No d'ordre : 3334



## UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE U.F.R. PHYSIQUE FONDAMENTALE

### Doctorat

Discipline LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

> AUTEUR OVIDIU PANCRATI

# TELEDETECTION DE L'AEROSOL DESERTIQUE DEPUIS LE SOL PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE THERMIQUE MULTIBANDE

Thèse dirigée par Michel LEGRAND

Soutenue le 16 juillet 2003

Jury :

| Mme. A. GAUDICHET | Professeur à l'Université Paris XII             | Présidente du jury |
|-------------------|---|--------------------|
| M. A. PODAIRE     | Ingénieur au Centre National d'Etudes Spatiales | Rapporteur         |
| M. J. PELON       | Directeur de recherche au CNRS                  | Rapporteur         |
| M. M. LEGRAND     | Professeur à l'Université de Lille 1            | Directeur de thèse |
| M. G. BROGNIEZ    | Professeur à l'Université de Lille 1            | Examinateur        |
| M. Ph. DUBUISSON  | Maître de conférence à l'Université du Littoral | Examinateur        |

#### REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé successivement par Monsieur Yves Fouquart et Monsieur Didier Tanré. Je tiens à leurs remercier de m'avoir accueilli dans le cadre du laboratoire.

Le travail de thèse a été dirigé par Monsieur Michel Legrand. Je lui remercie vivement pour ces conseils et son aide (sur le plan de la recherche, mais aussi sur le plan personnel). Son soutien permanent m'a permis de mener à bien cette thèse.

*Je suis très honoré que Madame Annie Gaudichet, professeur à l'Université Paris 7 et Paris 12, aie accepté de présider mon jury de thèse. Qu'elle en soit remerciée.* 

Monsieur Jacques Pelon, Directeur de recherche au CNRS, et Monsieur Alain Podaire, Ingénieur au Centre National d'Etudes Spatiales, ont eu la gentillesse d'accepter la tâche de rapporter sur l'ensemble de mon travail. Je leur en suis particulièrement reconnaissant.

Je remercie Monsieur Gérard Brogniez, Professeur à l'Université de Lille I, et Monsieur Philippe Dubuisson, Maître de Conférence à l'Université du Littoral, pour leurs présences en jury et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Mon arrivée au LOA a été possible grâce aux contacts entretenus depuis quelques années entre Madame Claire Demuinck, Directrice de l'Ecole Doctorale « Sciences de la matière, du rayonnement et de l'environnement », et Monsieur Ghiță Singurel et Monsieur Mitachi Strat, professeurs à l'Université de Iasi. J'adresse mes plus profonds respects à ces grands pédagogues.

Je tiens également à remercier ceux qui ont contribué par leur conseil précieux à enrichir mes connaissances dans le domaine instrumental (Bahy Damiri), sur les propriétés des aérosols (Jean Luc Deuzé, Philippe Goloub et Olivier Chomette) et sur les simulations concernant la vapeur d'eau (Philippe Dubuisson et Artemio Plana Fattori). Jean-Louis Rajot et Adamou Manga m'ont apporté leur appui afin d'avoir le maximum de données d'intérêt sur la compagnie sahélienne.

*Je remercie Madame Christine Deroo et Monsieur Louis Gonzalez pour leur efficacité à nous fournir des outils informatiques indispensables à la réalisation de nos travaux.* 

Je n'oublie pas mes collègues de bureau, qu'ils soient partis (Laurent et Catherine) ou encore là pour un petit bout de temps (salut, Fabien). Je leurs remercie pour leurs présence et pour m'avoir conseiller quand j'avais besoin.

*Je salue Odile, Jean-François, Isabelle, et tous les autres, pour leur amitié et leur sympathie.* 

Un petit clin d'œil à mes amis roumains, Cristi et Loredana, qui ont toujours su me soutenir et encourager dans les moments difficiles.

#### SOMMAIRE

| Introduction   | 7  |
|--|----|
| CHAPITRE I   |    |
| LES AÉROSOLS DÉSERTIQUES   | 13 |
| I.1. Les aérosols atmosphériques   | 13 |
| I.1.1. Généralités   | 13 |
| I.1.2. L'impact des aérosols sur le climat                                 | 18 |
| I.2. L'aérosol désertique. Généralités                                     | 21 |
| I.3. Modélisation de l'aérosol désertique                                  | 24 |
| I.3.1. Généralités   | 24 |
| I.3.2. Le modèle d'aérosol désertique de Longtin et al. [1988]             | 26 |
| I.3.3. La modélisation d'aérosol désertique de Chomette [1999]             | 33 |
| I.3.4. Conclusion  | 37 |
| CHAPITRE II  |    |
| THÉORIE DE LA TÉLÉDÉTECTION DES AÉROSOLS                                   | 41 |
| II.1. Equation de transfert radiatif                                       | 42 |
| II.2. Mesures photométriques depuis le sol                                 | 45 |
| II.3. Télédétection des aérosols désertiques dans l'infrarouge thermique   | 51 |
| II.3.1. Télédétection de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique  |    |
| depuis l'espace  | 52 |
| II.3.2. Télédétection de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique  |    |
| depuis le sol  | 56 |
| II.4. Modélisation de la luminance descendante dans l'infrarouge thermique | 59 |
| II.4.1. Effet de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique          | 60 |
| II.4.2. L'absorption gazeuse dans l'infrarouge thermique                   | 64 |
| II.4.3. Effet des cirrus dans l'infrarouge thermique                       | 77 |
| II.5. Conclusion   | 78 |

| CHAPITRE III   |     |
|--|-----|
| DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL : LE RADIOMÈTRE <i>CLIMAT</i>                    | 81  |
| III.1. Description générale  | 82  |
| III.2. Modélisation de la luminance filtrée par les canaux du radiomètre |     |
| CLIMAT   | 84  |
| III.3. Principe de la mesure et étalonnage du radiomètre CLIMAT          | 86  |
| III.4. Détermination des paramètres du radiomètre CLIMAT                 | 88  |
| III.5. Calcul de la température de brillance d'une cible                 | 91  |
| CHAPITRE IV  |     |
| DONNÉES EXPÉRIMENTALES. CAMPAGNE NIGER 98                                | 97  |
| IV.1. Fonctionnement du radiomètre sur le terrain                        | 98  |
| IV.2. Validation des mesures par le corps noir de terrain                | 100 |
| IV.3. Analyse préliminaire des données acquises                          | 111 |
| IV.4. Données complémentaires  | 116 |
| IV.4.1. Mesures photométriques   | 117 |
| IV.4.2. Sondages atmosphériques  | 120 |
| IV.4.3. Données satellitaires  | 123 |
| IV.5. Conclusion   | 124 |
| CHAPITRE V   |     |
| RÉSULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS                                   | 127 |
| V.1. Contamination nuageuse  | 127 |
| V.2. Effet de la vapeur d'eau  | 133 |
| V.3. Résultats expérimentaux concernant la période février – mars 1998   | 137 |
| V.3.1. Sensibilités radiométriques à la poussière et à la vapeur d'eau   | 140 |
| V.3.2. Correction de l'effet de la vapeur d'eau                          | 142 |
| V.4. Conclusion  | 144 |

| CHAPITRE VI  |     |
|--|-----|
| SIGNATURE SPECTRALE DE L'AEROSOL DESERTIQUE EN                               |     |
| INFRAROUGE THERMIQUE   | 147 |
| VI.1. Signature spectrale expérimentale. Comparaison avec simulations        | 147 |
| VI.1.1. Simulations de transfert radiatif                                    | 148 |
| VI.1.2. Signature spectrale de l'aérosol désertique de Longtin et al. [1988] | 154 |
| VI.1.3. Signature spectrale de l'aérosol désertique modélisé par Chomette    |     |
| [1999]   | 156 |
| VI.2. Modélisation de l'aérosol de Banizoumbou                               | 162 |
| VI.2.1. Choix de la distribution en taille                                   | 162 |
| VI.2.2. Choix de la composition minéralogique                                | 165 |
| VI.2.3. Résultats de calculs de Mie  | 166 |
| VI.2.4. Comparaison des signatures spectrales expérimentale et théorique     | 169 |
| VI.2.5. Etude théorique sur la composition minéralogique                     | 171 |
| VI.2.6. Etude sur la non-sphéricité des particules                           | 174 |
| VI.3. Conclusion   | 176 |
| CONCLUSIONS GENERALES  | 179 |
| ANNEXE :   |     |

# PARAMETRES OPTIQUES DE L'AEROSOL DÉSERTIQUE185A.1. Indice de réfraction185A.2. Granulométrie des aérosols187A.3. Paramètres optiques188BIBLIOGRAPHIE193

#### INTRODUCTION

La caractérisation de la nature et de la distribution des aérosols troposphériques afin d'introduire leurs effets, direct et indirects, dans les modèles de climat constitue un défi auquel est actuellement confrontée la recherche atmosphérique. Les aérosols constituent une des principales sources d'erreur dans les prévisions du climat, par l'incertitude significative qu'ils introduisent dans l'évaluation du forçage radiatif [*Twomey et al., 1984*; *Charlson et al., 1992*]. Ce fait résulte de la grande variabilité spatiale et temporelle de leur concentration et de leur composition, car ils proviennent d'une grande variété de sources, présentent une large gamme de tailles de particule, et ont des durées de vie beaucoup plus courtes que les aérosols stratosphériques et les gaz à effet de serre. Parmi les composantes de l'aérosol troposphérique, l'aérosol désertique émis par les surfaces arides du globe représente la composante principale, avec une proportion d'environ 43 % (selon Andreae, [*1995*]) de la masse totale d'aérosol produite par an, sources naturelles et anthropogéniques confondues.

Pour une caractérisation globale, les observations depuis le satellite sont naturellement préférables car elles présentent l'avantage d'une couverture à grande échelle de la planète. Plusieurs techniques de télédétection des aérosols ont été développées au-dessus des océans et des continents (passées en revue par King et al., [1999]), couvrant un large domaine de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge thermique. Concernant l'aérosol désertique, son épaisseur optique a été déterminée au-dessus de l'océan (en conditions de ciel clair) en utilisant les canaux du domaine visible et proche infrarouge de plusieurs instruments tels que AVHRR [*Husar et al., 1997; Nakajima et Higurashi, 1997*] ou METEOSAT [*Jankowiak et Tanré, 1992; Moulin et al., 1997, 1998*]. Des nouveaux instruments tels que MODIS et POLDER ont été conçus pour déterminer les propriétés de l'aérosol [*Deuzé et al., 1999; Tanré et al., 1999; Boucher et Tanré, 2000*]. Dans l'ultraviolet, l'instrument TOMS permet de détecter les aérosols partiellement absorbants au-dessus des océans et des continents. Dans ce cas, les résultats obtenus sous forme d'un indice d'aérosol (AI) sont qualifiés de semi-quantitatifs [*Hsu et al., 1999*].

7

D'autres techniques ont été élaborées pour l'infrarouge thermique (IRT) au-dessus des continents, en utilisant le canal IR de METEOSAT (10,5-12,5  $\mu$ m) [*Legrand et al., 1988, 2001*] ou bien les canaux AVHRR à 3,7  $\mu$ m et 11  $\mu$ m [*Ackerman, 1989*]. Des estimations d'épaisseur optique sont alors possibles en utilisant les différences de luminance ou de température de brillance observées à 8,5  $\mu$ m, 11  $\mu$ m et 12  $\mu$ m [*Legrand et al., 1989*; *Ackerman, 1997*].

L'observation satellitaire est une approche nécessaire mais insuffisante pour acquérir la base complète d'informations permettant d'établir et de comprendre le rôle climatique des aérosols. Elle s'appuie souvent sur la complémentarité de procédures de validation depuis le sol par mesures photométriques [*Goloub et al., 1999*], utilisées de façon classique au moyen d'inter comparaisons. Comme cette méthode n'est évidemment bien adaptée qu'avec les canaux satellitaires du visible et du proche infrarouge, le développement de radiomètres sol opérant dans les grandes longueurs d'onde devient nécessaire. Ce domaine spectral est particulièrement utile dans la perspective de l'étude de l'aérosol désertique, très actif dans cette région du spectre.

Dans ce contexte, un nouveau radiomètre a été développé pour être utilisé en appui des observations satellitaires faites dans le canal IR de METEOSAT. Il s'agit de radiomètre CLIMAT [*Legrand et al., 2000*], un instrument fonctionnant dans la fenêtre atmosphérique 8 - 13 µm, conçu pour la mesure précise du rayonnement en provenance des diverses cibles de l'environnement terrestre. Le travail de thèse présent est le résultat de l'exploitation des mesures obtenues avec cet instrument lors d'une campagne effectuée au Niger en 1998, ayant comme objet d'étude l'aérosol désertique.

Une description générale des aérosols est faite au début du premier chapitre, avec leur classification en fonction de plusieurs critères tels que leur dimension, leur origine et leur domaine de résidence dans l'atmosphère, et avec leur impact radiatif. Les principales propriétés de l'aérosol désertique sont ensuite détaillées, ainsi que certains résultats de modélisation.

Plusieurs rappels théoriques sont présentés dans le second chapitre à partir de l'équation de transfert radiatif, concernant les principales méthodes de télédétection de l'aérosol: mesures photométriques, mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique depuis le sol et

par imagerie satellitaire. Une modélisation détaillée des effets des principales composantes atmosphériques (aérosols, gaz absorbants, nuages) trouve sa place dans ce chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à la description générale du radiomètre CLIMAT, de son fonctionnement, ainsi que du principe de mesure. Il contient une série de résultats nécessaire à l'exploitation des mesures de l'instrument : les coefficients issus de l'opération d'étalonnage faite en laboratoire, les caractéristiques spectrales de l'instrument et les propriétés de son détecteur.

Une présentation de la campagne NIGER 98 fait l'objet du quatrième chapitre, décrivant le protocole d'acquisition des données, le procédé de validation par des mesures de corps noir de terrain et les corrections qu'elles permettent de réaliser. Nous obtenons ainsi une première série de données radiométriques primaires issues de visées du ciel, contenant la contribution de toutes les composantes atmosphériques : aérosol, nuages et gaz absorbants. Finalement, les données complémentaires nécessaires pour notre travail (mesures photométriques, sondages ballon, images satellitaires) sont présentées.

Le cinquième chapitre décrit les résultats d'une première exploitation des données acquises. On montre l'aptitude du radiomètre CLIMAT à détecter l'aérosol désertique par comparaison du signal radiométrique « de ciel clair » avec l'épaisseur optique photométrique visible. Un traitement statistique nous fournit deux résultats essentiels: les sensibilités radiométriques à l'aérosol et à la vapeur d'eau. Si la dernière nous permet d'appliquer une correction de la variation de la vapeur d'eau sur l'ensemble des données radiométriques, les sensibilités à l'aérosol déterminées dans les quatre canaux du radiomètre sont groupées sous la forme d'une signature spectrale décrivant le comportement spectral de l'aérosol désertique dans l'IRT.

La signature spectrale de l'aérosol désertique dans l'IRT fait l'objet du dernier chapitre où elle est présentée puis comparée à des simulations issues de différents modèles d'aérosol. On montre que cette signature dépend de la granulométrie de l'aérosol et surtout de sa composition minéralogique. Il apparaît enfin que les mesures radiométriques IRT sont en mesure de restituer cette composition minéralogique. Une amélioration des résultats est possible, en optimisant la position spectrale et la largeur des filtres utilisés dans l'instrument.

#### **CHAPITRE I**

# LES AÉROSOLS DÉSERTIQUES

Ce chapitre est consacré à plusieurs rappels concernant les propriétés générales des aérosols atmosphériques (classification, impact radiatif), avant de se concentrer sur l'aérosol désertique objet de notre étude. Nous avons essayé de donner une présentation détaillée de ses caractéristiques, complétée par les résultats de quelques travaux de modélisation.

#### I.1. Les aérosols atmosphériques

#### I.1.1. Généralités

On définit les aérosols atmosphériques comme les populations de particules solides et liquides en suspension dans l'air, à l'exception des gouttelettes d'eau et des cristaux de glace composant les nuages et les brouillards. Ils existent même dans les atmosphères les plus claires et leurs dimensions sont comprises entre 0,001 et 100  $\mu$ m [*Lodge, 1991*]. Pour réaliser une classification des aérosols, on doit prendre en compte certains critères tels que leur taille, leur nature physico-chimique, leur source de production et leur domaine de résidence dans l'atmosphère.

#### a) Classification des aérosols en fonction de leur dimension

Selon l'ordre de grandeur du rayon r de la particule (supposée sphérique), on distingue trois classes [*Junge*, 1958; *Whitby*, 1976]:

- les particules d'Aitken:  $r \in [0,001; 0,1 \,\mu\text{m}]$
- les particules fines (mode d'accumulation) :  $r \in [0,1; 1 \, \mu m]$
- les grosses particules:  $r \in [1; 100 \,\mu\text{m}]$

Les particules les plus petites, d'environ  $10^{-3}$  µm de rayon, sont de gros ions qui jouent un rôle important en électricité et en chimie atmosphériques. Les particules d'Aitken, aérosols très fins dans la classe de taille [0,001 ; 0,1 µm], constituent des noyaux de condensation dans le processus de formation des nuages et des brouillards.

Les aérosols atmosphériques sont beaucoup plus nombreux dans la deuxième classe [*Junge, 1958*]. Par contre, les grosses particules sont beaucoup moins nombreuses, ne pouvant rester dans l'atmosphère à l'état libre que pour une durée limitée, dans un domaine de résidence localisé au voisinage des sources d'émission.

# b) Classification des aérosols en fonction de leur domaine de résidence dans l'atmosphère

#### Aérosols stratosphériques

Ces aérosols localisés entre 12 et 30 km d'altitude sont de petites dimensions. Ils sont produits principalement par le processus de conversion gaz-particule et par les injections issues des grandes éruptions volcaniques. Une petite partie de ces aérosols stratosphériques est d'origine extraterrestre. Leur concentration maximale se situe vers l'altitude de 18 - 20 km, dans une région appelée couche d'aérosol de Junge. Ils présentent une distribution zonale presque uniforme et leur durée de vie est de quelques mois à quelques années.

#### Aérosols troposphériques

Ce sont des aérosols de courte durée de vie, concentrés surtout dans la partie basse de la troposphère. Leur concentration et leur composition physico-chimique présente une grande variabilité temporelle et spatiale. Parmi ces aérosols, les aérosols minéraux (ou poussière désertique) soulevés par les vents dans les régions arides jouent un rôle très important à l'échelle régionale. Ils forment des couches de grande épaisseur optique qui restent plusieurs jours dans l'atmosphère, et dont l'impact radiatif est donc élevé.

#### c) Classification des aérosols en fonction du processus de formation

Les aérosols dits *primaires* sont émis directement sous forme de particules. Leur taille est généralement supérieure au micron lorsqu'ils sont produits mécaniquement et inférieure au

micron lorsqu'ils sont issus de processus de combustion. Les *aérosols secondaires*, généralement submicroniques (taille inférieure à 1  $\mu$ m), sont issus de la transformation en particules de substances émises dans l'atmosphère sous forme gazeuse, par exemple par transformation directe gaz-solide.

#### d) Classification des aérosols en fonction de leur origine

Les aérosols atmosphériques proviennent de sources naturelles ou anthropogéniques [*Seinfeld et Pandis, 1998*]. Les *aérosols naturels*, dont l'essentiel est composé de particules d'origines minérale et marine, représentent la fraction majoritaire de la masse totale d'aérosol émis (1500 Mt/an d'aérosol désertique et 1300 Mt/an d'aérosol marin, pour un flux total de 3450 Mt/an [*Andreae, 1995*]). Ces particules sont les produits, pour une grande part, de l'action mécanique exercée par le vent sur les surfaces terrestres marines et continentales. Les caractéristiques physico-chimiques de ces aérosols résultent de leur mode de production: ce sont des particules majoritairement microniques (taille supérieure à 1 µm) et leur composition chimique est très proche de celle du matériau d'origine. Les aérosols minéraux sont constitués d'argiles, quartz, feldspath, calcite et parfois sels en provenance de lacs asséchés, et présentent des concentrations élevées en silicium, aluminium, calcium et fer. Les aérosols marins, formés par l'évaporation des gouttelettes d'eau de mer près de la surface océanique, ont une composition voisine de celle du mélange d'éléments dissous dans l'eau de mer (sodium, chlore, soufre).

Il existe aussi des aérosols de taille submicronique, issus de réactions biochimiques naturelles. Un exemple est la formation des particules de sulfate résultant de l'oxydation du sulfure de diméthyle produit par certaines espèces de phytoplancton [*Charlson et al., 1987*; *Kettle et Andreae, 2000*].

Les *aérosols anthropogéniques* sont généralement concentrés autour des régions industrielles. Ils sont produits soit par combustion, soit par émission directe à l'état liquide ou solide, soit par l'intermédiaire des processus de conversion gaz – particule faisant intervenir des produits gazeux de combustion. Cette dernière catégorie est constituée de particules de taille submicronique [*Whitby*, 1978]. Les évaluations récentes pour l'émission de ces aérosols vont environ de 100 Mt/an [*Andreae*, 1995] à 200 Mt/an [*Wolf et Hidy*, 1997] (ces chiffres ne tiennent pas compte de l'aérosol désertique anthropogénique [*Tegen et Fung*, (1995)]. Les transports, les combustions industrielles et domestiques, la fabrication du ciment, la métallurgie et l'incinération sont parmi les activités industrielles et techniques qui produisent

les particules primaires d'aérosol. Ces sources d'aérosol ont été largement surveillées, à cause de leur impact sur la qualité de l'environnement. En conséquence, au cours des dernières décennies, l'émission des aérosols industriels a été réduite sensiblement dans les pays développés.

| Source   | Flux (Mt/année) | Durée de<br>vie<br>(journées) | Contenu intégré<br>dans la colonne<br>atmosphérique<br>(mg/m <sup>2</sup> ) | Catégorie de<br>particules  | Epaisseur optique à 550 nm |
|--|-----------------|-------------------------------|---|-----------------------------|----------------------------|
| Aérosols natur   | rels            |                               |   |                             |                            |
| Aérosols prima   | vires           |                               |   |                             |                            |
| Aérosol minéral<br>(désertique)                            | 900 - 1500      | 4                             | 19 - 33   | principalement<br>grossière | 0,01 - 0,023               |
| Sel marin  | 2300            | 1                             | 3   | grossière                   | 0,02                       |
| Poussière<br>volcanique                                    | 33              | 4                             | 0,7   | grossière                   | 0,001                      |
| Aérosol<br>organique                                       | 50              | 4                             | 1   | grossière                   | 0,002                      |
| Aérosols secon   | daires          |                               |   |                             | -                          |
| Sulfates<br>biogéniques                                    | 70              | 5                             | 2   | fine                        | 0,016                      |
| Sulfates de SO <sub>2</sub><br>volcanique                  | 20              | 10                            | 1   | fine                        | 0,008                      |
| Substances<br>organiques<br>d'hydrocarbures<br>biogéniques | 20              | 5                             | 0,6   | fine                        | 0,005                      |
| Total naturel  | 3393 - 3993     |                               | 27,3 - 41,3   |                             | 0,062 - 0,075              |
| Aérosols anth  | ropogéniques    |                               |   |                             |                            |
| Aérosols prima   | vires           |                               |   |                             |                            |
| Aérosol minéral<br>(désertique)                            | 0-600           | 4                             | 0 -13   | principalement<br>grossière | 0-0,009                    |
| Poussière<br>industrielle                                  | 40              | 4                             | 0,9   | grossière et fine           | 0,004                      |
| Carbone suie   | 14              | 7                             | 0,6   | fine                        | 0,006                      |
| Carbone<br>organique                                       | 54              | 6                             | 1,8   | fine                        | 0,01                       |
| Aérosols secon   | daires          |                               |   |                             |                            |
| Sulfates de SO <sub>2</sub>                                | 140             | 5                             | 3,8   | fine                        | 0,03                       |
| Aérosols<br>organiques                                     | 20              | 7                             | 0,8   | fine                        | 0,006                      |
| Total<br>anthropogénique                                   | 268 - 868       |                               | 7,9 - 20,9  |                             | 0,056 - 0,065              |

**Tableau I.1.** : Les estimations récentes des émissions annuelles globales, du contenuatmosphérique et de l'extinction optique des principaux aérosols (pendant les années 1990),d'après Andreae [1995] et actualisé par Ramanathan et al. [2001].

En moyenne globale, plusieurs centaines de millions de tonnes d'aérosols sont émis chaque année par une multiplicité de sources, à la fois naturelles (volcaniques, biologiques, désertiques, marines) et humaines (combustions, poussières industrielles, émissions agricoles), ce qui induit une très grande diversité de leurs propriétés. Une compilation des quantités d'aérosol émises à l'échelle annuelle est présentée dans le tableau I.1, à partir des travaux d'Andreae [1995] et de Ramanathan et al. [2001].

Concernant l'aérosol désertique, Andreae [1995] propose la valeur de 1500 Mt/an produit par des sources naturelles. Cependant ,selon Tegen et Fung [1995] 30 à 50% de cet aérosol proviendrait de processus de dégradation anthropique des sols (agriculture ou déforestation). Cette opinion étant contestée, Ramanathan [2001] propose une fraction anthropogénique de 0 à 40%. La valeur basse de production d'aérosol naturel (900 Mt/an) du tableau I.1. est donc fondée sur l'hypothèse que 40% des 1500 Mt/an (soit 600 Mt/an) est susceptible d'être anthropogénique.

Quelques études récentes [*Tegen et al., 2000 ; Haywood et al., 1999*] indiquent une sous évaluation de l'émission de l'aérosol marin par Andreae [*1995*] qui propose 1300 Mt/an. En conséquence, cette valeur a été majorée par Ramanathan à 2300 Mt/an compte tenu de la récente étude de Houghton et al., *[ 2001*].

Les nitrates n'ont pas été considérés explicitement, puisque le HNO<sub>3</sub> formé par des processus d'oxydation du NO<sub>2</sub> est déposé sur des particules préexistantes. La fraction de nouvelles particules de nitrate est fortement incertaine. Les estimations du forçage radiatif direct dû aux nitrates varient entre des valeurs proches de zéro et voisines de celles des sulfates. L'émission de carbone suie a été évaluée à une valeur de 14 Mt/an, ce qui correspond aux processus de combustion de biomasse (7 Mt/an selon *Houghton et al. [2001]*).

Les évaluations de la production annuelle d'aérosols, de leur durée de résidence dans l'atmosphère et de leur épaisseur optique (présentées dans le tableau I.1.) sont indicatives. On peut cependant noter les valeurs relativement proches des épaisseurs optiques moyennes totales provenant des sources naturelles et des sources anthropogéniques, alors que les productions annuelles de ces deux catégories d'aérosols sont très différentes. Ainsi, les aérosols désertiques et marins qui représentent l'essentiel de la production en masse, contribuent de façon équivalente aux sulfates anthropiques à l'épaisseur optique totale.

#### I.1.2. L'impact des aérosols sur le climat

Les aérosols atmosphériques affectent le climat de la planète de manières directe et indirecte. Leur effet radiatif direct se manifeste par des processus de diffusion et d'absorption des rayonnements solaire et tellurique. L'intensité de la diffusion et de l'absorption dépend des caractéristiques physiques et chimiques des aérosols et de la longueur d'onde du rayonnement . La diffusion est l'effet majeur pour le rayonnement solaire, en particulier dans le cas des aérosols liés à la pollution; elle joue un rôle moins important pour le rayonnement tellurique. La diffusion du rayonnement solaire par les aérosols vers l'espace induit une diminution du flux net d'énergie solaire au sommet de l'atmosphère, et donc un forçage radiatif négatif. Mais ce forçage est variable et peut même changer de signe en fonction des propriétés d'absorption de l' aérosol et de l'albédo de la surface. Le rayonnement tellurique est absorbé (et émis) par les diverses espèces d'aérosol, contribuant ainsi avec l'absorption du rayonnement de l'atmosphère (effet de serre).

Le bilan énergétique global est sensible à la couverture nuageuse, en particulier des nuages marins bas (stratus) qui couvrent environ 25% de la planète. L'albédo d'un nuage est sensible aux changements de concentration en nombre de gouttelettes. Cette concentration dépend, d'une façon complexe, de la concentration en noyaux de condensation, fonction de la concentration en particules d'aérosol. Les aérosols affectent donc de manière indirecte le climat par leur effet sur les propriétés microphysiques des nuages. Les particules submicroniques solubles servent de noyaux de condensation nuageuse, permettant ainsi la formation des gouttelettes d'eau. Lorsqu'on augmente le nombre de noyaux de condensation, pour un contenu en eau liquide donnée, on provoque une augmentation du nombre de gouttelettes et une diminution de leur taille moyenne [*Twomey, 1974*]. Le premier effet indirect qui en résulte est une augmentation de l'albédo du nuage. Il existe un deuxième effet indirect, dû au fait que cette diminution de taille des gouttelettes d'eau retarde ou supprime leur précipitation et augmente ainsi leur durée de vie [*Albrecht, 1989*] et l'épaisseur du nuage [*Pincus et Baker, 1994*].

Les particules de poussière les plus grosses sont d'efficaces noyaux glaçogènes [*Chen et al., 1998*; *Pruppacher et Klett, 1997*], affectant la formation et les propriétés des nuages de glace dans la partie haute de la troposphère. L'interaction entre un cirrus et les particules de carbone suie émises par les avions (ou les particules minérales insolubles lorsqu'elles sont disponibles aux hautes altitudes) a comme conséquence une augmentation de l'albédo du nuage [*Jensen et Toon, 1997*].

En conséquence, à travers un certain nombre de processus, les aérosols modifient le bilan radiatif de la planète. Ils provoquent en outre des réchauffements ou des refroidissements en fonction des propriétés de l'aérosol (nature, taille et caractère hygroscopique et glaçogène des particules), et de sa répartition verticale et géographique.

Les aérosols stratosphériques forment une couche diffusante bien séparée du reste de l'atmosphère. Leur effet direct se manifeste par l'augmentation de la fraction du rayonnement solaire diffusée vers l'espace, ce qui entraîne une diminution du flux solaire net parvenant à la surface. Plusieurs études se sont intéressées aux effets climatiques des éruptions volcaniques, qui ont comme conséquence l'augmentation significative de la concentration de l'aérosol stratosphérique. Le plus important de ces événements a été l'éruption du Mont Pinatubo en 1991, dont les conséquences radiatives, chimiques, dynamiques et climatiques accompagnant le long transit des aérosols volcaniques dans la stratosphère ont été largement discutées dans la littérature [Liu et Penner, 2002; Yang, 1999; Pitari et Rizi, 1993; Minnis et al., 1993]. Cette éruption a entraîné un forçage radiatif maximal d'environ -3 W/m<sup>2</sup> en 1991 [Hansen et al., 1998; Stenchikov et al., 1998], peut-être le plus important du siècle dernier dû à l'aérosol volcanique, perturbant le climat stratosphérique et planétaire de manière significative. Cependant, les concentrations d'aérosol dans la stratosphère sont maintenant retombées bien au-dessous des valeurs maximales observées en 1991, et sont comparables aux valeurs très basses enregistrées dans les années 80 caractérisées par une faible activité volcanique [WMO, 1999].

Les *aérosols troposphériques* affectent le climat de manière significative [*Coakley et al., 1983*]. Leur effet est plus difficile à analyser compte tenu de leur durée de vie plus courte, des variations spatio-temporelles de leur concentration, et aussi de leur grande diversité de composition et de propriétés physico-chimiques.

Les particules d'aérosol submicroniques ont le rendement le plus élevé (par unité de masse) pour les interactions avec le rayonnement solaire à cause de leurs dimensions comparables à la longueur d'onde du rayonnement. Les aérosols de sulfate et de matières organiques (tableau I.1) sont ainsi les plus efficaces à diffuser et à absorber le rayonnement solaire, avec un forçage radiatif négatif au sommet de l'atmosphère. A cause du manque de données d'observation, la plupart des évaluations du forçage radiatif dû aux aérosols troposphériques sont basées sur des études théoriques. En utilisant un modèle radiatif-convectif d'aérosol, Charlson et al. [*1992*] ont obtenu une valeur moyenne globale de -0,6 W /m<sup>2</sup> pour le forçage direct dû aux sulfates anthropogéniques, tandis que Kiehl et Brigleb [*1993*] calculaient une valeur de -0,3 W/m<sup>2</sup> pour la planète entière, et -0,43 W/m<sup>2</sup> pour l'hémisphère nord. Le caractère régional du forçage direct est évident, dû à la localisation des sources d'émission et à la courte durée de vie des sulfates troposphériques.

D'autres résultats obtenus par modèles du forçage radiatif global direct dû aux aérosols de sulfate, varient de -0,25 W/m<sup>2</sup> [*Hansen et al., 1993*] et -0,29 W/m<sup>2</sup> [*Boucher et Anderson, 1995*], à -0,9 W/m<sup>2</sup> [*Taylor et Penner, 1994*]. Cette dispersion des résultats indique clairement les besoins en données d'observation sur les propriétés chimiques et physiques des aérosols, et la nécessité d'améliorer les calculs de leur distribution.

L'effet direct des aérosols de combustion a suscité moins d'attention et les évaluations globales du forçage radiatif dues à cette source sont soumises à des incertitudes encore plus élevés. Ces évaluations se situent dans la gamme de valeurs de -0,07 à -0,6W/m<sup>2</sup> [*Houghton et al., 2001*].

Le forçage radiatif négatif provoqué par les aérosols troposphériques pourrait être encore augmenté par l'effet indirect. Les aérosols de taille autour de 0,1  $\mu$ m composés de substances hydrosolubles sont très efficaces comme noyaux de condensation. Ceci inclut des sulfates et des aérosols organiques issus de la combustion de biomasse. Plusieurs observations directes de l'impact de noyaux de condensation sur l'albédo de nuage ont été rapportées dans la littérature [*Coakley et al., 1987; Kim et Cess, 1993*]. Les évaluations des effets radiatifs indirects des aérosols varient énormément. La combinaison des deux effets indirects se situe entre -1,4 et - 4,8 W/m<sup>2</sup> [*Lohmann et Feichter, 1997*] pour les sulfates. Jones et al. [*1994*] ont évalué l'effet indirect à -1,3 W/m<sup>2</sup>, tandis que Kaufman et Chou [*1993*] ont proposé une valeur de -0,45 W/m<sup>2</sup>. En dépit du niveau élevé de l'incertitude, le forçage radiatif indirect est estimé à des valeurs comparables au forçage direct.

Il est qualitativement possible de conclure qu'une partie du forçage radiatif positif dû aux différents gaz à effet de serre (+2,45 W/m<sup>2</sup> selon Houghton et al., [2001]) pourrait être compensée par le forçage négatif provoqué par les aérosols atmosphériques. C'est l'évaluation quantitative de cet effet des aérosols qui est très insuffisante et qui devrait être améliorée à l'avenir pour permettre de répondre à cette question.

#### I.2. L'aérosol désertique. Généralités

La couverture végétale et l'humidité des sols s'opposent à la mobilisation des poussières minérales. Ainsi, ces aérosols sont issus pour l'essentiel des régions arides et semi-arides du globe, d'où l'appellation alternative d'**aérosol désertique**. En terme d'émission, ils représentent une fraction importante des aérosols provenant des sources naturelles (50 % selon Andreae [*1995*] et 37 % selon Ramanathan et al. [*2001*], voir le tableau I.1.). La région Sahara – Sahel, zone la plus étendue et la mieux étudiée, a une production annuelle estimée entre 400 et 700 Mt d'aérosol selon les sources [*Bach, 1976*; *Schutz et al., 1981*; *d'Almeida, 1987*; *Swap et al., 1992*].

Sous l'action du vent, les particules désertiques peuvent être soulevées et forment des nuages de poussière qui couvrent des surfaces de plusieurs millions de kilomètres carrés. Du fait de leur durée de vie assez courte et de la localisation géographique des sources, les aérosols désertiques sont distribués de façon très hétérogène selon les régions [*Andreae*, *1996*]. Les effets seront eux aussi variables selon les régions, impliquant des effets direct et indirect sur le bilan radiatif [*Miller et Tegen*, *1998; Levin et al.*, *1996*] (mais aussi des processus biogéochimiques [*Martin*, *1990; Swap et al.*, *1992*]).

Les aérosols désertiques agissent sur le bilan radiatif par diffusion du rayonnement solaire, provoquant ainsi le refroidissement de la surface. Localement, le forçage radiatif direct peut représenter jusqu'à -60 W/m<sup>2</sup> à la surface et plusieurs W/m<sup>2</sup> au sommet de l'atmosphère [*Miller et Tegen, 1998*]. De plus, ils présentent des propriétés absorbantes pour le rayonnement tellurique, provoquant ainsi un réchauffement de l'atmosphère dans les grandes longueurs d'onde. Le forçage radiatif moyen global au sommet de l'atmosphère est estimé +0,16 W/m<sup>2</sup> [*Miller et Tegen, 1998*].

Leur effet indirect a fait aussi l'objet de recherches [Mahowald et Kiehl, 2003 ; Rosenfeld et al., 2001]. Les aérosols minéraux peuvent agir en tant que noyaux glaçogènes efficaces pour les cirrus [Chen et al., 1998; Pruppacher et Klett, 1997]. De plus, les particules d'aérosol minéral, initialement hydrophobes, sont converties en noyaux de condensation par le dépôt sur leur surface des sulfates solubles. De telles particules peuvent provenir de processus divers (coalescence des particules de sulfate sur la poussière, condensation du SO<sub>2</sub> sur la poussière suivie d'oxydation). Levin et al. [1996] ont étudié ce type de particule, leur impact sur les nuages et la formation des pluies. La présence de sulfate soluble (qui peut être ou non anthropogénique) sur les particules de poussière minérale, les convertit en noyaux de condensation géants, qui affectent la microphysique du nuage en provoquant l'apparition de gouttes de grande taille  $(20 - 40 \,\mu\text{m})$ . Ces modifications amènent une apparition précoce de la pluie et des précipitations plus abondantes. Ces résultats suggèrent également que la vie de ces nuages est réduite et n'affecte le rayonnement solaire que pour une période de temps réduite, permettant ainsi à d'avantage de rayonnement solaire d'atteindre la surface. Les avis sont partagés sur ce comportement, car l'effet inverse, dans le sens d'une suppression des précipitations, a été aussi observé [Rosenfeld et al., 2001; Rosenfeld et Nirel, 1996]. La conclusion de Levin et al. [1996] est que l'aérosol désertique peut affecter les nuages provoquant une augmentation des précipitations, mais, dans certaines conditions cet effet n'a pas lieu ou est même inversé.

Les émissions de ces aérosols sont essentiellement contrôlées par les paramètres météorologiques [*Brooks et Legrand*, 2000 ; *Prospero*, 1999]. Par exemple, une augmentation continue des émissions de poussière a été mise en évidence lors des périodes de sécheresse qui se sont succédées dans les années 70 à 80, au Sahel [*N'Tchayi et al.*, 1994].

Les aérosols désertiques obéissent à un cycle qui comporte trois phases: le soulèvement depuis les zones source, le transport dans l'atmosphère et le dépôt. Ces aérosols se déposent en partie dans la région de génération, en partie en dehors, durant leur transport qui peut les emporter à plusieurs milliers de kilomètres de leurs sources.

a) Le soulèvement en zones source a lieu quand les conditions suivantes sont remplies:

• il n'y a pas d'obstacle (par exemple un couvert végétal) en surface pour interdire la mobilisation des particules ;

• les particules (générées par l'érosion éolienne ou hydrique et par les actions thermiques) susceptibles d'être mobilisées par le vent sont présentes en quantité importante dans le sol ;

• l'apport d'énergie d'origine éolienne à la surface est suffisant pour vaincre les forces de cohésion interparticulaires.

Si ces conditions sont remplies, les grosses particules (de rayon compris entre 50  $\mu$ m et quelques centaines de  $\mu$ m) sont soulevées par les vents de surface et forment un flux horizontal. Ce processus ne se produit que pour des vitesses de vent supérieures à une vitesse seuil d'érosion [*Marticorena et Bergametti, 1995*], dépendant des caractéristiques de surface et du type de sol. Les particules soulevées retombent ensuite sous l'effet de leur poids, et leur énergie cinétique entretient le processus de corrasion (*sandblasting*) - fragmentation des particules et agrégats en éléments fins mobilisables.

b) <u>Le transport des particules</u> par les vents se produit en fonction des conditions météorologiques. Un flux horizontal de particules est présent dès le début du processus de soulèvement. Si ce flux présente un caractère laminaire, les particules forment une couche de poussière localisée près de la surface. Si elles sont soumises à l'action de mécanismes turbulents, les particules fines issues de la corrasion ont la possibilité de monter dans les couches supérieures de l'atmosphère, formant ainsi un flux vertical. Ces mécanismes peuvent être d'origine thermique (mouvements convectifs) ou d'origine dynamique (liés aux conditions météorologiques ou aux influences orographiques). De nombreuses sources sahariennes se trouvent à proximité des montagnes [*Péwé, 1981*], ce qui favorise un soulèvement des aérosols en altitude. Selon d'Almeida [*1986*], qui a modélisé le transport, 60% des poussières sahariennes sont transportées vers le golfe de Guinée, 28% vers l'Atlantique et 12% vers l'Europe.

c) Le cycle de l'aérosol désertique s'achève par le <u>dépôt</u> des particules au niveau des continents ou des surfaces océaniques, en conditions d'atmosphère sèche ou humide. Les processus de dépôt sec se réalisent sous l'action de la gravitation ou par impaction sur les reliefs. Le dépôt humide apparaît quant les masses d'air poussiéreuses se mélangent par convection avec les masses d'air humides ou nuageuses. Les particules minérales peuvent être

directement capturées par les précipitations (*rainout*) ou par les gouttelettes à l'intérieur du nuage (*washout*), ou peuvent encore devenir noyaux de condensation [*Twomey*, 1977].

Les zones puits de particules minérales sont difficiles à cerner précisément, car le processus de dépôt intéresse une aire très vaste, si on tient compte du temps, de la distance et de la direction du transport, extrêmement variables. Cette variabilité est fonction des caractéristiques des particules (dimensions, nature physico-chimique), des conditions atmosphériques, de la situation météorologique et de l'environnement orographique. On peut néanmoins définir des régions de dépôt préférentiel, telles que le voisinage des sources pour le dépôt de grosses particules, ou les zones de mousson pour le dépôt humide au sud du Front Intertropical.

Quelques études ont également indiqué le dépôt comme une source extérieure de fertilité pour les écosystèmes terrestres dans des régions de substrat superficiel fortement soumis à l'action des différents facteurs [*Chadwick et al., 1999*]. Par exemple, la poussière émise en Afrique du Nord est potentiellement une source significative pour le bassin de l'Amazone [*Swap et al., 1992*]. A l'échelle de temps géologique, ce phénomène modifie les propriétés de la zone de dépôt. Prospero [*1999*] cite l'exemple des Iles Bermudes, dont le sol est de composition conforme aux sources africaines.

#### I.3. Modélisation de l'aérosol désertique

#### I.3.1. Généralités

Le contenu en aérosol désertique de l'atmosphère est beaucoup plus variable et complexe que son contenu en diverses espèces gazeuses. Les propriétés et l'abondance des particules peuvent varier largement dans l'espace et au cours du temps. Cette grande diversité et cette variabilité sont à l'origine de nombreux modèles théoriques, décrivant l'aérosol désertique et son interaction avec le rayonnement par l'intermédiaire des paramètres radiatifs des aérosols (coefficients d'absorption, de diffusion, d'extinction, albédo de diffusion simple, fonction de phase, facteur d'asymétrie). Chaque modèle est au départ basé sur un choix de trois paramètres caractérisant l'ensemble des particules : la forme, l'indice complexe de réfraction  $\tilde{n}(\lambda)$  et la distribution en taille n(r). La plupart des modèles ont considéré l'aérosol désertique sous la forme d'une population de particules sphériques. Dans ce cas, les paramètres radiatifs sont calculés à l'aide de la théorie de Mie. La forme irrégulière des particules [*Kaufman et al., 1994*], a déterminé la recherche de modèles « non-sphériques » d'aérosol désertique. Dans ce sens, Mishchenko et al. [*1997*] ont imaginé une forme sphéroïdale pour les particules d'aérosol.

La granulométrie ou la distribution en taille de particules n(r) pour un aérosol désertique est définie comme le nombre de particules supposées sphériques de rayon compris entre r et (r+dr), rapporté à l'intervalle élémentaire dr. L'aérosol désertique est généralement décrit selon une granulométrie comprenant plusieurs modes de forme log-normale (voir Annexe):

$$n(r) = \sum_{i=1}^{p} \frac{N_i}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_i} \cdot \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln R_i)^2}{2(\ln \sigma_i)^2}\right]$$
(I.1)

où le nombre de modes *p* peut varier de 1 à 3. Chacun de ces modes *i* est caractérisé par un rayon médian  $R_i$ , un écart type  $\sigma_i$  et son poids relatif  $N_i$  dans la population totale .

La description de l'aérosol est complétée par l'indice complexe de réfraction, lié à la structure de la matière et dépendant de la longueur d'onde du rayonnement :

$$\tilde{n}(\lambda) = n_{re}(\lambda) - i \cdot n_{im}(\lambda) \tag{I.2}$$

Certains modèles considèrent l'aérosol désertique sous la forme d'un matériau minéral homogène, dont la composition minéralogique n'est pas spécifiée, avec un indice de réfraction caractérisant l'ensemble des particules [*Volz, 1972; Patterson et al., 1977 ; Carlson et Benjamin, 1980*]. Par contre, des études minéralogiques [*Caquineau, 1997*] montrent que l'aérosol désertique est un mélange de diverses composantes minérales (quartz, argiles, calcite, etc...). Les proportions de ces composantes dépendant de la zone source ayant produit l'aérosol. La modélisation d'une telle population de particules peut se faire sous la forme d'un mélange interne (une combinaison des minéraux interne à la particule), d'un mélange mixte, interne et externe. Pour construire ce modèle, on est amené à utiliser les propriétés des espèces

minéralogiques composant le mélange. L'indice complexe de ces espèces en fonction de la longueur d'onde tel qu'il est décrit par Sokolik et Toon [1999] permet de modéliser ainsi l'aérosol désertique, en tenant compte des teneurs et granulométries de chaque composante dans le mélange.

Les limites principales de nombreux modèles sont liées à l'étendue limitée de leur domaine de validité géographique, à leur invariabilité dans l'espace et dans le temps, et au choix des paramètres microphysiques et microchimiques appropriés (indice de réfraction granulométrie, composition).

Les propriétés microphysiques et radiatives de l'aérosol désertique sont étroitement liées à son cycle. Dés lors, les modèles les mieux adaptés et les plus utilisés ont été établis en tenant compte des propriétés de l'aérosol désertique en rapport avec son soulèvement sous l'influence des vents de surface [*Longtin et al., 1988*], et les processus de transport et de dépôt [*d'Almeida et al., 1991; Alfaro et al., 1998 ; Chomette, 1999*].

#### I.3.2. Le modèle d'aérosol désertique de Longtin et al. [1988]

L'aérosol désertique est présenté sous la forme d'un mélange externe de trois composantes : carbonée, hydrosoluble et minérale, chacune ayant sa propre granulométrie, sa fraction volumique et son indice complexe de réfraction. Des calculs de Mie sont effectués pour chaque composante et, en pondérant avec les concentrations volumiques on obtient les paramètres radiatifs de ce modèle d'aérosol désertique. Pour les deux premières composantes le choix a été simple, Longtin s'appuyant sur les travaux concernant les différents types de particules carbonées [*Shettle et Fenn, 1979*] et hydrosolubles (le sulfate d'ammonium [*Toon et al., 1976*]). La composante minérale est elle-même un mélange mixte, comprenant un mélange externe de particules de quartz pur et de quartz dopé suivant une certaine proportion  $p(f_i)$ . Le mélange interne est présent dans ces particules de quartz dopé, imaginées sous la forme des particules de quartz recouvertes d'hématite selon diverses fractions volumiques  $f_i$ . Le calcul de l'indice de réfraction caractérisant ce mélange interne exige donc la connaissance des indices de réfraction des matériaux entrant dans la composition des particules minérales

(quartz pur et hématite pure). Pour cela, Longtin a réalisé une compilation des données provenant de différentes sources selon le domaine spectral (voir le tableau I.2).



Figure I.1.: Indices de réfraction caractérisant les modes fins de particules employés dans la modélisation de Longtin et al. [1988].



Figure I.2.: Indices de réfraction du quartz pour les deux axes optiques.

| Quartz  | Hématite   |
|---|--|
| Visible et proche infrarouge : Gray [1963], Peterson    | <b>0,2 – 0,4 μm</b> : Galuza et al. [ <i>1979</i> ]. |
| et Weinman [ <i>1969</i> ].                             | <b>0,4 – 0,8 μm</b> : Kerker et al. [ <i>1979</i> ]. |
| <b>2,3</b> – <b>7 μm</b> : Drummond [ <i>1936</i> ].    | <b>4 – 20 μm</b> : Steyer [ <i>1974</i> ].           |
| <b>7 – 40 μm</b> : Spitzer et Kleinman [ <i>1961</i> ]. | <b>10 – 300 µm</b> : Onari et al. [1977].            |
| <b>40 – 300 μm</b> : Philipp [ <i>1985</i> ].           |  |

 Tableau I.2. : Références bibliographiques utilisées par Longtin et al. [1988], dans la modélisation de la composante minérale.

Le quartz et l'hématite sont des cristaux biréfringents, et ce fait complique le traitement du mélange interne, car on doit tenir compte des indices obtenus séparément pour les directions ordinaire et extraordinaire. Néanmoins, un indice de réfraction « moyen » est utilisé pour une description simplifiée de l'hématite, présente en faibles concentrations et dont l'anisotropie est négligeable devant celle du quartz. Cet indice « moyen »  $\tilde{n}_h(\lambda)$  est une combinaison linéaire des indices des axes optiques  $\tilde{n}_h^o(\lambda)$  et  $\tilde{n}_h^e(\lambda)$  :

$$\tilde{n}_{h}(\lambda) = \frac{2}{3} \tilde{n}_{h}^{o}(\lambda) + \frac{1}{3} \cdot \tilde{n}_{h}^{e}(\lambda)$$
(I.3)

Les facteurs 2/3 et 1/3 sont liés au fait que deux des axes optiques ordinaires sont identiques. L'indice « moyen » de réfraction de l'hématite ainsi obtenu est présenté dans la figure I.3.



Figure I.3.: Indices de réfraction « moyens » de l'hématite.

L'indice de réfraction des particules de quartz dopé est calculé en utilisant la théorie de Maxwell-Garnett [1904] sur le calcul de la constante diélectrique complexe d'un matériau composite. D'après Longtin et al., une fraction volumique  $f_i$  d'hématite est déposée sur la surface d'une particule de quartz considérée sphérique. La constante diélectrique du quartz dopé  $\varepsilon_{qd}(\lambda, f_i)$  dépend des constantes diélectriques des deux composantes,  $\varepsilon_q(\lambda)$  et  $\varepsilon_h(\lambda)$ :

$$\varepsilon_{qd}(\lambda, f_i) = \varepsilon_q(\lambda) \cdot \left[ 1 + \frac{3f_i \cdot r(\lambda)}{1 - f_i \cdot r(\lambda)} \right]$$
(I.4)

avec

$$r(\lambda) = \frac{\varepsilon_q(\lambda) - \varepsilon_h(\lambda)}{\varepsilon_a(\lambda) + 2\varepsilon_h(\lambda)}$$
(I.5)

L'indice complexe de réfraction (donné par l'équation I.1) et la constante diélectrique d'un matériau sont liés par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \varepsilon(\lambda) = \varepsilon_{re}(\lambda) + i \cdot \varepsilon_{im}(\lambda) \\ \varepsilon_{re}(\lambda) = n_{re}^{2}(\lambda) - n_{im}^{2}(\lambda) \\ \varepsilon_{im}(\lambda) = 2 \cdot n_{re}(\lambda) \cdot n_{im}(\lambda) \end{cases}$$
(I.6)

Pour la composante minérale, Longtin a testé une série de combinaisons du mélange interne (fractions volumiques de l'hématite  $f_i$  de 5 et 10 %) et du mélange externe (proportions  $p(f_i)$  de 33%, 50% et 100 %). La meilleure représentation de l'aérosol désertique issue de ces tests est le mélange externe en proportions égales de particules de quartz pur et de quartz dopé à 10% d'hématite.

L'indice de réfraction des particules dopées (figure I.4) présente lui aussi un comportement anisotrope, dû à la présence du quartz.

Les calculs de Mie pour les deux types de particules minérales ont été appliqués séparément pour les parties ordinaire et extraordinaire. Les propriétés radiatives de chaque type de particule résultent de combinaisons linéaires avec les facteurs 2/3 et 1/3. Finalement,

on procède de la même manière pour les propriétés radiatives du mélange minéral externe, en employant les proportions de 50%.



**Figure I.4.**: Indices de réfraction pour les deux axes optiques du quartz comportant une fraction volumique de 10% d'hématite.

Les calculs de Mie nécessaires pour établir les paramètres optiques de l'aérosol exigent la connaissance de la distribution en taille de particules. Pour cela, Longtin a considéré une relation entre la proportion de grosses particules et l'action éolienne. Sous l'action des vents, on enregistre une augmentation de la concentration d'aérosol dans l'atmosphère. Ce modèle suppose que le volume des composantes carbonées et hydrosolubles reste constant au cours du soulèvement de poussière, et c'est la concentration en composante minérale qui dépend de la vitesse du vent [*Jaenicke, 1988*] selon la relation:

$$c = 52.77 \cdot \exp(0.30 \cdot u)$$
 (I.7)

La concentration massique *c* représente la masse volumique de la composante minérale, exprimée en  $\mu$ g/m<sup>3</sup>. Le paramètre *u* a été initialement défini comme la vitesse de vent (en m/s) à 10 m du sol. Des recherches faites ultérieurement sur des comparaisons avec la vitesse réelle du vent n'ont pas permis de confirmer la signification physique de ce paramètre éolien. Cependant il permet une représentation simple des événements de poussière en fonction de leur intensité, dans le cadre de ce modèle. Dans ce modèle, le paramètre éolien modifie aussi la granulométrie des particules minérales, son augmentation provoquant un accroissement de la fraction des grosses particules, et donc du rayon médian  $R_i$  et de l'écart type  $\sigma_i$  (voir l'équation I.1). Longtin utilise dans sa modélisation quatre valeurs du paramètre éolien u, dont les valeurs extrêmes selon Jaenicke [1988](u = 0 et 30 m/s) et deux valeurs intermédiaires obtenues par interpolation (10 et 20 m/s). Les paramètres optiques pour toute autre valeur de u sont obtenus ensuite par simple interpolation entre les valeurs précédentes. Cependant, toujours selon Jaenicke [1988], la relation (I.7) ne serait valide que pour des valeurs de vitesse horizontale du vent à 10 m de hauteur entre 0,5 et 18 m/s. Cependant, Longtin et al. l'ont utilisée pour estimer la concentration en masse d'aérosol associée à des vitesses situées au-delà des limites de validité de l'expression I.7. Le résultat obtenu pour la vitesse extrême de 30 m/s en terme de masse de poussière (427,6 mg/m<sup>3</sup>) dépasse largement les valeurs les plus élevées des concentrations d'aérosol désertiques répertoriées dans la littérature (176 mg/m<sup>3</sup> selon d'Almeida, [1986]). La figure I.5 montre les densités en nombre de particules pour ces valeurs du paramètre éolien u, ainsi que pour la valeur intermédiaire de 5 m/s utilisée dans la suite de ce travail.



Figure I.5.: Exemples de distributions en taille de particules du modèle d'aérosol désertique de Longtin et al., normalisées à une particule par centimètre cube d'air. Les granulométries 0, 1, 2, 3 et 4 contiennent des fractions croissantes de grosses particules pour des valeurs croissantes du paramètre éolien u (0, 5, 10, 20 et 30 m/s respectivement).

Les spectres des paramètres optiques (coefficients volumiques d'extinction, d'absorption et de diffusion et facteur d'asymétrie) issus de la théorie de Mie sont présentés dans la figure I.6. pour des longueurs d'onde comprises entre 0,2 et 30 µm.



**Figure I.6.**: Les coefficients d'extinction, d'absorption et de diffusion et le facteur d'asymétrie du modèle d'aérosol désertique de Longtin et al., pour les valeurs du paramètre éolien u : 0, 10, 20 et 30 m/s.

En règle générale, on observe l'augmentation des paramètres précédents avec le paramètre *u*. Pour les granulométries croissantes, on augmente la concentration en particules minérales, entraînant ainsi une augmentation proportionnelle des coefficients d'extinction, d'absorption et de diffusion.

On peut noter aussi la dépendance spectrale du coefficient d'extinction pour u = 0 et 10m/s, tandis que pour 20 et 30 m/s cette dépendance disparaît, même dans les régions du spectre où la partie imaginaire de l'indice de réfraction présente des variations significatives (voir les figures I.2. et I.4.). Ces variations s'expliquent par l'évaluation granulométrique avec u. Pour une valeur de u nulle, les particules fines sont prépondérantes (en nombre), caractérisées par une extinction dépendant de la longueur d'onde. Les valeurs de u plus élevées sont associées à la présence de grosses particules minérales, dont l'extinction spectralement neutre devient prépondérante.

#### I.3.3. La modélisation d'aérosol désertique de Chomette [1999]

Dans le cadre d'une récente étude du cycle de l'aérosol désertique par modélisation mésoéchelle, Chomette [1999] s'est intéressé aux phénomènes de transport et de dépôt et à leur influence sur les propriétés microphysiques et radiatives de cet aérosol. La distribution en taille de l'aérosol désertique émis est très peu influencée par la composition minéralogique des sols [*Alfaro et al., 1998*]. Le processus de transport, même à grande distance, n'affecte pas la composition minéralogique de l'aérosol tant qu'il se réalise en atmosphère sèche [*Rahn et al., 1976*], ce qui implique une faible évolution de l'indice complexe au cours du temps.

Afin de modéliser l'aérosol désertique, une distribution granulométrique log-normale trimodale a été considérée (comme dans le modèle de Longtin et al.). En revanche, un seul jeu d'indices complexes de réfraction (figure I.7.) caractérise en totalité le mélange de particules. Ces indices sont empruntés à Volz [1973] et à Patterson et al. [1977] dans l'infrarouge, et à Grams et al. [1974] dans le visible.

Au cours du transport en atmosphère sèche, la granulométrie de l'aérosol désertique évolue en fonction du phénomène de sédimentation par gravité affectant principalement les grosses particules. Le spectre granulométrique évolue alors vers des particules plus fines, à mesure que l'on s'éloigne des sources. Deux granulométries obtenues à partir de mesures *in situ* [*d'Almeida et al., 1991*] ont été choisies afin de décrire ce comportement. La distribution « *wind carrying dust* » (WCD) caractérise l'aérosol désertique transporté au-dessus du continent après son soulèvement, ce qui n'exclut la présence que des plus grosses particules (elles ont très rapidement sédimenté). L'aérosol désertique loin des sources est caractérisé par la distribution « *background* » (BG), une granulométrie fine avec peu de grosses particules par rapport à la distribution WCD.



Figure I.7.: Les indices de réfraction utilisés dans la modélisation de Chomette.



**Figure I.8.**: *Granulométries utilisées dans la modélisation de l'aérosol désertique de Chomette [1999], normalisées à une particule par centimètre cube d'air.* 

Une seconde source de granulométrie incluse dans cette modélisation, notée (A1) provient des résultats d'Alfaro et al., [1998] sur la mise en suspension des particules minérales en soufflerie, en utilisant différents types de sol (en particulier d'origines sahélienne et saharienne). Pour compléter cette description granulométrique, une dernière distribution (A2) est déduite de A1 en modélisant la sédimentation des grosses particules de (A1) durant le transport loin des sources [*Chomette, 1999*]. Les spectres granulométriques sont présentés dans la figure I.8. en terme de densité en nombre de particules par centimètre cube d'air.

Les distributions de d'Almeida sont largement déplacées par rapport à celles d'Alfaro vers les tailles submicroniques. Les effets radiatifs dus à ces distributions dans l'infrarouge thermique vont être négligeables pour les particules de rayons autour de 0,1  $\mu$ m, domaine où les différences entre les granulométries sont maximales. Par contre, les particules efficaces sur le plan radiatif dans l'infrarouge thermique sont les grosses particules (*r* supérieur à 1  $\mu$ m), domaine où les différences entre les granulométries sont moins accentuées.

En conclusion, la modélisation réalisée par Chomette associe à un jeu d'indice complexe, deux couples de distributions granulométriques (provenant de d'Almeida et d'Alfaro), représentant l'état de l'aérosol à deux moments de son cycle, d'abord quelques heures après avoir été soulevé, puis lors de son transport loin des sources. Les paramètres optiques issus des calculs de Mie appliqués à ces granulométries sont présentés dans la figure I.9.

On retrouve généralement le même comportement des paramètres optiques de ce modèle en fonction de la proportion des grosses particules que dans l'étude du modèle de Longtin et al. La présence de grosses particules en quantité plus importante dans le cas d'une granulométrie WCD fait qu'on a des valeurs plus élevées des paramètres optiques que pour ceux issus d'une granulométrie BG. Cette observation est aussi valable pour une distribution A1 par rapport à A2. L'analyse du facteur d'asymétrie montre la forte diffusion vers l'avant des aérosols, d'autant plus prononcée que la proportion en grosses particules est élevée. Cette anisotropie de diffusion, assez élevée pour le rayonnement solaire, diminue dans l'infrarouge thermique avec l'augmentation de la diffusion arrière. Le coefficient d'extinction ne varie pratiquement pas avec la longueur d'onde dans le visible et le proche infrarouge, en concordance avec la quasi-neutralité spectrale des épaisseurs optiques de l'aérosol désertique mesurées par photomètres. L'extinction est plus faible dans l'infrarouge thermique, avec une importante dépendance spectrale et un maximum autour de 10  $\mu$ m. L'absorption est forte dans le visible et l'infrarouge thermique, et faible dans le proche infrarouge. On observe aussi un pic vers 10  $\mu$ m, montrant l'intérêt d'une télédétection des aérosols désertiques dans cette région spectrale.



**Figure I.9.**: Les coefficients d'extinction, d'absorption et de diffusion et le facteur d'asymétrie de la modélisation de Chomette. Les coefficients de Mie ont été calculés pour 98 longueurs d'onde (4 dans le visible et le proche infrarouge, et 94 dans l'infrarouge thermique – une résolution plus fine liée au domaine d'intérêt et au code de transfert radiatif utilisé).

#### I.3.4. Conclusion

Nous avons réalisé une présentation de l'aérosol désertique dans un contexte théorique, décrivant ses propriétés radiatives issues de diverses combinaisons entre les deux principaux paramètres: la composition minéralogique et la distribution en taille. Deux modélisations ont été présentées, mais malgré leurs différences on remarque un point commun intéressant : l'aérosol désertique est très actif autour de 10  $\mu$ m, du fait de sa granulométrie et de ses propriétés absorbantes. Cette propriété révèle l'intérêt des méthodes de télédétection de cet aérosol dans la fenêtre atmosphérique 8-13  $\mu$ m. Il faut souligner qu'il est possible de construire toute une variété des modèles tels que les précédents en variant la granulométrie et la composition minéralogique. Nous verrons d'ailleurs que les résultats des mesures (décrites au chapitre VI) ne s'accordent avec aucun des deux modèles que nous venons de présenter. Nous serrons alors amené à construire un troisième modèle en accord avec les études de granulométrie et de composition, obtenues de façon expérimentale.

#### **CHAPITRE II**

## THÉORIE DE LA TÉLÉDÉTECTION DES AÉROSOLS

Les mesures effectuées par un observateur éloigné de son objet d'étude sont groupées sous le terme générique de *télédétection*. L'observateur reçoit l'information en provenance de l'objet, transportée par l'intermédiaire d'ondes électromagnétiques dans notre étude. L'analyse appropriée de cette information pour en extraire les propriétés de l'objet relève des techniques de la télédétection. La *télédétection active* utilise des instruments qui émettent des ondes électromagnétiques et analysent la composante de ces ondes rétrodiffusée sur l'objet étudié. Les instruments utilisés dans ce domaine sont le RADAR (*Radio Detection and Ranging*) et le LIDAR (*Light Detection and Ranging*), qui couvrent un domaine spectral allant des micro-ondes au visible. L'onde émise est rétrodiffusée par les composantes atmosphériques : molécules, aérosols et nuages. Dans le cas des aérosols, l'analyse du signal rétrodiffusé permet d'obtenir la structure verticale des couches de particules, ainsi que leurs propriétés optiques (épaisseur optique, coefficient d'extinction [*Voss et al., 2001*]).

Lorsque le rayonnement mesuré provient d'une source naturelle, il s'agit de *télédétection passive*. La mesure de ce rayonnement est affectée, dans des proportions variables, par les caractères absorbant, diffusant et émissif de la couche d'atmosphère traversée. Le domaine spectral est fonction des propriétés des sources naturelles de rayonnement. Ainsi, les observations basées sur l'éclairage du système Terre – atmosphère par la source solaire extérieure vont de l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge (0,2 - 4  $\mu$ m). Le rayonnement émis par les divers éléments du système Terre – atmosphère (surface de la planète, nuages, aérosols, gaz atmosphériques) constitue l'objet des études de télédétection dans l'infrarouge thermique [3 – 15  $\mu$ m].

La télédétection atmosphérique utilise des instruments visant le ciel depuis le sol, l'atmosphère depuis l'espace (mesures satellitaires) ou depuis l'atmosphère elle-même (mesures aéroportées). Les bases théoriques de la télédétection atmosphérique sont constituées par les processus de transfert radiatif que nous allons présenter.

#### II.1. Equation de transfert radiatif

L'interaction entre le rayonnement et l'atmosphère est décrite par l'équation de transfert radiatif. En général, nous nous situons dans l'hypothèse d'une atmosphère plan-parallèle, sans tenir compte de la géométrie sphérique caractérisant le système Terre – atmosphère, ni des variations horizontales de pression, température et concentration des diverses composantes atmosphériques (nuages, aérosols, vapeur d'eau, ozone et autres gaz). On considère donc une couche atmosphérique élémentaire et homogène d'épaisseur dz, située à l'altitude z, limitée par deux plans parallèles infinis (figure II.1).



Figure II.1. : Le modèle d'atmosphère plan-parallèle.

Le rayonnement incident à cette couche, dans une direction *s* donnée par les angles zénithal  $\theta$  et azimutal  $\varphi$ , est caractérisé par une luminance spectrale  $L_{\lambda}$ . Au cours de sa propagation, il est atténué à cause des processus d'absorption et de diffusion, caractérisés par le coefficient d'extinction volumique  $\beta_{\lambda}^{ext}$ . D'autre part, un rayonnement est généré par émission et diffusion dans la direction *s*, ce qu'exprime la fonction source monochromatique

 $J_{\lambda}$ . La luminance  $L_{\lambda}$  ainsi que la fonction source  $J_{\lambda}$  dépendent de la direction *s*. Dans ces conditions, l'équation de transfert radiatif exprime la variation  $dL_{\lambda}$  de luminance spectrale à la traversée de la couche d'épaisseur *dz* dans la direction  $s(\theta, \varphi)$ :

$$\mu \frac{dL_{\lambda}(z,\mu,\varphi)}{dz} = -\beta_{\lambda}^{ext}(z) \left[ L_{\lambda}(z,\mu,\varphi) - J_{\lambda}(z,\mu,\varphi) \right]$$
(II.1)

où

$$\mu = \cos\theta \tag{II.2}$$

 $J_{\lambda}$  est la somme des fonctions source d'émission  $J_{\lambda}^{em}$  et de diffusion  $J_{\lambda}^{diff}$ :

$$J_{\lambda}(z,\mu,\varphi) = J_{\lambda}^{em}(z,\mu,\varphi) + J_{\lambda}^{diff}(z,\mu,\varphi)$$
(II.3)

Lorsque les éléments atmosphériques sont de symétrie sphérique ou orientés de façon isotrope, le phénomène d'émission devient isotrope, ce qui implique une dépendance de la fonction source seulement avec l'altitude :

$$J_{\lambda}^{em}(z) = \left[1 - \omega_0(z,\lambda)\right] \cdot B_{\lambda}\left[T(z)\right] \tag{II.4}$$

La fonction source de diffusion est liée à la fonction de phase  $p_{\lambda}$ :

$$J_{\lambda}^{diff}(z,\mu,\varphi) = \frac{\omega_0(z,\lambda)}{4\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{-1}^{1} L_{\lambda}(z,\mu',\varphi') \cdot p_{\lambda}(z,\mu',\varphi',\mu,\varphi) \cdot d\mu' \cdot d\varphi'$$
(II.5)

L'équation de transfert radiatif (II.1) est valide selon les deux sens de propagation du rayonnement, ascendant ( $\mu > 0$ ) et descendant ( $\mu > 0$ ). Pour une représentation plus adaptée, on remplace souvent la coordonnée verticale *z* par l'épaisseur optique  $\delta_{\lambda}$  entre le niveau *z* et le sommet de l'atmosphère *Z* (figure II.2.):

$$\delta_{\lambda}(z) = \int_{z}^{Z} \beta_{\lambda}^{ext}(z') \cdot dz'$$
(II.6)


Figure II.2. : Géométrie de la couche atmosphérique plan-parallèle en termes d'épaisseur optique.

Ainsi on obtient pour les sens montant et descendant le système suivant d'équations :

$$\begin{cases} u \cdot \frac{dL_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi)}{d\delta_{\lambda}} = L_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) - J_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) \\ -u \cdot \frac{dL_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi)}{d\delta_{\lambda}} = L_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) - J_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) \end{cases}$$
(II.7)

où  $u = |\mu|$ . Il faut noter que les fonctions source dans les deux sens n'ont pas les mêmes valeurs à cause de la diffusion qui n'est pas isotrope. En intégrant le système (II.7) entre les limites de l'atmosphère (voir figure II.2.), on obtient les expressions [*Lenoble, 1993*] pour la luminance montante  $L_{\lambda}^{\uparrow}$ :

$$L_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) = L_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}^{*}, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}^{*} - \delta_{\lambda}}{u}\right) + \frac{1}{u} \cdot \int_{\delta_{\lambda}}^{\delta_{\lambda}^{*}} J_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}^{'}, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}^{'} - \delta_{\lambda}}{u}\right) \cdot d\delta_{\lambda}^{'} \quad (\text{II.8})$$

et pour la luminance descendante  $L_{\lambda}^{\downarrow}$ :

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) = L_{\lambda}^{\downarrow}(0, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}}{u}\right) + \frac{1}{u} \cdot \int_{0}^{\delta_{\lambda}} J_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}^{'}, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda} - \delta_{\lambda}^{'}}{u}\right) \cdot d\delta_{\lambda}^{'}$$
(II.9)

En pratique, on ne peut pas accéder à cette luminance monochromatique par des mesures expérimentales. Chaque instrument de mesure est caractérisé par une fonction spectrale de transmission  $f(\lambda)$  non nulle pour un intervalle spectral utile  $\Delta \lambda$  centré sur la longueur d'onde  $\lambda$ . Il nous permet donc d'acquérir une luminance filtrée en fonction de cette transmission instrumentale :

$$L(\delta_{\lambda}, u, \varphi) = \int_{\Delta\lambda} L_{\lambda}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) \cdot f(\lambda) \cdot d\lambda$$
(II.10)

ou encore une luminance filtrée normalisée sur cet intervalle spectral :

$$L_{norm}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) = \frac{L(\lambda, \delta_{\lambda}, u, \varphi)}{\int\limits_{\lambda\lambda} f(\lambda) \cdot d\lambda}$$
(II.11)

Pour la suite, le terme de luminance normalisée fait référence à une normalisation sur l'intervalle spectral telle qu'elle est décrite par l'équation (II.11).

Les équations (II.8) et (II.9) constituent la base théorique de la télédétection et nous allons les utiliser pour décrire les différentes techniques expérimentales de télédétection des aérosols considérées dans notre travail de thèse:

 techniques basées sur la mesure de l'extinction du rayonnement solaire depuis le sol (mesures photométriques);

techniques basées sur la mesure de l'émission du rayonnement atmosphérique depuis le sol (mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique CLIMAT) et des rayonnements atmosphérique et tellurique depuis l'espace (observations satellitaires).

## II.2. Mesures photométriques depuis le sol

Le rayonnement solaire traversant l'atmosphère est diffusé et absorbé dans les régions spectrales de l'ultraviolet, du visible et du proche infrarouge. En atmosphère claire, la diffusion est produite par les molécules d'air (diffusion Rayleigh) et par des particules d'aérosol. L'absorption de l'atmosphère claire est d'abord due à quelques gaz atmosphériques,

principalement la vapeur d'eau, l'ozone et l'anhydride carbonique. Souvent moins marqués mais en aucun cas négligeables sont les effets absorbants des particules d'aérosol. La conséquence de ces processus d'extinction est que seule une fraction du rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère peut atteindre directement la surface de la Terre. La fraction perdue a été soit absorbée, soit diffusée par l'atmosphère. L'extinction due aux particules d'aérosol domine les autres sources atmosphériques d'atténuation du rayonnement dans les régions spectrales qui séparent les diverses bandes d'absorption. Ces régions, appelées fenêtres atmosphériques, sont caractérisées par une transmittance atmosphérique élevée (figure II.3). L'intensité des processus de diffusion et d'absorption est maximale dans la basse troposphère, où est concentrée la majeure partie des particules d'aérosol.



**Figure II.3.** : Transmittance atmosphérique totale calculée avec le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1. [Anderson et al., 1995] pour une atmosphère de type tropical [McClatchey et al., 1972].

Des mesures du rayonnement solaire direct peuvent être faites dans les principales fenêtres atmosphériques afin d'obtenir des évaluations fiables de l'atténuation provoquée par les particules d'aérosol. L'analyse de ces mesures est habituellement menée en utilisant la méthode photométrique, qui consiste à déterminer l'épaisseur optique des aérosols à partir des mesures d'extinction du rayonnement solaire direct à travers l'atmosphère.

Les mesures photométriques sont faites dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge en utilisant des radiomètres à faible ouverture de champ optique  $(1 - 2^{\circ})$  et à canaux spectraux étroits (de l'ordre de 10 nm). Dans ce domaine spectral on peut considérer la fonction source d'émission atmosphérique négligeable.



**Figure II.4.** : Schéma simplifié de la géométrie de visée concernant les mesures photométriques depuis le sol.

La mesure faite depuis le sol par un photomètre visant directement le Soleil (figure II.4.) contient le terme prédominant du rayonnement solaire direct, auquel il faut ajouter un terme de rayonnement diffus (diffusions primaire et multiple). La luminance diffuse, très faible par rapport à la luminance directe en atmosphère claire, constitue tout au plus un facteur correctif qui est négligé en pratique. Cela revient à négliger la fonction source (II.3) dans la deuxième équation du système (II.7). En conséquence, la luminance monochromatique descendante au sol décrite par l'équation (II.9) devient:

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}^{*}, u, \varphi) = L_{\lambda}^{\downarrow}(0, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}^{*}}{u}\right)$$
(II.12)

Selon le principe de l'instrument, le signal délivré par le photomètre est proportionnel à la luminance incidente au détecteur. Conformément à l'équation (II.10), cette luminance incidente est égale à l'intégration de la luminance monochromatique (équation II.12) sur l'intervalle spectral utile de l'instrument. Si on tient compte du fait que cet intervalle est étroit et que  $\delta_{\lambda}^*$  ne varie que peu sur cet intervalle, par l'intégration (II.10) nous retrouvons une quantité proportionnelle à la luminance monochromatique (II.12).

Ainsi, l'atténuation du rayonnement à travers l'atmosphère peut être exprimée par la relation:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot \exp\left[-m_{air} \cdot \delta_{\lambda}^*\right]$$
(II.13)

où  $\delta_{\lambda}^{*}$  est l'épaisseur optique totale de l'atmosphère.

La transmittance atmosphérique, égale à la fraction du rayonnement incident transmis à travers l'atmosphère, est représentée par le terme exponentiel de l'équation (II.13). Elle est donc fonction de l'épaisseur optique atmosphérique totale et de l'angle zénithal  $\theta_s$  par l'intermédiaire de la masse d'air  $m_{air}$ . Celle-ci est égale à  $(\cos \theta_s)^{-1}$  en première approximation, pour des angles inférieurs à 75° [*Lenoble, 1993*]. Par contre, pour les grandes valeurs de  $\theta_s$  on ajoute un terme correctif tenant compte de la sphéricité de la Terre [*Kasten et Young, 1989*] :

$$m_{air} = \frac{1}{\cos \theta_s + a \cdot (b - \theta_s)^{-c}}$$
(II.14)

où *a* = 0,50572, *b* = 83,92005°, *c* = 1,6364.

 $I_0(\lambda)$  représente le signal qui serait enregistré en l'absence de l'atmosphère. Pour l'évaluer, on doit d'abord déterminer la constante d'étalonnage  $I'_0(\lambda)$  de l'instrument, par exemple par la méthode classique de Bouguer-Langley [*Lenoble, 1993*]. Le résultat de cette procédure est ajusté avec un terme de correction  $C_{TS}$  dépendant de la distance Terre-Soleil :

$$I_0(\lambda) = \frac{I_0'(\lambda)}{C_{TS}(N_j)}$$
(II.15)

Le terme de correction  $C_{TS}$  est fonction du moment de l'année (numéro du jour julien  $N_j$ ) et du nombre de jours dans l'année  $N_{an}$ . Il est compris entre les valeurs extrêmes obtenues pour décembre (1,03) et juin (0,97). Sa formule de calcul est la suivante [*Iqbal, 1983*] :

$$C_{TS}(N_{i}) = C_{0} + C_{1}\cos\gamma + C_{2}\sin\gamma + C_{3}\cos(2\gamma) + C_{4}\sin(2\gamma)$$
(II.16)

avec

$$\gamma = 2\pi \frac{N_j - 1}{N_{an}} \tag{II.17}$$

et les constantes  $C_i$  reportées dans le tableau II.1.

| C <sub>0</sub> | C <sub>1</sub> | C <sub>2</sub> | <b>C</b> <sub>3</sub> | C4      |
|----------------|----------------|----------------|-----------------------|---------|
| 1,00011        | 3,4211E-02     | 1,28E-03       | 7,19E-04              | 7,7E-05 |

**Tableau II.1.** : Les coefficients pour le calcul de la correction de la distance Terre-Soleil.

Les phénomènes qui contribuent à l'atténuation du rayonnement solaire en atmosphère claire sont l'extinction due aux aérosols, la diffusion moléculaire (ou Rayleigh) et l'absorption gazeuse. Ainsi, l'épaisseur optique totale  $\delta_{\lambda}^{*}$  est la somme des termes caractérisant ces processus :

$$\delta_{\lambda}^{*} = \delta_{\lambda}^{aer} + \delta_{\lambda}^{R} + \delta_{\lambda}^{gaz} \tag{II.18}$$

Les canaux du photomètre sont choisis autant que possible en dehors des bandes d'absorption gazeuse. Donc le terme  $\delta_{\lambda}^{gaz}$  est faible, mais pas toujours négligeable selon le domaine spectral. Une valeur précise de l'épaisseur optique de diffusion moléculaire  $\delta_{\lambda}^{R}$  (proportionnelle à  $\lambda^{-4}$  en première approximation) est obtenue à partir de la formule [*Hansen and Travis, 1974*] :

$$\delta_R(\lambda) = \frac{P}{P_0} \cdot \left[ 0.008569 \cdot \lambda^{-4} \cdot (1 + 0.0113 \cdot \lambda^{-2} + 0.00013 \cdot \lambda^{-4}) \right]$$
(II.19)

où la longueur d'onde  $\lambda$  est exprimée en  $\mu$ m, et *P* et *P*<sub>0</sub> représentent respectivement la pression atmosphérique dans les conditions de la mesure et la pression atmosphérique standard au niveau de la mer.

Dans ces conditions, l'épaisseur optique déterminée à partir des mesures photométriques est :

$$\delta_{\lambda}^{aer} = \frac{1}{m_{air}} \cdot \ln\left[\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right] - \delta_{\lambda}^{R} - \delta_{\lambda}^{gaz}$$
(II.20)

Cette valeur de l'épaisseur optique mesurée englobe la totalité des aérosols dans la colonne atmosphérique, mais elle est généralement due en grande partie aux aérosols troposphériques concentrés dans les basses couches. C'est le cas de l'aérosol désertique, souvent localisé dans la basse troposphère. Les aérosols stratosphériques cessent d'être négligeables dans le cas des mesures faites dans des stations d'altitude, ou bien lorsque le contenu de ce type d'aérosol est important (après les éruptions volcaniques majeures).

Cette méthode photométrique peut être considérée comme la technique de mesure de référence de l'épaisseur optique de l'aérosol dans le domaine du spectre solaire. Afin d'assurer la surveillance de la planète, un réseau de photomètres est installé sur l'ensemble du globe: le réseau AERONET (AErosol RObotic NETwork) [Holben et al., 1998]. Il est opérationnel depuis 1995 et il contient plus de 150 instruments (principalement CIMEL de type CE-318), dont 35 sont gérés par la composante française du réseau, PHOTONS (PHOtométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire), basée au LOA. Les instruments sont placés sur des sites choisis en fonction des différents écosystèmes : zones arides, forêts boréale et tropicale, régions tempérées, zones océaniques et côtières, montagnes. L'acquisition, la transmission et, en partie, le traitement des données se font automatiquement, ce qui facilite la caractérisation de l'aérosol sur plan local, régional et global. Le réseau fournit des valeurs d'épaisseur optique d'aérosol à quatre longueurs d'onde (en général 440, 676, 870 et 1020 nm). Il délivre aussi une série de résultats de différents algorithmes d'inversion (ceux de Nakajima et al. [1983 et 1996] et de Dubovik et al. [2000], Dubovik et King [2000]) en termes de granulométrie, indice de réfraction, fonction de phase et facteur d'asymétrie de l'aérosol. Des valeurs de contenu atmosphérique en vapeur d'eau dans la colonne verticale issues des mesures photométriques [Plana-Fatori et al., 1998] sont aussi disponibles. Les résultats issus des traitements des données acquises sont mis gracieusement à la disposition de la communauté scientifique, par l'intermédiaire du site Internet http://aeronet.gsfc.nasa.gov/.

En conclusion, le réseau AERONET constitue donc un dispositif très important pour toute la gamme d'applications concernant l'aérosol : étude de transport, impact radiatif, validation des caractéristiques optiques issues des mesures satellitaires et modélisation du transfert radiatif.

## II.3. Télédétection des aérosols désertiques dans l'infrarouge thermique

Une présentation théorique simplifiée du transfert radiatif dans l'infrarouge thermique consiste à négliger la diffusion dans cette région spectrale [*Lenoble, 1993*]. Dans ces conditions, nous pouvons négliger la fonction source de diffusion sur l'équation de transfert radiatif (II.1), ce qui entraîne une série de simplifications au niveau théorique. Ainsi, le coefficient volumique d'extinction est égal à celui d'absorption, et  $\omega_0$  devient nul. Dans ces conditions, l'équation de transfert radiatif dans l'infrarouge thermique est décrite par :

$$\mu \frac{dL_{\lambda}(z,\mu,\varphi)}{dz} = -\beta_{\lambda}^{abs}(z) \left[ L_{\lambda}(z,\mu,\varphi) - B_{\lambda}[T(z)] \right]$$
(II.21)

La source d'émission est la luminance émise par un corps noir dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local. Elle est décrite par la loi de Planck :

$$B_{\lambda}(\lambda,T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot \left[ \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}$$
(II.22)

Pour la longueur d'onde  $\lambda$  exprimée en  $\mu$ m, les constantes  $C_1$  et  $C_2$  ont les valeurs suivantes :  $C_1 = 1,191 \cdot 10^8$  W m<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>  $\mu$ m<sup>4</sup> et  $C_2 = 1,439 \cdot 10^4$   $\mu$ m K.

A partir des équations (II.8) et (II.9) on obtient la luminance spectrale montante  $L_{\lambda}^{\uparrow}$ :

$$L_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) = L_{\lambda}^{\uparrow}(\delta_{\lambda}^{*}, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}^{*} - \delta_{\lambda}}{u}\right) + \frac{1}{u} \cdot \int_{\delta_{\lambda}}^{\delta_{\lambda}^{*}} B_{\lambda}[\lambda, T(\delta_{\lambda}^{'})] \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}^{'} - \delta_{\lambda}}{u}\right) \cdot d\delta_{\lambda}^{'} \quad (\text{II.23})$$

et la luminance spectrale descendante  $L_{\lambda}^{\downarrow}$ :

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(\delta_{\lambda}, u, \varphi) = L_{\lambda}^{\downarrow}(0, u, \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}}{u}\right) + \frac{1}{u} \cdot \int_{0}^{\delta_{\lambda}} B_{\lambda}[\lambda, T(\delta_{\lambda}^{'})] \cdot \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda} - \delta_{\lambda}^{'}}{u}\right) \cdot d\delta_{\lambda}^{'}$$
(II.24)

On utilise souvent la notion de transmittance à travers une couche atmosphérique comprise entre les niveaux  $z_1$  et  $z_2$ , pour une direction de propagation  $s(\theta, \varphi)$  définie par la relation :

$$\tau_{\lambda}(z_1, z_2, u, \varphi) = \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda}(z_1) - \delta_{\lambda}(z_2)}{u}\right)$$
(II.25)

Les équations (II.23) et (II.24) deviennent alors, avec le retour à la variable z:

$$L_{\lambda}^{\uparrow}(z,u,\varphi) = L_{\lambda}^{\uparrow}(0,u,\varphi) \cdot \tau_{\lambda}(0,z,u,\varphi) + \int_{0}^{z} B_{\lambda}[\lambda,T(z')] \cdot \frac{d\tau_{\lambda}(z',z,u,\varphi)}{dz'} \cdot dz'$$
(II.26)

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(z,u,\varphi) = L_{\lambda}^{\downarrow}(Z,u,\varphi) \cdot \tau_{\lambda}(z,Z,u,\varphi) - \int_{z}^{Z} B_{\lambda}[\lambda,T(z')] \cdot \frac{d\tau_{\lambda}(z,z',u,\varphi)}{dz'} \cdot dz'$$
(II.27)

Les relations (II.26) et (II.27) décrivent respectivement les luminances infrarouge thermique montante et descendante, à un niveau atmosphérique quelconque z.

## II.3.1. Télédétection de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique depuis l'espace

Une présentation théorique de ces mesures satellitaires peut se faire à partir de l'équation (II.26). Supposons d'abord que la surface du sol puisse être considérée comme un corps noir, de température  $T_s$ . Nous avons considéré aussi une atmosphère claire, composée d'aérosol non diffusant et de gaz atmosphériques, dont l'effet d'absorption n'est pas pris en compte. La luminance montante incidente au détecteur satellitaire pour une visée au nadir peut être exprimée sous cette forme :

$$L_{\lambda}^{\uparrow}(Z) = B_{\lambda}(T_s) \cdot \tau_{\lambda}(0, Z) + \int_{\tau_{\lambda}(0, Z)}^{1} B_{\lambda}[\lambda, T(z')] \cdot d\tau_{\lambda}(z', Z)$$
(II.28)

Si on considère une couche d'aérosol isotherme à la température  $T_a$ , l'équation (II.28) devient

$$L_{\lambda}^{\uparrow}(Z) = B_{\lambda}(\lambda, T_s) + [B_{\lambda}(\lambda, T_a) - B_{\lambda}(\lambda, T_s)] \cdot [1 - \tau_{\lambda}(0, Z)]$$
(II.29)

où  $\tau_{\lambda}(0,Z)$  représente la transmittance totale de l'atmosphère (entre la surface et sommet de l'atmosphère *Z*).

Dans ces conditions, on peut estimer une variation de luminance émise vers l'espace dans la direction considérée :

$$\Delta L_{\lambda}^{\uparrow}(Z) = [B_{\lambda}(\lambda, T_{a}) - B_{\lambda}(\lambda, T_{s})] \cdot [1 - \tau_{\lambda}(0, Z)]$$
(II.30)

qui exprime l'influence d'une couche d'aérosol sur la mesure satellitaire. Ainsi, la relation (II.30) confirme l'augmentation de la variation de luminance avec la diminution de la transmittance due à l'aérosol. Cette variation peut être négative ou positive suivant la température de la couche d'aérosol  $T_a$ , inférieure ou supérieure à la température de la surface  $T_s$ . La détection est d'autant plus sensible que l'écart thermique entre la surface et la couche est grand, par exemple au milieu de la journée.

Ce schéma idéalisé ne tient pas compte de l'impact de l'aérosol sur les températures. En réalité le rayonnement solaire est réfléchi par la couche d'aérosol, provoquant ainsi des modifications des températures de la surface  $T_s$  et de la couche  $T_a$ .

La technique de télédétection de l'aérosol utilisant des mesures satellitaires a été développée avec succès dans les fenêtres atmosphériques infrarouges [*Ackerman, 1997*]. Elle a été principalement appliquée aux aérosols d'origine volcanique, en particulier ceux provenant des éruptions riches en sulfates [*Prata et al., 1989*; *Barton et al., 1992*]. Plusieurs techniques de télédétection de cet aérosol ont été développées en utilisant les observations de plusieurs instruments tels que le radiomètre de haute résolution AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) ou HIRS/2 (*High-resolution Infrared Sounder*). Une méthode de surveillance des aérosols volcaniques stratosphériques a été présentée par *Baran et al.* 

[1993] en utilisant les observations à 8,3 et 12,5  $\mu$ m par une combinaison des observations de deux instruments HIRS/2 différents. Les observations combinées de HIRS/2 et de AVHRR [*Ackerman et Strabala, 1994*] permettent de détecter l'aérosol volcanique par une technique multispectrale utilisant les canaux à 8,3 ; 11 et 12,5  $\mu$ m.

L'aérosol désertique peut être détecté depuis l'espace dans l'infrarouge thermique (IRT) pendant son soulèvement depuis les zones source, mais aussi durant son transport. Plusieurs observations ont été réalisées au-dessus des zones arides d'Arabie et d'Afrique du Nord par Shenk et Curran [1974] en utilisant des mesures effectuées avec l'instrument Nimbus/THIR (*Temperature Humidity Infrared Radiometer*), par Legrand et al. [1989] avec le capteur METEOSAT IR et par Ackerman [1989] avec les canaux AVHRR à 3,7 et 11 µm.

Nous allons décrire les données satellitaires issues des mesures du capteur METEOSAT, et leur usage dans la télédétection de l'aérosol désertique au-dessus des continents. Il s'agit d'un satellite géostationnaire qui observe la planète depuis l'altitude de 35800 km au-dessus du point de coordonnées (0°, 0°) au niveau du Golfe de Guinée. Son capteur (canal IR) mesure la luminance montante L, qui est directement liée au comptes numériques C par une relation linaire :

$$L = A \cdot (C - C_0) \tag{II.31}$$

où A est le coefficient d'étalonnage obtenu grâce à un corps noir embarqué et  $C_0$  est une valeur « offset », obtenu par visée d'espace.

La luminance émise vers l'espace par la Terre et son atmosphère est modifiée par la présence d'une couche de poussière. Au-dessus d'un continent, cette couche de poussière diminue le réchauffement de la surface pendant la journée, en diffusant le rayonnement solaire et en diminuant ainsi le flux vers le sol. Par conséquent, on va enregistrer une diminution du rayonnement émis par la surface de la planète, rayonnement qui sera encore réduit par la présence de la couche d'aérosol, plus froide que la surface. La technique de télédétection satellitaire dans le canal IR (10,5 – 12,5  $\mu$ m) de METEOSAT sera basée sur la mesure de cette diminution de rayonnement tellurique émis vers l'espace.

La détection de l'aérosol au-dessus des continents ne peut pas se faire en utilisant la luminance acquise directement par la mesure satellitaire, car cette dernière contient les contributions des éléments atmosphériques variables (aérosol, nuages) et des effets liés à la géométrie et à la nature de la surface. Legrand [1990] a établi une modalité afin de séparer la structure à caractère permanent de la surface, de celle variable de l'atmosphère. Une *image référence* est construite à partir des plus hauts niveaux radiométriques enregistrées (à 12 :00 TU) pendant une période de référence de 15 jours [N'Doumé, 1993]. Cette image référence fournit le niveau radiométrique d'une image « claire et propre », qui caractérise les seules structures de surface, considérées constantes pendant cette période de 15 jours.



Figure II.5. : Schéma de fabrication de l'indice de poussière IDDI [Legrand, 1990] caractérisant l'aérosol désertique au-dessus des terres : exemple pour une image acquise le 19 février 1998. Sur l'image référence on représente les températures de brillance croissantes pour une échelle de couleurs allant du bleu au rouge, puis au blanc. Sur l'image différence les structures nuageuses ont été masquées en blanc, tandis que la présence de l'aérosol est visualisée par une échelle allant du bleu (empoussièrement nul ou très faible) au rouge (poussière en quantité abondante).

La contribution des composantes atmosphériques variables, nuages et aérosol, est obtenue par simple différence entre l'image initiale corrigée radiométriquement et l'image référence. Cette *image différence* est ensuite soumise à un traitement d'identification nuageuse, basé sur l'étude des contrastes entre différents pixels de cette image. Ce traitement est inspiré de la méthode statistique de cohérence spatiale de Coakley et Bretherton [1982], tenant compte du fait que la composante nuageuse présente une inhomogénéité supérieure à celle de la composante d'aérosol.

Le produit résultant après l'identification et le masque des structures nuageuses représente l'indice de poussière IDDI (*Infrared Difference Dust Index*) caractérisant l'aérosol désertique dans le domaine infrarouge thermique, dont le schéma de fabrication est présenté dans la figure II.5.

Le produit IDDI ainsi construit représente un moyen efficace de télédétection de l'aérosol désertique au-dessus des terres. Il a été validé par comparaisons avec des mesures d'épaisseur optique d'aérosol issues des mesures photométriques depuis le sol [*Legrand et al., 1989 ; Tanré et Legrand, 1991 ; Legrand et al., 2001*] ou avec d'autres paramètres caractérisant l'aérosol : la visibilité atmosphérique et les observations satellitaire au-dessus des océans [*Legrand et al., 2001*]. Cet indice a été utilisé au-dessus des sources dans plusieurs études telles que celles de modélisation des soulèvements de poussière [*Marticorena et al., 1997*], ou de détermination de la vitesse seuil de soulèvement [*Chomette et al., 1999*].

D'autre part, les informations qu'il nous fournit sur la couverture nuageuse nous seront très utiles dans la suite de ce travail.

## II.3.2. Télédétection de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique depuis le sol

On se propose d'étudier du point de vue théorique les mesures radiométriques du ciel au zénith et l'effet provoqué par une couche d'aérosol non diffusant. Pour un observateur au sol, la luminance monochromatique descendante dans le domaine infrarouge thermique peut être calculée en utilisant l'équation (II.27), en négligeant le premier terme de droite (la luminance au sommet de l'atmosphère) :

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(0) = -\int_{0}^{Z} B_{\lambda}[\lambda, T(z)] \cdot \frac{d\tau_{\lambda}(0, z)}{dz'} \cdot dz$$
(II.32)

où  $\tau_{\lambda}(0,z)$  représente la transmittance spectrale entre la surface et le niveau z :

$$\tau_{\lambda}(0,z) = \exp[-\delta_{\lambda}(z)] \tag{II.33}$$

Pour une atmosphère contenant plusieurs composantes absorbantes (aérosol, gaz atmosphériques), le terme de droite de l'équation (II.32) contient un produit de deux grandeurs physiques: la transmittance spectrale qui caractérise l'atmosphère entre 0 et z, et la fonction de Planck au niveau z indiquant la luminance spectrale émise de manière isotrope par les éléments atmosphériques. Ce couplage nous interdit de séparer la contribution de l'aérosol désertique des effets des autres composantes atmosphériques, comme on a pu le faire pour les mesures photométriques. Ceci nous amène à constater qu'on ne peut pas déterminer analytiquement les paramètres radiatifs (l'épaisseur optique dans l'infrarouge, par exemple) à partir de l'équation de transfert radiatif. Le seul moyen disponible reste le calcul numérique à partir de données concernant l'aérosol, ainsi que la température de l'atmosphère.

Supposons une atmosphère claire, avec un seul absorbant : l'aérosol désertique. La transmittance donnée par l'équation (II.33) peut être reliée au coefficient d'absorption volumique  $\beta_{\lambda}^{abs}(z)$  sous cette forme :

$$\frac{d\tau_{\lambda}(0,z)}{dz} = -\tau_{\lambda}(0,z) \cdot \beta_{\lambda}^{abs}(z)$$
(II.34)

Dans ces conditions, l'équation (II.32) devient :

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(0) = \int_{0}^{Z} B_{\lambda} \left[ \lambda, T(z) \right] \cdot \tau_{\lambda}(0, z) \cdot \beta_{\lambda}^{abs}(z) \cdot dz$$
(II.35)

Si on change de façon proportionnelle l'abondance atmosphérique en aérosol par un facteur *k*, le coefficient d'absorption va devenir :

$$\beta_{\lambda}^{abs} '(z) = k \cdot \beta_{\lambda}^{abs}(z) \tag{II.36}$$

et la transmittance

$$\tau'_{\lambda}(0,z) = [\tau_{\lambda}(0,z)]^{k} \tag{II.37}$$

Si on considère que le changement de la charge atmosphérique en aérosol ne s'accompagne d'aucun changement du profil de température, la nouvelle luminance descendante devient :

$$L^{\downarrow}_{\lambda}(0) = k \cdot \int_{0}^{z} B_{\lambda} [\lambda, T(z)] \cdot [\tau_{\lambda}(0, z)]^{k} \cdot \beta_{\lambda}^{abs}(z) \cdot dz$$
(II.38)

Cette dernière relation nous permet d'imaginer l'évolution de la luminance descendante en présence d'une variation en contenu d'absorbant, l'aérosol désertique en l'occurrence. Si k > 1 (le cas d'une augmentation en contenu d'aérosol), la transmittance  $\tau_{\lambda}'(0,z)$  diminue, car la transmittance  $\tau_{\lambda}(0,z)$  a une valeur sous unitaire. On observe alors une augmentation de la luminance décrite par (II.38) par rapport à la luminance initiale (II.35). Cette augmentation de la luminance avec le contenu en aérosol arrive à une saturation pour des croissances importantes du coefficient d'absorption (figure II.6.)



**Figure II.6.** : Evolution de la luminance descendante dans l'infrarouge thermique avec l'augmentation du contenu en aérosol.

On observe une variation de la luminance quasi-linéaire au début de la croissance du contenu en aérosol, puis on aperçoit progressivement un phénomène de saturation. En réalité, cet effet de saturation est accentué par l'influence de la couche d'aérosol sur le profil vertical

de température. Quand la quantité d'aérosol augmente, la température, au moins dans la partie basse de la couche, diminue.

Pour un autre absorbant, la vapeur d'eau par exemple, on va observer un augmentation plus importante avec le contenu, à cause du coefficient d'absorption massique qui n'est pas constant, mais augmente avec la pression de vapeur.

En conclusion, la luminance descendante varie de façon croissante avec l'augmentation de la charge atmosphérique en aérosol. Cette variation peut être considérée quasi-linéaire dans un intervalle limite de valeurs du contenu atmosphérique en aérosol.

## II.4. Modélisation de la luminance descendante dans l'infrarouge thermique

Le système Terre – atmosphère est le siège d'une émission de rayonnement dans le domaine infrarouge thermique et lointain. Chaque élément de volume d'atmosphère, ainsi que chaque élément de la surface de la planète, émet un rayonnement en fonction de sa température. Ce rayonnement infrarouge interagit avec les principales composantes atmosphériques: nuages, aérosol et gaz absorbants. Chacune de ces composantes sont caractérisées par leurs propriétés d'absorption et par le rayonnement infrarouge émis selon la loi de Planck, qui vont se combiner dans le terme de droite de l'équation (II.35).

Par conséquent, une description analytique analogue à celle décrite pour les mesures photométriques devient pratiquement impossible, car l'équation (II.35) ne nous permet pas de distinguer la contribution de chaque composante atmosphérique. Nous pouvons néanmoins étudier l'effet de chaque composante à l'aide de simulations de transfert radiatif. Pour cela, nous avons utilisé le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1. (*Moderate Resolution Transmittance Code*) [*Anderson et al., 1995*], caractérisé par une résolution de 0,1 cm<sup>-1</sup>. En rapport avec l'objet de notre étude, nous avons calculé la luminance descendante pour une atmosphère standard de type tropical [*McClatchey et al., 1972*], à travers les fonctions filtre de l'instrument utilisé dans notre travail (radiomètre CLIMAT, qui sera présenté en détail dans le troisième chapitre). Il présente trois canaux étroits de bande passante de 1  $\mu$ m, centrés respectivement sur 8,7; 10,5 et 12  $\mu$ m (nommés N9, N11 et N12 respectivement). Un canal large (nommé W) est aussi disponible, couvrant la fenêtre infrarouge 8 – 13  $\mu$ m.

Les résultats de ces simulations sont présentés en termes de luminance ou de température de brillance<sup>\*</sup>. Ils nous permettent d'étudier les effets des composantes atmosphériques présentées précédemment (l'aérosol, les nuages et les gaz absorbants) dans l'infrarouge thermique.

## II.4.1. Effet de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique

L'absorption gazeuse dans l'infrarouge est le résultat des changements de niveaux d'énergie moléculaires de vibration-rotation (et de rotation pure pour la vapeur d'eau), ce qui se traduit par des spectres de fines raies d'absorption regroupées en bandes. Pour un rayonnement de longueur d'onde comprise dans ces bandes, l'atmosphère est plus ou moins opaque, ce qui annihile l'effet radiatif de l'aérosol qu'elle peut contenir. Les techniques de télédétection des aérosols doivent donc être appliquées dans les fenêtres atmosphériques, et en particulier, dans la fenêtre 8 – 13  $\mu$ m. Dans ces régions spectrales, l'influence de l'aérosol atmosphérique n'est pas négligeable et lorsqu'il est en quantité suffisante, elle devient même prédominante.

Plusieurs raisons concourent à prédire l'intérêt de la détection de l'aérosol désertique dans la région spectrale infrarouge thermique. La première raison est que cet aérosol contient une proportion plus ou moins importante de grosses particules, de taille supérieure à 1  $\mu$ m, capable d'interagir efficacement avec le rayonnement infrarouge thermique. Un calcul utilisant la théorie de Mie (figure II.7.) montre l'importance de l'interaction entre ces particules et le rayonnement infrarouge thermique, par rapport au cas des particules submicroniques pour lesquelles les coefficients d'efficacité deviennent faibles ou même négligeables.

<sup>\*</sup> Si l'instrument mesure une luminance L dans un canal spectral, la température de brillance correspondante est définie par la température d'un corps noir qui émettrait la même luminance.



**Figure II.7.** : Facteurs d'efficacité de diffusion, d'absorption et d'extinction de Mie, calculés pour une particule de rayon r, à une longueur d'onde de 10  $\mu$ m et avec un indice de réfraction complexe: n = 1,750-0,025 i, typique de l'aérosol désertique [d'Almeida et al., 1991].

La seconde raison est que l'aérosol désertique est composé principalement d'argiles (aluminosilicates) et de quartz [*Caquineau, 1997*], espèces minéralogiques caractérisées par des pics d'absorption autour de 10 µm [*Sokolik et Toon, 1999*] (voir figure A.1. dans l'annexe).

Finalement, les concentrations élevées de cet aérosol (au voisinage des sources) devant les autres espèces constituent la troisième raison pour notre travail.

Les autres composantes de l'aérosol ne remplissent pas simultanément ces conditions et leur détection radiométrique dans la fenêtre 8 - 13  $\mu$ m sera faible ou négligeable. Cela est illustré par des simulations de transfert radiatif à l'aide du code MODTRAN 4.1. (figure II.8.). La luminance descendante a été calculée pour un intervalle spectral large couvrant la totalité de cette fenêtre, et une atmosphère de type tropical [*McClatchey et al., 1972*] pour laquelle le contenu intégré en vapeur d'eau a été ramené à 1 g/cm<sup>2</sup>. Une couche d'aérosol de concentration uniforme a été introduite dans la basse troposphère, entre la surface et 1 km

d'altitude. La concentration en aérosol de cette couche a été modifiée afin d'obtenir des épaisseurs optiques à 550 nm comprises entre 0 et 2. Les réponses des principales composantes d'aérosol peuvent être comparées aux celles correspondant à l'aérosol désertique décrit par le modèle de Longtin et al., [1988] pour trois granulométries différentes (voir §I.3.2.).



Figure II.8. : La luminance descendante au sol calculée avec divers types d'aérosol (désertique, marin, urbain et rural) dans la fenêtre 8 -13 μm (le canal W du radiomètre CLIMAT). La valeur à l'origine d'environ 0,15 mW cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> μm<sup>-1</sup> représente l'effet des gaz atmosphériques actifs dans cette région spectrale.

On remarque d'abord la variation assez linéaire des luminances avec l'épaisseur optique à 550 nm, donc avec le contenu en aérosol de l'atmosphère, en conformité avec la présentation théorique faite dans la figure II.6. On observe aussi le phénomène de saturation dans le cas de l'aérosol désertique pour u = 10 m/s Les aérosols fins, de type rural et urbain, ainsi que l'aérosol désertique pour u = 0 m/s, donnent la réponse la plus faible. Les réponses les plus importantes sont obtenues pour l'aérosol désertique avec des facteurs éoliens de 5 et 10 m/s, et pour l'aérosol marin.

On voit que les réponses augmentent avec les proportions croissantes de grosses particules, c'est à dire avec le facteur éolien u pour l'aérosol désertique. Notons que pour pouvoir comparer l'impact radiatif de tous les types d'aérosol, on a employé un même profil entre 0 et 1 km d'altitude, ce qui est réaliste pour une couche de poussière localisée, alors que l'aérosol marin est plutôt confiné beaucoup plus près de la surface. Enfin, notons que nos simulations ont été faites pour un domaine d'épaisseurs optiques comprises entre 0 et 2, ce qui n'est réaliste que pour l'aérosol désertique (qui peut même dépasser la limite supérieure).

Les simulations nous ont permis d'étudier l'influence de profil vertical d'aérosol sur les mesures IRT depuis le sol. Dans la figure II.9. nous avons montré les simulations descendantes calculées pour une couche uniforme d'aérosol désertique de Longtin et al. Nous avons considéré trois cas, correspondant aux différentes positions de cette couche : entre la 0 et 1 km d'altitude, entre 0 et 2 km d'altitude, et entre 1 et 2 km d'altitude.



**Figure II.9.** : La luminance descendante au sol calculée pour diverses couches d'aérosol désertique de Longtin et al. (u = 5 m/s) dans la fenêtre 8 -13 µm (le canal W du radiomètre *CLIMAT*).

La couche la plus basse (0 - 1 km) et celle comprise entre 1 et 2 km donnent les réponses extrêmes. Outre le caractère quasi-linéaire, on observe que, pour la même épaisseur optique, les valeurs des luminances calculées pour ces trois types de couches sont assez proches. Cela implique des faibles erreurs faibles liés à la méconnaissance du profil vertical de poussière. Tenant compte de ces observations, nous avons considéré qu'une couche uniforme d'aérosol comprise entre 0 et 2 km d'altitude peut être utilisée dans les simulations de transfert radiatif, en absence des informations sur le profil vertical d'aérosol.

En conclusion, l'aérosol désertique est très efficace dans la fenêtre  $8 - 13 \mu m$ , par rapport aux autres composantes d'aérosol atmosphérique. Des mesures faites depuis le sol dans la fenêtre  $8 - 13 \mu m$  peuvent détecter les autres espèces d'aérosol et en particulier l'aérosol marin (uniquement dans les régions côtières ou océaniques). Par contre, le signal obtenu sera toujours faible par rapport à celui qui peut être obtenu en présence de l'aérosol désertique.

## II.4.2. L'absorption gazeuse dans l'infrarouge thermique

La télédétection de l'aérosol désertique dans l'infrarouge exige la connaissance des facteurs étrangers qui peuvent affecter la mesure. De ce point de vue, l'effet des absorbants atmosphériques gazeux est inévitable et leur présentation s'impose.

Le processus d'absorption de l'énergie par un gaz se produit quand la fréquence du rayonnement électromagnétique est proche de celle d'une transition atomique ou moléculaire de ce gaz. C'est sur cette base qu'on explique l'existence des raies d'absorption des gaz atmosphériques dans l'infrarouge thermique. Les molécules diatomiques d'azote et d'oxygène, principales composantes de l'air, ne sont pas actives dans l'infrarouge (avec des exceptions autour de 6  $\mu$ m pour O<sub>2</sub> et à 4,16  $\mu$ m pour N<sub>2</sub>).

Les principales bandes d'absorption gazeuse sont les bandes de vibration – rotation appartenant à la vapeur d'eau, au dioxyde de carbone et à l'ozone, les contributions des autres gaz étant faibles ou négligeables. Ces bandes d'absorption délimitent quelques zones de transparence relative appelées fenêtres atmosphériques, dont la plus importante est celle comprise entre 8 et 13  $\mu$ m. Dans cette fenêtre, l'influence des gaz absorbants est réduite mais loin d'être négligeable, comme la montre la figure II.10.



Figure II.10. : Les transmittances atmosphériques dues aux principaux gaz absorbants dans la fenêtre 8 - 13 μm. Les calculs ont été faits avec une résolution de 1 cm<sup>-1</sup> avec le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1. [Anderson et al., 1995] pour une atmosphère standard de type tropical [McClatchey et al., 1972] (contenu intégré en vapeur d'eau de 4,14 g/cm<sup>2</sup>).

## a) Effet de la vapeur d'eau

L'absorbant majeur dans l'infrarouge thermique est la vapeur d'eau, qui présente trois séquences de vibration fondamentale, à 2,74; 6,25 et 2,66 µm ainsi qu'une bande de rotation pure située entre 16 et 150 µm. En plus de ce spectre de raies, la vapeur d'eau présente aussi un continuum d'absorption.

Dans le passé, la description formelle des phénomènes intervenant dans le processus d'absorption gazeuse a été menée en faisant appel exclusivement à la notion de profil de raie. L'usage de justificatifs tels que les erreurs expérimentales et le manque de pureté des échantillons ont d'abord pu masquer les désaccords observés entre les observations expérimentales et les calculs d'absorption. Puis, grâce à l'évolution progressive des techniques de mesure, les résultats expérimentaux ont mis en évidence un comportement « anormal » de l'absorption due à la vapeur d'eau. Dès lors, l'élaboration de nouveaux

modèles conceptuels s'avérait nécessaire afin de pouvoir prendre en compte cette absorption anormale dans les simulations d'intérêt climatologique et en télédétection. A cause de leur faible dépendance spectrale, ces phénomènes d'absorption sont désignés par le terme générique de *continuum*.

La présence d'un continuum d'absorption de la vapeur d'eau dans la région des fenêtres atmosphériques infrarouges a été mise en évidence par Elsasser [1938]. Grant [1990] réalise une étude comparative des diverses techniques expérimentales mises au point pour mesurer cette absorption dans l'IRT, et met en évidence les erreurs observées. Le problème de base est qu'aucun traitement théorique rigoureux concernant l'absorption de continuum n'existe, malgré les tentatives de calculer les caractéristiques du continuum basé sur des effets de raies d'absorption décrites par Ma et Tipping [1991, 1992 a et b, 1994]. La compréhension plus ou moins empirique de la nature du continuum, le présente comme l'effet d'un recouvrement des ailes lointaines des nombreuses raies élargies de rotation et de vibration-rotation. Le mécanisme d'élargissement se réalise par des collisions soit entre deux molécules d'eau (*selfbroadening*), soit entre une molécule d'eau et d'autres molécules, principalement N<sub>2</sub> et O<sub>2</sub> (*foreign-broadening*). Cette modélisation est généralement acceptée dans le domaine de l'infrarouge thermique, en dépit des autres théories basées soit sur une hypothèse de dimèrisation de la vapeur d'eau [*Arefev et Dianov-Klokov, 1977*], soit sur une absorption linéaire de troisième ordre [*Hudis et al., 1992*].

L'absorption due au continuum dépend de la température T et de la pression P des couches atmosphériques, ainsi que de la pression partielle de vapeur d'eau e [Roberts et al., 1976] :

$$\sigma_{abs}(\lambda) = C(\lambda, T) \cdot [e + \gamma(P - e)]$$
(II.39)

Le coefficient du continuum  $C(\lambda, T)$  est évalué sous la forme d'une combinaison linéaire de deux termes, représentant les deux processus d'élargissement par collisions,  $C_s$  (*self-broadening*) et  $C_f$  (*foreign broadening*). Le paramètre  $\gamma$  a une valeur approximative de 0.002, corrélé à l'importance relative des deux processus.

Le coefficient d'auto-elargissement  $C_s$  varie de façon sensible avec la température, selon une expression exponentielle, par rapport à sa valeur à 296 K [*Roberts et al., 1976*] :

$$C_s(\lambda, T) = C_s(\lambda, 296) \cdot \exp\left[T_0 \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{296}\right)\right]$$
(II.40)

avec l'adoption d'une valeur convenable pour le paramètre  $T_0$  (1800 selon Roberts et al. [1976], 3400 selon Kilsby et al. [1992]). L'écart important entre ces deux valeurs montre bien l'importance des incertitudes sur l'évaluation du continuum dans cette région du spectre.

La source standard d'informations sur les intensités et les positions des raies des gaz importants dans le transfert radiatif atmosphérique est la base de données HITRAN (*High Resolution Transmission Model*) [*Rothman, 1992*]. Pour le continuum de la vapeur d'eau, le modèle employé dans la plupart des applications de transfert radiatif est le modèle semiempirique (*CKD*) de Clough et al. [*1989*], qui a fourni des résultats acceptables par rapport aux mesures de haute résolution [*Ellingson et al., 1993 ; Kilsby et al., 1992*]. Les codes de transfert radiatif tels que MODTRAN emploient ces bases de données dans des simulations permettant d'évaluer l'effet de la vapeur d'eau et celui des autres gaz absorbants. Malgré sa mise à jour systématique, plusieurs études expérimentales [*Thériault et al., 1994, Han et al., 1997*] suggèrent que l'impact du continuum reste toujours en question. Les comparaisons entre divers codes de transfert radiatif faites par Ellingson et al. [*1991*] mettent en évidence le fait que la source des plus grandes incertitudes dans l'infrarouge se situe dans la façon dont ces codes traitent le continuum. Cette absorption est importante du point de vue du transfert radiatif du rayonnement tellurique, car c'est dans la fenêtre 8 – 13 µm que les échanges radiatifs entre les nuages, la surface et l'atmosphère sont les plus importantes.

En conclusion, les techniques de télédétection qui cherchent à exploiter des mesures dans la fenêtre  $8 - 13 \mu m$  vont être affectées principalement par le continuum et par les raies de la vapeur d'eau. L'impact de ces deux effets peut être calculé en utilisant des codes de transfert radiatif, à condition de connaître la distribution verticale des paramètres pression, température et concentration de vapeur d'eau.

Les résultats différents obtenus par simulation par des codes de transfert radiatif sont en étroite relation avec les diverses versions des modèles du continuum et de la base de données spectrales. Le code de transfert radiatif utilisé dans notre travail est MODTRAN 4.1., caractérisé par une résolution maximale de 1 cm<sup>-1</sup>, dont on a comparé les résultats avec un code de transfert radiatif de référence de type « raie-par-raie ». Dans ce sens, cette étude

comparative (Dubuisson, communication personnelle) montre les résultats provenant des simulations avec le code de transfert radiatif GAME (*Global Atmospheric ModEl*): [*Dubuisson et al., 1996*], de haute résolution spectrale (0,001 cm<sup>-1</sup>). On a utilisé une combinaison de l'une des versions successives de continuum de vapeur d'eau (CKD 2.2 et 2.4), avec l'une des bases de données spectrales (HITRAN 96 et HITRAN 00). Les résultats sont présentés dans le tableau II.2. en terme de luminance normalisée et comparés avec les résultats de MODTRAN 4.1.

| Δλ (μm) | HITRAN 96<br>CKD 2.2 | HITRAN 96<br>CKD 2.4 | HITRAN 00<br>CKD 2.2 | HITRAN 00<br>CKD 2.4 | MODTRAN<br>4.1. |
|---------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------|
| W       | 0,0804               | 0,0797               | 0,0828               | 0,0826               | 0,0810          |
| N12     | 0,0528               | 0,0530               | 0,0553               | 0,0548               | 0,0512          |
| N11     | 0,0591               | 0,0593               | 0,0618               | 0,0612               | 0,0573          |
| N9      | 0,0780               | 0,0765               | 0,0765               | 0,0770               | 0,0798          |

**Tableau II.2.** : Valeurs de luminance normalisée (en m $W \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu m^{-1}$ ) simulée pour quatre intervalles spectraux en infrarouge thermique (les canaux du radiomètre CLIMAT).

La luminance descendante au sol a été simulée en l'absence de la poussière et des gaz absorbants autres que la vapeur d'eau. Les simulations ont été faites avec un même profil vertical de vapeur d'eau, correspondant à un contenu intégré de 0,90 g/cm<sup>2</sup>.

On remarque d'abord les différences entre les résultats issus du code « raie-par-raie » utilisant des bases de données spectrales différentes HITRAN96 et HITRAN 00, pour la même version de continuum (environ 3 - 4 %) sauf pour l'intervalle spectral N9, où ces différences sont plus faibles (environ 1 %).

Au contraire, pour la même base de données spectrale HITRAN, les deux versions CKD 2.2. et CKD 2.4. donnent des résultats peu différents (environ 0,3 % de différence dans l'intervalle  $10,2 - 11,2 \mu m$ ). Les différentes versions du continuum ont donc des effets très voisins dans la fenêtre 8 - 13  $\mu m$ . Les résultats obtenus avec le code MODTRAN 4.1.(qui contient la base HITRAN 96 et la version de continuum CKD 2.1. – très proche de CKD 2.2.) sont voisins de ceux issus du code « raie-par-raie » utilisant la combinaison HITRAN 96 + CKD 2.2. Que l'on intègre selon un intervalle de 1 cm<sup>-1</sup> (la résolution maximale du MODTRAN), ou que l'on utilise un code plus rigoureux à l'égard des raies d'absorption (de résolution inférieure à 0,01 cm<sup>-1</sup>), on obtient donc des résultats peu différents. Cette étude

nous montre la validité des simulations concernant l'effet de la vapeur d'eau avec le code MODTRAN 4.1, et nous permet d'avoir une idée des (faibles) incertitudes liées à l'utilisation des bases de données spectroscopiques actuelles.

Une comparaison entre le spectre de transmission atmosphérique de la vapeur d'eau et les fonctions filtre du radiomètre CLIMAT est représentée dans la figure II.11. Elle montre d'une part l'importance de l'absorption à travers une atmosphère contenant de la vapeur d'eau, mais aussi son effet spectral. Tandis que le canal large moyenne cet effet, du fait de sa largeur spectrale, les canaux étroits vont avoir un comportement différent, en rapport avec la position des bandes d'absorption et les caractéristiques du continuum de la vapeur d'eau. Ainsi, le canal N12 est le plus affecté, car il subit la forte influence du continuum, dont la transmittance décroît vers les grandes longueurs d'onde (voir la figure II.10.). Les autres canaux étroits seront influencés de manière mois forte par ce continuum. Le canal N9 est affecté principalement par les bandes d'absorption.



**Figure II.11.:** Transmittance atmosphérique due à la vapeur d'eau par rapport à la transmittance instrumentale des canaux du radiomètre CLIMAT. La transmittance de la vapeur d'eau correspond à la superposition des effets dus au continuum et aux bandes d'absorption de la vapeur d'eau dans cette région du spectre. Elle est calculée avec le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1, avec une résolution de 1 cm<sup>-1</sup> pour une atmosphère de type tropical (contenu de vapeur d'eau de 4.14 g/cm<sup>2</sup>).

Pour quantifier l'influence de la vapeur d'eau sur les canaux de l'instrument, on a eu recours à des simulations de transfert radiatif, en l'absence d'aérosol pour des raisons de simplicité, et pour une atmosphère tropicale standard. Les résultats de ces simulations pour différentes valeurs du contenu atmosphérique en vapeur d'eau *w* sont présentés dans la figure II.12.



**Figure II.12.:** Variation de la luminance filtrée normalisée à travers les canaux du radiomètre CLIMAT en fonction du contenu atmosphérique w en vapeur d'eau. Les calculs sont réalisés en utilisant le code MODTRAN 4.1. et une atmosphère de type tropical.

En règle générale, on observe les fortes variations de cette luminance, ce qui montre l'importance de l'effet de la vapeur d'eau sur les mesures. En moyenne, la pente de la courbe pour le canal N12 est supérieure à celle des autres canaux, tandis que celle du canal N9 est la plus faible.

Pour une meilleure comparaison des différents effets spectraux, on présente (figure II.13.) la différence entre la température de brillance (correspondant aux valeurs des luminances présentées dans la figure II.12.) et la température de référence, obtenue pour la valeur de w de 2,0 g/cm<sup>2</sup>.



**Figure II.13.:** Variations des températures de brillance associées à une variation de w comprise entre 0 et 4 g/cm<sup>2</sup>.

On remarque l'effet important d'une variation de contenu en vapeur d'eau, allant de 38 degrés d'écart pour le canal N12 à 20 degrés pour le N9 (à une valeur de w de 4 g/cm<sup>2</sup>).

L'effet de la variation en contenu en vapeur d'eau donne la pente la plus faible dans le canal N9. Cela s'explique par la faible valeur d'absorption par continuum. On observe que le continuum joue le rôle principal dans cette étude, car son augmentation de 9 à 12  $\mu$ m (figure II.10.) entraîne une augmentation de l'accroissement de la luminance avec l'humidité. Cela s'explique par le fait que l'absorption du continuum est une fonction croissante de la pression partielle de vapeur d'eau. La luminance augmente donc plus rapidement avec *w* du fait du continuum que du fait des raies d'absorption, pour lesquelles le coefficient d'absorption est indépendant de cette pression de vapeur.

La pente du canal W est comprise entre les valeurs extrêmes des pentes des canaux N12 et N9, en conformité avec la moyenne spectrale qu'il réalise par rapport aux canaux étroits.

## b) Effet du dioxyde de carbone

La molécule de dioxyde de carbone présente deux modes de vibration fondamentale, l'un à 4,3  $\mu$ m et l'autre, dégénéré, autour de 15  $\mu$ m. L'influence du dioxyde de carbone dans la fenêtre atmosphérique 8 – 13  $\mu$ m est relativement faible par rapport à celle de la vapeur d'eau. La transmittance atmosphérique due à ce gaz présente un niveau élevé, proche de l'unité, avec quelques bandes autour de 9,5; 10,5 et 12,5  $\mu$ m respectivement. Dans la figure II.14. nous présentons une comparaison entre les fonctions filtre du radiomètre CLIMAT et cette transmittance gazeuse calculée pour une atmosphère de type tropical, avec une concentration de CO<sub>2</sub> de 365 ppmv [*Dutton, 1999*].



**Figure II.14.:** Transmittance instrumentale des canaux du radiomètre CLIMAT par rapport à la transmittance atmosphérique due au dioxyde de carbone (calculée avec le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1 pour une atmosphère de type tropical, avec une résolution de 1 cm<sup>-1</sup>).

Le choix de l'intervalle de variation de concentration est en accord avec la variation de *1*% de la moyenne mensuelle entre février et mars 1998 pour les concentrations de CO<sub>2</sub> mesurées à Mauna Loa par C.D. Keeling et T.P. Whorf (*Carbon Dioxide Research Group* SIO - *Scripps* 

*Institution of Oceanography*, Université de Californie) et disponibles sur le site <u>http://cdiac.esd.ornl.gov/ftp/ndp001/maunaloa.co2</u>.

La variation du contenu atmosphérique en CO<sub>2</sub> autour de la valeur standard de 365 ppmv entraîne des variations du signal théorique enregistré dans les canaux du radiomètre. Les résultats de cette étude, en termes de variation de la température de brillance, sont présentés dans la figure II.15.



**Figure II.15.:** Variation de la température de brillance provoquée par une variation de la concentration en  $CO_2$  autour de la valeur standard de 365 ppmv.

On remarque le comportement différent des canaux selon l'influence spectralement variable du  $CO_2$ . Le canal N9 est le moins affecté, une variation relative de 1 % du contenu de  $CO_2$  provocant la variation de température de brillance la plus faible, de l'ordre du centième de degré. Les autres canaux sont plus affectés, mais la variation des températures de brillance reste toujours très faible, autour de 3 centièmes de degré pour une variation relative de 1% de  $CO_2$ .

## c) Effet de l'ozone

Le spectre de l'ozone contient trois modes de vibration fondamentale, dont la plus forte est située à 9,6  $\mu$ m. La deuxième (à 9,0  $\mu$ m) est beaucoup plus faible et difficile à détecter, tandis que la troisième (à 14,3  $\mu$ m) est superposée à l'une des bandes du dioxyde de carbone.

Dans la fenêtre 8 – 13  $\mu$ m, l'ozone va affecter les mesures faites dans les canaux W, N9 et N11 du radiomètre (figure II.16.).



**Figure II.16.:** Transmittance instrumentale des canaux du radiomètre CLIMAT par rapport à la transmittance atmosphérique due à l'ozone (calculée avec le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1 pour une atmosphère de type tropical, avec une résolution de 1 cm<sup>-1</sup>).

Pour nous faire une idée sur la variabilité de l'ozone, nous avons consulté les mesures de l'instrument TOMS (*Total Ozone Maping Spectrometer*) [*McPeters et al., 1996*] et disponibles sur le site <u>http://toms.gsfc.nasa.gov/ozone/ozone.html</u>, acquises dans la période considérée (février – mars 1998). Le contenu atmosphérique en ozone durant cette période a oscillé d'environ 6% autour d'une valeur moyenne de 5.44 g/m<sup>2</sup>. Puis on applique la même procédure que celle décrite pour le CO<sub>2</sub>, avec les mêmes hypothèses, tenant compte cette fois de cette variabilité de  $\pm$  6 % de l'ozone. Les résultats obtenus de cette manière sont présentés dans la figure II.17.



**Figure II.17.:** Variation de la température de brillance provoquée par une variation du contenu atmosphérique en ozone.

Si on obtient des variations insignifiantes avec le canal N12, pour les autres canaux on enregistre de variations de la température de brillance inférieures à 0,1 degrés pour une variation du contenu d'ozone de 6 %. Malgré un effet plus important que pour le CO<sub>2</sub>, les variations du contenu en ozone entraînent des variations de température de brillance ne dépassant pas 0,1 K. Cet effet relativement faible s'explique par l'altitude très élevée (20 km environ) de l'ozone, qui reste essentiellement un gaz stratosphérique. Son impact est donc faible sur les mesures depuis le sol dans l'infrarouge thermique, du fait des basses températures, de la transmission atmosphérique, ainsi que des variations assez faibles du contenu en ozone de l'atmosphère terrestre.

En conclusion, la variation en concentration des gaz actifs mineurs ( $CO_2$  et  $O_3$ ) dans ce domaine spectral entraîne des variations faibles du rayonnement infrarouge. En revanche, le rayonnement IRT est affecté de manière importante par la présence de la vapeur d'eau. De plus, les variations temporelles du contenu atmosphérique en vapeur d'eau sont beaucoup plus importantes et rapides que celles du  $CO_2$  et  $O_3$ . De ce fait, toute étude de télédétection des aérosols dans cette région spectrale nécessite la connaissance d'une série d'informations concernant la vapeur d'eau atmosphérique (contenu, profil vertical en température et en humidité)., afin d'évaluer quantitativement son effet sur la mesure.

L'effet des gaz absorbants et lié au profil vertical de température. Comme la température atmosphérique décroît assez vite avec l'altitude, les couches atmosphériques les plus basses vont avoir un effet prépondérant. Pour illustrer ceci, on a simulé la contribution à cette luminance descendante de différentes couches de l'atmosphère (figure II.18.).



**Figure II.18.** : Contributions à la luminance descendante, simulées dans l'intervalle spectral 8-13µm (le canal W du radiomètre CLIMAT), relatives aux différentes couches atmosphériques (en %).

Le calcul a été fait avec le code MODTRAN 4.1, avec une atmosphère de type tropical en l'absence d'aérosol. On observe la prépondérance du signal provenant des basses couches, environ 85 % de la luminance descendante étant produite par les niveaux atmosphériques situés entre la surface et 2 km d'altitude. Dans ces conditions, les composantes absorbantes situées en altitude (l'ozone par exemple) vont avoir un faible impact par rapport à celles présentes dans les basses couches.

## II.4.3. Effet des cirrus dans l'infrarouge thermique

L'étude expérimentale de l'aérosol minéral dans l'infrarouge thermique sera souvent réalisée dans des conditions climatiques d'humidité réduite, dans ou au voisinage des régions désertiques pendant la saison sèche. Les seuls nuages alors présents dans ces conditions sont ceux de type cirrus, dont l'effet a été étudié à l'aide des simulations présentées dans la figure II.19.



**Figure II.19. :** Variations de la température de brillance simulée dans le canal large du radiomètre CLIMAT avec l'épaisseur optique de l'aérosol minéral, (i) dans le cas d'un ciel clair et (ii) en présence de cirrus.

La luminance descendante a été calculée dans le cas d'un ciel clair, puis avec des cirrus. Pour ces deux simulations nous avons employé les mêmes profils verticaux de pression, température et humidité, d'une atmosphère de type tropical. Nous avons ajouté entre le sol et 2 km d'altitude une couche uniforme d'aérosol désertique décrit par le modèle de Longtin et al. [1988], avec u = 5 m/s (voir § I.3.2), d'épaisseur optique variable. Nous avons introduit le modèle de cirrus par défaut inclus dans le code MODTRAN 4.1., représenté par un nuage de 1 km d'épaisseur, situé à 10 km d'altitude et caractérisé par un coefficient d'extinction de 0,14 km<sup>-1</sup> à 550 nm. Le signal radiométrique a été simulé dans les quatre canaux de l'instrument pour une gamme d'épaisseurs optiques d'aérosol comprises entre 0 et 2. L'effet dû au cirrus est apparent et on observe une augmentation du rayonnement infrarouge descendant au sol en termes de température de brillance.

En conclusion, la présence d'un cirrus entraîne l'émission et la réflexion de rayonnement infrarouge thermique vers le sol, provoquant ainsi une augmentation de la luminance descendante. Cette augmentation dépend de la quantité d'aérosol, allant de 5 K en l'absence d'aérosol, à 2 K pour une épaisseur optique de 2.

## **II.5.** Conclusion

Nous avons présenté de façon théorique les principales méthodes de télédétection des aérosols utilisés dans notre travail. Elles sont axées sur une description théorique fournie par l'équation de transfert radiatif, permettant de caractériser l'interaction entre le rayonnement et les composantes atmosphériques. Dans le visible, l'effet de l'aérosol est relativement facile à isoler analytiquement (pour le rayonnement solaire direct). En infrarouge le produit émission – transmittance rend cela impossible. Par conséquent, les effets parasites d'autres composantes atmosphériques peuvent être analysés séparément à l'aide seulement des simulations de transfert radiatif. Ainsi, les faibles variations en concentration de dioxyde de carbone et de l'ozone par rapport à leur valeur moyenne entraînent des faibles variations de la température de brillance (inférieure à 0,1 K pour le CO<sub>2</sub> et proche de 0,1 K pour O<sub>3</sub>). Les nuages et la vapeur d'eau vont avoir l'effet le plus important, la présence d'un cirrus augmentant la température de brillance de plusieurs kelvins, tandis qu'une variation limitée du contenu en vapeur d'eau (entre 2 et 4 g/cm<sup>2</sup> par exemple) va provoquer une augmentation quelques dizaines de kelvins selon la région spectrale.

L'aérosol désertique présente des propriétés qui le rendent très détectable dans la fenêtre  $8 - 13 \mu m$  devant les autres espèces. La luminance descendante augmente de manière quasi linéaire (entre certaines limites) avec le contenu atmosphérique en aérosol. Pour une mesure radiométrique depuis le sol, sa présence dans la basse troposphère représente un atout important, car la plupart de signal mesure provient des premiers trois kilomètres de l'atmosphère.

## **CHAPITRE III**

# DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL : LE RADIOMÈTRE CLIMAT

Diverses techniques de télédétection satellitaire et depuis le sol sont utilisées pour mesurer le contenu atmosphérique en aérosol désertique et son évolution dans le temps. Les observations satellitaires sont les seules susceptibles de fournir une surveillance à grande échelle de l'aérosol désertique. Les mesures faites depuis le sol complètent celles des satellites et peuvent être utilisées comme moyen de vérification et d'analyse des précédentes. Elles sont très utiles pour le développement et la validation d'algorithmes d'inversion des données satellitaires.

L'instrument sol utilisé dans le cadre de ce travail est le radiomètre multicanal CLIMAT (*Conveyable Low noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and Target surface*), radiomètre portable qui comporte quatre canaux dans la fenêtre atmosphérique 8 – 13 µm. Cet appareil a été conçu et réalisé entre 1993 et 1995 au LOA en collaboration avec la société CIMEL Electronique et plusieurs équipes de recherche: l'INRA (Institut National de Recherche Agronomique, Avignon), le CRG/CNRS (Centre de Recherches Géophysiques, Garchy) et l'ENSPS/GSTS (Groupement Scientifique de Télédétection Spatiale, Strasbourg), avec le support financier du CNES. Le radiomètre CLIMAT est conçu pour faire des mesures depuis le sol de luminance IRT provenant de cibles diverses telles que les sols nus, les couverts végétaux, les roches, les surfaces marines, les nuages et l'atmosphère claire. Une version aéroportée a été développée depuis et est en cours de mise au point.

Il existe des descriptions détaillées de cet instrument [*Legrand et al., 2000*; *Piétras, 1996*] et de ses performances sur le terrain [*Sicard et al. 1999; Brogniez et al., 2003*]. Une présentation générale du radiomètre est faite dans la suite, avec les principaux aspects concernant le fonctionnement de cet appareil : principe de mesure, étalonnage et fonctionnement sur le terrain.
#### **III.1. Description générale**

L'instrument se compose de deux unités, une tête de mesure (figure III.1) qui contient les éléments optiques de l'appareil et le détecteur, et un boîtier de contrôle où se trouve la partie électronique et la mémoire de l'instrument. Le radiomètre utilise une thermopile, fonctionnant selon le principe du thermocouple. Le rayonnement incident échauffe les soudures chaudes de la thermopile, et on mesure une force électromotrice proportionnelle à cet échauffement, luimême proportionnel au flux radiatif incident. La réponse est indépendante de la longueur d'onde. Son efficacité varie avec la température ambiante.

Le champ d'observation de l'instrument est de 10°, bien défini et symétrique par rapport à l'axe optique.



Figure III.1: Schéma simplifié de la tête optique du radiomètre CLIMAT.

L'optique principale est constituée de deux lentilles en germanium: l'objectif, placé en avant de l'instrument, et le condenseur, disposé dans le plan focal de l'objectif. Le détecteur

est placé dans le plan conjugué de l'objectif par rapport au condenseur (montage de Köhler [*Jamieson et al., 1963*]).

Outre les lentilles, l'optique comprend un miroir doré pouvant être placé devant l'objectif grâce à une roue motorisée, et des filtres interférentiels intercalés entre l'objectif et le condenseur. Les lentilles et la fenêtre du détecteur sont traitées de manière à réaliser une bande passante large,  $8 - 14 \mu m$ . Ce traitement garantit le filtrage des courtes longueurs d'onde, et des grandes longueurs d'onde jusqu'à 30  $\mu m$ . Un filtre de rejection des grandes longueurs d'onde, constitué par une lame en séléniure de zinc, est placé entre le condenseur et le détecteur, afin d'éliminer le rayonnement parasite éventuel du domaine 30 - 100  $\mu m$ .



Figure III.2.: Transmittances instrumentales des éléments optiques du radiomètre CLIMAT.

L'instrument effectue des mesures dans quatre canaux spectraux. Un premier canal de bande passante large (canal W) est défini par le produit des transmittances spectrales de tous les composants optiques présentés dans la figure III.3. Trois filtres interférentiels étroits, commutables grâce à une roue porte-filtres motorisée, ont été choisis de façon à explorer la fenêtre  $8 - 13 \mu m$  (voir la figure II.10., § II.4.2.). Leurs largeurs de bande passante sont de 1  $\mu m$ . Ils sont centrés sur 8,7; 10,5 et 12  $\mu m$  (canaux N9, N11 et N12 respectivement).



Figure III.3.: Fonctions filtre des quatre canaux du radiomètre CLIMAT.

L'électronique de l'instrument réalise les fonctions d'amplification et de conversion numérique du signal analogique, la gestion des protocoles de mesure et le stockage des données acquises. Une autonomie énergétique limitée est réalisée au moyen de batteries internes. Elle est augmentée à l'aide de batteries externes et, si besoin est, on peut obtenir l'autonomie illimitée de l'instrument par connexion au secteur, ou avec des panneaux solaires. Le transfert des données enregistrées et leur conversion binaire - ASCII peuvent être réalisés en connectant le boîtier à un PC.

### III.2. Modélisation de la luminance filtrée par les canaux du radiomètre CLIMAT

La luminance spectrale émise par une cible dans l'infrarouge thermique dépend de sa température *T*, de son émissivité  $\varepsilon$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ :

$$L_{\lambda}(\lambda,T) = \varepsilon(\theta,\lambda) \cdot B_{\lambda}(\lambda,T) \quad (W \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu \text{m}^{-1})$$
(III.1)

où l'émissivité de la cible  $\varepsilon(\theta, \lambda)$  est elle-même fonction de l'angle de visée  $\theta$  et  $B_{\lambda}(\lambda, T)$  est la luminance spectrale du corps noir donnée par la fonction de Planck (équation II. 18, §II.3).

La luminance mesurée dans un canal *i* est définie comme le produit de la luminance spectrale  $L_{\lambda}(\lambda)$  par la fonction de transfert (ou transmittance)  $f_i(\lambda)$  du canal, intégré sur la bande passante  $\Delta \lambda_i$  du canal.

$$L_{i} = \int_{\Delta\lambda_{i}} L_{\lambda}(\lambda) \cdot f_{i}(\lambda) \cdot d\lambda$$
(III.2)

On peut exprimer cette luminance filtrée  $L_i$  en fonction de la température de brillance correspondante  $T_{bi}$ . C'est la température d'un corps noir qui émettrait dans le canal considéré une luminance égale à  $L_i$ . On peut donc écrire :

$$L_i = B_i(T_{bi}) \tag{III.3}$$

avec

$$B_i(T_{bi}) = \int_{\Delta\lambda_i} B_\lambda(\lambda, T_{bi}) \cdot f_i(\lambda) \cdot d\lambda$$
(III.4)

Ainsi, l'équation (III.2) devient:

$$L_{i} = \int_{\Delta\lambda_{i}} B_{\lambda}(\lambda, T_{bi}) \cdot f_{i}(\lambda) \cdot d\lambda$$
(III.5)

Les luminances mesurées dans les canaux étroits ( $\Delta \lambda_i = 1 \ \mu m$ ) seront dans le même ordre de grandeur, mais largement inférieures à la luminance mesurée dans le canal large ( $\Delta \lambda_i \cong 5 \ \mu m$ ). Pour éliminer cette disparité entre les mesures du canal large et des canaux étroits, on peut définir la luminance normalisée par rapport à la fonction de transfert:

$$L_i^{norm} = \frac{L_i}{\int_{\Delta \lambda_i} f_i(\lambda) d\lambda} \quad (W \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \ \mu \text{m}^{-1})$$
(III.6)

Le coefficient de normalisation de la luminance résulte de l'intégration spectrale de la fonction de transmission  $f_i(\lambda)$ . Sa valeur dans chaque canal est présentée dans le tableau III.1. (cf. figure III.3.)

|   | CANAL W | CANAL N12 | CANAL N11 | CANAL N9 |
|---|---------|-----------|-----------|----------|
| $\int_{\Delta\lambda} f(\lambda) d\lambda (\mu \mathbf{m})$ | 2,9843  | 0,5624    | 0,5029    | 0,3986   |

**Tableau III.1**: Les valeurs des coefficients de normalisation de la luminance.

Une représentation analytique adéquate de l'équation (III.5) reliant la luminance en provenance d'une cible avec sa température de brillance est donnée par l'expression empirique [*Legrand et al., 2000*]:

$$L_i = a_i \cdot \exp\left(-\frac{b_i}{T_{bi}^{n_i}}\right) \tag{III.7}$$

où  $T_b$  est exprimé en K et  $L_i$  en mW cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>.

Cette relation permet de réaliser simplement la conversion de la température de brillance en luminance et inversement, de manière précise, pour chacun des canaux de l'instrument. Les coefficients spectraux  $a_i$ ,  $b_i$  et  $n_i$  dépendent des transmittances spectrales présentées dans la figure III.3.

#### III.3. Principe de la mesure et étalonnage du radiomètre CLIMAT

Le radiomètre fonctionne selon un principe différentiel de mesure. Il compare les signaux mesurés lorsqu'il vise successivement une cible à la température de brillance  $T_b$ , puis sa propre cavité contenant le détecteur à la température  $T_d$ . Le radiomètre va effectuer ainsi deux mesures successives pour chaque canal. La première concerne le rayonnement provenant de la cible dans le champ utile et arrivant sur le détecteur. Le flux incident mesuré par le détecteur, se compose du rayonnement provenant de la cible, et du rayonnement émis par les diverses parties de la cavité du détecteur. Une seconde mesure effectuée par l'intermédiaire du miroir doré est réalisée sur le flux de rayonnement émis par la cavité du détecteur. Le même flux de rayonnement émis par les diverses parties de la cavité du détecteur est mesuré lors de chacune des deux mesures (suffisamment rapprochées dans le temps) et est éliminé par différence entre celles-ci. Le signal pertinent pour le radiomètre est donc le signal différence obtenu pour ces deux mesures successives (exprimé en comptes radiométriques):

$$\Delta C = C_{cible} - C_{mir} \tag{III.8}$$

Ce signal différence obtenu en sortie de l'instrument est proportionnel à la différence  $\Delta L$  des luminances des rayonnements en provenance de la cible et de la cavité du détecteur.

$$\Delta C = S \cdot \Delta L \tag{III.9}$$

Le coefficient de proportionnalité *S* représente la sensibilité du radiomètre dans le canal considéré (en comptes/mW cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>). Il est déterminé par l'étalonnage de l'instrument, réalisé en laboratoire en utilisant comme source de rayonnement un corps noir porté à différentes températures. La température du corps noir  $T_{cn}$  et celle de la cavité du détecteur  $T_d$  sont mesurées avec des sondes platine étalonnées avec précision (erreur absolue de 5·10<sup>-2</sup> °C). A l'aide de l'équation (III.7), on peut calculer les luminances correspondant aux rayonnements émis par le corps noir  $L(T_{cn})$  et par la cavité du détecteur  $L(T_d)$ . On peut obtenir ainsi par le calcul la différence  $\Delta L$  :

$$\Delta L = L(T_{cn}) - L(T_d) \tag{III.10}$$

Les mesures d'étalonnage sont faites en laboratoire, à des températures ambiantes quasiconstantes ce qui évite les éventuelles variations de sensibilité du détecteur avec la température. Les valeurs de la sensibilité *S* dans les canaux du radiomètre sont obtenues par un traitement statistique consistant en une régression linéaire entre les mesures radiométriques  $\Delta C$  et les différences de luminance correspondantes  $\Delta L$  calculées à partir des mesures de température de la cavité et du corps noir par les sondes platine.

#### III.4. Détermination des paramètres du radiomètre CLIMAT

La qualité des résultats dépend de la connaissance précise de tous les paramètres impliqués dans l'exploitation des mesures de l'instrument, tels que les coefficients spectraux  $a_i$ ,  $b_i$  et  $n_i$  de l'ajustement (III.7), et les sensibilités  $S_i$  déterminées par étalonnage. Ces paramètres sont étroitement liés aux caractéristiques de l'instrument, ce qui implique leur vérification régulière. Nous présentons les résultats de la détermination de ces paramètres, pour la campagne de mesures réalisée au Sahel, en 1998.

La luminance dans un canal *i* est reliée à la température de brillance par l'équation III.7. Dans ces conditions, les coefficients spectraux peuvent être déterminés par une procédure d'ajustement appliquée à des tableaux de données luminance – température de brillance.

Les valeurs de luminance ont été obtenues par intégration de la fonction de Planck (II.22) pour une température de brillance  $T_b$  selon l'équation (III.5) dans les intervalles spectraux  $\Delta \lambda_i$ caractérisant chaque canal de l'instrument. Ce calcul a été effectué pour un ensemble de températures de brillance, afin d'obtenir un ensemble de valeurs de luminance. Les courbes correspondantes sont représentées dans la figure III.4.

Les calculs ont été réalisés avec un pas de 0,1 K dans un intervalle (160-340 K) susceptible d'encadrer au mieux les valeurs expérimentales. Les valeurs de *a*, *b* et *n* ont été déterminées dans chaque canal en utilisant des tableaux luminance-température de brillance et l'ajustement (III.7). Les résultats de cet ajustement sont présentés dans le tableau III.2, avec des précisions (à 200 K) autour de 0,04 K pour les canaux étroits et 0,006 K pour le canal large.

|   | CANAL W  | CANAL N12 | CANAL N11 | CANAL N9 |
|---|----------|-----------|-----------|----------|
| a | 623,464  | 36,727    | 65,171    | 98,926   |
| b | 762,372  | 914,158   | 1110,910  | 1385,16  |
| n | 0,868552 | 0,939370  | 0,951233  | 0,968148 |

**Tableau III.2**: Les valeurs des coefficients spectraux a, b et n pour chaque canal.



**Figure III.4.**: *Dépendance luminance – température de brillance pour les quatre canaux du radiomètre.* 

Une fois déterminés les coefficients *a*, *b* et *n*, on peut calculer la luminance émise par le corps noir en fonction de sa température dans chacun des canaux de l'instrument par l'équation III.7, ce qui nous permet de procéder à l'étalonnage radiométrique de l'instrument. Graphiquement, cela consiste à construire les droites  $\Delta C = f(\Delta L)$  (équation III.9), obtenues à partir des luminances calculées et des comptes radiométriques mesurés par l'instrument.

Lors de l'étalonnage réalisé en Octobre 1997 par C. Piétras, la température de la cavité du détecteur  $T_d$  (proche de la température ambiante) varie peu autour de 20°C. Pour des valeurs de  $T_{cn}$  comprises entre 190 K et 320 K nous avons déterminé les droites d'étalonnage  $\Delta C = f(\Delta L)$  (figure III.5.).



Figure III.5.: Courbes d'étalonnage en luminance dans les quatre canaux du radiomètre CLIMAT: canal W [8, 14 μm], canal N12 [11,5, 12,5 μm], canal N11 [10,0, 11,0 μm] et canal N9 [8,2, ,2 μm]. L'étalonnage a été réalisé par C. Piétras en Octobre 1997.

La sensibilité *S* (en comptes/mW·cm<sup>-2</sup>·sr<sup>-1</sup>) du radiomètre dans le canal considéré est égale à la pente de la droite d'étalonnage. Sa valeur est déterminée en utilisant une régression linéaire passant par l'origine. Les résultats du dépouillement sont présentés dans le tableau III.3.

|             | Canal W | Canal N12 | Canal N11 | Canal N9 |
|-------------|---------|-----------|-----------|----------|
| Sensibilité | -2650,2 | -1998,1   | -2767,9   | -3500,7  |
| Ecart-type  | 17,5    | 16,3      | 19,4      | 27,4     |
| Corrélation | 0,9992  | 0,9989    | 0,9991    | 0,9989   |

**Tableau III.3.**: Valeurs moyennes des sensibilités (en comptes/mW cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>) pour chaque canal, écarts-type de ces sensibilités et carrés  $R^2$  des coefficients de corrélation.

# III.5. Calcul de la température de brillance d'une cible

L'ensemble des paramètres spectraux (*a*, *b*, *n* et la constante d'étalonnage *S*) nous permet d'obtenir par calcul la température de brillance  $T_b$  d'une cible quelconque visée par le radiomètre. Dans ce cas, le signal "utile" est la différence des signaux obtenus pour les visées successives de cette cible  $C(T_b)$  et de la cavité de l'instrument  $C(T_d)$ . Ce signal différence est proportionnel à la différence  $\Delta L$  des luminances des rayonnements provenant de la cible et émis par la cavité, dans la bande passante de chaque canal:

$$\Delta L = L(T_b) - L(T_d) \tag{III.11}$$

Ces luminances correspondent respectivement à la température de brillance  $T_b$  de la cible et à la température  $T_d$  de la cavité de l'instrument, auxquelles elles sont liées par l'ajustement exponentiel (III.7).

Toutes ces relations sont valables pour des visées de la cible dans des conditions de laboratoire, avec une température de cavité du détecteur égale à la valeur rencontrée lors de l'étalonnage  $T_d$ . Dans ces conditions, l'équation (III.9) devient:

$$C(T_b) - C(T_d) = S \cdot [L(T_b) - L(T_d)]$$
(III.12)

Le problème de la validité de cette relation se pose quand les mesures de rayonnement de la cible ont lieu en conditions de terrain, avec une température de la cavité du détecteur  $T_d$ '

différente de T<sub>d</sub>. Dans ces conditions, la constante d'étalonnage peut varier avec la température de la cavité. La nouvelle valeur *S*' valable à la température  $T'_d$  est fonction de la différence ( $T_d' - T_d$ ) selon la relation :

$$S' = S \cdot [1 + \alpha \cdot (T_d - T_d)] \tag{III.13}$$

Cette variation dépend d'un coefficient  $\alpha$ , dont la valeur est fournie par le constructeur (-0,0015 K<sup>-1</sup>), mais n'a pas été contrôlée expérimentalement. Lors des premières campagnes de terrain [*Brogniez et al., 2003*] effectuées en régions tempérées, les températures de la cavité n'étaient pas très différentes de la température d'étalonnage  $T_d$ , ce qui laisse prévoir un effet limité de la valeur du coefficient  $\alpha$  sur les mesures. Nous verrons que, lors de la campagne NIGER 98, les conditions ambiantes amènent la cavité à des températures élevées (atteignant 45°C), ce qui devrait entraîner au contraire un effet plus conséquent de ce coefficient.

Si on vise une cible de température de brillance  $T_b$ , en appliquant l'équation (III.9), le signal mesuré en conditions de terrain devient:

$$\Delta C' = S' \cdot \Delta L' \tag{III.14}$$

où

$$\Delta L' = L(T_b) - L(T_d')$$
(III.15)  
$$\Delta C' = C(T_b) - C(T_d')$$

Dans ces conditions, la luminance émise par la cible,  $L(T_b)$  est égale à :

$$L(T_b) = L(T_d') + S' \cdot \Delta C'$$
(III.16)

En utilisant l'équation (III.7) pour exprimer  $L(T_d')$  dans l'équation précédente, on trouve la valeur de la luminance émise par la cible :

$$L(T_b) = S' \cdot \Delta C' + a \cdot \exp\left(-\frac{b}{T_b^n}\right)$$
(III.17)

La température de brillance de la cible dans un canal donné est obtenue en inversant l'équation (III.17) et en utilisant (III.7):

$$T_{b} = \left[ -\frac{\ln\left[\frac{\Delta C'}{a \cdot S'} + \exp\left(-\frac{b}{T_{d}^{'n}}\right)\right]}{b} \right]^{-\frac{1}{n}}$$
(III.18)

1

La relation (III.18) est valable quelle que soit la cible, pour toute température  $T_d$ ' du détecteur. La température de brillance  $T_b$  de la cible peut être ainsi calculée dans les quatre canaux du radiomètre, en utilisant les paramètres spectraux correspondants.

L'ajustement exponentiel (III.7) lié aux fonctions filtre de l'instrument, la constante d'étalonnage et sa variation avec la température de la cavité du détecteur contribuent à une description complète de la mesure radiométrique à l'aide du radiomètre CLIMAT. L'application de ces résultats dans différentes situations pratiques rencontrées lors d'une campagne de mesure est l'objet du chapitre suivant.

# **CHAPITRE IV**

# **DONNÉES EXPÉRIMENTALES. CAMPAGNE NIGER 98**

Ce chapitre est consacré aux données expérimentales acquises au cours de la campagne de mesures NIGER 98 au Sahel du 9 février au 28 mai 1998, sur le site de Banizoumbou, (13°32'N, 2°39'E) Niger. Les mesures ont été réalisées en collaboration avec l'IRD (Institut de Recherche pour le Développement, ex-ORSTOM), l'Université de Niamey et le LISA (Laboratoire Interuniversitaire des Systèmes Atmosphériques), unité de recherche de l'Université Paris 7 et Paris 12. La campagne de mesures NIGER 98 a bénéficié du soutien du CNRS dans le cadre d'actions PNCA (*Programme National de Chimie Atmosphérique*) et PNTS (*Programme National de Télédétection Spatiale*).

Le climat de cette région sahélienne est caractérisé par un contraste saisonnier prononcé qui résulte du mouvement du front intertropical (FIT), trace au sol de la surface de transition entre l'air sec des régions arides au nord et l'air humide des régions équatoriales au sud. Cette surface est marquée par des discontinuités dans la direction du vent, le point de condensation et la température [*N'Tchayi et al., 1997*]. Au sud du FIT, l'air de mousson plus dense (air maritime relativement frais et humide) est inséré sous l'air continental chaud et sec.

Le mouvement du FIT a lieu vers le nord entre janvier et juillet, puis vers le sud d'août à décembre (figure IV.1.). Selon la position du site par rapport au FIT, le climat de Banizoumbou présente une saison sèche (octobre – avril) avec un air continental sec, et une saison pluvieuse (mai - septembre) [*Cerf, 1985*] avec un air humide de mousson. Pendant l'année, cette région est alternativement située en air continental sec, souvent poussiéreux (au nord du FIT), et en air humide de mousson (au sud du FIT).

Durant la saison sèche, le vent qui souffle de l'est ou du nord-est (appelé Harmattan) est sec et souvent chargé de poussière arrachée aux sols arides du Sahel et du Sahara, créant ainsi des conditions propices pour une étude expérimentale des aérosols minéraux.



**IV.1.** Les positions du FIT sur le continent africain (source : www.planearthsci.com).

# IV.1. Fonctionnement du radiomètre sur le terrain

Durant la campagne, le radiomètre a fait des visées du ciel au zénith en appliquant le scénario suivant: chaque heure était faite une série de cinq visées (opération durant environ six minutes), quatre visées successives du ciel et une visée d'un corps noir installé face à l'instrument. La visée du corps noir était destinée au contrôle du fonctionnement du radiomètre sur le terrain. Elle sera utilisée pour contrôler les valeurs des coefficients d'étalonnage des quatre canaux de l'instrument, déterminées par des mesures faites en laboratoire.

Pour réaliser ces mesures, la tête optique du radiomètre est orientée par l'intermédiaire d'un robot dans trois directions différentes (figure IV.2.). La première orientation correspond à la position d'attente "*park*". La tête optique est orientée vers le bas, afin de protéger

l'appareil de la pluie et du dépôt de poussière lorsqu'on ne prend pas de mesure. Lors d'une série de mesures, la tête optique pivote d'abord d'un angle de 90° pour viser le corps noir, puis de 180° pour viser le ciel au zénith. Les mesures achevées, la tête optique revient dans la position "*park*".



**Figure IV.2.**: Fonctionnement du radiomètre CLIMAT sur le terrain avec les trois positions de la tête optique au cours des mesures.

Pour chaque mesure ciel, les données suivantes sont enregistrées dans un fichier stocké en mémoire dans le boîtier (tableau IV.1) :

> la date (jour, mois et année) et l'heure TU exacte de la mesure.

le numéro de la mesure (1, 2, 3 ou 4).

> la température de la cavité du détecteur (Tt.t), exprimée en degrés Celsius ; une colonne a été rajoutée contenant les comptes représentant la mesure de la résistance platine de la cavité.

 les comptes numériques (*Filt.i*) correspondant à une visée de la cible à travers le filtre *i*.

les comptes numériques (*Mirr.i*) correspondant à une visée de la cavité du détecteur à l'aide du miroir escamotable, à travers le même filtre *i*.

Une première visée est effectuée dans le canal large W (i = 1) en l'absence de filtre. Les filtres interférentiels défilent ensuite sur le faisceau de mesure grâce à la roue porte-filtres (figure III.1, §III.1) dans l'ordre suivant : canal N12 (i = 2), canal N11 (i = 3), canal N9 (i=4).

| ]  | Date |    | Н  | eure | e  |   | Tt.  | t     | Mirr.1 | Filt.1 | Mirr.2 | Filt.2 | Mirr.3 | Filt.3 | Mirr. 4 | Filt.4 |
|----|------|----|----|------|----|---|------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|--------|
| 14 | 02   | 98 | 00 | 00   | 56 | 1 | 22.4 | 22304 | 30087  | 34460  | 30083  | 30782  | 30081  | 31008  | 30078   | 30833  |
| 14 | 02   | 98 | 00 | 01   | 57 | 2 | 22.3 | 22303 | 30075  | 34448  | 30074  | 30772  | 30071  | 30998  | 30072   | 30822  |
| 14 | 02   | 98 | 00 | 02   | 58 | 3 | 22.3 | 22302 | 30072  | 34443  | 30070  | 30769  | 30069  | 30995  | 30068   | 30820  |
| 14 | 02   | 98 | 00 | 03   | 59 | 4 | 22.3 | 22302 | 30071  | 34444  | 30069  | 30768  | 30068  | 30994  | 30069   | 30818  |
| 14 | 02   | 98 | 01 | 00   | 56 | 1 | 21.3 | 22219 | 30065  | 34387  | 30065  | 30760  | 30063  | 30985  | 30062   | 30803  |
| 14 | 02   | 98 | 01 | 01   | 57 | 2 | 21.3 | 22221 | 30051  | 34387  | 30056  | 30751  | 30054  | 30977  | 30053   | 30794  |
| 14 | 02   | 98 | 01 | 02   | 58 | 3 | 21.3 | 22223 | 30049  | 34385  | 30052  | 30748  | 30049  | 30974  | 30049   | 30793  |
| 14 | 02   | 98 | 01 | 03   | 59 | 4 | 21.4 | 22226 | 30045  | 34392  | 30049  | 30746  | 30048  | 30973  | 30047   | 30792  |
| 14 | 02   | 98 | 02 | 00   | 56 | 1 | 21.5 | 22234 | 30081  | 34603  | 30079  | 30788  | 30076  | 31037  | 30074   | 30864  |
| 14 | 02   | 98 | 02 | 01   | 57 | 2 | 21.5 | 22233 | 30069  | 34587  | 30070  | 30780  | 30069  | 31025  | 30067   | 30854  |
| 14 | 02   | 98 | 02 | 02   | 58 | 3 | 21.5 | 22234 | 30067  | 34589  | 30067  | 30778  | 30064  | 31023  | 30064   | 30853  |
| 14 | 02   | 98 | 02 | 03   | 59 | 4 | 21.5 | 22233 | 30066  | 34595  | 30065  | 30778  | 30064  | 31025  | 30064   | 30854  |
| 14 | 02   | 98 | 03 | 00   | 56 | 1 | 20.2 | 22137 | 30091  | 34679  | 30088  | 30801  | 30086  | 31058  | 30084   | 30895  |
| 14 | 02   | 98 | 03 | 01   | 57 | 2 | 20.2 | 22136 | 30081  | 34671  | 30080  | 30793  | 30077  | 31050  | 30076   | 30886  |
| 14 | 02   | 98 | 03 | 02   | 58 | 3 | 20.2 | 22136 | 30077  | 34674  | 30075  | 30789  | 30074  | 31050  | 30074   | 30884  |
| 14 | 02   | 98 | 03 | 03   | 59 | 4 | 20.2 | 22134 | 30075  | 34662  | 30074  | 30787  | 30071  | 31046  | 30071   | 30880  |
| 14 | 02   | 98 | 04 | 00   | 56 | 1 | 19.6 | 22085 | 30082  | 34591  | 30080  | 30776  | 30078  | 31037  | 30075   | 30880  |
| 14 | 02   | 98 | 04 | 01   | 57 | 2 | 19.6 | 22086 | 30072  | 34554  | 30073  | 30759  | 30069  | 31024  | 30068   | 30869  |
| 14 | 02   | 98 | 04 | 02   | 58 | 3 | 19.6 | 22086 | 30068  | 34588  | 30061  | 30763  | 30065  | 31026  | 30063   | 30871  |
| 14 | 02   | 98 | 04 | 03   | 59 | 4 | 19.6 | 22087 | 30066  | 34543  | 30066  | 30751  | 30063  | 31016  | 30064   | 30863  |
| 14 | 02   | 98 | 05 | 00   | 56 | 1 | 19.2 | 22053 | 30087  | 34600  | 30085  | 30780  | 30083  | 31041  | 30081   | 30891  |
| 14 | 02   | 98 | 05 | 01   | 57 | 2 | 19.2 | 22053 | 30077  | 34589  | 30077  | 30770  | 30075  | 31032  | 30075   | 30881  |
| 14 | 02   | 98 | 05 | 02   | 58 | 3 | 19.1 | 22052 | 30072  | 34586  | 30073  | 30765  | 30070  | 31030  | 30071   | 30878  |
| 14 | 02   | 98 | 05 | 03   | 59 | 4 | 19.1 | 22052 | 30072  | 34584  | 30071  | 30764  | 30070  | 31027  | 30069   | 30877  |
| 14 | 02   | 98 | 06 | 00   | 56 | 1 | 18.5 | 21997 | 30083  | 34587  | 30082  | 30771  | 30081  | 31037  | 30078   | 30892  |
| 14 | 02   | 98 | 06 | 01   | 57 | 2 | 18.5 | 21999 | 30072  | 34573  | 30072  | 30761  | 30070  | 31026  | 30069   | 30881  |
| 14 | 02   | 98 | 06 | 02   | 58 | 3 | 18.5 | 22000 | 30066  | 34574  | 30067  | 30757  | 30066  | 31022  | 30065   | 30878  |
| 14 | 02   | 98 | 06 | 03   | 59 | 4 | 18.5 | 22001 | 30066  | 34573  | 30065  | 30756  | 30065  | 31022  | 30065   | 30880  |

**Tableau IV.1.**: Echantillon du fichier de données issues des mesures radiométriques du ciel au zénith.

# IV.2. Validation des mesures par le corps noir de terrain

L'étalonnage du radiomètre a été effectué en laboratoire, à une température de cavité qui a enregistré une variation, entre 19 °C et 22 °C. Vu cette faible variation, on peut donc considérer, que cette température n'a pas variée durant l'étalonnage.

Dans les conditions de terrain de la campagne NIGER 98, la température de la cavité est loin d'être constante, variant entre 15 °C et 45 °C. Une procédure de contrôle a été mise en place afin de vérifier la validité des mesures. Pour cela, un corps noir de terrain est installé à

proximité du radiomètre. Sa température  $T_{pt}^{cn}$  est mesurée avec une sonde platine, analogue à celle utilisée pour mesurer la température de la cavité.

Une condition pour l'utilité de ces mesures consiste à avoir le corps noir à une température  $T_{pt}^{cn}$  nettement différente de celle de la cavité du détecteur  $T_d$ '. Si cette condition n'était pas remplie, le signal différence mesuré par le détecteur serait proche de zéro, car les rayonnements émis par le corps noir et par sa propre cavité respectivement aurait des valeurs voisines. Pour réaliser cela, le corps noir a été peint (extérieurement) en noir afin que de jour, il se réchauffe plus que la cavité du détecteur (la tête optique est au contraire peinte en blanc). Ainsi, on a obtenu des différences de température (figure IV.3.) atteignant jusqu'à 12 K en milieu de la journée.



**Figure IV.3.** : Variations journalières, des température de la cavité et du corps noir (mesurées par les sondes platine) et de leur différence (journées du 14 février 1998).

Lors des mesures, la tête optique du radiomètre vise ce corps noir et mesure le rayonnement infrarouge émis. Les données acquises sont enregistrées sous la forme d'un fichier séparé de celui des données de ciel. Ce fichier contient les mêmes paramètres que celui des mesures de ciel (tableau IV.1.), avec en plus la température (en degrés Celsius et en comptes) du corps noir *Blk.t* mesurée par la sonde platine (tableau IV.2.).

Les données ainsi acquises nous permettent de calculer la température de brillance  $T_b^{cn}$  à partir du rayonnement émis par le corps noir, dans les quatre canaux, en utilisant l'équation (III.18, §III.5.). Cette détermination constitue donc un moyen de contrôle des mesures du ciel sur le terrain. En théorie, il faudrait que les températures de brillance déterminées par voie radiométrique soient égales aux températures mesurées directement avec la sonde platine.

|   | D    | )ate | 5  | H  | leur | e  |   | T    | t.t   | Bl   | k.t   | Mirr.1 | Filt.1 | Mirr.2 | Filt.2 | Mirr.3 | Filt.3 | Mirr. 4 | Filt.4 |
|---|------|------|----|----|------|----|---|------|-------|------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|--------|
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 00 | 00   | 13 | 0 | 22.4 | 22305 | 21.3 | 22216 | 30096  | 30225  | 30092  | 30107  | 30092  | 30113  | 30091   | 30116  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 01 | 00   | 13 | 0 | 21.3 | 22219 | 20.4 | 22149 | 30076  | 30172  | 30077  | 30087  | 30076  | 30092  | 30074   | 30095  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 02 | 00   | 13 | 0 | 21.5 | 22234 | 20.4 | 22150 | 30090  | 30210  | 30089  | 30101  | 30088  | 30108  | 30086   | 30110  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 03 | 00   | 13 | 0 | 20.2 | 22138 | 19.0 | 22039 | 30103  | 30241  | 30098  | 30114  | 30097  | 30122  | 30096   | 30123  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 04 | 00   | 13 | 0 | 19.6 | 22085 | 18.4 | 21993 | 30093  | 30223  | 30092  | 30105  | 30090  | 30113  | 30088   | 30115  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 05 | 00   | 13 | 0 | 19.2 | 22053 | 17.9 | 21954 | 30098  | 30233  | 30095  | 30110  | 30094  | 30118  | 30093   | 30121  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 06 | 00   | 13 | 0 | 18.5 | 21997 | 17.3 | 21907 | 30094  | 30218  | 30091  | 30106  | 30091  | 30113  | 30089   | 30114  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 07 | 00   | 13 | 0 | 18.6 | 22008 | 18.9 | 22035 | 30086  | 30045  | 30084  | 30078  | 30082  | 30076  | 30081   | 30074  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 08 | 00   | 13 | 0 | 21.9 | 22268 | 27.1 | 22685 | 30037  | 29430  | 30047  | 29975  | 30045  | 29937  | 30044   | 29919  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 09 | 00   | 13 | 0 | 25.1 | 22523 | 31.1 | 23004 | 30038  | 29306  | 30044  | 29959  | 30043  | 29914  | 30042   | 29890  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 10 | 00   | 13 | 0 | 27.8 | 22737 | 34.9 | 23301 | 30039  | 29160  | 30042  | 29943  | 30042  | 29887  | 30042   | 29857  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 11 | 00   | 13 | 0 | 30.0 | 22916 | 38.4 | 23579 | 30034  | 28978  | 30037  | 29919  | 30036  | 29850  | 30037   | 29813  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 12 | 00   | 13 | 0 | 31.7 | 23044 | 40.4 | 23741 | 30044  | 28921  | 30045  | 29921  | 30045  | 29848  | 30043   | 29808  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 13 | 00   | 13 | 0 | 33.0 | 23148 | 41.2 | 23806 | 30041  | 28973  | 30042  | 29923  | 30043  | 29854  | 30041   | 29816  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 14 | 00   | 13 | 0 | 34.0 | 23228 | 41.9 | 23864 | 30037  | 28999  | 30037  | 29924  | 30038  | 29852  | 30036   | 29816  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 15 | 00   | 13 | 0 | 34.3 | 23260 | 40.6 | 23757 | 30043  | 29240  | 30044  | 29956  | 30044  | 29901  | 30043   | 29874  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 16 | 00   | 13 | 0 | 34.2 | 23244 | 39.2 | 23642 | 30053  | 29414  | 30051  | 29980  | 30049  | 29936  | 30049   | 29914  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 17 | 00   | 13 | 0 | 32.9 | 23146 | 35.0 | 23310 | 30074  | 29822  | 30069  | 30040  | 30070  | 30022  | 30067   | 30014  |
| 1 | .4 ( | 02   | 98 | 18 | 00   | 13 | 0 | 30.7 | 22965 | 29.7 | 22894 | 30091  | 30205  | 30085  | 30096  | 30084  | 30103  | 30083   | 30106  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 19 | 00   | 13 | 0 | 28.2 | 22772 | 26.7 | 22652 | 30098  | 30280  | 30090  | 30111  | 30091  | 30123  | 30089   | 30126  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 20 | 00   | 13 | 0 | 25.8 | 22582 | 24.2 | 22451 | 30111  | 30306  | 30103  | 30126  | 30102  | 30137  | 30102   | 30141  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 21 | 00   | 13 | 0 | 23.2 | 22375 | 21.9 | 22264 | 30110  | 30274  | 30105  | 30125  | 30105  | 30133  | 30103   | 30137  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 22 | 00   | 13 | 0 | 21.7 | 22251 | 20.5 | 22156 | 30103  | 30239  | 30101  | 30115  | 30098  | 30122  | 30099   | 30126  |
| 1 | 4 (  | 02   | 98 | 23 | 00   | 13 | 0 | 20.5 | 22158 | 19.4 | 22069 | 30100  | 30227  | 30099  | 30111  | 30098  | 30120  | 30096   | 30122  |

 Tableau IV.2.: Echantillon du fichier de données issues des mesures radiométriques du corps noir.

La procédure de validation des mesures consiste à comparer les valeurs de température du corps noir mesurées par la sonde platine et calculées à partir des mesures radiométriques. La différence  $\Delta T^{cn} = (T_b^{cn} - T_{pt}^{cn})$  entre ces deux températures a été calculée pour tous les canaux et représentée graphiquement dans la figure IV.4. en fonction de la température de la cavité pour l'ensemble des mesures radiométriques de la campagne NIGER 98. On n'a pas tenu compte dans cette première étape de la variation possible de la constante d'étalonnage avec la température de la cavité du détecteur : c'est à dire qu'on a supposé une valeur nulle de  $\alpha$  (voir l'équation III.13, §III.5).

On vérifie sur les graphes de la figure IV.4. le bon accord entre la température de brillance calculée à partir des visées de corps noir  $T_b^{cn}$  et la température de celui-ci mesurée par la sonde platine  $T_{pt}^{cn}$ . Cet accord est exprimé par la valeur relativement faible de leur différence, située autour de la valeur théorique de zéro. On observe aussi dans tous les canaux que lorsque la température de la cavité augmente, la température radiométrique du corps noir tend



à sous-estimer la valeur mesurée par la sonde platine. L'écart est d'environ 0,2 K avec le canal large, et 0,5 K pour les canaux étroits au voisinage de 320 K).

Figure IV.4.: Différences sur le terrain entre les températures de brillance du corps noir calculées à partir des données des différents canaux du radiomètre, et sa température mesurée par la sonde platine. On a utilisé les coefficients d'étalonnage établis en laboratoire (Piétras, 25 octobre1997), et reportés au tableau III.3., § III.4. (en comptes / mW cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>), avec une valeur nulle du coefficient α.

|                    | Canal W | Canal N12 | Canal N11 | Canal N9 |
|--------------------|---------|-----------|-----------|----------|
| Nombre des données | 2266    | 2247      | 2251      | 2256     |
| Minimum            | -0,389  | -0,587    | -0,596    | -0,588   |
| Maximum            | 0,333   | 0,335     | 0,319     | 0,330    |
| Moyenne            | -0,038  | -0,038    | -0,065    | -0,057   |
| Ecart type         | 0,092   | 0,146     | 0,140     | 0,125    |

La différence calculée  $\Delta T^{cn}$  pour l'ensemble des mesures a été soumise à un traitement statistique, dont les résultats sont représentés dans le tableau IV.3.

**Tableau IV.3.** : Résultats statistiques relatifs à la différence  $\Delta T^{cn}$  (en K), issue des mesures de corps noir, calculée dans les quatre canaux du radiomètre.

La valeur moyenne de -4 à -7 centièmes de degré, traduit le léger biais des mesures radiométriques sur le corps noir lorsque la température de l'instrument augmente. D'autre part, on détermine la température du corps noir avec une incertitude de l'ordre de 0,1 K estimé par l'écart-type qui mesure les erreurs aléatoires.



**Figure IV.5.** : Cycle diurne de la différence  $\Delta T^{cn}$ , valeur moyenne horaire calculée pour la période du 14 au 28 février 1998.

Selon Brogniez et al., [2003], quatre facteurs sont à l'origine du biais observé entre la température radiométrique  $T_b^{cn}$  et celle mesurée par la sonde platine  $T_{pt}^{cn}$ :

(i) l'impact du cycle diurne sur l'équilibre thermique du corps noir ;

(ii) l'impact du cycle diurne sur l'équilibre thermique de la cavité du détecteur;

(iii) la méconnaissance de la dépendance de la sensibilité du détecteur avec la température (coefficient  $\alpha$ );

(iv) des écarts des coefficients d'étalonnage par rapport aux déterminations en laboratoire.

L'observation de la figure IV.5. décrivant le cycle diurne moyen de la quantité  $\Delta T_{CN}$  entre le 14 et le 28 février nous révèle quelques aspects intéressants. D'abord on remarque des valeurs extrémales à 18 heures et à 20 heures, lors des taux d'échauffement et de refroidissement maximum de la cavité du radiomètre et du corps noir (figure IV.3.), en accord avec les postes d'erreur (i) et (ii). On a souligné en gris dans le tableau IV.2., les phases d'évolution rapide des températures le 14 février. On observe ainsi à cette date les valeurs élevées des variations de la température de la cavité de l'instrument, qui augmente de 21,9 °C à 25,1 °C entre 8 et 9 heures, et qui diminue de 28,2 °C à 25,8 °C entre 19 et 20 heures.

On note dans le tableau IV.2. que les mesures du rayonnement émis par la cavité (Mirr. i) sont très voisines dans les différents canaux en dehors des zones grises (autour de 30042 comptes à 13:00 TU par exemple). Mais, lors des variations rapides de température de la cavité, il apparaît une différence significative entre la mesure dans le canal large et celles faites dans les canaux étroits (30037 pour le canal W par rapport à 30047 pour N12, à 8:00 TU). Ceci s'interprète par le fait que la mesure du canal large se fait en visant la lentille de front de l'instrument, qui se réchauffe (le matin) et se refroidit (en soirée) plus vite que le reste de la cavité, et en particulier les filtres interférentiels à travers lesquels se font les mesures de canaux étroits. La lentille de front, du fait de sa position, n'est pas parfaitement en équilibre thermique (plus chaude le matin et moins chaude en soirée) avec le reste de la cavité. Cela se traduit donc par un biais sur la température de brillance de cible restituée à partir de ces mesures. Durant le reste du cycle diurne pendant la nuit et en milieu de journée la cavité est en équilibre, situation caractérisée par des valeurs de la différence de température  $(T_d - T_{pt})$  relativement stables au cours du temps. On peut donc utiliser cette différence de comptes entre les mesures du rayonnement de la cavité avec les canaux étroits et large, comme un critère pour rejeter celles des mesures qui seront affectées par le poste d'erreur (ii). Notons qu'on rejettera du même coup les erreurs (i) qui ont lieu aux même périodes du cycle diurne. On a appliqué un seuil relativement sélectif de 2 comptes de différence entre les mesures de canaux étroits et large, au delà duquel les mesures ont été rejetées. De plus, on a tenu compte du fait que des valeurs trop voisines de et  $T_d$ ' et  $T_{pt}^{cn}$  entraînent des incertitudes importantes sur la détermination de S<sup>'</sup>. Pour cela on a appliqué un second seuil de 2 K pour  $(T_d' - T_{pt}^{cn})$  en dessous duquel les mesures ont été rejetées. Par cette procédure de double seuillage on a conservé les mesures de corps noir et de cavité du détecteur à l'équilibre, que vont nous permettre d'étudier les erreurs (iii) et (iv).

Si on admet une variation de sensibilité radiométrique avec la température entraînant une erreur du type (iii), on peut définir et calculer, dans les quatre canaux, la variation relative de sensibilité du radiomètre à partir de l'équation (III.13) (voir §III.5.) :

$$\frac{S'-S}{S} = \alpha \cdot (T_d' - T_d) \tag{IV.1}$$

Rappelons les grandeurs intervenant dans cette relation : le coefficient  $\alpha$  de variation de sensibilité du détecteur avec la température, la sensibilité *S* de l'instrument déterminée en laboratoire (c'est à dire le coefficient d'étalonnage radiométrique du tableau III.3.), à température de cavité du détecteur quasi-constante (à 20 °C), et la sensibilité *S'* de l'instrument dans les conditions de terrain, à une température de cavité  $T_d'$ .

Selon les équations (III.14) et (III.15), cette sensibilité dans les conditions de terrain peut être calculée en utilisant les mesures radiométriques de corps noir:

$$S' = \frac{C(T_b^{cn}) - C(T_d')}{L(T_b^{cn}) - L(T_d')}$$
(IV.2)

Les luminances émises par la cavité du détecteur  $L(T_d')$  et par le corps noir  $L(T_b^{cn})$  respectivement peuvent être calculées en utilisant l'ajustement exponentiel (III.7) à partir des coefficients spectraux a, b et n (tableau III.2., § III.4.) et des températures données par les sondes platine  $T_d'$  et  $T_{pt}^{cn}$ . Si  $T_d'$  est mesurée par une sonde platine, la température de brillance  $T_b^{cn}$  en visant le corps noir est égale du point de vue théorique à la température  $T_{pt}^{cn}$  de celui-ci, mesurée avec la sonde platine. Ainsi, on peut calculer S' en utilisant (IV.2), d'où on obtient la variation relative de sensibilité donnée par l'équation (IV.1) pour l'ensemble des données provenant des mesures obtenues pour des cavités en équilibre thermodynamique, après avoir effectué les seuillages décrits auparavant. Les résultats de ces traitements sont

présentés dans la figure IV.6. en fonction de la différence  $\Delta T_d = (T_d - T_d)$  (où  $T_d$  correspond à 20 °C).



**Figure IV.6.** : Dépendance des sensibilités relatives des quatre canaux de l'instrument avec la différence  $\Delta T_{d}$ , ainsi que les droites de régression linéaire correspondantes.

On observe que les points ainsi obtenus décrivent une dépendance linéaire avec  $\Delta T_d$ , montrant une variation de la sensibilité du radiomètre avec la température de la cavité. Les régressions linéaires sont des droites de pente relativement proches. Ceci est en accord avec le comportement neutre du point de vue spectral de la thermopile concernant la variation de sa sensibilité avec la température de la cavité (c'est un détecteur thermique qui mesure l'énergie radiative incidente, indépendamment de sa longueur d'onde). Les coefficients déterminés par les quatre canaux de l'instrument, dépendent donc surtout des caractéristiques de la thermopile, avec pour résultats des variations de sensibilité proches dans tous les canaux.

Par contre, on remarque que ces droites de régression ne passent pas par l'origine comme le voudrait l'équation (IV.1), et qu'elles présentent un offset  $\gamma$  proche de 0,03 à 0,04. Les valeurs de la pente et de l'offset de ces droites de régression sont présentées dans le tableau IV.4.

|                             | Canal W | Canal N12 | Canal N11 | Canal N9 |
|-----------------------------|---------|-----------|-----------|----------|
| γ                           | 0,042   | 0,038     | 0,029     | 0,030    |
| <b>α</b> (K <sup>-1</sup> ) | -0,0027 | -0,0033   | -0,0032   | -0,0030  |

Tableau IV.4.: Coefficients des régressions linéaires présentées à la figure IV.6.

Du point de vue de l'erreur (iii), on devrait obtenir une différence (*S'-S*) nulle lorsque  $(T_d^{-}T_d)$  est nul. Ceci équivaut à une valeur nulle d'offset pour les droites de la figure IV.6. La valeur non nulle de cette ordonnée nous indique un écart entre la valeur de la sensibilité *S* à 20 °C déterminée en conditions de laboratoire et celle correspondant à l'utilisation sur le terrain à la même température, en conformité avec le poste d'erreur (iv).

En utilisant les valeurs de  $\gamma$  on peut réaliser une correction de la valeur de *S* obtenue en laboratoire. La valeur corrigée  $S_c$  de la sensibilité de l'instrument sera utilisée comme coefficient d'étalonnage en conditions de terrain. Elle est définie par une relation de la forme :

$$S_c = S(1+\gamma) \tag{IV.3}$$

On reprend l'étude de la variation de sensibilité avec la température du détecteur, cette fois en utilisant dans l'équation (IV.1) les valeurs corrigées de sensibilité. Les résultats obtenus pour le canal W sont présentés dans la figure IV.7. (carrés noirs), comparés au nuage de points initial (carrés gris). Les valeurs des coefficients d'étalonnage avant et après cette correction sont présentées dans le tableau IV.5.

|   | Canal W | Canal N12 | Canal N11 | Canal N9 |
|---|---------|-----------|-----------|----------|
| <b>S</b> (comptes/mW cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> )    | -2650,2 | -1998,1   | -2767,9   | -3500,7  |
| $\mathbf{S_c} \text{ (comptes/mW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1})$ | -2757,5 | -2105,3   | -2875,1   | -3607,9  |

**Tableau IV.5.**: Sensibilités du radiomètre CLIMAT issues de l'étalonnage (S) et corrigées(Sc) en utilisant l'équation (IV.3)



**Figure IV.7.** : Variation de la sensibilité relative en fonction de la différence entre la température de la cavité du détecteur sur le terrain et celle de l'étalonnage (20 °C). Les calculs ont été faits pour le canal W du radiomètre CLIMAT, en utilisant les mesures de corps noir après le double seuillage (les carrés gris) puis après la correction de la valeur de S (les carrés noirs).

Nous remarquons l'effet immédiat de cette correction, la nouvelle droite de régression passant par l'origine. Les deux pentes sont identiques, montrant que cette correction n'affecte pas la variation de la sensibilité avec la température donnée par la valeur du coefficient  $\alpha$ .

En conclusion, à partir des mesures radiométriques de corps noir sur le terrain nous avons établi une procédure de correction sur la valeur de la sensibilité instrumentale. De plus, nous avons réussi à déterminer et quantifier l'effet de variation de cette sensibilité avec la température de la cavité. La valeur du coefficient  $\alpha$  ainsi déterminée est de -0,0030 K<sup>-1</sup>, moyenne des valeurs présentées dans le tableau IV.4. soit le double de la valeur fournie par le constructeur de la thermopile. Avec ces paramètres, on peut reprendre le calcul de la température de brillance du rayonnement émis par le corps noir. On peut reprendre aussi l'étude de la différence corrigée  $\Delta T_c^{cn}$  entre la température de brillance du corps noir recalculée avec la valeur de  $S_c$ , et la température mesurée par la sonde platine  $T_{pt}^{cn}$ . Les

résultats ainsi corrigés sont présentés dans la figure IV.8. et comparés avec les valeurs initiales de  $\Delta T^{cn}$ . Deux nuages de points supplémentaires sont présentés dans la figure, correspondant aux valeurs corrigées après le double seuillage ayant permis d'éliminer les mesures lorsque l'équilibre thermodynamique des cavités n'était pas parfait, et le sousensemble des seules valeurs de 12:00 TU qui seront utilisées dans la suite.

On observe la correction du biais observé dans la figure IV.4. vers les températures de cavité élevées, par la prise en compte de la nouvelle valeur du coefficient  $\alpha$ . Si on restreint le nombre de mesures en utilisant les seuillages, considérant seulement les situations d'équilibre du point de vue thermique, on remarque sur la figure IV.8. une diminution nette de la dispersion. Parmi ces situations, on a les données acquises à 12:00 TU, dont la présentation est liée à la suite de notre travail. Si on applique un traitement statistique sur ces différentes valeurs de  $\Delta T^{en}$  (tableau IV.6.), on voit qu'on améliore les résultats initiaux, présentés dans le tableau IV.3.



**Figure IV.8.** : Valeurs dans le canal W de la différence  $\Delta T^{cn}$  entre températures de brillance et de la sonde platine, pour le corps noir.

|                        | MOYENNE | ECART-TYPE |
|------------------------|---------|------------|
| initial                | -0,0368 | 0,0917     |
| corrigé                | -0,0049 | 0,0801     |
| corrigé + seuil        | 0,0038  | 0,0420     |
| corrigé + seuil à 12 h | 0,0013  | 0,0153     |

**Tableau IV.6.**: *Résultats statistiques (en K) pour la différence*  $\Delta T^{cn}$  *déduites des mesures de corps noir, dans le canal W du radiomètre.* 

Le biais (négatif) sur  $\Delta T^{cn}$  se rapproche beaucoup de zéro après la correction des valeurs de  $\alpha$  et des coefficients d'étalonnage. L'écart-type est divisé par deux après élimination des mesures pour lesquelles l'équilibre thermique n'était pas parfait. La précision de l'instrument (0,04 K) est deux fois plus élevée pour des mesures faites avec une cavité de détecteur en équilibre. Elle apparaît encore améliorée (0,015 K), lorsqu'on se limite aux mesures de 12:00 TU (il reste donc des incertitudes en rapport avec le cycle diurne).

L'utilisation d'un corps noir de terrain constitue donc une méthode de validation et de correction précise des mesures de terrain. Elle nous permet d'accéder aux informations liées aux différents changements enregistrés par les coefficients d'étalonnage du radiomètre et de corriger ces derniers. De plus, on a pu étudier la dépendance entre la sensibilité de l'instrument et la température de la cavité et déterminer le coefficient  $\alpha$  qui la caractérise.

# IV.3. Analyse préliminaire des données acquises

En tenant compte des coefficients d'étalonnage, de leurs corrections et de leurs variations avec la température de la cavité, permises par les mesures de corps noir sur le terrain, on a calculé la température de brillance du ciel pour chaque canal à partir de l'équation (III.18). On présente dans le tableau IV.7., les résultats de ces calculs appliqués aux données du tableau IV.1., les valeurs des températures de brillance pour chaque canal et la température de la cavité du détecteur  $T_d$ ' étant exprimées en kelvins.

| ]  | Dat | te | ] | He | ure |   | Jj    | T <sub>d</sub> ' | W      | N12    | N11    | N9              |
|----|-----|----|---|----|-----|---|-------|------------------|--------|--------|--------|-----------------|
| 14 | 2   | 98 | 0 | 0  | 56  | 1 | 45,00 | 295,55           | 243,55 | 220,78 | 230,57 | 252,83          |
| 14 | 2   | 98 | 0 | 1  | 57  | 2 | 45,00 | 295,45           | 243,36 | 220,72 | 230,34 | 253,05          |
| 14 | 2   | 98 | 0 | 2  | 58  | 3 | 45,00 | 295,45           | 243,39 | 220,55 | 230,45 | 252,89          |
| 14 | 2   | 98 | 0 | 3  | 59  | 4 | 45,00 | 295,45           | 243,36 | 220,55 | 230,45 | 253,12          |
| 14 | 2   | 98 | 1 | 0  | 56  | 1 | 45,04 | 294,45           | 242,33 | 218,98 | 228,58 | 251 <b>,</b> 93 |
| 14 | 2   | 98 | 1 | 1  | 57  | 2 | 45,04 | 294,45           | 242,09 | 218,98 | 228,46 | 251 <b>,</b> 93 |
| 14 | 2   | 98 | 1 | 2  | 58  | 3 | 45,04 | 294,45           | 242,09 | 218,80 | 228,22 | 251,68          |
| 14 | 2   | 98 | 1 | 3  | 59  | 4 | 45,04 | 294,55           | 242,09 | 218,85 | 228,46 | 251 <b>,</b> 79 |
| 14 | 2   | 98 | 2 | 0  | 56  | 1 | 45,08 | 294,65           | 239,15 | 216,91 | 224,26 | 248,22          |
| 14 | 2   | 98 | 2 | 1  | 57  | 2 | 45,08 | 294,65           | 239,23 | 216,72 | 224,90 | 248,48          |
| 14 | 2   | 98 | 2 | 2  | 58  | 3 | 45,09 | 294,65           | 239,15 | 216,54 | 224,52 | 248,31          |
| 14 | 2   | 98 | 2 | 3  | 59  | 4 | 45,09 | 294,65           | 239,03 | 216,17 | 224,26 | 248,22          |
| 14 | 2   | 98 | 3 | 0  | 56  | 1 | 45,13 | 293,35           | 235,22 | 212,97 | 219,31 | 243,68          |
| 14 | 2   | 98 | 3 | 1  | 57  | 2 | 45,13 | 293,35           | 235,18 | 212,97 | 219,17 | 243,78          |
| 14 | 2   | 98 | 3 | 2  | 58  | 3 | 45,13 | 293,35           | 235,04 | 212,77 | 218,74 | 243,78          |
| 14 | 2   | 98 | 3 | 3  | 59  | 4 | 45,13 | 293,35           | 235,24 | 212,97 | 218,88 | 243,87          |
| 14 | 2   | 98 | 4 | 0  | 56  | 1 | 45,17 | 292,75           | 235,49 | 214,78 | 219,47 | 242,98          |
| 14 | 2   | 98 | 4 | 1  | 57  | 2 | 45,17 | 292,75           | 236,01 | 216,66 | 220,03 | 243,35          |
| 14 | 2   | 98 | 4 | 2  | 58  | 3 | 45,17 | 292,75           | 235,27 | 213,62 | 219,19 | 242,69          |
| 14 | 2   | 98 | 4 | 3  | 59  | 4 | 45,17 | 292,75           | 236,11 | 216,85 | 220,31 | 243,54          |
| 14 | 2   | 98 | 5 | 0  | 56  | 1 | 45,21 | 292,35           | 234,56 | 214,00 | 218,50 | 241,64          |
| 14 | 2   | 98 | 5 | 1  | 57  | 2 | 45,21 | 292,35           | 234,58 | 214,38 | 218,64 | 242,02          |
| 14 | 2   | 98 | 5 | 2  | 58  | 3 | 45,21 | 292,25           | 234,33 | 214,33 | 217,93 | 241,71          |
| 14 | 2   | 98 | 5 | 3  | 59  | 4 | 45,21 | 292,25           | 234,37 | 214,14 | 218,36 | 241,61          |
| 14 | 2   | 98 | 6 | 0  | 56  | 1 | 45,25 | 291,65           | 233,24 | 213,44 | 216,80 | 239,70          |
| 14 | 2   | 98 | 6 | 1  | 57  | 2 | 45,25 | 291,65           | 233,31 | 213,44 | 216,80 | 239,90          |
| 14 | 2   | 98 | 6 | 2  | 58  | 3 | 45,25 | 291,65           | 233,16 | 213,25 | 216,80 | 239,80          |
| 14 | 2   | 98 | 6 | 3  | 59  | 4 | 45,25 | 291,65           | 233,18 | 213,05 | 216,65 | 239,59          |

**Tableau IV.7.**: Echantillon du fichier contenant les valeurs des températures de brillancedu ciel calculées (compte tenu des différentes corrections) à partir des données acquisesprésentées au tableau IV.1. durant la campagne NIGER 98.

Pour une représentation aisée des variations temporelles du signal enregistré, une colonne a été ajoutée représentant le temps en jour julien décimal (*Jj*).

Les séries temporelles de température de brillance pour chacun des canaux du radiomètre sont présentées dans la figure IV.9., entre le 10 février (jour julien 41) et le 28 mai (jour julien 148), avec une interruption entre le 30 avril (jour julien 120) et le 8 mai (jour julien 128). Une comparaison de ces températures montre que les canaux W et N9 ont des valeurs proches, supérieures à celles des deux autre canaux, N12 et N11 respectivement. On observe les variations de température en début de campagne, atteignant des écarts de 50 K dans chacun des canaux. On remarque aussi un niveau moyen élevé de la température à partir de mi-avril (jour julien 105), augmentation liée apparemment à l'arrivée de l'air humide de mousson.



Figure IV.9.: Séries temporelles des températures de brillance observées durant la campagne NIGER 98 dans les canaux du radiomètre CLIMAT.

Le signal radiométrique contient les contributions des principales composantes atmosphériques: les nuages, l'aérosol et la vapeur de d'eau. L'observation des variations de la température de brillance au cours du temps permet de distinguer trois catégories de données.



Figure IV.10.: Variations de la température de brillance au cours (a) d'une journée claire, (b) d'une journée affectée par la présence des nuages, et (c) d'une journée où le Soleil est passé dans le champ de l'instrument à 12:00 TU.

Premièrement on remarque les données par ciel clair et avec peu d'aérosol (figure IV.10.a), caractérisées par les valeurs les plus basses de température de brillance. Pour illustrer ce cas, on a représenté les variations de la température de brillance (pour chaque canal) au cours d'une journée claire (le 17 février). Le niveau faible et relativement stable (220 K pour les canaux W et N9, 200 K pour les canaux N11 et N12) de la température de brillance montre qu'il s'agit de données non influencées par des nuages. Ces mesures sont donc caractéristiques d'une situation claire, avec peu d'aérosol, et peu d'humidité.

Les données de ciel chargé (figure IV.10.b) sont caractérisées par des valeurs élevées de la température de brillance, qui augmente en présence des nuages, mais aussi pour des concentrations élevées en aérosol. C'est le cas de la journée du 12 février, ou le niveau élevé de la variation temporelle de la température (environ 10 K entre 15:00 TU et 14:00 TU par exemple) indique nettement des contaminations nuageuses à 15 heures, puis à 22 heures.

Les mesures avec le Soleil dans le champ de l'instrument (figure IV.10.c) ont été observées entre le 12 avril et le 14 mai (jours juliens 103 à 134), caractérisées par des valeurs de la température de brillance mesurée à 12:00 TU très élevées par rapport au reste de la journée. Ce comportement est dû à la présence du disque solaire dans le champ de l'instrument. Cela a été vérifié en calculant l'angle zénithal du Soleil à 12:00 TU au cours de l'année pour les coordonnées géographiques du site de la campagne de mesures à Banizoumbou, compte tenu du champ angulaire de visée de l'instrument et le diamètre apparent du disque solaire (figure IV.11.).

La figure IV.10.c montre ainsi l'augmentation du signal due au rayonnement solaire direct transmis à travers l'atmosphère, venant se superposer au rayonnement émis par l'atmosphère. On peut séparer approximativement les contributions de ces deux rayonnements par le calcul d'un signal différence  $\Delta T_b$  entre la température de brillance à 12:00 TU et la valeur moyenne des températures de brillance à 11:00 et à 13:00 TU. Les signaux différence (figure IV.11.) peuvent être interprétés comme caractéristiques de la transmission atmosphérique, de façon analogue aux mesures photométriques.



**Figure IV.11.:** Variations au cours du temps de la différence  $\Delta T_b$  (en K) entre la température de brillance mesurée à 12:00 TU et la moyenne des températures de brillance à 11:00 et à 13:00 TU.

On observe les faibles valeurs de ce signal différence dans tous les canaux en dehors de la période où le disque solaire est présent dans le champ du radiomètre CLIMAT, en accord avec les valeurs de l'angle zénithal solaire. Pour la période du 12 avril (jour julien 103) au 14 mai (jour julien 134), la valeur de  $\Delta T_b$  présente un niveaux significativement élevé dans tous les canaux. Une comparaison de ce signal différence avec les valeurs d'épaisseur optique serait intéressante, mais l'absence de ces dernières dans cette période ne nous permet pas de réaliser cette étude.

#### **IV.4. Données complémentaires**

Le signal radiométrique issu des mesures dans l'infrarouge thermique contient les contributions des principales composantes atmosphériques dans ce domaine spectral : les aérosols, les nuages et les gaz absorbants (vapeur d'eau, ozone, dioxyde de carbone).

L'analyse des données radiométriques nécessite l'utilisation de diverses informations complémentaires sur ces composantes atmosphériques. Concernant l'aérosol, on dispose de valeurs mesurées d'épaisseur optique. De plus, on dispose d'informations sur la distribution en taille des particules fournies gracieusement par le réseau AERONET par son site Internet et sur leur composition minéralogique au sol. La présence des nuages dans le champ de l'instrument a été d'abord étudiée à partir des mesures radiométriques elles-mêmes, puis en utilisant la base de données IDDI, produit issu des images satellitaires METEOSAT IR. Parmi les gaz atmosphériques absorbants, l'ozone et le dioxyde de carbone sont en proportions considérées invariables dans l'atmosphère, compte tenu des résultats établis au second chapitre. Des informations sur les contenus atmosphériques en CO<sub>2</sub> et en O<sub>3</sub> sont mises gracieusement à la disposition des utilisateurs par l'intermédiaire de sites Internet. La vapeur d'eau constitue l'élément qui affecte de manière importante les mesures radiométriques, en fonction de son contenu intégré dans la colonne atmosphérique, de sa distribution verticale et du profil de température atmosphérique. Toutes ces informations ont été obtenues grâce aux sondages ballon réalisés par la station météorologique de l'Aéroport de Niamey, dont les résultats nous ont été fournis à titre gracieux.

# IV.4.1. Mesures photométriques

Un élément de validation essentiel des mesures radiométriques CLIMAT est leur comparaison avec les résultats de mesures photométriques. Pour cela, un photomètre portable CIMEL a été utilisé en même temps que le radiomètre CLIMAT, sur le même site de mesure. Les mesures photométriques ont permis d'accéder aux valeurs d'épaisseur optique de l'aérosol à 1020, 870, 670 et 440 nm. Les coefficients d'étalonnage du photomètre  $I_0$  (voir l'équation II. 15, §II.2) ont été obtenus par T. Elias (tableau IV.8).

| λ (nm)                   | 1020  | 870   | 670   | 440   |
|--------------------------|-------|-------|-------|-------|
| $I_{\theta}$ ' (comptes) | 16236 | 27282 | 27065 | 11350 |

**Tableau IV.8.** : Résultats de l'étalonnage du photomètre portable CIMEL, réalisé le 10mars 1997 (T. Elias, communication personnelle).

Les épaisseurs optiques pour les quatre longueurs d'onde ont été calculées en utilisant la technique décrite dans le deuxième chapitre (§II.2). Les valeurs ainsi obtenues à 870 nm et à 670 nm sont présentées dans la figure IV.12. On observe la succession des événements de

poussière au cours du temps, marquée par des épaisseurs optiques d'aérosol qui dépassent parfois la valeur de 2.



Figure IV.12.: La variation au cours du temps de l'épaisseur optique de l'aérosol mesurée aux longueurs d'onde de 670 et 870 nm.

A partir des valeurs d'épaisseur optique  $\delta_a(\lambda)$  à  $\lambda_1 = 670 \text{ nm}$  et à  $\lambda_2 = 870 \text{ nm}$ , on a calculé l'exposant d'Angstrom  $\alpha_{1-2}$  défini par :



**Figure IV.13.**: La variation au cours du temps de l'exposant d'Angstrom calculé à l'aide de l'équation (IV.4) pour les longueurs d'onde de 670 et 870 nm.

Sa valeur proche de zéro conforme aux épaisseurs optiques quasiment identiques à  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  dans la figure IV.12., résulte de la présence de grosses particules typiques de l'aérosol désertique (figure IV.13.).

Parallèlement, des valeurs d'épaisseur optique d'aérosol ont été obtenues grâce à un photomètre du réseau AERONET situé à proximité (à 2 km) du site de mesure de CLIMAT. Il s'agit de l'instrument No 42 (P.I. Didier Tanré) localisé à Banizoumbou. Malheureusement, ces mesures n'ont couvert que le début de la campagne, le photomètre ayant été démonté le 17 février pour une intervention technique. Les épaisseurs optiques ainsi acquises sont en accord satisfaisant avec celles obtenues à l'aide du photomètre portable, comme le montre la figure IV.14. pour la longueur d'onde de 670 nm.



Figure IV.14.: Comparaison entre les épaisseurs optiques de l'aérosol avec les deux instruments disponibles lors de la campagne NIGER 98 : le photomètre portable CIMEL et le photomètre AERONET No 42. Les valeurs journalières ont été mesurées à midi, à l'exception du 17 février, dont la valeur présentée est celle de 7 heures (la dernière mesure acquise par l'instrument AERONET).

Les différences observées s'expliquent en partie par la distance entre ces deux instruments.

Malgré cette courte période de fonctionnement simultané, les mesures AERONET sont d'un grand intérêt, puisqu'elles permettent d'obtenir des informations sur la granulométrie des aérosols. Un algorithme d'inversion [*Nakajima et al., 1983, 1996*] fournit la distribution volumique v(r) en taille de particules contenues dans la colonne atmosphérique verticale de section droite unité:

$$v(r) = \frac{dV}{d\ln r} \tag{IV.5}$$

où *r* représente le rayon de la particule et dV le volume des particules d'aérosol de rayon compris entre *r* et (r+dr) dans la colonne atmosphérique verticale de section droite unité.

Ces granulométries, dont deux exemples sont représentés dans la figure IV.15., montrent une distribution bimodale des particules d'aérosol, comportant un mode fin et un mode grossier.



**Figure IV.15.**: Distributions volumiques en taille des particules issues des mesures photométriques effectuées à midi avec l'instrument No 42 du réseau AERONET (méthode d'inversion de Nakajima et al. [1983 ; 1996]).

### IV.4.2. Sondages atmosphériques

L'effet des divers facteurs intervenant dans le transfert radiatif dans l'infrarouge thermique tels que la vapeur d'eau et la température de l'atmosphère a pu être étudié grâce à l'acquisition des profils verticaux de ces quantités, obtenus au moyen de sondages ballon. Ces sondages atmosphériques ont été effectués à Niamey (distance de 60 km de Banizoumbou) à
midi et à minuit, les capteurs permettant de mesurer les profils journaliers de pression, température et humidité atmosphérique. Un exemple de ces données est présenté dans la figure IV.16. pour la journée du 1<sup>er</sup> mars à 12:00 TU, illustrant ainsi les caractéristiques atmosphériques dans cette région sahélienne entre la surface et l'altitude maximale atteinte proche de 20 km.



Figure IV.16.: Profils verticaux issus des sondages ballon effectués le 01 mars 1998 à Niamey à 12:00 TU.

Les profils de vapeur d'eau sont disponibles en terme d'humidité relative, définie par le rapport entre la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air e et la pression saturante de vapeur d'eau à la température T de l'air,  $e_w(T)$ :

$$U = 100 \cdot \frac{e}{e_w(T)}$$
 (en %) (IV.6)

La pression saturante  $e_w(T)$  de la vapeur d'eau (en hPa) est fonction de la température atmosphérique *T* (en degrés Celsius):

$$e_w(T) = 6.112 \exp\left(\frac{17.62 \cdot T}{T + 243.12}\right)$$
 (IV.7)

L'humidité relative U est liée à la température atmosphérique T (équation (IV.7)), donc une analyse séparée des effets des profils verticaux de température et de vapeur d'eau par calculs de transfert radiatif ne doit pas être réalisée avec U. Par contre, la densité de vapeur  $m_v$  (exprimée en g/m<sup>3</sup>) est indépendante du profil de température. L'usage de cette quantité est plus approprié que celui de l'humidité relative à notre travail, et tous les profils d'humidité relative ont donc été transformés en utilisant la formule de conversion suivante :

$$m_{v} = 2.165 \frac{6.112 \exp\left(\frac{17.62 \cdot T}{T + 243.12}\right)}{T + 273.15} \cdot U$$
(IV.8)

Le contenu intégré de vapeur d'eau dans la colonne verticale de l'atmosphère w (exprimé en g/cm<sup>2</sup>) est une grandeur physique pertinente pour ce travail. Cette quantité a été calculée pour tous les profils pris à midi dont nous disposions en intégrant la densité de vapeur  $m_v$  sur la colonne atmosphérique verticale de hauteur z et de section droite unité :

$$w = \int_{0}^{Z} m_{v}(z) \cdot dz \tag{IV.9}$$

Les valeurs de *w* mesurées sont relativement faibles en début de campagne, autour d'une moyenne de 1 g/cm<sup>2</sup>, puis elles augmentent pour dépasser 4 g/cm<sup>2</sup> en fin de campagne, avec l'arrivée de l'air humide annonçant la mousson (figure IV.17.).



**Figure IV.17.**: Variation du contenu atmosphérique intégré de vapeur d'eau w durant la campagne NIGER 98. Les valeurs ont été obtenues par intégration verticale de la densité de vapeur, mesurée à 12:00 TU par sondages ballon à l'Aéroport de Niamey.

### IV.4.3. Données satellitaires

Les images IDDI [*Legrand et al., 2001*] disponibles dans la base de données METEOSAT du laboratoire ont été utilisées pour l'identification et l'élimination des situations nuageuses au cours de la campagne NIGER 98.



**Figure IV.18.**: Comparaisons entre la température de brillance mesurée depuis le sol dans le canal large du radiomètre CLIMAT et (a) la température de brillance brute mesurée depuis l'espace par le satellite METEOSAT et (b) l'indice de poussière IDDI.

D'autre part, une série de comparaisons ont pu être faites entre les mesures du radiomètre CLIMAT depuis le sol dans l'infrarouge thermique et les observations satellitaires. La figure IV.18. présente le bon accord général, mais aussi les différences observées montrent l'intérêt du radiomètre CLIMAT pour l'analyse et la validation depuis le sol des mesures IRT obtenues depuis l'espace.

## **IV.5.** Conclusion

En conclusion, nous avons présenté dans ce chapitre une première série de données primaires corrigées acquises avec le radiomètre CLIMAT lors de la campagne NIGER 98. Le fonctionnement de cet instrument sur le terrain comporte la présence d'un corps noir afin de valider les mesures radiométriques de ciel. Ces mesures de corps noir nous donnent accès à la précision de l'instrument, et constituent un procédé efficace d'évaluation de l'effet de la température de la cavité sur la sensibilité du radiomètre. Ce procédé nous permet de calculer le coefficient  $\alpha$  caractérisant cet effet, mais aussi de corriger la variation des coefficients d'étalonnage entre les valeurs du laboratoire et celles de la campagne de mesure.

Les données ainsi acquises peuvent être représentées sous la forme de séries temporelles de température de brillance (ou de luminance) du ciel, pour les quatre canaux du radiomètre. Elles caractérisent le rayonnement infrarouge thermique émis par les diverses composantes de l'atmosphère (aérosols, nuages, divers gaz absorbants) et transmis à travers celle-ci vers le sol. De plus, pendant toute une période de la campagne, nous avons observé la présence du disque solaire dans le champ optique du radiomètre et vérifié la possibilité d'utiliser le radiomètre CLIMAT de manière analogue à un photomètre solaire.

Une série de données complémentaires ont été présentées car elles sont nécessaires à l'exploitation de ces données radiométriques dans la suite de ce travail. Les comparaisons entre les mesures IRT satellitaires et depuis le sol, montrent un accord satisfaisant, avec des différences notables. Ce type de résultat vient de confirmer l'intérêt du radiomètre CLIMAT par la réalisation de vérités-sol destinées aux mesures IRT faites depuis l'espace.

# **CHAPITRE V**

# **RÉSULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS**

Le signal radiométrique mesuré par l'instrument CLIMAT dans la fenêtre  $8 - 13 \mu m$  contient les contributions des composantes atmosphériques : aérosol, nuages et gaz (vapeur d'eau, ozone, dioxyde de carbone). L'usage de cet instrument pour la télédétection de l'aérosol nécessite donc le traitement du signal radiométrique afin d'en extraire la contribution de l'aérosol. Pour la suite, nous allons donc analyser les effets parasites des nuages et de la vapeur d'eau, qui ont pu être évalués à l'aide de données complémentaires (images satellitaires, sondages ballon) décrites dans le chapitre IV. Enfin nous verrons comment en déduire un signal radiométrique résultant uniquement de l'effet de l'aérosol présent.

#### V.1. Contamination nuageuse

L'étude de l'influence de l'aérosol sur les données radiométriques exige des mesures prises par ciel clair. Si les conditions climatiques sahéliennes de saison sèche sont propices à ce type de mesures, on y observe néanmoins des passages de cirrus au-dessus du site. Leur présence dans le champ de l'instrument a comme effet l'émission et la réflexion de rayonnement infrarouge thermique vers le sol, entraînant des augmentations du rayonnement IRT mesuré par le radiomètre de plusieurs kelvins en température de brillance (voir §II.4.3.).

Dans des mêmes conditions d'atmosphère claire données, cette augmentation de signal dépend des caractéristiques du nuage considéré (épaisseur géométrique, altitude, coefficient d'extinction). Du point de vue expérimental, compte tenu du large champ optique du radiomètre, on devrait considérer aussi l'extension spatiale et l'homogénéité horizontale du nuage. Tous ces facteurs difficiles à acquérir interdisent le calcul d'une correction de cette

contamination nuageuse. Dans ces conditions, la seule solution praticable pour la suite de ce travail a donc consisté à tenter d'éliminer toutes les mesures radiométriques contaminées par la présence de nuages, afin de ne conserver que les mesures de ciel clair exprimant les seules influences de l'aérosol et des composantes atmosphériques gazeuses.

Les températures de brillance du ciel les plus basses (autour de 200 – 230 K selon le canal), relativement constantes au cours de la journée, sont caractéristiques d'un ciel clair. Des températures de ciel plus élevées peuvent être dues à la présence d'un nuage dans le champ de l'instrument, ou à une augmentation du contenu en poussière, voire du contenu en vapeurs d'eau. De ce fait, une procédure d'élimination des situations nuageuses selon le seul critère du seuillage de la valeur de la température de brillance (ou de la luminance) est exclue. Elle pourrait aboutir à éliminer les données concernant les événements de poussière d'épaisseur optique élevée, qui nous intéressent tout particulièrement.



**Figure V.1.**: Fluctuation de la température de brillance de ciel mesurée le 14 février 1998 dans le canal large, indiquant la présence d'un nuage dans le champ de l'instrument à 13:00 TU. On a reporté les quatre mesures ciel réalisées toutes les heures.

Si on s'appuie sur le fait que la distribution horizontale de l'aérosol dans l'atmosphère est relativement homogène par comparaison aux nuages, on peut envisager une procédure d'identification de la contamination nuageuse en étudiant les fluctuations au cours du temps du signal radiométrique mesuré, qui doivent accompagner les hétérogénéités spatiales des nuages. Dans cette hypothèse, un changement du contenu atmosphérique en poussière va se faire lentement (sauf cas extrêmes) sans engendrer de variations rapides du signal mesuré. Par contre, le passage des nuages dans le champ de l'instrument doit être responsable de variations plus rapides de ce signal. Un exemple reflétant ce comportement différent est présenté dans la figure V.1.

Selon le protocole d'acquisition des données, quatre mesures du ciel sont effectuées toutes les heures en un laps de temps de quatre minutes. Les quatre mesures successives sont pratiquement identiques pour des conditions de ciel clair. Par contre, pour un ciel nuageux, la température de brillance présente des fluctuations importantes, passant par exemple de 258 à 264 K pour les données acquises à quatre minutes d'intervalle à 13:00 TU. On observe de plus des variations horaires importantes, la valeur moyenne horaire de température de brillance passant de 264 K à 13:00 TU à 250 K à 14:00 TU. Ces variations rapides confirment une présence nuageuse dans le champ de l'instrument à 13:00 TU. Pour la variation de 250 à 252 K à 14:00 TU, la présence nuageuse est beaucoup moins évidente.

Ces observations nous ont amené à rechercher un critère d'identification des données contaminées, basé sur l'écart en température de brillance pour l'ensemble des quatre mesures successives effectuées chaque heure. Cet écart, défini par la différence entre les valeurs maximale et minimale de la température de brillance, est comparé à une valeur seuil, fixée empiriquement après divers tests à 1 K. Si les écarts sont supérieurs à cette valeur seuil de façon systématique dans les quatre canaux, on admet la présence d'un nuage dans le champ de l'instrument.

Ce critère nous permet donc de différencier les cas nuageux et clairs à partir des mesures radiométriques elles-mêmes. Pour évaluer la fiabilité de cette procédure, nous avons étudié la corrélation entre les mesures radiométriques ainsi séparées et l'épaisseur optique d'aérosol issue des mesures photométriques (voir figure V.2.). On s'attend à une corrélation bien supérieure pour les mesures dites de ciel clair, mais pas nécessairement nulle pour les mesures dites en ciel nuageux pour lesquels la présence importante de poussière n'est pas exclue et peut se manifester par un effet notable sur les mesures. On observe une corrélation acceptable (91 %) pour les mesures dans les conditions dites de ciel clair (notons que ces données sont aussi affectées par la vapeur d'eau). Avec les mesures dites en conditions nuageuses, on observe une corrélation significative (72 %).



**Figure V.2.**: *Présentation des résultats obtenus avec les procédures d'élimination des données nuageuses à partir du seuillage des fluctuations de température de brillance.* 

Nous avons voulu tester l'approche précédente en comparant les résultats qu'elle fournit avec l'indicateur de contamination nuageuse extrait de la base de données du produit satellitaire IDDI. Le produit IDDI [*Legrand et al., 2001*] (voir § II.2.1.) existant au LOA (base de données allant de 1983 à 2000) est dérivé des données METEOSAT IR de 12:00 TU dans le format B2, ce qui correspond à une résolution spatiale de 30 km au point subsatellite. Il comporte un masque nuageux appliqué pixel par pixel que nous pouvons appliquer comme critère de présence de nuages aux mesures radiométriques de Banizoumbou.

Pour une bonne représentativité de la nébulosité dans la région, nous avons pris en compte un pavé de 3X3 pixels centré sur le site de Banizoumbou, et nous avons construit un coefficient basé sur le nombre de pixels nuageux contenus dans ce pavé. Un seuil correspondant à une valeur maximale de deux pixels latéraux nuageux sur les huit pixels latéraux du pavé a été choisi pour discerner les cas de ciel clair, toutes les autres situations (incluant celle avec le seul pixel central nuageux) étant déclarées contaminées par la présence de nuages (voir figure V.3.).

Nous avons comparé les résultats fournis par ce nouveau critère à ceux utilisant les fluctuations de la température de brillance, en calculant la corrélation entre les mesures radiométriques dites nuageuses d'une part et non nuageuses d'autre part, avec les mesures correspondantes d'épaisseur optique d'aérosol (voir figure V.4.).



Figure V.3.: Présentation des situations nuageuses et non nuageuses par l'intermédiaire de pavés de 3X3 pixels extraits de la base de données IDDI produites à partir des images METEOSAT IR. Le pixel central est celui qui correspond le mieux aux coordonnées géographiques du site de mesures ; les pixels gris sont ceux pour lesquels le masque nuage a été appliqué.



**Figure V.4.**: Présentation des résultats obtenus avec les procédures d'élimination des données nuageuse en utilisant la base de données du produit IDDI.

En comparant les figures V.2. et V.4., on vérifie une nette amélioration de la sélection des cas nuageux et non nuageux à partir de la seconde procédure. Dans les cas classés non nuageux, le coefficient de corrélation prend une valeur plus élevée (93 %), que l'on interprète comme une amélioration de l'identification des situations non nuageuses par rapport à la méthode radiométrique. De la même façon, la plus faible corrélation (47 %) obtenue avec les cas classés nuageux est l'indication d'une meilleure identification avec le critère de présence de nuage du produit IDDI.

Il apparaît en conclusion que le critère d'élimination des cas nuageux établi à partir des mesures radiométriques elles-mêmes est insuffisant. Les cas de contamination nuageuse peuvent être éliminés de la manière la plus satisfaisante en utilisant le masque nuage du produit IDDI issu des observations satellitaires METEOSAT IR. Pour les études ultérieures, une première amélioration possible de l'identification nuageuses pourrait consister à prendre en compte le produit IDDI réalisé à partir des images satellitaires de pleine résolution (en cours de fabrication au LOA, mais dont on n'a pas pu disposer pour ce travail) en remplacement des images B2 dont la résolution spatiale est six fois inférieure (en dimensions linéaires). Ainsi on identifierait avec plus de précision le pixel correspondant au site de mesure, et on devrait de plus obtenir une qualité supérieure de la détection nuageuse.

Les résultats assez moyens obtenus avec le critère de seuillage des fluctuations des mesures radiométriques sont dus en partie à la fréquence horaire d'acquisition des données. Celle-ci avait été imposée par des raisons logistiques liées à la contrainte de récupération par PC des données radiométriques sur le site de mesure, une fois par semaine. Dans les campagnes qui ont suivi, l'acquisition des données a été réalisée avec une fréquence de répétition bien supérieure (quelques minutes), ce qui devrait logiquement améliorer la détection nuageuse à partir des mesures radiométriques IRT elles-mêmes. On peut penser aussi que le champ de 10° de l'instrument entraîne un lissage au cours du temps de l'effet des nuages et qu'un champ plus étroit permettrait donc une meilleure détection.

#### V.2. Effet de la vapeur d'eau

Nous avons vu (§II.4.2.) que parmi les principaux gaz atmosphériques susceptibles d'affecter les mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique seule la vapeur d'eau est à prendre en considération avec soin . L'influence de l'ozone et du dioxyde de carbone peut être simulée avec une précision suffisante en utilisant des profils de concentration fixes au cours du temps.

Par contre, l'étude de l'effet de la vapeur d'eau sur les mesures dans l'IRT exige la connaissance de son contenu atmosphérique, de son profil vertical et du profil de température.

Ces informations ont pu être acquises à partir de sondages ballon atmosphériques (voir § IV.4.2.). Les profils verticaux de vapeur d'eau initialement sous la forme d'humidité relative (équation (IV.6)), ont été transformés en profils de densité de vapeur  $m_V$  (équation (IV.7)) et en masse de vapeur d'eau dans la colonne verticale d'atmosphère w (équation (IV.8)).

Pour la suite, notre intérêt s'est porté sur une période de temps comprise entre le 13 février (jour julien 44) et le 31 mars (jour julien 90), caractérisée par des valeurs du contenu atmosphérique de vapeur d'eau w comprises entre 0.6 et 1.6 g/cm<sup>2</sup>, avec une valeur moyenne de 1.03 g/cm<sup>2</sup>. Le choix de cette période résulte de l'existence simultanée des quatre types de données nécessaires à notre travail (figure V.5.):

- mesures radiométriques CLIMAT acquises à 12:00 TU ;
- images satellitaires à 12:00 TU ;
- valeurs de l'épaisseur optique d'aérosol photométrique ;
- sondages ballon réalisés vers 12:00 TU ;

L'ensemble des mesures de vapeur d'eau de cette période février – mars constitue une série de 28 données journalières, dont les profils verticaux de densité de vapeur sont présentés dans la figure V.6.



Figure V.5.: L'ensemble des données expérimentales utilisées. On remarque la présence simultanée de tous ces types de mesures au début de la campagne, mais aussi les interruptions de mesures du radiomètre CLIMAT en avril (jour julien ), cumulées avec la rareté des sondages, des mesures photométriques et des images IDDI non nuageuses vers la fin de la campagne.

On observe la diversité des profils, qui s'étalent principalement entre la surface et 10 km d'altitude. Une fraction importante (18 profils sur 28) présentent des concentrations élevées de vapeur d'eau autour de 4 km d'altitude. L'effet de cette humidité en altitude sur les mesures radiométriques est plus faible, car ces couches plus froides vont émettre moins de rayonnement IRT que les basses couches. De plus, ce rayonnement sera réduit par les phénomènes d'extinction à travers les couches sous-jacentes particulièrement en présence d'aérosol (situé dans la plupart des cas entre 0 et 2 km d'altitude).

Une partie des profils a été fournie sous forme de fichiers de données, comportant plus de 1000 niveaux atmosphériques. Ils ont été complétés avec des profils d'environ 200 à 300 niveaux atmosphériques, disponibles uniquement sur papier, dont la saisie a été faite manuellement. Un travail laborieux de préparation de ces profils verticaux a été nécessaire pour leur usage dans le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1, qui accepte un nombre maximum de 90 niveaux atmosphériques en entrée. Pour cela, nous avons extrait un certain nombre de niveaux atmosphériques en fonction des caractéristiques du profil, avec une structure plus fine vers les basses couches. Ce choix est lié à la technique de mesure, selon laquelle le signal provient en majeure partie des basses couches. Ainsi, la distance entre les

niveaux atmosphériques est d'environ 50 m vers le sol, et augmente progressivement avec l'altitude, pour atteindre 1 km pour des altitudes supérieures à 10 km.



Figure V.6.: Profils verticaux de densité de vapeur d'eau issus des sondages ballon effectués dans la période février – mars 1998 à l'aéroport de Niamey.

Pour une comparaison aisée entre les résultats issus des diverses journées, nous avons choisi une grille standard de niveaux pour l'ensemble des profils, ce qui nous a permis le calcul d'un profil « moyen » de concentration en vapeur d'eau (voir figure V.6.). De même, des profils moyens de pression et de température ont été calculés en utilisant la même structure verticale standard.

On a obtenu ainsi une représentation de l'atmosphère sous la forme d'une structure verticale en couches caractérisée par leur température, leur pression et leur concentration de vapeur d'eau. Cette structure a été complétée entre 20 km (la limite des sondages) et 100 km

d'altitude par les niveaux théoriques d'une atmosphère de type tropical [McClatchey et al., 1972].

Pour quantifier l'influence de la vapeur d'eau sur les mesures radiométriques expérimentales, on a eu recours à des simulations de transfert radiatif, en l'absence d'aérosol pour des raisons de simplicité. Le modèle de l'atmosphère employé ici est celui décrit par les profils verticaux issus des sondages ballon, et complété avec les profils théoriques extrapolés au delà de 20 km par le modèle tropical, de  $CO_2$  et  $O_3$  pour une atmosphère tropicale.

Pour séparer l'effet dû au contenu intégré w en vapeur d'eau des autres facteurs affectant les résultats des simulations (profil d'humidité, profils verticaux de pression et température) on a utilisé les hypothèses suivantes :

 les profils de pression et de température sont représentés par les profils moyens calculés pour l'ensemble des sondages ;

la distribution verticale de vapeur d'eau reste constante, définie aussi par le profil moyen présenté dans la figure V.6.;

> le contenu intégré w varie entre les valeurs extrêmes 0.6 et 1.6 g/cm<sup>2</sup> observées sur la période février-mars 1998.

Les résultats des simulations ainsi obtenus sont présentés dans la figure V.7. en terme de luminance filtrée normalisée.



**Figure V.7.**: Variation de la luminance filtrée normalisée à travers les canaux du radiomètre CLIMAT en fonction du contenu atmosphérique w.

Les résultats obtenus sont assez comparables à ceux présents à la figure II.12. (avec un profil issu du modèle tropical). Par contre, dans le domaine expérimental plus limité des variations w entre 0,6 et 1,6 g/cm<sup>2</sup>, les luminances filtrées varient quasi linéairement avec w dans chacun des canaux. Cette propriété de quasi linéarité constitue une information très utile dans la perspective de notre travail. La pente de la courbe pour le canal N12 est supérieure à celle des autres canaux. Le canal N11 est le moins affecté par l'effet de la vapeur d'eau.

#### V.3. Résultats expérimentaux concernant la période février – mars 1998

Compte tenu de la procédure d'élimination des cas nuageux à partir des données IDDI de 12 :00 TU (voir §V.1.), nous nous sommes limités à l'utilisation des mesures radiométriques à la même heure. Cette limitation aux mesures radiométriques de 12:00 TU est d'autant plus nécessaire que pour étudier l'effet de la vapeur d'eau sur les mesures radiométriques on doit employer les profils de pression, de température et d'humidité issus des sondages ballon acquis aussi vers 12:00 TU.

D'autre part, nous avons vu que la nécessité d'une disponibilité simultanée des trois types de données exigée pour notre travail (données radiométriques « non nuageuses » et informations sur le contenu atmosphérique en aérosol et en vapeur d'eau) a restreint la base de données à un ensemble de 28 journées, sur la période allant du 13 février au 31 mars 1998. L'ensemble des données disponibles pour cette période est représenté dans la figure V.8.

On observe que les variations du signal radiométrique (luminance filtrée normalisée du canal large) suivent bien le contenu en poussière, représenté par l'épaisseur optique visible qui varie entre 0 et 2. Si on compare ces deux types de données dans les quatre canaux (figure V.9.), on obtient un nuage de points relativement bien alignés et dont la dispersion autour de la droite de régression résulte en partie des variations du contenu en vapeur d'eau *w*. Cette dispersion apparaît plus élevée pour le canal N12 ( $R^2=0,74$ ), en conformité avec la sensibilité à la vapeur d'eau, plus importante pour ce canal, que pour les autres canaux ( $R^2$  compris entre 0,88 et 0,93).







**Figure V.9.**: Relations entre la luminance filtrée normalisée à travers les canaux du radiomètre CLIMAT et l'épaisseur optique de l'aérosol à 670 nm issue des mesures photométriques.

#### V.3.1. Sensibilités radiométriques à la poussière et à la vapeur d'eau

On a vu que la luminance calculée (en l'absence de poussière) pour des valeurs variables du contenu intégré en vapeur d'eau *w* (figure V.7.) présente une dépendance quasi-linéaire avec *w*. De même, nous avons vu au second chapitre (§II.4.1.) que la luminance calculée avec divers modèles d'aérosol (dans le canal W du radiomètre) présentait un correcteur assez linaire en fonction de l'épaisseur optique visible. On vérifie encore cela –cette fois dans les quatre canaux- sur la figure V.10. (c'est un peu moins vrai pour le canal N9).

On a considéré une couche uniforme entre 0 et 2 km d'altitude, d'aérosol de type désertique (modèle de Longtin et al. [1988] avec un facteur éolien de 5 m/s), dont l'épaisseur optique varie entre 0 et 2, en accord avec les valeurs expérimentales extrêmes mesurées.



**Figure V.10.**: Luminances filtrées normalisées du radiomètre CLIMAT par rapport à l'épaisseur optique de l'aérosol à 550 nm, valeurs simulées avec le code MODTRAN 4.1 à travers une atmosphère de type tropical, avec un contenu en vapeur d'eau w constant et égal à  $1.03 \text{ g/cm}^2$ .

En fonction de ces résultats, une bonne approximation consistera à choisir une représentation de la luminance expérimentale sous la forme d'une combinaison linéaire de l'épaisseur optique d'aérosol  $\delta_a$  visible et du contenu atmosphérique *w* en vapeur d'eau:

$$L_{\exp}^{norm} = L_0 + S_a \cdot \delta_a + S_w \cdot w \tag{V.1}$$

On peut envisager ainsi un traitement statistique basé sur une double régression linéaire des mesures de luminance dans les quatre canaux appliquée à l'ensemble des données (présentées dans la figure V.8. pour ce qui concerne le canal large). Les coefficients de cette régression seront les valeurs moyennes sur la période de février - mars 1998 des sensibilités radiométriques à la poussière

$$S_a = \frac{\partial L_{\exp}^{norm}}{\partial \delta_a} \tag{V.2}$$

et à la vapeur d'eau

$$S_{w} = \frac{\partial L_{\exp}^{norm}}{\partial w}$$
(V.3)

Le nombre de données est suffisant pour appliquer ce traitement statistique. On obtient ainsi une première série de résultats importants pour ce travail : les valeurs des sensibilités radiométriques pour les quatre canaux du radiomètre CLIMAT pour l'aérosol et pour la vapeur d'eau (tableau V.1.).

|   | Canal W | Canal N12 | Canal N11 | Canal N9 |
|---|---------|-----------|-----------|----------|
| S <sub>a</sub> (mW cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> µm <sup>-1</sup> ) | 0,12    | 0,05      | 0,15      | 0,17     |
| $S_w(mW cm^{-2}sr^{-1} \mu m^{-1} g^{-1}cm^2)$                          | 0,10    | 0,11      | 0,04      | 0,09     |

**Tableau V.1.**: Valeurs des sensibilités radiométriques à la poussière et à la vapeur d'eau,déterminées pour la période de février – mars 1998.

On remarque les différences importantes entre les sensibilités à l'aérosol dans les différents canaux spectraux, ce qui démontre un comportement du modèle d'aérosol désertique de Longtin et al. dans l'IRT loin d'être neutre (contrairement au cas du visible). Les sensibilités à la vapeur d'eau présentent une valeur maximale obtenue dans le canal N12, comme cela a déjà été noté.

#### V.3.2. Correction de l'effet de la vapeur d'eau

On va appliquer une correction de l'effet dû aux variations de vapeur d'eau sur les mesures acquises avec le radiomètre CLIMAT en ramenant les données expérimentales à une valeur constante de w.

On considère la valeur moyenne  $w_0$  du contenu en vapeur d'eau, déterminée lors de cette période d'étude et égale à 1,03 g/cm<sup>2</sup>. La valeur de la sensibilité à la vapeur d'eau obtenue expérimentalement nous permet de ramener les luminances normalisées expérimentales à cette quantité  $w_0$  constante par la relation :

$$L_{corr}^{norm} = L_{exp}^{norm} - S_{w} \cdot (w - w_{0})$$
(V.4)

La nouvelle grandeur physique  $L_{corr}^{norm}$  représente une luminance expérimentale corrigée des fluctuations du contenu de vapeur d'eau w. D'après le modèle de luminance défini par la relation (V.1), les variations de la luminance corrigée donnée par (V.4) doivent être interprétées comme dues exclusivement aux variations du contenu en aérosol. De façon analogue à la figure V.9., on trace la dépendance luminance – épaisseur optique pour tous les canaux, mais en utilisant cette luminance corrigée (figure V.11.).

On constate d'abord une diminution de la dispersion du nuage de points autour de la droite de régression par rapport à la figure V.9., illustrée par l'augmentation des coefficients de corrélation R pour chacun des canaux. Les carrés des coefficients de corrélation compris dans l'intervalle [0,74-0,93] avant la correction, sont maintenant compris dans l'intervalle [0,86-0,95]. La dispersion restante des points de mesure s'explique par les incertitudes sur le contenu atmosphérique en vapeur d'eau fourni par les radiosondages et sur la détermination de la sensibilité  $S_w$  par la double régression linéaire, mais aussi par toute une série d'autres facteurs. Ainsi, la régression décrite par (V.8) tient compte seulement des effets considérés linéaires sur la mesure radiométrique de la poussière et de la vapeur d'eau. Le fait que ces effets soient largement supérieurs aux autres effets, tels que ceux produits par les variations des propriétés de l'aérosol (distribution verticale, composition minéralogique, granulométrie), et par les variations des profils verticaux de température et d'humidité, est illustré par le niveau relativement élevé de la corrélation (95 % pour les canaux W, N11 et N9

respectivement). Le canal N12 constitue une exception, avec une corrélation plus faible qui s'explique à la fois par la plus forte influence de la vapeur d'eau et par la plus faible influence de l'aérosol dans cette région spectrale autour de 12  $\mu$ m (voir tableau V.1.).



**Figure V.11.**: Variations de la luminance filtrée normalisée à travers les canaux du radiomètre CLIMAT, après correction des variations de la vapeur d'eau, en fonction de l'épaisseur optique d'aérosol à 670 nm déduite des mesures photométriques.

#### V.4. Conclusion

L'effet des nuages sur les mesures IRT ne peut être corrigé, la seule possibilité envisageable pour notre travail étant l'identification et l'élimination des données ainsi affectées. Les résultats les plus concluants ont été obtenus avec le produit satellitaire IDDI. Les données restantes après cette procédure, cataloguées « de ciel clair », montrent un bon accord avec l'épaisseur optique de l'aérosol en visible (voir figures V.8. et V.9.), malgré l'éffet parasite de la vapeur d'eau.

Les simulations effectuées montrent le caractère quasi-linéaire de la luminance descendante avec les contenus en vapeur d'eau et en poussière, à condition de s'en tenir aux limites de valeurs mesurées sur le terrain (figures V.7. et V.10.). Ce résultat permet un traitement statistique basé sur une double régression linéaire (équation V.1), ayant comme résultat les sensibilités radiométriques expérimentales à l'aérosol et à la vapeur d'eau. La détermination de la sensibilité à la vapeur d'eau permet de corriger l'effet de la variation de vapeur d'eau sur les luminances, contribuant ainsi à une amélioration des corrélations entre le signal IRT et l'épaisseur optique (figure V.11.). Ceci peut être considéré comme un bon argument dans la validation de la méthode de séparation des effets de l'aérosol et de la vapeur d'eau mise en œuvre.

# **CHAPITRE VI**

# SIGNATURE SPECTRALE DE L'AEROSOL DESERTIQUE DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE

Le traitement statistique appliqué dans le chapitre précédent a permis d'obtenir les valeurs expérimentales de sensibilité radiométrique à l'aérosol et à la vapeur d'eau, pour l'ensemble de quatre canaux du radiomètre. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'aspect spectral de ces valeurs pour l'aérosol.

Les sensibilités expérimentales obtenues caractérisent l'aérosol sahélien présent dans la région de Banizoumbou. Leurs valeurs dépendent des propriétés de cet aérosol, telles que l'indice complexe de réfraction et la granulométrie. Une étude de ces propriétés et leurs effets sur les sensibilités radiométriques implique une série de simulations avec différents modèles (ou données expérimentales) d'aérosol désertique. Les résultats ainsi obtenus permettront alors d'établir la capacité du radiomètre CLIMAT à restituer des informations sur la granulométrie et sur la composition minéralogique de l'aérosol.

## VI.1. Signature spectrale expérimentale. Comparaison avec les simulations

Le tableau V.1. (§V.3.1.) montre des différences importantes entre les valeurs expérimentales de la sensibilité radiométrique à l'aérosol observées dans les canaux de l'instrument. Ceci reflète un comportement différent de l'aérosol désertique dans l'IRT selon la région spectrale.

Si on reporte dans un graphique l'ensemble de ces sensibilités expérimentales obtenues dans les quatre canaux de l'instrument, on obtient une *signature spectrale* caractérisant l'aérosol de Banizoumbou dans l'infrarouge thermique (figureVI.1.).



Figure VI.1.: Signature spectrale mesurée, décrite par les sensibilités radiométriques à l'aérosol présent à Banizoumbou. Les barres d'erreur représentent les intervalles de confiance à 95 %.

Les valeurs de sensibilité maximale et minimale sont obtenues pour les canaux N9 et N12, respectivement. La valeur de sensibilité du canal W est comprise entre ces deux valeurs extrêmes, conformément à l'intégration spectrale opérée par le canal large par rapport aux canaux étroits.

# VI.1.1. Simulations de transfert radiatif

Cette signature spectrale expérimentale peut faire l'objet de comparaisons avec des signatures théoriques provenant de simulations de transfert radiatif à travers une couche

d'aérosol décrit par un modèle. Les données qu'on utilise pour cette étude ont été obtenues par le calcul de la luminance descendante filtrée dans les canaux du radiomètre CLIMAT, dans des conditions aussi proches que possible de celles rencontrées lors des mesures. Pour cela, ces simulations on été réalisées selon les critères suivants :

on a tenu compte des mesures journalières à 12:00 TU de l'épaisseur optique, ainsi que des profils verticaux de température, pression et humidité issus des sondages ballon ;
une couche d'aérosol uniforme entre la surface et 2 km d'altitude est définie et ses propriétés optiques sont extraites des modèles d'aérosol désertique existant dans la littérature.
la quantité de dioxyde de carbone est celle donnée par défaut par le code MODTRAN 4.1. (365 ppmv), tandis que l'ozone est décrit par le modèle tropical de l'atmosphère [*McClatchey et al., 1972*].

Différents modèles d'aérosol désertique ont été employés, afin d'étudier les influences de la granulométrie et de la composition minéralogique sur la signature spectrale. Le premier modèle utilisé est celui de *Longtin et al.* [1988], qui présente l'avantage d'être intégré au code de transfert radiatif MODTRAN 4.1. Rappelons qu'il s'agit d'une modélisation de l'aérosol désertique (voir §I.3.2.) sous la forme d'un mélange externe de trois types de particules : carbonées, hydrosolubles et minérales. Ces dernières sont elles mêmes un mélange de particules de quartz pur et quartz dopé à l'hématite.

Selon cette modélisation, la concentration en grosses particules minérales augmente en fonction d'un paramètre éolien u, tandis que celles des deux autres modes restent constantes. Des valeurs de u croissantes entraînent une augmentation de la concentration en grosses particules, provoquant ainsi un changement de granulométrie et de composition minéralogique. Les simulations réalisées pour un paramètre éolien de 5 m/s sont comparées aux valeurs expérimentales (figure VI.2. a et b).



**Figure VI.2.a**: Comparaison entre les luminances normalisées (canal W et N12) expérimentales et simulées pour un aérosol désertique de type Longtin et al., avec un paramètre éolien de 5 m/s.





**Figure VI.2.b**: Comparaison entre les luminances normalisées (canal N11 et N9) expérimentales et simulées pour un aérosol désertique de type Longtin et al., avec un paramètre éolien de 5 m/s.

Les valeurs expérimentales et simulées sont généralement en bon accord qualitatif, les différences observées résultant d'un ensemble de causes affectant les résultats expérimentaux et les simulations.

## Erreurs sur les données expérimentales

- a) Les mesures radiométriques présentent de faibles incertitudes, estimées à 0,1 K (0,05 K d'après les mesures de corps noir de terrain entre 290 et 330 K, après élimination des incertitudes liées au défaut d'équilibre thermique de la cavité du radiomètre). Cela correspond environ à une valeur double, soit 0,2 K (ou 0,1 K avec un bon équilibre thermique de la cavité), aux températures de ciel minimales rencontrées (200 K) ce qui reste encore très faible. L'incertitude correspondante maximale sur la luminance normalisée est d'environ 0,0015 mW cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>  $\mu$ m<sup>-1</sup> dans les quatre canaux.
- b) Le modèle bilinéaire de la luminance n'est qu'approché, comme le montre les simulations (voir les figures II.8., II.12. et V.10. pour le caractère quasi-linéaire de la luminance). Il utilise de plus des valeurs d'épaisseur optique d'aérosol et de contenu atmosphérique en vapeur d'eau, affectées par diverses incertitudes.

# Erreurs sur les données simulées

- c) Les caractéristiques granulométriques et de composition de l'aérosol étudié sont inconnues et elles varient d'un jour à l'autre, ce qui est ignoré par les simulations. Il en est de même pour la distribution verticale de l'aérosol. On a ignoré aussi les effets liés à la non sphéricité et la non homogénéité des particules pour les calculs de leurs propriétés radiatives.. Enfin il faut ajouter les incertitudes sur les mesures d'épaisseur optique et leurs effets sur la simulation.
- d) Les divers capteurs utilisés dans les sondages sont aussi à l'origine d'incertitudes pouvant atteindre 5%, voire 10 % pour la mesure d'humidité [*Brogniez et al., 2003*]. Une variation de 10 % sur l'humidité relative entraîne des écarts en luminance normalisée allant de 0,005 (pour le canal N9) à 0,012 mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> (pour le canal N12). A cela on doit ajouter l'effet lié à la distance entre le site de mesure de

Banizoumbou et celui où les sondages ont été réalisés (environ 60 km), qui entraîne des erreurs malaisées à estimer.

e) Aux incertitudes précédentes viennent s'ajouter les écarts provenant des calculs faits par le code de transfert radiatif MODTRAN 4.1 : (i) liés à la modalité d'intégration spectrale de l'équation de transfert radiatif avec une résolution spectrale de 1 cm<sup>-1</sup>, (ii) dus à la base de données spectroscopiques concernant les composantes atmosphériques et en particulier la vapeur d'eau. Si on se rapporte au tableau II.2. (§II.4.2.), on peut évaluer les écarts (en luminance) entre MODTRAN 4.1. et le code « raie-par-raie » avec la combinaison la plus similaire (utilisant HITRAN 96 et CKD 2.2) entre 5 10<sup>-4</sup> mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> (pour le canal W) et 18 10<sup>-4</sup> mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> (pour le canal N11). Ces faibles écarts sont provoques d'une part par la résolution dégradée de MODTRAN 4.1. (1 cm<sup>-1</sup>) par rapport au code « raie-par-raie » (0,001 cm<sup>-1</sup>). D'autre part, il faut ajouter la précision avec laquelle est défini le modèle de raies d'absorption HITRAN, évaluée pour la vapeur d'eau entre 15 10<sup>-4</sup> mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> (pour le canal N11), et le modèle de continuum (entre 10<sup>-4</sup> mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> pour le canal W et 5 10<sup>-4</sup> mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> pour le canal N9).

Il apparaît que ce sont les postes d'erreurs *c* et *d* qui sont à la fois les plus mal définis et les plus importants, ce qu rend difficile l'évaluation quantitative d'un bilan d'erreur précis. Le modèle d'aérosol peut évidemment contribuer de manière importante aux écarts entre les observations expérimentales et les simulations, s'il diffère notablement de l'aérosol réel sur le site de mesure. Afin de réduire au maximum l'influence de l'aérosol, on peut réaliser une comparaison sur les données caractérisées par les valeurs les plus faibles d'épaisseur optique mesurée (entre 0,05 et 0,2), correspondant aux portions sélectionnées dans les figures VI.2. a et b. On observe des écarts relativement faibles entre les luminances expérimentales et les simulations, de 0,01 mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> pour les canaux étroits. L'écart pour le canal large de 0,04 mW cm<sup>-2</sup>sr<sup>-1</sup>µm<sup>-1</sup> est nettement plus important et correspond à une sous estimation des simulations par rapport au mesures.

Les écarts observés pour les canaux étroits peuvent être expliqués par les incertitudes présentées auparavant (le biais sur le capteur d'humidité des sondages peut expliquer à lui seul cet écart). L'écart plus important sur le canal large est en contradiction avec le on accord observé avec les canaux étroits. Il pourrait être dû à une méconnaissance de la fonction de

transmittance, qui a été déterminée comme le produit de fonctions spectrales des divers composants optiques présentées dans la figure III.2. (§III.1.). A cause de raisons techniques, ces transmittances n'ont pas pu être toutes parfaitement vérifiées (le condenseur par exemple) lors de la construction de l'instrument. De plus, elles ont pu évoluer au cours du temps. Par contre, les transmittances des filtres interférentiels ont été vérifiées plusieurs fois au cours du temps. Comme les fonctions filtre (voir figure III.3., §III.1.) sont les produits entre ces transmittances des filtres interférentiels par la transmittance du filtre large, une éventuelle variation de ce dernier (en largeur ou en niveau maximal) affectera donc les fonctions filtre étroit pratiquement sur la valeur de leur niveau maximal. Cet effet va alors disparaître avec la normalisation de la luminance par rapport à l'intervalle spectral. Par contre, une modification dans la transmittance du canal large peut entraîner des incertitudes expliquant les écarts observés (par exemple en présence d'une largeur de bande réelle supérieure à la largeur utilisée).

En conclusion, pour les canaux étroits les résultats expérimentaux apparaissent compatibles avec les simulations, compte tenu des sources d'erreur décrites précédemment. Les écarts plus importants observés pour le canal large, pourraient être dus à une mauvaise connaissance de ses caractéristiques spectrales.

#### VI.1.2. Signature spectrale de l'aérosol désertique de Longtin et al. [1988]

On a calculé la sensibilité à un aérosol théorique de même manière que celle expérimentale, par un traitement statistique basé sur une double régression linéaire. Ce traitement s'applique au jeu de données provenant des simulations décrites auparavant. Nous avons utilisé l'aérosol désertique tel qu'il est décrit par Longtin et al., pour différentes valeurs du paramètre éolien u.

En utilisant les luminances calculées par MOTRAN 4.1., nous avons obtenu les signatures spectrales caractérisant l'aérosol théorique de Longtin et al. pour trois valeurs du paramètre éolien : 0, 5 et 10 m/s. Les résultats comparés avec la signature spectrale expérimentale sont présentés dans la figure VI.3.



**Figure VI.3.**: Comparaison entre la signature spectrale expérimentale et les signatures simulées pour un aérosol désertique du type Longtin et al., pour trois paramètres éoliens différents. Les barres d'erreur représentent les intervalles de confiance à 95 %.

On observe que la signature expérimentale est encadrée par les signatures simulées correspondant aux paramètres éoliens extrêmes, 0 et 10 m/s. La signature obtenue pour un paramètre éolien de 5 m/s est, en moyenne, la plus proche représentation de la signature expérimentale, cependant avec des différences pour les canaux N11 et N12.

La signature spectrale de l'aérosol de Longtin et al. dépend donc du paramètre éolien *u*. Les différentes signatures simulées dans la figure VI.3. peuvent être interprétées en rappelant le rôle joué par ce paramètre éolien. Il modifie la granulométrie de l'aérosol, en augmentant la fraction de grosses particules, mais aussi la composition minéralogique de l'aérosol, en augmentant la proportion de particules minérales. Le signal simulé est fonction des paramètres radiatifs (coefficients d'extinction, absorption et diffusion, etc...), dont les valeurs dépendent de la granulométrie, ainsi que de la composition minéralogique. Dans ces conditions, les changements de la distribution en taille et de la composition provoquent des changements au niveau des sensibilités simulées.

La séparation des effets dus à la granulométrie et à la composition apparaît difficile pour ce type d'aérosol, car ils sont couplés par l'action du paramètre éolien. On peut néanmoins tirer quelques conclusions en analysant les signatures simulées présentées dans la figure VI.3. On observe d'abord leur allure relativement proche. La composition minéralogique définit l'indice de réfraction et sa variabilité spectrale, ce qui conduit aux différences de sensibilité à l'aérosol selon le domaine spectral. La composition minéralogique de l'aérosol de Longtin et al. est décrite sous la forme d'un mélange de matériaux carboné et hydrosoluble en proportions fixes (5,97 10<sup>-5</sup> et respectivement 1,80 10<sup>-3</sup>  $\mu$ m<sup>3</sup> par cm<sup>3</sup> d'air), et de matériau minéral dont la proportion volumique varie entre 6,30 10<sup>3</sup>  $\mu$ m<sup>3</sup> par cm<sup>3</sup> d'air (pour *u* = 0 m/s) et 2,66 10<sup>4</sup>  $\mu$ m<sup>3</sup> par cm<sup>3</sup> d'air (pour *u* = 10 m/s) [*Longtin et al., 1988*]. La prépondérance volumique du mélange minéral a comme effet une ressemblance entre les signatures simulées.

D'autre part, le changement de granulométrie dans le sens d'une augmentation du nombre de grosses particules provoque l'augmentation du signal de manière à peu près uniforme dans les divers canaux. Ce fait entraîne essentiellement un déplacement vertical de la signature spectrale sur le graphe, en fonction de la proportion de grosses particules.

En conclusion, on observe que la signature spectrale de l'aérosol sahélien de Banizoumbou correspond dans l'ensemble à celle décrite par le modèle de Longtin et al. avec un paramètre éolien de 5 m/s. Par contre, l'allure de cette signature simulée est totalement différente de celle de l'aérosol de Banizoumbou, ce qui doit s'expliquer par des compositions minéralogiques différentes.

#### VI.1.3. Signature spectrale de l'aérosol désertique modélisé par Chomette [1999]

Le couplage granulométrie – composition minéralogique dans le modèle de Longtin et al. ne nous permet pas une étude séparée de ces deux effets. On s'est donc orienté vers une autre représentation de l'aérosol désertique, celle faite par Chomette [*1999*] (voir §I.3.3.).

Cette modélisation présente l'aérosol désertique sous la forme d'un mélange de particules, décrit par quatre distributions en taille : deux fines (BG et A2), équivalentes à un aérosol loin de ses sources, avec une faible proportion de grosses particules, et deux grossières (WCD et A1), équivalentes à un aérosol près de sources, avec une fraction plus importante de grosses particules. Ces quatre granulométries sont caractérisées par un seul jeu

d'indice de réfraction complexe. Ceci constitue donc un avantage pour notre étude, car il suppose donc une composition minéralogique de l'aérosol fixe, et seule la granulométrie évolue.

On répète les mêmes calculs de luminance simulée, cette fois en remplaçant dans le code de transfert MODTRAN 4.1. le modèle de Longtin et al. par les paramètres optiques issus de cette modélisation d'aérosol. L'application de la double régression linéaire nous fournit les signatures spectrales (figure VI.4.) pour les quatre distributions granulométriques de cette modélisation de Chomette.



**Figure VI.4.**: Comparaison entre la signature spectrale expérimentale et celles calculées pour un aérosol désertique décrit par la modélisation de Chomette. Les barres d'erreur représentent les intervalles de confiance à 95 %.

On remarque d'abord le niveau élevé des sensibilités à l'aérosol décrit par les granulométries grossières WCD et A1 par rapport aux granulométries fines BG et A2. La description de ces distributions granulométriques utilisées par Chomette (figure I.8. §I.3.3.) montre que les granulométries WCD et A1 ont des spectres plus riches en grosses particules que les granulométries BG et A2. On confirme donc le comportement décrit avec le modèle

de *Longtin*, c'est-à-dire un niveau accru de sensibilité à la poussière avec l'augmentation de la proportion de grosses particules.



**Figure VI.5.a.**: *L'indice réel de réfraction dans l'infrarouge thermique pour quelques minéraux [Sokolik et Toon, 1999], comparé à celui utilisé dans la modélisation de Chomette.* 



**Figure VI.5.b.**: *L'indice imaginaire de réfraction dans l'infrarouge thermique pour quelques minéraux [Sokolik et Toon, 1999], comparé à celui utilisé dans la modélisation de Chomette.* 

Les deux familles de granulométries (BG et A2) et (WCD et A1), produisent des signatures voisines, avec une allure moins variable que la courbe expérimentale. Ceci semble s'expliquer par l'indice de réfraction que Chomette a utilisé dans sa modélisation, qui présente un caractère spectral moins accentué que les indices des minéraux présents dans l'aérosol sahélien [*Caquineau et al., 2002*] : quartz, kaolinite et illite (figure VI.5.a et VI.5.b).

On remarque les variations importantes des indices de réfraction des minéraux purs, susceptibles de provoquer des différences importantes entre les valeurs des sensibilités radiométriques dans les différents canaux, c'est-à-dire une signature spectrale plus contrastée. L'indice équivalent utilisé par Chomette présente au contraire un niveau peu variable spectralement (par rapport aux spectres des minéraux), presque constant à l'exception d'un faible pic autour de 9,5 µm.

A titre d'exemple, on a étudié l'effet de la composition minéralogique sur la signature spectrale, pour une granulométrie donnée (soit le complément de ce qui a été fait avec la modélisation de Chomette). Pour cela, on a remplacé les indices de réfraction utilisés dans la modélisation de Chomette par les indices de matériaux purs susceptibles d'entrer dans la composition de l'aérosol désertique : la kaolinite et le quartz. Les paramètres radiatifs ont été calculés avec un programme de Mie, en supposant l'aérosol constitué de particules sphériques homogènes, caractérisées par la distribution en taille BG (fixe). Les résultats de ce calcul de Mie (coefficients d'extinction, d'absorption et de diffusion, facteur d'asymétrie) ont été introduits dans le code MODTRAN 4.1. afin de simuler la luminance normalisée descendante selon les critères déjà décrites. Les signatures d'un aérosol de granulométrie BG et constitué des particules de quartz pur et respectivement de kaolinite pure sont présentées dans la figure VI.6. Ces signatures simulées sont comparées à la signature expérimentale et à celle simulée pour un aérosol décrit par Chomette avec cette même granulométrie BG.

La principale remarque est la grande ressemblance de l'allure de la signature expérimentale et celle obtenue pour un aérosol contenant seulement de la kaolinite. Cette observation nous fait supposer que l'aérosol de Banizoumbou contient une fraction importante de cette argile. De plus, on note que la signature simulée pour le quartz présente une allure identique à celle observée pour l'aérosol de Longtin et al., (voir la figure VI.3.) comportant lui aussi ce minéral en proportion volumique majoritaire. Ces observations nous

confirment le rôle essentiel joué par la composition minéralogique dans l'allure de la signature spectrale d'un aérosol.



**Figure VI.6.**: *L'effet de la composition minéralogique sur la signature spectrale, pour une granulométrie donnée. Les barres d'erreur représentent les intervalles de confiance à 95 %.* 

Malgré le fait que les signatures simulées comportent la même granulométrie, le niveau plus bas des sensibilités à l'aérosol de Chomette contraste avec les niveaux plus élevés des sensibilités aux matériaux purs. Pour une granulométrie donnée, l'effet de la composition minéralogique se traduit par une double action, d'abord sur l'allure de la signature spectrale selon les espèces minérales présentes, mais aussi sur le niveau moyen de façon analogue à un changement de granulométrie.

Une modalité de présentation des résultats consiste à normaliser la signature spectrale par rapport à la valeur enregistrée pour le canal W. Ainsi les effets de la composition minéralogique et celui du changement de granulométrie sur le niveau moyen de la signature spectrale sont éliminés, en faveur du seul comportement spectral dans les canaux étroits. La figure VI.6. « traduite » en signature spectrale normalisée est présentée dans la figure VI.7. On remarque toujours le bon accord entre la signature expérimentale et celle d'un aérosol
composé exclusivement de kaolinite, à l'exception du faible désaccord observé pour le canal N12.



Figure VI.7.: Signature spectrale en terme des sensibilités normalisées par rapport à la valeur obtenue pour le canal large.

En conclusion, pour une composition minéralogique donnée, le niveau moyen de la signature spectrale est un indice de la distribution en taille de particules. Plus ces particules sont grossières, plus les valeurs de sensibilité à la poussière sont élevées. Pour une granulométrie donnée, le changement de composition minéralogique affecte l'allure de la signature spectrale, mais aussi son niveau moyen. Une procédure d'identification des propriétés de l'aérosol (granulométrie et composition) est donc envisageable selon la modalité suivante. La comparaison avec les signatures simulées appartenant à diverses composantes minérales, prévisibles ou connues, peut nous aider à trouver une signature théorique pour un mélange externe de ces minéraux, de même allure que la signature expérimentale. On peut recaler ensuite le niveau de cette signature théorique du mélange sur la signature expérimentale, en jouant sur la proportion de grosses particules.

#### VI.2. Modélisation de l'aérosol de Banizoumbou

Il faut préciser que les signatures théoriques ont été obtenues en supposant que l'aérosol garde ses propriétés constantes (la même granulométrie et la même composition minéralogique) durant la période février – mars. Par contre, la signature expérimentale caractérise un aérosol « moyen », car elle ne tient pas compte des variations effectives de l'aérosol réel en composition, mais aussi en granulométrie, durant la période des mesures. Dans ces conditions, une comparaison fiable entre les données expérimentales et les simulations ne peut se faire qu'en connaissant ces caractéristiques de l'aérosol et leur évolution au cours du temps.

Rappelons qu'un type d'aérosol désertique quelconque peut être employé dans des simulations de transfert radiatif si on connaît une série de paramètres radiatifs exigés en entrée du code MODTRAN 4.1. Ces paramètres caractérisant l'aérosol sont les coefficients d'extinction, et d'absorption et le facteur d'asymétrie, déterminés pour une gamme de longueurs d'onde couvrant le domaine d'intérêt pour notre travail, c'est à dire la fenêtre 8 - 13  $\mu$ m.

Si on suppose l'aérosol sous la forme d'une population de particules sphériques homogènes, tous ces paramètres radiatifs peuvent être déterminés en faisant un calcul de Mie. Ce calcul nécessite la connaissance de la distribution en taille de particules, ainsi que le spectre d'indices de réfraction complexe du matériau constituant l'aérosol.

# VI.2.1. Choix de la distribution en taille

Des valeurs de distribution volumique de l'aérosol v(r) dérivées des mesures photométriques AERONET (voir §IV.4.1.) sont disponibles au cours de la première semaine de la campagne. La distribution en nombre n(r) est calculée comme le rapport entre la distribution volumique v(r) et le volume d'une particule de rayon r:

$$n(r) = \frac{v(r)}{\frac{4\pi}{3} \cdot r^3}$$
(VI.1)

Les paramètres demandés par le programme de Mie utilisé, qui sont le rayon médian  $R_i$ , l'écart type  $\sigma_i$  et le nombre  $N_i$  de particules du mode *i* dans la colonne atmosphérique verticale de section droite unité, ont été calculés par intégrations à partir de la granulométrie en nombre n(r):

$$\ln R_{i} = \frac{\int_{r_{i}^{\min}}^{r_{i}^{\max}} \ln r \cdot n(r) \cdot d \ln r}{\int_{r_{i}^{\min}}^{r_{i}^{\max}} n(r) \cdot d \ln r}$$
(VI.2)  
$$\ln \sigma_{i} = \sqrt{\frac{\int_{r_{i}^{\min}}^{r_{i}^{\max}} (\ln r - \ln R_{i})^{2} \cdot n(r) \cdot d \ln r}{\int_{r_{i}^{\min}}^{r_{i}^{\max}} n(r) \cdot d \ln r}}$$
(VI.3)  
$$N_{i} = \int_{r_{i}^{\min}}^{r_{i}^{\max}} n(r) \cdot d \ln r$$
(VI.4)

Les valeurs limite des rayons de particule de chaque mode utilisées dans l'algorithme d'inversion [*Nakajima et al., 1983* et *1996*] sont indiquées dans le tableau VI.1.

| Mode                                 | $r_i^{min}(\mu m)$ | $r_i^{max}(\mu m)$ |
|--------------------------------------|--------------------|--------------------|
| $\operatorname{Fin}\left(i=1\right)$ | 0,05               | 0,6                |
| Grossier $(i = 2)$                   | 0,6                | 10,0               |

 Tableau VI.1.: Valeurs limite des rayons de particule pour la granulométrie issue de l'algorithme d'inversion [Nakajima et al., 1987].

Les valeurs calculées avec les équations (VI.2, VI.3, VI.4) sont utilisées pour décrire une distribution log-normale bimodale  $n_c(r)$  analogue à l'équation (I.1) (voir §I.3.1.) :

$$n_{c}(r) = \sum_{i=1}^{2} \frac{N_{i}}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_{i}} \cdot \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln R_{i})^{2}}{2(\ln \sigma_{i})^{2}}\right]$$
(VI.5)

La comparaison entre la distribution de départ n(r) et cette distribution équivalente  $n_c(r)$  (figure VI.8.) montre un accord relativement satisfaisant, avec quelques écarts dans le mode grossier.



**Figure VI.8.**: Comparaison entre la distribution en taille déterminée expérimentalement et la granulométrie calculée à partir de l'équation (VI.5) en utilisant les paramètres issus des équations (VI.2, VI.3, VI.4).

Les valeurs calculées de  $R_i$ ,  $\sigma_i$  et  $N_i$  pour chacune de ces granulométries bimodales sont présentées dans le tableau VI.2. pour les cinq jours pour lesquels les résultats de l'inversion sont disponibles.

|            | MODE FIN      |                     |                              | MODE GROSSIER |                    |                              |
|------------|---------------|---------------------|------------------------------|---------------|--------------------|------------------------------|
|            | $R_1 (\mu m)$ | $\sigma_{l}(\mu m)$ | $N_1$ (part/m <sup>2</sup> ) | $R_2(\mu m)$  | $\sigma_2 (\mu m)$ | $N_2$ (part/m <sup>2</sup> ) |
| 13 février | 0,269         | 1,30                | 478                          | 1,091         | 1,44               | 60                           |
| 14 février | 0,275         | 1,35                | 302                          | 1,091         | 1,42               | 40                           |
| 15 février | 0,246         | 1,36                | 363                          | 1,087         | 1,42               | 36                           |
| 16 février | 0,206         | 1,41                | 177                          | 1,109         | 1,48               | 11                           |
| 17 février | 0,194         | 1,42                | 201                          | 1,081         | 1,44               | 83                           |

**Tableau VI.2.**: Paramètres des granulométries en nombre issus des intégrations (VI.2, VI.3,

 VI.4). N<sub>i</sub> représente le nombre total de particules du mode i dans la colonne atmosphérique de section droite d'unité.

# VI.2.2. Choix de la composition minéralogique

L'indice de réfraction de l'aérosol est directement lié à sa composition minéralogique. Plusieurs observations faites dans la région sahélienne [*Marticorena et al., 1997; Caquineau et al., 2002*] mettent en évidence la présence d'une fraction majoritaire d'argiles dans l'aérosol atmosphérique. Ceci explique en bonne partie les différences observées sur la figure VI.3. entre la signature spectrale expérimentale et celle théorique calculée à partir du modèle de *Longtin et al.*, dont la composition minéralogique ne contient aucune argile, mais surtout du quartz.

Une analyse minéralogique issue des observations au sol a été réalisée sur le site de Banizoumbou durant la campagne, le 13 février 1998, dont les résultats ont été mis gracieusement à notre disposition par J.-L. Rajot. Ces résultats confirment les observations précédemment décrites, mettant en évidence une concentration (en nombre de particules) élevée d'argiles (61,9 % en état pur et 30,5 % sous la forme d'agrégats composés de différentes argiles, de silice (quartz) et d'oxydes de fer et de titane) avec d'autres minéraux en faible quantité. Cette composition minéralogique est certainement susceptible d'enregistrer des changements notables d'un jour à l'autre. Pour décrire un comportement moyen de cette composition durant la campagne, on s'est donc appuyé sur une étude réalisée par Caquineau [*1997*] dans cette région. Cette étude aboutit à une composition caractéristique sahélienne pour la région de Niamey, sous la forme d'un mélange de trois minéraux : kaolinite, illite et quartz, dont les proportions sont présentées dans le tableau VI.3. C'est ce mélange que nous avons retenu pour la construction d'un modèle d'aérosol sahélien, avec les cinq granulométries journalières décrites précédemment.

|                    | Kaolinite (K) | Illite (I) | Quartz (Q) |
|--------------------|---------------|------------|------------|
| Proportions en     | 71,6          | 9,1        | 19,3       |
| masse <i>p</i> (%) |               |            |            |

Tableau VI.3.: Composition minéralogique de l'aérosol sahélien [Caquineau et al., 1997].

### VI.2.3. Résultats des calculs de Mie

Les calculs de Mie ont été réalisés avec un programme utilisant des granulométries d'aérosol sous la forme d'une distribution trimodale log-normale. Ce programme demande en entrée les paramètres de cette distribution en nombre (le rayon modal, l'écart type et le nombre de particules par unité de volume d'air de chaque mode *i*). Le programme est utilisable pour le calcul d'une granulométrie bimodale ou monomodale, simplement en annulant le nombre de particule pour un ou deux modes. Cette option est utile pour l'étude d'un mélange externe de matériaux minéraux entrant dans la composition d'un aérosol, tel que celui décrit par Caquineau.

En entrée de ce programme, il faut encore préciser l'intervalle d'intégration pour le rayon des particules, la longueur d'onde et les indices de réfraction (réel et imaginaire) correspondants. Cette série de données va permettre le calcul des paramètres radiatifs caractérisant l'aérosol.

La présentation de l'aérosol sahélien comme un mélange externe de minéraux, chacun avec son propre jeu d'indices de réfraction, nécessite le calcul de ces paramètres radiatifs de façon analogue au modèle de *Longtin* (voir §I.4.), à l'exception du fait que les particules sont homogènes et ne font pas l'objet d'un mélange interne. Ainsi, ces paramètres vont être calculés selon un mélange externe de trois composantes (illite, kaolinite et quartz). On définit une granulométrie monomodale normalisée à une particule, dont le mode *i* est caractérisé par le rayon modal  $R_i$  et l'écart type  $\sigma_i$ , ainsi que les valeurs limite d'intégration pour le rayon (voir le tableau VI.1. pour l'algorithme d'inversion de Nakajima). Le programme de Mie adapté à cette distribution monomodale va calculer les coefficients d'extinction  $\beta_{ext}^i(\lambda, X)$ , d'absorption  $\beta_{abs}^i(\lambda, X)$  et de diffusion  $\beta_{diff}^i(\lambda, X)$ , ainsi que le facteur d'asymétrie  $g^i(\lambda, X)$  pour chaque espèce minérale X. Ainsi, les coefficients d'extinction, absorption et diffusion  $(\beta_{ext}^i(\lambda), \beta_{abs}^i(\lambda))$  et  $\beta_{diff}^i(\lambda))$  caractérisant le mode *i* seront décrits sous la forme de combinaisons linéaires comportant les proportions p(X) de chaque composante dans le mélange (voir le tableau VI.3.):

$$\beta_{ext}^{i}(\lambda) = p(I) \cdot \beta_{ext}^{i}(\lambda, I) + p(K) \cdot \beta_{ext}^{i}(\lambda, K) + p(Q) \cdot \beta_{ext}^{i}(\lambda, Q)$$
(VI.6)

$$\beta_{abs}^{i}(\lambda) = p(I) \cdot \beta_{abs}^{i}(\lambda, I) + p(K) \cdot \beta_{abs}^{i}(\lambda, K) + p(Q) \cdot \beta_{abs}^{i}(\lambda, Q)$$
(VI.7)

$$\beta_{diff}^{i}(\lambda) = p(I) \cdot \beta_{diff}^{i}(\lambda, I) + p(K) \cdot \beta_{diff}^{i}(\lambda, K) + p(Q) \cdot \beta_{diff}^{i}(\lambda, Q)$$
(VI.8)

Pour le facteur d'asymétrie du mélange, on utilise une combinaison des facteurs d'asymétrie et des coefficients de diffusion de chaque composante :

$$g^{i}(\lambda) = \frac{p(I)\beta^{i}_{diff}(\lambda, I)g^{i}(\lambda, I) + p(K)\beta^{i}_{diff}(\lambda, K)g^{i}(\lambda, K) + p(Q)\beta^{i}_{diff}(\lambda, Q)g^{i}(\lambda, Q)}{\beta^{i}_{diff}(\lambda)}$$
(VI.9)

Une fois calculés ces paramètres pour les deux modes considérés, les coefficients d'extinction  $B_{ext}(\lambda)$ , d'absorption  $B_{abs}(\lambda)$  et de diffusion  $B_{diff}(\lambda)$ , et pour le facteur d'asymétrie  $G(\lambda)$  caractérisant l'aérosol bimodal seront calculés selon de combinaisons linéaires:

$$B_{ext}(\lambda) = \sum_{i=1}^{2} N_i \cdot \beta_{ext}^i(\lambda)$$
(VI.10)

$$B_{abs}(\lambda) = \sum_{i=1}^{2} N_i \cdot \beta_{abs}^i(\lambda)$$
(VI.11)

$$B_{diff}(\lambda) = \sum_{i=1}^{2} N_i \cdot \beta_{diff}^i(\lambda)$$
(VI.12)

$$G(\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^{2} N_i \cdot \beta_{diff}^i(\lambda) \cdot g^i(\lambda)}{B_{diff}(\lambda)}$$
(VI.13)

L'ensemble de ces paramètres radiatifs ont été calculés pour chacune des cinq granulométries issues de l'algorithme d'inversion de Nakajima afin d'avoir la caractérisation de l'aérosol sahélien pour chacun des jours pris en compte. Les résultats obtenus avec la granulométrie du 13 février sont présentés dans la figure VI.9. à titre d'exemple.

On remarque les différents pics des coefficients, qui soulignent la forte signature spectrale de cet aérosol dans l'infrarouge thermique. Les valeurs les plus importantes des coefficients se trouvent autour de 9  $\mu$ m, correspondant aux valeurs maximales des indices de réfraction du quartz et des argiles dans ce domaine. Une forte influence s'observe aussi autour de 11  $\mu$ m, due à la présence de kaolinite en proportion majoritaire dans le mélange de Caquineau.

L'influence la plus faible sera enregistrée autour de 12  $\mu$ m, région où seul le quartz présente des valeurs élevées des coefficients. Toutes ces observations sont en concordance avec la signature spectrale expérimentale (voir figure VI.1.), pour laquelle la sensibilité maximale est observée dans le canal N9 et la sensibilité minimale dans le canal N12.



Figure VI.9.: Paramètres radiatifs de l'aérosol sahélien dans la fenêtre 8 – 13 μm, calculés avec un programme de Mie pour un mélange de Caquineau et pour la granulométrie du 13 février 1998. Les coefficients d'extinction (a), d'absorption (b) et de diffusion (c) sont rapportés à leur valeur obtenue à 550 nm.

## VI.2.4. Comparaison des signatures spectrales expérimentale et théorique

La signature spectrale pour cette période expérimentale de cinq jours est obtenue de façon différente de celle décrite dans le chapitre précédent pour la période février - mars, car le nombre de données ne permet pas d'appliquer la méthode statistique de la double régression linéaire. Mais on peut encore appliquer la correction des variations de vapeur d'eau, obtenue statistiquement pour toute la période (voir V.3.2) aux mesures de luminances pour les ramener à une valeur constante du contenu  $w_0$ . On constate que les valeurs de ces luminances corrigées varient quasi-linéairement avec l'épaisseur optique mesurée dans le visible (figure VI.10.), la pente des droites n'étant autre que la sensibilité radiométrique à la poussière.



**Figure VI.10.**: Valeurs de la luminance mesurée, corrigée des variations de vapeur d'eau pour les cinq jours du début de la campagne NIGER 98 (13 -17 février), en fonction de l'épaisseur optique photométrique.

Une régression linéaire appliquée au jeu de luminances corrigées en fonction de l'épaisseur optique va nous fournir une partie égale à cette sensibilité, tandis que l'ordonnée à l'origine contient la contribution de la vapeur d'eau. Ces sensibilités radiométriques expérimentales à l'aérosol vont être comparées aux valeurs simulées avec les hypothèses suivantes :

 l'atmosphère est décrite par les profils verticaux issus des sondages ballon de l'Aéroport de Niamey;

 on utilise en entrée du code MODTRAN 4.1. les informations journalières de l'aérosol sahélien : épaisseur optique photométrique et paramètres radiatifs issus des calculs de Mie;

> le contenu atmosphérique en vapeur d'eau sera considéré constant pour les cinq simulations journalières et égal à la valeur  $w_0$  à laquelle on a ramené la luminance expérimentale;

Les luminances ainsi simulées permettent d'obtenir les sensibilités théoriques de la même manière qu'on a obtenu les sensibilités expérimentales, par une régression linéaire de cette luminance simulée en fonction des valeurs de l'épaisseur optique. La comparaison entre la signature spectrale expérimentale et celle déterminée à l'aide des simulations est présentée dans la figure VI.11. On a choisi une représentation relative, les sensibilités radiométriques à la poussière dans les canaux étroits de l'instrument étant rapportées aux valeurs obtenues pour le canal large.



Figure VI.11.: Signatures spectrales expérimentale et simulée pour la période de cinq jours du début de la campagne NIGER 98. Les simulations de transfert radiatif ont été obtenues avec les profils verticaux issus des sondages ballon, et ramenés à une valeur constante du contenu w<sub>0</sub> 1,03 g/cm<sup>2</sup>. Le modèle d'aérosol employé a été construit sur un mélange de matériaux minéraux (kaolinite, illite et quartz) [Caquineau, 1997], combiné avec les granulométries déterminées par inversions des mesures photométriques [Nakajima et al., 1983 et 1996]. On remarque le bon accord obtenu pour le canal N11, ce qui nous confirme le choix qu'on a fait pour une composition minéralogique de l'aérosol riche en kaolinite. Pour les canaux N9 et N12 par contre on enregistre une valeur expérimentale de la sensibilité légèrement inférieure aux simulations. Ceci peut être expliqué par une variation de la composition minéralogique de l'aérosol lors du début de la campagne, dans le sens d'une diminution de la proportion de quartz, sensible autour de 12  $\mu$ m.

# VI.2.5. Etude théorique sur la composition minéralogique

Le résultat précédent nous démontre la possibilité d'obtenir des informations sur la composition minéralogique d'un aérosol à l'aide des observations radiométriques dans l'infrarouge thermique. Ceci résulte de la remarquable signature spectrale de l'aérosol désertique observée en IRT [*Sokolik et Toon, 1999*], fait qui constitue un intérêt incontestable de cette méthode de télédétection. Les méthodes développées dans le visible et le proche infrarouge ne peuvent pas fournir un tel résultat à cause du caractère neutre de l'aérosol désertique dans ces régions du spectre.

Chaque minéral entrant dans la composition de l'aérosol possède sa propre signature spectrale grâce aux différences d'indice de réfraction dans la fenêtre 8 - 13  $\mu$ m. Pour cela, on a calculé les paramètres radiatifs, mais cette fois pour un aérosol composé d'un matériau pur, kaolinite, illite ou quartz. Une comparaison entre les coefficients d'absorption de ces matériaux, calculés pour la granulométrie acquise le 13 février, est présentée dans la figure VI.12.

On remarque le comportement très similaire des argiles (kaolinite et illite), à l'exception d'un pic d'absorption de la kaolinite autour de 11  $\mu$ m. Le quartz présente de fortes sensibilités à 8,5  $\mu$ m, 9,5  $\mu$ m et 12,5  $\mu$ m. Les argiles sont elles aussi très sensibles autour de 9,5  $\mu$ m, mais leurs pic est plus faible que celui du quartz, et légèrement décalé spectralement.

De valeurs de luminance filtrée ont été simulées dans les mêmes conditions que celles décrites pour le mélange de Caquineau, mais cette fois avec des espèces minérales pures. On en déduit ainsi les sensibilités radiométriques des mesures aux différentes composantes minéralogiques. Les signatures spectrales de ces composantes sont présentées dans la figure VI.13.



Figure VI.12.: Spectres du coefficient d'absorption issu des calculs de Mie (en utilisant la granulométrie acquise le 13 février) pour les trois espèces minérales entrant dans la composition de l'aérosol sahélien.



**Figure VI.13.**: Signatures théoriques des espèces minérales pures, comparées avec la signature expérimentale.

Comme règle générale, on remarque l'accord entre la signature expérimentale et celle de la kaolinite, la composante majeure de l'aérosol sahélien [*Caquineau, 1997*]. De plus, on

observe que l'effet dû à la présence du quartz sur les simulations est très différent des résultats expérimentaux, ce qui doit refléter la faible proportion de ce matériau dans la composition minéralogique de l'aérosol de Banizoumbou. En revanche, il faut noter que le désaccord entre la signature expérimentale et celle de l'illite, n'est pas flagrant (à part un écart dans le canal N9).

A l'avenir, on pourrait améliorer les résultats de l'identification minéralogique en modifiant la définition spectrale des filtres du radiomètre CLIMAT, ou bien en ajoutant d'autres filtres (le radiomètre pouvant utiliser jusqu'à six canaux). Ces modifications doivent être réalisées compte tenu des propriétés spectrales de chaque composante minérale. Ainsi, on augmente la sensibilité à détecter le quartz si on décale le canal N9 pour qu'il soit centré sur le pic d'absorption à 8,5 µm. De même, si on centre le canal N12 sur le pic d'absorption du quartz à 12,5 µm, on peut aussi détecter sa présence, puisque les argiles dans cette région sont peu absorbantes (mais l'effet de la vapeur d'eau va augmenter dans les deux cas).

Pour améliorer la détection des argiles, on devrait centrer un canal sur leurs pics d'absorption à 9,5  $\mu$ m. Des mesures faites dans ce canal vont donner un signal important si l'aérosol présente de l'illite, de la kaolinite ou un mélange des deux. Par contre, pour distinguer ces deux argiles, on doit utiliser un canal N11 centré sur le pic de la kaolinite autour de 11  $\mu$ m.

Toutes ces observations ont été vérifiées par simulations, en utilisant des fonctions filtre modifiées. Dans la figure VI.14., on a considéré trois filtres étroits de largeur 1  $\mu$ m (N9', N11' et N12'), centrés respectivement sur 9,5  $\mu$ m, 11  $\mu$ m et 12  $\mu$ m. Les nouvelles signatures spectrales sont présentées dans la figure VI.14.

Comme on l'a prévu, l'effet est visible rapidement. Le canal N9' est beaucoup plus sensible à la présence des argiles qu'au quartz, tandis que celui-ci présente une sensibilité maximale dans le N12'. Les deux argiles ont des sensibilités relativement proches dans les canaux N9' et N12', mais deviennent séparables grâce au canal N11', où la sensibilité à la kaolinite est plus élevée que celle à l'illite.



Figure VI.14.: Comparaison entre les signatures théoriques des espèces minérales pures, et du mélange de Caquineau, calculées à l'aide de simulations à travers des filtres théoriques décalées (N9', N11' et N12').

# VI.2.6. Etude sur la non-sphéricité des particules

La majorité des algorithmes d'inversion [par exemple *Nakajima et al., 1996 ; Dubovik et King, 2000*] comptent toujours sur la théorie de Mie et sur une forme sphérique des particules. Cependant, des études nombreuses indiquent la nécessité de prendre en compte la non-sphéricité des particules dans les modélisations des propriétés optiques des aérosols désertiques. Les méthodes pour simuler l'impact des diverses formes non-sphériques ont rapidement évolué pendant les deux dernières décennies. Les travaux récents de Dubovik et al. [2002] ont permis la mise en place d'un algorithme d'inversion basé cette fois sur une forme non-sphérique des particules. A titre d'exemple, on a présenté dans la figure VI.15. la distribution granulométrique issue de cet algorithme « non-sphérique », comparée aux granulométries « sphériques » issues des techniques de Nakajima et Dubovik.



**Figure VI.15.**: Comparaison entre les granulométries issues des mesures photométriques le 17 février 1998, obtenues à partir des différents algorithmes d'inversion.

On remarque la différence notable entre la distribution de Nakajima et celles provenant des deux techniques de Dubovik. On observe aussi que les deux granulométries de Dubovik se différencient surtout dans la zone des particules fines. Pour les particules de taille supérieure à 1  $\mu$ m (actives dans l'IRT, voir figure II.7., §II.4.1.) elles sont pratiquement superposées, ce qui laisse deviner un faible effet de la prise en compte de la non-sphéricité dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Pour vérifier cela, on a déterminé la signature spectrale d'un aérosol construit à partir d'un mélange minéralogique de Caquineau et une granulométrie fixe durant la campagne. Les résultats obtenus pour chacune des trois distributions sont présentés dans la figure VI.16. et comparés à la signature expérimentale. Comme prévu, les signatures spectrales provenant des deux inversions de Dubovik sont très proches, en accord avec la faible différence observée dans la figure VI.15. pour les grosses particules. De plus, elles se différencient de la signature obtenue à partir de l'algorithme de Nakajima, qu est plus proche de celle expérimentale.



**Figure VI.16.**: Comparaison entre la signature spectrale expérimentale et celles issues des simulations avec un aérosol construit à partir du mélange de Caquineau, avec les granulométries présentées dans la figure VI.15.

# VI.3. Conclusion

L'aérosol désertique présente une signature spectrale dans l'infrarouge thermique, qui dépend de la composition minéralogique et de la distribution en taille de particules. Les mesures radiométriques nous permettent d'acquérir des informations sur la composition minéralogique de l'aérosol de Banizoumbou, en utilisant l'effet de ce paramètre sur la signature spectrale. Nous constatons la présence des argiles en proportion majoritaire, en corrélation avec diverses observations minéralogiques. Parmi ces argiles, la kaolinite est présente en quantité importante, ce qui se traduit par une sensibilité radiométrique élevée autour de 11 µm. Une meilleure identification des différentes composantes minéralogiques (quartz, illite, kaolinite) présentes dans l'aérosol sahélien de Banizoumbou peut être obtenue en choisissant les canaux du radiomètre en fonction des pics d'absorption de ces espèces.

# **CONCLUSIONS GÉNÉRALES**

Ce travail de thèse est le résultat d'une campagne de mesure dédiée à l'étude de l'aérosol désertique d'origine sahélienne. Le principal instrument utilisé est le radiomètre multispectral CLIMAT, opérant des mesures de ciel depuis le sol dans l'infrarouge thermique. La fiabilité de cet instrument est vérifiée lors de cette campagne par des mesures de rayonnement infrarouge en provenance d'un corps noir de terrain. Nous avons déterminé les incertitudes sur les mesures radiométriques *in situ*, évaluées en terme de températures de brillance à environ 0,1 K (0,05 K après élimination des incertitudes liées au défaut d'équilibre thermique de la cavité du radiomètre). Ces valeurs caractérisent le domaine des température de brillance compris 290 et 330 K et doivent être doublées, soit 0,2 K (ou 0,1 K pour un équilibre thermique parfait) pour les températures de ciel rencontrées les plus basses (autour de 200 K), ce qui reste encore très faible.

De plus, ces mesures de corps noir nous permettent d'évaluer les incertitudes sur les coefficients d'étalonnage déterminés en conditions de laboratoire, ainsi que leurs dépendance avec la température ambiante. Ainsi, nous avons mis au point une procédure de correction qui tient compte de ces modifications liées d'une part aux différences entre les conditions stables de l'étalonnage en laboratoire et celles rencontrées sur le terrain, et d'autre part au vieillissement inévitable des composants instrumentaux et aux évolutions des caractéristiques de l'instrument qui les accompagnent.

Les données radiométriques sont issues de mesures de ciel au zénith, et contiennent les contributions de l'ensemble des composantes atmosphériques : aérosol, nuages et gaz absorbants. L'analyse de ces données montre, comme prévu, que l'aérosol désertique est détectable en utilisant des mesures faites depuis le sol dans l'infrarouge thermique. Ces mesures sont affectées par les autres composantes atmosphériques, parmi lesquelles les nuages et la vapeur d'eau provoquent les effets les plus importants.

L'effet dû à la présence des nuages dans le champ optique de l'instrument ne peut pas être corrigé. La seule procédure envisageable pour notre travail consiste à éliminer les données

radiométriques contaminées, identifiées de manière satisfaisante en utilisant le produit IDDI [*Legrand et al., 2001*] issu des observations satellitaires METEOSAT IR.

L'effet de la vapeur d'eau sur les mesures radiométriques a été étudié grâce aux profils verticaux de pression, température et humidité issus de sondages ballon. Il a été évalué à l'aide des simulations de transfert radiatif en utilisant le code MODTRAN 4.1. appliqué à ces profils. Ainsi, les variations du signal dues à la vapeur d'eau sont bien supérieures à celles observées pour les autres gaz actifs dans l'infrarouge thermique (l'ozone et le dioxyde de carbone). De plus, la luminance calculée dans les quatre canaux du radiomètre varie de manière quasi-linéaire avec le contenu atmosphérique en vapeur d'eau, dans les limites observées lors de la campagne  $(0,6 - 1,6 \text{ g/cm}^2)$ .

Les simulations concernant l'aérosol montrent aussi une dépendance quasi-linéaire de la luminance filtrée avec l'épaisseur optique visible. Ces observations nous amènent à appliquer à l'ensemble des données expérimentales un traitement statistique basé sur une double régression linéaire des luminances en fonction de l'épaisseur optique d'aérosol et du contenu atmosphérique de vapeur d'eau dans la colonne verticale. Nous avons ainsi déterminé les sensibilités radiométriques à la vapeur d'eau et à l'aérosol.

Une procédure de correction de l'effet des variations de vapeur d'eau durant la campagne a été mise au point en utilisant les valeurs de la sensibilité radiométrique à la vapeur d'eau déterminées dans les canaux de l'instrument. Nous avons ainsi abouti à une luminance filtrée corrigée, ramenée à une valeur du contenu en vapeur d'eau considérée constante durant la campagne. Les variations de cette luminance reflètent donc (en première approximation) seulement l'évolution du contenu atmosphérique en aérosol.

Les sensibilités radiométriques à l'aérosol présentent des valeurs nettement différentes dans les quatre canaux du radiomètre. Nous avons obtenu ainsi une signature spectrale caractérisant le comportement de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique. D'après les comparaisons aux diverses simulations, cette signature spectrale est affectée par la distribution en taille de particules et par la composition minéralogique caractérisant l'aérosol. L'accroissement de la proportion de grosses particules entraîne un déplacement de la signature spectrale vers les valeurs élevées de la sensibilité radiométrique à l'aérosol. L'allure de cette signature et due principalement aux différentes espèces minéralogiques composant l'aérosol et aux variations spectrales qui les caractérisent. Nous avons étudié l'impact des principales composantes minéralogiques (kaolinite, illite et quartz) de l'aérosol sahélien, à l'état pur puis en mélange selon des proportions caractéristiques [*Caquineau*, 2002]. Nous avons obtenu un bon accord entre la signature spectrale expérimentale et celle issue des simulations employant un aérosol modélisé selon ce mélange minéral. Si l'aérosol et modélisé sous la forme d'un matériau pur, c'est la kaolinite qui fournit un résultat très proche de la signature expérimentale, confirmant son rang de composante majeure de l'aérosol sahélien. La présence de cette argile est déterminée par des mesures radiométriques effectuées autour de 11  $\mu$ m, domaine où elle présente un pic d'absorption. On observe que la signature spectrale du quartz issue des simulations est très différente des résultats expérimentaux, ce qui reflète la faible proportion de ce matériau dans la composition minéralogique de l'aérosol rencontré lors des mesures.

Nous avons montré ainsi la possibilité d'obtenir des informations qualitatives liés à la composition minéralogique de l'aérosol à partir des mesures IRT depuis le sol. A l'avenir, nous pourrons améliorer les résultats de l'identification minéralogique par des modifications du nombre et de la définition spectrale des filtres du radiomètre CLIMAT, réalisées en concordance avec les propriétés spectrale de chaque composante minérale recherchée.

En conclusion, le radiomètre CLIMAT est un instrument efficace pour la télédétection de l'aérosol désertique dans l'infrarouge thermique. Les données acquises varient quasilinéairement avec le contenu atmosphérique en aérosol. De plus, l'étude multibande de ces données permet d'obtenir la composition minéralogique de l'aérosol désertique.

A l'avenir, on peut envisager une version du radiomètre avec un champ plus étroit (de quelques degrés) pouvant être utilisé de manière analogue à un photomètre. Il réalisera ainsi des mesures de rayonnement solaire transmis, au lieu des mesures d'émission présentées dans ce travail.

Il faut souligner aussi la concordance entre ces mesures depuis le sol et celles obtenues depuis l'espace (dans le même domaine spectral), montrée par la comparaison avec les mesures METEOSAT IR et avec le produit IDDI. Ce fait prouve que le radiomètre sera un instrument utile dans la validation depuis le sol des observations satellitaires.

Une association du radiomètre CLIMAT avec un photomètre permet donc de compléter la caractérisation de l'aérosol, grâce à une couverture du domaine spectral allant du visible jusqu'à l'infrarouge thermique. En l'état actuel de l'art, les informations concernant la vapeur d'eau (profils verticaux de température et d'humidité), nécessaires à l'exploitation des mesures, sont disponibles seulement à partir des sondages atmosphériques. Si à l'avenir, on associe un lidar à ces instruments, on pourra obtenir en outre des informations sur les distributions verticales et sur la couverture nuageuse, ce qui devrait permettre d'obtenir une description extrêmement complète et détaillé de l'aérosol et des autres composantes atmosphériques.

# ANNEXE

# PARAMETRES OPTIQUES DE L'AEROSOL DÉSERTIQUE

Un type d'aérosol est caractérisé par la distribution en taille n(r) de particules qui le composent et par l'indice de réfraction complexe  $\tilde{n}$  du matériau dont elles sont faites.

## A.1. Indice de réfraction

Les propriétés optiques d'un échantillon de matériau sont décrites par son indice de réfraction complexe:

$$\tilde{n}(\lambda) = n_{re}(\lambda) - i \cdot n_{im}(\lambda) \tag{1}$$

Les parties réelle et imaginaire de l'indice, respectivement  $n_{re}$  et  $n_{im}$ , sont fonction de la structure de la matière et varient avec la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement. Des déterminations des valeurs de l'indice de réfraction de l'aérosol désertique ont été obtenues expérimentalement à partir d'échantillons de particules collectées *in situ*, par divers chercheurs (*Volz, 1972; Patterson et al., 1977*), revues par Carlson et Benjamin,[*1980*].

La définition de l'indice de réfraction est liée à un matériau homogène, avec une structure et une composition chimique donnée. Dans le cas de l'aérosol désertique, qui est un mélange de divers composants minéraux [*Caquineau, 1997*], on observe une certaine variabilité de composition chimique [*Bergametti, 1987*] affectant les valeurs de l'indice complexe. Dans ce cas l'introduction d'un indice complexe équivalent devient nécessaire, indice fonction de la composition minéralogique de l'aérosol et donc dépendant de la zone source l'ayant produit.

Diverses études ont été faites en laboratoire sur des échantillons de matériaux entrant dans la composition de l'aérosol désertique [revue par *Sokolik et Toon, 1998*], tels que le quartz et les diverses argiles (kaolinite, montmorillonite, illite etc...). Les résultats de ces déterminations sont très intéressants dans la perspective de l'identification de la composition

minéralogique de l'aérosol, et donc de sa zone source, en utilisant les différences spectrales dans le domaine infrarouge thermique par exemple (figure A.1.).



Figure A.1. : L'indice complexe pour les principales composantes minérales de l'aérosol désertique (d'après Sokolik et Toon [1998] et Longtin et al. [1988]).

### A.2. Granulométrie des aérosols

La granulométrie - distribution en taille des particules - est un élément important qui influe sur l'ensemble des paramètres optiques de l'aérosol. Cette distribution dépend de la source des aérosols, ses variations peuvent être fortes même s'il s'agit des aérosols de même type. Elle est définie par:

$$n(r) = \frac{dN(r)}{d\ln r} \tag{2}$$

et représente la densité en nombre de particules de rayon r par unité de volume d'atmosphère.

Généralement on représente la granulométrie des aérosols désertiques par une superposition de trois modes log-normaux: le mode fin (r < 0.05  $\mu$ m), le mode d'accumulation (0.05 < r < 1.0  $\mu$ m) et le mode des grosses particules (r > 1.0  $\mu$ m). Chacun de ces modes (i) est caractérisé par un rayon médian  $R_i$ , un écart type  $\sigma_i$  et  $N_i$  leur poids relatif à la population totale :

$$n(r) = \sum_{i=1}^{3} \frac{N_i}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_i} \cdot \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln R_i)^2}{2(\ln \sigma_i)^2}\right]$$
(3)

Une relation entre la distribution en taille et celle en masse est obtenue en utilisant les hypothèses de sphéricité et d'homogénéité des particules, avec la densité volumique  $\rho$  du matériau constitutif de l'aérosol désertique souvent pris égal à 2.65 g/cm<sup>3</sup> (*Deer et al., 1966*) :

$$\frac{dM}{d\ln r} = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho \frac{dN}{d\ln r}$$
(4)

 $\frac{dM}{d \ln r}$  représente la densité massique par unité de volume de l'atmosphère, composée par des particules de rayon compris entre *r* et (*r* + *dr*).

187

### A.3. Paramètres optiques

La théorie de Mie traite le problème de l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et des particules sphériques, homogènes et isotropes. Elle décrit l'absorption, la diffusion et la polarisation du rayonnement en fonction de l'indice de réfraction  $\tilde{n}(\lambda)$  de la particule (qui dépend de sa nature) et du paramètre  $\alpha$  de Mie, caractérisant le rapport du rayon r de la particule par la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement incident :

$$\alpha = 2\pi \frac{r}{\lambda} \tag{5}$$

Les paramètres optiques de l'aérosol (coefficients d'extinction, de diffusion et d'absorption, albédo de diffusion simple, fonction de phase et facteur d'asymétrie) peuvent alors être reliés à la distribution granulométrique des aérosols n(r) et à leur indice  $\tilde{n}(\lambda)$ .

Lorsque le flux radiatif  $\phi$  est transmis à travers un milieu matériel non parfaitement transparent d'épaisseur dx, une partie de ce flux est perdue par diffusion et par absorption. La variation de flux  $d\phi$  est proportionnelle au flux incident, ainsi qu'à l'épaisseur traversée:

$$d\phi = -\beta^{ext} \cdot \phi \cdot dx \tag{6}$$

Le coefficient de proportionnalité  $\beta^{ext}$  représente le coefficient volumique d'extinction du milieu. Il est la somme des coefficients d'absorption et de diffusion et dépend en général de la longueur d'onde du rayonnement:

$$\beta^{ext} = \beta^{abs} + \beta^{diff} \tag{7}$$

La théorie de Mie permet le calcul des coefficients d'efficacité d'extinction  $Q_{ext}$ , d'absorption  $Q_{abs}$  et de diffusion  $Q_{diff}$ , fonctions de l'indice complexe  $\tilde{n}$  et du paramètre de Mie  $\alpha$ , reliés aux coefficients volumiques correspondants par les relations:

$$\beta^{ext}(\lambda) = \int_{0}^{\infty} \pi r^{2} \cdot Q_{ext}(\tilde{n}, \alpha) \cdot n(r) dr$$

$$\beta^{abs}(\lambda) = \int_{0}^{\infty} \pi r^{2} \cdot Q_{abs}(\tilde{n}, \alpha) \cdot n(r) dr$$

$$\beta^{diff}(\lambda) = \int_{0}^{\infty} \pi r^{2} \cdot Q_{diff}(\tilde{n}, \alpha) \cdot n(r) dr$$
(8)

Le rayonnement incident sur une particule peut être soit diffusé, soit absorbé. L'albédo pour une diffusion simple des aérosols  $\omega_0$  caractérise l'efficacité de la diffusion et représente le rapport entre le coefficient d'efficacité de diffusion et celui d'extinction :

$$\omega_0 = \frac{\beta^{diff}(\lambda)}{\beta^{ext}(\lambda)} \tag{9}$$

Il représente la probabilité pour qu'un photon incident soit diffusé :

r

 $\omega_0 = 0$  dans le cas d'une particule parfaitement absorbante.

 $\omega_0 = 1$  dans le cas d'une particule parfaitement diffusante.

Autre paramètre optique, la fonction de phase  $p(\Theta)$  caractérise le processus de diffusion et représente la distribution statistique des photons renvoyés en fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$  entre la direction du rayonnement incident et celle du rayonnement diffusé. La valeur maximale de  $p(\Theta)$  est 1, ce qui correspond à une diffusion isotrope, d'où la condition de normalisation:

$$\frac{1}{2}\int_{0}^{\pi} p(\Theta) \cdot \sin \Theta \cdot d\Theta = 1$$
(10)

Quel que soit le type d'aérosol, l'allure générale de la fonction de phase est caractérisée par une forte probabilité de diffusion vers l'avant (qui correspond au phénomène de diffraction) et une plus légère augmentation vers l'arrière (qualitativement en rapport avec le phénomène de l'arc-en-ciel). Le paramètre qui traduit simplement cette anisotropie de la diffusion est le facteur d'asymétrie g, défini comme la valeur moyenne du cosinus de l'angle de diffusion sur l'ensemble des directions de diffusion:

$$g = \left\langle \cos \Theta \right\rangle = \frac{1}{2} \int_{0}^{\pi} p(\Theta) \cdot \cos \Theta \cdot \sin \Theta \cdot d\Theta$$
(11)

Les valeurs extrêmes de g sont 1 dans le cas où les photons seraient peu déviés par rapport à leur direction d'incidence et 0 pour une diffusion isotrope. Plus la taille des particules est grande, plus la diffusion se fait vers l'avant (les valeurs de la fonction de phase pour de petits angles de diffusion sont donc élevées) et plus la valeur du facteur d'asymétrie est élevée.

# **BIBLIOGRAPHIE**

Ackerman, S. A: Remote sensing aerosols using satellite infrared observations, J. Geophys. Res., **102**, 17069-17079, 1997.

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, S. et K. I. Strabala: Satellite remote sensing of  $H_2SO_4$  aerosol using the 8 to 12  $\mu$ m window region: Application to Mount Pinatubo, *J. Geo. Res.*, **99**, 18,639-18,649, 1994.

Albrecht, B.A.: Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness, *Science*, **245**, 1227-1230, 1989.

Alfaro, S.C., A. Gaudichet, L. Gomes et M. Maillé: Mineral aerosol production by wind erosion: aerosol particle sizes and binding energies, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, No 7, 991-994, 1998.

Anderson, G. P., F. X. Kneizys, J. H. Chetwynd, J. Wang, M. L. Hoke, L. S. Rothman, L. M. Kimball, R. A. McClatchey, E. P. Shettle, S. A. Clough, W. O. Gallery, L. W. Abreu, et J. E. A. Selby: FASCODE/MODTRAN/LOWTRAN: Past/Present/ Future, paper presented at 18th Annual review conference on atmospheric transmission models, 6-8 June, 1995.

Andreae, M.O.: Climatic effects of changing atmospheric aerosol levels. In: World Survey of Climatology. Vol. 16: Future Climates of the World, A. Henderson-Sellers (ed). Elsevier, Amsterdam, pp. 341-392, 1995.

Andreae, M.O.: Raising dust in the greenhouse, *Nature*, **380**, 389 – 390, 1996.

Arefev V.N. et V.I. Dianov-Klokov: Attenuation of 10.6 micron radiation by water vapor and the role of (H<sub>2</sub>0)<sub>2</sub> dimers, *Opt. Spectrosc.*, **42**, 488-492, 1977.

Bach W., Global air pollution and climatic change, Rev. Geophys., 4, 429-474, 1976.

Baran, A. J., J. S. Foot et P. C. Dibben: Satellite detection of volcanic sulfuric acid aerosol, *Geophys. Res. Letters*, **20**, 1799-1801, 1993.

Barton I. J., A. J. Prata, I. G. Watterson et S. A. Young: Identification of the Mt Hudson Volcanic Cloud over SE Australia, *J. Geophys. Res.*, **19**, 1211-1214, 1992.

Berk, A., G.P. Anderson, P.K. Acharya, J.H. Chetwynd, L.S. Bernstein, E.P. Shettle, M.W. Matthew et S.M. Adler-Golden: Modtran 4 users manual, Air Force Research Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731-3010, USA, 93 pp, 1999.

Boucher, O. et T.L. Anderson: GCM assessment of the sensitivity of direct climate forcing by anthropogenic sulfate aerosols to aerosol size and chemistry, *J. Geophys. Res.*, **100**, 26117-26134, 1995.

Boucher, O., et D. Tanré: Estimation of the aerosol perturbation to the Earth's radiative budget over oceans using POLDER satellite aerosol retrievals, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1103-1106, 2000.

Brogniez, G., C. Piétras, M. Legrand, P. Dubuisson et M. Haeffelin: A high-accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part 2: qualification in field experiments, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, sous presse, 2003.

Brooks, N. et Legrand, M.: Dust variability over northern Africa and rainfall in the Sahel, in Linking climate change to land surface change, S. McLaren and D. Kniveton (eds.), Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1-25, 2000.

Caquineau, S.: Les sources des aérosols sahariens transportés au dessus de l'atlantique tropical nord : localisation et caractéristiques minéralogiques, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris 7*, 181pp, 1997.

Caquineau S., A. Gaudichet A., L. Gomes et M. Legrand: Mineralogy of Saharan dust over northwestern tropical Atlantic Ocean in relation with sources regions, *J. Geophys. Res.*, **107**, D15, 2002.

Carlson, T.N. et S.G. Benjamin: Radiative heating rates for Saharan dust, J. Atmos. Sci., 37, 193-213, 1980.

Cerf, A.: Contribution à l'étude des aérosols sahariens: influence sur le transfert du rayonnement dans l'atmosphère, caractéristiques optiques. Thèses no. 623, Université de Sciences et Techniques de Lille, France, 281 pp, 1985.

Chadwick, O. A., Derry, L. A., Vitousek, P. M., Huebert, B. J. et Hedin, L. O.: Changing sources of nutrients during four million years of ecosystem development. *Nature*, **397**, 491-497, 1999.

Charlson, R.J., J.E. Lovelock, M.O. Andrea et S.G. Warren: Oceanic phytoplankton, atmospheric sulfur, cloud albedo and climate. *Nature*, **326**, 655-661, 1987.

Charlson, R.J., S.E. Schwartz, J.M. Hales, R.D. Cess, J.A. Coakley, J.E. Hansen et D.J. Hofmann: Climate forcing by anthropogenic aerosols, *Science*, **255**, 422-430, 1992.

Chen, Y., S. M. Kreidenweis, L. M. McInnes, D. C. Rogers, and P. J. DeMott, Single particle analyses of ice nucleating aerosols in the upper troposphere and lower stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1391-1394, 1998.

Chomette, O.: Modélisation et analyse méso-échelle du cycle de l'aérosol désertique. Aspects radiatifs et dynamiques, *Thèse de Doctorat no. 2610, Université de Sciences et Technologies de Lille, France*, 202 pp, 1999.

Chomette, O., M.Legrand et B. Marticorena: Determination of the wind speed threshold for the emission of desert dust using satellite remote sensing in the thermal infrared, *J. Geophys. Res.*, **104**, 31207-31215, 1999.

Clough, S.A., F.X. Kneizys et R.W Davies: Line shape and the water vapor continuum, *Atmospheric Research*, **23**, 229-241, 1989.

Coakley, J.A., R.L. Bernstein et P.A. Durkee: Effects of ship-stack effluents on cloud reflectivities, *Science*, 237, 1020-1022. 1987.

Coakley, J. A., Jr. et F. P. Bretherton: Cloud cover from high resolution scanner data: Detecting and allowing for partially filled fields of view. *J. Geophys. Res.*, **87**(D7), 4917 - 4927, 1982.

Coakley, J.A., R.D. Cess et F.B. Yurevich: The effect of tropospheric aerosols on the Earth's radiation budget: A parameterization for climate models, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 116-138, 1983.

D'Almeida, G. A.: A model for Saharan dust transport. J. Climate Appl. Meteor., 25, 903-916, 1986.

D'Almeida, G. A.: On the variability of desert aerosol radiative characteristics, *J. Geophys. Res.*, **92**, 3017 – 3026, 1987.

D'Almeida, G. A., P. Koepke et E. P. Shettle: Atmospheric aerosols - global climatology and radiative characteristics. A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 561 pp, 1991.

Deer, W.A., R.A. Howie et J. Zussman: An Introduction to the Rock Forming Minerals. Longman, London, 528 pp, 1966.

Deuzé, J.L., M. Herman, P. Goloub, D. Tanré et A. Marchand: Characterization of aerosols over ocean from POLDER/ADEOS-1. Geophys. Res. Lett., **26**, 1421-1424, 1999.

Drummond, D. G.: Absorption coefficients of crystal quartz in the infrared, *Proc. Roy. Soc.* (London), A153, 328-338, 1936.

Dubovik, O., A. Smirnov, B.N. Holben, M.D. King, Y. J. Kaufman, T.F. Eck et I.Slutsker: Accuracy assessment of aerosol optical properties retrieval from AERONET sun and sky radiance measurements, *J. Geophys. Res.*, **105**, 9791-9806, 2000.

Dubovik, O. et M. D. King: A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol properties from sun and sky radiance measurements, *Journal of Geophysical Research - Atmospheres*, **105**, 20673-20696, 2000.

Dubovik, O., B. N. Holben, T. Lapyonok, A. Sinyuk, M. I. Mishchenko, P. Yang et I. Slutsker: Non-spherical aerosol retrieval method employing light scattering by spheroids, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2001GL014506, 2002.

Dubuisson Ph., J.C. Buriez et Y. Fouquart: High Spectral Resolution Solar Radiative Transfer in Absorbing and Scattering media, application to the satellite simulation, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **55**, No 1, 103-126, 1996.

Dutton, E. G., Climate Monitoring & Diagnostics Laboratory, NOAA (private communication to Gail P. Anderson), 1999.

Ellingson, R. G., J. Ellis et S. Fels: The intercomparison of radiation codes in climate models: longwave results, *J. Geophys. Res.*, **96**, 8929-8953, 1991.

Ellingson, R. G., W. J. Wiscombe, J. DeLuisi, V. Kunde, H. Melfi, D. Murcray, et W. Smith: The SPECTral Radiation Experiment (SPECTRE): Clear-sky Observations and their use in ICRCCM and ITRA, *IRS'92: Current Problems in Atmospheric Radiation*, S. Keevallik and O. Karner, Editors, A. DEEPAK Publishing, Hampton, VA 451-453, 1993.

Elsasser, W.M. : Far infrared absorption of atmospheric water vapor, *Astrophys. J.*, **87**, 497-507, 1938.

Galuza, A. I., V. V. Eremenko et A. P.Kirichenko: Analysis of hematite reflection spectrum by the Kramers-Kronig method, *Sov. Phys. Solid State*, **21**, 654-656, 1979.

Goloub, P., D. Tanré, J.-L. Deuzé, M. German, A. Marchand, et F.-M. Bréon: Validation of the first algorithm applied for deriving the aerosol properties over the ocean using the POLER/ADEOS measurements. *IEEE. Trans. Geosc. Rem. Sens.*, **27**, 1586-1596, 1999.

Grams, G. W., I. H. Blifford Jr., D. A. Gillette et P. B. Russell: Complex index of refraction of airborne soil particles, *J. Appl. Meteorol.*, **13**, 459-471, 1974.

Grant, W. B.: Water vapor absorption coefficients in the 8-13- µm spectral region: a critical review, *Appl. Opt.*, **29**, 451-62, 1990.

Gray, D.: American Institute of Physics Handbook, McGraw-Hill Book Company, New York, second edition, 1963.

Han, Y., J.A. Shaw, J.H. Churnside, P.D. Brown et S.A. Clough: Infrared spectral radiance measurements in the tropical Pacific atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **102**, 4353-4356, 1997.

Hansen, J.E., M. Sato, A. Lacis et R. Ruedy: Climatic impact of ozone change. In: *The Impact* on Climate of Ozone Change & Aerosols, Background Material from the Joint Workshop of IPCC Working Group I and the International Ozone Assessment Panel, Hamburg, May, 1993.

Hansen, J., M. Sato, A. Lacis, R. Ruedy, I. Tegen et E. Matthews: Climate forcings in the Industrial Era, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **95**, 12753-12758, 1998.

Hansen, J. et L. Travis: Light scattering in planetary atmospheres, *Space Sci. Rev.*, 16, 527-610, 1974.

Haywood, J. M., V. Ramaswamy et B. J. Soden: Tropospheric aerosol climate forcing in clear-sky satellite observations over the oceans. *Science*, **283**, 1299-1303, 1999.

Hsu, N. C., J. R. Herman, O. Torres, B. N. Holben, D. Tanré, T. F. Eck, A. Smirnov, B. Chatenet, et F. Lavenu: Comparisons of the TOMS aerosol index with Sun-photometer aerosol optical thickness: Results and applications. *J. Geophys. Res.*, **104**, 6269-6279, 1999.

Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. J. Kaufman, T. Hakajima, F. Lavenu, I. Jankowiak et A. Smirnov: AERONET –

A federated instrument network and data archive for aerosol characterization, *Remote Sens. Environ.*, **66**, 1-16, 1998.

Houghton, J., Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P.J.v.d. Linden, X. Dai, K. Maskell et C.A. Johnson: Climate Change 2001: The Scientific Basis, Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) from the Scientific Assessment Working Group (WGI), *Cambridge University Press*, 881 pp, 2001.

Hsu, N. C., J. R. Herman, O. Torres, B. N. Holben, D. Tanré, T. F. Eck, A. Smirnov, B. Chatenet, et F. Lavenu: Comparisons of the TOMS aerosol index with Sun-photometer aerosol optical thickness: Results and applications, *J. Geophys. Res.*, **104**, 6269-6279, 1999.

Hudis, E., Y. Ben-Aryeh et U.P. Oppenheim: The contribution of third order linear absorption to the water vapor continuum, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **47**, 319-323, 1992.

Husar, R. B., J. M. Prospero, et L. L. Stowe: Characterization of tropospheric aerosols over the oceans with the NOAA advanced very high resolution radiometer optical thickness operational product, *J. Geophys. Res.*, **102**, 16889-16909, 1997.

Iqbal, M.: An Introduction to Solar Radiation, Academic Press, Toronto, 1983.

Jaenicke, R: Aerosol physics and chemistry, meteorology volume, Landolt – Boernstein numerical data and functional relationships in science and technology, vol. 4b, Springer – Verlag, Berlin, 1988.

Jamieson, J. A., R. H. Mc Fee, G. N. Plass, R. H. Grube et R. G. Richards: Infrared Physics and engineering, McGraw-Hill, 673 pp, 1963.

Jankowiak, I. et D. Tanré: Satellite climatology of Saharan dust outbreaks: Method and preliminary results. *J. Clim.*, **4**, 646-656, 1992.

Jensen, E.J. et O.B. Toon: The potential impact of soot from aircraft exhaust on cirrus clouds, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 249-252, 1997.

Jones, A., D.L. Roberts et A. Slingo: A climate model study of the indirect radiative forcing by anthropogenic sulphate aerosols, *Nature*, **370**, 450-453, 1994.

Junge C.E.: Atmospheric chemistry, Advances in Geophysics, 4, 1958.

Kasten, F. et A. T. Young: Revised optical air mass tables and approximation formula, *Appl. Opt.*, **28**, 4735-4738, 1989.

Kaufman, Y. J., A. Gitelson, A. Karnieli, E. Ganor, R. S. Fraser, T. Nakajima, S. Mattoo et B. N. Holben: Size distribution and phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. *J. Geophys. Res.*, **99**, 10341-10356,1994.

Kaufman, Y.J. et M.D. Chou: Model simulations of the competing climatic effects of SO<sub>2</sub> and CO<sub>2</sub>, *J. Climate*, **6**, 1241-1252, 1993.

Kerker, M., P. Scheiner, D. D. Cooke et J.P. Kratohvil: Absorption index and color of colloidal hematite, *J. Colloid. Interface Sci.*, **71**, 176-187, 1979.

Kettle, A.J., et M.O. Andreae: Flux of dimethylsulfide from the oceans: A comparison of updated data sets and flux models. *J. Geophys. Res.*, **105**, 26793-26808, 2000.

Kiehl, J.T. et B.P. Brigleb: The relative role of sulphate aerosols and greenhouse gases in climate forcing, *Science*, **260**, 311-314, 1993.

King, M.D., Y.J. Kaufman, D. Tanré et T. Nakajima: Remote sensing of tropospheric aerosols from space: Past, present and future, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 2222-2259, 1999.

Kim, Y. et R.D. Cess: Effect of anthropogenic sulphate aerosols on low level cloud albedo over oceans, *J. Geophys. Res.*, **98**, 14883-14885. 1993.

Kilsby C.G., D.P. Edwards, R.W. Saunders et J. S. Foot: Water-Vapour Continuum Absorption in the Tropics: Aircraft Measurements and Model Comparisons. *Q.J.R. Met. Soc.*, **118**, 715-748, 1992.

Legrand, M., M. Desbois et K. Vovor: Satellite Detection of Saharan Dust: Optimum Imaging During Nightime, *J. Climate*, **1**, 256-264, 1988.

Legrand, M., J. J. Bertrand, M. Desbois, L. Menenger, et Y. Fouquart: The potential of infrared satellite data for the retrieval of Saharan dust optical depth over Africa. *J. Appl. Meteorol.*, 28:309-318, 1989.

Legrand, M.: Etude des aérosols sahariens au-dessus de l'Afrique à l'aide du canal à 10 microns de Météosat: Visualisation, Interprétation et Modélisation. *Thèse de doctorat d'état No 787, Université des Sciences et Technologies de Lille*,1990.

Legrand M., C. Piétras, G. Brogniez, M. Haeffelin, N.K. Abuhassan et M. Sicard, A highaccuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part 1: characterization of the instrument. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 1203-1214, 2000.

Legrand, M., A. Plana Fattori et C. N'doumé, Satellite detection of dust using the IR imagery of Meteosat. Part 1: the Infrared Difference Dust Index; *J. Geophys. Res.*, **106**, 18,251-18,274, 2001.

Lenoble, J: Atmospheric radiative transfer, A. Deepak Publishing, Hampton, 532 pp, 1993.

Levin, Z., E. Ganor et V. Gladstein, The effects of desert particles coated with sulfate on rain formation in the eastern Mediterranean. *J. Appl. Meteor.*, **35**, 1511-1523, 1996.

Liu, X. et J.E. Penner: Effect of Mount Pinatubo H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O aerosol on ice nucleation in the upper troposphere using a global chemistry and transport model, *J. Geophys. Res.*, **107**, DOI 10.1029/2001JD000455, AAC2 1-18, 2002.

Lodge, J. P. J.: Global climatic effects of aerosols, Atm. Env., 24 A, 1991.

Longtin, D. R., E. P. Shettle, J. R. Hummel et J. D. Pryce: A wind dependent desert aerosol model: radiative properties. Scientific report No 6, Hanscom Air Force Base, Massachusetts, 01731 - 5000, USA, 1988.

Mahowald N. et L. Kiehl: Mineral aerosols and cloud interactions, *Geophys. Res. Let.*, **30**, No. 9, DOI: 10.109/2002GL016762, 28 1-4, 2003.

Ma, Q., et R.H. Tipping: A far wing line shape theory and its application to the water continuum absorption in the infrared region, I., J. Chem. Phys., 95, 6290-6301, 1991.

Ma Q. et R. H. Tipping: A Far Wing Line Shape Theory and its Application to the Water Vibrational Bands, J. Chem. Phys., **96**, 8655-8663, 1992a.

Ma, Q. et R. H. Tipping: A Far Wing Line Shape Theory and its Application to the Foreign-Broadened Water Continuum Absorption, *J. Chem. Phys.*, **97**, 818-828, 1992b.

Ma, Q. et R.H. Tipping: The detailed balance requirement and general empirical formalisms for continuum absorption, *J. Quant. Spectr. Radiat. Trans.*, **51**, 751-757, 1994.

Marticorena B. et G.Bergametti : Modeling the atmospheric dust cycle: 1. Design of a soil derived dust emission scheme, *J. Geophys. Res.*, **100**, 16,415-16,430, 1995.

Marticorena B., G. Bergametti, B. Aumont, Y. Callot, C. N'doumé et M. Legrand: Modeling the atmospheric dust cycle: 2. Simulation of Saharan dust sources *J. Geophys. Res.*,**102**, D4, 4387-4404, 1997.

Martin, J.H.: Glacial-Interglacial CO<sub>2</sub> Change: The Iron Hypothesis, *Paleoceanography*, **5:1**, 1-13, 1990.

Maxwell – Garnett, J. C.: Colours in metal glasses and in metallic films, *Philo. Trans. R. Soc.*, **A203**, 385 – 420, 1904.

McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz et J. S. Garing: Optical properties of the atmosphere (3rd. ed.), Air Force Cambridge Research Laboratories, Rep. No. AFCRL72-0497, L. G. Hanscom Field, 1972.

McPeters, R.D., P.K. Bhartia, A.J. Krueger, J. R. Herman, B. Schlesinger, C.G. Wellemeyer, C. J. Seftor, G. Jaross, S.L. Taylor, T. Swissler, O. Torres, G. Labow, W. Byerly et R.P. Cebula: 1996. *Nimbus-7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) Data Products User's Guide.* NASA Reference Publication 1384.

Miller, R.L. et I. Tegen: Climate Response to Soil Dust Aerosols, J. of Climate, 11, 3247-3267, 1998.

Minnis, P., E. F. Harrison, L. L. Stowe, G. G. Gibson, F. M. Denn, D. R. Doelling et W. L. Smith Jr.: Radiative Climate Forcing by the Mt. Pinatubo Eruption, *Science*, **259**, 1411-1415, 1993.

Mishchenko, M. I., L. D. Travis, R. A. Kahn, et R. A. West: Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of rolydisperse spheroids, *J. Geophys. Res.*, 102, 16,83116,847, 1997.

Moulin, C., C.E. Lambert, F. Dulac and U. Dayan: Control of atmospheric export of dust from North Africa by the North Atlantic oscillation. Nature, **387**, 691-694, 1997.

Moulin C, C.E. Lambert, U. Dayan, V. Masson, M. Ramonet, P. Bousquet, M. Legrand, Y.J. Balkanski, W. Guelle, B. Marticorena, G. Bergametti et F. Dulac: Satellite climatology of African dust transport in the Mediterranean atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **103**, D11, 13137 – 13144, 1998.

Nakajima, T. et A. Higurashi: AVHRR remote sensing of aerosol optical properties in the Persian Gulf region, summer 1991. J. Geophys. Res., 102, 16,935-16,946, 1997.

Nakajima, Y., M. Tanaka et T. Yamauchi: Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole and extinction data, *Appl. Opt.*, **22**, 2951-2959, 1983.

Nakajima, T, G. Tonna, R. Rao, P. Boi, Y.J. Kaufman et B.N. Holben: Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions, *Appl.Opt.*, **35**, 2672-2686, 1996.

N'Doume, C. : Traitement de l'imagerie Meteosat IR pour l'observation des aerosols desertiques au-dessus de l'Afrique: Optimisation, Validation et Application a l'etablissement des distributions spatio-temporelles, *Thèse de Doctorat, Université de Sciences et Technologies de Lille*, 1993.

N'Tchayi, G.M., J. Bertrand, M. Legrand et J. Baudet: Temporal and spatial variations of the atmospheric dust loading throughout West Africa over the last thirty years, *Annales Geophysicae*, **11**, 265 – 273, 1994.

N'Tchayi, M.G., J.J. Bertrand et S.E. Nicholson: The diurnal and seasonal cycles of desert dust over Africa north of the equator. *J. Appl. Meteor.* **36**, 868-82, 1997.

Onari, S., T. Arai et K. Kudo: Infrared lattice vibrations and dielectric dispersion in  $\alpha$ -Fe2O3, *Phys. Rev. B*, **16**, 1717-1721, 1977.

Patterson, E. M., D. A. Gillette et B. H. Stockton: Complex index of refraction between 300 and 700 nm for Saharan aerosols, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3153-3160, 1977.

Peterson, J. T. et J. A. Weinman: Optical properties of quartz dust particles at infrared wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6947-6957,1969.

Philipp, H. R.: Silicon dioxide (SiO2), type- $\alpha$  (crystalline), in Handbook of Optical Constants of Solids, Edited by E. D. Palik, Academic Press, Inc., Orlando, FL, 719-747, 1985.

Péwé T. L., Desert dust: origin, characteristics and effect on man, *Geological Society of America*, Special Paper, **181**, 1981.

Piétras, C.: Développement d'un radiomètre infrarouge thermique multicanal: qualification du prototype large champ CLIMAT, *Thèse de Doctorat no. 1703, Université de Sciences et Technologies de Lille*, France, 178 pp, 1996.

Pincus, R. et M. Baker: Precipitation, solar absorption, and albedo susceptibility in marine boundary layer clouds, *Nature*, **372**, 250-252, 1994.

Pitari, G. et V. Rizi: An estimate of the chemical and radiative perturbation of stratospheric ozone following the eruption of Mt. Pinatubo, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3260-3276, 1993.

Plana-Fattori A., M. Legrand, D. Tanré, C. Devaux, A. Vermeulen et P.Dubuisson: Estimating of the Atmospheric Water Vapor Content from Sun Photometer Measurements, *J. Appl. Meteor.*, **37**, 790-804, 1998.

Prata, A. J.: Observations of volcanic ash clouds in the 10-12 um window using AVHRR/2 data, *Int. J. Remote Sensing*, **10**, 751-761, 1989.

Prospero, J. M.: Long-term measurements of the transport of African mineral dust to the southeastern United States: Implications for regional air quality, *J. Geophys. Res.* **104**, 15,917-15,927, 1999.

Pruppacher, H.R. et J.D. Klett: Microphysics of Clouds and Precipitation. Reidel, Dordrecht, 954 pp, 1997.

Rahn, K. A., L. Shutz et R. Jaenicke: Elemental composition of Sahara aerosol and Sahara soil, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **57**, 146,1976.

Ramanathan, V., P. J. Crutzen, J. T. Kiehl et D. Rosenfeld: Aerosols, Climate and The Hydrological Cycle, *Science*, **294**, 2119-2124, 2001.

Roberts, R.E., J.E.A. Selby et L.M. Biberman: Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12 µm window, *Appl. Opt.*, **15**, 2085-2090, 1976.

Rosenfeld, D. et R. Nirel: Seeding effectiveness-the interaction of desert dust and the southern margins of rain cloud systems in Isreal, *Journal of Applied Meteorology*, **35**, 1502-1509, 1996.

Rosenfeld, D., Rudich, Y. et Lahav, R.: Desert dust suppressing precipitation: a possible desertification feedback loop. *Proceedings of the national academic of sciences of the United States of America* **98**, 5975-5980, 2001

Rothman, L. S., R. R. Gamache, R. Tipping, C. P. Rinsland, M. A. H. Smith, D. C. Benner, V. Malathy Devi, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Goldman, S. T. Massie, L. R. Brown et R. A. Toth: HITRAN molecular database: Edition '92, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **48**, 469-508, 1992.

Shenk, W. E. et R. J. Curran : The detection of dust storms over land and water with satellite visible and infrared measurements. *Mon. Weather Rev.*, 102:830-837, 1974.

Schutz, L., R. Jaenicke et H. Pietrek: Sahara dust transport over the North Atlantic Ocean. In Pewe, T.L. eds, Desert Dust: Origin, characteristic and effect on man, *Geological Society of America Special Paper*, **186**, 87-100, 1981.

Seinfeld, J. H. et S. N. Pandis: Atmospheric Chemistry and Physics. From Air Pollution to Climate Change. John Wiley and Sons, New York, 1326 pp, 1998.

Shettle, E.P. et R.W. Fenn: Models for the aerosols for the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties, *Environmental Research Papers, No.* 676, AFGL-TR-79-0214, USAF, 94 pp, 1979.

Sicard, M., P.R. Spyak, G. Brogniez, M. Legrand, N.K. Abuhassan, C. Pietras et J.-P. Buis: Thermal-infrared field radiometer for vicarious cross-calibration: characterization and comparisons with other field instruments., *Opt. Eng.*, **38**, 345-356, 1999.

Sokolik, I.N. et O.B. Toon: Incorporation of mineralogical composition into models of the radiative properties of mineral aerosol from UV to IR wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **104**, 9423-9444, 1999.

Spitzer, W. G. et D. A. Kleinman: Infrared lattice bands of quartz, *Phys. Rev.*, **121**, 1324-1335, 1961.

Stenchikov, G., I. Kirchner, A. Robock, H.-F. Graf, J.C. Antuna, R.G. Grainger, A. Lambert, et L. Thomason: Radiative forcing from the 1991 Mount Pinatubo volcanic eruption, *J. Geophys. Res.*, **103**, 13837-13857, 1998.

Steyer, T. R.: Infrared optical properties of some solids of possible interest in astronomy and atmospheric physics, Graduate Thesis, Department of Physics, University of Arizona, 1974.

Swap R., M. Garstang et S. Greco: Saharan Dust In The Amazon Basin, *Tellus*, **44B**, 133-149, 1992.

Tanré, D. et M. Legrand: On satellite retrieval of Saharan dust optical thickness over land: two different approaches, *J. Geophys. Res.*, **96**, 5,221-5,227, 1991.

Tanré, D., L. A. Remer, Y. J. Kaufman, S. Mattoo, P. V. Hobbs, J. M. Livingston, P. B. Russell et A. Smirnov: Retrieval of aerosol optical thickness and size distribution over ocean from the MODIS airborne simulator during TARFOX. J. Geophys. Res., **104**, 2261-2278, 1999.

Taylor, K. et J.E. Penner: Response of the climate system to atmospheric aerosols and greenhouse gases, *Nature*, **369**, 734-737, 1994.

Tegen, I. et I. Fung: Contribution to the atmospheric mineral aerosol load from land surface modification, *J. Geophys. Res.*, **100**, 18707-18726, 1995.

Tegen, I., D. Koch, A. Lacis et M. Sato: Trends in tropospheric aerosol loads and corresponding impact on direct radiative forcing between 1950 and 1990: A model study, *J. Geophys. Res.*, **105**, 26971-26989, 2000.
Thériault, J.-M., P. L. Roney, D. St.-Germain, H. E. Revercomb, R. O. Knuteson et W L. Smith: Analysis of the FASCODE model and its  $H_2O$  continuum based on long-path atmospheric transmission measurements in the 4.5 - 11.5 -  $\mu$ m region, *Appl. Optics*, **33**, 323-333, 1994.

Toon, O. B., J. B. Pollock et B. N. Khare: The optical constants of several atmospheric aerosols species: ammonium sulfate, aluminum oxide and sodium chloride, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5733-5748, 1976.

Twomey, S.: Pollution and the planetary albedo, Atmos. Env., 8, 1251-1256, 1974.

Twomey, S.: The influence of pollution on the short-wave albedo of clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **34**, 1149-1152, 1977.

Twomey, S., M. Piepgrass, et T. L. Wolfe: An Assessment of the Impact of Pollution on Global Cloud Albedo, *Tellus* 36B:356-366, 1984.

Volz, F. E.: Infrared apsorption by atmospheric aerosol substances, J. Geophys. Res., 77, 1017-1031, 1972.

Volz, F. E.: Infrared Optical Constants of Ammonium Sulfate, Sahara Dust, Volcanic Pumice, and Flyash, *Appl. Opt.*, **12**, 564-568, 1973.

Voss, K.J., E.J. Welton, P.K. Quinn, J. Johnson, A. Thompson et H. Gordon: Lidar Measurements During Aerosols99, *J. Geophys. Res.*, **106**, 20821-20832, 2001.

Whitby, K.: Physical characterization of aerosol, in methods and standards for Environmental measurement, *National Bureau of Standards*, Special publication No 464, Proceedings of 8<sup>th</sup> IMR Symposium, 165 - 163, 1976.

Whitby, K.: The physical characteristics of sulfur aerosols, Atmos. Env., 12, 135-159, 1978.

WMO: Scientific Assessment of Ozone Depletion: 1998, Global Ozone Research and Monitoring Project, World Meteorological Organization, Report No. 44, Geneva, Switzerland, 1999

Wolf, M.E. et G.M. Hidy: Aerosols and climate: Anthropogenic emissions and trends for 50 years. J. Geophys. Res. Atmos., **102**, 11113-11121, 1997.

Yang, F.-L.: Radiative forcing and climatic impact of the Mount Pinatubo volcanic eruption, Ph.D. thesis, Univ. of Illinois at Urbana-Champaign, 1999.