite de régression peut être interprétée comme la différence des contributions de l'émissivité de la surface au signal entre les boîtes n et $n+1$.

des contributions de la surface et des aérosols. Cette méthode repose sur deux hypothèses : (i) l'émissivité de la surface ne varie pas au cours d'un mois, (ii) deux zones voisines (par exemple deux boîtes 1° par 1°) ont des charges en poussières très proches.

Si l'on pose $\Delta TB(n, j)$ la différence $TB(137) - TB(133)$ pour la boîte numéro n et pour le jour j , $E(n, j) = E(n)$ le signal de l'émissivité de la surface (par rapport à une émissivité de référence 0.98) et $A(n, j)$ le signal des aérosols, on a, pour deux boîtes n et $n+1$ voisines :

$$\Delta TB(n, j) = E(n) + A(n, j) \quad (\text{VI-1})$$

$$\Delta TB(n+1, j) = E(n+1) + A(n+1, j) \quad (\text{VI-2})$$

ce qui donne, avec l'hypothèse (ii),

$$\Delta TB(n+1, j) = \Delta TB(n, j) + E(n+1) - E(n) \quad (\text{VI-3})$$

Si l'on trace $\Delta TB(n+1, j)$ en fonction de $\Delta TB(n, j)$ pour toutes les journées j d'un mois, on obtient une figure du genre de la figure VI-3. Une régression linéaire avec une droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine b vérifie $b = E(n+1) - E(n)$, ce qui permet de déterminer $E(n+1)$ si $E(n)$ est connu. L'algorithme développé à partir de cette idée consiste à faire, latitude par latitude, un balayage en longitude (n augmente d'1 quand on se déplace vers l'est de 1 degré) en partant de l'océan Atlantique, sur lequel l'émissivité de la surface est l'émissivité de référence, et donc $E(n) = 0$.

Résultats

L'algorithme 1, dans sa version utilisant la différence $TB(137) - TB(133)$ a été appliqué au-dessus du nord de l'Afrique, pour les mois d'avril à septembre 2003 (figure VI-4). Les résultats sont mitigés : on observe bien les panaches déjà étudiés auparavant sur l'océan, mais le signal apparaît plutôt bruité. Le maximum d'activité des sources sahariennes a bien lieu en été, mais on n'observe pas de source active vers le Tchad ou le Soudan en avril, comme on avait pu le voir avec HIRS (chapitre 5).

Nous présentons également figure VI-5 (à gauche) un résultat de l'algorithme 1 dans sa version modifiée (basée sur la régression entre les canaux 133, 136 et 137), pour une zone couvrant le Moyen-Orient. Cette zone permet de vérifier que la continuité terre-mer est bonne. A titre de comparaison, la colonne de droite de la même figure représente l'AOD à 10 microns retrouvée à partir des observations AIRS sur mer. La position du panache sur la Mer Rouge semble correcte, par contre, elle est plus discutable sur la Mer d'Oman. Enfin, le signal négatif très fort sur la vallée de l'Euphrate est difficile à expliquer.

Nous ne présentons pas ici les résultats, plutôt mauvais, de l'algorithme 2. En effet, cet algorithme parvient à reproduire le saut d'émissivité à l'interface terre-mer, par exemple, mais il a deux faiblesses majeures. D'abord, le nombre assez faible de points sur lesquels on détermine la régression (voir figure VI-3) rend la détermination de l'ordonnée à l'origine b (et donc du signal de l'émissivité $E(n)$) peu fiable. Ensuite, le procédé itératif par lequel la contribution de l'émissivité au signal est déterminé a pour conséquence qu'une mauvaise détermination de $E(n)$ sur une seule boîte conduit à une erreur qui se propage pour toutes les longitudes plus importantes.

Ces divers problèmes n'ont toujours pas été résolus à l'heure actuelle. Par contre, les résultats de l'étude conduite avec HIRS (chapitre 5) nous font espérer que la détermination des émissivités de surface à partir des observations des canaux AIRS, actuellement en cours, permettra d'étendre l'inversion des observations AIRS en terme de poussières désertiques aux surfaces continentales prochainement.

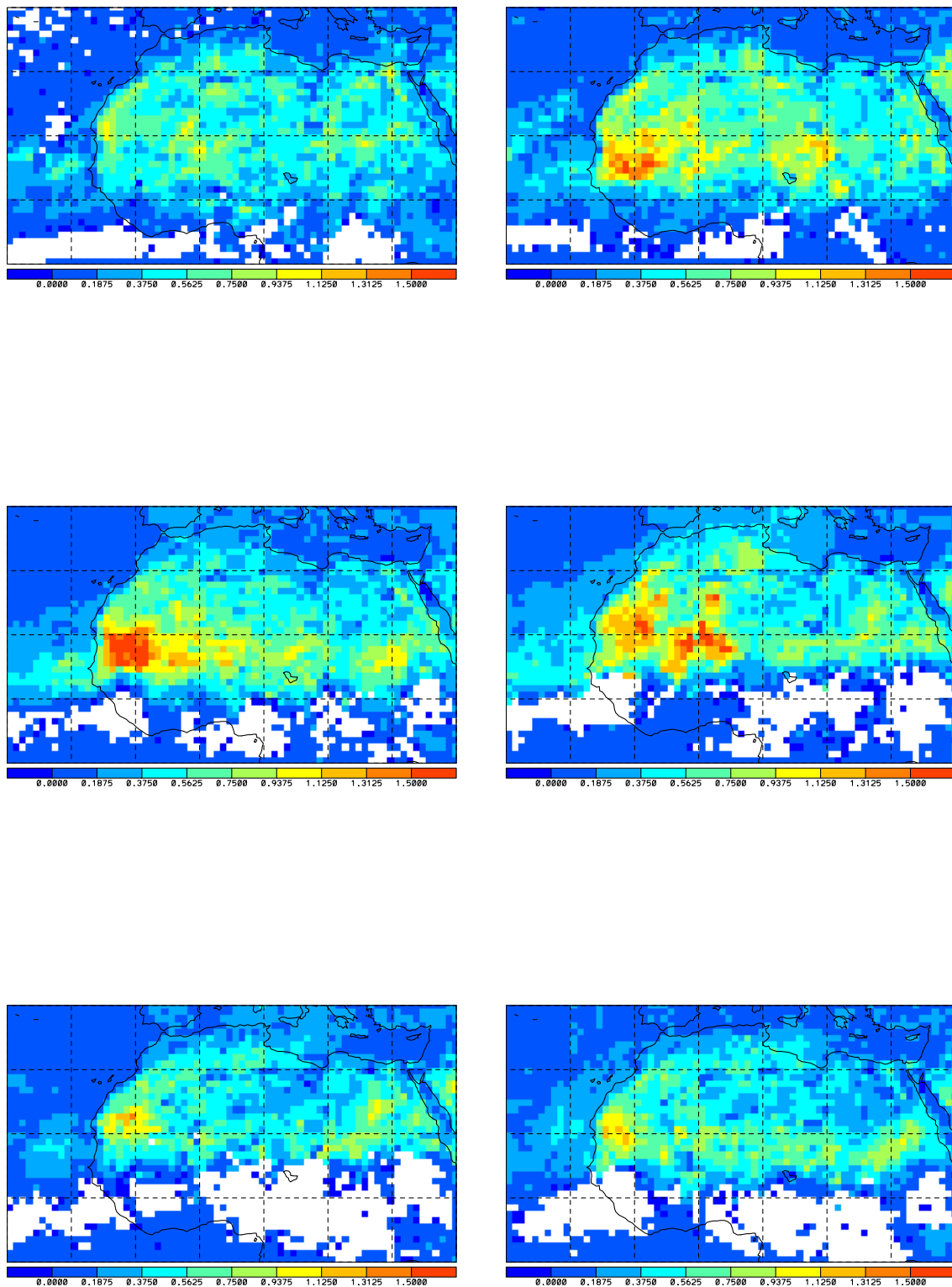


FIG. VI-4 – Résultats obtenus par l'algorithme 1 au-dessus du Sahara (indice = $TB(137) - TB(133)$). De haut en bas et de gauche à droite : mois d'avril à septembre 2003. Echelle de 0 à 1.5 K.

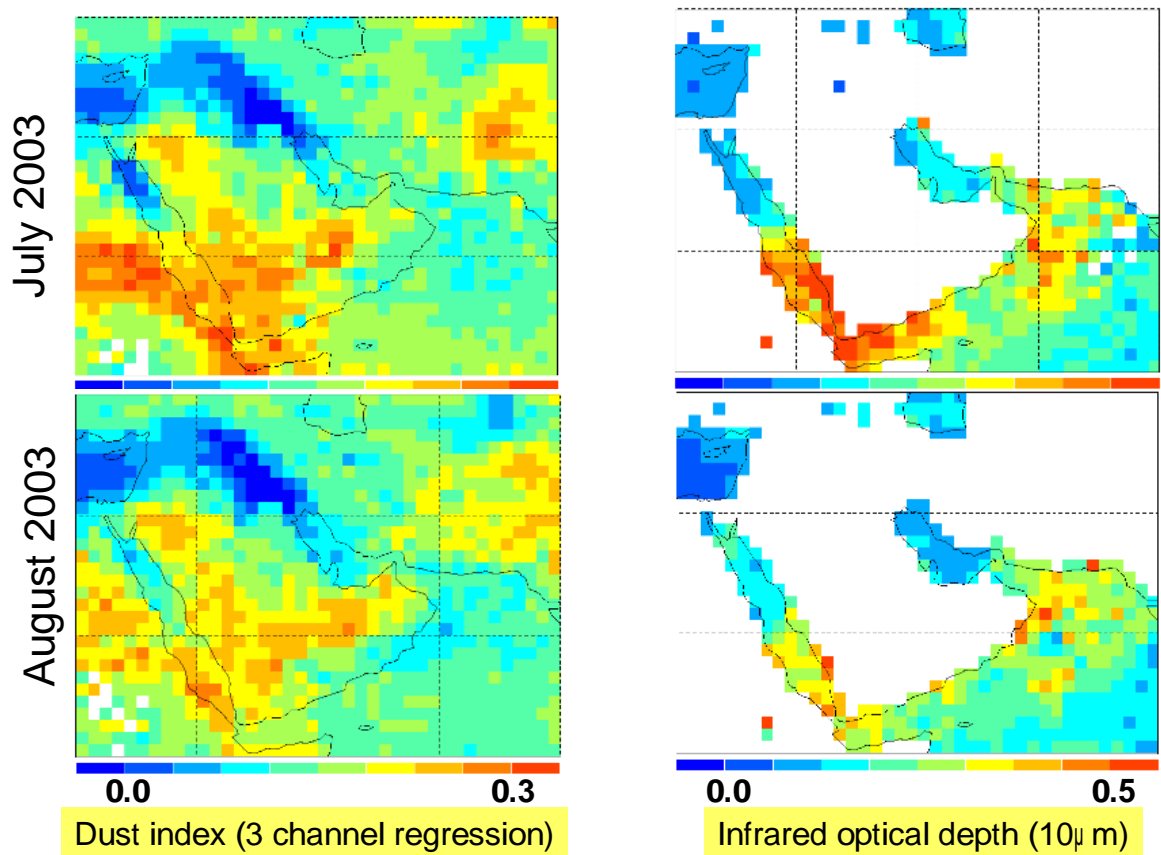


FIG. VI-5 – (à gauche) : Résultats obtenus par l'algorithme 1 au-dessus du Moyen-Orient (indice = régression TB(133), TB(136) et TB(137)). (à droite) : AOD à 10 microns retrouvée au-dessus des océans par l'algorithme décrit au chapitre 6.

Annexe VII : articles publiés

Measurements of stratospheric volcanic aerosol optical depth from NOAA TIROS Observational Vertical Sounder (TOVS) observations

Clémence Pierangelo, Alain Chédin, Patrick Chazette

J. Geophys. Res., 109, D03207, doi :10.1029/2003JD003870.

Publié le 14 février 2004.

We show that the infrared optical depth of stratospheric volcanic aerosols produced by the eruption of Mount Pinatubo in June 1991 may be retrieved from the observations of the High-Resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS-2) on board the polar meteorological satellites of the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). Evolution of the concentration in time and in space, in particular the migration of the aerosols from the tropics to the Northern and Southern Hemispheres, is found to be consistent with our knowledge of the consequences of this eruption. The method relies on the analysis of the differences between the satellite observations and simulations from an aerosol-free radiative transfer model using collocated radiosonde data as the prime input. Thus aerosol optical depths are retrieved directly without making assumptions about the aerosol size distribution or absorption coefficient. The aerosol optical depths reached a maximum in August 1991 in the tropical zone (0.055 at $8.3 \mu\text{m}$, 0.03 at $4.0 \mu\text{m}$, and 0.02 at $11.1 \mu\text{m}$). The peak occurred in November 1991 in the southern midlatitudes and in March/April 1992 in the northern midlatitudes. A reanalysis of the almost 25 year archive of NOAA TIROS-N Operational Vertical Sounder (TOVS) observations holds considerable promise for improved knowledge of the atmosphere loading in volcanic aerosols.

Le contenu de cet article est repris dans le chapitre 4

Dust altitude and infrared optical depth from AIRS

Clémence Pierangelo, Alain Chédin, Sylvain Heilliette, Nicole Jacquinet-Husson, and Raymond Armante

Atmos. Chem. Phys., 4, 1813-1822.

Publié le 13 septembre 2004.

We show that mineral dust optical depth and altitude can be retrieved from the Aqua - Advanced Infrared Radiation Sounder (AIRS) measurements. Sensitivity studies performed with a high spectral resolution radiative transfer code show that dust effect on brightness temperatures may reach about 10 Kelvins for some channels. Using a Look-Up-Table approach, we retrieve not only the $10 \mu m$ optical depth but also the altitude of Saharan dust layer, above the Atlantic Ocean, from April to September 2003. A key point of our method relies in its ability to retrieve dust altitude from satellite observations. The time and space distribution of the optical depth is in good agreement with the Moderate resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) products. Comparing MODIS and AIRS aerosol optical depths, we find that the ratio between infrared and visible optical depths decreases during transport from 0.35 to 0.22, revealing a loss in coarse particles caused by gravitationnal settling. The evolution of dust altitude from spring to summer is in agreement with the transport seasonality.

Le contenu de cet article est repris dans le chapitre 6

Retrieving the effective radius of Saharan dust coarse mode from AIRS

Clémence Pierangelo, Michael Mishchenko, Yves Balkanski, Alain Chédin

Geophys. Res. Letters, accepté le 21 septembre 2005.

We show that the effective radius of the dust coarse mode can be retrieved from Aqua/AIRS observations, using a two step process. First, for each AIRS observation, the dust infrared optical depth, the mean altitude of the dust layer and an estimate of the temperature and water vapor profiles are obtained from 8 spectral channels, using a Look-Up-Table approach. Second, the effective radius is obtained from an additional AIRS channel (located at $9.32 \mu m$), selected for its sensitivity to dust particle size and its insensitivity to dust particle shape or to other potential contaminants (ozone, for example). The dust coarse mode effective radius is retrieved from AIRS over the Atlantic Ocean for the period April to June 2003. It compares well with in-situ measurements, transport model simulations and sun-photometer retrievals. We find that the coarse mode effective radius decreases slightly with transport distance, from $2.4 \mu m$ to about $2 \mu m$.

Le contenu de cet article est repris dans le chapitre 7

Symboles

	signification	unité habituelle	définition partie
a	facteur d'aspect d'une particule		2.1.2
AOD ou AOT	épaisseur optique des aérosols		2.2.3
$B(T)$	rayonnement du corps noir (fonction de Planck)	$W m^{-2} sr^{-1} / cm^{-1}$	3.2.1
C_{abs}	section efficace d'absorption	μm^2	2.2.1
C_{diff}	section efficace de diffusion	μm^2	2.2.1
C_{ext}	section efficace d'extinction	μm^2	2.2.1
g	paramètre d'asymétrie		2.2.2
I	radiance ou luminance	$W m^{-2} sr^{-1} / cm^{-1}$	2.2.1
k_{abs}	coefficient d'absorption	m^{-1}	2.2.1
k_{diff}	coefficient de diffusion	m^{-1}	2.2.1
k_{ext}	coefficient d'extinction	m^{-1}	2.2.1
N	concentration en particules	cm^{-3}	2.1.1
\bar{N}	contenu intégré en particules	cm^{-2}	2.2.3
$n(r)$	distribution de taille	$\mu m^{-1} cm^{-3}$	2.1.1
$p(\theta)$	fonction de phase		2.2.2
Q_{abs}	efficacité d'absorption		2.2.1
Q_{diff}	efficacité de diffusion		2.2.1
Q_{ext}	efficacité d'extinction		2.2.1
r_{eff} ou r_e	rayon effectif	μm	2.1.1
r_m	rayon median (ou modal)	μm	2.1.1
Q_{ext}	efficacité d'extinction		
σ	écart-type géométrique d'une distribution		2.1.1
σ_e	"largeur effective d'une distribution"		2.1.1
TB	température de brillance	K	
T	température	K	3.1.1
δ	épaisseur optique		2.2.3
λ	longueur d'onde	μm	
ν	fréquence	Hz	
τ^m	transmission (moléculaire)		2.2.3
τ^a	transmission (des aérosols)		2.2.3
ω_0	albedo de diffusion simple		2.2.1

Acronymes

3I	Improved Initialization Inversion
4A	Atlas Automatisé des Absorptions Atmosphériques
AERONET	Aerosol Robotic Network sun-photometers
AIRS	Atmospheric InfraRed Sounder
AMSU	Advanced Microwave Sounding Unit
ARA	Equipe "Analyse du Rayonnement Atmosphérique"
AOD ou AOT	Aerosol Optical Depth ou Aerosol Optical Thickness (épaisseur optique en aérosols).
ARA	Analyse du Rayonnement Atmosphérique
ARIES	Airborne Research Interferometer Evaluation System
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
Calipso	Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation
CNES	Centre National des Etudes Spatiales
CEPMMT	Centre Européen de Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (ECMWF en Anglais)
DISORT	Discrete Ordinate Radiative Transfer
ECMWF	European Center for Medium-range Weather Forecast (CEPMMT en Français)
EPS	EUMETSAT Polar System
ESA	European Space Agency
ETR	Equation de Transfert Radiatif
EUMETSAT	European Organization for the Exploitation of Meteorological Satellites
GCM	General Circulation Model (Modèle de circulation générale)
GADS	Global Aerosol Data Set
GEISA	Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques de l'Atmosphère
GIEC	Groupe Intergouvernemental d'experts sur l'Evolution du Climat (IPCC en Anglais)
GISS	Goddard Institute for Space Studies
HIRS	High resolution InfraRed Sounding

IASI	Interféromètre Atmosphérique de Sondage dans l'Infrarouge
IDRIS	Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique du CNRS
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change (GIEC en Français)
IPSL	Institut Pierre-Simon Laplace
ISAMS	Improved Stratospheric and Mesospheric Sounder
ITCZ	Inter Tropical Convergence Zone
INCA	Interaction avec la Chimie et les Aérosols
LIDAR	Light Detection and Ranging
LMD	Laboratoire de Météorologie Dynamique
LMDz	modèle de circulation générale du LMD zoomé
LMDz-INCA	LMDz couplé au module de chimie atmosphérique INCA
LSCE	Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement
LUT	Look-Up-Tables
MODIS	MODerate resolution Imaging Spectroradiometer
MSU	Microwave Sounding Unit
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NESDIS	National Environmental Satellite and Data Information Service
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OHP	Observatoire de Haute-Provence
POLDER	Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances
SHADE	Saharan Dust Experiment
SOS	Successive Orders of Scattering
TB	Température de Brillance
TIGR	Thermodynamic Initial Guess Retrieval
TOA	Top Of Atmosphere
TOMS	Total Ozone Mapping Spectrometer
TOVS	TIROS Operational Vertical Sounder
WMO	World Meteorology Organization

Bibliographie

[]

A

- [Ackerman (1989)] Ackerman, S.A. : Using the radiative temperature difference at 3.7 and 11 μm to track dust outbreaks, *Remote Sens. Environ.*, 27, 129-133, 1989.
- [Ackerman and Strabala (1994)] Ackerman, S. A., and Strabala, K.I. : Satellite remote sensing of H_2SO_4 aerosol using the 8- to 12- μm window region : Application to Mount Pinatubo, *J. Geophys. Res.*, 99, 18639-18649, 1994.
- [Ackerman (1997)] Ackerman, S.A. : Remote sensing aerosols using satellite infrared observations, *J. Geophys. Res.*, 102, 17069-17079, 1997.
- [Ackerman et al.(2004)] Ackerman, S.A., Huang, H.-L., Antonelli, P., Holz, R., Revercomb, H., Tobin, D., Baggett, K., and Davies, J. E. : Detection of clouds and aerosols using infrared hyperspectral observations, *20th International Conference on Interactive Information and Processing Systems for Meteorology, Oceanography, and Hydrology, American Meteorological Society, Seattle, WA*, 10–15 January, 2004.
- [Amato et al.(2004)] Amato, U., De Canditiis, D., and Serio, C. : Effect of apodization on the retrieval of geophysical parameters from Fourier-Transform spectrometer, *App. Optics*, 37, 6537-6543, 1998.
- [Anderson et al.(1996)] Anderson, B. E., et al. : Aerosols from biomass burning over the tropical South Atlantic region : Distribution and impacts, *J. Geophys. Res.*, 101, 24117-24137, 1996.
- [Andreae et al.(2004)] Andreae, M. O., Rosenfeld, D., Artaxo, P., Costa, A. A., Frank, G. P., Longo, K. M., and Silva Dias, M. A. F. : Smoking rain clouds over the Amazon, *Science*, 303, 1337-1342, 2004.

- [Andreae and Merlet(2001)] Andreae, M. O., and Merlet, P. : Emission of trace gases and aerosols from biomass burning, *Global Biogeochem. Cycles*, 15, 955-966, 2001.
- [Andronova et al.(1999)] Andronova, N.G., Rozanov, E.V., Yang, F., Schlesinger, M.E., and Stenchikov G.L. : Radiative forcing by volcanic aerosols from 1850 through 1994, *J. Geophys. Res.*, 104, 16807, 1999.

B

- [Baran and Foot (1994)] Baran, A.J., and Foot, J.S. : New application of the operational sounder HIRS in determining a climatology of sulphuric acid aerosol from the Pinatubo eruption, *J. Geophys. Res.*, 99, 25673-25679, 1994.
- [Berk et al. (1989)] Berk, A., Bernstein, L.S., and Robertson, D.C. : MODTRAN : A Moderate Resolution Model for LOWTRAN 7, *Air Force Geophysics Laboratory Technical Report GL-TR-89-0122*, Hanscom AFB, MA.
- [Biemann et al.(2000)] Biermann, U.M., Luo, B.P., and Peter, T. : Absorption spectra and optical constants of binary and ternary solutions of H_2SO_4 , HNO_3 , and H_2O in the mid infrared at atmospheric temperatures, *J. Phys. Chem. A*, 104, 783793, 2000.
- [Bréon et al.(2002)] Bréon, F.-M., Tanré, D., and Generoso, S. : Aerosol effect on cloud droplet size monitored from satellite, *Science*, 295, 834-838, 2002.
- [Boucher (2003)] Boucher O. : Effets radiatifs directs et indirects des aérosols, *Habilitation à diriger des recherches, Université des Sciences et Technologies de Lille*, 2003.

C

- [Chaboureau et al.(1998)] Chaboureau, J.-P., Chédin, A., and Scott, N.A. : Remote sensing of the vertical distribution of atmospheric water vapor from the TOVS observations. Method and validation. *J. Geophys. Res.*, 103, 8743-8752, 1998.
- [Chandrasekhar (1960)] Chandrasekhar, S. : Radiative transfer, *Dover*, New York, 1960.
- [Chazette et al.(1995)] Chazette, P., David, C., Lefrère, J., Godin, S., Pelon, J., and Mégie, G. : Comparative lidar study of the opti-

- cal, geometrical, and dynamical properties of stratospheric post-volcanic aerosols, following the eruptions of El Chichon and Mount Pinatubo, *J. Geophys. Res.*, *100*, 23195-23207, 1995.
- [Chazette et al.(1998)] Chazette, P., Pelon, J., Carrasco, I., Trouillet, V., and Dulac, F. : Infrared radiative forcing of a Saharan dust plume in the North Atlantic, *J. Aerosol Sci.*, *29*, S1301-S1302, 1998.
- [Chazette et al.(2001)] Chazette, P., Pelon, J., Moulin, C., Dulac, F., Carrasco, I., Guelle, W., Bousquet P., and Flamant, P.-H. : Lidar and satellite retrieval of dust aerosols over the Azores during SOFIA/ASTEX, *Atmos. Environ.*, *35*, 43297-4304, 2001.
- [Chédin et al.(1985)] Chédin, A., Scott, N., 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. Clim. Appl. Meteorol.*, *24*, 128–143, 1985.
- [Chédin et al.(2002)] Chédin, A., Serrar, S., Armante, R., Scott, N.A., and Hollingsworth, A. : Signatures of annual and seasonal variations of CO_2 and other greenhouse gases from comparisons between NOAA TOVS observations and radiation model simulations, *J. Clim.*, *15*, 95-116, 2002
- [Chédin et al.(2003a)] Chédin, A., Serrar, S., Hollingsworth, A., Armante R., and Scott, N.A. : Detecting annual and seasonal variations of CO_2 , CO and N_2O from a multi-year collocated satellite-radiosonde data-set using the new Rapid Radiance Reconstruction Network (3R-N) model, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *77*, 285-299, 2003.
- [Chédin et al.(2003b)] Chédin, A., Serrar, S., Scott, N.A., Crevoisier, C., and Armante, R. : First global measurement of mid-tropospheric CO_2 from NOAA polar satellites : the tropical zone, *J. Geophys. Res.*, *108*, doi :10.1029/2003JD003439, 2003.
- [Chédin et al.(2004)] Chédin, A., Péquignot, E., Scott, N.A., and Serrar, S. : Simultaneous determination of continental surface emissivity and temperature from NOAA-10/HIRS observations. Analysis of their seasonal variations, *J. Geophys. Res.*, *109*, D20110, doi :10.1029/2004JD004886, 2004.

- [Chédin et al.(2005)] Chédin, A., Serrar, S., Scott, N.A., Pierangelo, C., and Ciais P. : Impact of tropical biomass burning emissions on the diurnal cycle of upper tropospheric CO_2 retrieved from NOAA-10 satellite observations, *J. Geophys. Res.*, *in press*, 2005.
- [Chevallier et al.(1998)] Chevallier, F., Cheruy, F., Scott, N., and Chédin, A. : A neural network approach for a fast and accurate computation of a longwave radiative budget, *J. Appl. Meteorol.*, *37*, 1385–1397, 1998.
- [Chiapello et al.(1995)] Chiapello, I., Bergametti, G., Gomes, L., Chatenet, B., Dulac, F., Pimenta, J., and Soares, E. S. : An additional low layer transport of Sahelian and Saharan dust over the North-Eastern Tropical Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 3191–3194, 1995.
- [Chiapello et al.(2000)] Chiapello, I., Goloub, P., Tanré, D., Herman, J., Torres, O., and Marchand, A. : Aerosol detection by TOMS and POLDER over oceanic regions, *J. Geophys. Res.*, *105*, 7133-7142, 2000.
- [Chomette et al.(1999)] Chomette, O., Legrand, M., and Marticorena, B. : Determination of the wind speed threshold for the emission of desert dust using satellite remote sensing in the thermal infrared, *J. Geophys. Res.*, *104*, 31 207–31 215, 1999.
- [Christy et al.(2000)] Christy, J.R., Spencer, R.W., and Braswell, W.D. : MSU tropospheric temperatures : Data set construction and radiosonde comparisons, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, *17*, 1153-1170, 2000.
- [Claquin (1999)] Claquin, T. : Modélisation de la minéralogie et du forçage radiatif des poussières désertiques, *Thèse de doctorat, Université Paris VI*, 1999.
- [Colarco et al.(2003)] Colarco, P., Toon, O., Redi, J., Livingston, J., Russell, P., Redemann, J., Schmid, B., Maring, H., Savoie, D., Welton, E., Campbell, J., Holben, B., and Levy, R. : Saharan dust transport to the Caribbean during PRIDE : 2. Transport, vertical profiles, and deposition in simulations of in-situ and remote sensing observations., *J. Geophys. Res.*, *108*, 8590, doi :10.1029/2002JD002 659, 2003.
- [Crévoisier (2004)] Crévoisier, C. : Etude de la distribution du CO_2 atmosphérique à partir des observations infrarouges à haute résolution spectrale de l'instrument Aqua/AIRS, *Thèse de doctorat, Université Paris VII*, 2004.

D

- [d'Almeida et al.(1991)] d'Almeida, G.A., Koepke, P., and Shettle, E.P. : Atmospheric aerosols : Global climatology and radiative characteristics, *A. Deepak Publishing*, Hampton, Virginia, 1991.
- [Deshler et al.(1993)] Deshler, T., Johnson, B.J., and Rozier, W.R. : Balloonborne Measurements of Pinatubo aerosol during 1991 and 1992 at 41 N : vertical profiles, size distribution, and volatility, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 1435-1438, 1993.
- [Deshler et al.(1992)] Deshler, T., Hofmann, D.J., Johnson, B.J., and Rozier, W.R. : Balloonborne measurements of the Pinatubo aerosol size distribution and volatility at Laramie, Wyoming during the summer of 1991, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 199-202, 1992.
- [Dubovik et al.(2002)] Dubovik, O., Holben, B.N., Eck, T.F., Smirnov, A., Kaufman, Y.J., King, M.D., Tanré, D., and Slutsker, I. : Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations, *J. Atm. Sci.*, *59*, 590-608, 2002.
- [Dubovik and King (2000)] Dubovik, O., and King, M.D. : A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from sun and sky radiance measurements., *J. Geophys. Res.*, *105*, 20673-20696, 10.1029/2000JD900282, 2000.
- [Dufresne et al.(2002)] Dufresne, J.-L., Gautier, C., Ricchiazzi, P., and Fouquart, Y. : Longwave scattering effects of mineral aerosols., *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1959-1966, 2002.
- [Dutton (1992)] Dutton, E. G. : Tropospheric radiative forcing from El Chichón and Mt. Pinatubo : theory and observations, *Ph.D. thesis, Colorado State Univ.*, Boulder, 1995

F

- [Fisher (1987)] Fisher, K. : The optical constants of atmospheric aerosol particles in the 7.5-12 μm spectral region, *Tellus*, *28*, 266-274, 1976.
- [Flobert et al.(1986)] Flobert, J.-F., Scott, N.A., and Chédin, A. : A fast model for TOVS radiances computation, *Proceedings of 6th AMS Conference on Atmospheric Radiation*, pp 186-189, *Am. Meteorol. Soc.*, Boston, 1986.

- [Fouquart et al.(1987)] Fouquart, Y., Bonnel, B., Brogniez, G., Buriez, J., Smith, L., Morcrette, J.-J., and Cerf, A. : Observations of Saharan aerosols : Results of ECLATS field experiment. Part II : Broadband radiative characteristics of the aerosols and vertical radiative flux divergence. *J. Climate Appl. Meteor.*, 26, 38-52, 1987.

G

- [Generoso (2004)] Generoso, S. : Etude des interactions entre aérosols et climat : assimilation des observations spatiales de POLDER dans LMDz-INCA, *Thèse de doctorat, Université Paris VII*, 2004.
- [Gerlach et al. (1996)] Gerlach, T.M., Westrich, H.R., and Symonds R.B. : Pre-eruption vapor in magma of the climactic Mount Pinatubo eruption : source of the giant stratospheric sulfur dioxide cloud, *Newhall, C. G., and Punongbayan, R. S., eds., Fire and mud : eruptions and lahars of Mount Pinatubo, Philippines : Philippine Institute of Volcanology and Seismology, Quezon City, and University of Washington Press, Seattle, 1126p.* , 1996.
- [Goldberg et al.(2003)] Goldberg, M., Qu, Y., McMillin, L., Wolf, W., Zhou, L., and Divakarla, M. : AIRS near-real-time products and algorithms in support of operational numerical weather prediction, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 41, 379–389, 2003.
- [Grainger et al.(1993)] Grainger, R.G., Lambert, A., Taylor, F.W., Remedios, J.J., Rodgers, C.D., and Corney, M. : Infrared absorption by volcanic stratospheric aerosols observed by ISAMS, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1283-1286, 1993.

H

- [Hanel et al. (2003)] Hanel, R.A., Conrath, B.J., Jennings, D.E., and Samuelson, R.E. : Exploration of the solar system by infrared remote sensing, Second edition, *Cambridge University Press*, 2003.
- [Hansen and Travis (1974)] Hansen, J.E., and Travis, L.D. : Light scattering in planetary atmospheres, *Space Sci. Rev.*, 16, 527-610, 1974.
- [Hauglustaine et al.(2004)] Hauglustaine, D., Hourdin, F., Jourdain, L., Filiberti, M.-A., Walters, S., Lamarque, J.F., and Holland, E.A. :

- Interaction chemistry in the Laboratoire de Météorologie Dynamique general circulation model : description and background tropospheric chemistry evaluation, *J. Geophys. Res.*, 109, doi :10.1029/2003JD003957, 2004.
- [Haywood et al.(2003)] Haywood, J., Francis, P., Osborne, S., Glew, M., Loeb, N., Highwood, E., Tanré, D., Myhre, G., Formenti, P., and Hirst, E. : Radiative properties and direct radiative effect of Saharan dust measured by the C-130 aircraft during SHADE : 1. Solar spectrum, *J. Geophys. Res.*, 108, 8577, doi :10.1029/2002JD002687, 2003.
- [Heilliette et al. (2004)] Heilliette, S., Pierangelo, C., Crévoisier, C., and Chédin, A. : A fast solver to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere using the successive order of scattering method. *Note interne LMD*, 2004.
- [Hess et al.(1998)] Hess, M., Koepke, P., and Schult, I. : Optical Properties of Aerosols and Clouds : The software package OPAC, *Bull. Am. Met. Soc.*, 79, 831–844, 1998.
- [Highwood et al.(2003)] Highwood, E., Haywood, J. M., Silverstone, M. D., Newman, S. M., and Taylor, J. P. : Radiative properties and direct effect of Saharan dust measured by the C-130 aircraft during Saharan Dust Experiment (SHADE), 2. Terrestrial spectrum, *J. Geophys. Res.*, 108, 8578, doi :10.1029/2002JD002552, 2003.

I

- [Immler and Schrems(2003)] Immler, F. and Schrems, O. : Vertical profiles, optical and microphysical properties of Saharan dust layers determined by a ship-borne lidar, *Atmos. Chem. Phys.*, 3, 2707–2737, 2003.
- [IPCC(2001)] IPCC, Climate change 2001 : the scientific basis, report of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, *Cambridge University Press*, Cambridge, United Kingdom, 2001.

J

- [Jacquinet-Husson et al.(1999)] Jacquinet-Husson, N., et al. : The 1997 spectroscopic Geisa databank, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 62, 205–254, 1999.

- [Jickells et al.(2005)] Jickells, T.D., et al. : Global iron connections between desert dust, ocean biogeochemistry, and climate, *Science*, 308, 67-71, 2005.
- [Jonquieres et al.(1998)] Jonquieres, I., Marengo, A., Maalej, A., and Rohrer, F. : Study of ozone formation and transatlantic transport from biomass burning emissions over West Africa during the airborne tropospheric ozone campaigns TROPOZ I and TROPOZ II., *J. Geophys. Res.*, 103, 19 059–19 073, 1998.
- [Jónsson et al.(1996)] Jónsson, H.H., JWilson, J.C., Brock, C.A., Dye, J.E., Ferry, G.V., and Chan, K.R. : Evolution of the stratospheric aerosol in the northern hemisphere following the June 1991 volcanic eruption of Mount Pinatubo : Role of tropospheric-stratospheric exchange and transport, *J. Geophys. Res.*, 101, 1553-1570, 1996.

K

- [Kahnert (2004)] Kahnert, M. : Reproducing the optical properties of fine desert dust aerosols using ensembles of simple model particles. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans*, 85, 231-249, 2004.
- [King et al.(1998)] King, M., Tsay, S.-C., Ackerman, S., and Larsen, N. : Discriminating heavy aerosol, clouds, and fires during SCAR-B : Application of airborne multispectral data, *J. Geophys. Res.*, 103, 31 989–31 999, 1998.
- [Kinne et al.(2003)] Kinne, S., Lohmann, U., Feichter, J., et al. : Monthly averages of aerosol properties : A global comparison among models, satellite data, and AERONET ground data, *J. Geophys. Res.*, 108, 4634, doi :10.1029/2001JD001 253, 2003.
- [Koepke et al.(2003)] Koepke, P., Hess, M., Schult, I., and Shettle, E.P. : Global Aerosol Data Set. *Report No. 243 of the Max-Planck-Institut für Meteorologie*, Hamburg, ISSN 0937-1060, 2003.

L

- [Lacis and Oinas(1991)] Lacis, A. and Oinas, V. : A description of the correlated k distribution method for modelling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering

- in vertical inhomogeneous atmospheres, *J. Geophys. Res.*, *96*, 9027–9063, 1991.
- [Lambert et al.(1997)] Lambert, A., Grainger, R.G., Rodgers, C.D., Taylor, F.W., Mergenthaler, J.L., Kumer, J.B., and Massie, S.T. : Global evolution of the Mt. Pinatubo volcanic aerosols observed by the infrared limb-sounding instruments CLAES and ISAMS on the Upper Atmosphere Research Satellite, *J. Geophys. Res.*, *102*, 1495-1512, 1997.
- [Legrand et al.(2001)] Legrand, M., Plana-Fattori, A., and N'doumé, C. : Satellite detection of dust index using the IR imagery of Meteosat, 1. Infrared difference dust index, *J. Geophys. Res.*, *106*, 18251-18274, 2001.
- [Levy et al.(2003)] Levy, R.C., Remer, L.A., Tanré, D., Kaufman, Y.J., Ichoku, C., Holben, B.N., Livingston, J.M., Russell, P.B., and Maring, H. : Evaluation of the Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) retrievals of dust aerosol over the ocean during PRIDE. *J. Geophys. Res.*, *108*, 8594, doi : 10.1029/2002JD002460, 2003.
- [Li et al.(2000)] Li, J., Wolf, W. W., Menzel, W. P., Zhang, W., Huang, H.-L., and Achtor, T. H. : Global Soundings of the Atmosphere from ATOVS Measurements : The Algorithm and Validation *J. Appl. Meteor.*, *39*, 1248-1268, 2000.
- [Liao and Seinfeld (1998)] Liao, H. and Seinfeld, J.H. : Radiative forcing by mineral dust aerosols : sensitivity to key variables, *J. Geophys. Res.*, *103*, 31637- 31645, 1998.
- [Liu et al.(2004)] Liu, L., Mishchenko, M.I., Geogdzhayev, I., Smirnov, A., Sakerin, S.M., Kabanov, D.M., and Ershov, O.A. : Global validation of two-channel AVHRR aerosol optical thickness retrievals over the oceans, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *88*, 97-109, 2004.

M

- [McClatchey et al.(1972)] McClatchey, R.A., Fenn, R.W., Selby, J.E.A., Volz, F.E., and Garing, J.S. : Optical properties of the atmosphere, 108 pp., *Air Force Cambridge Research Laboratories Tech. Rep.*, AFCRL-72-0497, 1972
- [Mahesh et al.(2004)] Mahesh, A., Gray, M., Palm, S., Hart, W., and Spinhirne, J. : Passive and active detection of clouds : Comparison between MODIS and GLAS

- observations, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L04 108, doi :10.1029/2003GL018 859, 2004.
- [Maring et al.(2003a)] Maring, H., Savoie, D., Izaguirre, M., and Custals, L. : Vertical distributions of dust and sea-salt aerosols over Puerto Rico during PRIDE measured from a light aircraft, *J. Geophys. Res.*, 108, 8587, doi :10.1029/2002JD002 544, 2003a.
- [Maring et al.(2003b)] Maring, H., Savoie, D., Izaguirre, M., Custals, L., and Reid, J. S. : Mineral dust aerosol size distribution change during atmospheric transport, *J. Geophys. Res.*, 108, 8592, doi :10.1029/2002JD002 536, 2003b.
- [Mishchenko et al.(1997)] Mishchenko, M.I., Travis, L.D., Kahn, R.A., and West, R.A. : Modelling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *J. Geophys. Res.*, 102, 16831-16847, 1997.
- [Mishchenko et al.(1999)] Mishchenko, M. I., Geogdzhayev, I.V., Cairns, B., Rossow, W.B., and Lacis, A.A. : Aerosol retrievals over the ocean by use of channels 1 and 2 AVHRR data : sensitivity analysis and preliminary results, *Appl. Opt.*, 38, 7325-7341, 1999
- [Mishchenko et al.(2002)] Mishchenko, M.I., Travis, L.D., and Lacis, A.A. : Scattering, absorption and emission of light by small particles, *Cambridge University Press*, 2002.
- [Moulin et al.(1997)] Moulin, C., Lambert, C.E., Dulac, F., and Dayan, U. : Control of atmospheric export of dust from North Africa by the North Atlantic Oscillation, *Nature*, 387, 691-694, 1997.

P

- [Palmer and Williams (1975)] Palmer, K. F., and Williams, D. : Optical constants of sulfuric acid ; application to the clouds of Venus? *Appl. Opt.*, 14, 208-219, 1975.
- [Péquignot et al.(2005)] Péquignot, E., Chédin, A., Heilliette, S., Serrar, S. and Scott, N.A. : Four years of global continental surface emissivity retrieved from NOAA-10/HIRS observations : validation and variability. *soumis à J. Geophys. Res.*, 2005.
- [Pierangelo et al.(2004a)] Pierangelo, C., Chédin, A., and Chazette, P. : Measurements of stratospheric volcanic aerosol opti-

- cal depth from NOAA TIROS Observational Vertical Sounder (TOVS) observations, *J. Geophys. Res.*, 109, doi :10.1029/2003JD003870, 2004a.
- [Pierangelo et al.(2004b)] Pierangelo, C., Chédin, A., Heilliette, S., Jacquinet-Husson, N., and Armante, R. : Dust altitude and infrared optical depth from AIRS, *Atmos. Chem. Phys.*, 4, 1813-1822, 2004b.
- [Pierangelo et al.(2005)] Pierangelo, C., Mishchenko, M., Balkanski, Y., and Chédin, A. : Retrieving the effective radius of Saharan dust coarse mode from AIRS, *Geophys. Res. Letters*, in press, 2005.
- [Prospero and Carlson(1972)] Prospero, J. and Carlson, T. : Vertical and areal distribution of Saharan dust over the western equatorial north Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 77, 5255-5265, 1972.
- [Prospero et al.(2002)] Prospero, J. M., Ginoux, P., Torres, O., Nicholson S. E., and Gill, T. E. : Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product, *Rev. Geophys.*, 40, 1002, doi :10.1029/2000RG000095, 2002.

R

- [Reddy et al.(2005)] Reddy, M.S, Boucher, O., Balkanski, Y., and Schulz, M. : Aerosol optical depths and direct radiative perturbations by species and source type, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L12803, 10.1029/2004GL021743, 2005.
- [J.S. Reid et al.(2002)] Reid, J.S., Westphal, D., Livingston, J. M., Savoie, D. L., Maring, H. B., Jonsson, H. H., Eleuterio, D. P., Kinney, J. E., and Reid, E. A. : Dust vertical distribution in the Caribbean during the Puerto Rico Dust Experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi :10.1029/2001GL014092., 2002.
- [J.S. Reid et al.(2003)] Reid, J.S. and Maring, H.B. : Foreword to special section on the Puerto Rico Dust Experiment (PRIDE). *J. Geophys. Res.*, 108, PRD-1, 2003.
- [E.A. Reid et al.(2003)] Reid E.A., Reid, J.S., Meier, M.M., Dunlap, M.R., Cliff, S.S., Broumas, A., Perry, K., and Maring, H. : Characterization of African dust transported to Puerto Rico by individual particle and size segre-

- gated bulk analysis *J. Geophys. Res.*, *108*, 8591, doi :10.1029/2002JD002935, 2003.
- [J.S. Reid et al.(2003)] Reid, J.S., Jonsson, H.H., Maring, H.B., Smirnov, A.A., Savoie, D.L., Cliff, S.S., Reid, E.A., Livingston, J.M., Meier, M.M., Dubovik, O., and Tsay, S.C. : Comparison of size and morphological measurements of coarse mode dust particles from Africa. *J. Geophys. Res.*, *108*, 8593, doi : 10.1029/2002JD002485, 2003.
- [J.S. Reid et al.(2004)] Reid, J.S., Koppmann, R., Eck, T.F., and Eleuterio, D.P. : A review of biomass burning emissions, part II : Intensive physical properties of biomass burning particles, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 799-825, 2005.
- [Remer et al.(2002)] Remer, L., Tanré, D., Kaufman, Y., Ichoku, C., Mattoo, S., Levy, R., Chu, D., Holben, B., Dubovik, O., Smirnov, A., Martins, J., Li, R., and Ahmad, Z. : Validation of MODIS aerosol retrieval over ocean, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, doi :10.1029/2001GL013204, 2002.
- [Robock(2000)] Robock, A, Volcanic eruptions and climate, *Rev. Geophys.*, *38*, 191-219, 2000.
- [Rosen et al(1994)] Rosen, J.M., Kjome, N.T., McKenzie, R.L., and Liley, J.B. : Decay of Mt Pinatubo aerosol at midlatitudes in the northern and southern hemispheres, *J. Geophys. Res.*, *99*, 25733-25739, 1994.
- [Rublev (1994)] Rublev A.N. : Algorithms and calculations of aerosol phase functions, *Internal note IAE-5715/16 of the Russian Research Center "Kurchatov Institute"*, 51 pp., 1994 (in Russian)

S

- [Sadourny and Laval (1984)] Sadourny, R, and Laval, K. : January and July performances of the LMD general circulation model. In *New Perspectives in Climate Modelling*, pp. 173-198, *Elsevier Sci.*, New York, 1984.
- [Scott (1974)] Scott, N.A. : A direct method of computation of transmission function of an inhomogeneous gaseous medium : description of the method and influence of various factors. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *14*, 691-707, 1974.
- [Scott and Chédin(1981)] Scott, N.A., and Chédin, A. : A fast line-by-line method for atmospheric absorption computations : the auto-

- matized atmospheric absorption atlas, *J. Appl. Met.*, 20, 802–812, 1981.
- [Scott et al.(1999)] Scott, N.A., Chédin, A., Armante, R., Francis, J., Stubenrauch, C., Chaboureau, J.-P., Chevallier, F., Claud, C., and Cheruy, F. : Characteristics of the TOVS Pathfinder Path-B Dataset, *Bull. Am. Met. Soc.*, 80, 2679–2701, 1999.
- [Shettle and Fenn (1979)] Shettle, E.P., and Fenn, R.W. : Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties, *AFGL-TR-79-0214*, 20 Sept 1979, ADA085951.
- [Smirnov et al.(2003)] Smirnov, A., Holben, B.N., Dubovik, O., Frouin, R., Eck, T.F., and Slutsker, I. : Maritime component in aerosol optical models derived from Aerosol Robotic Network data, *J. Geophys. Res.*, 108, 4033, doi :10.1029/2002JD002701, 2003.
- [Sokolik and Golitsyn (1993)] Sokolik, I., and Golitsyn, G. : Investigation of optical and radiative properties of atmospheric dust aerosols, *Atmos. Environ.*, 37A, 2509-2517, 1993.
- [Sokolik et al.(1998)] Sokolik, I., Toon, O., and Bergstrom, R. : Modeling the radiative characteristics of airborne mineral aerosols at infrared wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 103, 8813–8826, 1998.
- [Sokolik (2002)] Sokolik, I. : The spectral radiative signature of wind-blown mineral dust : Implications for remote sensing in the thermal IR region, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2154, doi :10.1029/2002GL015 910, 2002.
- [Stamnes et al.(1988)] Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K. : Numerically stable algorithm for discrete ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Optics*, 27, 2502–2509, 1988.
- [Stenchikov et al.(1998)] Stenchikov, G. L., Kirchner, I., Robock, A., Graf, H.-F., Antuña, J.C., Grainger, R.G., Lambert, A., and Thomason, L. : Radiative forcing from the 1991 Mount Pinatubo volcanic eruption, *J. Geophys. Res.*, 103, 13,837–13,857, 1998.
- [Stone et al.(1994)] Stone, R.S., Dutton, E.G., and Key, J.R. : Properties and decay of Pinatubo aerosols in polar region compared with tropical observations, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 432-434, 1994.

- [Stubenrauch et al.(1999a)] Stubenrauch, C.J., Rossow, W.B., Chéruy, F., Chédin, A., and Scott, N.A. : Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP). Part I : Evaluation of cloud parameters. *J. Clim.*, 12, 2189-2213, 1999a.
- [Stubenrauch et al.(1999b)] Stubenrauch, C.J., Chédin, A., Armante, R., and Scott, N.A. : Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP). Part II, A new approach for cloud parameter determination in the 3I algorithms, *J. Clim.*, 12, 2214-2223, 1999b.

T

- [Tanré et al.(1996)] Tanré, D., Herman, M., and Kaufman, Y.J. : Information on aerosol size distribution contained in solar reflected radiances, *J. Geophys. Res.*, 101, 19043-19060, 1996.
- [Tanré et al.(1997)] Tanré, D., Kaufman, Y. J., Herman, M., and Mattoo, S. : Remote sensing of aerosol properties over oceans using the MODIS/EOS spectral radiances, *J. Geophys. Res.*, 102, 16 971–16 988, 1997.
- [Tanré et al.(2001)] Tanré, D., Kaufman, Y.J., Holben, B.N., Chatenet, B., Karnieli, A., Lavenu, F., Blarel, L., Dubovik, O., Remer, L.A., and Smirnov, A. : Climatology of dust aerosol size distribution and optical properties derived from remotely sensed data in the solar spectrum, *J. Geophys. Res.*, 106, 18205-18217, 2001.
- [Tanré et al.(2003)] Tanré, D., Haywood, J., Pelon, J., Léon, J.-F., Chatenet, B., Formenti, P., Francis, P., Goloub, P., Highwood, E.J., and Myhre, G. : Measurement and modeling of the Saharan dust radiative impact : Overview of the Saharan Dust Experiment (SHADE), *J. Geophys. Res.*, 108, 8574, doi :10.1029/2002JD003273, 2003.
- [Taylor et al.(1993)] Taylor, F.W., and co-authors : Remote sensing of atmospheric structure and composition by pressure modulator radiometry from space : The ISAMS experiment on UARS. *J. Geophys. Res.*, 98, 18563-18573, 1993.
- [Tegen et al.(2004)] Tegen, I., Werner, M., Harrison, S.P., and Kohfeld, K.E. : Relative importance of climate and land use in determining present and future global soil dust emission, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L05105, doi :10.1029/2003GL019216, 2004.

- [Thomas and Stamnes (1999)] Thomas, G.E., and Stamnes, K. : Radiative transfer in the Earth and the Ocean, *Cambridge University Press*, 1999.
- [Tisdale et al.(1998)] Tisdale, R.T., Glandorf, D.L., Tolbert, M.A., and Toon, O.B. : Infrared optical constants of low-temperature H_2SO_4 solutions representative of stratospheric sulfate aerosols, *J. Geophys. Res.*, *103*, 25,353-25,370, 1998.
- [Trepte et al.(1993)] Trepte, C.R., Veiga, R.E., and McCormick, M.P. : The poleward dispersal of Mount Pinatubo, *J. Geophys. Res.*, *98*, 18563-18573, 1993.

V

- [Vogelmann et al.(2003)] Vogelmann, A., Flatau, P., Szczodrak, M., Markowicz, K., and Minnett, P. : Observations of large aerosol infrared forcing at the surface, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1655, doi :10.1029/2002GL016 829, 2003.
- [Volz (1973)] Volz, F.E. : Infrared optical constants of ammonium sulfate, Sahara dust, volcanic pumice, and fly ash, *Appl. Opt.*, *12*, 564-568, 1973.

W

- [Wald et al.(1998)] Wald, A.E., Kaufman, Y.J., Tanré, D., and Gao, B.-C. : Daytime and nighttime detection of mineral dust over desert using infrared spectral contrast, *J. Geophys. Res.*, *103*, 32307-32313, 1998.
- [Weaver et al.(2003)] Weaver, C., Joiner, J., and Ginoux, P. : Mineral aerosol contamination of TIROS Operational Vertical Sounder (TOVS) temperature and moisture retrievals, *J. Geophys. Res.*, *108*, 4246, doi :10.1029/2002JD002 571, 2003.
- [Wentz et al.(1997)] Wentz, F.J. : A well calibrated ocean algorithm for Special Sensor Microwave/Imager, *J. Geophys. Res.*, *102*, 8703-8718, 1997.
- [Wilson et al. (1999)] Wilson, S. H. S., Atkinson, N. C., and Smith, J. A. : The development of an Airborne Infrared Interferometer for meteorological sounding studies, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, *16*, 1912-1927, 1999.
- [Wong and Dessler (2005)] Wong, S, and Dessler, A.E. : Suppression of deep convection over the tropical North Atlantic

by the Saharan air layer, *Geophys. Res. Lett.*, 32
doi :10.1029/2004GL022295, 2005.

Y

[Yang et al.(2000)]

Yang, S., Ricchiazzi, P., and Gautier, C. : Modified correlated k-distribution methods for remote sensing applications, *J. Quant. Spectro. Radiat. Trans.*, 64 , 585–608, 2000.

Z

[Zender (2004)]

Zender, C. : Particle size distributions : theory and applications to aerosols, clouds, and soils. *Freely Available Community Text, University of California at Irvine*, document available at <http://dust.ess.uci.edu/facts/>, 2004.