

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

THESE

présentée par:
Myriam SCHWINDLING

Pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité: "Lasers, Molécules, Rayonnement Atmosphérique"

**MODELES ET MESURES POUR L'OBSERVATION
SPATIALE DE LA COULEUR DE L'OCEAN :
DIFFUSION ATMOSPHERIQUE PAR LES AEROSOLS
ET REFLEXION DE SURFACE PAR L'ECUME**

Soutenue le 15 Septembre 1995
devant le Jury composé de:

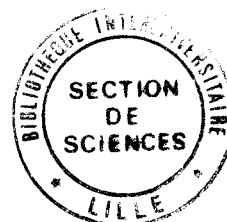
rapporteurs

Pr. Howard GORDON, professeur à l'Université de Miami
Dr. Marc LEROY, chercheur au CESBIO à Toulouse

examineurs:

Dr. Annick BRICAUD, chercheur au LPCM à Villefranche sur Mer
Dr. Pierre-Yves DESCHAMPS, chercheur à l'USTL
Pr. Maurice HERMAN, professeur à l'USTL
Pr. Jacqueline LENOBLE, professeur à l'USTL
Pr. Richard SANTER, professeur à l'Université du Littoral

LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE
U.F.R. de Physique Fondamentale
Université des Sciences et Technologies
de Lille - Flandres Artois
59655 Villeneuve d'Ascq Cédex - France



A mes Parents
A Pascal

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille dont je voudrais remercier le directeur, Monsieur Maurice Herman, Professeur à L'USTL qui m'a, non seulement accueillie dans son Laboratoire pour ma thèse, mais a aussi su me faire profiter de ses conseils et avis critiques sur mon travail. Je l'en remercie vivement.

J'ai travaillé sous la direction de Monsieur Pierre-Yves Deschamps, chercheur au LOA. Ses compétences et les nombreuses idées dont il a su me faire bénéficier m'ont permis de mener à bien ce travail. Il a été également très présent dans toutes les phases de ce travail, depuis l'acquisition des mesures jusqu'à la rédaction du rapport. Je tiens à lui exprimer ici ma plus profonde gratitude.

Je suis très honorée que Messieurs Howard Gordon, Professeur à l'Université de Miami et célèbre pour ses travaux concernant la télédétection de la couleur de l'océan, ainsi que Monsieur Marc Leroy, chercheur au Centre d'Etudes Spatiales de la Biosphère aient accepté la lourde tâche de rapporteur.

Je remercie aussi pour leur présence, au sein de mon Jury, Madame Jacqueline Lenoble, Professeur à l'Université de Lille et fondatrice du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Madame Annick Bricaud, chercheur au Laboratoire de Physique et Chimie Marine de Villefranche-sur-Mer, Messieurs Maurice Herman, Pierre-Yves Deschamps, et Richard Santer, professeur à l'Université du Littoral. Je suis très touchée par l'intérêt qu'ils portent à mon travail.

La majeure partie de cette thèse a été réalisée en collaboration avec Robert Frouin. En négociant l'utilisation de la jetée de Scripps et en mettant à ma disposition les moyens informatiques nécessaires au dépouillement de mes données, il m'a permis de mener à bien les différentes campagnes de mesure. Puis, il m'a fait part de ses conseils et a grandement contribué au développement des idées concernant la réflectance de l'écume et les propriétés optiques des aérosols. Je le remercie vivement pour l'important travail qu'il a réalisé.

Je voudrais remercier tout particulièrement Jean-Yves Balois, ingénieur au LOA, pour l'aide qu'il m'a apportée lors de la préparation des instruments et lors des campagnes. Il a fait preuve d'une grande disponibilité et a sacrifié une partie de son temps pour m'aider à vaincre les difficultés techniques inhérentes aux campagnes de mesures, et particulièrement nombreuses, dans le cas de ma première campagne! Je remercie aussi toute l'équipe de techniciens et électroniciens du LOA qui m'ont tous aidée à un moment où à un autre ainsi que l'équipe de Cimel Electronique, dirigée par Monsieur Buis, pour leur grande disponibilité.

J'en profite également pour remercier tous les gens qui m'ont aidée dans le cadre de mes séjours à Scripps et tout particulièrement Dr. Greg Mitchell qui a eu l'amabilité de me prêter du matériel indispensable et de participer aux mesures acquises lors des campagnes en mer "CALCOFI" qu'il organise, John Mc Pherson, informaticien qui m'a familiarisée avec les outils informatiques dont je disposais. Enfin, je tiens à remercier les nombreuses personnes qui m'ont aidée à acquérir les mesures, et en particulier Mademoiselle Stéphanie Schaeffer et Messieurs Pierre-Yves Deschamps, Robert Frouin, Rony Hermanto et Eric Pouliquen.

J'ai eu la chance de bénéficier au Laboratoire d'Optique Atmosphérique des compétences scientifiques de nombreuses personnes.

J'ai déjà cité mon Directeur de thèse, Monsieur Deschamps, ainsi que Monsieur Herman, Directeur du Laboratoire. Je dois mettre sur un pied d'égalité Monsieur Jean-Luc Deuzé, Professeur à l'Université de Lille, qui sait faire preuve d'une grande disponibilité et d'une grande patience. Je le remercie vivement pour son aide.

Je voudrais aussi remercier Monsieur Jean-Marc Nicolas, informaticien au LOA, qui, en me fournissant les dernières versions des programmes de simulations, a beaucoup simplifié mon travail.

Ce rapport a bénéficié d'une relecture soignée de la part de Monsieur Bernard Bonnel. Je le remercie pour ses remarques judicieuses, ainsi que Mademoiselle Brigitte Finel pour ses commentaires sur la présentation orale.

Mesdames Devaux et Thérout m'ont assisté dans les démarches administratives tout au long de ces années passées au Laboratoire avec beaucoup de gentillesse. Je les en remercie sincèrement. Je remercie aussi pour leur aide I. Jankowiak, C. et G. Brogniez, C. Devaux, P. Lecomte, M. Legrand, F. Lemire, D. Tanré, C. Verwaerde.

De nombreuses personnes ont, d'une façon ou d'une autre, contribué à faire de ce travail ce qu'il est par leurs conseils, leur aide, les services rendus ou par leur amitié et le soutien moral qu'ils m'ont apporté. Je tiens à leur exprimer ma profonde gratitude.

Ce travail a bénéficié du support financier du Centre National d'Etudes Spatiales, du Centre National pour la Recherche Scientifique et de la Région Nord-Pas de Calais. Je les remercie vivement pour la confiance qu'ils m'ont accordée.

RESUME

Ce travail porte sur l'étude de mesures et modèles de réflectance atmosphérique et d'écume de mer pour la correction d'images satellitaires de la couleur de l'océan, et du phytoplancton dérivé. Les perturbations dues aux aérosols et à l'écume sont en effet observées dans le proche-infrarouge, puis extrapolées et corrigées dans le visible à l'aide de ces modèles.

Des mesures systématiques de l'épaisseur optique et du rayonnement atmosphérique entre 443 et 1020 nm, faites en 1993 et 1994 sur la côte de Californie du Sud, ont permis d'identifier plusieurs types d'aérosols qui sont bien représentés par les modèles sélectionnés par Gordon et Wang (1994) pour les algorithmes de correction. L'épaisseur optique observée s'est avérée fréquemment très faible (< 0.1 à 870 nm), autorisant alors la simplification des algorithmes par l'adoption d'un modèle unique d'aérosols. L'analyse spectrale du rayonnement atmosphérique est très bruitée, ce qui semble écarter cette mesure *in-situ* pour la validation des corrections.

Les mesures de réflectance de l'écume ont montré une diminution rapide dans le proche-infrarouge qui infirme l'hypothèse de l'écume blanche faite dans les algorithmes.

Une simulation théorique du couplage entre les diffusions par les molécules et aérosols a permis de développer une formulation analytique du processus utilisable pour améliorer les algorithmes.

ABSTRACT

Measurements done in this study intend to improve the model for atmospheric correction of space observation of ocean color and derived phytoplankton. It is usually proposed to observe aerosol and foam perturbation from space in the near-infrared and to extrapolate and correct the observation in the visible with the help of these models.

Systematic ground-based measurements of optical thickness and atmospheric reflectance between 443 and 1020 nm, performed in 1993 and 1994 on Southern coast of California, have lead us to identificate several aerosol types, well represented by the models selected by Gordon and Wang (1994) for correction algorithms. The observed optical thickness was most of the time extremely low (<0.1 at 870 nm). This could lead to a simplification of the algorithms by using a unique aerosol model. Spectral analysis of measured atmospheric reflectance was noisy and seems to be useless for in-situ validation of corrections.

Measurements of foam reflectance have shown a rapid decrease in near-infrared, in contradiction to the hypothesis of white foam used in the algorithms.

Based on theoretical simulation of coupling between scattering by molecules and aerosols an analytical formulation of this phenomenon has been developped to improve the algorithms.

SOMMAIRE

| | |
|---|----|
| Remerciements | 2 |
| Résumé | 5 |
| Abstract | 6 |
| INTRODUCTION | 11 |
| CHAPITRE 1: GENERALITES, ANALYSE DES ALGORITHMES DE CORRECTION ATMOSPHERIQUE | 14 |
| Introduction | 14 |
| I.1 . Notations | 14 |
| I.2 . Généralités sur l'étude de la couleur de l'océan | 16 |
| I.3 . Instruments satellitaires de télédétection de la couleur de l'océan | 18 |
| I.3.1 . L'expérience CZCS | 19 |
| I.3.2 . L'expérience SeaWiFS | 20 |
| I.3.3 . L' expérience POLDER | 24 |
| I.3.4 . L'expérience OCTS | 27 |
| I.3.5 . Et après ? | 28 |
| I.4 . Corrections atmosphériques en télédétection de la couleur de l'océan | 28 |
| I.4.1 . Décomposition du signal | 28 |
| I.4.2 . Algorithmes utilisés pour CZCS | 32 |
| I.4.3 . Algorithmes développés pour SeaWiFS | 34 |
| I.4.4 . Algorithmes développés pour POLDER | 36 |
| I.5 . Sources d'erreur dans la détermination de la réflectance de l'eau dans le visible | 36 |
| I.5.1 . Performances instrumentales et algorithmiques | 37 |
| I.5.2 . Erreurs géophysiques | 38 |
| I.6 . Observation spatiale des aérosols au-dessus des océans | 39 |
| Bibliographie | 40 |

| | |
|---|----|
| CHAPITRE 2: ESSAI DE VALIDATION DES MODELES D'AEROSOLS UTILISES EN TELEDETECTION DE LA COULEUR DE L'OCEAN | 43 |
| Introduction | 43 |
| II.1 . Instruments et méthodes | 44 |
| II.1.1 . Instruments utilisés | 44 |
| II.1.2 . Etalonnage des instruments | 45 |
| II.1.3 . Traitement des données | 48 |
| II.1.4 . Précision des mesures | 49 |
| II.1.5 . Modèles de la WMO et de Shettle et Fenn | 55 |
| II.2 . Résultats | 60 |
| II.2.1 . Epaisseur optique en aérosols et coefficient d'Angström | 60 |
| II.2.2 . Relation entre pseudo-fonction de phase et coefficient d'Angström et entre $\epsilon(870,1020)$ et coefficient d'Angström | 66 |
| Conclusion | 70 |
| Bibliographie | 72 |
| CHAPITRE 3: EXPRESSION ANALYTIQUE DU COUPLAGE ENTRE MOLECULES ET AEROSOLS | 74 |
| Introduction | 74 |
| III.1 . Expression théorique | 75 |
| III.2 . Application | 82 |
| III.3 . Deuxième méthode | 84 |
| III.3.1 . Formulation utilisée | 84 |
| III.3.2 . Résultats obtenus | 85 |
| III.4 . Méthode semi-empirique | 86 |
| III.4.1 . Formulation utilisée | 86 |
| III.4.2 . Résultats obtenus | 86 |
| Conclusion | 89 |
| Bibliographie | 91 |

| | |
|--|------|
| CHAPITRE 4 : MESURES IN-SITU DE LA DEPENDANCE SPECTRALE DE L'ECUME | 92 |
| Introduction | 92 |
| IV.1 . Méthodes et résultats | 93 \ |
| IV.1.1 . Instruments et procédures utilisés | 93 \ |
| IV.1.2 . Synthèse des résultats obtenus | 97 \ |
| IV.1.3 . Interprétation des résultats | 101 |
| IV.1.4 . Simulation de la réflectance de l'écume | 102 |
| IV.1.5 . Généralisation à l'écume en pleine mer | 105 |
| IV.1.6 . Mesure des propriétés directionnelles de la réflectance de l'écume | 106 |
| IV.2 . Influence sur la télédétection de la couleur de l'océan et des aérosols | 107 |
| IV.2.1 . Influence sur la télédétection de la couleur de l'océan | 107 |
| IV.2.2 . Influence sur la télédétection des aérosols | 109 |
| Conclusion | 113 |
| Bibliographie | 114 |
| CONCLUSION | 116 |

| | |
|--|-----|
| Annexe 1 : Précisions sur la modélisation des aérosols | 118 |
| Annexe 2 : Descriptif des instruments utilisés | 126 |
| Annexe 3 : Etalonnage des instruments | 134 |
| Annexe 4 : Problèmes de couplage sol-atmosphère | 140 |
| Annexe 5 : Aerosols Optical Properties in Coastal Regions of Southern California | 144 |
| 1 . Introduction | |
| 2 . Background | |
| 3 . Material and methods | |
| 4 . Results | |
| 5 . Discussion | |
| 6 . Summary and Conclusions | |
| Annexe 6 : Spectral Reflectance of Sea Foam in the Visible and Near-Infrared: In-situ Measurements and Implications for Remote Sensing of Ocean Color and Aerosols | 211 |
| 1 . Introduction | |
| 2 . Measurements | |
| 3 . Data processing | |
| 4 . Results | |
| 5 . Discussion | |
| 6 . Summary and conclusions | |

INTRODUCTION

Les problèmes globaux tels les changements climatiques, qu'ils aient une origine humaine ou naturelle, font actuellement l'objet d'une attention toute particulière de la part de la communauté scientifique. L'observation globale de la terre a en effet été rendue possible grâce au développement d'instruments embarqués sur plate-forme satellitaire.

L'observation de l'océan au moyen d'images satellitaires permet l'étude et la surveillance de la quantité de plancton en tout point du globe et un suivi continu de son évolution. En effet, la réflectance de l'eau de mer déduite des observations depuis l'espace est liée aux propriétés optiques de l'eau de mer qui dépendent de la concentration en pigments chlorophylliens du phytoplancton. Cette étude est particulièrement importante car le phytoplancton représente un élément essentiel de la chaîne alimentaire marine et participe de façon importante au cycle du carbone. Deux instruments dédiés entre autres à l'observation de la couleur de l'Océan devraient être mis sur orbite prochainement: SeaWiFS, développé par la NASA et POLDER, développé par le CNES et différents laboratoires responsables d'un pôle thématique de POLDER.

L'instrument POLDER (Polarization and Directionality of Earth Reflectances) a été mis au point au Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Grâce à des bandes spectrales bien choisies et à l'utilisation d'un détecteur matriciel, POLDER devrait contribuer à l'observation de la Terre, de l'Atmosphère et des Océans.

Cependant, le signal observé à partir de l'espace est fortement perturbé par l'absorption et la diffusion atmosphérique, et la réflexion sur la surface et l'écume. Par ailleurs, la réflectance due à la diffusion par l'eau de mer, c'est à dire le signal que l'on cherche à retrouver, ne dépasse pas 10 % du signal total.

Deux types de composants atmosphériques viennent perturber le signal par diffusion: les molécules dont la réflectance peut être calculée précisément si la pression à la surface est connue et les aérosols dont la quantité et le type peuvent être très variables dans l'espace et dans le temps. Les gaz absorbants, en particulier de vapeur d'eau, d'ozone et d'oxygène viennent également perturber le signal dans des bandes d'absorption. Il est donc important d'effectuer les observations dans des "fenêtres" atmosphériques peu contaminées par l'absorption et éventuellement corriger le signal du résidu.

Par ailleurs, la réflexion sur la surface et l'écume doit aussi être prise en compte dans l'interprétation d'une image de l'océan.

Les algorithmes de correction utilisent des modèles géophysiques pour représenter les perturbations. Cette étude contribue à la mise au point d'algorithmes performants pour la filière couleur de l'Océan de POLDER et SeaWiFS, en s'attachant plus particulièrement à la validation des modèles géophysiques utilisés pour corriger les perturbations dues aux aérosols et à l'écume.

Après avoir abordé quelques généralités concernant la télédétection de la couleur de l'océan dans le premier chapitre de ce rapport, nous chercherons (Chapitre 2) à valider le choix des modèles d'aérosols utilisés dans les algorithmes de correction atmosphérique. Pour cela, des mesures in-situ des propriétés optiques des aérosols ont été réalisées. Nous aborderons ensuite (Chapitre 3), le problème des interactions entre les diffusions par les molécules et les aérosols présents dans l'atmosphère. Nous avons cherché à exprimer ces interactions de façon analytique et empirique dans le but de minimiser l'erreur due à une mauvaise connaissance du type d'aérosol.

Nous avons également étudié le terme perturbateur lié à l'écume en terme de dépendance spectrale de la réflectance de l'écume. Cette étude fera l'objet du Chapitre 4.

CHAPITRE 1

GENERALITES, ANALYSE DES ALGORITHMES DE CORRECTION ATMOSPHERIQUE

Introduction

Ce premier chapitre résume l'intérêt de l'étude de la couleur de l'océan par télédétection et les méthodes mises en œuvre pour retrouver le signal dû à la rétrodiffusion par l'eau de mer à partir du signal mesuré par l'instrument satellitaire.

I.1. NOTATIONS

Les principales notations utilisées à plusieurs reprises dans ce rapport sont résumées ci-dessous. Nous noterons:

λ : longueur d'onde. La plupart des paramètres dépendent de la longueur d'onde. Pour faciliter la lecture, nous omettrons, en général, de les indiquer par la longueur d'onde.

θ_s : angle zénithal solaire, $0^\circ < \theta_s < 90^\circ$, $\mu_s = \cos \theta_s$

θ_v : angle zénithal de visée, $0^\circ < \theta_v < 90^\circ$, $\mu_v = \cos \theta_v$

ϕ : angle azimutal, $\phi = \phi_s - \phi_v$, $0^\circ < \phi < 360^\circ$

Concernant l'étude présentée au chapitre 2, la plupart des mesures et simulations du rayonnement descendant ont été réalisées dans le plan principal. Nous avons alors pris la convention $\theta_v > 0^\circ$ pour les mesures de la pointe avant.

Dans le chapitre 3, le signal remontant est calculé. La convention prise en sortie du code utilisé est: $\theta_v < 0^\circ$ pour la rétrodiffusion.

Θ : angle de diffusion défini par:

$$\cos(\Theta) = \mu_s \mu_v + \cos \phi \sqrt{(1-\mu_s^2)(1-\mu_v^2)} \quad 1.1$$

Dans le cadre de notre convention prise dans le plan principal pour le signal descendant, l'équation 1.1 se simplifie en:

$$\Theta = \theta_s - \theta_v \quad 1.2$$

K : coefficient d'étalonnage en $W/m^2/sr/nm/Compte$ Numérique

E_s : éclairement solaire hors atmosphère

tg : transmission gazeuse

D : facteur multiplicatif de E_s pour tenir compte de la variation de la distance terre-soleil, $D0$: facteur multiplicatif pour le jour de l'étalonnage. $d = D/D0$

En ce qui concerne les notations qui suivent, les indices a et m feront référence aux aérosols et aux molécules respectivement.

τ : épaisseur optique

$P(\Theta)$: fonction de phase pour la diffusion

ω : albédo pour une diffusion

Nous noterons L la luminance (en $W/m^2/sr/nm$), R la luminance normalisée à l'éclairement solaire et ρ la réflectance définies de la façon suivante:

$$R = \frac{\pi L}{E_s d} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{\pi L}{\mu_s E_s d} \quad 1.3$$

Pour garder les mêmes notations que dans les publications en anglais, les indices w et f feront référence à l'eau (water) et à l'écume (foam) respectivement.

Enfin, certaines abréviations seront fréquemment utilisées:

TU : Temps Universel (UT en anglais)

CN : Compte Numérique

S&F : Shettle et Fenn (Modèles)

WMO : World Meteorological Organization

POLDER : POLarization and Directionality of Earth Reflectances

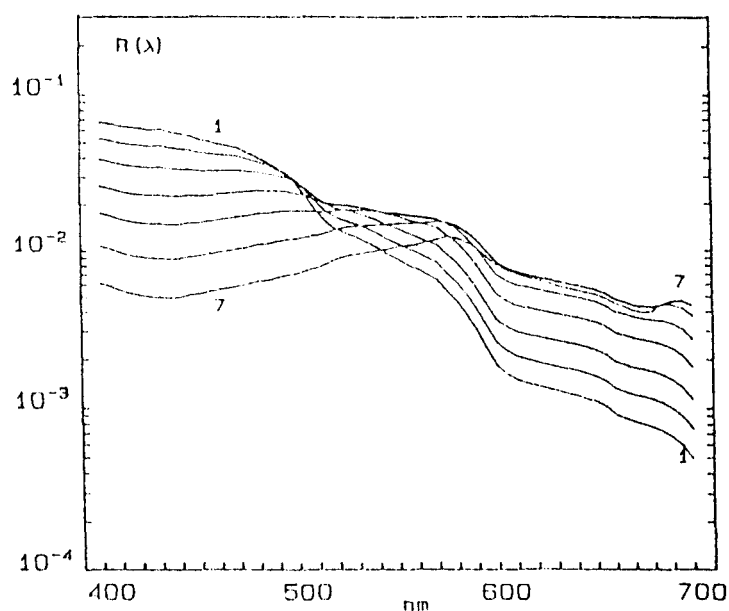
SeaWiFS : Sea Wide Field of view Sensor

NCAR: National Center for Atmospheric Research

I.2. GENERALITES SUR L'ETUDE DE LA COULEUR DE L'OCEAN

Dans ce paragraphe, nous parlerons de la télédétection des eaux dites du cas I, c'est à dire dont les concentrations en particules minérales et en sédiments sont petites par rapport à la concentration en phytoplancton. C'est principalement ce qui se produit au large des côtes.

Des études réalisées depuis 1960 ont en effet montré que la réflectance de l'eau de mer varie en fonction des propriétés optiques inhérentes de l'eau de mer, c'est à dire les coefficients d'absorption et de diffusion, qui dépendent de la concentration en pigments chlorophylliens. La figure 1.1 (Morel, 1988) montre la variation spectrale de la réflectance, calculée pour différentes concentrations en pigments chlorophylliens. Sur cette figure, la réflectance est définie comme le rapport entre le flux remontant et le flux descendant juste sous la surface.



Modeled reflectance spectra for varying mean pigment concentration in case I waters and at null depth. From curves 1 to 7, the pigment concentrations are 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3, 10, and 30 mg m^{-3}

Fig. 1.1: Réflectance de l'eau en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentrations en pigments chlorophylliens (Morel, 1988)

L'avantage des appareils embarqués sur satellite est qu'ils permettent une surveillance globale (spatiale et temporelle) de la couverture planctonique. L'étude de la couleur de l'océan présente de nombreuses applications:

- l'activité photosynthétique du plancton joue un rôle primordial dans le cycle du carbone; il est donc important d'avoir une estimation globale de la quantité de plancton;

- l'étude de la formation et de la dynamique des masses planctoniques est essentielle en océanologie biologique;
- la couleur de l'océan peut être un traceur pour certaines études en océanographie physique (dynamique);
- le plancton est un maillon important de la chaîne alimentaire marine; l'étude de la localisation et de la concentration du plancton apporte une aide à la pêche.

Cependant, une difficulté apparaît car la précision recherchée est importante. La précision requise aux longueurs d'onde utilisées pour la détermination de la quantité de plancton est en effet de $\Delta\rho_w = 0.001$.

Dans la partie suivante, nous allons décrire plus en détails les instruments spatiaux destinés à l'observation de la couleur de l'océan.

I.3. INSTRUMENTS SATELLITAIRES DE TELEDETECTION DE LA COULEUR DE L'OCEAN

Pour observer la couleur de l'océan, des expériences satellitaires ont été et vont être mises en place. Seule l'expérience CZCS a fourni pour l'instant des données, les autres expériences décrites ci-après sont à l'état de développement.

I. 3.1 . L'expérience CZCS

La première expérience satellitaire fut CZCS (Coastal Zone Color Scanner) sur Nimbus 7, qui dura de 1978 à 1986 (Hovis et al.,1980, Gordon et al.,1980). CZCS est muni de six longueurs d'onde, cinq dans le visible et proche infra-rouge (443, 520, 550, 670 et 750 nm) et une bande dans l'infra-rouge thermique (10.5 - 12.5 μm) pour mesurer la température de l'océan. L'instrument effectue un balayage centré au nadir et perpendiculaire à la sous-trace de 78 degrés au total. Sa résolution au sol est de 825 m. L'orbite du satellite est héliosynchrone. L'instrument est aussi muni d'une possibilité de dépointage de plus ou moins vingt degrés maximum dans la direction de déplacement du satellite, ce qui permet de minimiser les effets du miroitement (ou "glitter", rayonnement solaire direct réfléchi vers le détecteur par la surface de l'eau éventuellement agitée par le vent). A bord du satellite, la présence de deux lampes étalonnées permet l'étalonnage en vol des détecteurs.

Les données de CZCS ont largement été exploitées. Des cartographies de la concentration en pigments ont été réalisées (planche 1). Une édition spéciale du "Journal of Geophysical Research" (Avril 1994) a été consacrée notamment aux résultats de l'exploitation de CZCS. Des études sur la saisonnalité de la quantité de plancton ont été réalisées sur l'ensemble des océans (par exemple Banse et al., 1994) où sur des zones particulière (par exemple sur la côte Ouest du continent Américain par Thomas et al., 1994, voir planche 2). Des estimations de la production primaire depuis l'espace ont également été réalisées (par exemple Balch et al., 1994).

I. 3.2 . L'expérience SeaWiFS

L'exploitation des données de CZCS a montré l'utilité de l'observation de la couleur de l'océan depuis l'espace, mais aussi les limites de performances de cet instrument. Voilà pourquoi un nouvel instrument a été conçu par la NASA pour l'observation de la couleur de l'océan.

L'expérience SeaWiFS (Sea-viewing, Wide Field-of-view Sensor) , qui devrait être lancée en 1995 sur le satellite SeaStar, présente par rapport à CZCS des longueurs d'onde supplémentaires dans le proche infra-rouge à 765 et 865 nm permettant une meilleure correction des effets perturbateurs (Cf. parties I.4.2 et I.4.3). Les caractéristiques générales ainsi que l'ensemble des bandes spectrales de SeaWiFS sont présentés dans les tableaux 1.1 et 1.2. Il est à noter que SeaWiFS ne sera pas muni de canal dans l'infra-rouge thermique.

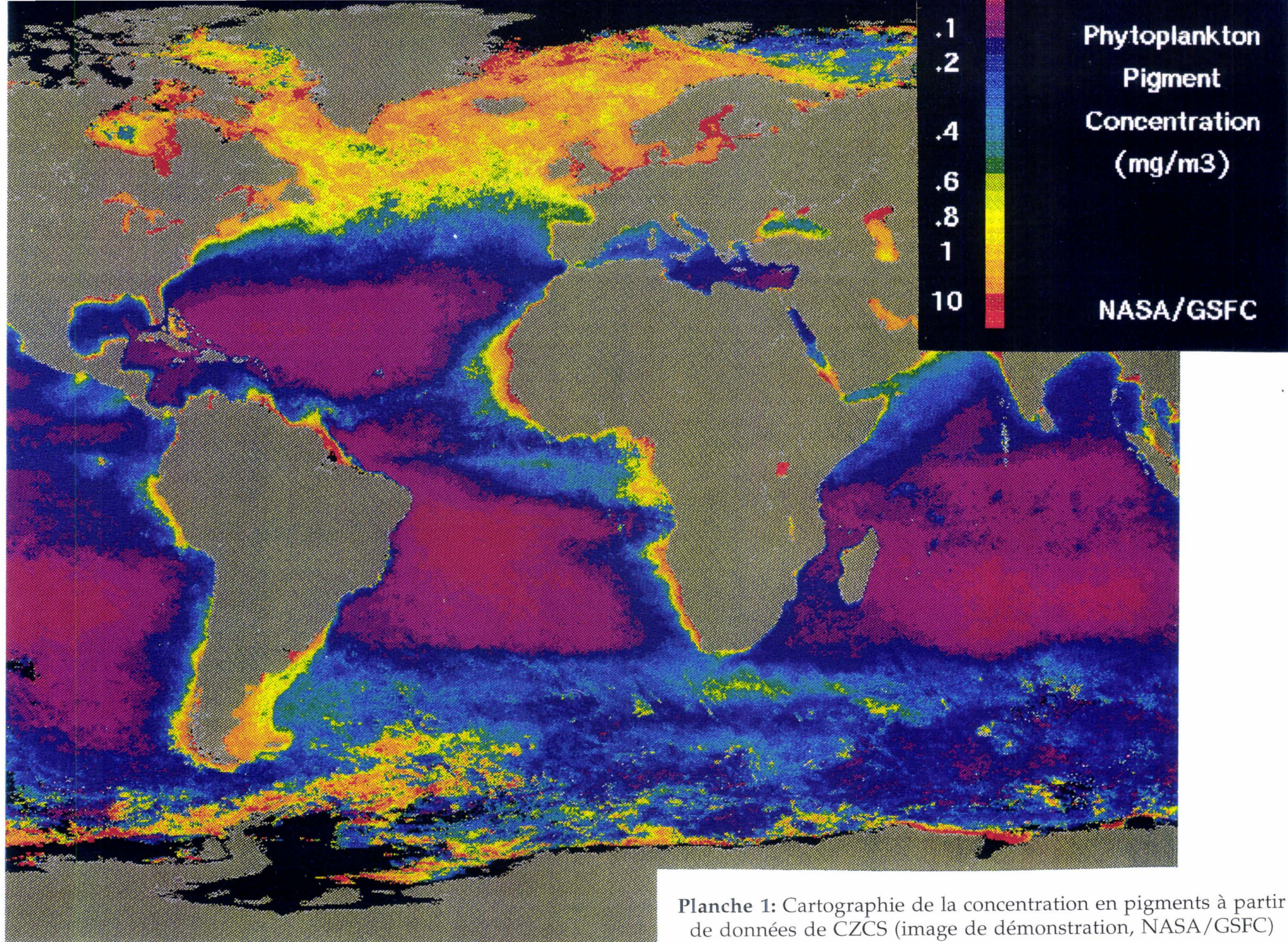


Planche 1: Cartographie de la concentration en pigments à partir de données de CZCS (image de démonstration, NASA/GSFC)

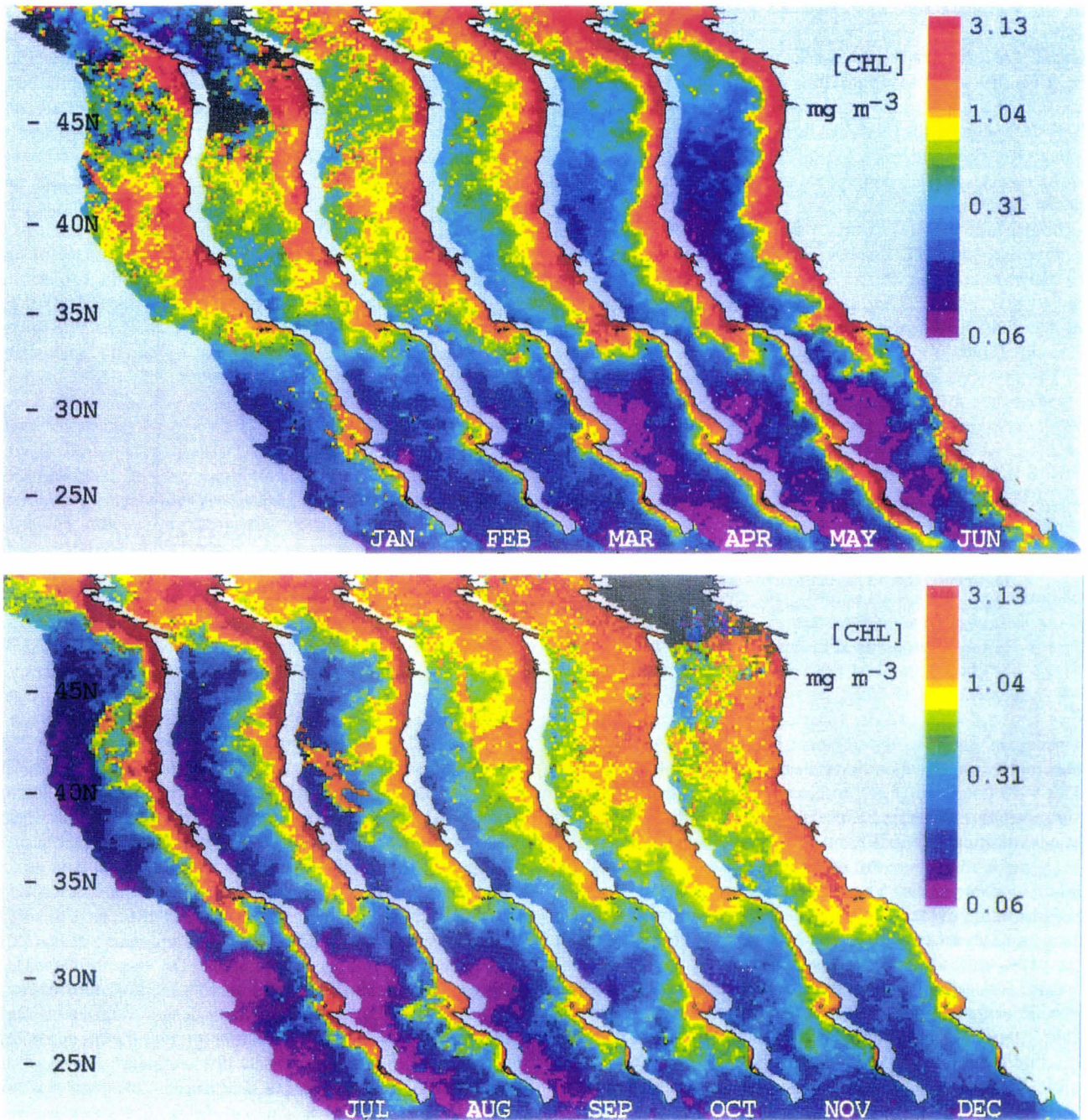


Planche 2: Distribution spatiale et cycle saisonnier de la concentration en pigments le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord. Les images ont été composées à partir des huit années de données mensuelles de CZCS (Thomas et al., 1994)

Les principales caractéristiques de SeaWiFS sont résumées par Hooker et Esaias (1993).

| | |
|-------------------|---------------------------------|
| orbite | héliosynchrone |
| dépointage | ± 20 degrés |
| fauchée | 2800 km |
| résolution au sol | 1.1 (mode LAC) et 4.4 km (GAC) |

Tableau 1.1: Caractéristiques générales de SeaWiFS

| Bande | Longueur d'onde (nm) |
|--------------|---------------------------------|
| 1 | 402-422 |
| 2 | 433-453 |
| 3 | 480-500 |
| 4 | 500-520 |
| 5 | 545-565 |
| 6 | 660-680 |
| 7 | 745-785 |
| 8 | 845-885 |

Tableau 1.2: Bandes spectrales de SeaWiFS

A titre d'exemple, les performances radiométriques de SeaWiFS ($NE\Delta\rho$) sont, pour un angle zénithal solaire de 60 degrés, et pour des valeurs typiques de réflectance totale (Gordon et Wang, 1994):

à 443 nm, pour une réflectance de 0.29: $NE\Delta\rho = 0.00043$

à 670 nm, pour une réflectance de 0.105: $NE\Delta\rho = 0.00023$

à 865 nm, pour une réflectance de 0.069: $NE\Delta\rho = 0.00015$

Les améliorations liées à la correction atmosphérique apportées à cet instrument par rapport à CZCS seront décrites en détail dans les parties I.4. 2 et I.4 . 3.

I. 3.3 . L' expérience POLDER

Le radiomètre POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectances) est destiné à être embarqué sur la plate-forme polaire japonaise ADEOS (ADvanced Earth Observing Satellite) en 1996 (Deschamps et al. 1994). POLDER est destiné à l'observation de la polarisation et de l'aspect directionnel du rayonnement solaire réfléchi par le système terre-atmosphère.

Le détecteur est composé d'une matrice CCD rectangulaire de $242 * 274$ pixels. Le champ d'observation est de 114° . L'utilisation d'une matrice permet l'observation d'un même point de la surface terrestre sous différents angles lorsque le satellite se déplace (Figure I.2) et donne ainsi des informations sur les propriétés directionnelles de la surface observée. Par ailleurs, toute l'image n'est pas affectée par le glitter, donc, comme un point est observé sous différents angles, la réflectance de l'eau en ce point est accessible.

Les caractéristiques générales de l'instrument sont résumées dans le tableau 1.3.

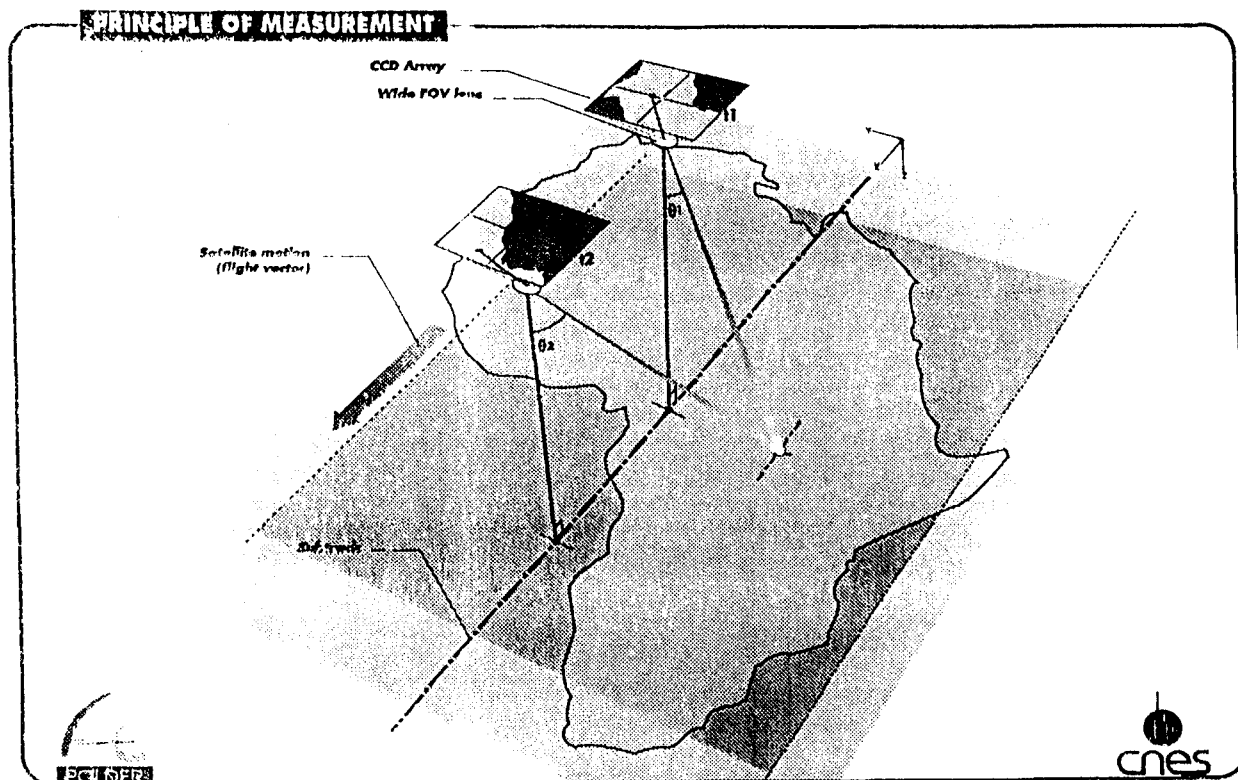


Figure 1.2: Représentation de la matrice CCD pour deux positions du satellite. Une cible est donc observée avec deux angles de visée différents (Deschamps et al., 1994).

| | |
|-------------------|-------------------------------|
| orbite | héliosynchrone |
| dépointage | pas de dépointage car matrice |
| fauchée | 2400 km |
| résolution au sol | 5 km |

Tableau 1.3: Caractéristiques générales de POLDER (version satellitaire)

L'optique est constituée notamment d'une lentille parabolique et d'une lentille télécentrique. Les filtres et polariseurs sont montés sur une roue. Les longueurs d'ondes sont les suivantes (tableau 1.4):

| Longueur d'onde (nm) | Polarisation | Objectifs |
|----------------------|--------------|--|
| 443 | oui | couleur de l'océan, nuages, aérosols |
| 490 | non | couleur de l'océan |
| 520 | non | couleur de l'océan |
| 565 | non | couleur de l'océan |
| 670 | oui | végétation, bilan radiatif, aérosols |
| 765 | non | nuages |
| 865 | oui | végétation, bilan radiatif, aérosols, nuages |
| 910 | non | vapeur d'eau |

Tableau 1.4: Bandes spectrales de POLDER (version satellitaire)

Cet instrument a la possibilité d'acquérir des mesures avec deux temps d'intégration différents (selon la réflectance de la cible). Si la réflectance de la cible est faible (objectif couleur de l'océan par exemple), le temps d'intégration sera plus important et la dynamique en réflectance sera plus faible. Au contraire, dans le cas d'observation de nuages par exemple, la réflectance est plus élevée et le temps d'intégration sera plus court pour éviter la saturation.

Outre l'observation de la couleur de l'océan, POLDER aura pour objectifs scientifique l'observation des aérosols, de la couverture végétale terrestre, des nuages ainsi que l'étude du bilan radiatif.

Une version aéroportée de cet instrument a été utilisée lors de nombreuses campagnes thématiques, d'une part, sur les océans: MEDIMAR (Bréon et Deschamps, 1993), RACER (Frouin et al., 1992), et d'autre part sur les terres émergées: par exemple La Crau (Deuzé et al., 1993, etc.).

En ce qui concerne la mission d'observation de la couleur de l'océan par POLDER, la correction des effets perturbateurs pourra sans doute encore être améliorée par rapport à l'instrument SeaWiFS, d'une part, grâce à une meilleure observation des paramètres atmosphériques (aérosols, à l'aide notamment d'observation en polarisation), et, d'autre part, par l'élimination du glitter grâce aux propriétés directionnelles d'observation de POLDER.

I. 3.4 . L' expérience OCTS

Nous trouverons également sur ADEOS l'instrument Japonais OCTS (Ocean Color and Temperature Scanner). Cet instrument est équipé des mêmes longueurs d'onde que SeaWiFS mais dispose en plus de bandes thermiques, intéressantes pour l'observation de la température de surface de la mer.

I. 3.4 . Et après?

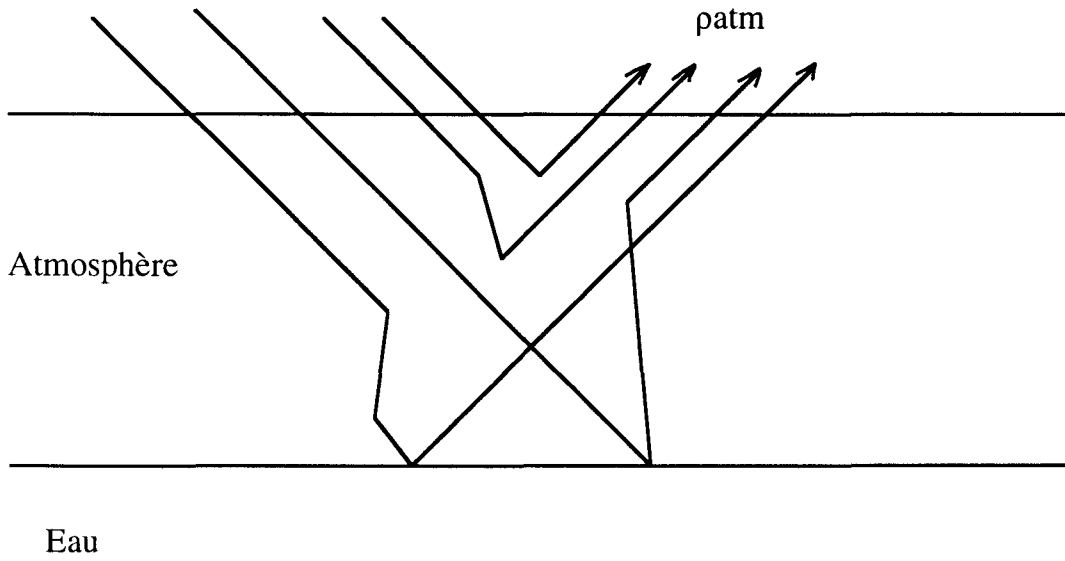
D'autres projets sont en cours de développement, comme par exemple MODIS (MODerate resolution Imaging Spectrometer, Ardanuy et al, 1991), MERIS (MEDium Resolution Imaging Spectrometer) etc. Ces instruments seront lancés après 1998.

I. 4 . CORRECTIONS ATMOSPHERIQUES EN TELEDETECTION DE LA COULEUR DE L'OCEAN

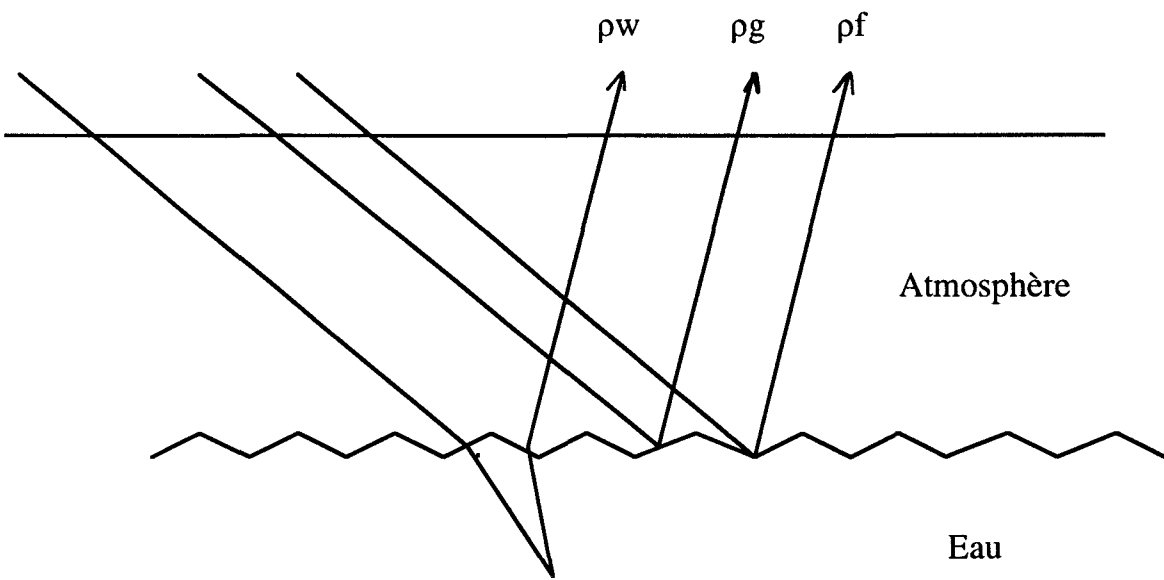
I. 4.1 . Décomposition du signal

L'observation de la couleur de l'océan est grandement affectée par la présence de l'atmosphère. En effet, les molécules et aérosols altèrent l'image satellitaire d'une cible terrestre par les mécanismes d'absorption et de diffusion des photons. Il est donc absolument nécessaire de réaliser des corrections atmosphériques.

Les figures I.3a et I.3b schématisent le milieu étudié.



a)



b)

Figure I.3: Trajet des photons dans le système eau-atmosphère

Au sommet de l'atmosphère, le radiomètre mesure l'addition de plusieurs processus de réflexion par la surface et de diffusion par l'atmosphère:

- un terme atmosphérique ρ_{atm} comprenant la réflectance intrinsèque des aérosols ρ_a et des molécules ρ_m , plus un terme de couplage C_{am} traduisant le fait que certains photons sont diffusés successivement par les molécules atmosphériques et les aérosols ou vice versa. Enfin, nous incluons dans ce terme les photons diffusés par l'atmosphère et réfléchis par l'océan vers le capteur ou réfléchis d'abord puis diffusés ensuite vers le capteur. Ce terme C_{atmg} est habituellement calculé dans le cas d'un océan plat, approximation qui garde une précision suffisante dans le cas d'une surface agitée.
- un terme de surface dépendant de la vitesse de vent comprenant le glitter (rayonnement solaire réfléchi spéculairement par l'interface eau/atmosphère) ρ_g qui décroît très vite lorsque l'on s'éloigne de la direction spéculaire et l'écume ρ_f , considérée comme lambertienne;
- un terme "océanique" ρ_w . Ce terme est celui que l'on cherche à retrouver. Il s'agit du rayonnement transmis par la surface dans l'océan, qui est diffusé par l'eau et retransverse la surface.
- des termes de couplage (C') représentant les diffusions entre eau et atmosphère, écume et atmosphère, etc.

La réflectance ρ observée par le satellite au-dessus de l'océan peut donc s'écrire de la façon suivante (Eq. 1.4) pour une longueur d'onde λ (nous nous plaçons en dehors de la tache du glitter sur l'image):

$$\rho = \rho_w + \rho_f + \rho_m + \rho_a + C_{am} + C_{atmg} + C' \quad 1.4$$

avec: ρ_w : réflectance de l'eau, le paramètre à retrouver

C_{am} : terme de couplage entre aérosols et molécules

ρ_f : réflectance de l'écume

C_{atmg} : terme de couplage entre molécules et aérosols et glitter

C' représente essentiellement l'effet de la transmission diffuse atmosphérique sur ρ_w et ρ_f mais également les couplages glitter/écume etc.

Les couplages entre écume et atmosphère et entre eau et atmosphère sont faibles et ne sont en général pas pris en compte.

Dans le cas des eaux dites du cas I, la contribution du signal à observer (diffusion par l'eau de mer) représente au maximum 10% du signal total. Par ailleurs, la précision requise sur la mesure de ρ_w est typiquement de $\Delta\rho_w = 0.001$.

Les termes purement moléculaires sont bien connus théoriquement. Par ailleurs, les termes ρ_a et ρ_f peuvent être déterminés dans le proche infra-rouge où la réflectance de l'eau de mer est presque nulle à cause de sa forte absorption à ces longueurs d'onde, et extrapolés dans le visible. Nous allons voir dans les paragraphes suivants comment ces termes sont pris en compte dans les algorithmes mis au point pour les instruments CZCS et SeaWiFS.

I. 4.2 . Algorithme de correction atmosphérique utilisé pour CZCS

Le but de cet algorithme est de dériver le terme ρ_w de l'équation 1.4, à partir des observations satellitaires à plusieurs longueurs d'onde. Nous décrirons d'abord le concept général puis préciserons comment cet algorithme a été appliqué à CZCS.

La première génération d'algorithmes de corrections atmosphériques (Gordon, 1980) supposait un océan plat et négligeait le couplage entre aérosols et molécules, ainsi que les diffusions multiples entre aérosols et le terme de couplage entre glitter et atmosphère. On peut écrire le terme ρ_a de façon approchée :

$$\rho_a (\lambda) \cong \rho_{as} (\lambda) = \omega_a (\lambda) \tau_a (\lambda) P_a (\theta_s, \theta_v, \phi, \lambda) / (4 \mu_s \mu_v) \quad 1.5$$

Une bande spectrale où ρ_w est connue est nécessaire pour déterminer l'amplitude de ρ_a et une seconde pour déterminer si nécessaire sa dépendance spectrale. On définit le paramètre $\varepsilon (\lambda_i, \lambda_j)$ comme:

$$\varepsilon (\lambda_i, \lambda_j) = \rho_{as} (\lambda_i) / \rho_{as} (\lambda_j) \quad 1.6$$

Gordon (1980) utilise plus précisément le terme ε' défini comme:

$$\varepsilon' (\lambda_i, \lambda_j) = \rho_{as'} (\lambda_i) / \rho_{as'} (\lambda_j) \quad 1.7$$

où $\rho_{as'}$ désigne la réflectance des aérosols d'après l'équation 1.5 plus la composante du rayonnement solaire spéculairement réfléchi par la surface et ayant subi une diffusion par les aérosols. La dépendance spectrale de $\rho_{as'}$ est approchée par une loi de la forme:

$$\varepsilon'(\lambda_i, \lambda_j) = (\lambda_j / \lambda_i)^n \quad 1.8$$

ω_a et P_a dépendent faiblement de la longueur d'onde. Si ces deux termes ne dépendent pas de la longueur d'onde, n représente l'exposant d'Angström α , c'est à dire la dépendance spectrale de l'épaisseur optique en aérosols. n est donc caractéristique du type d'aérosol.

Dans l'algorithme CZCS, ρ_{as}' est déterminé à 670 nm. La bande spectrale à 750 nm s'est avérée inutilisable car trop bruitée. La dépendance spectrale de ρ_{as}' ne pouvant être observée, l'algorithme standard utilise une valeur moyenne de l'exposant n égal à 1. Cependant, utiliser une valeur standard pour n ne donne pas des résultats très précis. Pour essayer de résoudre ce problème, Gordon et Clark (Gordon et Clark, 1981) ont défini le "Clear Water Concept". Pour une concentration C en pigments chlorophylliens inférieure à 0.25 mg/m³, ρ_w peut être calculé à 520 et 550 nm. Ces bandes spectrales peuvent donc être utilisées pour déterminer n . Eventuellement, on essaiera de généraliser à l'ensemble de l'image à partir des valeurs prises par n sur les pixels clairs ($C < 0.25$ mg/m³).

Cette méthode a été améliorée. Bricaud et Morel (1987) et André et Morel (1991) proposent en effet une méthode itérative combinée à un modèle de réflectance en fonction de la concentration C en pigments et à des relations empiriques ou modélisées entre les luminances aux différentes longueurs d'onde pour déterminer simultanément la réflectance de l'eau à 520, 550 et 670 nm ainsi que la dépendance spectrale des aérosols. Cette méthode est appliquée à tous les pixels pour lesquels C est inférieure à une valeur limite (qui peut être supérieure à 0.25 mg/m³) et la quantité d'aérosol suffisante (pour le calcul la dépendance spectrale de

l'aérosol). Les propriétés des aérosols ainsi obtenues sont ensuite généralisées à l'ensemble de l'image.

Gordon et al. (1988) proposent également d'étendre le "Clear Water Concept" à des cas où la concentration en pigments est supérieure à 0.25 mg/m^3 en utilisant également un modèle pour évaluer la luminance de l'eau à 550 nm.

La détermination du type d'aérosol, et donc la correction étant peu précise avec CZCS, un effort a été fait sur l'instrument SeaWiFS.

I. 4.3 Algorithmes développés pour SeaWiFS

Sur l'instrument SeaWiFS, des bandes spectrales ont été placées à 765 et 865 nm dans le but d'améliorer les corrections atmosphériques. A ces longueurs d'onde, la réflectance ρ_w dans le cas des eaux dites du cas I est suffisamment faible pour pouvoir être négligée. Cependant, si cet ajout affine la détermination de la dépendance spectrale de la réflectance des aérosols, il complique aussi l'algorithme utilisé. En effet, la formule approchée (Eq. 1.8) qui permettait, dans l'algorithme de CZCS, d'extrapoler la réflectance des aérosols n'est plus suffisamment précise sur la nouvelle plage de longueurs d'onde considérée.

Gordon et Wang (1994) proposent un algorithme d'extrapolation spectrale de ρ_a à partir des canaux proche infra-rouge, basé sur la dépendance spectrale de modèles. Les étapes de l'algorithme sont les suivantes:

ρ_{as} est calculé à partir de la mesure de $\rho_a + C_{am}$ en utilisant une relation précalculée pour des modèles. Une relation linéaire entre $\rho_a + C_{am}$ et ρ_{as} est en effet

précalculée pour différentes épaisseurs optiques et pour les différents modèles. On obtient ainsi $\rho_{as}(765)$ et $\rho_{as}(865)$ pour les différents modèles.

On suppose que le type d'aérosol présent correspond à un certain nombre N de modèles j pour lesquels on calcule $\varepsilon_j'(765,865)$ (Eq. 1.6) à partir des valeurs précédemment obtenues de $\rho_{as}(765)$ et $\rho_{as}(865)$. $\varepsilon'(765,865)$ recherché est alors la moyenne des $\varepsilon_j'(765,865)$.

On cherche ensuite les deux modèles k ($k=1$ et 2) qui encadrent la valeur de $\varepsilon'(765,865)$. $\varepsilon'(\lambda,865)$ est en effet également précalculé pour différents modèles. (Fig. I.4). La valeur de $\varepsilon_k'(\lambda,865)$ ($k=1$ et 2) est alors retrouvée pour les deux modèles en utilisant des courbes du type de la figure I.3. Une interpolation est faite entre les deux modèles pour retrouver $\varepsilon'(\lambda,865)$.

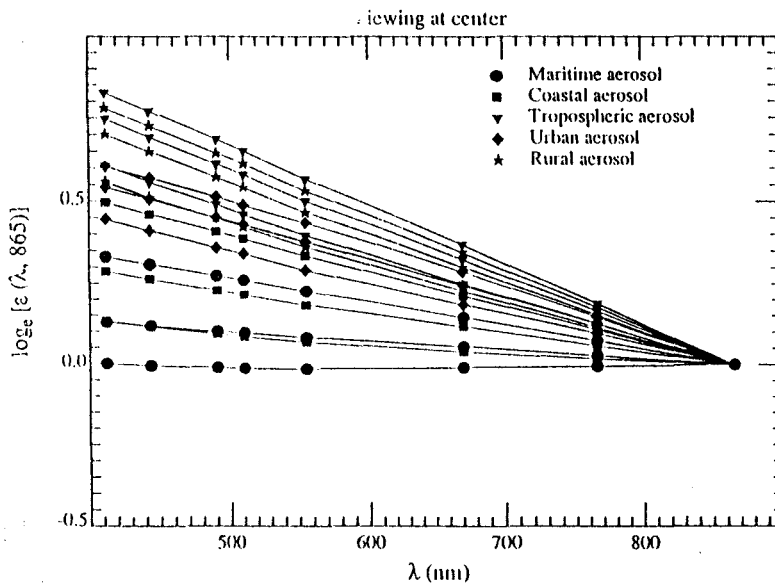


Figure I.4: (Gordon et Wang, 1994)

En utilisant à nouveau, mais dans l'autre sens, la relation linéaire (pour les deux modèles les plus proches), on retrouve $\rho_a + C_{am}$.

I. 4.4 Algorithmes développés pour POLDER

Les algorithmes de correction atmosphérique développés pour POLDER sont basés sur le même principe d'extrapolation de la réflectance des aérosols que SeaWiFS. POLDER utilise en plus l'information multidirectionnelle, mais les concepts et modèles restent les mêmes.

Les résultats que nous allons présenter au deuxième chapitre s'appliquent donc à POLDER aussi bien qu'à SeaWiFS.

I. 5 . SOURCES D'ERREUR DANS L'OBSERVATION SPATIALE DE LA REFLECTANCE DE L'EAU DANS LE VISIBLE

Les erreurs dans la détermination de la réflectance de l'eau de mer dans le visible à l'aide des équations et algorithmes décrits en I.4 peuvent se diviser en deux catégories:

- Les performances instrumentales et algorithmiques,
- les erreurs géophysiques.

I. 5.1 . Performances instrumentales et algorithmiques

Les erreurs instrumentales sont liées à la précision des étalonnages absolus et interbande ainsi qu'au bruit instrumental.

L'étalonnage peut être réalisé en laboratoire à l'aide d'une sphère intégratrice (par exemple Guenther et al., 1990, Leroy et al., 1990) ou en vol au moyen d'un système embarqué ou en visant une cible connue (par exemple Slater et al., 1987). La cible peut être un site désertique dont la réflectance est connue et ne varie pas au cours du temps (étalonnage en absolu des canaux concernés; pour les canaux dédiés à l'observation de la couleur de l'océan, cet étalonnage est en général impossible car il y a saturation), ou encore le signal moléculaire au-dessus de l'océan pour les canaux de courtes longueurs d'onde pour lesquels le signal moléculaire prédomine, etc. L'étalonnage interbande sur le glitter permet l'étalonnage des autres canaux (à partir de 670 nm pour POLDER par exemple).

Certains instruments peuvent également être étalonnés grâce à un système embarqué. Ainsi, SeaWiFS disposera de lampes d'étalonnage.

Une autre source d'erreur est liée aux bruits instrumentaux qui sont dus:

- au détecteur (par exemple le bruit d'obscurité dépendant de la température)
- à l'électronique (bruits thermiques et bruits liés au blindage imparfait des circuits ainsi que bruit de quantification dû à la conversion analogique-numérique sur un nombre fixé de bits).

L'algorithme utilisé amplifie plus ou moins les erreurs instrumentales en combinant les différents canaux.

Enfin, l'algorithme a ses propres erreurs liées à une simplification du modèle, à la précision des calculs, etc.

I. 5.2 . Erreurs géophysiques

Les erreurs géophysiques sont liées aux équations et paramètres géophysiques utilisés, comme par exemple les modèles d'aérosols utilisés (cf. § I. 4.3). Elles apparaissent dans l'équation 1.4 sur chacun des termes ρ_f , ρ_a ainsi que sur les termes de couplage. Nous avons précisé plus haut que le terme ρ_m pouvait être calculé précisément connaissant la pression de surface. Une erreur apparaît également sur ce terme de pression de surface. C'est à certaines erreurs critiques dues à des paramètres géophysiques que nous allons nous intéresser dans les chapitres qui suivent.

Nous avons vu (§ I. 4.3) qu'une bonne détermination du terme ρ_a et de sa dépendance spectrale est critique dans les algorithmes de correction atmosphérique. L'algorithme mis au point pour SeaWiFS (Gordon et al, 1994) utilise des modèles d'aérosols. Dans la partie II de ce rapport, nous chercherons à savoir si ces modèles sont bien représentatifs des conditions réelles.

Par ailleurs, nous avons vu (§ I. 4.3) que le couplage entre aérosols et molécules est pris en compte en calculant des relations entre $\rho_{am} + \rho_a$ et ρ_{as} pour un certain nombre de modèles. Dans la partie III, nous chercherons à comprendre comment se décompose ce terme de couplage, dans le but d'introduire une formulation analytique dans les algorithmes.

Enfin, dans la quatrième partie, nous nous intéresserons au modèle de réflectance spectrale d'écume utilisé dans les algorithmes.

I. 6. OBSERVATION SPATIALE DES AEROSOLS AU-DESSUS DES OCEANS

L'observation de la couleur de l'océan passe par une détermination précise de la quantité et du type d'aérosols. Les instruments dédiés à l'observation de la couleur de l'océan sont donc inversement des outils pour l'observation des aérosols au-dessus des océans, ces deux aspects étant intimement liés.

Les conclusions de nos observations des propriétés optiques des aérosols (chapitre 2) et de l'écume (chapitre 4) ainsi que nos remarques sur le couplage entre aérosols et molécules (chapitre 3) s'appliquent donc à l'observation spatiale de la couleur de l'océan mais aussi à l'observation des aérosols au-dessus des océans.

BIBLIOGRAPHIE

- André J-M., A. Morel, 1991. Atmospheric corrections and interpretation of marine radiances in CZCS imagery, revisited. *Oceanologica Acta*, vol. 14, no 1, 3-22.
- Ardanuy, P. E., D. Han, V. V. Salomonson, 1991. The Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS) science and data system requirements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 29, 75-88.
- Balch, W. M., C. F. Byrne, 1994. Factors affecting the estimate of primary production from space. *Journal of Geophysical Research*, Vol 99, no C4, 7555-7570.
- Banse K., D. C. English, 1994. Seasonality of Coastal Zone Color Scanner phytoplankton pigment in the offshore oceans. *Journal of Geophysical Research*, Vol 99, no C4, 7323-7345.
- Bréon F. M., P. Y. Deschamps, 1993. Optical and physical parameter retrieval from POLDER measurements over the ocean using an analytical model. *Remote Sens. Environment* 43: 193-207.
- Bricaud A., A. Morel, 1987. Atmospheric corrections and interpretation of marine radiances in CZCS imagery : use of a reflectance model. *Oceanologica Acta*, Spatial Oceanography Symposium, Brest, 19-20 November 1985, Proceedings, 33-50.
- Cox C., Munck W., 1965. Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter. *Bull. Scripps Inst. Oceanogr. U of CA*, 6, 401-488.
- Deschamps, P. Y., M. Herman, A. Podaire, M. Leroy, M. Laporte, P. Vermande, 1990. IGARSS' 90 Conference Proceedings, Washington D.C., 1990.
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, G. Sèze, 1994. The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 32, No 3, 598-615.
- Deuzé J. L., F. M. Bréon, P. Y. Deschamps, C. Devaux, M. Herman, A. Podaire, J. L. Roujean, 1993. Analysis of the POLDER (Polarization and Directionality of

- Earth's Reflectances) airborne instrument observations over land surfaces. *Remote Sensing of Environment*, 45: 137-154.
- Frouin, R., J.Y. Balois, P.Y. Deschamps, C. Verwaerde, M. Herman, M. Panouse, J. Priddle, 1992. Aircraft photopolarimetric observations of the ocean, ice/snow, and clouds in coastal regions of the antarctic peninsula. *Antarctic J.*, XXVII, 5, 187-190.
- Goloub P, 1992. Modèle radiométrique du polarimètre imageur grand champ POLDER. Analyses préliminaires des observations en lumière polarisée. Thèse Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille Flandres Artois.
- Gordon, H. R., D. K. Clark, J. L. Mueller, W. A. Hovis, 1980. Phytoplankton pigments derived from the Nimbus-7 CZCS: initial comparisons with surface measurements. *Sci.*, 210, 63-66.
- Gordon H. R., Clark D. K., 1981. Clear Water radiances for atmospheric correction of Coastal Zone Color Scanner imagery. *Applied Optics* , vol. 20, No. 24.
- Gordon H. R., O. B. Brown, R. H. Evans, J. W. Brown, R. C. Smith, K. S. Baker, D. K. Clark, 1988. A semianalytic radiance model of ocean color. *Journal of Geophysical Research*, vol. 93, no D9, 10909-10924.
- Gordon H. R., M. Wang, 1994. Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm. *Applied Optics* , Vol. 33, No. 3.
- Guenther B., J. McLean, M. Leroy, P. Henry, 1990. Comparison of CNES spherical and NASA hemispherical large aperture integrating sources: I. using a laboratory transfer spectroradiometer. *Remote Sensing of Environment*, 31, 85-95.
- Hooker S. B., W. E. Esaias, 1992. An overview of the SeaWiFS Project. Rapport NASA, Draft.
- Hovis, W. A., D. K. Clark, F. Anderson, R. W. Austin, W. H. Wilson, E. T. Baker, D. Ball, H. R. Gordon, J. L. Mueller, S. Y. El Sayed, B. Sturm, R. C. Wrigley, C. S.

- Yentsch, 1980. Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner: system description and initial imagery. *Sci.*, 210, 60-63.
- Leroy, M., P. Henry, B. Guenther, J. McLean, 1990. Comparison of CNES spherical and NASA hemispherical large aperture integrating sources: II using the SPOT-2 satellite instruments. *Remote Sensing of Environment*, 31, 97-104.
- Morel, A., 1988. Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (Case 1 Waters). *Journal of Geophysical Research*, Vol. 93, no C9, pp 10749-10768.
- Shettle E. P., R. W. Fenn, 1979. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties. Air Force Geophysics Laboratory AFGL-TR-79-0214, Environmental Research papers No. 676.
- Slater, P.N, S. F. Biggar, R. G. Holm, R. D. Jackson, Y. Mao, M. S. Morian, J. M. Palmer, B. Yuan, 1987. Reflectance- and radiance-based methods for the in-flight absolute calibration of multispectral sensors. *Remote sensing of Environment*, 22 (1), 11-37.
- Thomas A. C., F. Huang, P. T. Strub, C. James., 1994. Comparison of the seasonal and interannual variability of phytoplankton pigment concentration in the Peru and California Current systems. *Journal of Geophysical Research*, Vol 99, no C4, 7355-7370.

CHAPITRE 2

**ESSAI DE VALIDATION DES
MODELES D'AEROSOLS UTILISES EN
TELEDETECTION DE LA COULEUR
DE L'OCEAN**

Introduction

Les algorithmes de corrections atmosphériques en télédétection de la couleur de l'océan ont été décrits dans la partie 1. Nous avons vu que les algorithmes développés pour les instruments SeaWiFS (Hooker et al., 1993) et POLDER (Deschamps et al., 1994) prenaient pour hypothèse que la dépendance spectrale de la réflectance des aérosols pouvait être décrite par une sélection de modèles. La dépendance spectrale peut être interpolée entre deux modèles. Gordon et Wang (1994) proposent pour l'algorithme prévu pour SeaWiFS des modèles définis par Shettle et Fenn (1979).

Les deux questions auxquelles nous avons essayé de répondre sont les suivantes:

- les modèles d'aérosols proposés par Gordon et Wang (1994) (cf partie 1) sont-ils bien représentatifs des conditions naturelles au-dessus des océans?
- quels types de mesures in-situ doivent être mis en œuvre pour vérifier les algorithmes?

Nous trouvons dans la littérature (cf. publication en annexe) des comptes-rendus de nombreuses mesures d'épaisseur optique aussi bien sur terre (par exemple Bruegge et al., 1992) qu'à partir de bateau (par exemple Korotaev et al., 1993, Villevalde et al., 1994). Nous ne trouvons en revanche que peu de résultats concernant des mesures systématiques de réflectance du ciel à des angles correspondant aux observations satellitaires (Kaufman, 1993, Kaufman, 1994).

Pour répondre aux questions que nous nous posons, nous avons essayé d'établir un site de mesure des propriétés optiques des aérosols (épaisseur optique, exposant d'Angström, fonction de phase). Nous avons choisi d'installer nos instruments à l'extrémité de la jetée de Scripps Institution of Oceanography (La Jolla, San Diego, Californie), pendant les hivers 1993 et 1994, dans le cadre d'une collaboration avec Robert Frouin. Les instruments étaient présents à d'autres périodes de l'année à San Diego mais nous nous sommes concentrés sur les mesures acquises durant l'hiver car

les conditions météorologiques étaient meilleures à cette période de l'année. Par ailleurs, des mesures d'épaisseur optique et d'exposant d'Angström des aérosols ont été réalisées depuis un navire océanographique au large de San Diego (campagne Calcofi en collaboration avec G. Mitchell) et simultanément sur Catalina Island au large de Los Angeles en Janvier 1994, parallèlement aux mesures acquises sur la jetée de Scripps.

La première partie de ce chapitre sera constituée d'un descriptif des instruments et méthodes utilisés, puis, nous analyserons les résultats obtenus. Le texte anglais d'une publication qui devrait être soumise figure en annexe 5.

II.1. INSTRUMENTS ET METHODES

II.1.1 . Instruments utilisés

Un descriptif plus complet des instruments est présenté en annexe 2. Nous avons utilisé pour nos mesures des photomètres portables (mesures acquises à Catalina et pendant Calcofi) ainsi qu'un photomètre radiomètre automatique (mesures acquises sur la jetée), tous deux fabriqués par la société CIMEL (Holben et al., 1994).

Les photomètres portables mesurent l'épaisseur optique dans les canaux 1020, 870, 670, 440 nm (largeur de la bande passante des filtres: 10 nm) et 940 nm (largeur: 10 et 40 nm). Il est monté sur un pied photo et dirigé manuellement vers le soleil.

Le photomètre-radiomètre automatique mesure:

- l'épaisseur optique à 1020, 870, 670, 440 nm (largeur des filtres: 10 nm) ainsi qu'à 940 nm (largeur des filtres: 10 et 40 nm)
- la luminance du ciel dans le plan principal (angle azimutal de visée égal à 0 ou 180 degrés et angle zénithal de visée variable) et dans l'almucantar (angle

zénithal de visée constant et angle azimutal de visée variable) aux longueurs d'onde 1020, 870, 670 et 440 nm

Les instruments étaient placés à l'extrémité de la jetée de Scripps, pour être les plus éloignés possible de la côte (ciel dégagé, problème des effets de sol) et le plus possible dans des conditions marines.

Par ailleurs, des données météorologiques sont également collectées toutes les heures à l'extrémité de la jetée. Celles qui nous intéressent plus particulièrement sont la vitesse et la direction du vent ainsi que la pression atmosphérique.

II.1.2 . Etalonnage des instruments

L'étalonnage des instruments a été réalisé très scrupuleusement. Une description plus détaillée des méthodes d'étalonnage et des résultats est donnée en annexe 3.

II.1.2.1 . Etalonnage en luminance

Deux méthodes très différentes ont été utilisées pour étalonner les radiomètres en luminance.

La première consiste à étalonner les instruments en laboratoire en utilisant une sphère intégratrice. Le canon de l'instrument est placé à la sortie d'une sphère diffusant un rayonnement connu. Cette méthode a été appliquée avant chaque campagne (hiver 1993 et 1994) de mesures.

La deuxième est une méthode d'étalonnage in-situ utilisant une plaque diffusante. Pendant la campagne de mesures, des étalonnages ont été réalisés en visant une plaque de Spectralon placée horizontalement sur le sol et éclairée par le soleil. La

réflectance de la plaque est connue. L'épaisseur optique totale τ est mesurée simultanément. La mesure de τ est utilisée pour calculer les flux total et diffus descendant au niveau de la plaque. Cette procédure a notamment été appliquée lors de journées dédiées à l'étalonnage. Les mesures étaient réalisées en montagne (Stephenson Peak, Laguna Mountains) à une altitude de 1896 mètres dans des conditions de ciel parfaitement clair et avec peu d'aérosols. Cette méthode a également été appliquée sur la jetée de Scripps lors de belles journées.

Les résultats sont présentés en annexe 3. Nous constatons que les différents étalonnages donnent des résultats comparables (moins de 10 % d'écart dans tous les cas sauf à 670 nm où une dégradation a pu avoir lieu entre juillet 1993 et janvier 1994). La comparaison entre les résultats des étalonnages réalisés in-situ (le 16 janvier et en avril 1994) est même meilleure. L'étalonnage in-situ nous semble plus reproductible (car l'éclairement solaire est plus stable que celui des lampes) et plus précis. En effet, comme nous travaillons en réflectance, le terme E_s se simplifie et l'erreur sur E_s n'intervient plus.

Nous avons choisi pour traiter nos données les coefficients obtenus in-situ le 16 janvier.

II.1.2.2 . Etalonnage en intensité solaire

Les photomètres ont été étalonnés en intensité solaire en utilisant la méthode de Bouguer-Langley.

Le principe de la méthode est le suivant. L'épaisseur optique totale τ est déduite de la mesure de transmission directe T dans l'atmosphère par (Eq. 2.1):

$$T = \exp(-m\tau) \quad 2.1$$

où m désigne la masse d'air.

L'intensité I mesurée par l'instrument s'exprime comme:

$$I = I_0 \exp(-m\tau) \quad 2.2$$

I_0 se calcule lors d'une demi-journée où l'épaisseur optique est stable, en extrapolant le signal à $m = 0$. En pratique, nous corrigeons le signal de divers effets (cf. paragraphe II.1.3).

La figure 2.1 montre les droites de Bouguer obtenues le 16 janvier 1994 à Laguna Mountain (journée dédiée à l'étalonnage des instruments) pour l'instrument Cimel automatique. Cet étalonnage nous semble assez fiable (cf. annexe 3 et paragraphe II.1.4) car les droites de Bouguer obtenues lors de différentes journées claires donnent des résultats très proches les uns des autres.

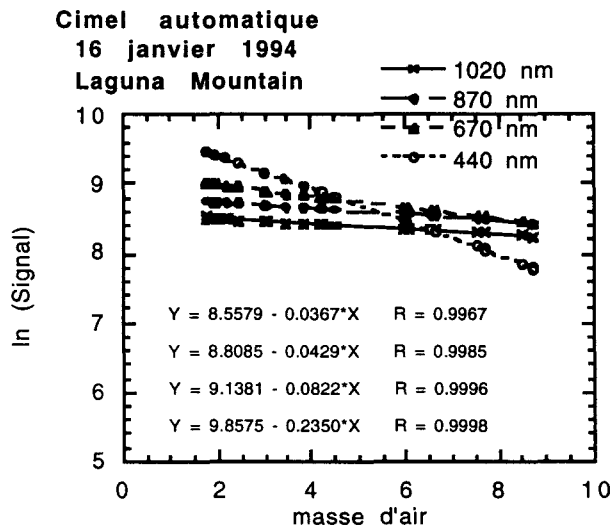


Figure 2.1: Droites de Bouguer obtenues pour le photomètre Cimel automatique le 16 janvier 1994

II . 1.3 . Traitement des données

Les mesures de transmission directe et de luminance du ciel ont été acquises lorsque le ciel était suffisamment clair (pas de nuages sur le soleil ni dans le plan principal).

Les équations utilisées pour traiter les données ainsi que les références sont données avec plus de précisions dans la publication.

La mesure d'intensité solaire est corrigée de la variation de la distance terre-soleil, de l'absorption gazeuse (essentiellement due à l'ozone aux longueurs d'onde de nos mesures) et des effets de variation de température du détecteur à 1020 nm. L'épaisseur optique en aérosol est obtenue en soustrayant l'épaisseur optique Rayleigh corrigée de la pression au sol à l'épaisseur optique totale.

Le coefficient d'Angström α est obtenu en effectuant une régression linéaire sur les mesures de $\ln(\tau_a)$ en fonction de $\ln(\lambda)$ pour les quatre longueurs d'onde.

La luminance des aérosols est calculée en soustrayant à la luminance totale mesurée la luminance des molécules calculée exactement par la méthode des ordres successifs de diffusion (Deuzé et al., 1979). Ces mesures ont également été corrigées de la transmission gazeuse et de la variation de température à 1020 nm. La fonction de phase des aérosols se déduit de la réflectance des aérosols en utilisant l'approximation dite de diffusion primaire (Eq. 2.3). La validité de cette approximation a été testée et discutée dans la publication (Annexe 5).

$$\rho_{as}(\lambda) = \omega_a(\lambda) \tau_a(\lambda) P_a(\theta_s, \theta_v, \phi, \lambda) / (4 \mu_s \mu_v) \quad 2.3$$

II . 1.4 . Précision des mesures

Nous avons estimé la précision des mesures des différents paramètres. Le paragraphe suivant donne les résultats obtenus en ce qui concerne les erreurs dues aux problèmes instrumentaux, aux méthodes et approximations utilisées ainsi qu'aux paramètres exogènes utilisés pour calculer les propriétés optiques des aérosols.

Par ailleurs, le signal peut être perturbé par des phénomènes géophysiques, comme par exemple la présence de fins cirrus, d'aérosols stratosphériques, ou l'interaction entre le sol et l'atmosphère (photons réfléchis par le sol et diffusés par les aérosols ou les molécules vers le détecteur). Nous avons choisi de présenter en annexe 4 quelques résultats théoriques concernant le couplage sol-atmosphère. Le couplage entre molécules et aérosols sera, quant à lui, abordé dans la partie suivante (partie 3) de ce rapport.

II .1.4.1 . Erreur sur l'épaisseur optique

L'erreur $\Delta\tau_a$ sur l'épaisseur optique en aérosols est résumée dans le tableau 2.1a. $\Delta\tau_a$ a été estimée pour un angle zénithal solaire de 45 degrés. Cette erreur est la somme quadratique (erreurs indépendantes les unes des autres) de l'erreur sur l'étalonnage $\Delta(\ln I_0)/m$ (cf. Eq. 2.2; $\Delta(\ln I_0)$ est l'écart type des valeurs de $\ln I_0$ sur les cinq plus belles journées de mesure), de l'erreur sur l'épaisseur optique moléculaire $\Delta\tau_r$ (due aux incertitudes sur la pression et la longueur d'onde), de l'incertitude sur l'absorption gazeuse à 670 nm (quantité d'ozone et longueur d'onde) et de l'incertitude sur l'effet de température à 1020 nm. Les postes d'erreur sont indépendants de τ_a . L'erreur relative $\Delta\tau_a/\tau_a$ devient donc très importante aux faibles épaisseurs optiques. Par exemple à 870 nm, pour une épaisseur optique de 0.2, l'erreur relative est de 5 %. Pour une épaisseur optique de 0.1, l'erreur relative sera de 10 % Il en est de même pour le coefficient d'Angström α , calculé à partir des données d'épaisseur optique aux quatre

longueurs d'onde 1020, 870, 670 et 440 nm, ainsi que pour l'erreur relative sur la réflectance des aérosols $\Delta\rho_a/\rho_a$ (tableau 2.1d).

| longueur d'onde (nm) | $\Delta(I_0)/(m I_0)$ | $\Delta\tau_m$ | $\Delta(t_g)/(m t_g)$ | $\Delta(S)/(m S)$ | $\Delta\tau_a$ |
|----------------------|-----------------------|----------------|-----------------------|-------------------|----------------|
| 1020 | 0.0079 | 0.00016 | - | 0.0078 | 0.0111 |
| 870 | 0.0094 | 0.0030 | - | - | 0.0094 |
| 670 | 0.0164 | 0.00088 | 0.02 | - | 0.0259 |
| 440 | 0.0306 | 0.0048 | - | - | 0.0310 |

Tableau 2.1 a: Incertitude sur l'épaisseur optique en aérosols $\Delta\tau_a$.

L'erreur totale, $\Delta\tau_a$, est la somme quadratique de l'erreur liée à la détermination du coefficient d'étalonnage, I_0 , de l'épaisseur optique moléculaire, τ_m , de la transmission par l'ozone, t_g , et de la correction en température réalisée dans la bande à 1020 nm, S .

II .1.4.2 . Erreur sur la réflectance des aérosols

L'erreur relative sur la réflectance des aérosols est la somme de l'erreur relative sur la réflectance mesurée ρ et de l'erreur sur la réflectance moléculaire ρ_m .

L'incertitude sur ρ dépend de l'incertitude sur l'étalonnage et des bruits instrumentaux ainsi que de l'erreur d'arrondi sur le compte numérique. Nous avons négligé les bruits instrumentaux. L'erreur sur le coefficient d'étalonnage $\Delta K/K$ a été évalué à 2 %. L'erreur d'arrondi ΔCN est de un demi compte numérique.

L'incertitude sur ρ_m dépend quant à elle de l'incertitude sur la pression P au sol et sur la longueur d'onde de mesure.

Les autres sources d'incertitude seront négligées. Nous calculerons donc l'erreur sur la réflectance des aérosols $\Delta\rho_a$ comme étant la somme quadratique de $\rho \Delta K/K$, $\rho \Delta CN/CN$, $\rho_m \Delta P/P$ et $\Delta\rho_m'$ où $\Delta\rho_m'$ désigne l'erreur sur le calcul de ρ_m en supposant

une incertitude de 1 nm sur la longueur d'onde. Ces différentes erreurs ainsi que la somme quadratique ont été calculées à 870 et 1020 nm pour différentes conditions d'éclairement (angle zénithal solaire de 39.9, 62.17 et 80.72) et différentes épaisseurs optiques en aérosols (0.03, 0.05, 0.1 et 0.2 à 870 nm) pour un angle de diffusion de 90 degrés. Le modèle utilisé pour les simulations est le modèle C70. Les tableaux 2.1b et 2.1c résument ces résultats.

| τ_a | θ_s | $\Delta\rho_m'$ * 10 ⁻⁴ | $\rho_m \Delta P/P$ * 10 ⁻⁴ | $\rho \Delta K/K$ * 10 ⁻⁴ | $\rho \Delta CN/CN^*$ 10 ⁻⁴ | $\Delta\rho_a$ * 10 ⁻⁴ |
|----------|------------|---------------------------------------|---|---|---|--------------------------------------|
| 0.03 | 39.9 | 0.79 | 0.30 | 1.9 | 1.7 | 2.7 |
| | 62.17 | 0.95 | 0.35 | 2.2 | 2.7 | 3.7 |
| | 80.72 | 2.30 | 0.87 | 5.5 | 7.6 | 9.7 |
| 0.05 | 39.9 | 0.79 | 0.30 | 2.3 | 1.7 | 3.0 |
| | 62.17 | 0.95 | 0.35 | 2.8 | 2.7 | 4.1 |
| | 80.72 | 2.30 | 0.87 | 6.7 | 7.7 | 10.5 |
| 0.1 | 39.9 | 0.79 | 0.30 | 3.5 | 1.7 | 4.0 |
| | 62.17 | 0.95 | 0.35 | 4.2 | 2.7 | 5.1 |
| | 80.72 | 2.30 | 0.87 | 9.6 | 7.6 | 12.5 |
| 0.2 | 39.9 | 0.79 | 0.30 | 6.0 | 1.7 | 6.3 |
| | 62.17 | 0.95 | 0.35 | 7.1 | 2.7 | 7.7 |
| | 80.72 | 2.30 | 0.87 | 14.8 | 7.7 | 16.9 |

Tableau 2.1 b: Erreur absolue en réflectance sur les différents postes d'erreur et sur la réflectance des aérosols, ρ_a , à 870 nm. L'angle de diffusion est de 90°.

Nous constatons que lorsque le signal est faible (épaisseur optique faible, angle zénithal solaire élevé), la principale source d'erreur est le bruit d'arrondi. Lorsque le signal augmente, l'incertitude sur le coefficient d'étalonnage devient prépondérante.

Le tableau 2.1d donne les erreurs relatives $\Delta\rho_a / \rho_a$ à 870 et 1020 nm, pour les mêmes conditions que les tableaux 2.1b et 2.1c .

| τ_a | θ_s | $\Delta\rho_m'$ * 10 ⁻⁴ | $\rho_m \Delta P/P$ * 10 ⁻⁴ | $\rho \Delta K/K$ * 10 ⁻⁴ | $\rho \Delta CN/CN$ * 10 ⁻⁴ | $\Delta\rho_a$ * 10 ⁻⁴ |
|----------|------------|---------------------------------------|---|---|---|--------------------------------------|
| 0.03 | 39.9 | 0.56 | 0.16 | 1.21 | 2.33 | 2.7 |
| | 62.17 | 0.65 | 0.19 | 1.43 | 3.57 | 4.0 |
| | 80.72 | 1.62 | 0.47 | 3.57 | 11.16 | 11.9 |
| 0.05 | 39.9 | 0.56 | 0.16 | 1.6 | 2.3 | 2.9 |
| | 62.17 | 0.65 | 0.19 | 1.9 | 3.7 | 4.2 |
| | 80.72 | 1.62 | 0.47 | 4.7 | 11.7 | 12.7 |
| 0.1 | 39.9 | 0.56 | 0.16 | 2.6 | 2.4 | 3.6 |
| | 62.17 | 0.65 | 0.19 | 3.1 | 3.7 | 4.9 |
| | 80.72 | 1.62 | 0.47 | 7.3 | 10.8 | 13.2 |
| 0.2 | 39.9 | 0.56 | 0.16 | 4.8 | 2.4 | 5.4 |
| | 62.17 | 0.65 | 0.19 | 5.6 | 3.8 | 6.9 |
| | 80.72 | 1.62 | 0.47 | 12.1 | 11.2 | 16.6 |

Tableau 2.1 c: Erreur absolue en réflectance sur les différents postes d'erreur et sur la réflectance des aérosols, ρ_a , à 1020 nm. L'angle de diffusion est de 90°.

| τ_a | θ_s | $\Delta\rho_a/\rho_a$ (870) * 10 ⁻² | $\Delta\rho_a/\rho_a$ (1020) * 10 ⁻² |
|----------|------------|---|--|
| 0.03 | 39.9 | 8.0 | 9.4 |
| | 62.17 | 9.1 | 11.5 |
| | 80.72 | 10.1 | 14.1 |
| 0.05 | 39.9 | 5.3 | 5.8 |
| | 62.17 | 6.0 | 7.3 |
| | 80.72 | 6.7 | 9.2 |
| 0.1 | 39.9 | 3.5 | 3.6 |
| | 62.17 | 3.8 | 4.2 |
| | 80.72 | 4.2 | 4.9 |
| 0.2 | 39.9 | 2.7 | 2.6 |
| | 62.17 | 2.8 | 2.8 |
| | 80.72 | 3.1 | 3.3 |

Tableau 2.1 d: Erreur relative sur la réflectance des aérosols, ρ_a , à 870 et 1020 nm.

L'angle de diffusion est de 90°.

L'erreur relative peut atteindre 10 % à 870 nm pour une épaisseur optique en aérosols de 0.03. Elle est d'autant plus forte que l'épaisseur optique diminue. Pour une épaisseur optique de 0.1, l'incertitude est d'environ 4 % à 870 nm.

II .1.4.3 . Erreur sur la fonction de phase des aérosols

L'erreur relative sur la fonction de phase est la somme de l'erreur relative sur l'épaisseur optique et sur la réflectance des aérosols (A) à laquelle vient se rajouter l'erreur que l'on effectue en utilisant l'approximation dite de diffusion primaire (B).

Ces deux erreurs sont données dans le tableau 2.1e pour un angle zénithal solaire de 45 degrés. Alors que les erreurs relatives sur l'épaisseur optique et la réflectance des aérosols augmentent lorsque τ_a diminue, l'erreur due à l'utilisation de l'approximation de diffusion primaire décroît logiquement lorsque τ_a diminue.

| τ_a à 870 nm | 0.03 | | 0.05 | | 0.1 | | 0.2 | |
|-------------------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|
| λ (nm) | A | B | A | B | A | B | A | B |
| 870 | 0.41 | +0.11 | 0.25 | +0.12 | 0.14 | +0.14 | 0.08 | +0.17 |
| 1020 | 0.49 | -0.04 | 0.30 | -0.03 | 0.16 | -0.01 | 0.09 | +0.04 |

o

Tableau 2.1 e: Erreur relative sur la pseudo-fonction de phase des aérosols pour le modèle C70 et pour un angle de diffusion de 90°. La colonne A donne l'erreur relative due aux erreurs sur l'épaisseur optique en aérosols et la réflectance des aérosols. La colonne B donne l'erreur relative due à l'utilisation de l'approximation de diffusion primaire. Elle est soit positive, soit négative.

II .1.4.4 . Erreur sur la dépendance spectrale de la réflectance des aérosols

La dépendance spectrale de la réflectance des aérosols entre 870 et 1020 nm appelée ϵ (870,1020) est définie comme le rapport des réflectances des aérosols à 870 et 1020 nm. L'incertitude sur ϵ (870,1020) dépend donc des postes d'erreur mentionnés ci-dessus pour les calculs de $\Delta\rho_a$ (870) et $\Delta\rho_a$ (1020). Mais l'incertitude sur la pression est la même aux deux longueurs d'onde. Nous avons calculé $\Delta\epsilon/\epsilon$ de la façon suivante.

ϵ (870,1020) est défini comme:

$$\epsilon$$
 (870,1020) = ρ_a (870) / ρ_a (1020) 2.4

Donc:

$$\Delta\varepsilon/\varepsilon = \Delta\rho_a'(870) / \rho_a(870) \oplus \Delta\rho_a'(1020) / \rho_a(1020) \oplus \Delta P/P * [\rho_m(870) / \rho_a(870) - \rho_m(1020) / \rho_a(1020)] \quad 2.5$$

\oplus désigne la somme quadratique.

$\Delta\rho_a'(\lambda)$ désigne l'erreur absolue sur la réflectance des aérosols sans tenir compte de l'incertitude due à la pression, pour $\lambda = 870$ ou 1020 nm.

Pour $\theta_s = 62.17$ degrés et $\tau_a(870) = 0.03$, l'erreur relative $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ est de 14.6 %. Comme pour l'erreur sur la réflectance des aérosols, l'incertitude sur la dépendance spectrale de la réflectance des aérosols va diminuer lorsque τ_a augmente. Ainsi, pour la même géométrie mais pour une épaisseur optique $\tau_a(870) = 0.1$, l'erreur relative $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ est de 5.6 %

II .1.4.5 . Conclusion

Le point le plus important dans le cadre de cette étude peut se résumer de la façon suivante: plus l'épaisseur optique est faible, moins il est facile de distinguer le type d'aérosol à cause des problèmes de précision des mesures.

II . 1.5 . Modèles de la WMO et de Shettle et Fenn

De nombreux jeux de modèles d'aérosols ont été développés pour représenter la variabilité naturelle des aérosols dans l'atmosphère. Parmi les plus connus, nous pouvons citer les modèles développés par Deirmendjian (1969), Toon et Pollack (1976)

etc. D'Almeida et al. (1991) ont établi une climatologie globale des aérosols. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux modèles développés par Shettle et Fenn (1979) et la WMO (1986). L'un des buts de notre étude est en effet de vérifier la pertinence du choix des modèles de Shettle et Fenn (1979) pour l'extrapolation de la réflectance des aérosols du proche-infra-rouge au visible (Gordon et Wang, 1994). Par ailleurs, les modèles de la WMO nous semblent également bien adaptés pour représenter les aérosols dans les zones maritimes et côtières. Les caractéristiques de ces modèles, ainsi que ceux de la WMO (1986) sont détaillés en annexe 1. Nous donnons ici les caractéristiques utilisées dans cette étude.

Les propriétés optiques dont nous allons nous servir plus particulièrement au cours de cette étude sont résumées dans le tableau 2.2. Les modèles de la WMO (1986) sont appelés Continental, Maritime et Urbain. Ils sont composés d'un mélange d'éléments de base: "water-soluble", "dust-like", "oceanic", et "soot". Les modèles de Shettle et Fenn (1979) sont composés des mêmes éléments de base, mais ceux-ci sont mélangés dans un premier temps pour donner des composants intermédiaires dont les propriétés optiques dépendent de l'humidité relative d'après la théorie développée par Hänel (1976). Ces composants intermédiaires sont ensuite mélangés pour donner les modèles finaux. Gordon et Wang (1994) ont choisi les modèles troposphérique et maritime de Shettle et Fenn avec des humidités relatives de 70, 90 et 98 % (répertoriés T70, T90, T98, M70, M90 et M98) et ont introduit un modèle costal (C70, C90 et C98) qui est similaire au modèle maritime de Shettle et Fenn, mais avec des proportions plus importantes de composantes d'origine continentale. Le modèle costal sera également appelé par la suite "modèle de Shettle et Fenn".

Nous notons (tableau 2.2) que le coefficient d'Angström varie de 0.10 à 1.46 pour les modèles de Shettle et Fenn. Plus les particules sont grosses et humides, moins le coefficient d'Angström est élevé. Nous observons une variation similaire dans le cas des modèles de la WMO, mais la variation est plus continue dans le cas des modèles proposés par Gordon et Wang (1994) grâce à l'introduction du modèle costal. Le fait

d'introduire un modèle "intermédiaire" entre les modèles maritime et troposphérique permet de réaliser une interpolation plus précise entre deux modèles consécutifs.

Les figures 2.2 a et b donnent la fonction de phase des modèles de la WMO et d'une sélection de modèles de Shettle et Fenn respectivement. Les courbes se "croisent" aux alentours de l'angle de diffusion de 30°. En revanche, entre 90 et 120 degrés, il devient possible de distinguer les différents types d'aérosols. Plus les particules sont grosses et humides, plus la fonction de phase aux alentours de 90 degrés est faible. On peut également différencier les types d'aérosols à partir des observations de la pointe avant de la fonction de phase (observations dans l'auréole), mais ces observations ne sont pas accessibles par les instruments conçus actuellement pour l'observation spatiale de la couleur de l'océan.

Dans cette étude, comme nous ne mesurons pas directement la fonction de phase ni l'albédo pour une diffusion ω , nous ne pouvons pas déterminer P mais seulement le produit ωP . Nous noterons ωP la "pseudo-fonction de phase."

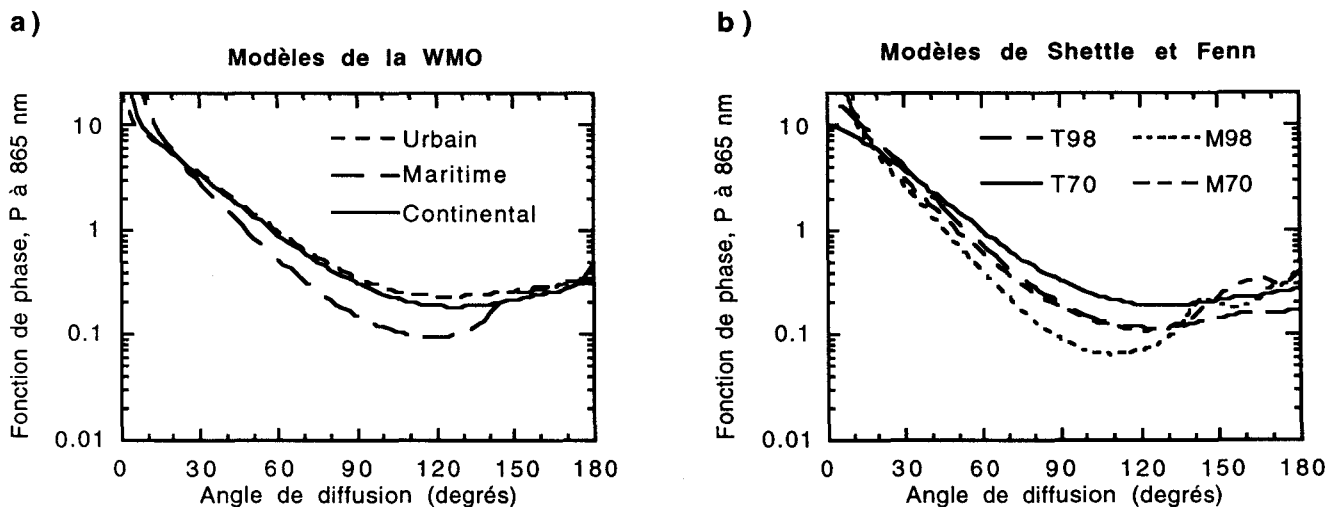


Fig. 2.2 : Fonction de phase à 870 nm des modèles:
 a) maritime, urbain et continental de la WMO.
 b) modèles de Shettle et Fenn: T70, T98, M70 et M98.

Les figures 2.3 a et b illustrent la dépendance spectrale de la pseudo-fonction de phase entre 870 et 1020 nm en fonction de l'angle de diffusion. Nous remarquons que cette dépendance spectrale dépend peu de l'angle de diffusion.

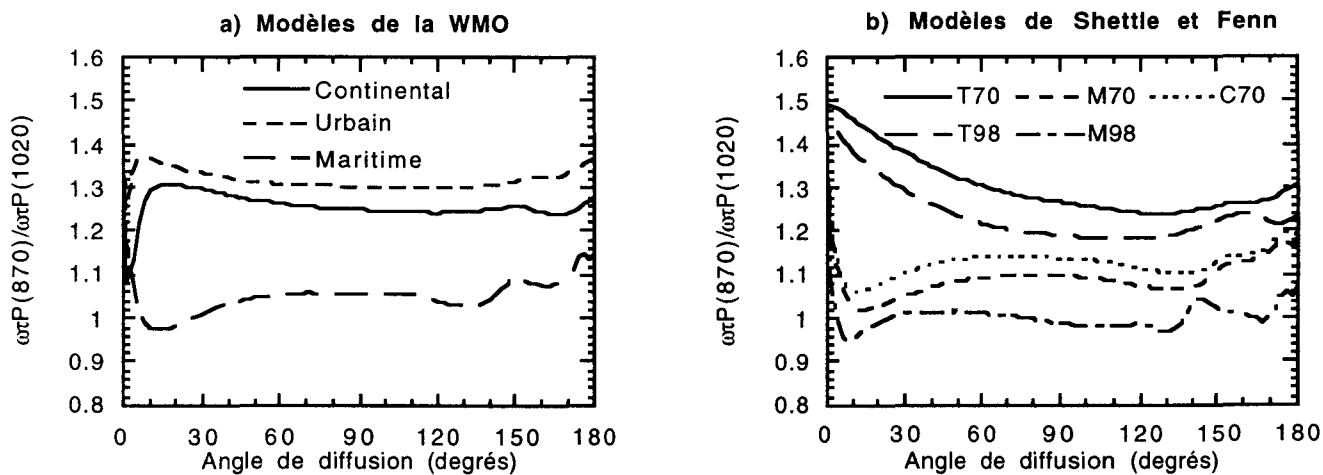


Fig. 2.3 : Variations de la dépendance spectrale de la réflectance des aérosols entre 870 et 1020 nm en fonction de l'angle de diffusion (approximation de diffusion primaire)
 a) pour les modèles maritime, urbain and continental de la WMO.
 b) pour cinq modèles de Shettle et Fenn: T70, T98, M70, M98 and C70.

| modèle | coefficient d' Angström | P (60) à 870 nm | P (90) à 870 nm | P (120) à 870 nm | ω |
|-----------|----------------------------|--------------------|--------------------|---------------------|----------|
| T70 | 1.46 | 0.991 | 0.328 | 0.197 | 0.935 |
| T90 | 1.35 | 0.811 | 0.239 | 0.141 | 0.970 |
| T98 | 1.22 | 0.718 | 0.201 | 0.118 | 0.984 |
| C70 | 0.63 | 0.676 | 0.208 | 0.125 | 0.977 |
| C90 | 0.40 | 0.505 | 0.134 | 0.091 | 0.992 |
| C98 | 0.27 | 0.438 | 0.105 | 0.077 | 0.996 |
| M70 | 0.40 | 0.611 | 0.184 | 0.111 | 0.986 |
| M90 | 0.21 | 0.458 | 0.118 | 0.084 | 0.995 |
| M98 | 0.12 | 0.405 | 0.093 | 0.072 | 0.998 |
| WMO marin | 0.221 | 0.527 | 0.150 | 0.096 | 0.986 |
| WMO conti | 1.176 | 0.906 | 0.310 | 0.191 | 0.842 |
| WMO urb | 1.321 | 0.979 | 0.356 | 0.234 | 0.591 |

Tableau 2.2: Propriétés optiques des modèles d'aérosols proposés par Gordon et Wang (1994), d'après Shettle and Fenn (1979) et de la WMO (1986)

II. 2. RESULTATS

Certains résultats énoncés ici sont présentés de façon plus détaillée dans la publication.

II . 2.1 . Epaisseur optique en aérosols et coefficient d'Angström

II . 2.1.1 . Mesures acquises sur la jetée

Le jeu de données comprend 25 journées de mesures en 1993 et 31 journées en 1994. L'épaisseur optique a été moyennée sur 15 minutes, lorsque plusieurs mesures ont été acquises dans cet intervalle.

Les figures 2.4 a et b représentent l'histogramme des épaisseurs optiques en 1993 et 1994. Les épaisseurs optiques ont été moyennées de telle sorte qu'une seule valeur représente la moyenne des valeurs obtenues dans un intervalle de 15 minutes. La précision est limitée aux faibles épaisseurs optiques (erreur de plus ou moins 20% à $\tau_a = 0.1$). On observe en 1993 ainsi qu'en 1994 un "minimum" de l'épaisseur optique des aérosols qui tend vers l'épaisseur optique en aérosols stratosphériques (0.05 et 0.02 à 870 nm en 1993 et 1994 respectivement d'après les observations de SAGE II fournies par Colette Brogniez, cf tableau 2.3). Si on soustrait l'épaisseur optique en aérosols stratosphérique, les données de 1993 et 1994 deviennent comparables. Nous avons représenté sur la Figure 2.4 c l'histogramme de l'ensemble des valeurs obtenues en 1993 et 1994. Nous observons que les valeurs sont relativement faibles, c'est à dire inférieures à 0.1 pour la plupart, ce qui confirme les résultats trouvés dans la littérature concernant des observations de l'épaisseur optique au-dessus des océans (voir par exemple Stowe, 1991).

| | Nb d'obs. de SAGE | $\tau_{a,\lambda}^{strato}$. obs. à 1 μm | $\tau_{a,\lambda}^{strato}$ obs. à 525 nm | $\tau_{a,\lambda}^{strato}$ calculé à 870 nm | α^{strato} calculé |
|------------------|----------------------|---|--|---|------------------------------|
| 1993: z > 9.5 km | 1 | 0.0391 \pm (na) | 0.0441 \pm (na) | 0.0403 | 0.187 |
| z > 13.5 km | 8 | 0.0432 \pm 0.0056 | 0.0472 \pm 0.0064 | 0.0442 | 0.136 |
| 1994: z > 9.5 km | 7 | 0.0178 \pm 0.0045 | 0.0275 \pm 0.0072 | 0.0199 | 0.675 |
| z > 13.5 km | 10 | 0.0114 \pm 0.0036 | 0.0184 \pm 0.044 | 0.0129 | 0.738 |

Tableau 2.3: Epaisseur optique en aérosol stratosphérique, d'après les observations de SAGE II

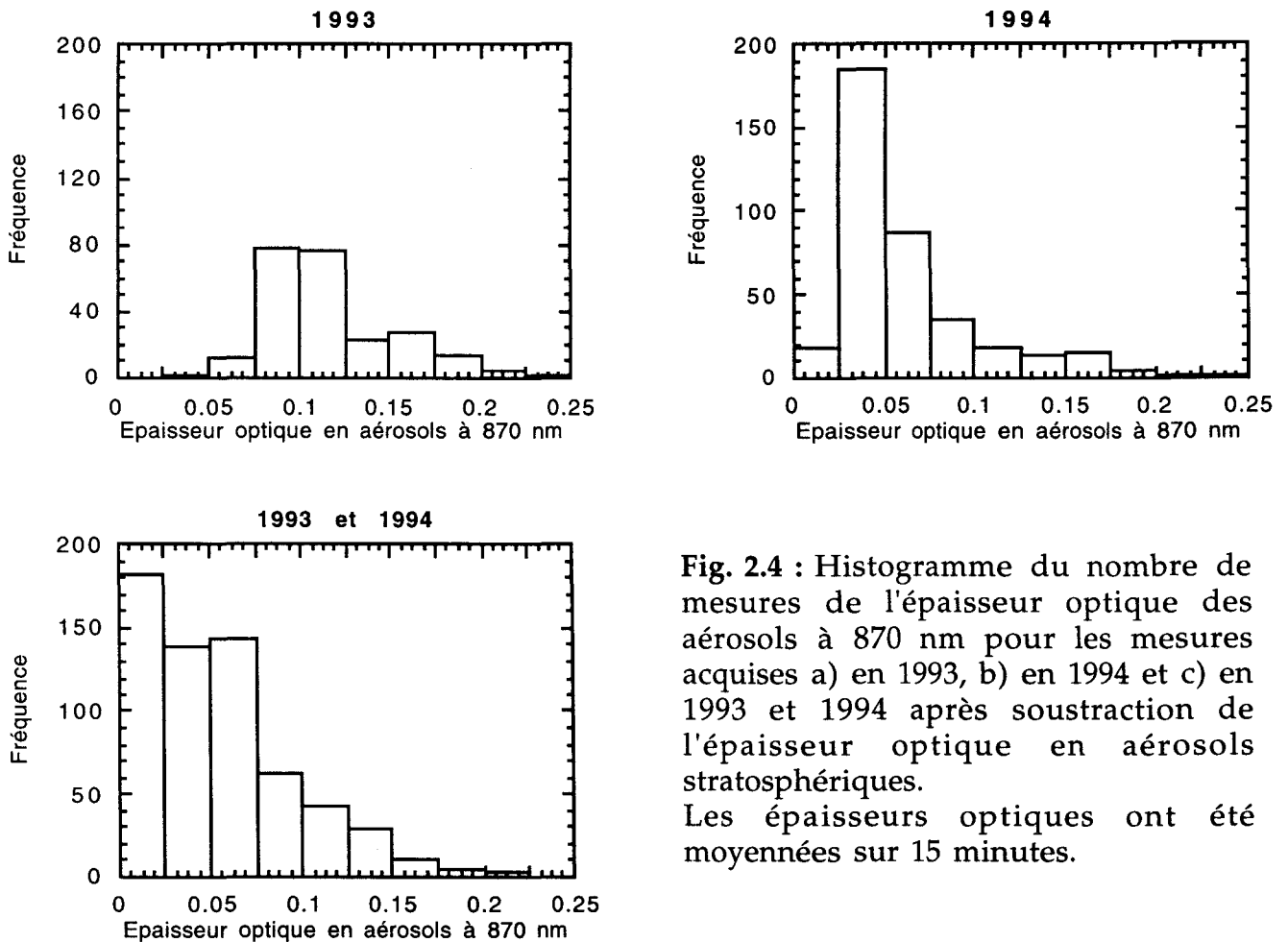


Fig. 2.4 : Histogramme du nombre de mesures de l'épaisseur optique des aérosols à 870 nm pour les mesures acquises a) en 1993, b) en 1994 et c) en 1993 et 1994 après soustraction de l'épaisseur optique en aérosols stratosphériques. Les épaisseurs optiques ont été moyennées sur 15 minutes.

Les figures II.5a et II.5b représentent les mesures du coefficient d'Angström en fonction de l'épaisseur optique en aérosols (troposphérique + stratosphérique) pour 1993 et 1994. Aux épaisseurs optiques supérieures à 0.15 en 1993 et supérieures à 0.05 en 1994, on constate qu'il existe deux modes distincts correspondants à deux types de particules: l'un à tendance troposphérique ou urbain avec de petites particules caractérisées par un fort coefficient d'Angström et l'autre à tendance maritime avec de faibles coefficients d'Angström.

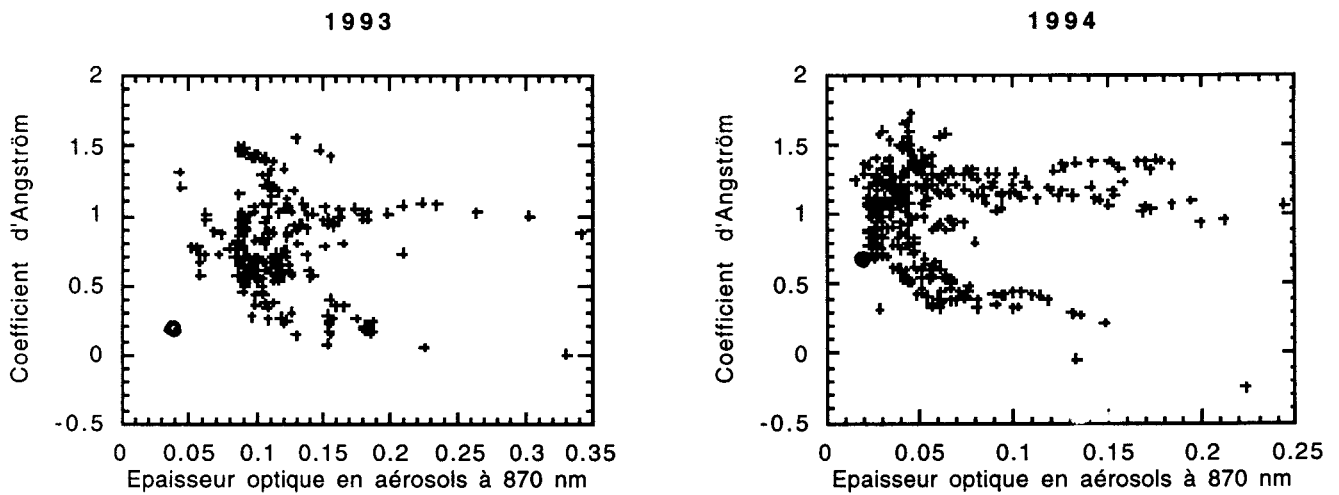


Fig. 2.5: Exposant d'Angström en fonction de l'épaisseur optique en aérosols à 870 nm : mesures (croix) acquises en a) 1993 et b) 1994. La composante stratosphérique, donnée par SAGE, est identifiée par un cercle.

Par ailleurs, dans le cas de faibles épaisseurs optiques, il devient difficile de distinguer le type d'aérosol, et un modèle unique (correspondant par exemple à l'aérosol stratosphérique dont les propriétés optiques peuvent être mesurées de façon exogène et/ou un modèle troposphérique local) devrait suffire pour réaliser les corrections de la réflectance des aérosols. Cette option a été utilisée dans l'algorithme prévu pour POLDER, c'est à dire qu'en-dessous d'un certain seuil d'épaisseur optique, le type d'aérosol n'est plus déterminé, mais un modèle unique est utilisé.

La conclusion principale que l'on peut apporter est la suivante. L'épaisseur optique en aérosol est la plupart du temps inférieure à 0.1 à 870 nm. Ceci est bien en accord avec les résultats trouvés dans la littérature concernant l'épaisseur optique en aérosols au-dessus des océans (bibliographie: voir publication). Or l'épaisseur optique influence la précision avec laquelle la réflectance de l'eau est retrouvée à partir de l'espace. Une valeur de 0.2 en épaisseur optique au-dessus des océans est souvent utilisée pour établir la précision des algorithmes. Nous pouvons donc être optimistes quant à la précision sur la réflectance de l'eau dans la région de San Diego, et, sans doute, sur la plupart des océans (voir bibliographie dans la publication en annexe).

II . 2.1.2 . Variations spatiales: mesures acquises à Catalina et pendant Calcofi

Des mesures d'épaisseur optique et d'exposant d'Angström des aérosols ont été acquises pendant une période de deux semaines sur l'île de Catalina et sur le navire Wacoma (pendant la campagne Calcofi) en même temps que les mesures sur la jetée de Scripps en janvier 1994. La localisation des différents sites de mesures est présentée figure 2.6. Le ciel, plutôt clair sur la côte, fut la plupart du temps nuageux en mer.

Les quelques journées de mesures simultanées nous ont néanmoins permis de tirer quelques conclusions. Les mesures réalisées en mer confirment le fait que l'épaisseur optique est faible dans cette région. Nous constatons de plus que l'épaisseur optique ainsi que le coefficient d'Angström sont la plupart du temps plus faible à Catalina et sur le navire océanographique que sur la jetée. Les figures 2.7 a et b donnent quelques exemples de mesures simultanées d'épaisseur optique et d'exposant d'Angström des aérosols respectivement en fonction de la distance à la côte (distance normalisée à 1 pour la distance Catalina-côte). Ces résultats illustrent le fait que les mesures à la côte sont plus influencées par les aérosols d'origine continentale et/ou urbaine.

La bonne répétitivité des mesures nous a montré par ailleurs qu'il est relativement facile de mettre en œuvre des mesures d'épaisseur optique sur un bateau.

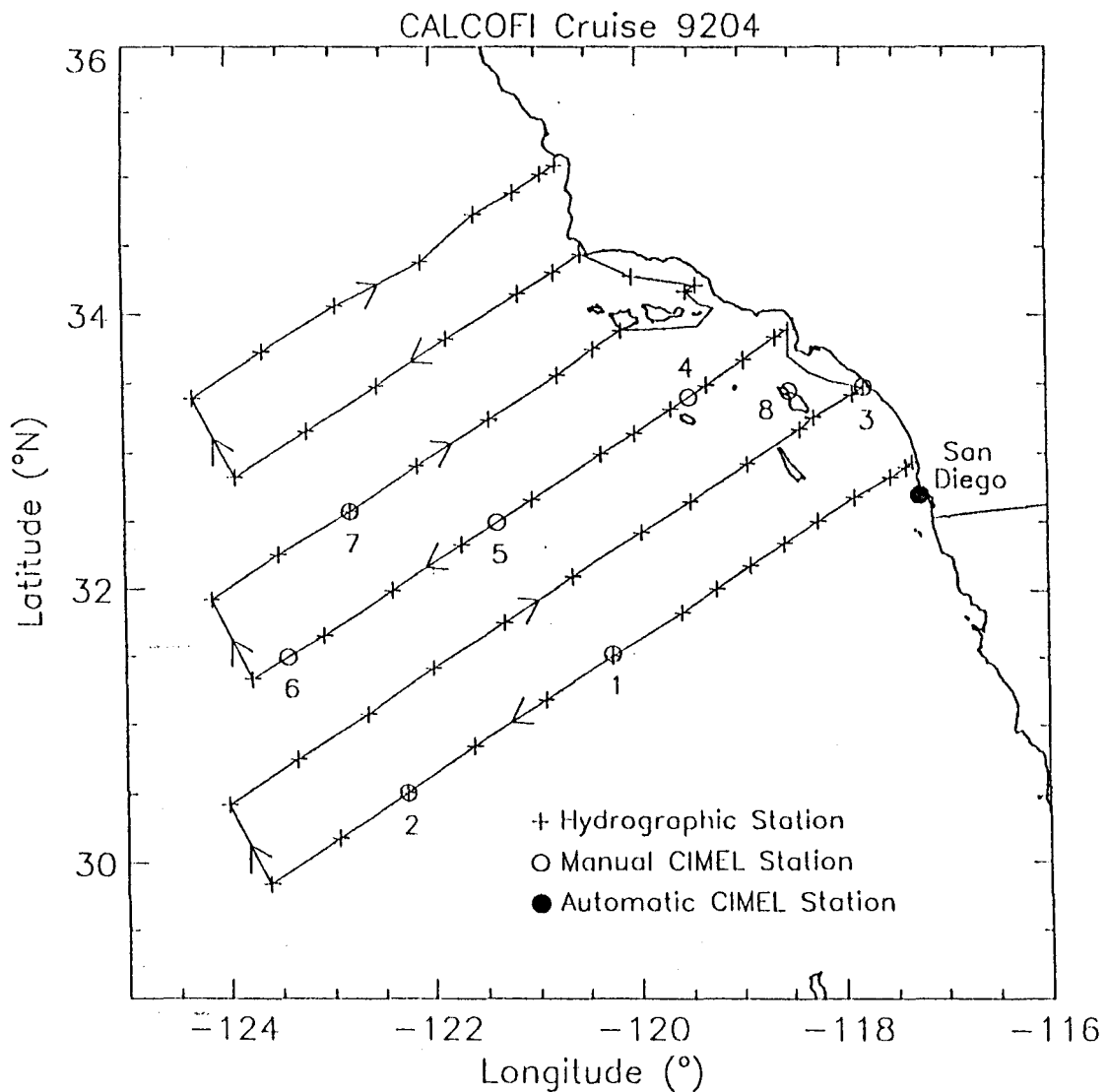


Fig. 2.6 : Carte des sites de mesure: San Diego, Catalina Island, et sites de Calcofi.

- | | |
|-----------------------------|-----------------------------|
| Station 1 : 22 Janvier 1994 | Station 5 : 29 Janvier 1994 |
| Station 2 : 23 Janvier 1994 | Station 6 : 30 Janvier 1994 |
| Station 3 : 27 Janvier 1994 | Station 7 : 31 Janvier 1994 |
| Station 4 : 28 Janvier 1994 | |

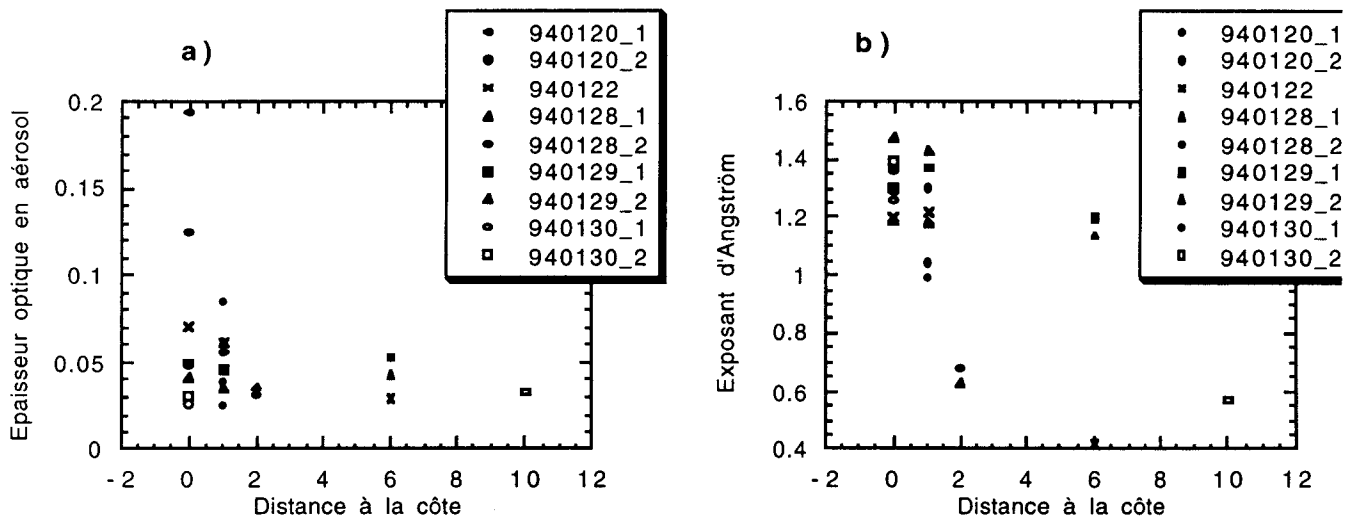


Fig. 2.7 : Epaisseur optique des aérosols en fonction de la distance à la côte (la distance a été normalisée à 1 pour la distance Catalina-Côte, ie approximativement 40 km) a) Epaisseur optique des aérosols, et b) Exposant d'Angström des aérosols

II . 1.2.3 . Influence des conditions météorologiques

Nous avons vu (cf. paragraphe II.1.2.1) que nous pouvons distinguer deux types d'aérosols d'après les mesures de coefficients d'Angström. Nous avons voulu vérifier si une relation existait entre conditions météorologiques et paramètres optiques des aérosols.

Les paramètres météorologiques mesurés sur la jetée sont la vitesse et la direction du vent ainsi que la pression. Nous disposons également de données d'humidité relative fournies par le NCAR.

La Jolla se trouve située dans une zone pouvant être influencée par des masses d'air d'origine maritime (flux d'Ouest souvent associé à la présence de strato-cumulus) et continentale (flux d'Est occasionnel, conditions de "Santa Anna" quand nous sommes en présence d'une situation de haute pression sur le Nevada). Cette situation est perturbée par un régime de brise côtière avec variations diurnes, c'est à

dire très souvent un vent tournant d'Est en Ouest le matin et d'Ouest en Est l'après-midi. Enfin, nous subissons l'influence de la pollution provenant de Los Angeles au Nord et San Diego au Sud et à l'Est.

Nous avons tout d'abord cherché des relations globales entre paramètres météorologiques et l'ensemble de nos mesures acquises en 1994, sans beaucoup de succès à cause sans doute de la complexité de la situation.

Nous avons ensuite analysé des cas particuliers, i. e. de belles journées présentant des situations opposées en termes de propriétés optiques des aérosols. Nous constatons qu'il est possible de trouver des relations claires entre conditions météorologiques exprimant l'origine des aérosols et paramètres optiques mesurés, c'est à dire qu'un faible coefficient d'Angström est lié à un régime d'Ouest, alors qu'un fort coefficient d'Angström est mesuré en présence de petites particules (régime d'Est ou pollution, éventuellement associé à une faible humidité relative). Les résultats détaillés sont décrits dans la publication figurant en annexe.

II . 2.2 . Relation entre pseudo-fonction de phase et coefficient d'Angström et entre $\epsilon(870,1020)$ et coefficient d'Angström

La "pseudo-fonction de phase" (produit de l'albédo pour une diffusion et de la fonction de phase) à 870 nm est représentée sur les figures 2.8 a à f en fonction du coefficient d'Angström pour les modèles sélectionnés par Gordon et Wang (1994) d'après Shettle et Fenn (1979) et de la WMO (1984) et nos mesures, pour des angles de diffusion de 60, 90 et 120 degrés respectivement. Nous avons reporté sur ces figures les valeurs mesurées pour lesquelles les mesures étaient effectuées le matin (pour minimiser l'effet de sol, cf. annexe) et l'épaisseur optique en aérosols était supérieure à 0.075 à 870 nm (pour des raisons de précision des mesures).

Les modèles indiquent une bonne corrélation entre pseudo-fonction de phase et coefficient d'Angström (figure 2.8 a à c). Ceci s'explique par le fait que les modèles ont

été construits avec les mêmes constituants de base, dans des proportions variables. Par ailleurs, les indices de réfraction et paramètres de la granulométrie varient selon l'humidité de la même façon pour les différents modèles. On retrouve cette relation sur nos mesures, mais de façon moins nette (figure 2.8 d à f).

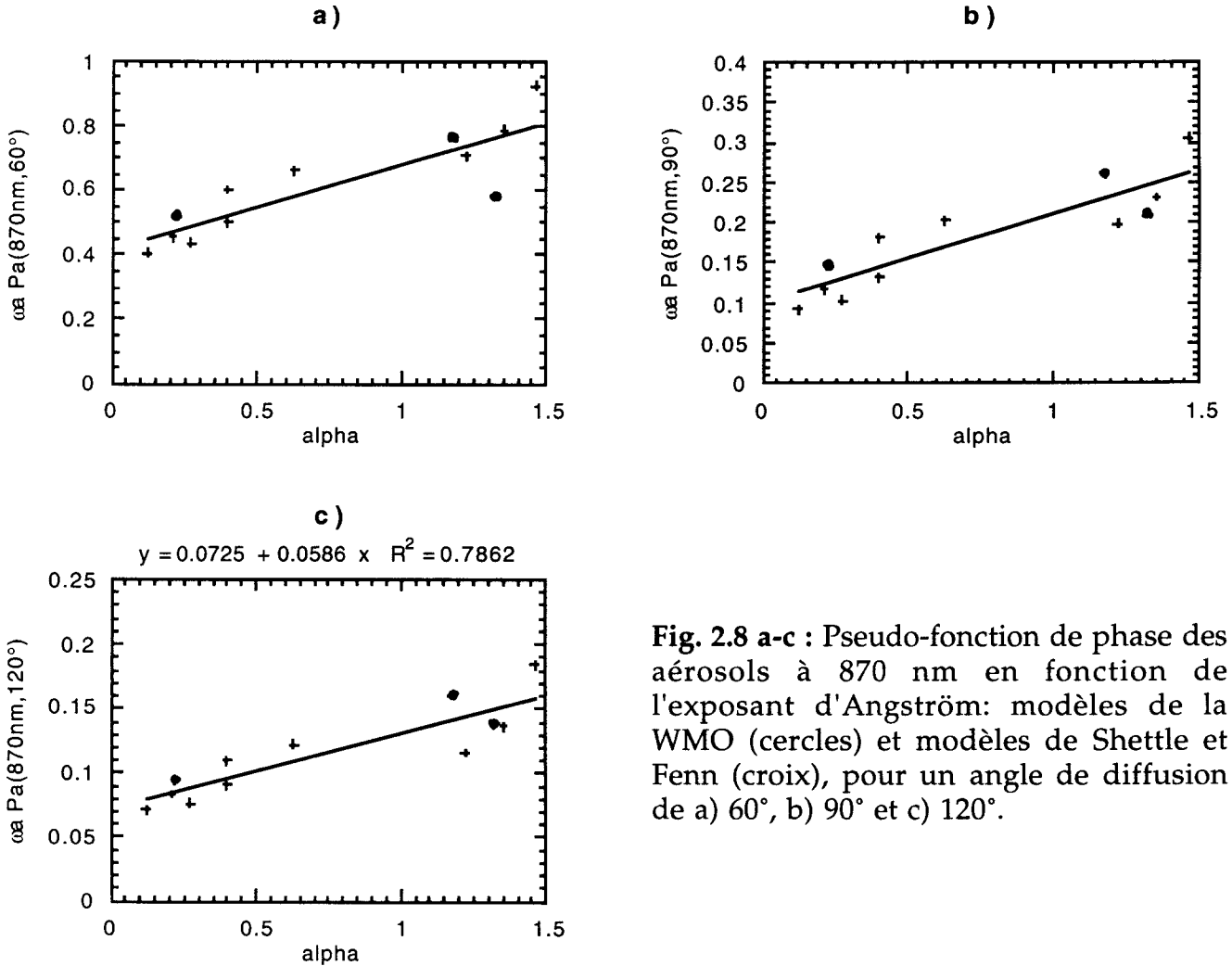


Fig. 2.8 a-c : Pseudo-fonction de phase des aérosols à 870 nm en fonction de l'exposant d'Angström: modèles de la WMO (cercles) et modèles de Shettle et Fenn (croix), pour un angle de diffusion de a) 60°, b) 90° et c) 120°.

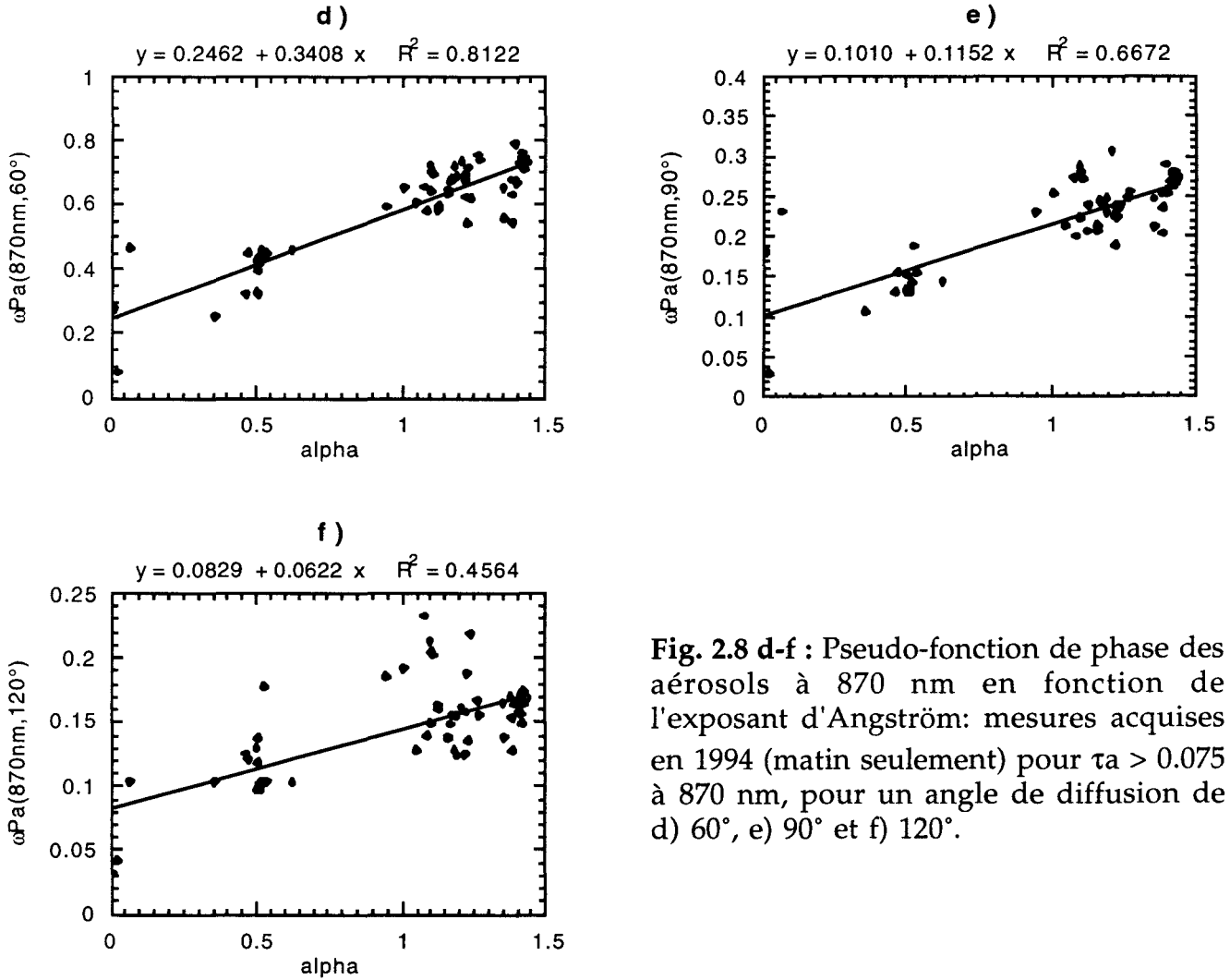


Fig. 2.8 d-f : Pseudo-fonction de phase des aérosols à 870 nm en fonction de l'exposant d'Angström: mesures acquises en 1994 (matin seulement) pour $\tau_a > 0.075$ à 870 nm, pour un angle de diffusion de d) 60° , e) 90° et f) 120° .

De façon générale, on constate aussi bien en ce qui concerne les mesures d'épaisseur optique que de réflectance du ciel, que les modèles de Shettle et Fenn semblent bien encadrer les mesures (aux erreurs de mesure près), d'une part, et semblent suffisants pour représenter les aérosols au-dessus des océans, du moins dans les zones peu influencées par de fortes sources terrestres.

Il apparaît d'autre part, que les mesures de la fonction de phase apportent peu d'information supplémentaire par rapport aux mesures de coefficient d'Angström, et ceci pour deux raisons. La première est purement physique: nous avons vu (Fig. 2.8 a à c) que la fonction de phase en rétrodiffusion semble corrélée au coefficient d'Angström. La deuxième raison tient à la précision des mesures: il apparaît en effet que les mesures d'épaisseur optique et donc de coefficient d'Angström sont plus

"propres" que les mesures de luminance du ciel. Nous pouvons donc espérer que des mesures d'épaisseur optique sont suffisantes pour caractériser les aérosols dans la plupart des cas. Cette conclusion est d'autant plus intéressante que les mesures de luminance du ciel semblent difficiles à réaliser sur bateau (problème de stabilisation de l'instrument).

Conclusion

Dans le but de valider le choix des modèles d'aérosols proposés par Gordon et Wang (1994), et pour établir une procédure de mesure in-situ pour la validation des mesures après lancement des instruments dédiés à l'observation de la couleur de l'océan, nous avons réalisé des mesures systématiques des propriétés optiques des aérosols pendant les hivers 1993 et 1994 aux environs de San Diego, Californie. Les principales conclusions que l'on peut tirer de nos mesures sont les suivantes.

L'épaisseur optique est souvent très faible (inférieure à 0.1 à 870 nm). Ce résultat permet d'une part d'être optimiste en ce qui concerne la précision des algorithmes de correction, essentiellement dépendante de la quantité d'aérosols. Par ailleurs, dans les cas de faible épaisseur optique, il devrait être possible de simplifier les algorithmes en utilisant un modèle unique représentatif du "background" stratosphérique et/ou troposphérique. Ce modèle pourrait être "local" et par exemple fourni par des données exogènes.

Des mesures acquises pendant l'hiver 1994 sur l'île de Catalina et sur le navire océanographique dédié à la campagne Calcofi permettent de confirmer ce résultat, et montrent par ailleurs que la quantité d'aérosols en pleine mer est dans la plupart des cas encore plus faible que sur la côte. Il convient cependant de noter que ce résultat n'est pas général car d'autres sites côtiers peuvent présenter de plus fortes épaisseurs optiques comme par exemple en Europe où la côte est plus découpée et l'épaisseur optique souvent plus élevée.

Dans le cas où l'épaisseur optique est plus importante, il devient possible de distinguer différents types d'aérosols. L'observation des conditions météorologiques telles que la direction et la vitesse du vent où l'humidité relative permet dans de nombreux cas d'expliquer la présence d'un type particulier d'aérosol. On distingue

principalement des grosses particules d'origine maritime et des petites particules d'origine continentale ou urbaine.

Les mesures d'exposant d'Angström aussi bien que de fonction de phase nous ont permis de constater que les modèles proposés par Gordon et Wang (1994) semblent bien représenter les différents types d'aérosols dans cette région. Par ailleurs, nous avons mis en évidence des relations entre coefficient d'Angström et pseudo-fonction de phase, ce qui nous permet de penser que des mesures d'épaisseur optique et d'exposant d'Angström sont suffisantes dans la plupart des cas pour identifier le type d'aérosol.

BIBLIOGRAPHIE

- Bruegge, C. J., R.N. Halthore, B. Markham, M. Spanner, and R. Wrigley, Aerosol optical depth retrievals over the Konza Prairie, *J. Geophys. Res.*, 97, 18743-18758, 1992.
- D'Almeida, Koepke, and Shettle, Atmospheric aerosols. *Global climatology and radiative characteristics*, A Deepak Pub., Hampton, Virginia, 561 pp., 1991
- Deirmendjian, D., *Electromagnetic scattering on spherical dispersions*, Elsevier, New-York, 290 pp., 1969.
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, and G. Sèze, The POLDER Mission: Instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 32, 598-615, 1994.
- Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere ocean system, *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, 41, 483-494, 1989.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: A preliminary algorithm, *Appl. Opt.*, 33, 442-453, 1994.
- Hänel, G., The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air, *Adv. Geophys.*, 19, 77-188, 1976
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanrez, J. P. Buis, A. K. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. A. Kaufman, Multi-band automatic sun and sky scanning radiometer system for measurement of aerosols, in *Coll. Signatures Spectrales, Val d'Isère, Janvier 1994, ESA*, 75-83, 1994
- Hooker, S. B., and W. Esaias, An overview of the SeaWiFS project, *EOS Trans. AGU*, 74, 241 and 245-246, 1993.
- Hooker, S. B., C. R. McClain, and A. Holmes, Ocean Color Imaging: CZCS to SeaWiFS, *Mar. Technol. Soc. J.*, 27, 3-15, 1993.

- Kaufman, Y. J., A. Gitelson, A. Karnieli, E. Ganor, R. S. Fraser, T. Nakajima, S. Mattoo, and B. N. Holben, Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements, *J. Geophys. Res.*, 99, 10341-10356, 1994.
- Kaufman, Y. J., Aerosol optical thickness and atmospheric path radiance, *J. Geophys. Res.*, 98, 2677-2692, 1993.
- Korotaev, G. K., S. M. Sakerin, A. M. Ignatov, L. L. Stowe, and E. P. McClain, Sun-photometer observations of the aerosol optical thickness over the North Atlantic from a Soviet Research Vessel for validation of satellite measurements, *J. Atmos. Oceano. Technol.*, 10, 725-735, 1993.
- Shettle E. P., and R. W. Fenn, Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties, *AFGL-Rep. TR-79-0214*, Air Force Geophys. Lab., Bedford, Mass., 1979.
- Stowe, L. L., Cloud and aerosol products at NOAA/NESDIS, *Global and Planetary Change*, 4, 25-32, 1991.
- Toon, O. B., and J. B. Pollack, A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations, *J. Appl. Meteorol.*, 15, 225-246, 1976
- Villevalde, Yu. V., A. V. Smirnov, N. T. O'Neill, S. P. Smyshlyayev, and V. V. Yakovlev, Measurement of aerosol optical depth in the Pacific Ocean and the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 99, 20883-20988, 1994.
- WMO, A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation, *WCP-112 and WMO/TD-NOo24*, March 1986, 53 pp., 1986

CHAPITRE 3

EXPRESSION ANALYTIQUE DU COUPLAGE ENTRE MOLECULES ET AEROSOLS

Introduction

La méthode utilisée par Gordon et Wang (1994) pour tenir compte des diffusions multiples et du couplage entre aérosols et molécules dans l'algorithme mis au point pour SeaWiFS est la suivante. Leur méthode est basée sur l'utilisation d'une relation empirique préétablie pour un ensemble de conditions, épaisseurs optiques et modèles d'aérosols, entre, d'une part, la réflectance des aérosols dite "exacte" (calculée ou observée), et, d'autre part, la réflectance des aérosols approchée par l'approximation de diffusion primaire, ρ_{as} . En fait cette réflectance dite "exacte" est la somme de deux termes, la réflectance intrinsèque des aérosols, ρ_a , et le terme de couplage entre aérosols et molécules, C_{am} . La relation empirique essaie d'accommoder globalement l'ensemble des diffusions multiples, entre aérosols dans le terme ρ_a , entre molécules et aérosols dans le terme C_{am} . Cependant les dépendances spectrales mises en jeu sont différentes: si $\tau_a \sim \lambda^{-n}$, $n \cong 1$, la diffusion secondaire entre aérosols varie comme $\tau_a^2 \sim \lambda^{-2n}$, alors que le couplage entre molécules et aérosols varie comme $\tau_a \tau_r \sim \lambda^{-(n+4)}$.

Dans ce chapitre, nous essayons d'obtenir une modélisation plus analytique du couplage entre molécules et aérosols qui permette de mieux comprendre l'amplitude de ce terme, et éventuellement soit utile pour améliorer les algorithmes de correction. Deschamps et al. (1983) ont tenté de modéliser le terme C_{am} , mais les résultats qu'ils obtiennent sont décevants. L'erreur sur la modélisation du terme de couplage, exprimée en réflectance atteint 0.005, ce qui est assez loin des exigences de précision sur la réflectance pour une mission d'observation de la couleur de l'océan, c'est à dire mieux que 0.001. Nous avons donc essayé d'améliorer cette formulation pour la rendre plus performante.

III.1. EXPRESSION THEORIQUE

Dans un but de simplification, nous étudierons le couplage en l'absence de réflexion au bas de l'atmosphère. On peut alors écrire que la réflectance observée au sommet de l'atmosphère, ρ :

$$\rho = \rho_m + \rho_a + C_{am} \quad 3.1$$

où ρ_m est la réflectance qui serait observée si l'atmosphère était uniquement composée de molécules, c'est à dire que ρ_m représente les diffusions simple et multiples pour une atmosphère purement moléculaire. De même, ρ_a représente la réflectance pour une atmosphère ne contenant que des aérosols. Lorsque l'atmosphère contient à la fois des aérosols et des molécules, il faut tenir compte de l'interaction entre les deux, et il faut alors introduire ce que nous appelons le terme de couplage (entre molécules et aérosols), que nous appelons C_{am} , et dont la définition découle directement de l'Eq. 3.1:

$$C_{am} = \rho - \rho_m - \rho_a \quad 3.2$$

C_{am} pouvant avoir des valeurs positives ou négatives.

Nous avons, dans un premier temps, calculé les termes C_{am} .

Les simulations ont été réalisées à l'aide d'un programme de calcul du transfert radiatif utilisant la méthode des ordres successifs de diffusion et décrit par Deuzé et al., (1989). Les simulations ont été faites pour une épaisseur optique moléculaire τ_m de 0,23 (correspondant à l'épaisseur optique moléculaire de l'atmosphère à 443 nm), des épaisseurs optiques en aérosols $\tau_a = 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 à 443 nm. Les modèles utilisés sont les modèles de Shettle et Fenn (1979), T70, T98, C70, M70 et M98, définis dans le chapitre 2. Les simulations ont été faites dans le plan principal et pour des angles

zénithaux solaires de 21.35° , 39.90° et 62.17° . Le sol est parfaitement noir et les échelles de hauteur sont de 0.1 et 8 km, pour les aérosols et les molécules respectivement, c'est à dire que l'on considère en première approximation une couche d'aérosols sous une couche de molécules.

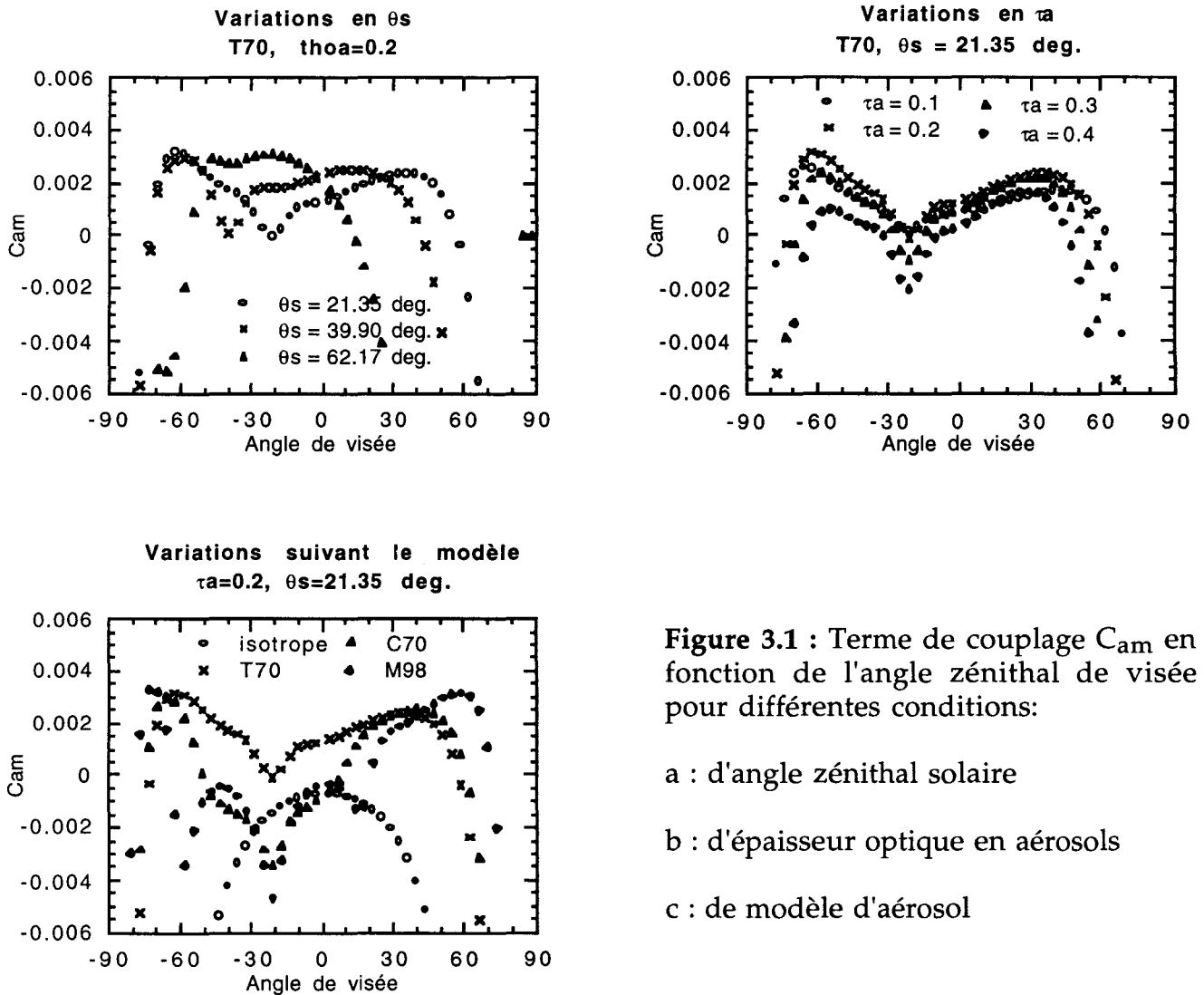


Figure 3.1 : Terme de couplage C_{am} en fonction de l'angle zénithal de visée pour différentes conditions:

- a : d'angle zénithal solaire
- b : d'épaisseur optique en aérosols
- c : de modèle d'aérosol

La figure 3.1 représente le terme C_{am} calculé par la simulation, pour différentes valeurs de l'angle zénithal solaire, et une épaisseur optique et un type d'aérosol fixés (Fig. 3.1a), pour différentes valeurs de l'épaisseur optique en aérosols (Fig. 3.1b) pour différents types d'aérosols (Fig. 3.1c). Le terme C_{am} représente l'erreur en réflectance

que l'on commet sur l'estimation de la réflectance des aérosols si on ne tient pas compte du terme de couplage. Nous constatons que C_{am} dépend fortement du modèle d'aérosol ainsi que de la géométrie et l'épaisseur optique en aérosols, et que les erreurs peuvent être très importantes. Même si l'on suppose connue l'épaisseur optique en aérosols, et en prenant un modèle d'aérosol "moyen", on obtient encore une erreur importante, par exemple de - 0.005 pour $\theta_s = -\theta_v = 39.9^\circ$ et $\tau_a = 0.2$, ce qui est loin de l'exigence d'une précision meilleure que 0.001 pour la télédétection de la couleur de l'océan. Par ailleurs, il semble très difficile de modéliser le couplage ainsi car les courbes présentent des "bosses" correspondant aux irrégularités de la fonction de phase.

La plus grande partie des aérosols, générés depuis la surface terrestre ou océanique, sont plutôt situés au bas de l'atmosphère. Pour simplifier le problème, nous considérons pour établir nos équations que l'atmosphère est constituée d'une mince couche d'aérosols située au dessous de la couche de molécules (Fig. 3.3).

Comme les molécules se trouvent au-dessus, le terme ρ_m , dans l'équation 3.1, n'est pas altéré par la présence des aérosols. En revanche, les photons qui interagissent avec les aérosols doivent traverser la couche de molécules. Nous pouvons réécrire l'équation 3.1 de la façon suivante:

$$\rho = \rho_m + \rho_a e^{-\tau_m (1/\mu_s + 1/\mu_v)} + C_{am2} \quad 3.3$$

ou encore:

$$\rho = \rho_m + \rho_a + C_{am1} + C_{am2} \quad 3.4$$

avec $C_{am} = C_{am1} + C_{am2}$ et:

$$C_{am1} = -\rho_a (1 - e^{-\tau_m (1/\mu_s + 1/\mu_v)}) \quad 3.5$$

La figure 3.2 représente le terme C_{am2} pour les mêmes conditions que C_{am} dans la figure 3.1. La transmission par les molécules étant très diffuse, les accidents de la fonction de phase ont été très lissés. Le terme C_{am2} présente donc l'avantage de ne plus avoir d'accident angulaire marqué. Par ailleurs, C_{am2} semble bien varier comme $\tau_a/(\mu_s \mu_v)$. Ceci est d'autant plus vrai que les angles d'incidence et d'observation sont proches du nadir.

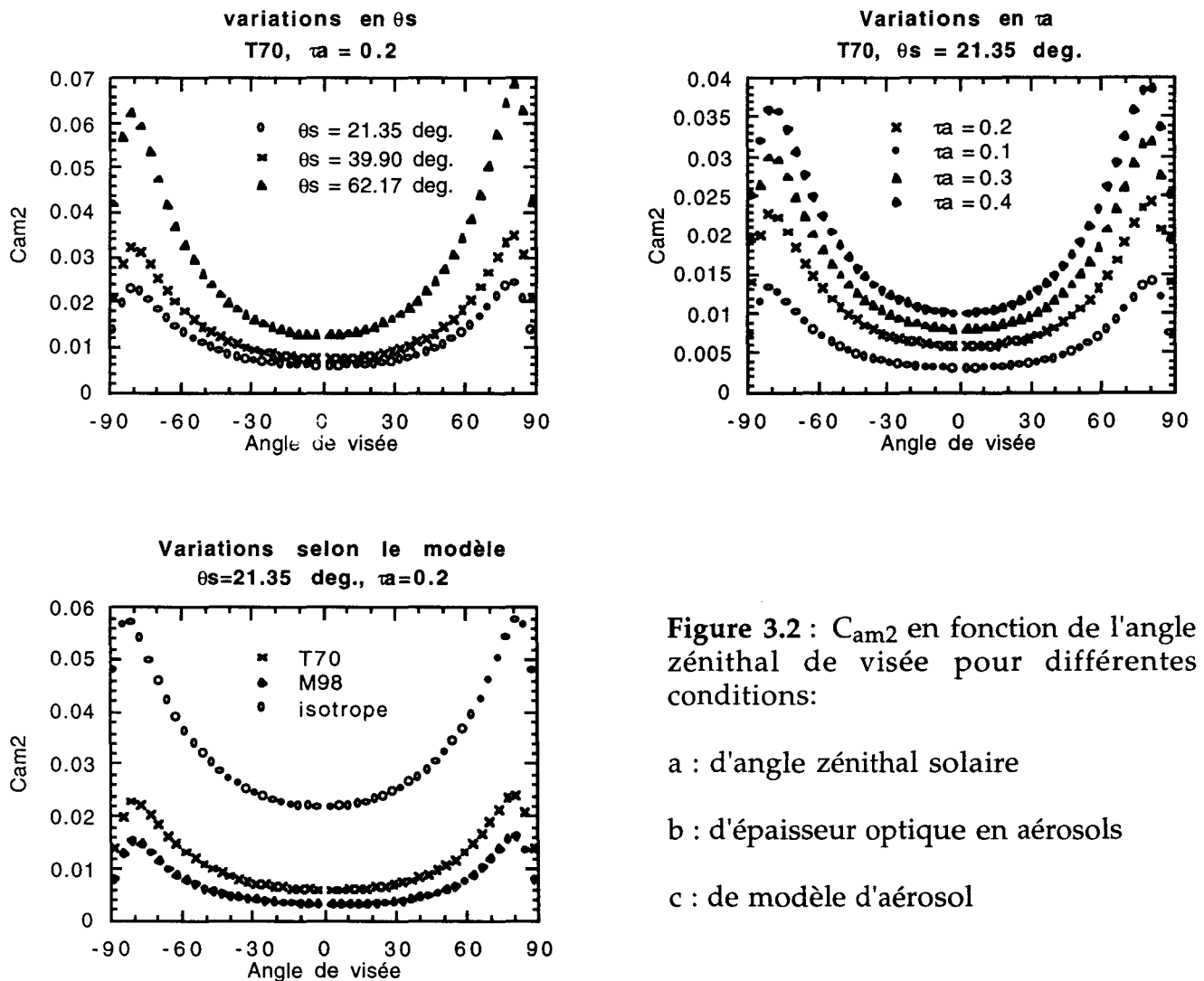


Figure 3.2 : C_{am2} en fonction de l'angle zénithal de visée pour différentes conditions:

a : d'angle zénithal solaire

b : d'épaisseur optique en aérosols

c : de modèle d'aérosol

Jusque là, la démarche suivie est la même que dans Deschamps et al. (1983). Le problème consiste maintenant à trouver une formulation analytique du terme C_{am2} . Deschamps et al. (1983) font l'hypothèse d'une variation angulaire de la réflectance des

aérosols en $1/\mu$, et modélisent C_{am2} comme une somme de 3 fonctions faisant intervenir les albédos plans et sphériques des aérosols et des molécules. Nous nous écartons ici de cette démarche.

Les processus qui interviennent dans le calcul de C_{am2} sont représentés sur les figures 3.3 a et b.

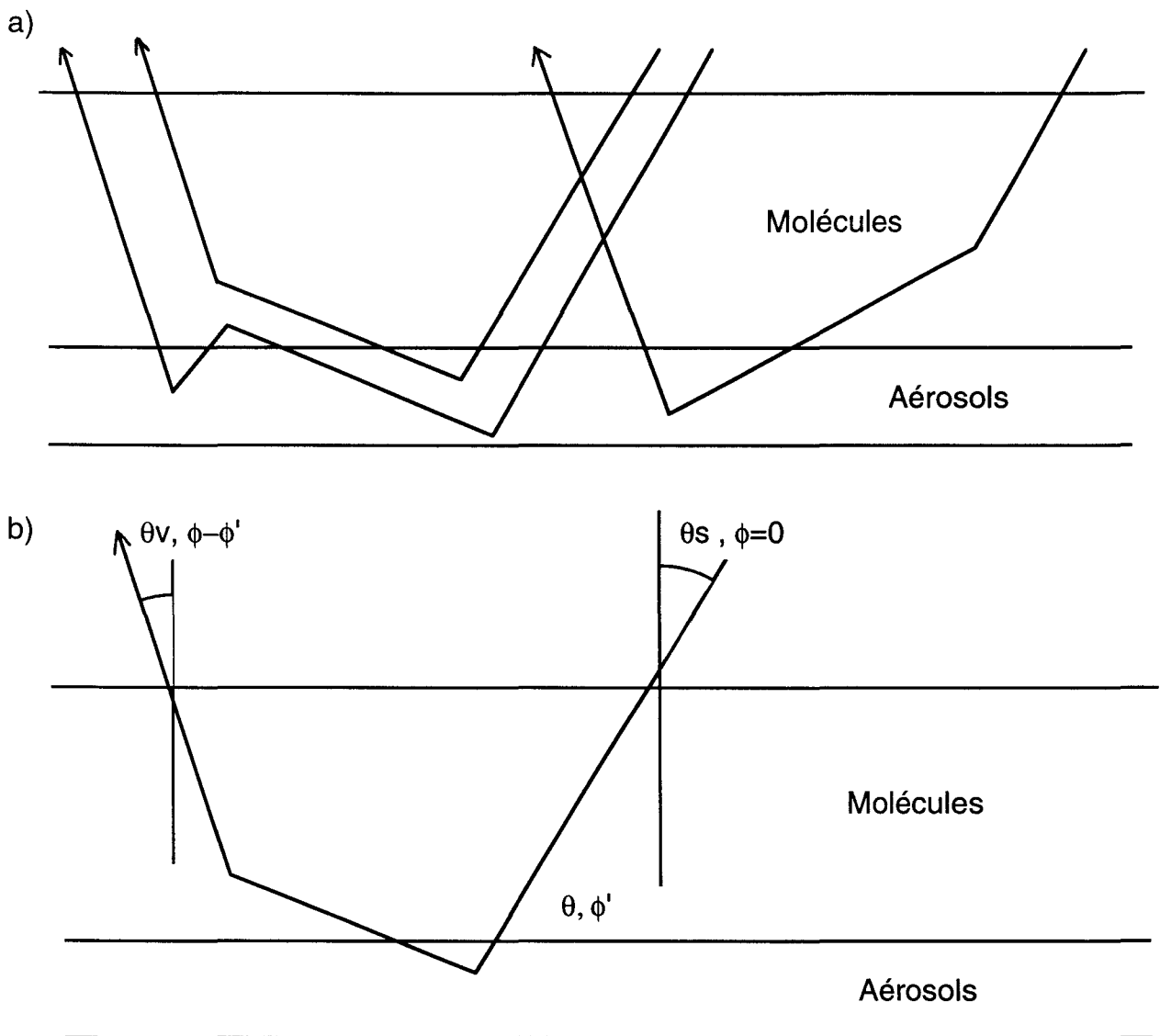


Fig 3.3: a) chemin des photons intervenant dans le terme C_{am2}

b) géométrie pour un chemin typique

Le terme C_{am2} peut s'écrire de la façon suivante (Eq. 3.6)

3.6

$$\begin{aligned}
 C_{am2} \approx & \iint \exp(-\tau_m / \mu_v) \rho_m(\tau_m, P_m, \theta_s, \theta, \phi) \rho_a(\tau_a, P_a, \theta_v, \theta, \phi_v - \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \\
 & + \iint \exp(-\tau_m / \mu_s) \rho_m(\tau_m, P_m, \theta_v, \theta, \phi) \rho_a(\tau_a, P_a, \theta_s, \theta, \phi_v - \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \\
 & + \text{termes multiples}
 \end{aligned}$$

ici, ρ_m désigne le rayonnement moléculaire descendant au bas de la couche de molécules. ρ_a garde la même définition que dans l'équation 3.1 .

Pour simplifier cette expression, appliquons l'approximation de diffusion primaire:

$$\rho = \tau P / (4 \mu_s \mu_v) \tag{3.7}$$

L'expression de C_{am2} devient alors:

3.8

$$\begin{aligned}
 C_{am2} \approx & \iint -\tau_m P_m(\theta_s, \theta, \phi) / (4 \mu_s \mu) * \tau_a P_a(\theta_v, \theta, \phi_v - \phi) / (4 \mu_v \mu) * \mu \, d\mu \, d\phi \\
 & + \text{etc.}
 \end{aligned}$$

Le terme C_{am2} est donc proportionnel à $\tau_a \tau_m / (\mu_s \mu_v)$

Par ailleurs, nous allons montrer que tous les angles θ n'ont pas le même poids.

En appliquant la diffusion primaire et en remplaçant la diffusion des molécules et des aérosols par des diffusions isotropes ($P_a = P_m = 1$), pour $\tau_a = \tau_m$ l'équation 3.6 s'écrit:

$$\begin{aligned}
 C_{am2} \approx & \exp(-\tau_m / \mu_s) \exp(-\tau_m / \mu_v) \iint \mu / \{(\mu + \mu_v)(\mu_s - \mu_v)\} * \\
 & [1 - \exp\{-\tau_m(-1/\mu_s + 1/\mu)\}] * [1 - \exp\{-\tau_m(1/\mu_s + 1/\mu)\}] \, d\mu \, d\phi
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Appelons $F(\mu)$ la fonction définie par:

3.10

$$F(\mu) = \mu / \{(\mu + \mu_v)(\mu_s - \mu_v)\} * [1 - \exp \{-\tau_m (-1/\mu_s + 1/\mu)\}] * [1 - \exp \{-\tau_m (1/\mu_s + 1/\mu)\}]$$

Nous avons représenté Fig 3.4 la fonction $F(\Theta) = F(\mu) \cos \Theta$ normalisée à 1 pour différentes épaisseurs optiques $\tau = \tau_a = \tau_m$, et pour $\mu_s = \mu_v = 1$.

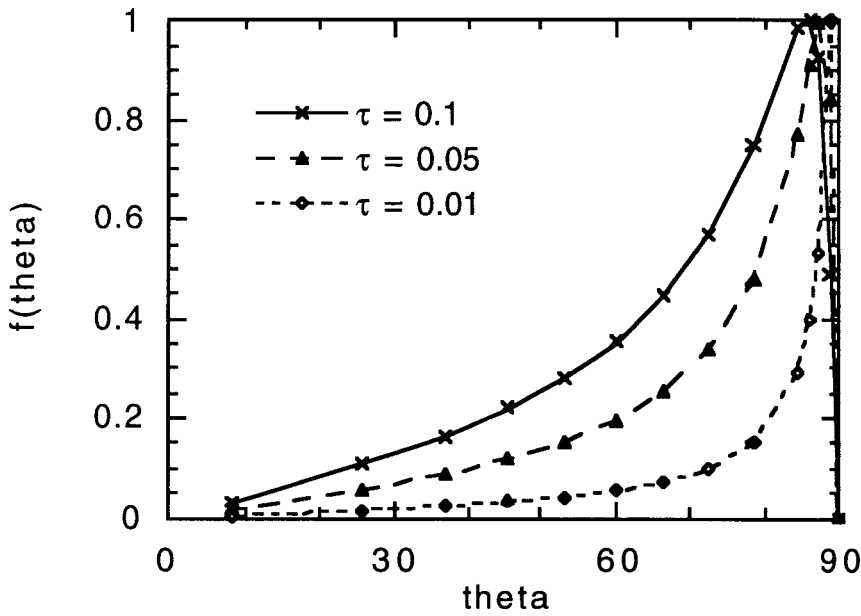


Fig. 3.4 : fonction $F(\Theta)$ normalisée à 1 pour différentes épaisseurs optiques

Nous constatons que les angles de diffusion proches de 90 degrés ont beaucoup de poids, et d'autant plus que τ est faible. Lors des diffusions multiples entre deux couches, aérosols et molécules, de faible épaisseur, on tend donc à privilégier la rediffusion dans un plan horizontal. Nous pouvons donc écrire:

$$C_{am2} \cong f P_a(90) \tau_m \tau_a / \mu_s \mu_v \quad 3.11$$

où f est une fonction qui a été introduite pour normaliser le terme de couplage et qui devrait présenter peu de variabilité en fonction de la géométrie, de la quantité et du type d'aérosol. En pratique, nous avons obtenu cette fonction f par le calcul de $f_{iso}(\tau_{iso}, \tau_m, \theta_s, \theta_v, \varphi)$ dans le cas d'une couche d'épaisseur optique $\tau_{iso} = \tau_a$, ayant une diffusion isotrope, $P_a(\Theta) = 1$, placée au dessous d'une couche moléculaire d'épaisseur optique τ_m . Nous espérons ainsi que f_{iso} représente l'efficacité globale du couplage, quel que soit le type d'aérosols, et que $P_a(90)$ permette l'adaptation à un type d'aérosol précis.

Cependant, cette écriture n'est pas tout à fait exacte. Des approximations ont été utilisées. L'approximation de diffusion primaire est d'autant moins bonne que τ augmente. Il en est de même pour l'approximation $C_{am2} \approx P(90)$. Par ailleurs, la couche d'aérosols n'est pas strictement située sous la couche de molécules. Enfin, les fonctions de phase des molécules et surtout des aérosols ne sont pas isotropes. Nous avons néanmoins essayé d'appliquer cette méthode à des cas simulant la réalité (cf simulations ci-dessus).

III.2 . APPLICATION

Pour évaluer l'erreur que l'on obtient en utilisant f_{iso} pour déterminer la réflectance du couplage, nous avons calculé la différence entre C_{am2} exact et C_{am2} approché par l'Equation 3.11 et f_{iso} . Si on suppose connues l'épaisseur optique en aérosol et les conditions géométriques, l'erreur n'est plus due qu'au type d'aérosol effectivement présent dans l'atmosphère. En pratique, nous avons calculé et représenté Fig. 3.5, l'erreur ϵ_1 définie par:

$$\epsilon_1 = C_{am2} - f_{iso} P_a(90) \tau_a \tau_m / \mu_s \mu_v \quad 3.12$$

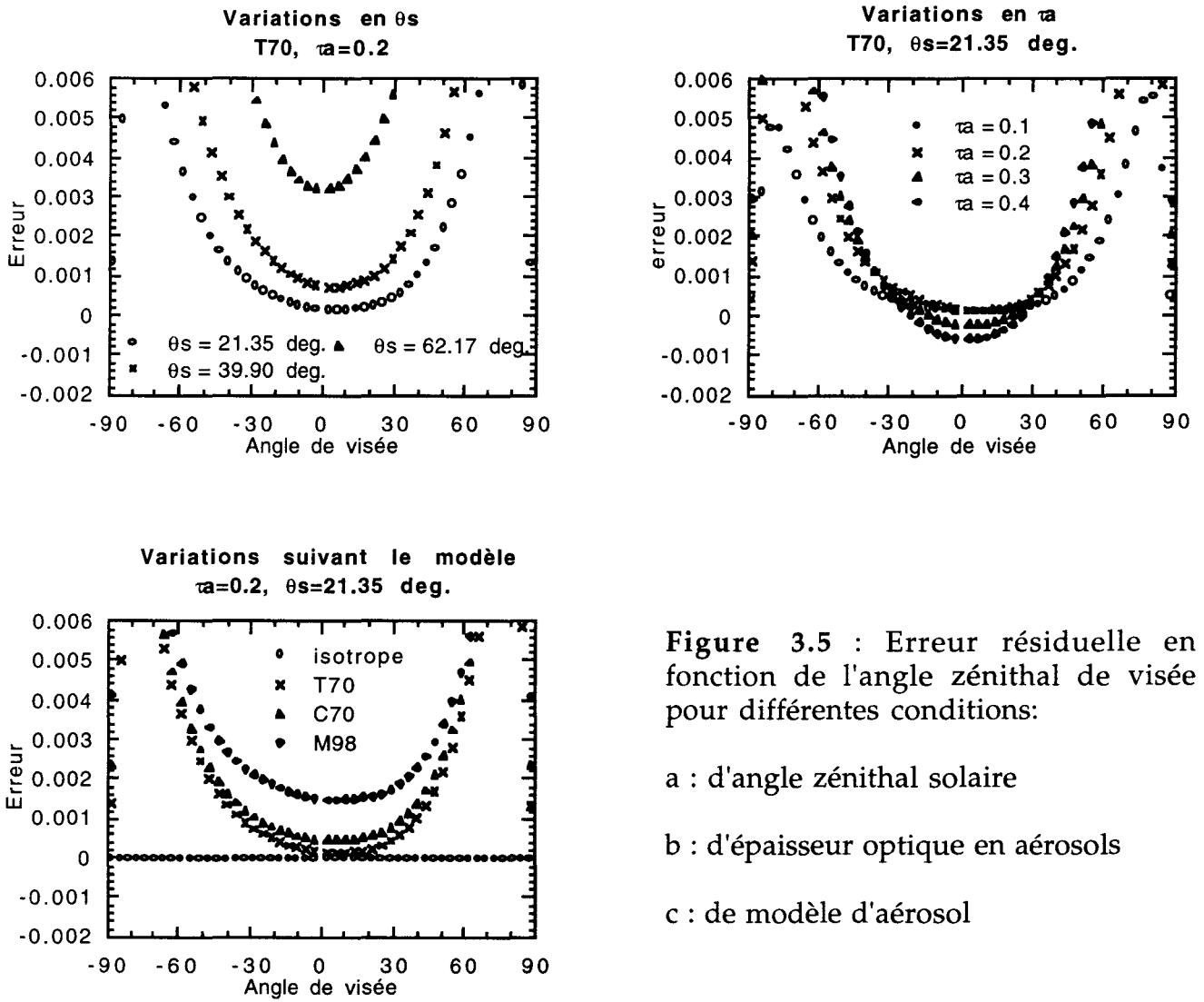


Figure 3.5 : Erreur résiduelle en fonction de l'angle zénithal de visée pour différentes conditions:

a : d'angle zénithal solaire

b : d'épaisseur optique en aérosols

c : de modèle d'aérosol

Dans le cas isotrope, l'erreur est évidemment nulle. Dans les autres cas, on constate que si C_{am2} est bien modélisé au premier ordre, il reste une erreur importante. D'une part, on observe un résidu de variation angulaire en $1/\mu_s\mu_v$ qui semble plus ou moins indépendant du type d'aérosols. D'autre part, aux angles d'observation proches du nadir, on note une erreur résiduelle qui, elle, dépend du modèle d'aérosols. Ces erreurs sont supérieures aux exigences de précision, et on a donc essayé de perfectionner la modélisation.

III. 3 . DEUXIEME METHODE

III.3.1 . Formulation utilisée

On a essayé d'améliorer la modélisation du couplage en précisant l'utilisation de la fonction de phase pour un angle de diffusion de 90° , $P_a(90)$, dans l'Equation 3.11. Dans l'approximation de couches minces, $P_a(90)$ n'est strictement justifiée que pour une incidence proche de la normale, $\theta = 0$. Dès que l'incidence s'écarte de la normale, les angles de diffusion dans le plan horizontal se dispersent autour de 90° . Il faudrait donc strictement utiliser une fonction de phase moyennée autour de 90° , $\langle P_a \rangle$ qui est une fonction de l'angle zénithal d'incidence, θ :

$$\langle P_a \rangle(\theta_s) = \frac{\int_0^{180} P(\Theta) d\phi}{180} \quad 3.13$$

où Θ désigne l'angle de diffusion entre l'angle d'incidence et la diffusion dans le plan horizontal.

Dans l'Equation 3.11, on remplacera $P_a(90)$ par une valeur $\langle P_a \rangle$ qui tient compte de la moyenne des conditions d'éclairement et d'observation, c'est à dire:

$$\langle P_a \rangle = (\langle P_a \rangle(\theta_s) + \langle P_a \rangle(\theta_v)) / 2 \quad 3.14$$

$$C_{am2} = f \langle p_a \rangle \tau_a \tau_m / \mu_s \mu_v \quad 3.15$$

Les simulations ont été réalisées pour les mêmes conditions que dans la partie III.1.

III.3.2 . Résultats obtenus

La figure 3.6 reprend la figure 3.5. Nous surestimons cette fois-ci dans la plupart des cas le terme de couplage C_{am2} .

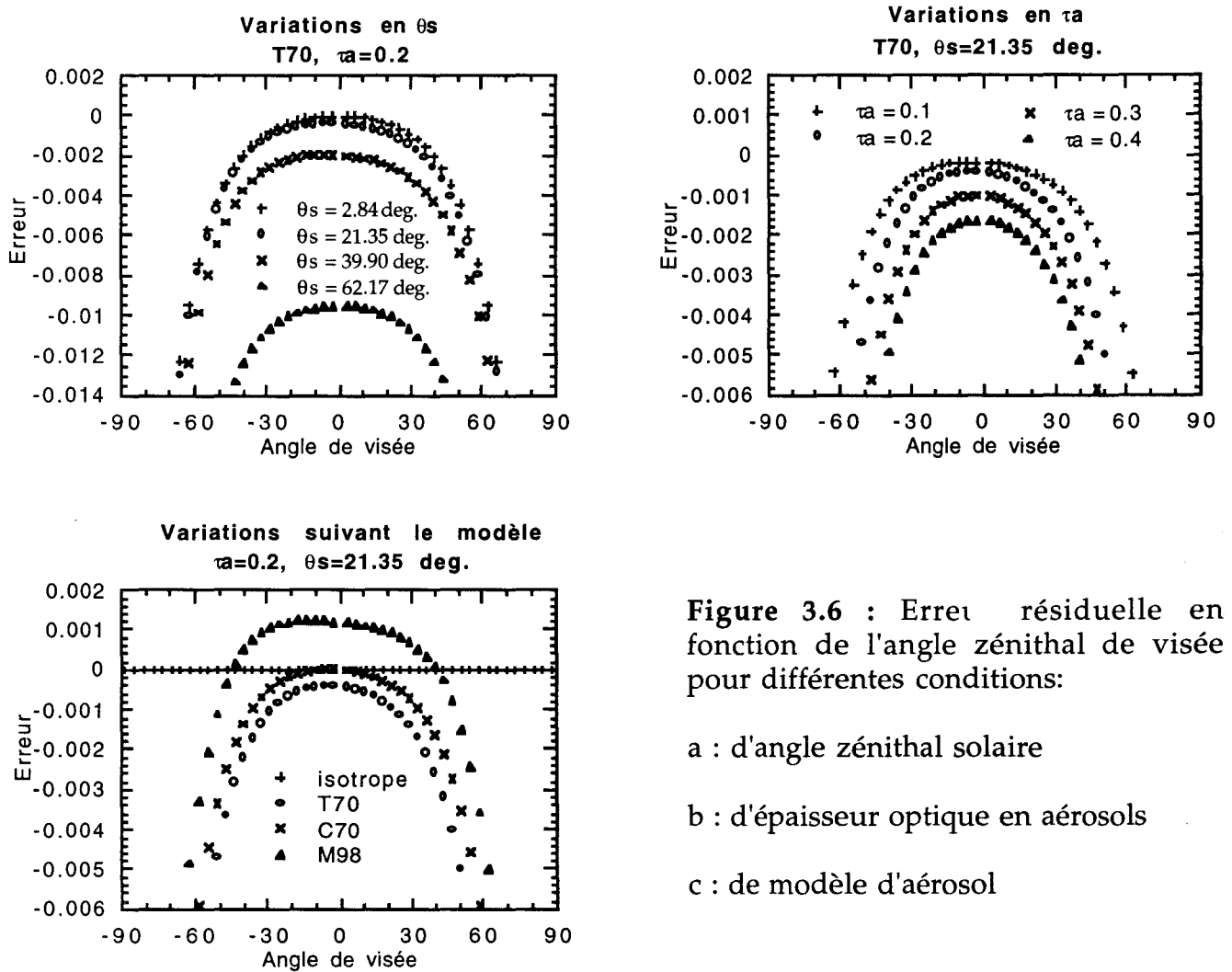


Figure 3.6 : Erreur résiduelle en fonction de l'angle zénithal de visée pour différentes conditions:

- a : d'angle zénithal solaire
- b : d'épaisseur optique en aérosols
- c : de modèle d'aérosol

Nous n'apportons pratiquement aucune amélioration. La dépendance de l'erreur au type d'aérosol ne diminue pas du tout en utilisant cette deuxième méthode. Par ailleurs, la dépendance géométrique de l'erreur, en $1/\mu$, est inversée par rapport à la première méthode tout en restant dans le même ordre de grandeur. Nous

avons finalement essayé une formulation semi-empirique pour représenter le terme C_{am2} , dans la partie suivante.

III. 4 . METHODE SEMI-EMPIRIQUE

III.4.1 . Formulation utilisée

La même formulation est utilisée que dans les parties III.2 et III.3. Le terme $P_a(90)$ est remplacé cette fois-ci par une formulation empirique. En effet, nous avons vu partie III.2 que la première formulation représentait assez bien le terme de couplage pour le modèle T70. Plus le modèle devient anisotrope, plus l'approximation se dégrade jusqu'à devenir très mauvaise pour un aérosol de type M98.

$P_a(90)$ a donc été remplacé par une formulation linéaire $a + b P_a(90)$. Les coefficients a et b ont été déterminés empiriquement en calculant la valeur qu'ils devraient avoir pour donner une erreur nulle dans le cas des modèles T70 et M98, pour des angles zénithaux solaire et de visée de 2.84° et une épaisseur optique en aérosols de 0.1. Nous avons obtenu des valeurs $a=0.104$ et $b=0.626$.

Les simulations ont été réalisées pour les mêmes conditions que dans la partie III.1.

III.4.2 . Résultats obtenus

La figure 3.7 représente l'erreur sur C_{am2} dans les mêmes cas que la figure 3.5.

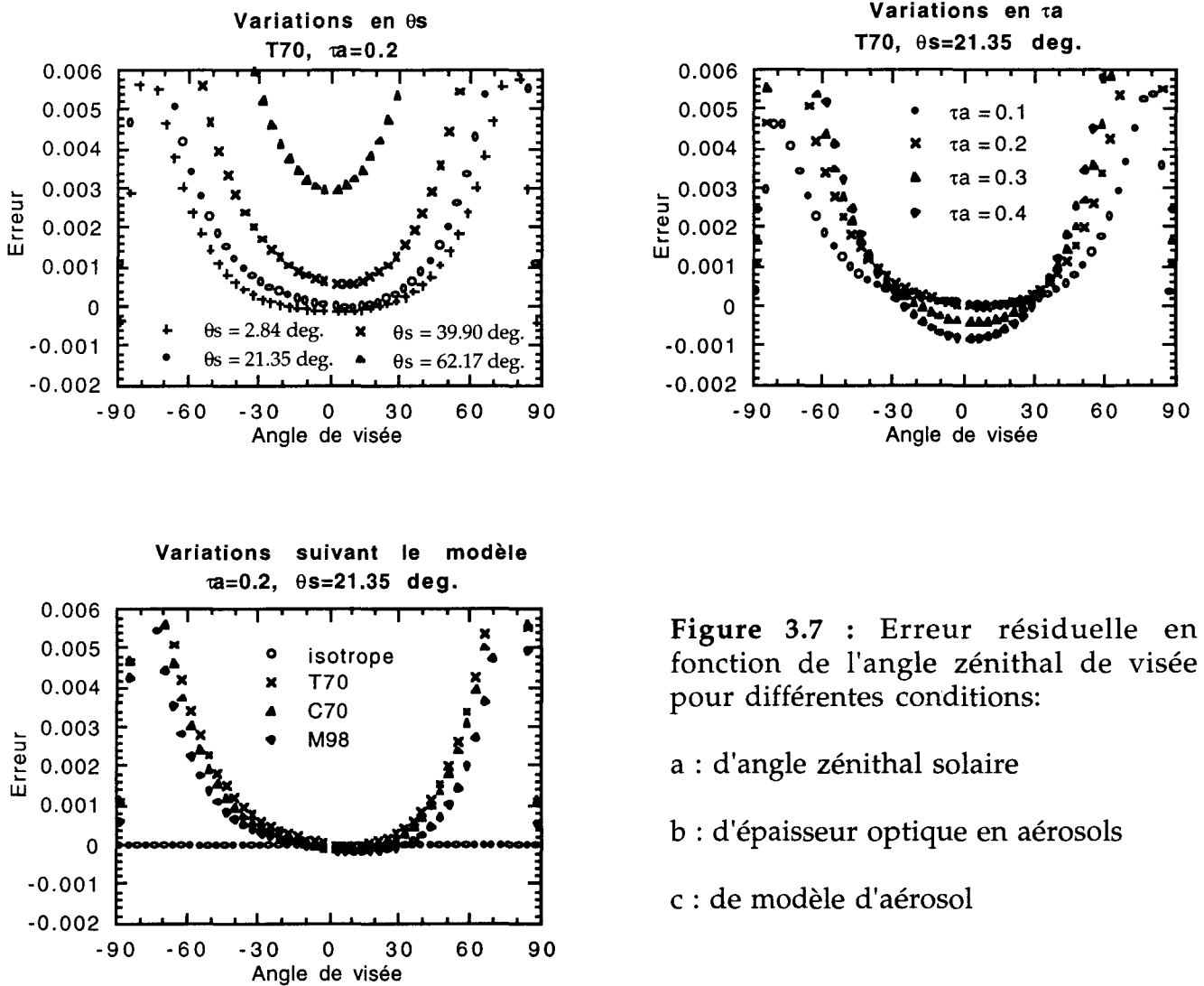


Figure 3.7 : Erreur résiduelle en fonction de l'angle zénithal de visée pour différentes conditions:

- a : d'angle zénithal solaire
- b : d'épaisseur optique en aérosols
- c : de modèle d'aérosol

Nous avons non seulement calculé l'erreur pour différentes conditions avec les modèles T70 et M98, mais aussi pour des modèles n'ayant pas servi à calculer les coefficients empiriques a et b . L'erreur ne dépend plus que très peu du modèle. Pour des angles zénithaux et de visée inférieurs à 30° , une épaisseur optique en aérosols inférieure à 0.2, l'erreur est dans la plupart des cas inférieure à 0.001.

Les tableaux 3.1a et b résument ces résultats, en donnant l'erreur pour quelques conditions géométriques, pour les modèles T70 et M98, à $\tau_a = 0.4$ et 0.2 respectivement.

Le tableau 3.1c donne les résultats pour les mêmes conditions géométriques que les tableaux 3.1 a et b et pour une épaisseur optique en aérosols de 0.2 à 443 nm, mais pour les modèles M70, C70 et T98, représentatifs de conditions "intermédiaires" entre les modèles T70 et M98. Nous constatons que les conclusions sont les mêmes que pour

les modèles T70 et M98, à savoir que pour une géométrie utilisée en télédétection, l'erreur résiduelle est satisfaisante.

| θ_s (°): | 2.84 | | 21.35 | | 62.17 | |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|---------|---------|
| θ_v (°) | T70 | M98 | T70 | M98 | T70 | M98 |
| 2.84 | -0.00112 | -0.00019 | -0.00083 | -0.00007 | 0.00476 | 0.00398 |
| 17.64 | -0.00095 | -0.00014 | -0.00060 | -0.00006 | 0.00643 | 0.00501 |
| 32.48 | -0.00028 | 0.00022 | 0.00033 | 0.00034 | 0.01072 | 0.00809 |
| -17.64 | -0.00092 | -0.00008 | -0.00040 | 0.00037 | 0.00571 | 0.00509 |
| -32.48 | -0.00025 | 0.00030 | 0.00050 | 0.00100 | 0.00921 | 0.00818 |

Tableau 3.1a: Erreur pour $\tau_a = 0.4$ pour les modèles T70 et M98

| θ_s (°) | 2.84 | | 21.35 | | 62.17 | |
|----------------|----------|----------|---------|----------|---------|---------|
| θ_v (°) | T70 | M98 | T70 | M98 | T70 | M98 |
| 2.84 | -0.00011 | -0.00015 | 0.00001 | -0.00012 | 0.00301 | 0.00186 |
| 17.64 | -0.00004 | -0.00014 | 0.00006 | -0.00014 | 0.00383 | 0.00239 |
| 32.48 | 0.00025 | 0.00001 | 0.00043 | 0.00002 | 0.00615 | 0.00400 |
| -17.64 | -0.00001 | -0.00011 | 0.00028 | 0.00011 | 0.00376 | 0.00247 |
| -32.48 | 0.00030 | 0.00005 | 0.00078 | 0.00040 | 0.00596 | 0.00412 |

Tableau 3.1b: Erreur pour $\tau_a = 0.2$ pour les modèles T70 et M98

| θ_s (°) | 2.84 | | | 21.35 | | | 62.17 | | |
|----------------|----------|----------|----------|---------|----------|----------|---------|---------|---------|
| θ_v (°) | M70 | C70 | T98 | M70 | C70 | T98 | M70 | C70 | T98 |
| 2.84 | -0.00002 | -0.00020 | -0.00119 | 0.00008 | -0.00010 | -0.00089 | 0.00285 | 0.00275 | 0.00256 |
| 17.64 | 0.00004 | -0.00014 | -0.00095 | 0.00011 | -0.00006 | -0.00068 | 0.00359 | 0.00355 | 0.00389 |
| 32.48 | 0.00028 | 0.00012 | -0.00058 | 0.00045 | 0.00031 | -0.00006 | 0.00749 | 0.00573 | 0.00652 |
| -17.64 | 0.00007 | -0.00011 | -0.00099 | 0.00031 | 0.00015 | -0.00092 | 0.00349 | 0.00337 | 0.00228 |
| -32.48 | 0.00033 | 0.00017 | -0.00062 | 0.00074 | 0.00058 | -0.00052 | 0.00547 | 0.00537 | 0.00364 |

Tableau 3.1c: Erreur pour $\tau_a = 0.2$ pour les modèles M70, C70 et T98

Conclusion

Nous avons essayé d'améliorer la modélisation analytique du terme de couplage entre les molécules et les aérosols. L'influence du type d'aérosol est représentée par la fonction de phase autour de l'angle de diffusion de 90° , plutôt que l'utilisation des albédos plans et sphériques dans Deschamps et coll. (1983). Notre méthode s'avère assez efficace et permet de représenter les variations globales en géométrie et propriétés d'aérosols. La précision obtenue reste insuffisante vis à vis des exigences de l'observation de la couleur de l'océan. On peut cependant obtenir une précision qui soit satisfaisante en utilisant une détermination semi-empirique, qui doit être ajustée à la géométrie, et perd donc alors l'intérêt de la généralisation d'une modélisation physique.

Il nous semble cependant possible d'améliorer la méthode analytique en calculant f_{iso} différemment, c'est à dire en introduisant la valeur de $P_a(90)$ ou $\langle P_a \rangle$ dans le calcul de f_{iso} , alors que dans la modélisation que nous avons essayée, f_{iso} n'est

fonction que de τ_a et τ_m , et de la géométrie. Cette méthode devrait permettre d'améliorer les résultats en conservant une formulation purement analytique.

Par ailleurs, Gordon propose l'idée intéressante de vérifier la validité de la méthode dans le cas d'une contribution du rayonnement solaire directement réfléchi par la surface (glitter). La précision de nos approximations pourrait être dégradée dans ce cas. Cette étude pourrait donc être complétée en remplaçant l'hypothèse d'un sol noir par la surface de l'océan.

BIBLIOGRAPHIE

- Deschamps P. Y., M. Herman, D. Tanré, 1983. Modeling of the Atmospheric effects and its application to the remote sensing of ocean color. *Applied Optics*, Vol. 23, page 3751, December 1.
- Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere ocean system, *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, 41, 483-494, 1989.
- Gordon H. R., M. Wang, 1994. Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm. *Applied Optics* , Vol. 33, No. 3.
- Shettle E. P., Fenn R. W., 1979. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties. Air Force Geophysics Laboratory AFGL-TR-79-0214, Environmental Research papers No. 676.

CHAPITRE 4

MESURES IN-SITU DE LA
DEPENDANCE SPECTRALE DE
L'ECUME DE MER DANS LE VISIBLE
ET PROCHE INFRA-ROUGE

Introduction

L'influence de l'écume sur les propriétés optiques de la surface de l'océan est importante (Maul et Gordon, 1975, Gordon et Jacobs, 1977). Gordon et Jacobs (1977) montrent par exemple que pour des angles zénithaux solaires faibles, l'albédo de l'océan double en présence d'une couverture d'écume de 4%, pour une écume totalement réfléchissante. Une conséquence directe de l'augmentation de l'albédo de l'océan en présence d'écume est l'augmentation du flux réfléchi par la surface.

Mais l'effet de l'écume est également important pour l'observation spatiale de la couleur de l'océan et des aérosols au-dessus des océans (Tassan, 1981; Koepke and Quenzel, 1981; Whitlock et al., 1982; Gordon et Wang, 1994a). Il s'avère en effet nécessaire de prendre en compte ce phénomène dans les algorithmes dits de correction atmosphérique. Ces algorithmes devraient donc strictement s'appeler algorithmes de correction des effets perturbateurs, visant à corriger toutes les perturbations variables, diffusion par les aérosols, mais aussi réflectance de l'écume. En effet, les mesures faites par Monahan (1971) montrent que la réflectance de l'écume peut devenir comparable à la diffusion par les aérosols, 0.005 en réflectance, pour une vitesse de vent supérieure à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La prédiction de la valeur de réflectance d'écume à partir de la vitesse du vent est cependant assez imprécise (voir par exemple Koepke, 1984). Les algorithmes de correction atmosphérique éliminent partiellement la perturbation due à l'écume si l'on fait l'hypothèse d'une écume blanche dans le visible et le proche infrarouge (Gordon et Wang, 1994b, Estep et Anone, 1994).

Aux longueurs d'onde utilisées pour la couleur de l'océan, ceci semble assez bien confirmé par les mesures spectrales de Whitlock et al. (1982), réalisées en laboratoire et utilisant une cuve contenant de l'eau additionnée de divers substances et d'air comprimé et agitée vigoureusement. La modélisation de Stabenon et Monahan (1986) confirme également ce résultat.

Cependant, si la fraction d'écume et la réflectance associée ont été largement étudiées dans le visible sur le milieu naturel, nous n'avons pas trouvé de référence

sur des mesures spectrales. Pour confirmer ou infirmer l'hypothèse de l'écume blanche, nous avons ainsi été amenés en 1994 à effectuer quelques mesures spectrales sur les vagues déferlantes côtières qui, nous l'espérons, sont plus proches du milieu naturel, tout en étant facilement accessibles depuis la jetée (Pier) de SIO (Scripps Institution of Oceanography).

Ce chapitre débutera par une description des méthodes utilisées et des résultats obtenus concernant les mesures acquises durant l'hiver 1994. Le texte anglais d'une publication soumise au Journal of Geophysical Research figure en annexe. Nous décrirons également les développements actuels de ce problème. D'une part, un essai de modélisation de la réflectance de l'écume est en cours par Bertrand Fougnie, stagiaire de DEA, et Jean-Marc Nicolas. Par ailleurs, d'autres mesures sont en cours d'étude, notamment les mesures acquises en janvier 1995 et dépouillées par Stéphanie Schaeffer, en cours de thèse au LOA et Bertrand Fougnie, ainsi que des mesures aéroportées dépouillées par Jean-Marc Nicolas.

IV.1. METHODES ET RESULTATS

IV.1.1 . Instruments et procédures utilisés

Les mesures se sont déroulées le 9 Février 1994 vers 21h TU (i.e. 13 h en heure locale), l'angle zénithal solaire était d'environ 45 degrés.

Nous avons utilisé pour nos mesures le photomètre radiomètre automatique, fabriqué par la société CIMEL (Holben et al., 1994) et décrit en annexe 2. Cet instrument a été utilisé en mode "SKY", mode mis au point pour la mesure de la réflectance du ciel. Une roue porte-filtres fait successivement défiler devant le détecteur les filtres centrés à 1020, 870, 670 et 440 nm (largeur des filtres 10 nm). Par ailleurs, deux radiomètres "MIR" réalisés au LOA par Pierre Lecomte et Christian Verwaerde ont

également été utilisés (cf. annexe 2). Le premier (MIR 7) a été équipé de bandes spectrales centrées à 0.44, 0.55, 0.65 et 0.85 μm et le deuxième (MIR 8) dispose d'un canal à 1.65 μm et de trois canaux à 0.85 μm munis de polariseurs. Les mesures en polarisation, trop peu précises, ne seront pas utilisées ici. Contrairement aux mesures de l'instrument Cimel, l'instrument MIR 7 acquiert les mesures simultanément dans les quatre canaux. Ces instruments sont décrits de façon plus détaillée en annexe.

Les instruments étaient dirigés manuellement vers la surface de l'océan, d'abord, depuis le milieu de la jetée, dans une zone où les vagues se brisent et où la quantité d'écume est, de ce fait, importante et ensuite, depuis l'extrémité de la jetée, où la quantité d'écume est très faible, dans le but d'observer le signal dû à l'eau de mer et au fond de l'eau. Dans les deux cas, l'angle de visée par rapport au nadir était d'environ 45 degrés, et l'angle azimutal par rapport au soleil d'environ 180 degrés. Les instruments étaient placés à environ 5 m au-dessus de la surface de l'eau.

Les instruments avaient été étalonnés en réflectance dans le cadre de la campagne de mesures des propriétés optiques des aérosols (cf. chapitre 2) en visant une plaque diffusante posée horizontalement sur le sol et éclairée par le soleil. Cet étalonnage a eu lieu le 16 janvier à Stephenson Peak, Laguna Mountain, Californie (altitude: 1896 m). Les résultats de cet étalonnage et la comparaison avec un autre étalonnage in-situ et des étalonnages en laboratoire à l'aide d'une sphère intégratrice sont décrits en détail en annexe 3.

Des mesures d'épaisseur optique des aérosols ont été acquises avant et après les mesures de réflectance de l'écume, dans le but d'évaluer le flux descendant au niveau de la surface, à l'aide du code des ordres successifs de Deuzé et al. (1979). Ces mesures d'épaisseur optique ont été réalisées à l'aide du Cimel automatique et les résultats ont été extrapolés à la longueur d'onde 1,6 μm de l'instrument Mir.

Des photographies de l'état de la mer ont été prises par Stéphanie Schaeffer durant l'hiver 1995 (photos 4.1 et 4.2). On observe sur ces photographies la structure des bancs d'écume à l'endroit où les vagues se brisent.

Trois méthodes différentes ont été utilisées pour modéliser les réflectances observées et en déduire les variations spectrales de l'écume:

- dans la première méthode, l'écume à été modélisée comme une couche uniforme semi-transparente. La réflectance mesurée ρ s'écrit alors:

$$\rho = \rho_f + \rho_o (1 - \rho_f)^2 / (1 - \rho_o \rho_f) \quad (4.1)$$

où ρ_f désigne la réflectance de l'écume (terme recherché) et ρ_o la réflectance de l'eau sans écume (terme mesuré séparément).

- dans la deuxième méthode, l'écume est modélisée comme une couche opaque recouvrant une fraction A de l'eau. Dans ce cas:

$$\rho = A \rho_f + (1 - A) \rho_o \quad (4.2)$$

- la troisième méthode est une combinaison des deux premières: l'écume est supposée semi-transparente et recouvrant une fraction A de l'eau. Nous avons alors:

$$\rho = A [\rho_f + \rho_o (1 - \rho_f)^2 / (1 - \rho_o \rho_f)] + (1 - A) \rho_o \quad (4.3)$$



Photo 4.1 : Pier Sud, 30 janvier 1995



Photo 4.2 : Pier Nord, 31 janvier 1995

Dans les équations 4.2 et 4.3, une inconnue supplémentaire apparaît: la fraction de l'eau recouverte par l'écume: A . Comme nous nous intéressons dans cet étude à la dépendance spectrale de l'écume et non à sa valeur absolue, A a été déterminé en prenant pour hypothèse que $\rho_f = 0.5$ à 440 nm (valeur typique trouvée dans la littérature).

Une description plus complète des équations utilisées est présentée dans le manuscrit en Anglais de la publication. Il faut noter que seule la première méthode est applicable à des données qui n'ont pas été acquises simultanément dans les différents canaux.

IV . 1.2 . Synthèse des résultats obtenus

Une série de 51 mesures de la réflectance de l'eau en présence d'écume et 10 mesures sans écume a été acquise avec l'instrument Cimel. 472 mesures en présence d'écume et 39 mesures sans écume ont été acquises avec le radiomètre Mir.

Nous observons (Fig. 4.1a) que la réflectance de l'eau et du fond en l'absence d'écume est à peu près constante pendant la durée des mesures. Le signal mesuré dans la zone contenant de l'écume varie en revanche beaucoup dans le temps. Le signal est en effet important au moment où la vague se brise et diminue ensuite progressivement jusqu'à la prochaine vague (Fig. 4.1b). Nous observons que la réflectance de l'eau et du fond contribue peu (moins de 20 %) au signal mesuré en présence d'écume.

a)

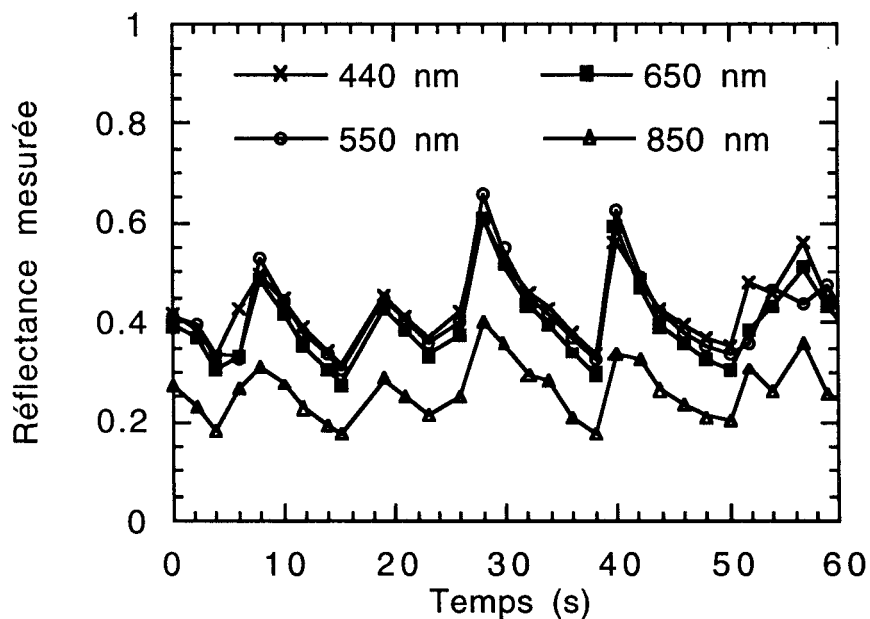
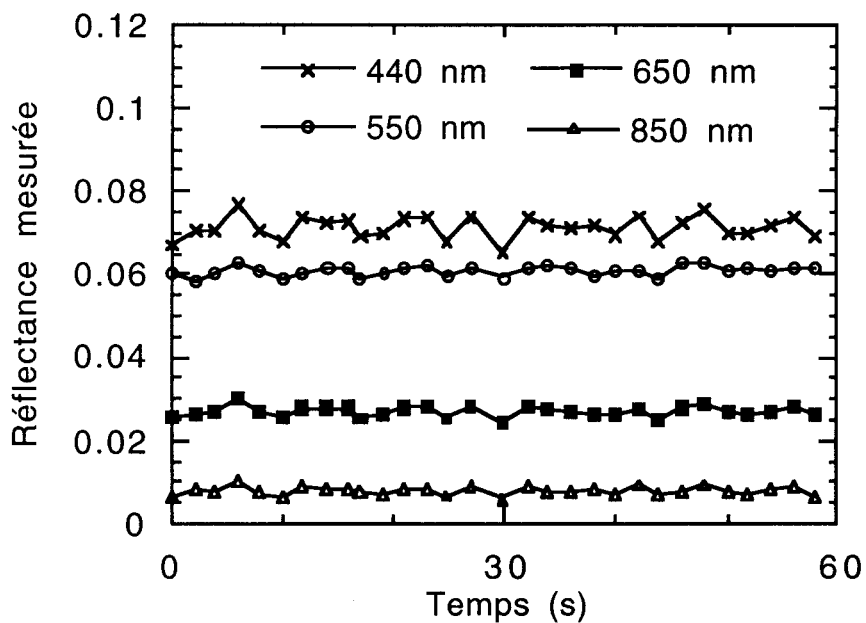
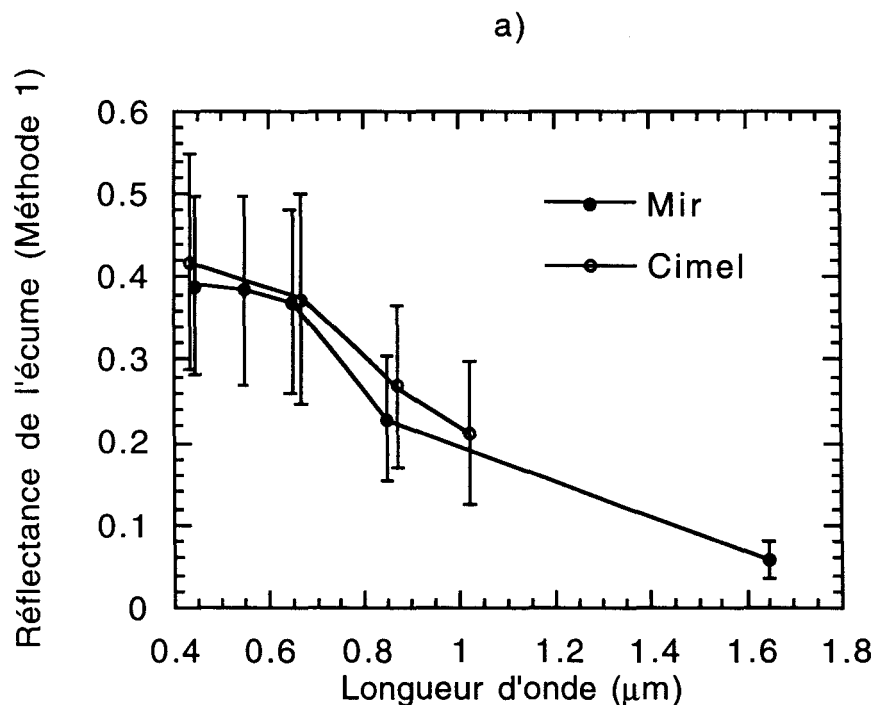
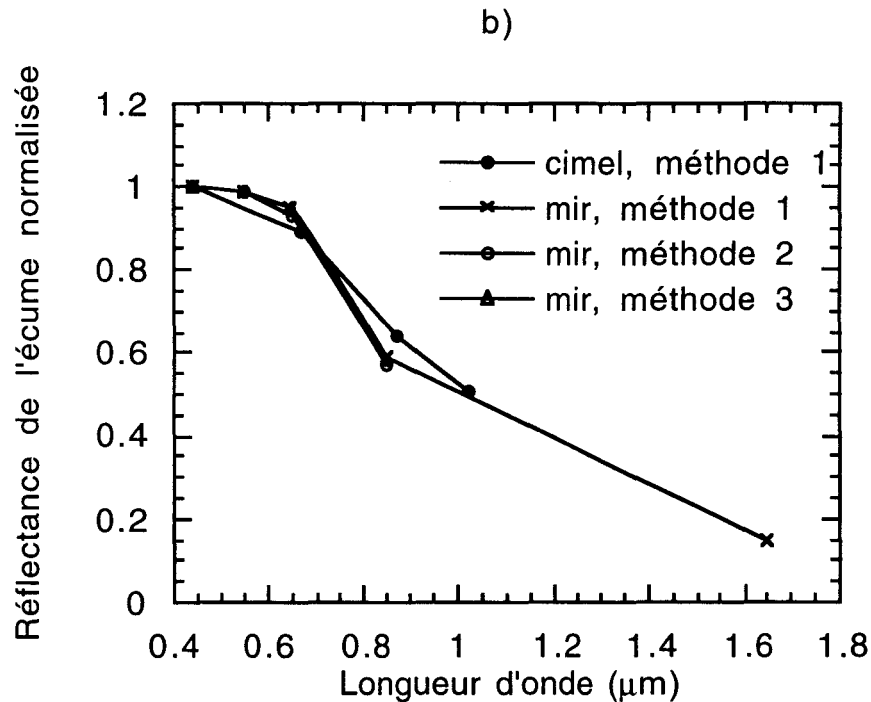


Figure 4.1: Fluctuations temporelles des réflectances mesurées par le radiomètre Mir à 0.44, 0.55, 0.65, et 0.85 μm : a) sans écume, début: 21h31'30" TU -
 b) en présence d'écume, début: 21h00' TU.

La dépendance spectrale de la réflectance de l'écume obtenue en utilisant la première méthode est représentée Fig. 4.2a pour les deux instruments. On constate que l'allure de la courbe est la même pour les deux radiomètres. Les valeurs légèrement plus basses pour l'instrument Mir s'expliquent par le fait que, dans le cas de cet instrument, les mesures sont prises en continu, alors que dans le cas de l'instrument Cimel, la procédure d'acquisition est telle que l'opérateur s'est appliqué à acquérir des mesures au moment où la vague se brise. Comme il s'agit d'une valeur moyenne sur l'ensemble des mesures (avec une plus ou moins grande concentration d'écume), la valeur absolue n'est pas directement interprétable ni comparable pour les deux instruments et nous nous intéresserons plus particulièrement à la dépendance spectrale.



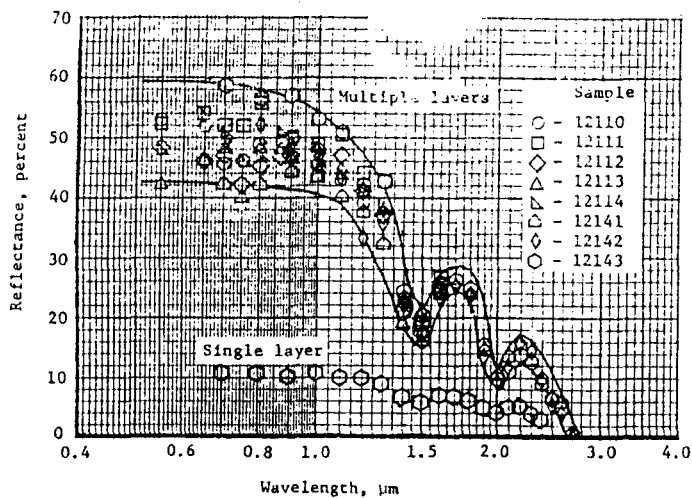


Figures 4.2a et b: Réflectance de l'écume calculée: a) Moyennes et écarts type de la réflectance de l'écume pour les radiomètres Mir et Cimel, méthode 1 - b) Dépendance spectrale normalisée à $0.44 \mu\text{m}$, pour Mir et Cimel, avec les différentes méthodes.

Nous constatons que la réflectance reste à peu près constante entre 0.44 et $0.65 \mu\text{m}$ et diminue fortement au-delà. Nous obtenons en effet une valeur moyenne de 0.40 à $0.65 \mu\text{m}$ et 0.25 à $0.85 \mu\text{m}$. La valeur de la réflectance de l'écume à $0.85 \mu\text{m}$ diminue de 40% par rapport à $0.44 \mu\text{m}$.

La figure 4.2b représente la réflectance spectrale, normalisée à 440 nm , pour pouvoir mieux comparer les instruments et méthodes car (cf. paragraphe précédent) la valeur absolue a peu de signification et on ne peut pas comparer la valeur absolue obtenue avec les différentes méthodes et instruments. Nous constatons que les méthodes 2 et 3 donnent des résultats similaires à la première méthode.

A partir de leurs mesures en laboratoire, Whitlock et al. (1982) observent également une décroissance (Fig. 4.3), mais celle-ci ne devient sensible qu'à partir de $1 \mu\text{m}$.



(a) Reflectance of foam patches.

Figure 4.3: Dépendance spectrale de la réflectance de l'écume observée par Whitlock et al. (1982) en laboratoire.

IV . 1.3 . Interprétation des résultats

Nos résultats montrent une forte décroissance de la réflectance de l'écume dans le proche infra-rouge, décroissance pouvant être expliquée de la façon suivante. L'écume se compose de mousse à la surface et de petites bulles sous la surface. La mousse est constituée de fines cloisons d'eau emprisonnant l'air. Les bulles se trouvant en profondeur ont tendance à remonter et former finalement de la mousse avant d'éclater. Durant la campagne de mesure, nous pouvions en effet observer visuellement que les vagues provoquent non seulement la présence de mousse à la surface, mais aussi l'injection d'une grande quantité de plus petites bulles en profondeur. La faible réflectance de l'écume dans le proche infra-rouge s'expliquerait par l'importance de l'influence des petites bulles qui se trouvent sous la surface. Le chemin des photons dans l'eau serait plus important que dans l'expérience de Whitlock (1982) qui crée dans sa cuve plutôt de la mousse que des bulles (faible

profondeur de la cuve, injection d'air à un niveau proche de la surface, méthode d'agitation etc.). Or le coefficient d'absorption de l'eau est plus faible à $0.85 \mu\text{m}$ qu'à $0.65 \mu\text{m}$. Ceci expliquerait nos résultats.

Pour vérifier cette hypothèse et consolider nos résultats, des simulations du signal dû à la présence de bulles dans l'eau ont été réalisées.

IV. 1.4 . Simulation de la réflectance de l'écume

D'après nos observations et les résultats de Baldy (1993) et Wu (1988), nous pouvons conclure que la couche supérieure de l'eau se divise en trois parties (figure IV.7): la mousse en surface, qui ne présente pas d'absorption, des "grosses" bulles dont la granulométrie est décrite par Baldy (1993) et suit une loi en $n(r) \sim r^{-2}$, enfin des plus petites bulles dont la granulométrie est décrite par Wu (1988) et suit une loi en $n(r) \sim r^{-4}$.

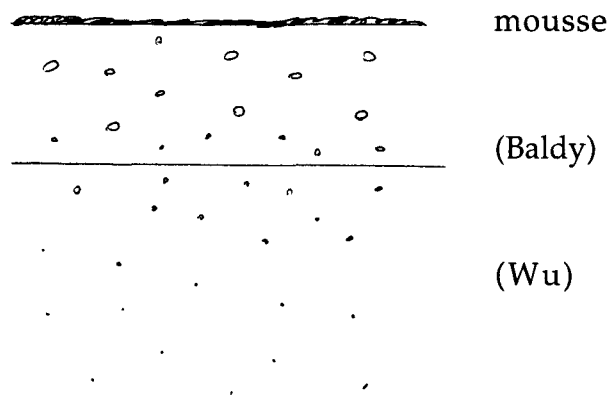


Figure 4.4: schéma du milieu étudié

Nous avons tenté de modéliser le transfert radiatif dans une couche d'eau présentant de l'écume. Pour cela, nous avons dans un premier temps appliqué la théorie de Mie à des bulles d'air dans l'eau.

IV. 1.4.1. Théorie de Mie appliquée à une bulle d'air dans l'eau

La théorie de Mie a été appliquée à une bulle d'air supposée non absorbante et d'indice de réfraction réel 1/1.33. La granulométrie s'inspire des mesures expérimentales réalisées par Baldy (1993) et de la synthèse présentée par Wu (1988).

IV.1.4.2. Détermination de l'épaisseur optique des bulles

Dans notre cas, le déferlement provoque la présence de grosses bulles proches de la surface et l'épaisseur optique a été calculée en utilisant la formulation de Baldy (1993). Pour évaluer la concentration des grosses bulles proches de la surface, nous utilisons les résultats de la Fig. 1a de Baldy (1993). Entre 0 et 20 cm, la concentration N s'échelonne entre 100 et 1 bulle par cm^3 . Les calculs suivant ont été réalisés avec une valeur de 30 bulles par cm^3 répartis dans une couche d'épaisseur 20 cm, ce qui nous donne une épaisseur optique d'environ 0.4.

A ces bulles, il faut encore rajouter la "mousse" présente à la surface, et qui représente grossièrement 50 % du signal.

IV.1.4 .3. Transfert radiatif dans le milieu étudié

Bertrand Fougnie et Jean-Marc Nicolas ont modifié le programme des ordres successifs de diffusion de Deuzé et al. (1979) pour simuler le signal dû à des bulles d'air

dans l'eau. Les simulations ont été réalisées pour différentes épaisseurs optiques de 0.5 à 5 et une géométrie variable.

Les résultats sont les suivants: la réflectance ne présente pas de dépendance angulaire. Une procédure récurrente leur a permis de retrouver l'épaisseur optique de l'écume, qui doit être de l'ordre de $\tau = 3$ pour obtenir une réflectance de 0.2. Concernant la dépendance spectrale, leurs résultats donnent une décroissance de 60 % à 850 nm par rapport à 440 nm (Fig. 4.5). Cependant, la décroissance est d'autant moins importante que τ est élevé. Il est donc difficile de conclure.

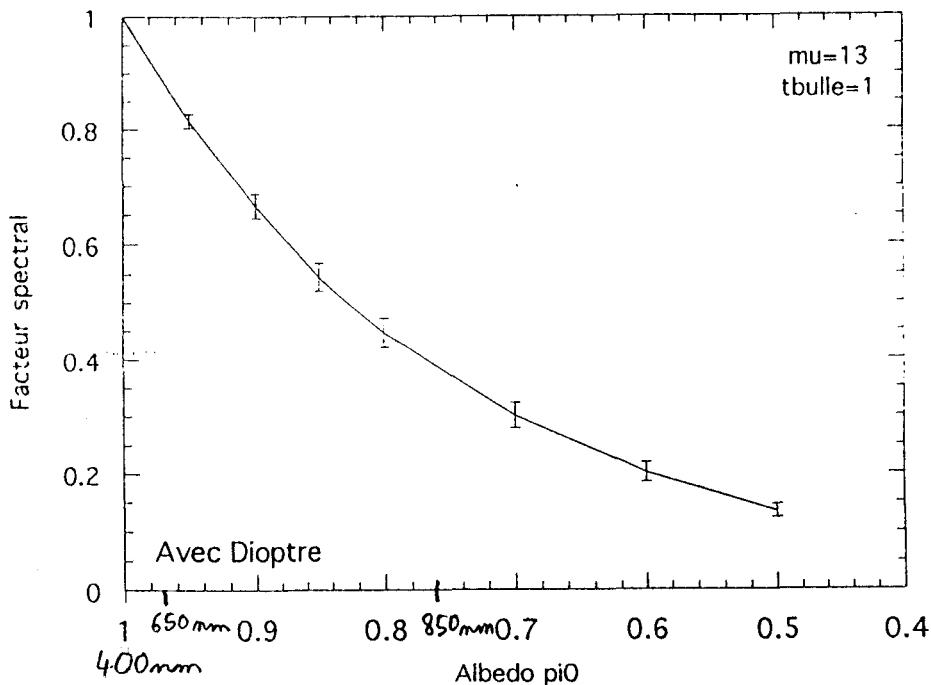


Figure 4.5: Dépendance spectrale simulée de l'écume (Fougnie, 1995).

L'albédo est lié à la longueur d'onde. Dans le cas ci-dessus (épaisseur optique $\tau=3$), les albédos correspondants aux longueurs d'onde 400, 650 et 850 nm valent 1, 0.97 et 0.76.

IV.1.5 . Généralisation à l'écume en pleine mer

Nos résultats doivent cependant être généralisés avec prudence au cas de l'écume produite par la houle en pleine mer. Le processus mécanique qui provoque le déferlement des vagues n'est en effet pas strictement identique. Les vagues sont dues uniquement au vent en pleine mer. Au bord des côtes en revanche, les vagues sont produites à la fois par le vent et le frottement sur le fond marin. La quantité de bulles injectées en profondeur pourrait donc être plus importante au niveau de la côte qu'en pleine mer. Mais nous pensons que les conditions expérimentales de nos mesures sont plus proches de la réalité que celles de Whitlock et al. (1982).

Ceci a été confirmé depuis par l'exploitation de mesures aéroportées. Une étude concernant la dépendance spectrale de l'écume a en effet été réalisée par Deschamps et Nicolas (1995). Des tâches d'écume ont été observées sur une image obtenue au large de Toulon le 4 Juin 1994 avec un radiomètre aéroporté à haute résolution "push-broom" du CNES. Après avoir recalculé les coefficients d'étalonnage des différents canaux à partir de la réflectance du glitter et corrigé le canal à 665 nm d'un léger défaut de registration, les résultats confirment ceux obtenus par l'analyse de nos mesures réalisées sur la jetée de Scripps (cf. Fig. 4.4). Le signal à 850 nm ne représente plus que 60 % du signal à 550 nm.

D'autres mesures sont en cours d'analyse, par exemple celles de la campagne MEDECUME avec la version aéroportée de POLDER en Méditerranée.

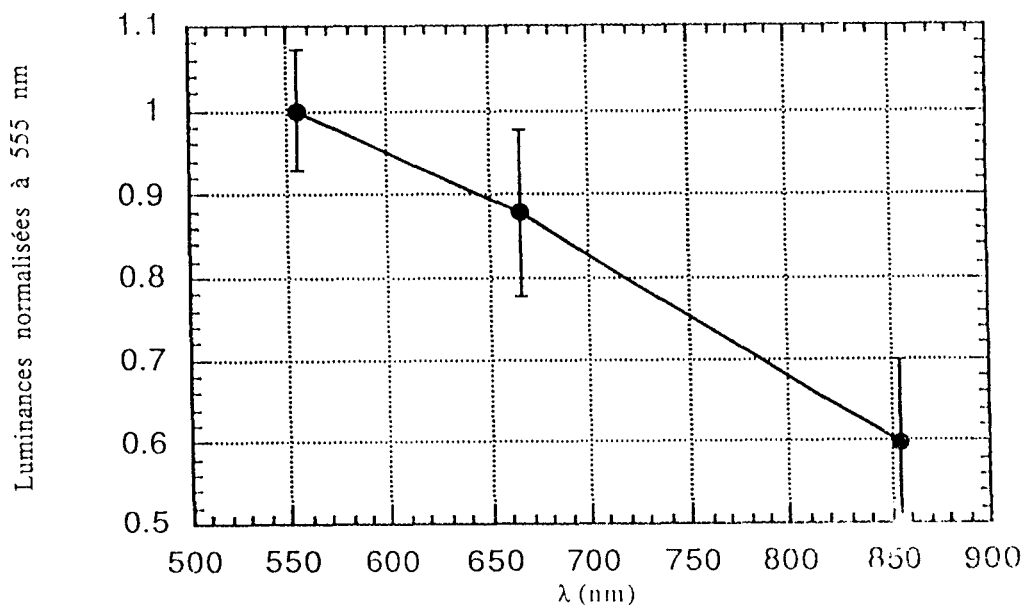


Figure 4.4: Dépendance spectrale de l'écume, d'après les observations de Deschamps et Nicolas (1995).

IV. 1.6 . Mesure des propriétés directionnelles de la réflectance de l'écume

Dans le but de consolider notre jeu de mesures et pour évaluer les propriétés directionnelles de l'écume, une nouvelle campagne de mesures a été réalisée en février 1995 par P.Y Deschamps, S. Schaeffer, J.M. Nicolas et Bertrand Fougny. Les mesures ont été acquises dans des conditions similaires aux mesures décrites précédemment mais à différents angles de visée. Aucune dépendance directionnelle n'a été mise en évidence.

IV . 2 . INFLUENCE SUR LA TELEDETECTION DE LA COULEUR DE L'OCEAN ET DES AEROSOLS

IV . 2.1 . Influence sur la télédétection de la couleur de l'océan

La mauvaise prise en compte du comportement spectral de l'écume entraîne une erreur importante sur la détermination de la réflectance de l'eau de mer dans le visible.

Cette erreur a été évaluée de façon très simplifiée en effectuant des simulations pour différentes conditions (quantité relative d'aérosols et d'écume) et deux comportements spectraux de la réflectance de l'écume: comportement spectralement neutre d'une part et décroissance déduite de nos mesures d'autre part, c'est à dire pour des valeurs de réflectance normalisées de 1 à 0.67 et 0.443 μm et 0.6 à 0.865 μm . Les simulations ont été réalisées à 0.443, 0.670 et 0.865 μm . La réflectance des aérosols suit une loi en $\lambda^{-\alpha}$. Différentes valeurs de α ont été testées. La quantité $\rho_a + \rho_f$ a été fixée à une valeur typique (0.02) et le rapport $\rho_a / (\rho_a + \rho_f)$ prend les valeurs 0 (pas d'aérosols), 0.5 et 1 (pas d'écume). La réflectance ρ en haut de l'atmosphère s'exprime, en supposant le glitter et les couplages négligeables comme:

$$\rho = \rho_w + \rho_a + \rho_m + \rho_f \quad 4.4$$

On suppose que l'erreur sur le calcul de ρ_m est négligeable. Le but est de retrouver ρ_w à 443 nm.

Les tableaux 4.1 et 4.2 présentent les erreurs obtenues avec les deux modèles d'écume respectivement. L'erreur est la différence entre la réflectance des aérosols plus la réflectance de l'écume obtenue à 443 nm en utilisant la loi d'extrapolation en $\lambda^{-\alpha}$ et la loi "réelle". Une valeur positive de l'erreur correspond à une sous-estimation de la réflectance de l'eau. Nos calculs montrent que l'erreur, faible si la dépendance spectrale de l'écume est neutre, devient importante si l'écume suit le

comportement spectral déduit de nos mesures. L'erreur en réflectance peut atteindre 0.043 à 443 nm, pour une situation "idéale" sans aérosols, ce qui est bien supérieur à la précision recherchée de 0.001.

A ce stade de l'étude, il nous semble peu utile d'exploiter les mesures de couleur de l'océan fortement contaminées par la présence d'écume. Il serait donc préférable d'"éliminer" les cas où la réflectance effective de l'écume (produit de la réflectance et de la couverture de l'écume) est supérieure à 0.001, ce qui correspond, d'après la formule de Koepke (1986) à une vitesse de vent de l'ordre de 8 m.s⁻¹.

| | α | | | |
|--------------------------|----------|----------|----------|----------|
| $\rho_f/(\rho_a+\rho_f)$ | 0 | 0.5 | 1 | 1.5 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0.5 | 0 | -0.00021 | -0.00098 | -0.00263 |
| 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Tableau 1: Erreur sur la réflectance de l'eau à 0.443 μm pour différentes combinaisons de ρ_a et ρ_f à 0.865 μm ($\rho_a + \rho_f = 0.02$) et quelques valeurs d'exposant d' Angström, α .
La dépendance spectrale de l'écume est neutre.

| | α | | | |
|--------------------------|----------|---------|---------|---------|
| $\rho_f/(\rho_a+\rho_f)$ | 0 | 0.5 | 1 | 1.5 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0.5 | 0.01582 | 0.01778 | 0.01955 | 0.02089 |
| 1 | 0.04290 | 0.04290 | 0.04290 | 0.04290 |

Tableau 2: Erreur sur la réflectance de l'eau à 0.443 μm pour différentes combinaisons de ρ_a et ρ_f à 0.865 μm ($\rho_a + \rho_f = 0.02$) et quelques valeurs d'exposant d' Angström, α .
La dépendance spectrale de l'écume suit la décroissance déduite de nos mesures.

IV . 2.2 . Influence sur la télédétection des aérosols

Des erreurs sur la détermination de l'épaisseur optique et du coefficient d'Angström des aérosols peuvent résulter de la non-prise en compte de la présence de l'écume.

Des calculs simplifiés ont été réalisés pour différentes vitesses de vent et coefficients Angström. $P_a / (4\mu_s \mu_v)$ à une valeur typique de 0.1 ($\mu_s=\mu_v=0.5$, $P_a=0.2$), l'albédo pour une diffusion, ω , est pris égal à 1. Nous supposons également que la dépendance spectrale de la réflectance des aérosols suit la dépendance spectrale de l'épaisseur optique en aérosols (loi en $\lambda^{-\alpha}$). L'erreur $\Delta\tau_a(\lambda=1\mu\text{m})$ sur l'estimation de l'épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ est donnée par (λ est exprimée en μm):

$$\Delta\tau_a(\lambda=1\mu\text{m}) = 4 \mu_s \mu_v \rho_f(\lambda) \lambda^{-\alpha} / P_a = 10 \rho_f(\lambda) \lambda^{-\alpha} \quad 4.5$$

Les Figures 4.5 a et b montrent les erreurs sur τ_a résultant de la non-prise en compte de la réflectance de l'écume dans les différentes conditions étudiées, aux longueurs d'onde comprises entre 0.4 et 1.8 μm .

L'erreur sur l'épaisseur optique diminue avec la longueur d'onde car l'influence de l'écume se fait d'autant moins ressentir que la longueur d'onde augmente. L'erreur décroît lorsque l'exposant d'Angström augmente. Par ailleurs, nous constatons que pour des vitesses de vent inférieures à 10 m/s, l'erreur sur τ_a est acceptable (Fig. 4.5b). Pour des vitesses de vent supérieures, il devient nécessaire d'observer les aérosols à des longueurs d'onde moins contaminées par l'écume (longueurs d'onde supérieures à $1\mu\text{m}$).

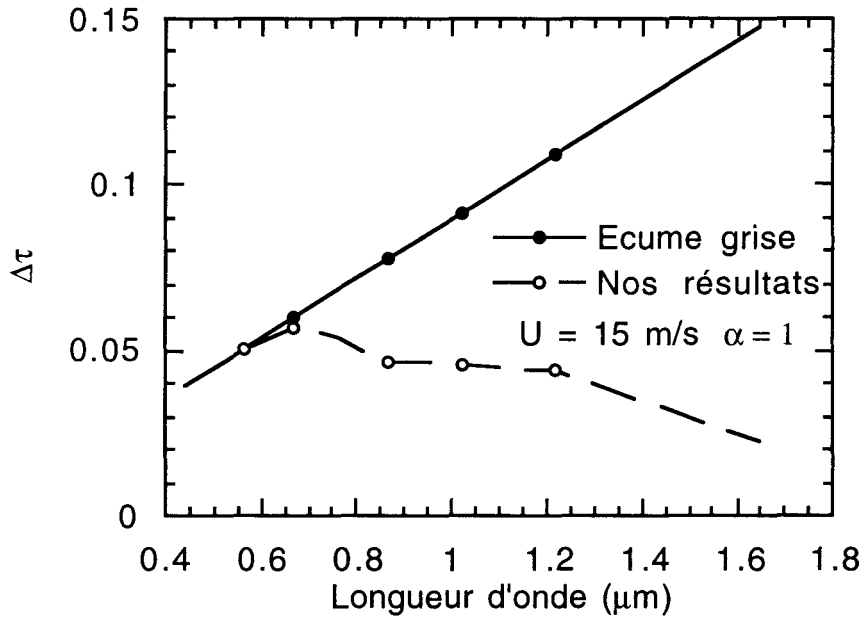


Figure 4.5 a: $\Delta\tau_a(\lambda = 1 \mu m)$, erreur sur la détermination de l'épaisseur optique d'un aérosol ($\alpha = 1$), en fonction de la longueur d'onde d'observation, pour $U = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Deux modèles d'écume sont utilisés: modèle gris et modèle spectral dérivé de nos mesures (Fig 2a)

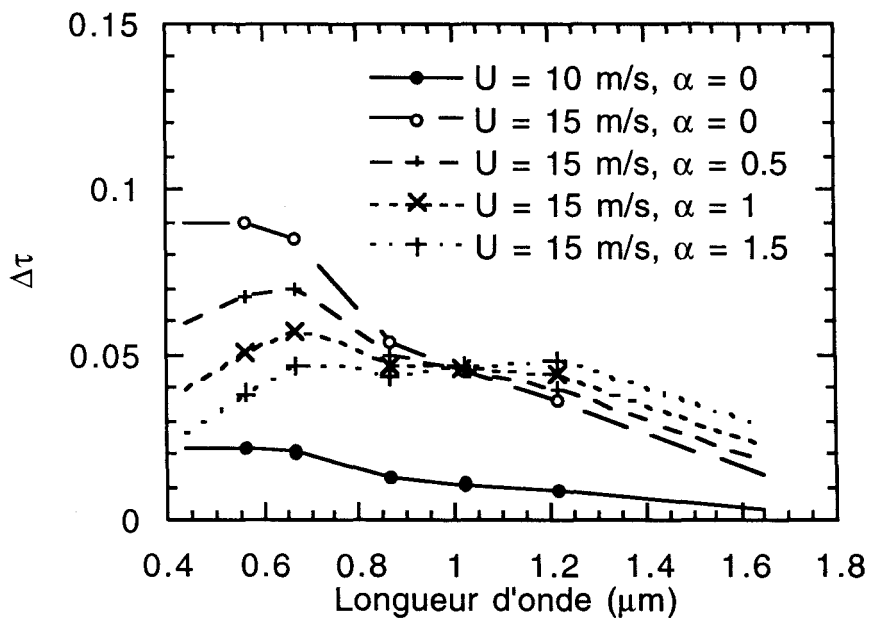


Figure 4.5 b: Idem Fig.4.5 a, pour différents coefficients d'Angström et vitesse de vent et pour le modèle d'écume déduit de nos mesures.

L'erreur sur α , $\Delta\alpha$, est calculée de la façon suivante. Une série de longueurs d'onde, typique des instruments POLDER (Deschamps et al., 1994), SeaWiFS (Hooker et Esaias, 1993) et MODIS (Ardanuy et al., 1991), à savoir 0.44, 0.565, 0.67, 0.765, 0.865, 1.02, 1.22, 1.65 et 2.2 μm , a été choisie. Les réflectances des aérosols et de l'écume ont été calculées de la même façon que pour le calcul de $\Delta\tau_a$. Les mêmes modèles de dépendance spectrale de l'écume ont été utilisés. Pour le modèle spectral, les réflectances sont 1, 1, 0.95, 0.78, 0.60, 0.50, 0.40, 0.15 et 0 respectivement aux longueurs d'onde ci-dessus. L'erreur $\Delta\alpha$ est la différence entre l'exposant calculé à partir des valeurs de réflectances à deux longueurs d'onde, et l'exposant exact. L'erreur $\Delta\alpha$ est représentée sur les figures 4.6 a et b.

La figure 4.6 a montre que l'utilisation d'un modèle "gris" d'écume entraîne une sous-estimation de l'exposant d'Angström, alors que l'utilisation de la dépendance spectrale déduite de nos mesures donne une surestimation de α . Nous constatons (Fig. 4.6 a) que l'erreur est, comme dans le cas du calcul de τ_a , acceptable pour une vitesse de vent inférieure à 10 m/s.

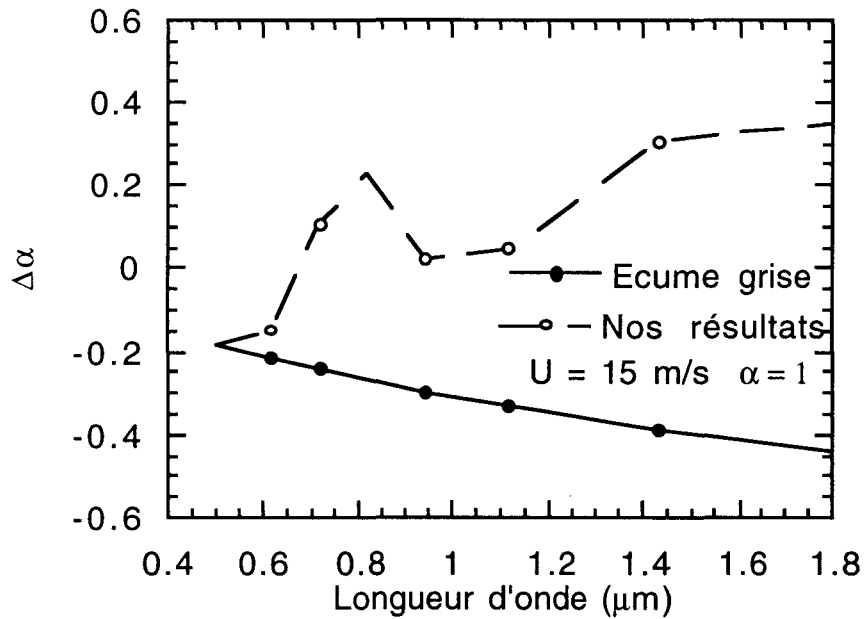


Figure 4.6 a: Erreur sur la détermination de l'exposant d'Angström d'un aérosol typique ($\tau_a = 0.2$, $\alpha = 1$), en fonction de la longueur d'onde d'observation, pour $U = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Deux modèles d'écume sont utilisés: modèle gris et modèle spectral dérivé de nos mesures (Fig. 2a)

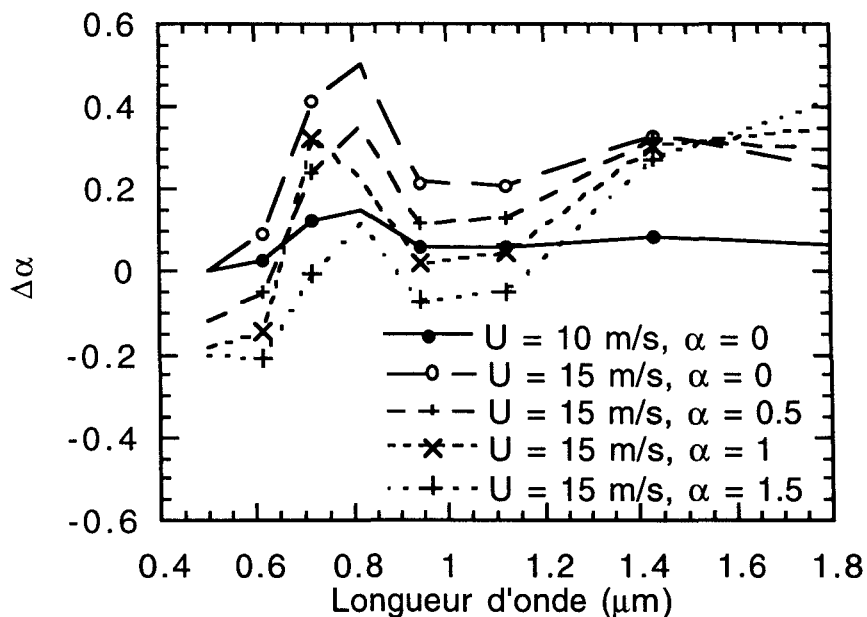


Figure 4.6 b: Idem figure 4.6 a, pour différents coefficients d'Angström et vitesse de vent et pour le modèle d'écume déduit de nos mesures.

Conclusion

Des mesures d'écume réalisées sur la jetée de Scripps ont montré une forte décroissance de la réflectance de l'écume depuis le visible (440 nm) jusqu'au proche et moyen infra-rouge (850 à 1650 nm). Cette décroissance est beaucoup plus importante que celle donnée par Whitlock et al., 1982 dont l'étude est basée sur des mesures réalisées en laboratoire. Cette décroissance plus importante dans le cas de mesures in-situ peut s'expliquer par le fait que plus de bulles sont injectées à des profondeurs plus importantes que dans le cas de Whitlock et al, 1982, où la totalité de l'écume résidait sans doute sous forme de mousse près de la surface. Nos résultats ont été confirmés par des simulations de la réflectance spectrale d'eau contenant des bulles d'air (Fougnie, 1995).

Cependant, nos mesures représentent également un cas extrême. Loin des côtes, le déferlement est moins important et moins de bulles sont donc injectées profondément. Cependant, l'exploitation de mesures aéroportées (Nicolas, 1995) a montré que nos résultats restent valables en pleine mer.

Les résultats de cette étude sont très importants car ils montrent que les algorithmes actuellement mis au point utilisent une hypothèse erronée sur la modélisation de l'écume.

L'impact de la réflectance spectrale de l'écume sur la télédétection aussi bien de la couleur de l'océan que des aérosols montre que l'on ne peut pas négliger cet effet. Concernant la télédétection de la couleur de l'océan, nous concluons que dans l'état actuel des connaissances de ce phénomène, les observations trop contaminées par l'écume (vent supérieur à 8 m/s) devraient être éliminées. Concernant la télédétection des aérosols, nous pensons que l'utilisation de canaux aux longueurs d'onde de 1.6 μm et plus devrait permettre de s'affranchir de l'influence de l'écume.

BIBLIOGRAPHIE

- Ardanuy, P. E., D. Han, V. V. Salomonson, The Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS) science and data system requirements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 29, 75-88, 1991.
- Baldy, S., A generation-dispersion model of ambient and transient bubbles in the close vicinity of breaking waves, *J. Geophys. Res.*, 98, 18277-18293, 1993.
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, G. Sèze, 1994. The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 32, No 3, 598-615.
- Deschamps, P. Y., J. M. Nicolas, Spectral dependance of sea foam in the visible and near-infrared, in-situ measurements from aircraft. Draft. 1995.
- Deuzé, J.-L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 41, 483-494, 1989.
- Estep, L., and R. Arnone, Effect of whitecaps on determination of Chlorophyll concentration from satellite data, *Remote Sensing Environment*, 50, 328-334, 1994.
- Fougnie, B., Etude des caractéristiques de la réflectance de l'écume marine afin de corriger des observations satellitaires. Rapport de DEA, Université des Sciences et Technologies de Lille, Université Joseph Fourier de Grenoble, 1995.
- Gordon, H. R., and M. M. Jacobs, Albedo of the ocean-atmosphere system: influence of sea foam, *Appl. Opt.*, 16, 2257-2260, 1977.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Influence of oceanic whitecaps on atmospheric correction of ocean color sensors, *Appl. Opt.*, submitted, 1994a.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: A preliminary algorithm, *Appl. Opt.*, 33, 442-453, 1994b.

- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, and Y. A. Kaufman, Multi-band automatic sun and sky scanning radiometer system for measurements of aerosols, in *Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing*, Proc. 6th ISPRS Int. Symposium, January 17-21, Val d'Isère, France, pp. 75-83, Centre National d'Etudes Spatiales, 18 Av. E. Belin, F-31055 Toulouse, France, 1994.
- Hooker S. B., W. E. Esaias, 1992. An overview of the SeaWiFS Project. Rapport NASA, Draft.
- Koepke, P., Effective reflectance of oceanic whitecaps, *Appl. Opt.*, 23, 1816-1824, 1984.
- Koepke, P., and Quenzel, H., Turbidity of the atmosphere determined from satellite: calculation of optimum viewing geometry, *J. Geophys. Res.*, 84, 7847-7856, 1981.
- Maul, G. A., and H. R. Gordon, On the use of the Earth Resources Technology Satellite (LANDSAT-1) in optical oceanography, *Remote Sensing Environ.*, 4, 95, 1975.
- Monahan, E. C., and I. G. O'Muircheartaigh, Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 2094-2099, 1980.
- Stabeno, P. J., and E. C. Monahan, The influence of whitecaps on the albedo of the sea surface, in *Oceanic Whitecaps*, pp. 261-266, edited by E. C. Monahan and G. M. Niocaill, Reidel, Dordrecht, 1986.
- Tassan, S., The influence of wind in the remote sensing of Chlorophyll in the sea, in *Oceanography from Space*, pp. 371-, edited by J. Gower, Plenum, New-York, 1981.
- Whitlock, C. H., D. S. Barlett, and E. A. Gurganus, Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote sensing of ocean aerosols, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 79-722, 1982.
- Wu, J., Bubbles in the near-surface ocean: A general description, *J. Geophys. Res.*, 93, 587-590, 1988.

CONCLUSION

Corriger des images satellitaires en vue de retrouver le signal dû à la diffusion par l'eau de mer n'est pas chose facile. Divers éléments atmosphériques (aérosols, molécules) ou de surface (glitter, écume) viennent perturber le signal et le terme à retrouver ne représente plus que quelques pourcents de ce signal.

Une étude visant à améliorer les algorithmes de correction atmosphérique des instruments dédiés à l'observation de la couleur de l'océan (en particulier SeaWiFS et POLDER) a été réalisée.

Des mesures in-situ des propriétés optiques des aérosols acquises à La Jolla (Californie) pendant les hivers 1993 et 1994 ont permis de valider dans une certaine mesure le choix des modèles utilisés pour l'extrapolation du signal atmosphérique du proche-infrarouge au visible. Par ailleurs, ces mesures nous ont donné une idée de la quantité et du type d'aérosol présent dans la région de San Diego et d'évaluer quelles sont les mesures nécessaires à la validation des données de SeaWiFS et POLDER. Enfin, nous avons pu mettre en évidence la présence d'aérosols stratosphériques.

Une formulation analytique du phénomène de couplage entre molécules et aérosols a été trouvée. Dans le cas de faibles angles zénithaux solaire et de visée, la formulation trouvée donne de très bons résultats (erreur résiduelle d'environ 0.001). Cette formulation devrait permettre d'augmenter la précision des algorithmes de correction atmosphérique.

Les images de la couleur de l'océan doivent également être corrigées des effets d'écume. Des mesures in-situ de la réflectance de l'écume dans le visible et proche-infrarouge ont permis de mettre en évidence un phénomène intéressant: l'écume ne serait pas spectralement neutre, mais sa réflectance diminuerait de façon importante dans le proche infra-rouge (diminution de 50 % entre 440 et 850 nm). Ces résultats sont particulièrement importants car ils viennent contredire l'hypothèse couramment

employée du caractère spectralement neutre de la réflectance de l'écume. D'autres études ont été mises en oeuvre au Laboratoire d'Optique Atmosphérique pour confirmer ce résultat et approfondir l'étude (simulations, mesures de la réflectance directionnelle de l'écume, analyses de mesures aéroportées).

Le travail réalisé permet donc d'améliorer notablement les algorithmes de corrections atmosphériques utilisés en télédétection de la couleur de l'océan.

ANNEXE 1:

Précisions sur la modélisation des aérosols

Généralités

Les propriétés optiques des aérosols dépendent:

- de l'indice de réfraction complexe, fonction de la longueur d'onde
- de la distribution en taille
- de la forme des particules. Si la forme peut être considérée comme sphérique, la théorie de Mie s'applique.

De nombreux modèles d'aérosols ont été développés. On peut citer les modèles développés par Deirmendjian (1969), par Shettle et Fenn (1979), par la WMO (1984), etc.

Les modèles que nous avons utilisés, notamment pour valider les algorithmes de correction atmosphérique, sont ceux développés par Shettle et Fenn et par la WMO.

Les modèles de la WMO ainsi que les modèles de Shettle et Fenn ont été construits à partir du travail de Shettle et Fenn (1975 et 1979). Ce travail est basé sur des mesures au sol et en avion des concentrations, distributions en taille et propriétés optiques des aérosols. Les modèles sont constitués de mélanges de composants de base qui sont, pour les modèles qui nous intéressent:

- "water soluble", essentiellement des sulfates, provenant de processus chimiques à l'intérieur des nuages,
- "dust-like", représentatif des sols aux latitudes moyennes, dus à l'érosion (processus mécanique), insoluble dans l'eau,
- "soot-like", provenant de combustions et de sources industrielles,
- "oceanic", dû aux gouttelettes d'eau de mer injectées dans l'atmosphère par l'action du vent. Ce composant est constitué de 30% de sel et 70% d'eau.

Les indices de réfraction des différents composants sont résumés, dans le domaine spectral qui nous intéresse, dans le tableau 1.

| Longueur d'onde (microns) | Dust-like | | Water-soluble | | Oceanic | | Soot | |
|---------------------------------|-----------|---------|---------------|---------|---------|---------|--------|-------|
| | réelle | imag. | réelle | imag. | réelle | imag. | réelle | imag. |
| 0.400 | 1.530 | 8.00E-3 | 1.530 | 5.00E-3 | 1.385 | 9.90E-9 | 1.750 | 0.460 |
| 0.488 | 1.530 | 8.00E-3 | 1.530 | 5.00E-3 | 1.382 | 6.41E-9 | 1.750 | 0.450 |
| 0.515 | 1.530 | 8.00E-3 | 1.530 | 5.00E-3 | 1.381 | 3.70E-9 | 1.750 | 0.450 |
| 0.550 | 1.530 | 8.00E-3 | 1.530 | 6.00E-3 | 1.381 | 4.26E-9 | 1.750 | 0.440 |
| 0.633 | 1.530 | 8.00E-3 | 1.530 | 6.00E-3 | 1.377 | 1.62E-8 | 1.750 | 0.430 |
| 0.694 | 1.530 | 8.00E-3 | 1.530 | 7.00E-3 | 1.376 | 5.04E-8 | 1.750 | 0.430 |
| 0.860 | 1.520 | 8.00E-3 | 1.520 | 1.20E-2 | 1.372 | 1.09E-6 | 1.750 | 0.430 |
| 1.060 | 1.520 | 8.00E-3 | 1.520 | 1.70E-2 | 1.367 | 6.01E-5 | 1.750 | 0.440 |

Tableau 1: Indices de réfraction des composants de base des modèles

Modèles de la World Meteorological Organization (WMO)

Les modèles développés par la WMO que nous allons utiliser sont les modèles Continental, Urbain et Maritime. La WMO a également développé des modèles Stratosphérique et Volcanique.

La théorie de Mie est appliquée à chacun des composants définis au paragraphe précédent puis les paramètres optiques obtenus sont mélangés dans les proportions données dans le tableau 2.

La loi de distribution en taille est, comme pour les modèles de Shettle et Fenn une loi log-normale.

| Modèle | Constituants | C_i | r_i | σ_i |
|-------------|---------------|-------|--------|------------|
| Continental | water-soluble | 0.29 | 0.005 | 0.476 |
| | dust-like | 0.70 | 0.50 | 0.476 |
| | soot | 0.01 | 0.0118 | 0.301 |
| Maritime | water-soluble | 0.05 | 0.005 | 0.476 |
| | oceanic | 0.95 | 0.30 | 0.400 |
| Urbain | water-soluble | 0.61 | 0.005 | 0.476 |
| | dust-like | 0.17 | 0.50 | 0.476 |
| | soot | 0.22 | 0.0118 | 0.301 |

Tableau 2: Caractéristiques des modèles d'aérosols de la WMO

Modèles de Shettle et Fenn

Ces modèles présentent l'intérêt de prendre en compte la variation des propriétés optiques des aérosols en fonction de l'humidité relative. Outre les modèles présentés ci-dessous, Shettle et Fenn ont également proposé des modèles de brouillard qui ne seront pas décrits ici.

A partir des composants de base décrits dans le paragraphe précédent, Shettle et Fenn ont construit de nouveaux composants qui sont "small rural", "large rural", "small urbain", "large urbain" et "oceanic". Les indices de réfraction des différents composants sont résumés, dans le domaine spectral qui nous intéresse et à titre d'exemple pour une humidité relative de 80%, dans le tableau 3. Shettle et Fenn donnent dans leur rapport les indices de réfraction pour des longueurs d'ondes comprises entre 0.2 et 40 μm , et pour des humidités relatives de 0, 50, 70, 80, 90, 95, 98 et 99 %. Nous avons utilisé une interpolation linéaire dans ces tableaux pour obtenir les valeurs à nos longueurs d'onde de travail.

| λ μm | Small Rural | | Large Rural | | Small Urban | | Large Urban | | Oceanic | |
|----------------------------|-------------|---------|-------------|---------|-------------|---------|-------------|---------|---------|---------|
| | réelle | imag. | réelle | imag. | réelle | imag. | réelle | imag. | réelle | imag. |
| 0.400 | 1.446 | 3.31E-3 | 1.431 | 2.86E-3 | 1.424 | 3.48E-2 | 1.416 | 3.16E-2 | 1.359 | 5.44E-9 |
| 0.488 | 1.444 | 3.31E-3 | 1.429 | 2.86E-3 | 1.421 | 3.41E-2 | 1.413 | 3.10E-2 | 1.356 | 3.39E-9 |
| 0.515 | 1.444 | 3.31E-3 | 1.429 | 2.86E-3 | 1.420 | 3.41E-2 | 1.413 | 3.10E-2 | 1.355 | 2.30E-9 |
| 0.550 | 1.443 | 3.70E-3 | 1.428 | 3.19E-3 | 1.420 | 3.36E-2 | 1.412 | 3.05E-2 | 1.354 | 2.98E-9 |
| 0.633 | 1.443 | 3.70E-3 | 1.428 | 3.19E-3 | 1.419 | 3.29E-2 | 1.411 | 2.99E-2 | 1.352 | 1.53E-8 |
| 0.694 | 1.443 | 4.09E-3 | 1.427 | 3.53E-3 | 1.419 | 3.31E-2 | 1.411 | 3.00E-2 | 1.351 | 3.94E-8 |
| 0.860 | 1.436 | 6.06E-3 | 1.421 | 5.23E-3 | 1.414 | 3.41E-2 | 1.407 | 3.10E-2 | 1.348 | 6.69E-7 |
| 1.060 | 1.435 | 8.02E-3 | 1.420 | 6.92E-3 | 1.412 | 3.58E-2 | 1.405 | 3.25E-2 | 1.344 | 2.91E-5 |

Tableau 3: Indices de réfraction des composants des modèles pour une humidité relative de 80%

Le modèle rural est composé d'un mélange (en volume) homogène des deux constituants (70% de "water-soluble", et 30% de "dust-like").

Le modèle urbain est constitué du modèle rural auquel se sont additionnées des particules provenant de combustion et de sources industrielles. La proportion (en volume) du constituant "soot-like" est de 20%, celle des aérosols de type rural de 80%.

A partir de ces six nouveaux constituants, des mélanges sont réalisés pour obtenir les modèles de Shettle et Fenn (1979): modèle Rural, Urbain, Maritime et Troposphérique.

La distribution en taille des aérosols (granulométrie) est représentée par une loi log-normale ou par la somme de deux lois log-normales:

$$\frac{dN(r)}{dr} = \sum_{i=1}^2 \frac{N_i}{\ln(10) \sqrt{2\pi} r \sigma_i} e^{-\left[\frac{(\log \frac{r}{r_i})^2}{2 \sigma_i^2} \right]}$$

avec: $N(r)$: nombre de particules ayant un rayon inférieur à r

σ : logarithme de l'écart type sur r_i

r_i : rayon modal (moyen) pour le mode i .

N_i : nombre de particules

l'indice i représente un des nouveaux constituants ("small rural", etc.)

r_i , tout comme les indices de réfraction, dépend de l'humidité relative. Shettle et Fenn (1979) ont précalculés ces paramètres pour les humidités relatives de 0, 50, 70, 80, 90, 95, 98 et 99 % d'après la théorie développée par Hänel (1972 et 1976).

Les modèles de type maritime contiennent du sel marin. Ces particules se forment essentiellement lorsque l'humidité relative est élevée. Cependant, on rencontre même sur les océans des particules d'origine continentale. Le modèle maritime est donc constitué d'un mélange de deux composants: sel marin et particules de type "rural" sans les plus grosses particules que l'on suppose retomber rapidement. Les proportions relatives des deux constituants varient selon la région étudiée (région côtière par exemple). Cependant, Shettle et Fenn donnent en exemple les résultats pour des proportions de 1% (en nombre) de particules d'origine océanique et 99 % de particules d'origine continentale.

Le modèle troposphérique représente les aérosols troposphériques se trouvant au-dessus de la couche limite. Ce modèle est constitué des mêmes composants que le modèle

de type rural mais sans les plus grosses particules, supposées présentes seulement sous la couche limite à cause de leur plus faible durée de vie dans l'atmosphère.

Les caractéristiques des granulométries des quatre différents modèles sont répertoriées dans le tableau 4.

| Modèle | composant i | N_i (particules) | r_i | σ_i | Type |
|---------------------|---------------|-----------------------|-------|------------|---|
| Rural | "small" | 0.999875 | 0.03 | 0.35 | mélange de "water- soluble" et "dust-like" |
| | "large" | 0.000125 | 0.5 | 0.4 | |
| Urbain | "small" | 0.999875 | 0.03 | 0.35 | mélange de rural et de "soot-like" |
| | "large" | 0.000125 | 0.5 | 0.4 | |
| Maritime | "small rural" | 0.99 | 0.03 | 0.35 | rural solution de sel marin dans l'eau |
| | océanique | 0.01 | 0.3 | 0.4 | |
| Troposphé- rique | | 1. | 0.03 | 0.35 | rural |

Tableau 4: Caractéristiques des modèles d'aérosols. r_i correspond à une humidité de l'ordre de 70 à 80 %.

Pour les conditions maritimes, les grosses particules sont présumées être d'origine océanique alors que les petites particules sont supposées être exclusivement d'origine continentale. ("small rural")

Les proportions des composantes océanique et continentale peuvent varier, notamment pour les études concernant des régions côtières. Gordon utilise, dans les algorithmes pour SeaWiFS, les proportions suivantes:

| | | |
|---------|-------------|--------------------|
| modèle: | - maritime: | continental: 0.99 |
| | | océanique: 0.01 |
| | - côtier: | continental: 0.995 |
| | | océanique: 0.005 |

La différence majeure entre les modèles de Shettle et Fenn (1979) par rapport aux modèles de la WMO (1984) consiste à faire dépendre les paramètres optiques de l'humidité relative. D'autres différences existent notamment dans le pourcentage des différents constituants et la distribution en taille du composant "soot-like" du modèle urbain.

(bibliographie, voir p. 205)

ANNEXE 2:

Descriptif des Instruments Utilisés

De nombreux instruments sont utilisés au Laboratoire d'Optique Atmosphérique pour réaliser des mesures in-situ des propriétés optiques des aérosols dans le visible et le proche infra-rouge. Parmi l'instrumentation disponible au Laboratoire, on peut citer la station sol mise en œuvre par Claude Devaux, qui dispose de mesures d'épaisseur optique, de luminance du ciel dans le plan principal, ainsi que de mesures dans l'auréole. Un autre instrument (appelé "Mir") développé au Laboratoire par Pierre Lecomte et destiné aux mesures de réflectance du sol permet également de mesurer la réflectance du ciel. Enfin, la société Cimel développe des instruments d'optique atmosphérique dont un photomètre portable ainsi qu'un photomètre-radiomètre automatique mis au point en collaboration avec la NASA (Holben du Goddard Space Flight Center) et le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (Tanré).

Les instruments que nous avons utilisés pour notre étude des propriétés optiques des aérosols sont les instruments fabriqués par Cimel: le photomètre portable et le photomètre-radiomètre automatique.

RADIOMETRE MOYEN INFRA-ROUGE (M.I.R.)

CONSTRUCTEUR: P. LECOMTE (optique)
C. VERWAERDE (électronique)
Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille

LONGUEURS D'ONDE: Instrument MIR7: 443, 550, 650 et 850 nm
MIR8: 850 polarisé (3 canaux) et 1650 nm

Les trois premiers canaux sont équipés d'un détecteur au Silicium, le quatrième d'un détecteur au Germanium.

DIFFERENTES MESURES POSSIBLES:

mesures de luminances et luminances polarisées avec choix des angles (azimuthal et zénithal).

ALIMENTATION: Secteur. Quelques heures d'autonomie.

PHOTOMETRE MANUEL

CONSTRUCTEUR: CIMEL ELECTRONIQUE

LONGUEURS D'ONDE: 440, 670, 870 et 1020 nm

Un seul détecteur muni d'une roue porte-filtre.

MESURES POSSIBLES: épaisseur optique

ALIMENTATION: Secteur. Quelques heures d'autonomie.

PHOTOMETRE-RADIOMETRE AUTOMATIQUE

CONSTRUCTEUR: CIMEL ELECTRONIQUE

LONGUEURS D'ONDE:

* 440, 670, 870 et 1020 nm (largeur 10 nm) pour les mesures de réflectance du ciel

* 440, 670, 870, 1020 (largeur 10 nm) et 940 nm (largeur: 10 et 40 nm) pour les mesures de transmission directe

Un seul détecteur muni d'une roue porte-filtre.

DIFFERENTES MESURES POSSIBLES:

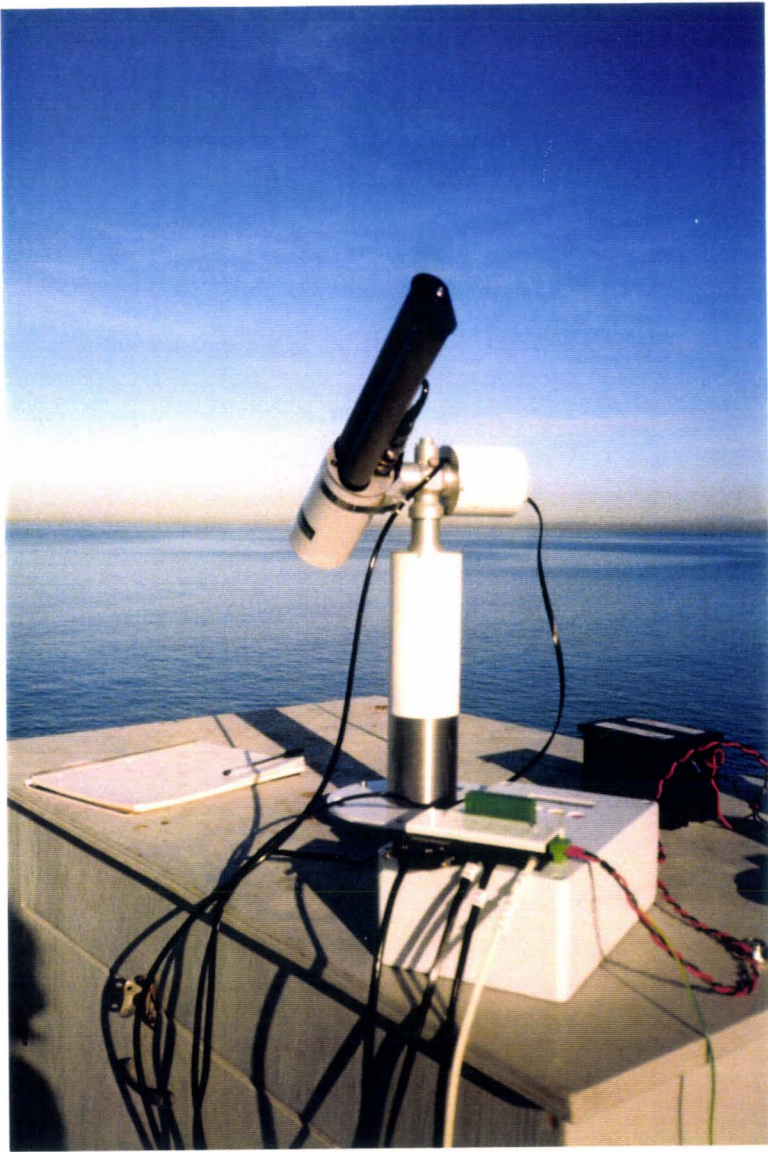
mesures d'épaisseur optique

mesures d'auréole

mesures de luminances du ciel dans le plan principal et almucantar

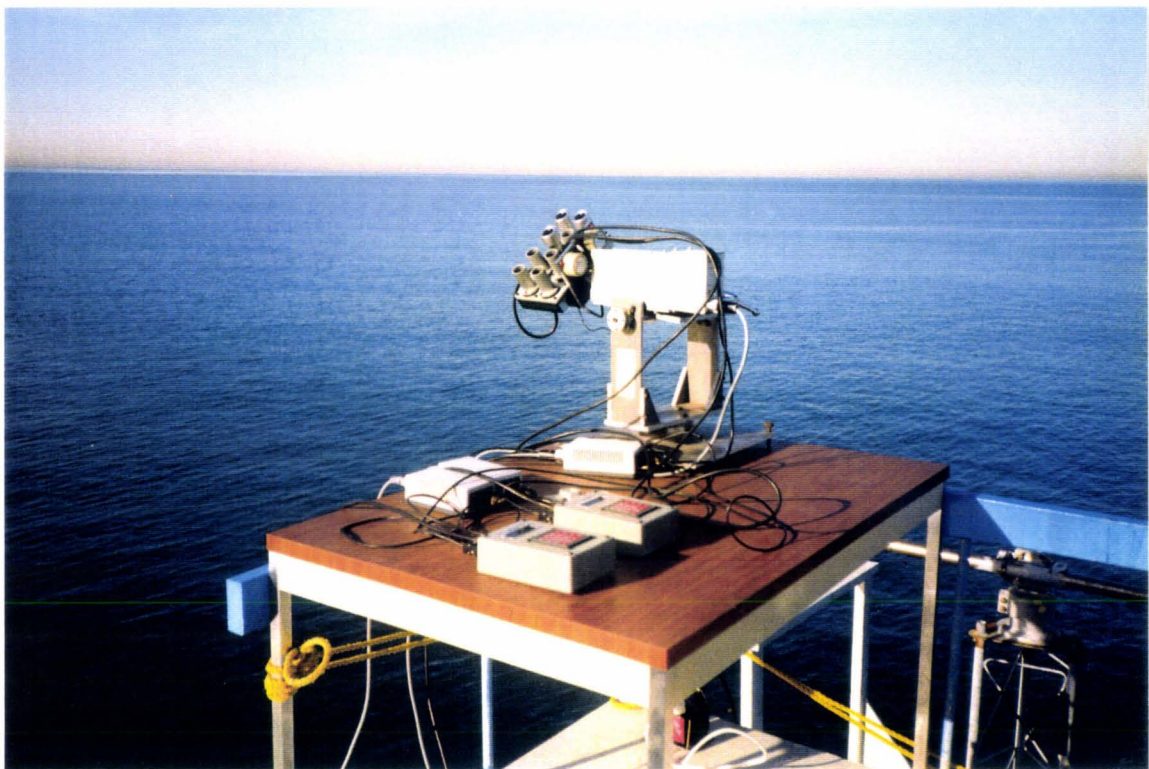
mesures de luminances avec choix des angles (azimuthal et zénithal)

ALIMENTATION: Panneau solaire



Le radiomètre-photomètre automatique de CIMEL

Les radiomètres Mir 7 et Mir 8



PRECISIONS CONCERNANT L' INSTRUMENT CIMEL AUTOMATIQUE

Les avantages du radiomètre-photomètre automatique sont:

- son faible encombrement et son faible poids (qui permet d'envisager son installation sur une plateforme stabilisée lors de campagnes en mer)
- son autonomie (leur complète automatisation, en cours de mise au point, avec transfert des données par balise satellitaire et alimentation par panneau solaire a permis la réalisation d'un réseau sur le continent Américain par l'équipe de la NASA (Holben) et sur le continent Africain par l'équipe du LOA (Tanré). Dans le cadre de l'étude de la couleur de l'océan, cet instrument devrait permettre la réalisation d'un réseau sur des îles ou bouées).

Cet instrument est pour l'instant toujours en phase de développement. Des mesures réalisées au Goddard ainsi qu'à La Crau (I. Jankowiak) ont montré que des problèmes existent. L'intercomparaison de plusieurs instruments a montré des différences importantes notamment aux petits angles de diffusion (pointe avant).

Nous avons principalement exploité les mesures d'épaisseur optique et de luminance dans le plan principal. Le scénario de mesures dans le plan principal est le suivant: les angles de diffusion (cf. Fig. 1) préprogrammés dans l'instrument sont (en degrés):

-120, -90, -60, -40, -35, -30, -25, -20, -16, -12, -10, -8, -6 (S), -6 (A), -5, -4, -3.5, -3, -2.5, -2, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 5, 6 (A), 6 (S), 8, 10, 12, 16, 20, 25, 30, 35, 40, 60, 90, 120

Un filtre effectue toute la séquence, puis le filtre suivant, etc. Les mesures aux différentes longueurs d'onde ne sont donc pas simultanées.

Le passage automatique de l'instrument du gain élevé (mode "SKY", repéré par "S") au gain faible (mode "Aureole" ou "A") s'effectue pour un angle de diffusion de 6 degrés. Deux mesures sont effectuées pour un angle de 6 degrés de diffusion (dans chacun des deux modes) pour permettre une intercalibration des deux modes.

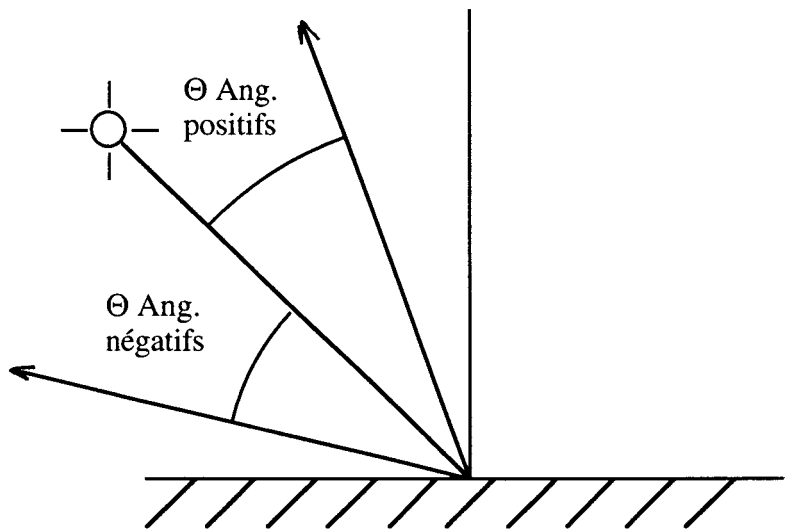


Fig. 1: géométrie des mesures dans le plan principal

La répartition des angles de diffusion dans le plan principal donnée ci-dessus a été choisie par les concepteurs de l'instrument. Leur but étant essentiellement l'observation de la pointe avant de la fonction de phase, un effort tout particulier a été réalisé dans ce sens, au détriment des mesures en rétrodiffusion. Par ailleurs, des raisons de temps d'acquisition des mesures (pour garder une certaine simultanéité entre les différents filtres) ne permettaient pas d'augmenter le nombre de mesures.

Cependant, pour des mesures concernant plus les corrections atmosphériques que la caractérisation des aérosols eux-mêmes, ce sont essentiellement les mesures en rétrodiffusion qui sont intéressantes car les angles de diffusion sont ceux observables par

SeaWiFS, POLDER, etc. Nous avons donc proposé à Cimel d'implémenter sur ses instruments le scénario suivant pour les mesures dans le plan principal:

-60, -50, -40, -30, -20, -15, -10, -8, -6 (S), -6 (A), -5, -4, -3.5, -3, -2.5, -2, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 5, 6 (A),
6 (S), 8, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 90, 100, 120, 130, 140, 150, 160
(ou 12 et 16 à la place de 10 et 15)

Par ailleurs, il existe maintenant une version de l'instrument mesurant la polarisation à 870 nm.

ANNEXE 3:

Etalonnage des instruments

Etalonnage des radiomètres

Deux méthodes très différentes ont été utilisées pour étalonner les radiomètres. La première consiste à étalonner les instruments en laboratoire en utilisant une sphère intégratrice. La deuxième est une méthode d'étalonnage in-situ utilisant une plaque diffusante. Une précision inférieure à 10% sur la pseudo-fonction de phase semble suffisante pour caractériser le modèle d'aérosol (fonction de phase des modèles de Shettle et Fenn utilisés comprise entre 0.09 (M98) et 0.31 (T70) pour un angle de diffusion de 90 degrés).

Etalonnage à la sphère intégratrice

La méthode consiste à disposer le canon de l'instrument à la sortie d'une sphère diffusant un rayonnement connu.

Comme l'ouverture de la sphère est beaucoup plus grande que le diamètre des canons des instruments que nous avons utilisés, il peut y avoir perte de photons au dehors ou en revanche, réflexion sur le boîtier de l'instrument.

Différents protocoles ont été essayés avec un radiomètre Mir. Le premier a consisté à mettre un cache noir en carton muni d'un trou de diamètre égal à celui d'un canon du radiomètre devant l'ouverture de la sphère. Le deuxième a consisté à ne pas mettre de cache et à mettre l'instrument près de la sphère. Enfin dans un troisième temps, nous avons mis l'instrument à une trentaine de centimètres de la sphère. Il s'agit de cette dernière méthode qui donne les valeurs mesurées les plus faibles car les photons qui sortent par l'ouverture de la sphère ne sont pas réfléchis sur l'instrument où le cache en carton et sont donc perdus. Mais les écarts entre les différentes méthodes ne dépassent pas 7%. Finalement, nous avons choisi la troisième méthode pour notre étalonnage car les

valeurs de luminance de la sphère sont données par le constructeur pour une ouverture noire.

Il existe d'autres méthodes d'étalonnage en laboratoire, par exemple en visant une plaque diffusante éclairée par une lampe dont l'éclairement est connu.

Etalonnage in-situ

Pendant la campagne de mesures, des étalonnages ont été réalisés en visant une plaque de Spectralon placée horizontalement sur le sol et éclairée par le soleil. La réflectance de la plaque est connue. L'épaisseur optique totale τ est mesurée simultanément.

Cette procédure a notamment été appliquée lors de journées dédiées à l'étalonnage. Les mesures étaient réalisées en montagne (Stephenson Peak, Laguna Mountains) à une altitude de 1896 mètres dans des conditions de ciel parfaitement clair et avec peu d'aérosols. Cette méthode a également été appliquée sur la jetée de Scripps lors de belles journées.

Le flux total arrivant sur la plaque se décompose comme la somme du flux directement transmis et le flux diffusé par l'atmosphère. L'influence du sol doit également être prise en compte.

Le flux directement transmis F_t s'exprime comme:

$$F_t = t_g E_s \mu_s \exp(-m \tau)$$

Le flux diffus et le couplage entre sol et atmosphère ont été simulés grâce à un code utilisant la méthode des ordres successifs de diffusion. (Deuzé et al. 1989). Le type d'aérosols ainsi que la réflectance du sol n'ont pu être évalués que grossièrement mais ces paramètres n'affectent que le flux diffus et sont donc d'importance secondaire.

Résultats

Nous avons voulu illustrer la stabilité et la validité des différentes méthodes d'étalonnage. Les procédures d'étalonnage ayant été changées entre la campagne de 1993 et celle de 1994, ainsi que le filtre à 870 nm, les résultats des étalonnages présentés ici ne concernent que les valeurs utilisées pour le dépouillement des mesures de l'hiver 1994. Pendant cette période, deux étalonnages in-situ ont été réalisés, l'un à Stephenson Peak, le 16 janvier 1994, et le deuxième sur la jetée de Scripps, le 29 janvier 1994 (tableau 1). Nous avons aussi représenté dans le tableau 1 les résultats obtenus en laboratoire en juillet 1993 et avril 1994. Le gain utilisé pour les mesures de luminance du ciel est désigné par "S" ("Sky"), celui utilisé pour les mesures d'auréole est désigné par "A".

Nous constatons que les différents étalonnages donnent des résultats comparables (moins de 10 % dans tous les cas sauf à 670 nm où une dégradation a pu avoir lieu entre juillet 1993 et janvier 1994). La comparaison entre les résultats des étalonnages réalisés le 16 janvier et en avril 1994 est même meilleure.

De façon générale, les coefficients obtenus par étalonnage in-situ sont plus faibles que ceux obtenus par l'étalonnage en laboratoire. La différence peut s'expliquer de plusieurs façons: les performances des lampes de la sphère n'ont pas été vérifiées et leurs éclairagements ont peut-être baissé par rapport à la valeur donnée par le constructeur. Par ailleurs, concernant l'étalonnage in-situ, des hypothèses ont été faites sur la nature des aérosols et la réflectance du sol.

Nous avons choisi pour traiter nos données les coefficients obtenus in-situ le 16 janvier car cet étalonnage nous semblait plus fiable que celui obtenu en laboratoire (éclairage solaire mieux connu et plus fiable que l'éclairage des lampes). Par ailleurs, comme nous travaillons en réflectance, l'erreur sur E_s n'intervient plus.

| canal nm | gain | K "in-situ" Jan 16, 94 | K "in-situ" Jan 29, 94 | K sphère Juillet 93 | K sphère Avril 94 | Erreur max | "in- situ"/ sphère |
|-------------|------|---------------------------|---------------------------|------------------------|-----------------------|---------------|--------------------------|
| 1020 | S | 8.45 10 ⁻⁵ | 8.36 10 ⁻⁵ | 9.02 10 ⁻⁵ | 9.02 10 ⁻⁵ | 0.08 | 0.07 |
| | A | | 8.57 10 ⁻⁴ | 8.96 10 ⁻⁴ | 9.37 10 ⁻⁴ | 0.10 | 0.10 |
| 870 | S | 7.82 10 ⁻⁵ | 7.73 10 ⁻⁵ | 8.23 10 ⁻⁵ | 8.11 10 ⁻⁵ | 0.07 | 0.04 |
| | A | | 8.82 10 ⁻⁴ | 9.15 10 ⁻⁴ | 9.42 10 ⁻⁴ | 0.07 | 0.07 |
| 670 | S | 8.20 10 ⁻⁵ | 8.35 10 ⁻⁵ | 9.14 10 ⁻⁵ | 8.67 10 ⁻⁵ | 0.12 | 0.06 |
| | A | | 1.05 10 ⁻³ | 1.13 10 ⁻³ | 1.10 10 ⁻³ | 0.08 | 0.05 |
| 440 | S | 6.18 10 ⁻⁵ | 6.24 10 ⁻⁵ | 6.63 10 ⁻⁵ | 6.25 10 ⁻⁵ | 0.08 | 0.02 |
| | A | | 6.69 10 ⁻⁴ | 6.68 10 ⁻⁴ | 6.61 10 ⁻⁴ | -0.02 | -0.02 |

Tableau 1: Coefficient d'étalonnage K de l'instrument Cimel automatique.

(en W/m²/sr/nm/compte numérique).

Les deux dernières colonnes donnent l'erreur relative: premièrement, l'erreur maximale, i. e. (Kmax - Kmin)/ Kmin, puis, l'erreur entre l'étalonnage in-situ du 16 janvier 1994 et l'étalonnage en laboratoire d'avril 1994.

Etalonnage des photomètres

Les photomètres ont été étalonnés en utilisant la méthode de Bouguer-Langley.

La figure 1a montre les droites de Bouguer obtenues le 16 janvier 1994 à Laguna Mountain (journée dédiée à l'étalonnage des instruments) pour l'instrument Cimel automatique. La figure 1b montre les droites de Bouguer obtenues pour le même instrument le 14 février 1994 sur la jetée de Scripps (très belle journée, très bonne corrélation sur la droite fittant les mesures). Cette figure illustre la répétitivité des résultats obtenus par cette méthode.

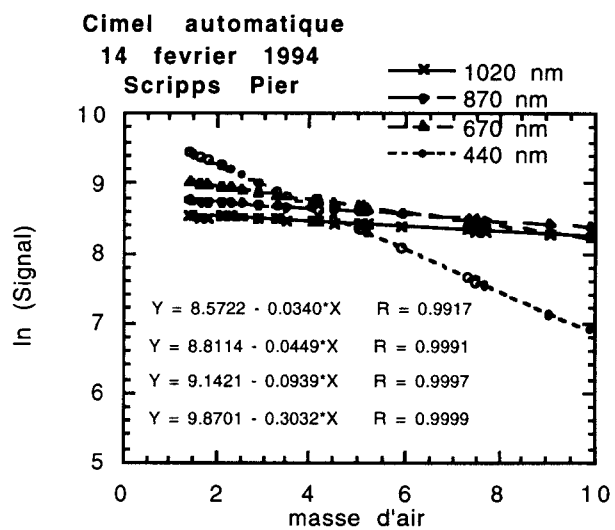
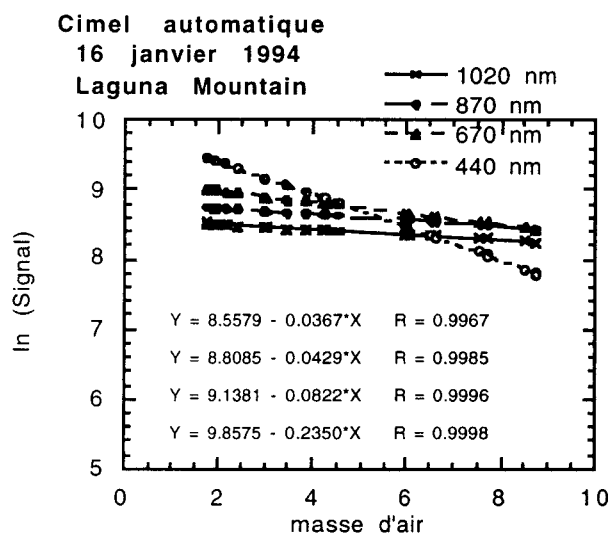


Figure 1: Droites de Bouguer obtenues pour le photomètre
Cimel automatique a) le 16 janvier 1994 et b) le 14 février 1994

ANNEXE 4:

Problèmes de couplage sol-atmosphère

Les photons interagissant à la fois avec le sol et l'atmosphère (par exemple photon réfléchi par la surface et rediffusé vers le détecteur) viennent perturber le signal. C'est ce terme que nous appelons couplage sol-atmosphère. Nous allons voir que ce terme peut être très important pour certaines configurations (réflectance de sol, géométrie, etc).

Nous avons étudié le problème du couplage sol-atmosphère ainsi que le couplage glitter atmosphère car nous nos mesures des propriétés optiques des aérosols ont été réalisées dans une zone côtière pouvant être perturbée par les deux phénomènes.

Ce phénomène a été étudié par Yang et al. (1994) dans le cas d'une perturbation apportée au signal par la présence d'un sol réfléchissant dans le cas d'un instrument situé sur une île. L'influence de la taille de l'île, de la quantité et du type d'aérosol ainsi que la réflectance du sol ont entre autres été abordés dans leur étude.

Des simulations ont été réalisées à l'aide du code des ordres successifs de Deuzé et al. (1979). Nous avons simulé la réflectance du ciel à 865 nm pour les modèles T70 et M98, pour τ_a de 0.1 et 0.2 à 865 nm et pour des angles zénithaux solaires de 39.9, 62.17 et 80.72 degrés. Ces simulations ont été réalisées pour des réflectances de sol ρ de 0%, 20%, 50% et 100%. Le tableau 1 résume les résultats obtenus: luminance normalisée du ciel et erreur ($[\ln(\rho) - \ln(\rho=0)] / \ln(\rho=0)$) que l'on obtient en négligeant le couplage entre sol et atmosphère. La fonction de phase déduite des mesures est surestimée si on néglige le couplage entre sol et atmosphère.

| τ_a | θ_s (°) | Modèle | R_N $\rho = 0$ | R_N $\rho = 0.2$ | erreur | R_N $\rho = 0.5$ | erreur | R_N $\rho = 1.0$ | erreur |
|----------|-------------------|--------|---------------------|-----------------------|--------|-----------------------|--------|-----------------------|--------|
| 0.1 | 39.90 | T70 | 0.0176 | 0.0234 | 0.33 | 0.0322 | 0.83 | 0.0475 | 1.70 |
| | | M98 | 0.0089 | 0.0129 | 0.45 | 0.0189 | 1.13 | 0.0292 | 2.29 |
| | 62.17 | T70 | 0.0126 | 0.0146 | 0.16 | 0.0176 | 0.40 | 0.0228 | 0.81 |
| | | M98 | 0.0064 | 0.0079 | 0.24 | 0.0100 | 0.57 | 0.0138 | 1.16 |
| | 80.72 | T70 | 0.0097 | 0.0101 | 0.05 | 0.0108 | 0.12 | 0.0120 | 0.24 |
| | | M98 | 0.0053 | 0.0057 | 0.08 | 0.0063 | 0.19 | 0.0072 | 0.36 |
| 0.2 | 39.90 | T70 | 0.0313 | 0.0406 | 0.30 | 0.0551 | 0.76 | 0.0810 | 1.59 |
| | | M98 | 0.0138 | 0.0198 | 0.44 | 0.0292 | 1.12 | 0.0456 | 2.31 |
| | 62.17 | T70 | 0.0221 | 0.0251 | 0.14 | 0.0299 | 0.36 | 0.0382 | 0.73 |
| | | M98 | 0.0099 | 0.0119 | 0.21 | 0.0151 | 0.53 | 0.0206 | 1.08 |
| | 80.72 | T70 | 0.0149 | 0.0156 | 0.05 | 0.0165 | 0.11 | 0.0183 | 0.23 |
| | | M98 | 0.0076 | 0.0081 | 0.07 | 0.0088 | 0.16 | 0.0101 | 0.33 |

Tableau 1: Luminance du ciel normalisée, R_N , calculée pour différentes réflectances de sol, $\rho = 0, 0.2, 0.5, \text{ et } 1$.

Les erreurs introduites sont très importantes, même pour une réflectance de sol de 0.2, valeur tout à fait réaliste à 865 nm. Nous constatons également que le couplage entre sol et atmosphère est d'autant plus important que l'angle zénithal solaire est faible. Par ailleurs, le couplage est différent selon le modèle d'aérosol: l'erreur est d'autant plus critique que $P(90)$ est faible.

Nous aurions pu corriger nos mesures de cet effet. Nous ne l'avons néanmoins pas fait car nos mesures acquises le matin sont peu contaminées; en effet, les mesures aux angles de diffusion de 60, 90 et 120 degrés sont acquises en dirigeant notre instrument

vers l'océan. Nous avons donc présenté sur certaines figures les mesures acquises le matin uniquement.

La réflectance du sol dans la région de La Jolla a été observée sur une image AVHRR. La réflectance dans le canal 1 (580-680 nm) est de 9.7% et dans le canal 2 (720-1100 nm) est de 16.7 %.

Il faut cependant noter que notre problème est différent du problème simulé ci-dessus. Dans notre région côtière, seulement la moitié du sol a une réflectance significative. Le matin, les mesures dans la direction arrière n'ont pas à être corrigées des effets de sol, tandis que l'après-midi, l'effet de sol est important.

L'effet du couplage glitter-atmosphère a également été étudié. Dans nos conditions de mesure, nous n'observons un glitter que l'après-midi. La luminance normalisée du ciel a été simulée pour les modèles T70 et M98 avec un sol noir sans glitter d'une part, avec un sol noir et un glitter réfléchi de façon spéculaire d'autre part (vent de 0 m/s) et enfin avec un sol noir et un glitter réfléchi par une mer agitée par un vent de 15 m/s, la relation entre vitesse de vent et pente de vague suivant la théorie développée par Cox et Munck (1965). Nous constatons que les effets de couplage glitter-atmosphère sont négligeables comparés aux effets de couplage sol-atmosphère.

Yang H., H. R. Gordon and T. Zhang, 1994. Island perturbation to the sky radiance over the ocean: simulations. Submitted to Applied Optics.

Aerosol Optical Properties in Coastal Regions of Southern California

Myriam Schwindling, Pierre-Yves Deschamps
Laboratoire d'Optique Atmosphérique
Université des Sciences et Technologies de Lille
Villeneuve d'Ascq, France

Robert Frouin*
Scripps Institution of Oceanography
University of California San Diego
La Jolla, California

Draft

June 28, 1995

*On leave; presently at NASA Headquarters, Science Division,
Office of Mission to Planet Earth, Washington, DC 20546.

1. Introduction

Remote sensing of ocean color from space is necessary for global monitoring of phytoplankton pigment concentration and primary production. Large-scale, long-term information on these parameters is useful to the analysis of biogeochemical (carbon, nutrient) cycles (e.g., Joint Global Ocean Flux Study, JGOFS, 1987; Abbott et al., 1994). However, deriving marine spectral reflectances from top of atmosphere (TOA) radiances in the visible and near-infrared is not easy, because of the interference of atmospheric scattering and absorption. Typically, 90 % of the TOA signal is composed of photons that have not interacted with the water body (e.g., Viollier et al., 1980)

The difficulty of the atmospheric correction problem was early identified with the Coastal Zone Color Scanner (CZCS), the first space experiment dedicated to ocean color (Hovis et al., 1980, Gordon et al., 1980). CZCS provided data from 1978 through 1986. The next generation of instruments, such as the Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor (SeaWiFS) (Hooker et al., 1993, Hooker and Esaias, 1993), will improve the accuracy of the marine reflectances estimates. SeaWiFS will have upgraded radiometric performance and additional wavelengths in the near-infrared for more efficient atmospheric correction (Gordon and Wang, 1994). The launch of SeaWiFS on SeaStar in 1995 will be followed by the launch of the Ocean Color and Temperature Scanner (OCTS) and the POLarization and Directionality of Earth Reflectances (POLDER) radiometer (Deschamps et al., 1994) on ADEOS in 1996, and by the launch of the Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS) (Ardanuy et al., 1991) on EOS in 1998.

Atmospheric correction algorithms attempt to retrieve the actual value of the marine reflectance from TOA measurements. Some atmospheric effects are straightforward to correct, either because they can be computed using auxiliary data, or because they are weak. Molecular scattering is important at shorter wavelengths, but can be computed exactly knowing the surface pressure and the spectral value of the solar constant (Gordon et al. 1988, André and Morel, 1989). Ozone transmission is computed

using an exogen total ozone content. Water vapor transmission is usually negligible in ocean color spectral bands. The concentration and composition of atmospheric aerosols, on the other hand, are highly variable in space and time, and the correction of their effects is a specific problem.

Because of the space and time variability of aerosols, a-priori or climatological knowledge of their optical properties is not sufficient to compute accurately the TOA effects. Aerosol parameters must be known at the time of the ocean color observations, and ideally should be derived from measurements by the same instrument. It was early noted that aerosol scattering behaved in first approximation like the product of optical thickness, single scattering albedo, and scattering phase function (Tanré et al., 1979), resulting in a smooth spectral dependence of the scattered radiance in the visible and near-infrared for the most usual aerosol models. The general concept of the aerosol correction algorithm, therefore, was then to observe the aerosol scattered radiance in the near-infrared where the marine reflectance is negligible and to extrapolate the signal to the wavelengths in the visible (Viollier et al. 1980, Gordon and Clark, 1980).

Application of this type of algorithm to CZCS data was limited, because the only band usable, close to the near-infrared, was centered at 670 nm in the red. One had (1) to assume a given aerosol type and spectral dependence of the aerosol scattered radiance, (2) to restrict the processing to ocean cases where the marine reflectance at 670 nm could be neglected (Gordon et al., 1983).

At least two measurements in the near-infrared at wavelengths above 700 nm are necessary to determine correctly the spectral dependence of the aerosol radiance and the aerosol type. Then the correction for aerosol scattering can be extrapolated to shorter wavelengths, either analytically (Deschamps et al., 1983) or with the help of aerosol models, as proposed by Gordon and Wang (1994).

The choice of aerosol models to guide the spectral extrapolation of aerosol radiance raises two main questions, which both require in-situ measurements:

(1) Are the models representative of aerosol conditions encountered ocean-wide? and

(2) What type of in-situ measurements should be made to verify the atmospheric correction algorithm, i.e. to evaluate its performances?

In-situ atmospheric optics measurements are not easy to perform at sea, from a ship or any platform. A few sunphotometer measurements have been reported (Tomasi and Prodi, 1982; Hoppel et al., 1990; Korotaev et al. 1993; Villevalde, 1994), and they have provided information on aerosol optical thickness and its spectral variations in the various oceans. More extensive measurements have been made from land surface sites to characterize tropospheric and stratospheric aerosol components (Bruegge, 1992; Herber et al., 1993; O'Neill et al., 1993; Smirnov et al., 1994; Dutton et al., 1994; Kent et al., 1994), including coastal sites (Obleitner, 1992). Only a few studies address the problem of observing sky radiance, thus the path radiance in the backward direction, at a scattering angle corresponding to space observations (Kaufman, 1993; Kaufman et al., 1994).

To provide elements of answer to both questions (representativeness of models, type of in-situ measurements), one needs to acquire atmospheric optics data under sufficiently varied aerosol conditions. The data should be collected prior to the launch of the ocean color instruments, so that recommendations and conclusions can be acted upon during the operational phase of the missions. Therefore, it was our main motivation to establish, before the launch of SeaWiFS, the next ocean color sensor, a permanent atmospheric optics station on a coastal site in Southern California. The measurements were performed systematically during the winters of 1993 and 1994. The measured or directly derived quantities included spectral aerosol optical thickness and sky radiance at wavelengths used in ocean color remote sensing, i.e. in the range 0.4 - 1 μm .

2. Background

2.1 . Atmospheric correction algorithms

The ocean color sensor measures the solar radiation reflected by the ocean-atmosphere system, namely TOA radiance, L_i , in each spectral band centered at wavelength λ_i . For convenience, we will work with spectral reflectance, ρ_i , i. e. the spectral radiance, L_i , normalized by the solar spectral irradiance, E_{si} , outside the atmosphere:

$$(1) \quad \rho_i = \pi L_i / \mu_s E_{si}$$

where μ_s is the cosine of the solar zenith angle. In the remainder of the paper, we will omit the wavelength index i whenever possible. The TOA reflectance can be modeled as the sum of several contributions:

$$(2) \quad \rho = \rho_w + \rho_m + \rho_a + \rho_f + \rho_g + \text{coupling terms}$$

where ρ_w is the contribution of scattering by the water body (the ocean color to be retrieved), ρ_f is the contribution of foam at the surface, ρ_g is the contribution of sun glint, and ρ_m and ρ_a are the contributions of scattering by air molecules and aerosols respectively. Coupling terms result from multiple interactions between two or more of these individual contributions; they can be either neglected or computed knowing the aerosol model. We will assume that the measurements are made outside the directions contaminated by sun glint and, therefore, we will neglect ρ_g . We will also neglect ρ_f , though ρ_f cannot be neglected at wind speeds above 10 m.s⁻¹ (e. g. Estep and Arnone, 1994). The atmospheric correction algorithm works on ρ_m and ρ_a . The molecular scattering reflectance, ρ_m , is easy to compute accurately, knowing the molecular thickness of the atmosphere, i.e. the atmospheric pressure at sea level. The aerosol scattering

reflectance, ρ_a , on the other hand, depends on the aerosol loading and type, parameters which are eminently variable in time and space, and ρ_a has to be estimated from the measurements themselves.

The first generation of atmospheric correction algorithm, applied to CZCS (Gordon et al. 1980), assumed that the aerosol reflectance, $\rho_a(\lambda)$ varied with wavelength according to the following power law:

$$(3) \quad \rho_a(\lambda) \sim \lambda^{-n}$$

This was supported by the fact that, using the single scattering approximation, ρ_a can be expressed as:

$$(4) \quad \rho_a(\lambda) \equiv \omega_{0a}(\lambda) \tau_a(\lambda) p_a(\theta_s, \theta_v, \varphi, \lambda) / 4 \mu_s \mu_v$$

where the subscript a refers to scattering by aerosols, ω_0 is the single scattering albedo, τ is the optical thickness, p the scattering phase function, μ_s and μ_v are the cosines of the solar and viewing zenith angles, θ_s and θ_v , and φ is their relative azimuth. The scattering phase function and the single scattering albedo are weakly variable with wavelength. The wavelength dependence of the aerosol reflectance $\rho_a(\lambda)$, therefore, is very similar to that of the aerosol optical thickness $\tau_a(\lambda)$, often given as a power law:

$$(5) \quad \tau_a(\lambda) \sim \lambda^{-\alpha}$$

where α is the Ångström coefficient (Ångström, 1961 and 1964), a value close to the exponent n in Eq. 3.

The CZCS had six spectral bands, five in the visible and near-infrared (centered at 443, 520, 550, 670 and 750 nm) and one in the thermal infra-red (10.5 to 12.5 μm). Only the first four channels had a good radiometric sensitivity and could be used for observation of ocean color. The first CZCS algorithm used the 670 nm channel to estimate ρ_{a670} ,

assuming a "black" ocean, $\rho_{w670} \equiv 0$. The value ρ_{a670} was then extrapolated to the other wavelengths, with n corresponding to a mean aerosol model. In order to adapt the algorithm to different aerosol types, the clear-water radiance concept was developed and applied to CZCS data in the open ocean (Gordon and Clark, 1981). At low chlorophyll concentrations, ρ_{w520} and ρ_{w550} are known with enough accuracy, so that not only ρ_{a670} , but also ρ_{a520} and ρ_{a550} can be derived, leading to a self determination of the wavelength dependence, hence the exponent n . Thus, in the clear ocean case, the CZCS algorithm could accommodate for variability of both aerosol loading and type, but the solution was limited and not optimum.

A major improvement of the atmospheric correction resides in the capability of next instruments like SeaWiFS (besides its better radiometric sensitivity) to observe in the near infra-red and determine more independently the aerosol atmospheric reflectance at 765 and 865 nm, with no reference to the clear-water concept. On the larger SeaWiFS spectral range, 412 to 865 nm, however, the approximation of Eq. 3 is now not accurate enough (Gordon and Wang, 1994) mainly because its generality is affected by multiple scattering and by coupling terms. A new generation of atmospheric correction algorithms, based on aerosol models, has been therefore proposed by Gordon and Wang (1994).

Schematically, Gordon and Wang (1994) proposed, first, to compute exactly the radiative transfer in the ocean-atmosphere system for a set of reference aerosol models. Then, the wavelength dependence of the aerosol scattering is derived using the measurements in the near-infrared at 765 and 865 nm, and the (two) closest aerosol models are determined. Eventually, the aerosol correction at ocean color wavelengths is estimated by interpolation between the exact solutions for the two aerosol models and applied to the measurements. Multiple scattering are fully accounted for in this algorithm, but the algorithm relies strongly on the choice of the aerosol models. Gordon and Wang (1994) used 9 reference aerosol models, namely the Shettle and Fenn (1979) Maritime and Tropospheric aerosol models with a humidity variation of the aerosol optical properties and a Coastal aerosol model, actually a mixing of the Maritime and Tropospheric models. The humidity is set at 70, 90, and 98 %. These models may or may not be realistic. Shettle

and Fenn (1979) developed their models using samples of aerosols for which they derived the optical characteristics. In atmospheric corrections, we are more interested by the optical behaviour of the aerosols through the entire atmosphere.

2.2 . Aerosol models

Various sets of aerosols models have been proposed to compute the radiative transfer in the earth-atmosphere system, under varied geophysical conditions, for climate as well as remote sensing studies. They include the models of Dermeidjan (1969), which have a size distribution represented by a modified-gamma law, different refractive indexes and are referred as "Haze-type", the models of Shettle and Fenn (1979), and the models of the World Meteorological Organization (WMO, 1986) (see description below). Particular applications have required other developments such as the global average model developed by Toon and Pollack (1976), to be used as an input in global average radiative transfer calculations. The basic components and size distribution of this model vary with altitude and are supposed to represent an average of the most common aerosol conditions other the world. D'Almeida et al. (1991) established a global climatology of aerosols. They used the models of Shettle and Fenn (1979) and of WMO (1986) after some revisions and additions, namely a polar aerosol model, a desert aerosol model, and a "mixed aerosols" model. Nilsson (1979) developed a model with variable size distribution and refractive index depending on relative humidity.

The models of Shettle and Fenn (1979) and of WMO (1986) are based on the work by Shettle and Fenn (1976, 1979), who used ground-based as well as aircraft measurements of concentration, size distribution, and optical properties of tropospheric aerosols. Both types of models are mixtures of basic components referred to as "water soluble" and "dust-like", which are representative of midlatitude soils, "soot-like", which results from combustions and industrial sources, and "oceanic", which is composed of sea water injected in the atmosphere by the wind. The main differences between the S&F (Shettle and Fenn, 1979) models and the WMO (1986) models are in the relative amount

and the way the components are mixed. In the case of the WMO models, Mie theory is applied to each component to compute the optical parameters. The size distribution is a log-normal law. A mixture of these optical parameters is performed to obtain the final aerosol models. In the case of the S&F models, the size distribution is a log-normal law with one or two modes applied to the mixtures of the basic components described above. The size distribution and the refractive index of the basic components are both altered by relative humidity. The mode radius of the size distribution, not its width, is changed with relative humidity according to the work of Hänel (1976). As a result, Shettle and Fenn (1979) give an equivalent refractive index for specific relative humidities of 50 %, 70 %, 80 %, 90 %, 95 %, 98 %, and 99 %, as well as tables of scattering and absorption coefficients obtained from Mie scattering computations in the spectral range 0.2 - 40 μm .

As indicated in the previous section, the models selected by Gordon and Wang (1994) for the atmospheric correction of SeaWiFS data are the Tropospheric and Maritime models from Shettle and Fenn (1979) for relative humidities of 70 %, 90 %, and 98 %. The Maritime models are actually the Tropospheric models with the addition of sea salt aerosols. Gordon and Wang (1994) add three additional Coastal models that contains half the fraction of sea salt aerosols of the Maritime models.

The phase functions at 870 nm for specific scattering angles of 60, 90, and 120° are given in Table 1, along with the single scattering albedo and the Ångström coefficient characterizing the wavelength dependence of the aerosol optical thickness between 400 and 1000 nm, for the WMO models and the nine S&F models selected by Gordon and Wang (1994) (Tropospheric, Maritime, and Coastal with humidities of 70, 90, and 98 %, referred to as T70, T90, T98, M70, M90, M98, C70, C90, and C98, respectively). For WMO models, the Ångström coefficients vary from 0.22 (Maritime model) to 1.32 (Urban model). The variations are similar, from 0.10 to 1.46 for the Maritime, Coastal, Tropospheric models. Fig. 1 gives the scattering phase functions at 870 nm of WMO models, Continental, Urban, and Maritime, and four of the S&F models selected by Gordon and Wang (1994), Tropospheric and Maritime with humidity of 70 and 98 % which represent extreme cases. Examining the S&F models, we find a general tendency,

as we go from the small and dry particles of the T70 model to the large water particles of the M98 model, to decrease the Angström exponent, as well as the scattering phase function around 90°. Minima of the scattering phase functions are observed at angles 90-120° and are well marked below 0.1 for the aerosols of the Maritime type. The WMO Maritime model is very similar to the S&F M90 model. The WMO Continental model is close to the S&F T70 model, but with comparatively smaller Angström coefficient ($\alpha = 1.176$) and larger absorption ($\omega_{0a} = 0.842$). The WMO Urban model is an extreme model characterized by small particles, large scattering phase function, large absorption ($\omega_{0a} = 0.591$). If we exclude this last model the range of models selected by Gordon and Wang (1994) fits the range of the WMO models.

The physical quantity observed from space is the radiance at a scattering angle between 45° and 180°. To interpolate the aerosol signal from one wavelength λ_i , to another wavelength, λ_j , the useful parameter is the ratio of the aerosol reflectances, $\epsilon(\lambda_i, \lambda_j)$, at these two wavelengths:

$$(6) \quad \epsilon(\lambda_i, \lambda_j) = \rho_a(\lambda_i) / \rho_a(\lambda_j)$$

To compute the aerosol reflectances, we can use as a first approximation the single scattering approximation given by Eq. 4:

$$(7) \quad \epsilon(\lambda_i, \lambda_j) \cong \omega_{0a}(\lambda_i) \tau_a(\lambda_i) p_a(\theta_s, \theta_v, \phi, \lambda_i) / \omega_{0a}(\lambda_j) \tau_a(\lambda_j) p_a(\theta_s, \theta_v, \phi, \lambda_j)$$

Fig. 2 displays $\epsilon(870, 1020)$ as a function of the scattering angle for five Shettle and Fenn models (T70, T98, M70, M98 and C70) and three WMO models (Continental, Maritime and Urban) at 870 nm. The mean value of $\epsilon(870, 1020)$ roughly correspond to the ratio of the optical thickness at 870 and 1020 nm, not shown on Fig. 2. The curves show little variations with geometry, except in the backward direction for the Maritime models.

2.3. Previous atmospheric optics measurements

a) Sun intensity

A radiometer with a small field-of-view for viewing the sun measures the intensity of direct solar radiation, thus the direct atmospheric transmittance. The aerosol optical thickness is derived after correcting the measurements for molecular scattering and absorption. Historically, the measurements have been made in broad spectral bands. More accurate measurements of the aerosol optical thickness are now performed in narrow spectral bands corresponding to atmospheric windows. The spectral measurements give the aerosol optical thickness and its spectral dependence, allowing one to derive the classical turbidity factors, namely the optical thickness normalized at the wavelength of $1 \mu\text{m}$, β , which is directly related to the aerosol loading, and the Ångström exponent, α , which characterizes the wavelength dependence and, thus, the aerosol type. The measurements were made initially in the visible and later extended to the near- and short-wave infrared, allowing more complex retrieval of the aerosol type. Ground-based sun photometer measurements have been widely performed to characterize the tropospheric and stratospheric aerosol components (see references above in the introduction section).

b) Solar aureole

More information can be obtained from solar aureole observations, i. e. measurements of the sky radiance at forward scattering angles, typically less than 30° . Schematically, the aureole technique is sensitive to large particles ($> 1 \mu\text{m}$), while the Ångström coefficient is more sensitive to small particles ($< 1 \mu\text{m}$). The inversion of the two types of measurements, aureole and optical thickness, gives at least two modes of the aerosol size distribution (Nakajima et al., 1983 and 1986, Tanré et al., 1988). It is difficult, however to retrieve the refractive index from aureole measurements. So far, there has been no report of solar aureole measurements at sea. The main limitation is due to the severe requirements on platform stability, which must be maintained to better than 0.1° .

c) Sky radiance

Because of its remote sensing significance, the scattering phase function in the backward direction at angles between 90° to 180° has been measured directly. This approach is better, at least in principle, than computing the phase function from the derived aerosol model; but accurate measurements from the ground are difficult to make at large scattering angles. Low elevations for the sun and observation are required, which restrict the measurements possible during the day. More importantly, multiple scattering rapidly increases at low elevation, limiting the accuracy of the scattering phase function retrieval. As a result, it is generally inaccurate to observe at angles above 150° . Also, the atmosphere may not be homogeneous between solar and viewing directions. Systematic observations at various time and locations (over land) have only been reported at the angle of 120° (Kaufman, 1993, and Kaufman et al. , 1994), an angle close to the minimum of the scattering phase function where it is very sensitive to the aerosol model (see models above). Like solar aureole, sky radiance is difficult to measure at sea, and no measurements over the ocean have been reported in the literature.

3 . Material and methods

Extensive time series of atmospheric optics data were acquired during the 1993 and 1994 winters at a coastal site in Southern California, namely the Scripps Institution of Oceanography (SIO) Pier in La Jolla. The measurements included direct atmospheric transmittance, in order to derive the atmospheric optical thickness, and sky radiance, to be interpreted in relation to the volume scattering phase function, and were performed in the spectral range 440 to 1020 nm. To investigate the spatial variability of the atmospheric optical properties, measurements of direct atmospheric transmittance were also performed at other sites during a few days in January 1994. The other sites were located on Catalina Island and along the *R/V Wacoma* ship track during the 1994 CALCOFI winter cruise. Fig. 3 shows the locations of the measurements, including the shiptrack during the CALCOFI cruise.

3.1. Instrumentation

a) Description

The instrument used to investigate aerosols optical properties was a sun photometer-sky radiometer system developed by CIMEL Electronique (Holben et al., 1994). This instrument measures the direct atmospheric transmittance at 1020, 870, 670, 440 nm, and in additional bands located in the 940 nm water vapor absorption region. These additional bands were not used in this study. Sky radiance is also measured at 1020, 870, 670 and 440 nm. All the bands are 10 nm wide and the field of view is 1.2°. The CIMEL instrument, when taking sky radiance measurements, was used in a semi-automatic mode, i. e. the sky was scanned automatically at 40 different scattering angles. The angles of interest for our study were mainly 60, 90 and 120 degrees. The sun photometer-sky radiometer was installed at the end of SIO Pier, in order to be as much as possible under marine conditions and to minimize coastal effects (ground reflectance influence). The measurements (sky radiance, atmospheric transmittance) were performed

under clear sky conditions, generally from sunrise to sunset. The instruments used during CALCOFI cruise and on Catalina Island were portable sun photometers also designed by CIMEL Electronique, but to perform optical thickness measurements at 1020, 870, 670 and 440 nm only.

Meteorological data were collected to correct the optical measurements and help with the analysis. They included wind speed, wind direction, and surface atmospheric pressure, measured every five minutes on the SIO Pier. Air and dew point temperatures have been measured hourly in several meteorological stations located in the San Diego area. The SIO Pier data and other meteorological data were made available by SIO staff and the National Center for Atmospheric Research, respectively.

3.1.3 . Radiometric calibration

The automatic CIMEL instrument operating in sky radiance mode was calibrated in the field using a total irradiance plate of known reflectance properties. The measurements were performed in very clear atmospheric conditions at Stephenson Peak (altitude: 1896 m), Laguna Mountains, California, on January 16, 1994. The sky-radiometer was viewing the calibration plate placed horizontally and viewed vertically. This method was also performed on the SIO Pier, e. g. on January 29, 1994, showing a good agreement with the results obtained in Laguna Mountains.

The downward irradiance on the plate, including the contribution of photons that had interacted with the surface and the atmosphere, was computed using the successive orders of scattering code of Deuzé et al. (1989) and measurements of the aerosol optical thickness at the calibration site. Some assumptions were made about the type of aerosol and ground reflectance. Knowledge of these parameters is not critical, however, considering the low optical thickness of the aerosols and the fact that only a small fraction of photons reflected by the ground reached the scattering plate.

Two additional calibrations were performed in the laboratory on July 1993 and April 1994 using an integrating sphere of well-known leaving radiance. The results of

these two types of calibration as well as the results of the Stephenson Peak and SIO Pier calibrations are presented in Table 2 for the two different gains used in the observation of sky radiance, "S" (Sky) for scattering angles of more than 6 degrees, and "A" (Aureole) for scattering angles of less than 6 degrees.

There is a good agreement between the calibration coefficients obtained with these two very distinct methods, field and laboratory (less than 10% in all cases except at 670 nm where there may have been a degradation of the filter between July 1993 and January 1994). The agreement is best between results on January 16, 1994, and April 1994 (most favorable conditions). The calibration coefficients obtained on-site are lower than the coefficients obtained in laboratory. The difference may be due to the decreasing performance of the lamps of the scattering sphere, which was not taken into account. On the other hand, the assumption made about aerosol type selected may introduce an error in the computing of the on-site calibration coefficients. Our results, however, are sufficiently accurate for the purpose of the study.

The calibration of the manual sun-photometers was also realized in Laguna Mountains during the same days as the automatic CIMEL instrument, using the Bouguer-Langley method. We also notice a good agreement (less than 1%) between the set of coefficients obtained on January 16, 1994, and the coefficients derived from measurements performed during clear days at the SIO Pier.

3.2 . Data processing

a) Aerosol optical thickness retrieval

An aerosol optical thickness is derived from the measurements of direct solar radiation after the corrections of gaseous processes, namely ozone absorption and molecular (Rayleigh) scattering. The atmospheric direct transmittance, T , is obtained from the sun intensity, measured by the sun photometer, I , by solving the following equation:

$$(8) \quad I = I_0 (D_0 / D)^2 T$$

where I_0 is the sun intensity outside the atmosphere, actually the constant derived from the calibration after extrapolation to an airmass $m = 0$, and D and D_0 are the Sun-Earth distances on the days of the measurements and of the calibration, respectively. T is then corrected for atmospheric gas absorption. At the wavelengths used for our measurements, the only channel strongly affected by the absorption of gases is 670 nm (absorption by ozone). The total ozone content has been obtained from TOMS (Total Ozone Monitoring Sensor) data and was highly variable during the campaign. In the Winter of 1994, the total ozone content during the measurement days ranged from 0.287 cm.atm on January 10 to 0.353 cm.atm on February 19. In the Winter of 1993, the minimum was 0.247 cm.atm and the maximum 0.335 cm.atm. We noticed an increase of the total ozone content from the beginning to the end of the winter for the two years of campaigns. The ozone absorption was computed using the 5S (Simulation of Satellite Signal in the Solar Spectrum) code subroutine (Tanré et al., 1989).

At 1020 nm, the sensitivity of the detector is strongly affected by the temperature variations. For each measurement of sky radiance or direct transmission, the temperature of the detector is also measured. A correction has been applied in order to take into account the variation of temperature of the detector between the day of calibration and the days of measurements.

The sun-earth distance factor D is computed according to Paltridge and Platt (1977):

$$(9) \quad D(J) = 1 - e * \cos(0.017201 * (J - 4))$$

where J is the julian day, $e = 0.01673$ is the excentricity factor. The next step is to write:

$$(10) \quad T = \exp(-m\tau)$$

where m is the airmass and τ is the total, i.e. aerosols and molecules, atmospheric optical thickness. The airmass m has been computed according to Kasten and Young (1989):

$$(11) \quad m(\theta_s) = 1 / [\sin\theta_s + a (\theta_s + b)^{-c}]$$

$a=0.50572$ and $b=6.07995$ for θ_s expressed in degrees, $c=1.6364$. The aerosol optical thickness, $\tau_a(\lambda)$, is eventually derived by subtracting the Rayleigh optical thickness, $\tau_r(\lambda)$, to the total optical thickness, τ . The Rayleigh optical thickness is taken following Travis and Hansen (1974) and Gordon et al. (1988), but for a depolarization factor of 0.0279:

$$(12) \quad \tau_r(\lambda) = (0.008524 \lambda^{-4} + 0.0000963 \lambda^{-6} + 0.0000011 \lambda^{-8}) P / P_0$$

where P is the surface atmospheric pressure, actually measured at SIO Pier, and $P_0 = 1013.25$ hPa is the standard atmospheric pressure.

The Ångström exponent, α , is determined as the slope of a linear regression, on a log-log scale, between $\tau_a(\lambda)$ and λ , for the four wavelengths of the measurements, 443, 670, 870, and 1020 nm. Experimental results of such a regression are given in Fig. 4, for different values of the aerosol optical thickness. One will note on Fig. 4 that the determination of α becomes more difficult at low aerosol optical thickness, simply because the errors on the derived $\tau_a(\lambda)$ are rather constant in absolute value, and then become increasingly important in relative value.

b) Aerosol scattering phase function retrieval

The aerosol phase function was derived from the measured sky radiances at given angles. First, for convenience, the sky radiance was converted in sky reflectance, ρ , according to Eq. 1. Second, the Rayleigh reflectance, ρ_r , was computed exactly for a pure molecular atmosphere using the successive orders of scattering code of Deuzé et al. (1989). The Rayleigh optical thickness was as given above by Eq. 12, and the Rayleigh phase function was taken with a depolarization factor of 0.0279 according to Young

(1981). Third, the Rayleigh reflectance is subtracted from the sky reflectance to derive an aerosol reflectance, ρ_a , using:

$$(13) \quad \rho_a = \rho - \rho_r$$

Finally the phase function, p_a , at the scattering angle θ of the observation, is derived from the aerosol reflectance, using the classic single scattering approximation (Tanré et al., 1979, Gordon et al., 1983):

$$(14) \quad \rho_a = \omega_{0a} \tau_a p_a(\theta) / 4 \mu_s \mu_v$$

Actually, the single scattering albedo, ω_{0a} , remains unknown, and it is the product $\omega_{0a} p_a$ which is derived and hereafter referred to as the "pseudo" phase function.

Eq. 14 is the first order of the development at low optical thickness of the exact single scattering formulation, given by, at the top of the layer, for observations from space:

$$(15) \quad \rho = \omega_0 p(\theta) (1 - e^{-\tau(1/\mu_s + 1/\mu_v)}) / 4 (\mu_s + \mu_v)$$

or, at the bottom of the layer, for ground-based observations:

$$(16) \quad \rho = \omega_0 p(\theta) (1 - e^{-\tau(1/\mu_s + 1/\mu_v)}) e^{-\tau/\mu_v} / 4 (\mu_s + \mu_v)$$

The approximation of Eq. 14 overestimates the single scattering effect and may be a good estimation of the multiple scattering effect (Tanré et al. 1989). It is rather accurate at 870 and 1020 nm where the coupling term between aerosols and molecules is negligible. We have also tested an alternate approximation, with some attenuation through the layer, given by:

$$(17) \quad \rho_a = \omega_{0a} \tau_a P_a(\theta) e^{-\tau_a / \mu_v} / 4 \mu_s \mu_v$$

Radiative transfer simulations have been made to test the validity of Eqs 14 and 17 for ground-based observations. The simulated atmosphere was a mixture of molecules and aerosols, with respective scale heights of 8 and 2 km, and a flat water surface at the bottom. The simulations were made at 870 nm for two of the above described models (Tropospheric with a relative humidity of 70 %, T70, and Maritime with a relative humidity of 98%, M98), two aerosol optical thicknesses of 0.1 and 0.2, and two solar zenith angle, 39.9° and 80.72°. An aerosol "pseudo" phase function was then derived from the simulation, using Eq. 14 or Eq. 17, after subtracting the Rayleigh scattering (we define the "pseudo" phase function as the product of the phase function by the single scattering albedo, i.e. the quantity which directly influence sky radiance, see Eq. 4).

The actual pseudo phase functions, as well as the derived phase functions, of aerosol models T70 and M98, are plotted on Figs 5 a and b, for $\tau_a = 0.1$, and for two different solar zenith angles, respectively $\theta_s = 39.9^\circ$, and 80.72° . Eq. 17 underestimates ρ_a because it includes a too large exponential attenuation, and leads to a systematic overestimation of the derived phase function in the backward directions. Eq. 14 gives far better results particularly at large scattering angles. But its accuracy is rapidly degraded at viewing zenith angles above 75°, for both solar zenith angles. For $\theta_s < 75^\circ$, the worst case is observed for the Maritime model M98 which gives a relative error of 10 and 20 % in the range of scattering angles 100-120°. The accuracy of Eq. 14 approximation is then limited by its ability to represent multiple scattering for such a phase function presenting a well marked minimum. Tables 3 a and b summarize, for the above described conditions, the exact and deduced pseudo aerosol phase function at a scattering angle of 60 degrees as well as the relative error ([deduced - exact] / exact) induced by the approximations at 870 and 1020 nm respectively. The relative error varies with the model and geometry, and increases roughly like the aerosol optical thickness representing the ratio of multiple (second order) to single scattering. At the other scattering angles, 90 et 120°, aerosol scattering is lower and multiple scattering is dominated by the coupling term between

aerosol and molecular scatterings. In this range of scattering angles, the ratio of multiple to single scattering depends on the molecular optical thickness but not on the aerosol optical thickness. As a result the relative error on the retrieval of the phase function is rather constant at large scattering angles for different aerosol optical thicknesses and varies only with the solar zenith angle and the type.

4. Results

4.1. Aerosol optical thickness and Ångström coefficient frequencies.

The aerosol optical thickness at 870 nm and Ångström exponent have been derived from the 4 spectral measurements of the direct solar transmission made by the CIMEL instrument at 440, 670, 870, and 1020 nm. The measurements have been performed systematically when the sky could be considered as clear, actually when the cloud cover was estimated to be one tenth or less, allowing sky radiances measurements in the principal plane. When several measurements were made within 15 minutes, the derived aerosol optical thicknesses at 870 nm and Ångström coefficients were averaged. The data set include 25 days in 1993 and 31 days values in 1994, during the periods January 23 - March 11, 1993, and January 7 - March 9, 1994.

Figs 6 a and 6b present the histograms of the frequency of the aerosol optical thickness at 870 nm, $\tau_{a,870}$. More than 50 % of the observed optical thicknesses are about 0.1 or less. The values of $\tau_{a,870}$ in 1993 are slightly higher than in 1994. This simply illustrates the influence of the stratospheric aerosols. According to the SAGE II observations during the period following the eruption of the Pinatubo volcano, the stratospheric optical thickness at 870 nm, $\tau_{a,870}^{strato}$, had a mean value of respectively 0.05 and 0.02 during the 1993 and 1994 winters (courtesy of Brogniez, 1995). This explains the higher aerosol optical thickness generally observed in 1993 at SIO Pier. Also, after subtraction of the stratospheric component, one may deduce the tropospheric component of the aerosol optical thickness, $\tau_{a,870}^{tropo}$, which is presented on Fig. 6c. Most of the values of $\tau_{a,870}^{tropo}$ are now below 0.1.

As detailed below, the accuracy of the aerosol optical thickness retrieved from the measurements is a few 10^{-3} . The stratospheric aerosol contribution derived from SAGE data is rather stable and is known with an accuracy better than 0.005 which represents the dispersion of the measurements acquired in the vicinity of San Diego (Table 4).

The aerosol variability must be analysed in terms of its load, represented by its optical thickness, but also of its type, represented by the Ångström coefficient. In Figs 7 a and b are presented scatter plots of Ångström exponent vs aerosol optical thickness for the measurements made in 1993 and 1994. They confirm the previous analysis. At low optical thickness the measurements tend to a limit which should be the sum of stratospheric and background tropospheric aerosol components. This limit appears better defined in 1994, with $\tau_a = 0.03$ and α around 1.2.

The Ångström coefficient of the stratospheric component is also well known from the SAGE experiment (see Table 4.1). Values of α^{strato} are lower and closer to 0 in 1993 than in 1994. This is explained by the post Pinatubo conditions in 1993, with large particles being injected by the eruption into the stratosphere. The estimated stratospheric conditions are indicated by a solid circle in Fig. 7.

The accuracy of the derived Ångström coefficient will be discussed hereafter. The error on α increases when τ_a decreases, roughly like $1/\tau_a$. Typical errors are 0.2 when $\tau_a = 0.1$, 0.4 when $\tau_a = 0.05$, and 1 when $\tau_a = 0.02$. This simply illustrates the difficulties to estimate accurately the Ångström coefficient at low optical thickness. Accordingly, at the lowest optical thicknesses, i.e. at $\tau_a < 0.1$, the values of the derived Ångström exponent are widely spread all over the geophysical range of possible values, 0 to 1.5, at the lowest optical thicknesses. Thus the discussion about aerosol types is limited at low optical thickness. It is only at aerosol optical thickness above 0.1 that some trends in the Ångström coefficients and, thus, aerosol type clearly appears. For both years, when τ_a increases, one identifies two modes in Fig. 7: one with α around 1.2, which would correspond to a tropospheric model, and the other with α around 0.2, which would be the maritime model.

4.2. Sky radiances

4.2.1. Phase functions and Ångström coefficient

Phase functions derived from the sky radiance measurements at 870 nm have been computed using the procedure given in section 3. This procedure implies some simplifications: a single scattering approximation for the expression of the aerosol radiance is used, the soil effect is neglected, and actually the result is the product of the phase function and the single scattering albedo ("pseudo" phase function). The analysis has been restricted to the morning data, before local noon, to minimize the soil effect: at scattering angles of 90° and 120 °, the atmospheric path is above the ocean surface, and, therefore, the reflexion from the land is reduced (but not cancelled). Because the retrieval of both the "pseudo" phase function and the Ångström exponent are increasingly inaccurate as the aerosol optical thickness decreases, the analysis has only been applied to observations involving an aerosol optical thickness above 0.75 at 870 nm.

As shown by the models of S & F, as well as those of WMO, there is a tendency for the phase function to decrease around its minimum at about 100°, at the same time as the Ångström exponent decreases (see Table 1 and Fig. 1 a and b). This is the classical result of increasing the size of the particles whatever the refractive index.

"Pseudo" phase functions at scattering angles of 60°, 90°, and 120° are plotted versus the Ångström exponent in Figs 8 a-f for models and observations. The values for the models are according to Table 1. The relationship between the Ångström coefficient and the pseudo phase functions have been analysed by a linear regression. The correlation coefficient for the models, R^2 , varies from 0.74 at 60° to 0.79 at 120°. Correspondingly, the pseudo phase functions of the selected models can be retrieved from the Ångström coefficient with an accuracy of 0.081, 0.030, and 0.016, at 60°, 90°, and 120 ° respectively. As a result, it seems that the model pseudo phase functions, which influence directly the sky radiance, could be predicted rather accurately by the Ångström coefficient.

This is confirmed by the observations given in Figs 8 e-f for the same angles than the models. The linear regression performed on the data show very similar intercept and slopes at 90 and 120 °, and coefficients at 60 ° slightly smaller by 20 % for the data as compared to the models. The data may be regrouped in 3 set, see Table 5. A large group

of 45 measurements around $\alpha = 1.3$ fit the S&F Tropospheric model; a smaller group of 14 measurements is around $\alpha = 0.5$, typically the S&F Coastal model; 3 measurements only are around $\alpha = 0$, and it is not clear if they correspond to very Maritime conditions or undetected thin clouds. Table 5 gives the mean and standard values of the observed phase functions for each set. The standard deviation of the pseudo phase functions is about 0.02 at 90 and 120 ° for the two main significant data sets. This value of 0.02 can be retained as significative of the accuracy of the prediction of the phase function from the Ångström coefficient.

Previous investigators (Kaufman, 1993, Kaufman et al., 1994) have also attempted to retrieve the phase function at the scattering angle of 120 ° from sky radiance measurements. Results in Table 1 of Kaufman (1993) give the measurements of aerosol optical thickness, Ångström exponent, and sky radiance at 613 nm, at different continental locations. The optical thickness range is 0.03 - 1.53, and the Ångström exponent from 0.09 to 1.94. After we made a correction for the molecular scattering, we have not been able to establish a relationship between α and $\omega_{0a} p_a(120^\circ)$ at 613 nm, and we have only been able to retrieve a mean value of 0.2 for $\omega_{0a} p_a(120^\circ)$ at 613 nm. This value seems a little larger than predicted by most models, see Table 1. Data from Kaufman et al. (1994) in their Table 1 give other results of a more thorough investigation at 5 locations. They also give values of the phase function at 870 nm for a scattering angle of 120°. Their derived phase functions seem higher than most models, but they show some relationship with the Ångström exponent if one excepts one of the sites, Brazil. Our study gives results at several scattering angles, which are in better agreement with models than previously reported elsewhere.

In summary, two main points emerge from the analysis: (i) within the accuracy of the measurements, the S & F models do allow to fit the observations of Ångström exponents and phase functions; and (ii) The phase function can be predicted from the Ångström exponent with an accuracy of typically 0.02 at scattering angles in the range 90 - 120 °.

4. 2. 2. Wavelength dependence of the aerosol radiance

The analysis of the spectral dependence of sky radiances measured at two wavelengths has been rather deceptive. The data set has been carefully restricted to aerosol optical thicknesses around 0.1 (from 0.08 to 0.12) in order to avoid an effect of the optical thickness. Aerosol radiances were derived at 670, 870, and 1020 nm, after subtracting the computed molecular radiances, for scattering angles, $\theta = 60, 90, \text{ and } 120^\circ$. Then, the ratio of two aerosol radiances at two wavelengths, $\epsilon_a(670/870, \theta)$ or $\epsilon_a(870/1020, \theta)$ was calculated. The only significant correlation between α and ϵ_a is obtained for $\epsilon(870/1020, \theta)$ for the scattering angle of 60° ($R^2 = 0.405$), and to a lesser degree of 120° ($R^2 = 0.141$), as shown in Figs 9 a-c respectively. The agreement between measurements and models is rather good again for the scattering angle of 60° . Kaufman (1993) and Kaufman et al. (1994) also report data on the spectral dependence, between 613 or 620, and 870 nm, of the aerosol radiance for the scattering angle of 120° , but they hardly show any correlation with α . In all others cases, the inaccuracy of the derived coefficients limit the interpretation and does not allow to conclude definitely on the representativeness of the models. We guess that, despite the limitation due to the inaccuracy of the measurements, our data set is the first one to show clearly that the spectral dependences of the aerosol optical thickness and radiance are linked according to the one predicted by the models. Nethertheless, more work is necessary to improve the accuracy of the observed relationships, and, in particular the perspective of performing a shipborne validation of the ocean color observation from space using sky radiance measurements seems very ambitious.

4.3. Influence of meteorological conditions

The southern coast of California is oriented roughly from North to South (see Fig. 3) and is generally under the influence of maritime or continental airmasses. In addition, smog from Los Angeles and San Diego may interfere with one of these two "background"

conditions. It is therefore interesting to examine whether there is a relation between meteorological parameters (e. g. relative humidity, wind speed and direction) and aerosol optical parameters.

Continental air type will prevail in the presence of eastern winds while a maritime air type will dominate when the wind is blowing from the western sector. However, a strong western wind will often bring cloudy conditions, making measurements of optical parameters impossible. Actually, our measured Angström coefficients are more often characteristic of a continental or urban aerosol type than a maritime type. This situation is complicated by the fact that the wind is very often turning from East to West in the morning and from West to East in the afternoon. Note that the presence of smog is difficult to analyse because the Scripps Institution of Oceanography in La Jolla is located in an urban area, North of San Diego, and is also under the influence of Los Angeles, about 100 miles North of La Jolla.

Another interesting parameter to examine is relative humidity, a factor of aerosol growth (see e.g. Nilsson, 1979), therefore a parameter that changes their optical properties. This applies to all aerosol types. Our analysis, however, has been simplified by considering that a high relative humidity may be correlated with maritime conditions (coarse particules), i.e. with a low Angström coefficient.

To study the relation between aerosol optical parameters and meteorological conditions, we have only examined 1994. We also limited our analysis to the measurements performed during the most turbid days (aerosol optical thickness at 870 nm above 0.1).

There is no significant correlation between optical parameters and the East-West wind speed. Correlations are not improved by plotting on a polar scale the wind speed and direction for two categories of Ångström coefficients ($\alpha < 0.8$ and $\alpha > 0.8$) for wind conditions during 1.5 hours and 6 hours before the optical parameter measurement (Figs 10 a and 10 b respectively). Similarly, there is no clear relationship between Angström coefficient and relative humidity, computed from measurements of air and dew point temperatures (Fig. 11).

In fact, a statistical approach is difficult to apply in such a complicated situation, i. e. often dominated by a breeze regime with weak winds changing direction several times during a day. To simplify the analysis, the four most clear days with a significant aerosol loading (optical thickness at 870 nm generally above 0.08) have been analysed in details.

The four selected days present opposite situations in terms of observed optical parameters: on January 20 and February 28, the Ångström coefficient was very high around 1.4 and 0.8 respectively, while on January 25 and 26, the Ångström coefficient was low around 0.4.

Variations in wind speed, wind direction, aerosol optical thickness at 870 nm, Ångström exponent, visibility and relative humidity during the day are depicted in Figs 12 a, 12 b and 12 c for January 20. A global view of the wind conditions during the day is given on Fig. 12 d. Wind direction was from the North. We suspect the presence of small particules due to the smog of Los Angeles, because the observed Ångström coefficient was high. In addition, humidity was relatively low during the day, down to 0.4. In this case, the correlation between meteorological and optical parameters is very clear.

Aerosol loading was lower on February 25 and 26 (Figs 13 b and 14 b), and Ångström coefficient was characteristic of a maritime aerosol type. Wind was actually blowing strongly from the western direction (Figs 13 a and 14 a). Relative humidity was higher than on January 20 (Figs 13 c and 14 c). We are in this case in presence of typical maritime conditions. The correlation between meteorological and optical parameters is also very good.

On February 28, the wind was blowing from the East in the morning, turning to the West in the afternoon (Fig. 15 a), explaining an Ångström coefficient of 0.8 (Fig. 15 b) characteristic of a continental aerosol type with high relative humidity or a coastal aerosol type.

These examples show that it is possible to find correlations between aerosol optical parameters and meteorological parameters such as wind speed and direction or relative humidity, especially in conditions of established or sustained atmospheric regime. The relationships, however, are not general, presumably because atmospheric changes

(vertical mixing, diurnal breeze effects) may result in varied combinations of continental, maritime, and urban aerosol present in the region of the Scripps Institution of Oceanography Pier,

4.4 . Spatial variability

Aerosol optical measurements were made concomitantly at the Scripps Pier, Catalina Island, and in the CALCOFI region (Fig. 3) during a two weeks period starting at the end of January 94 and corresponding to the regular CALCOFI winter cruise. This time period, unfortunately, was mostly cloudy and only seven days of measurements have been analyzed. Even during these days the weather was fair on the coast but mostly cloudy in the open ocean. Catalina Island is located about 40 km offshore, and *R/V Wacoma* was generally 200 km offshore during clear days, except on January 28, 1994 (about 80 km).

The optical thickness was never high on Catalina and further offshore (Calcofi cruise), and most of the time lower than on the SIO Pier, which is more influenced by pollution and aerosols from terrestrial origin. On Catalina, the optical thickness is seldom higher than 0.07. The highest values are reached on January 20, which is the day presenting the highest aerosol load at SIO Pier of all the 1994 campaign (0.15 to 0.2). The highest values on the CALCOFI ship are reached January 29 (0.055), but no measurements were taken January 20.

The Ångström coefficient needs to be considered with particular care because the aerosol optical thickness was very low most of the time (see discussion above). The Ångström coefficient is not derived with a good accuracy in this case. However, if we try to perform an analysis, we notice that the Ångström coefficient is most of the time very low on the CALCOFI ship, which is characteristic of maritime aerosols. On Catalina Island, the Ångström coefficient is also most of the time lower than on the SIO Pier.

Aerosol optical thickness and Ångström exponent have been represented as a function of the distance of measurement place to coast (Fig 16 a and b respectively), for

some examples of simultaneous measurements at different places. These figures illustrate on examples the general results of this spatial variability analysis. We also notice the greater variability of the aerosol optical thickness and Angström exponent on the Pier than offshore. We conclude that on the Pier, the aerosol type may often be of continental or urban origin, while it remains of background and maritime origin only tenths of kilometers offshore.

5. Discussion

5.1 . Accuracy of the measurements

Accuracy of the derived parameters, i.e. aerosol optical thickness, Ångström coefficient, phase function and spectral dependency of the aerosol reflectance has been estimated. The different sources of error have been divided into two major kind of sources: errors due to instrumentation and methods such as calibration, stability of the detectors, accuracy of the formulas and the exogen parameters used and errors due two geophysical conditions such as the effect of the presence of cloud, stratospheric aerosols or interaction between ground and atmosphere.

In all that follows, errors on computation of solar zenith angle, airmass and sun-earth distance factor have been neglected. When no sign precedes the error, the error can be positive or negative.

5.1.1 . Errors due to instrumentation and methods

Accuracy on aerosol optical thickness retrieval

The accuracy on calibration coefficient $\Delta(\ln I_0) / m$ has been estimated using the 5 most regular Langley plots on the automatic Cimel instrument of all 1994 campaign. The accuracy on computation of Rayleigh optical thickness $\Delta\tau_r$ has been computed assuming a one percent relative error on the computation of Rayleigh optical thickness at standard pressure and ± 10 HPa on pressure. Error on gaseous transmission $\Delta(t_g) / m t_g$ has been neglected, except at 670 nm where it has been computed as the sum of the result of a 1 nm error on wavelength and a 20 % relative error on ozone content. Finally, an error on 5 °C on the temperature of the detector at 1020 nm has been assumed, resulting in a relative error of $\Delta S / S = 0.01$ on the sensitivity of the detector.

The total error is the quadratic sum of the above mentioned parameters. The final results are displayed in Table 6 a. The retrieval of the Ångström coefficient is affected by

the errors on the optical thicknesses, increasingly when the aerosol optical thickness decreases. The error on τ_a is 0.2 for $\tau_a = 0.1$, and varies like $1/\tau_a$.

Accuracy on aerosol reflectance retrieval

This study has been performed at 870 and 1020 nm only. The error $\Delta\rho_a$ on the aerosol reflectance is the sum of the error $\Delta\rho$ on the measured reflectance - $\Delta\rho / \rho = \Delta K / K$ where K is the calibration coefficient, all other error sources being negligible - and the error $\Delta\rho_r$ on the molecular reflectance. The relative error on the calibration coefficient has been estimated to 2 %. The relative error $\Delta\rho_r / \rho_r$ has been simulated for a scattering angle of 90° and shows weak variations with solar zenith angle for solar zenith angle smaller than 80° . At 870 nm, as well as 1020 nm, the inaccuracy on ρ_r is less than 2 %. The relative error $\Delta\rho_a / \rho_a$ has been simulated using the model C70 of Shettle and Fenn for an aerosol optical thickness of 0.03, 0.05, 0.1, and 0.2. The results are shown in Table 6 b. The inaccuracy decreases with increasing aerosol optical thickness.

Accuracy on aerosol pseudo-phase function retrieval

The relative error on the retrieved aerosol pseudo-phase function is the sum of the relative error on aerosol optical thickness and aerosol reflectance (A). The validity of the so-called "single-scattering" approximation used has also been tested on simulations (B), for the model C70 and a scattering angle of 90° . Both errors are represented in table 6 c. Inaccuracy is important for small aerosol amount (up to 50 % for $\tau_a = 0.03$) and decreases with increasing aerosol optical thickness.

Accuracy on retrieval of ϵ

The relative error on the spectral dependency ϵ of the aerosol reflectance is the sum of the relative error on the aerosol reflectance at the two wavelengths used to compute ϵ , i.e. 870 and 1020 nm in our case:

$$(18) \quad \Delta\epsilon(870,1020) / \epsilon(870,1020) = \Delta\rho_a(870) / \rho_a(870) + \Delta\rho_a(1020) / \rho_a(1020)$$

Results are of course dependent upon aerosol optical thickness (see Table 6 b).

5.1.2 . Inaccuracy due to geophysical conditions

Inaccuracy due to geophysical conditions are more difficult to estimate. The presence of stratospheric aerosols perturbs the retrieval of tropospheric aerosol parameters. We have seen (see section 4.1) that an important relative amount of stratospheric aerosol exists. Another perturbation may be the presence of clouds, either perturbing sun measurements, sky measurements or both. We have concentrated our measurements during clear days but the presence of invisible thin cirrus is always possible.

An important error which can occur during retrieval of phase function from ground-based measurements is due to coupling between ground and atmosphere. The following considerations are of no interest for observations from a boat or a small island but are crucial for ground-based measurements performed in coastal (or continental) regions.

La Jolla coast is oriented from North to South. During the morning, the sun is above the land surface and the sky radiance measurements of $\rho(60^\circ)$ to $\rho(120^\circ)$ are oriented above the ocean surface. The ground effect must be negligible. In the afternoon, $\rho(60^\circ)$ to $\rho(120^\circ)$ are measured over the land surface and the coupling term between surface reflection and atmospheric scattering may not be negligible any more.

Simulations have been performed in order to study the land surface effect. Sky radiances, as seen from the ground, have been simulated at 870 nm for the models T70 and M98 with two different amount ($\tau_a = 0.1$ and $\tau_a = 0.2$ at 870 nm) and for a solar zenith angle of 39.9° , 62.17° , and 80.72° . These simulations have been performed with a ground reflectance of 0, 0.2, 0.5, and the academic case of 1. Neglecting the coupling term between land surface reflection and atmospheric scattering leads to overestimate the derived aerosol phase function.

We can notice that the coupling between ground and atmosphere is more important for a low solar zenith angle. Table 6.d summarizes the results and gives the normalized radiance of the sky, R_n , and the relative error, $[\text{deduced} - \text{exact}] / \text{exact}$, due to neglecting the coupling term.

Coupling between glitter and atmosphere has also been studied. At our coastal site with a coast oriented North-South, during the morning, the glitter can only influence the directions at a lower elevation from the specular reflection direction, which are not used for sky radiance measurement. But the glitter influence is effective during the afternoon. The normalized radiance of the sky for models T70 and M98 has been computed, for a black surface and no glitter, a flat water surface, and a water surface agitated by a wind speed of $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. The relation between wind speed and wave slope follows the theory developed by Cox and Munck (1965). We found that the effect of coupling between glitter and atmosphere is negligible compared to the coupling between ground and atmosphere.

5.2. Aerosol loadings.

Measurements at SIO Pier during the two winters have shown a high frequency of aerosol optical thicknesses below 0.1 and very frequently around 0.05 at 870 nm. It is well below what is considered as a tropospheric background in most of the comprehensive models (WMO, Handbook of Geophysics).

This confirms the low values which have been reported in the literature for ground based measurements in the Antarctic (Obleitner, 1992, Herber et al., 1993), or satellite surveys using NOAA AVHRR over the Pacific (Stowe, 1991). The SIO Pier site is under the influence of an eastward airflow, and far from any main terrestrial source (Asia). Natural precipitation and scavenging by rainfall occurs on the long journey. The only aerosol sources are local, maritime when there is a strong west wind regime, and urban when the breeze regime brings offshore the local production of San Diego and Los Angeles agglomerations.

Some ground based measurements missed this point. In Kaufman (1993), only 25 % of the measured aerosol optical thicknesses are below 0.12 at 613 nm (0.1 at 870 nm) with a large contribution of Australian sites, while the other sites are mainly European. Hopel et al. (1990) show some values of β , the aerosol optical thickness at 1 μm , which are lower than 0.08 in the western section of their cruise across the North Atlantic Tropical Ocean, i.e. the Sargasso Sea. This is also confirmed by Korotaev et al. (1993) over the North Atlantic. Most of the perturbation comes from Saharan dust outbreaks affecting large zones offshore Morocco, Mauritania and Senegal. The earliest report on low aerosol optical thickness at sea is found in the Indian Ocean by Tomasi and Prodi, where they only found occasional value of β below 0.1. In the Pacific Ocean, Villevalde et al. (1994) report some measured optical thicknesses at 551 nm which are predominantly below 0.2, and 50 % of them below 0.13 at 551 nm, with the lowest optical thickness observed for a low wind speed.

The level of aerosol loading, the aerosol optical thickness, do affect directly the accuracy of the retrieval of ocean (color) reflectances from space. The (normalized) radiance scattered by the aerosol, R_a , varies linearly like τ_a :

$$R_a \sim \tau_a p_a(\theta) / 4 \mu_v$$

p_a being the other aerosol optical parameter of interest. From our results, we would take a mean value of $\tau_a \sim 0.05$ and a phase function equal to 0.1 at a scattering angle of 120° , so that $R_a \sim 0.002$ as a mean value, which is far less than currently admitted. At this level of R_a , the atmospheric correction for aerosol scattering is no more a challenge. Usually, the spectral behavior of R_a is determined in the near infrared and extrapolated at visible wavelengths (Gordon and Wang, 1994). A relative 10 % inaccuracy of this extrapolation would give an error of 0.0002 which is below the requirement for an ocean color mission. Simulations of the atmospheric correction scheme have been done by Gordon and Wang (1994) for a typical aerosol optical thickness of 0.2 at 870 nm. We guess this value is several times higher than standard conditions at sea, thus the errors on the retrieval of the marine reflectances which are assessed in the same study are also overestimated by the same factor. Results given by Gordon and Wang (1994) are more typical of marginal

conditions when the background aerosol is increased by a strong local source, likely terrestrial.

5.3. Aerosol models for atmospheric correction of ocean color.

Gordon and Wang (1994) propose the use of models derived from Shettle and Fenn (1979), two basic components, Maritime and Terrestrial models, and a mixture of these two components, a Coastal model. In each of these models, physical and optical properties are parameterized as a function of humidity. This choice has been submitted to two types of criticism:

- are they representative of realistic conditions?
- why not complete by other models, WMO-like, or any others?

We guess part of the answer is contained in Fig. 8 giving the pseudo phase function derived from sky radiance of models and observations, vs the Ångström exponent. Remember that these two parameters are the key issues: the product of the pseudo phase function and the aerosol optical thickness gives the amplitude of the perturbation to be corrected for, and the Ångström exponent determines roughly the spectral variation of the same perturbation. So Fig. 8, pseudo phase function vs Ångström coefficient, do allow to characterize the main parameters of the atmospheric correction at a specific scattering angle.

We have done in this section or we can do now the following remarks:

- additional WMO- models bring very little variability in addition to the S&F models,
- measurements and S&F models do agree significantly within the accuracy of the retrieved parameters,
- different aerosol models can only be identified from the measurements under marginal conditions when the aerosol optical thickness is large enough,
- under standard conditions, the aerosol optical thickness is low and the measurements seems to trend towards a single background aerosol model,

- the background model is strongly influenced by the stratospheric component (1993≠1994).

We guess this could influence the atmospheric correction scheme. At low optical thickness, the background model could be given regionally under stable stratospheric conditions. At larger optical thickness, more variability in the models can be afforded to account for the different local sources of aerosols thus of the perturbations.

5.4. Recommendations for in-situ ship borne measurements.

We have shown (CALCOFI) that a hand-held ship borne sun photometer gives coherent results of the aerosol optical thickness and its Ångström exponent which compare well to the coastal stations. The issues are the followings: is it enough? what else?

Using sky radiances measured from a terrestrial station, thus much more stable conditions than at sea, we have not been able to improve the determination of the aerosol type better than using the Ångström exponent. In most cases, at low aerosol optical thicknesses, the sky radiance measurements are simply not accurate enough. More effort is to be put to improve the accuracy of ground based sky radiance measurement before going at sea.

Ångström exponent measurements are necessary and sufficient to validate the determination of the S&F models by the algorithm proposed by Gordon and Wang (1994).

6. Summary and conclusions

Direct solar radiation and sky radiance have been measured at 440, 670, 870 and 1020 nm on the Southern California Coast on Scripps Pier during Winter 1993 and 1994. Additional measurements of direct solar transmittance have been made in 1994 offshore on Catalina Island and during the CALCOFI Cruise. The total and aerosol optical thicknesses, and the spectral dependency of the aerosol optical thickness (Ångström coefficient), have been derived from the measurements of the direct solar radiation. The aerosol scattering pseudo-phase functions, and their spectral dependency between 670, 870 and 1020 nm, have been derived from the measurements of the sky radiances at the scattering angles of 60, 90, and 120 °.

This comprehensive data set on aerosol scattering properties has been gathered with respect to two specific objectives. First, we want to validate the selection of aerosol models used in the algorithms for the atmospheric correction of space based ocean color observations, like the SeaWiFS mission (Gordon and Wang, 1994). Second, we need to understand what type of atmospheric optics measurements should be performed the validation of the above atmospheric correction algorithms.

The study has lead us to the following main results.

Low optical thicknesses have been observed, consistent with previous measurements of τ_a over the oceans. They are influenced by the stratospheric aerosol content, higher in 1993 than in 1994. After correction, most of the values of $\tau_{a,870}^{tropo}$, are below 0.1.

At such low optical thicknesses, it is impossible to identify the variability in the aerosol scattering properties, and one has to turn to a mean background model including the stratospheric component to be used in the atmospheric correction algorithms.

Some variability of the aerosol scattering properties has been identified for high optical thickness, above 0.1. Two modes can be clearly identified. The first mode has an Ångström exponent, α , around 1.2, corresponding to a Tropospheric model. The second mode has α below 0.5 which tends to 0.2, corresponding to a Maritime model.

Similar results have been found by studying the relationship between $\omega_{0a} p_a(\theta)$ and α . The measurements follow the same relation than the models, but with a larger dispersion. This leads us to two important conclusions. First, within the accuracy of the measurements the S and F model allow to fit the observations of Ångström exponent and phase function. Second, the phase function can be predicted from measurements of α ; ship borne measurements of α appear sufficient to validate the aerosol model used in the algorithms.

Additional models bring very little.

The relationship derived from the measurements between the wavelength dependence of sky radiance, ϵ , and the Ångström coefficient, α , derived is also as predicted by the models.

There is no general relationship with the meteorological conditions, but in some instances, small α are associated with onshore airflow from the ocean, and high α with offshore flow from the land.

Spatial variations of τ_a and α have been observed, and they are lower offshore than on the coast.

Ship borne measurements of τ_a and α have been performed and proved reliable and sufficient.

Acknowledgments

... (à compléter)

| model | Angström coefficient | P (60) at 870 nm | P (90) at 870 nm | P (120) at 870 nm | ω |
|-----------|-------------------------|---------------------|---------------------|----------------------|----------|
| T70 | 1.46 | 0.991 | 0.328 | 0.197 | 0.935 |
| T90 | 1.35 | 0.811 | 0.239 | 0.141 | 0.970 |
| T98 | 1.22 | 0.718 | 0.201 | 0.118 | 0.984 |
| C70 | 0.63 | 0.676 | 0.208 | 0.125 | 0.977 |
| C90 | 0.40 | 0.505 | 0.134 | 0.091 | 0.992 |
| C98 | 0.27 | 0.438 | 0.105 | 0.077 | 0.996 |
| M70 | 0.40 | 0.611 | 0.184 | 0.111 | 0.986 |
| M90 | 0.21 | 0.458 | 0.118 | 0.084 | 0.995 |
| M98 | 0.12 | 0.405 | 0.093 | 0.072 | 0.998 |
| WMO marit | 0.221 | 0.527 | 0.150 | 0.096 | 0.986 |
| WMO conti | 1.176 | 0.906 | 0.310 | 0.191 | 0.842 |
| WMO urban | 1.321 | 0.979 | 0.356 | 0.234 | 0.591 |

Table 1: Optical properties of the aerosol models of Shettle and Fenn (1979) and WMO (1986)

| channel nm | gain | K plate Jan 16, 94 | K plate Jan 29, 94 | K sphere July 93 | K sphere April 94 | Error max | Plate/ sphere |
|---------------|------|-----------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|--------------|------------------|
| 1020 | S | $8.45 \cdot 10^{-5}$ | $8.36 \cdot 10^{-5}$ | $9.02 \cdot 10^{-5}$ | $9.02 \cdot 10^{-5}$ | 0.08 | 0.07 |
| | A | | $8.57 \cdot 10^{-4}$ | $8.96 \cdot 10^{-4}$ | $9.37 \cdot 10^{-4}$ | 0.10 | 0.10 |
| 870 | S | $7.82 \cdot 10^{-5}$ | $7.73 \cdot 10^{-5}$ | $8.23 \cdot 10^{-5}$ | $8.11 \cdot 10^{-5}$ | 0.07 | 0.04 |
| | A | | $8.82 \cdot 10^{-4}$ | $9.15 \cdot 10^{-4}$ | $9.42 \cdot 10^{-4}$ | 0.07 | 0.07 |
| 670 | S | $8.20 \cdot 10^{-5}$ | $8.35 \cdot 10^{-5}$ | $9.14 \cdot 10^{-5}$ | $8.67 \cdot 10^{-5}$ | 0.12 | 0.06 |
| | A | | $1.05 \cdot 10^{-3}$ | $1.13 \cdot 10^{-3}$ | $1.10 \cdot 10^{-3}$ | 0.08 | 0.05 |
| 440 | S | $6.18 \cdot 10^{-5}$ | $6.24 \cdot 10^{-5}$ | $6.63 \cdot 10^{-5}$ | $6.25 \cdot 10^{-5}$ | 0.08 | 0.02 |
| | A | | $6.69 \cdot 10^{-4}$ | $6.68 \cdot 10^{-4}$ | $6.61 \cdot 10^{-4}$ | -0.02 | -0.02 |

Table 2: Calibration coefficient, K, of the automatic CIMEL instrument.

(in $W/m^2/sr/nm/numerical\ count$).

The two last columns give the relative error: first the maximum error, i. e. $(K_{max} - K_{min})/K_{min}$, then, the error between the plate field calibration on January 16, 1994, and the sphere laboratory calibration on April 1994.

| τ_a | θ_s (°) | Model | Exact | Eq. 14 | rel. error Eq. 14 | Eq. 17 | rel. error Eq. 17 |
|----------|-------------------|-------|-------|--------|----------------------|--------|----------------------|
| 0.1 | 39.9 | T70 | 0.928 | 0.903 | -0.03 | 1.004 | 0.09 |
| | | M98 | 0.404 | 0.402 | -0.01 | 0.448 | 0.11 |
| | 62.17 | T70 | 0.928 | 0.889 | -0.05 | 0.982 | 0.06 |
| | | M98 | 0.404 | 0.402 | -0.01 | 0.444 | 0.10 |
| | 80.72 | T70 | 0.928 | 0.738 | -0.21 | 0.822 | -0.12 |
| | | M98 | 0.404 | 0.363 | -0.11 | 0.404 | 0 |
| 0.2 | 39.9 | T70 | 0.928 | 0.879 | -0.06 | 1.088 | 0.18 |
| | | M98 | 0.404 | 0.402 | -0.01 | 0.497 | 0.24 |
| | 62.17 | T70 | 0.928 | 0.850 | 0.09 | 1.039 | 0.12 |
| | | M98 | 0.404 | 0.400 | -0.01 | 0.488 | 0.21 |
| | 80.72 | T70 | 0.928 | 0.617 | -0.34 | 0.765 | -0.18 |
| | | M98 | 0.404 | 0.336 | -0.17 | 0.416 | 0.03 |

Table 3a: Comparison between exact values of the "pseudo" phase function $\omega_0 p(60^\circ)$ and retrieved values by applying Eqs 14 or 17 to a simulated sky radiance, for aerosol models T70 and M98, at 870 nm, and for a scattering angle of 60° .

| τ_a | θ_s | Model | Exact | Eq. 14 | rel. error Eq. 14 | Eq. 17 | rel. error Eq. 17 |
|----------|------------|-------|-------|--------|----------------------|--------|----------------------|
| 0.1 | 39.9 | T70 | 0.941 | 0.920 | -0.03 | 0.997 | 0.06 |
| | | M98 | 0.404 | 0.403 | -0.01 | 0.447 | 0.11 |
| | 62.17 | T70 | 0.941 | 0.911 | -0.04 | 0.982 | 0.05 |
| | | M98 | 0.404 | 0.403 | -0.01 | 0.445 | 0.11 |
| | 80.72 | T70 | 0.941 | 0.799 | -0.16 | 0.866 | -0.08 |
| | | M98 | 0.404 | 0.372 | -0.08 | 0.414 | 0.03 |
| 0.2 | 39.9 | T70 | 0.941 | 0.901 | -0.05 | 1.058 | 0.13 |
| | | M98 | 0.404 | 0.403 | -0.01 | 0.497 | 0.24 |
| | 62.17 | T70 | 0.941 | 0.880 | -0.07 | 1.023 | 0.09 |
| | | M98 | 0.404 | 0.402 | -0.01 | 0.490 | 0.22 |
| | 80.72 | T70 | 0.941 | 0.693 | -0.27 | 0.815 | -0.14 |
| | | M98 | 0.404 | 0.346 | -0.15 | 0.427 | 0.06 |

Table 3b: Same as Table 3a but at 1020 nm.

| | Nb of SAGE Obs | $\tau_{a,\lambda}^{strato}$. obs. at 1 μm | $\tau_{a,\lambda}^{strato}$ obs. at 525 nm | $\tau_{a,\lambda}^{strato}$ derived at 870 nm | α^{strato} derived |
|------------------|-------------------|--|---|--|------------------------------|
| 1993: z > 9.5 km | 1 | 0.0391 \pm (na) | 0.0441 \pm (na) | .0403 | 0.187 |
| z > 13.5 km | 8 | 0.0432 \pm 0.0056 | 0.0472 \pm 0.0064 | .0442 | 0.136 |
| 1994: z > 9.5 km | 7 | 0.0178 \pm 0.0045 | 0.0275 \pm 0.0072 | 0.0199 | 0.675 |
| z > 13.5 km | 10 | 0.0114 \pm 0.0036 | 0.0184 \pm 0.044 | 0.0129 | 0.738 |

Table 4: Stratospheric aerosol optical thicknesses, from SAGE II observations

| N | α | τ_a | $\omega_{0a} p_a(60^\circ)$ | $\omega_{0a} p_a(90^\circ)$ | $\omega_{0a} p_a(120^\circ)$ |
|----|----------------------|----------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| 45 | 1.251 ± 0.137 | 0.151 ± 0.044 | 0.676 ± 0.062 | 0.248 ± 0.027 | 0.162 ± 0.025 |
| 14 | 0.503 ± 0.057 | 0.094 ± 0.025 | 0.402 ± 0.066 | 0.141 ± 0.019 | 0.116 ± 0.022 |
| 3 | 0.034 ± 0.029 | 0.409 ± 0.237 | 0.277 ± 0.192 | 0.148 ± 0.105 | 0.059 ± 0.039 |

Table 5: Summary of the three types of aerosols identified in the morning measurements. N is the number of measurements

| wavelength (nm) | $\Delta(\ln I_0)/m$ | $\Delta\tau_r$ | $\Delta(t_g)/m t_g$ | $\Delta(S)/m S$ | $\Delta\tau_a$ |
|--------------------|---------------------|----------------|---------------------|-----------------|----------------|
| 1020 | 0.0079 | 0.00016 | - | 0.0078 | 0.0111 |
| 870 | 0.0094 | 0.0030 | - | - | 0.0094 |
| 670 | 0.0164 | 0.00088 | 0.02 | - | 0.0259 |
| 440 | 0.0306 | 0.0048 | - | - | 0.0310 |

Table 6 a: Accuracy on retrieval of aerosol optical thickness $\Delta\tau_a$. The total error, $\Delta\tau_a$, is the quadratic sum of error linked to the determination of the calibration coefficient, I_0 , the Rayleigh optical thickness, τ_r , the ozone transmission, t_g , and the temperature correction in the band at 1020 nm, S.

| τ_a | 0.03 | 0.05 | 0.1 | 0.2 |
|-----------------------------------|----------------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| $\Delta\rho_a / \rho_a(870)$ | $9.2 \cdot 10^{-2}$ | $6.3 \cdot 10^{-2}$ | $4.1 \cdot 10^{-2}$ | $3.0 \cdot 10^{-2}$ |
| $\Delta\rho_a / \rho_a(1020)$ | $6.4 \cdot 10^{-2}$ | $4.6 \cdot 10^{-2}$ | $3.3 \cdot 10^{-2}$ | $2.7 \cdot 10^{-2}$ |
| $\Delta\varepsilon / \varepsilon$ | $15.6 \cdot 10^{-2}$ | $10.9 \cdot 10^{-2}$ | $7.4 \cdot 10^{-2}$ | $5.7 \cdot 10^{-2}$ |

Table 6 b: Relative accuracy on the retrieval of the aerosol reflectance, ρ_a , at 870 and 1020 nm, and on its wavelength dependence $\varepsilon(870,1020)$. The scattering angle is 90° .

| τ_a | 0.03 | | 0.05 | | 0.1 | | 0.2 | |
|----------------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|
| λ (nm) | A | B | A | B | A | B | A | B |
| 870 | 0.43 | +0.11 | 0.27 | +0.12 | 0.15 | +0.14 | 0.08 | +0.17 |
| 1020 | 0.47 | -0.04 | 0.29 | -0.03 | 0.16 | -0.01 | 0.09 | +0.04 |

Table 6.c: relative accuracy on the retrieval of the aerosol pseudo phase function for the model C70 for the scattering angle of 90° . Column A gives the relative error due to errors on aerosol optical thickness and aerosols reflectance. Column B gives the relative error due to the single scattering approximation

| τ_a | θ_s (°) | Model | R_n | R_n | error | R_n | error | R_n | error |
|----------|-------------------|-------|------------|--------------|-------|--------------|-------|--------------|-------|
| | | | $\rho = 0$ | $\rho = 0.2$ | | $\rho = 0.5$ | | $\rho = 1.0$ | |
| 0.1 | 39.90 | T70 | 0.0176 | 0.0234 | 0.33 | 0.0322 | 0.83 | 0.0475 | 1.70 |
| | | M98 | 0.0089 | 0.0129 | 0.45 | 0.0189 | 1.13 | 0.0292 | 2.29 |
| | 62.17 | T70 | 0.0126 | 0.0146 | 0.16 | 0.0176 | 0.40 | 0.0228 | 0.81 |
| | | M98 | 0.0064 | 0.0079 | 0.24 | 0.0100 | 0.57 | 0.0138 | 1.16 |
| | 80.72 | T70 | 0.0097 | 0.0101 | 0.05 | 0.0108 | 0.12 | 0.0120 | 0.24 |
| | | M98 | 0.0053 | 0.0057 | 0.08 | 0.0063 | 0.19 | 0.0072 | 0.36 |
| 0.2 | 39.90 | T70 | 0.0313 | 0.0406 | 0.30 | 0.0551 | 0.76 | 0.0810 | 1.59 |
| | | M98 | 0.0138 | 0.0198 | 0.44 | 0.0292 | 1.12 | 0.0456 | 2.31 |
| | 62.17 | T70 | 0.0221 | 0.0251 | 0.14 | 0.0299 | 0.36 | 0.0382 | 0.73 |
| | | M98 | 0.0099 | 0.0119 | 0.21 | 0.0151 | 0.53 | 0.0206 | 1.08 |
| | 80.72 | T70 | 0.0149 | 0.0156 | 0.05 | 0.0165 | 0.11 | 0.0183 | 0.23 |
| | | M98 | 0.0076 | 0.0081 | 0.07 | 0.0088 | 0.16 | 0.0101 | 0.33 |

Table 6-d: Computed normalized sky radiance, R_n , for different ground reflectances, $\rho=$ 0, 0.2, 0.5, and 1.

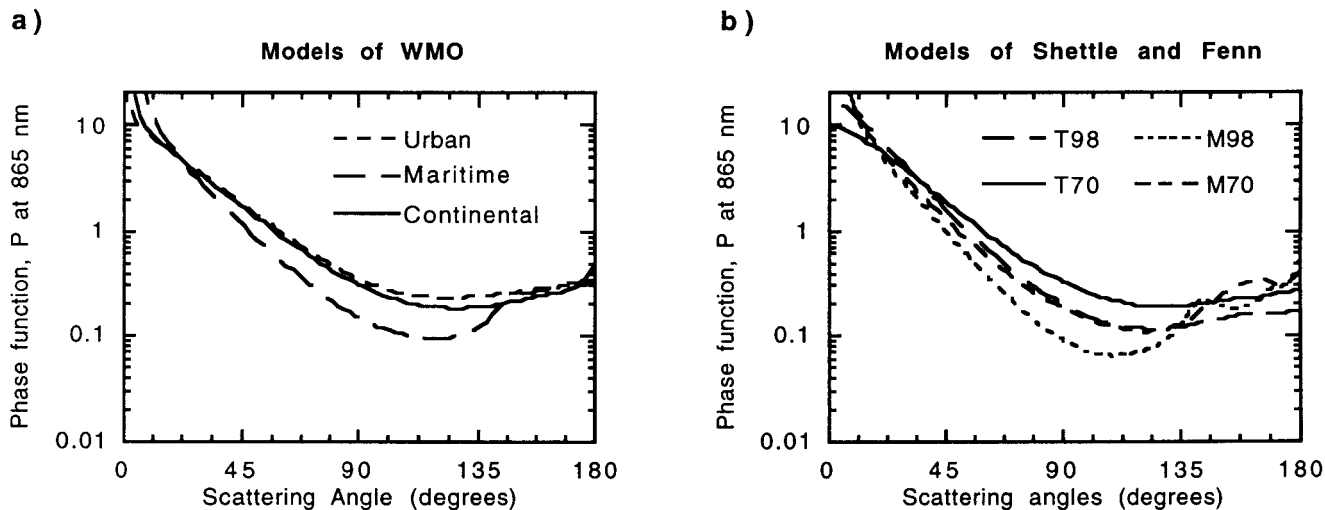


Fig.1 : Phase function at 870 nm of models
 a) maritime, urban and continental models of WMO.
 b) models of Shettle and Fenn: T70, T98, M70 and M98.

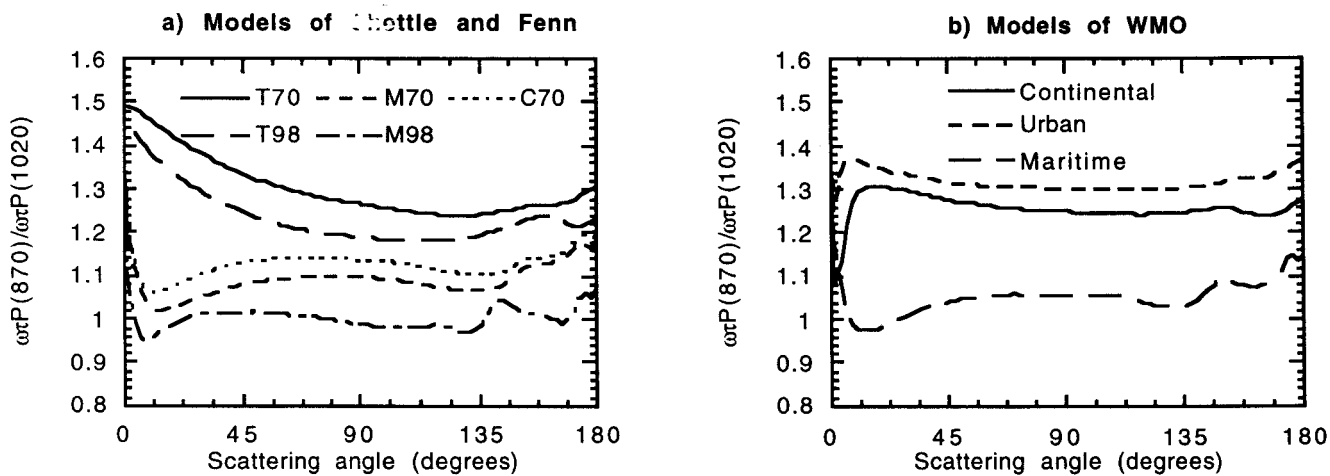


Fig. 2 : Variations of the spectral dependency of the aerosol reflectance between 870 and 1020 nm versus scattering angle computed with single-scattering approximation
 a) for five models of Shettle and Fenn: T70, T98, M70, M98 and C70.
 b) for maritime, urban and continental models of WMO.

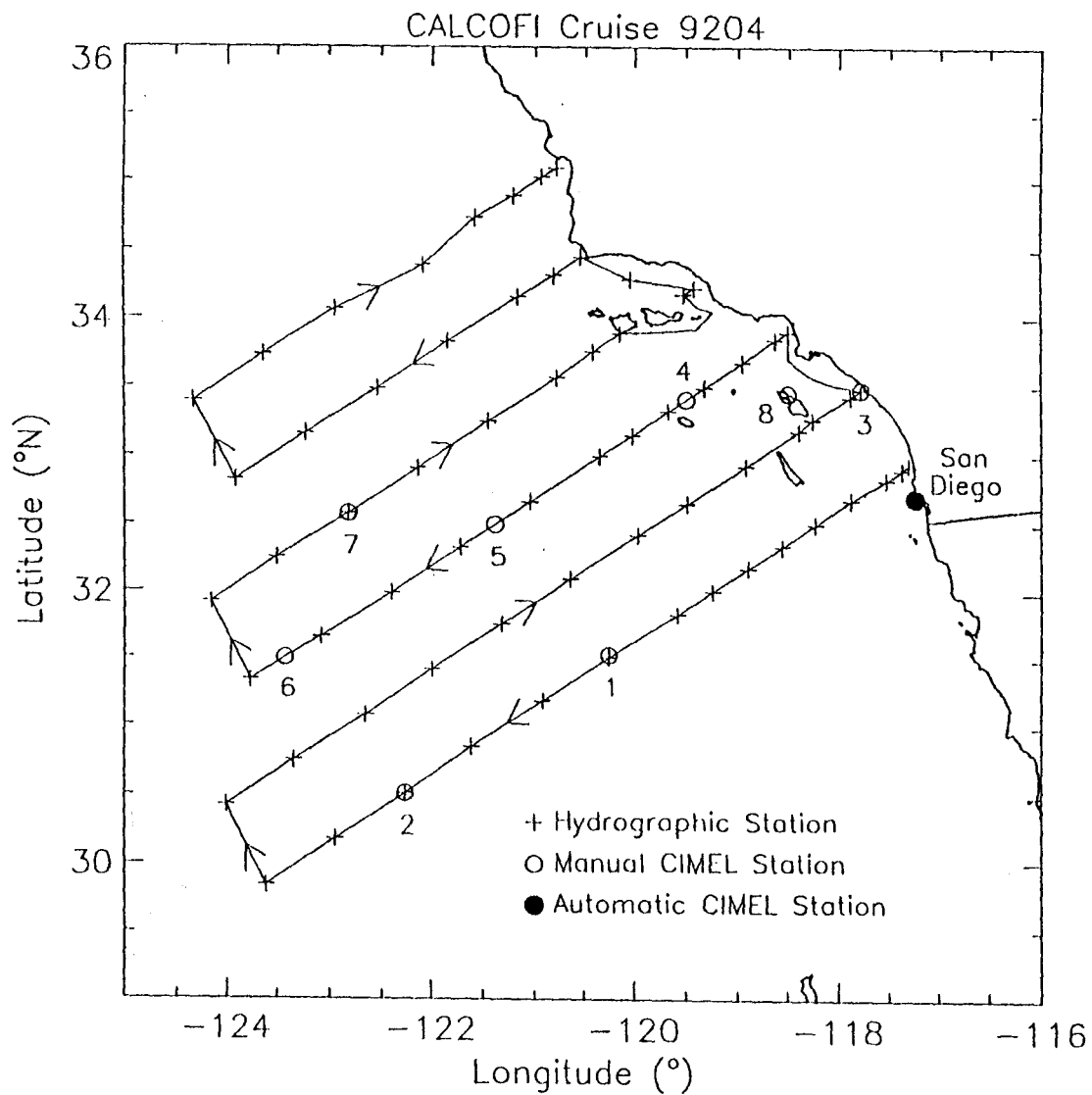


Fig. 3 : Map of measurements locations: San Diego, Catalina Island, and Calcofi locations. Station 1 : January 22, 1994 Station 5 : January 29, 1994
 Station 2 : January 23, 1994 Station 6 : January 30, 1994
 Station 3 : January 27, 1994 Station 7 : January 31, 1994
 Station 4 : January 28, 1994

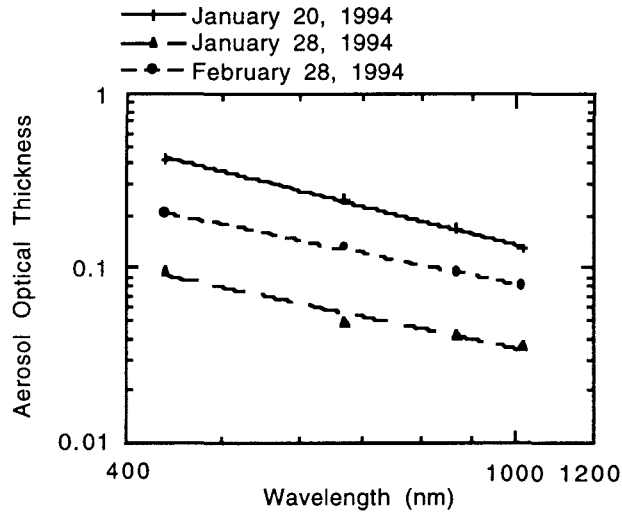


Fig 4 : Measured aerosol optical thickness versus wavelength.

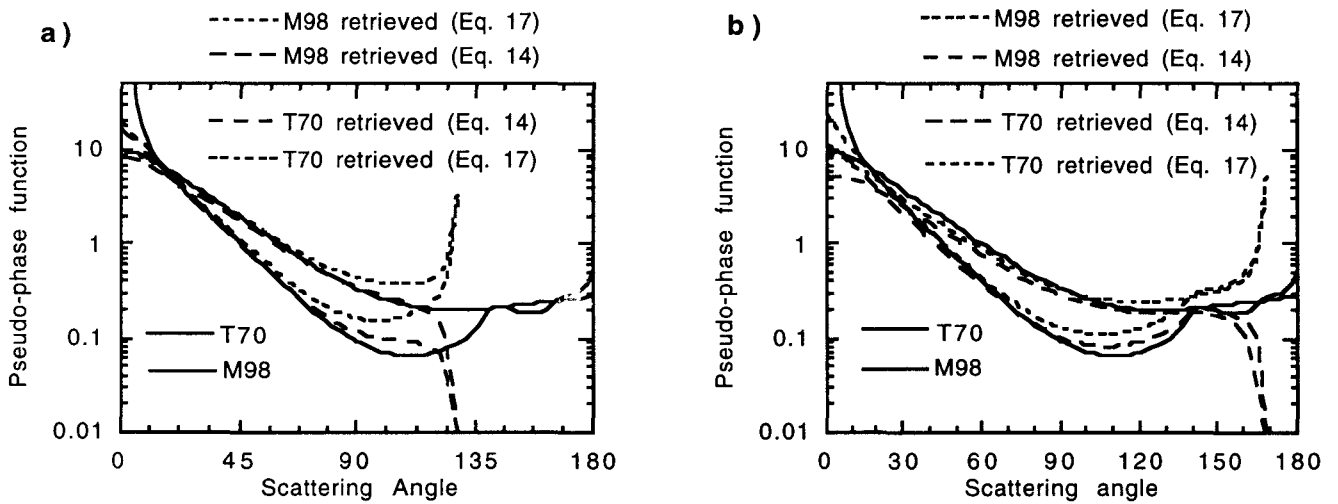


Fig 5 : Aerosol pseudo-phase function and retrieved pseudo-phase function at 870 nm, for models T70 and M98 with $\tau_a = 0.1$ a) $\theta_s = 39.9$ and b) $\theta_s = 80.72$

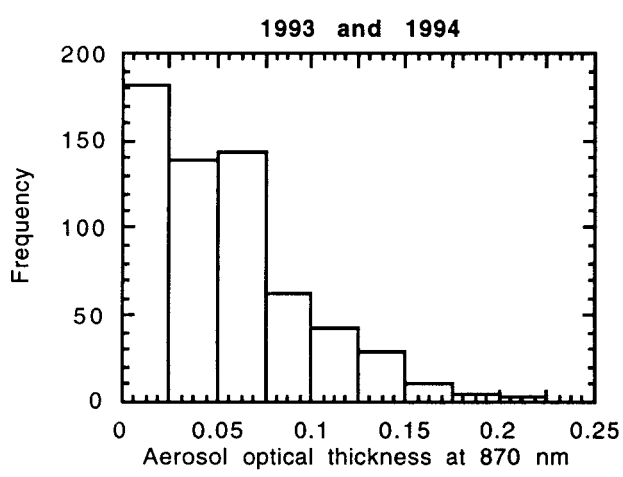
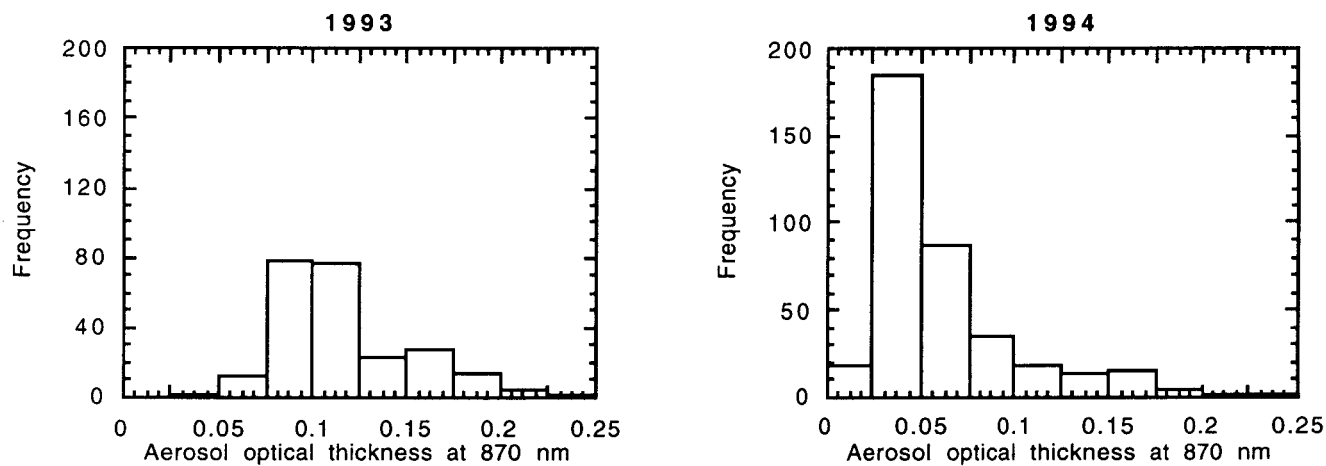


Fig. 6 : Histogram of the number of measurements of the aerosol optical thickness at 870 nm for the measurements collected a) in 1993, b) in 1994 and c) in 1993 and 1994 after subtraction of stratospheric aerosols optical thickness.

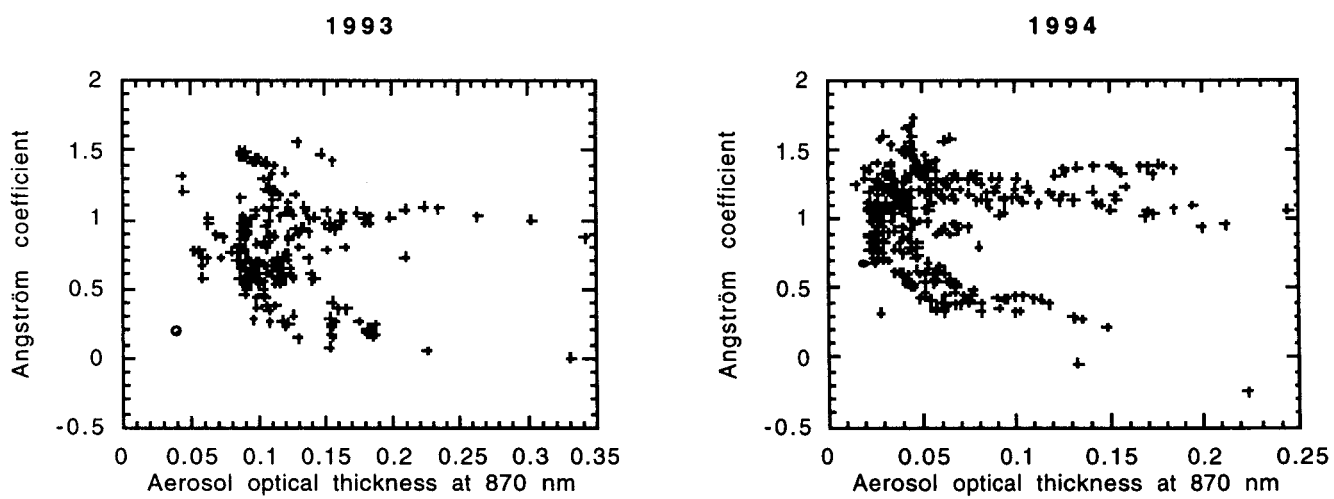


Fig. 7 : Angström coefficient versus aerosol optical thickness at 870 nm : measurements (crosses) collected in a) 1993 and b) 1994. The stratospheric component, given by SAGE, is identified by a circle.

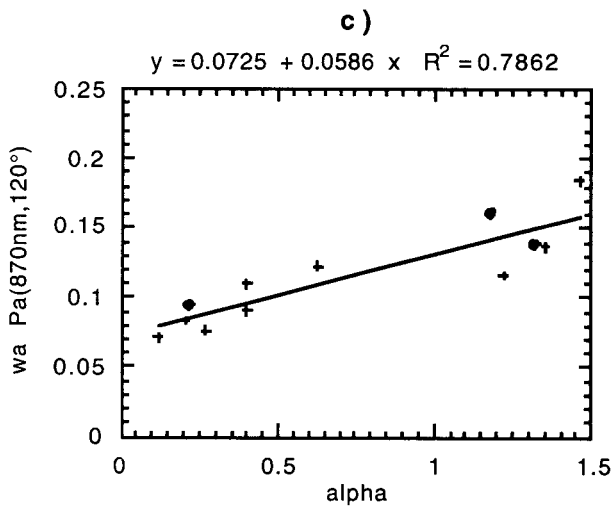
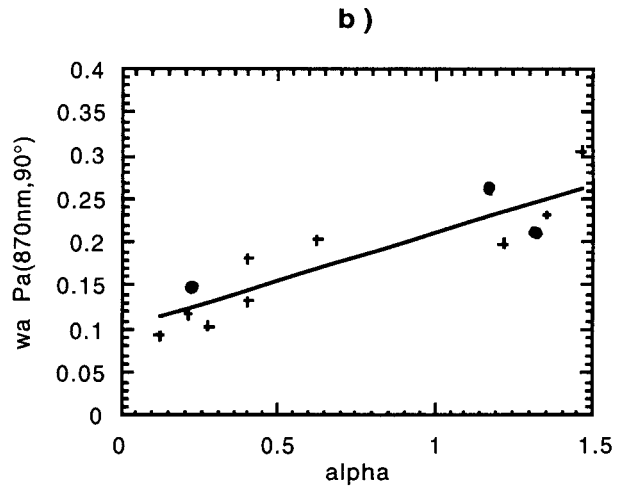
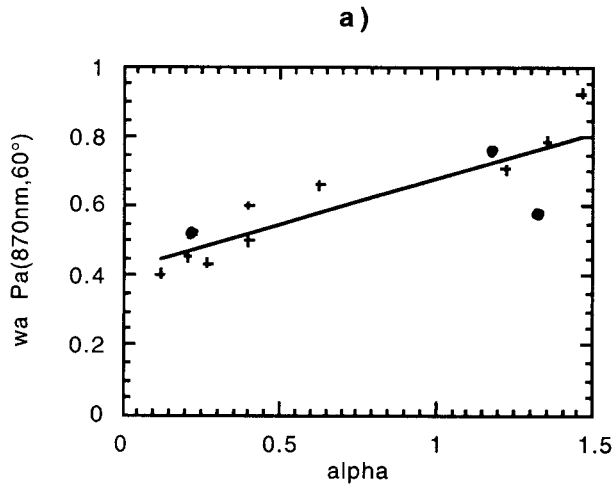
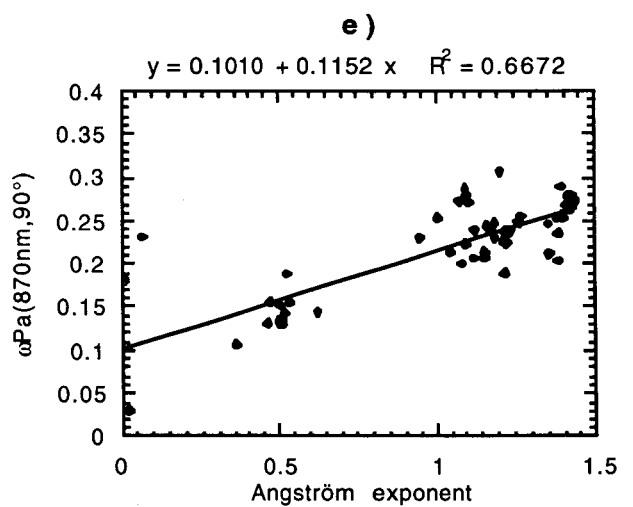
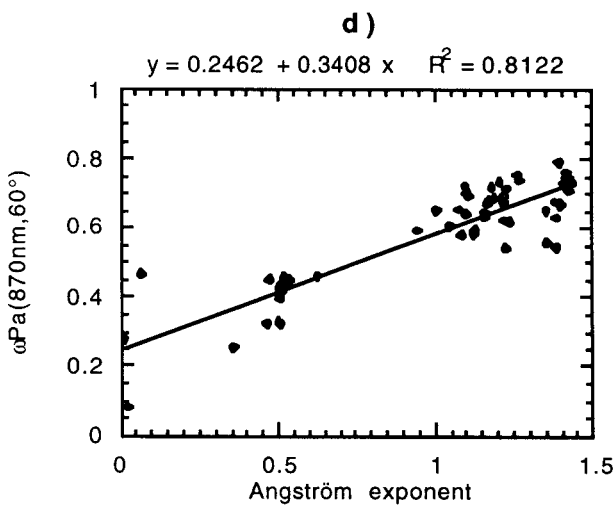


Fig. 8 a-c : Aerosol pseudo-phase function at 870 nm versus Angström coefficient: models of WMO (solid circles) and models of Shettle and Fenn (solid triangles), at a scattering angle of a) 60°, b) 90° and c) 120°.



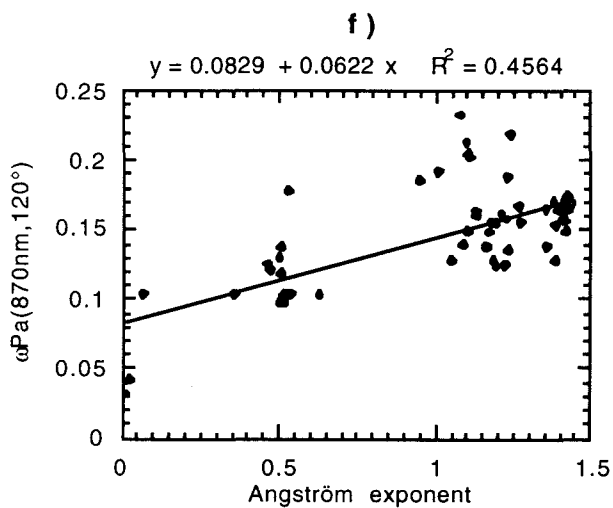


Fig. 8 d-f : Aerosol pseudo-phase function at 870 nm versus Angström coefficient: measurements collected in 1994 (morning only) while $\tau_a > 0.075$ at 870 nm, at a scattering angle of d) 60 degrees, e) 90 degrees, and f) 120 degrees.

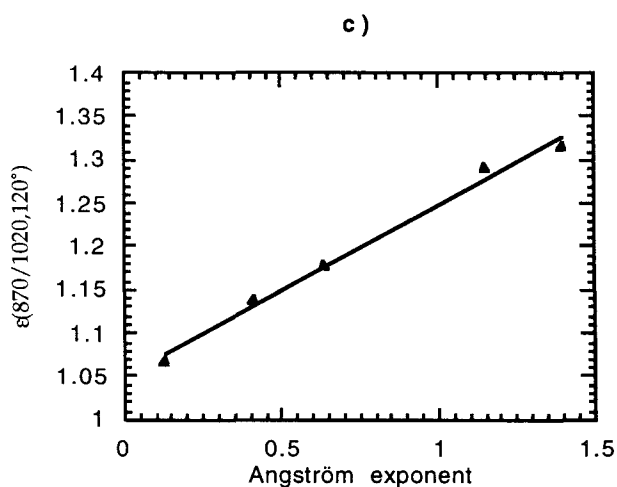
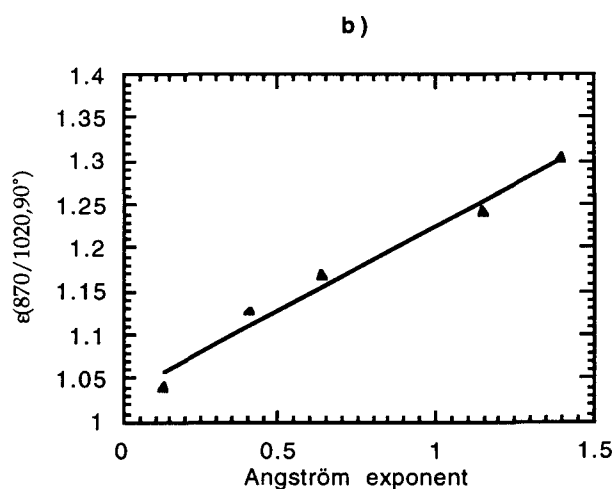
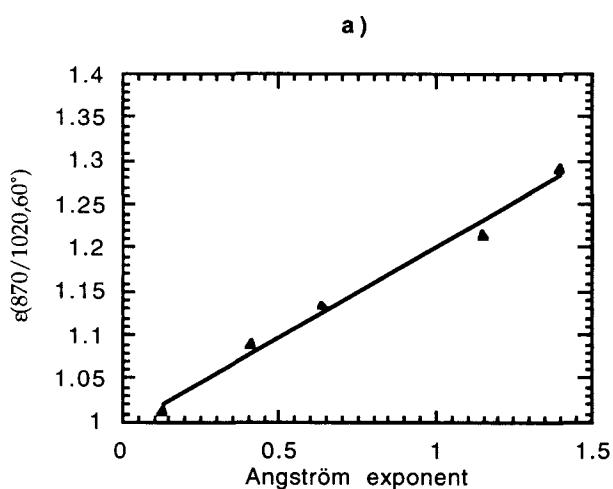


Fig. 9 a-c : Aerosol reflectance spectral dependency $\epsilon(870,1020)$ versus Angström coefficient: models of Shettle and Fenn (solid triangles) for $\tau_a=0.1$ and $\theta_s=60^\circ$, at a scattering angle of a) 60°, b) 90° and c) 120°.

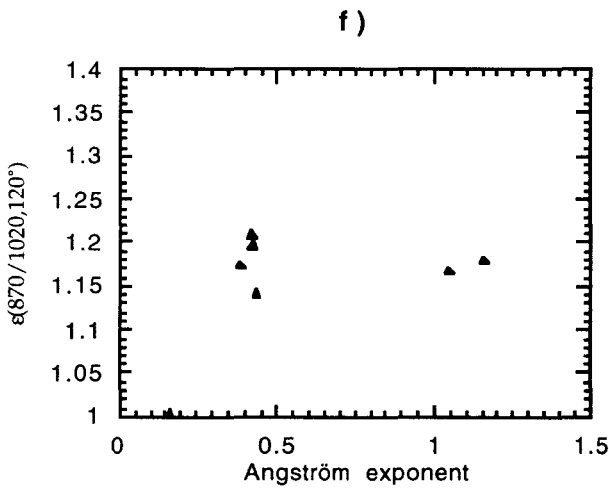
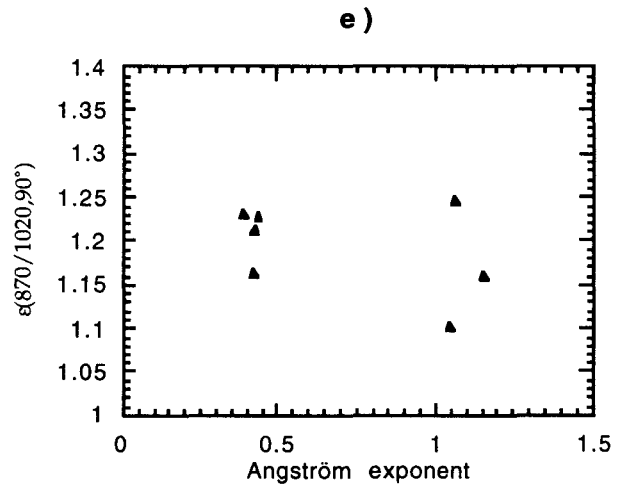
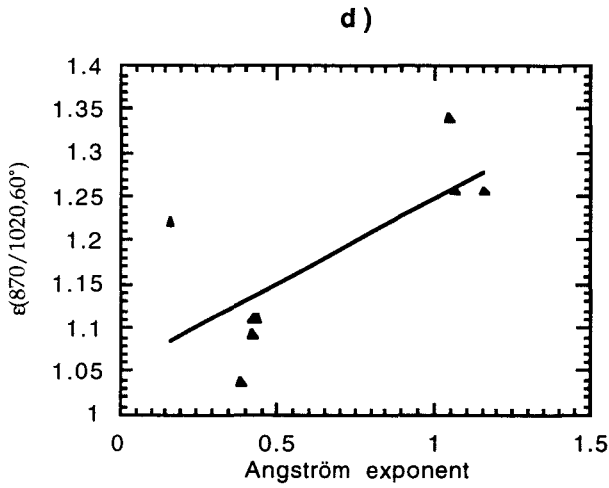


Fig. 9 d-f : Aerosol reflectance spectral dependency $\epsilon(870,1020)$ versus Angström coefficient: measurements collected in 1994 (morning only) while $0.08 < \tau_a < 0.12$ and $50^\circ < \theta_s < 70^\circ$, at a scattering angle of d) 60 degrees, e) 90 degrees, and f) 120 degrees.

+ alpha < 0.8 wind speed and direction: mean or
 • alpha > 0.8 18 vectors before the measurement

+ alpha < 0.8 Wind speed and direction: mean on
 o alpha > 0.8 72 vectors before the measurement

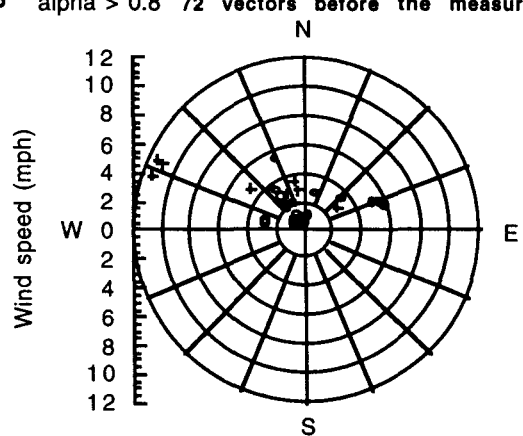
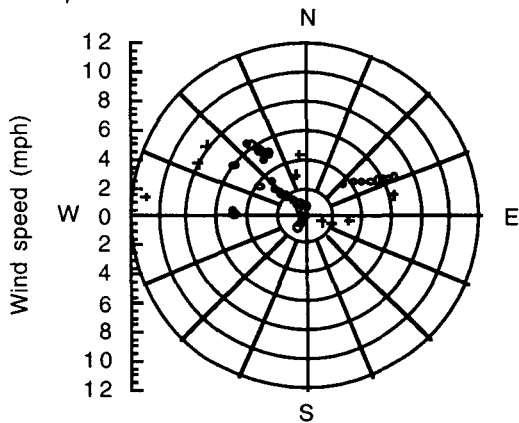


Fig. 10 : Polar representation of Angström coefficient versus wind speed in mph and direction. Measurements of Angström coefficient above 0.8 are represented by circles, measurements under 0.8 are represented by crosses. Wind speed and direction are averaged on one and a half hour (Fig. 8a) and 6 hours (Fig. 8b) before the Angström coefficient measurement.



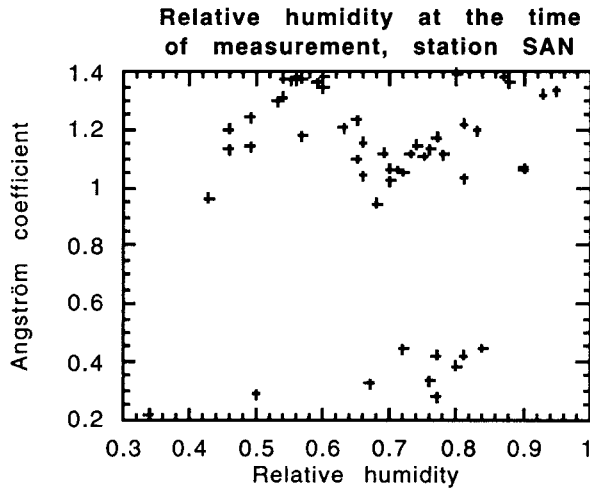


Fig. 11 : Angström coefficient measurements collected in 1994 versus relative humidity

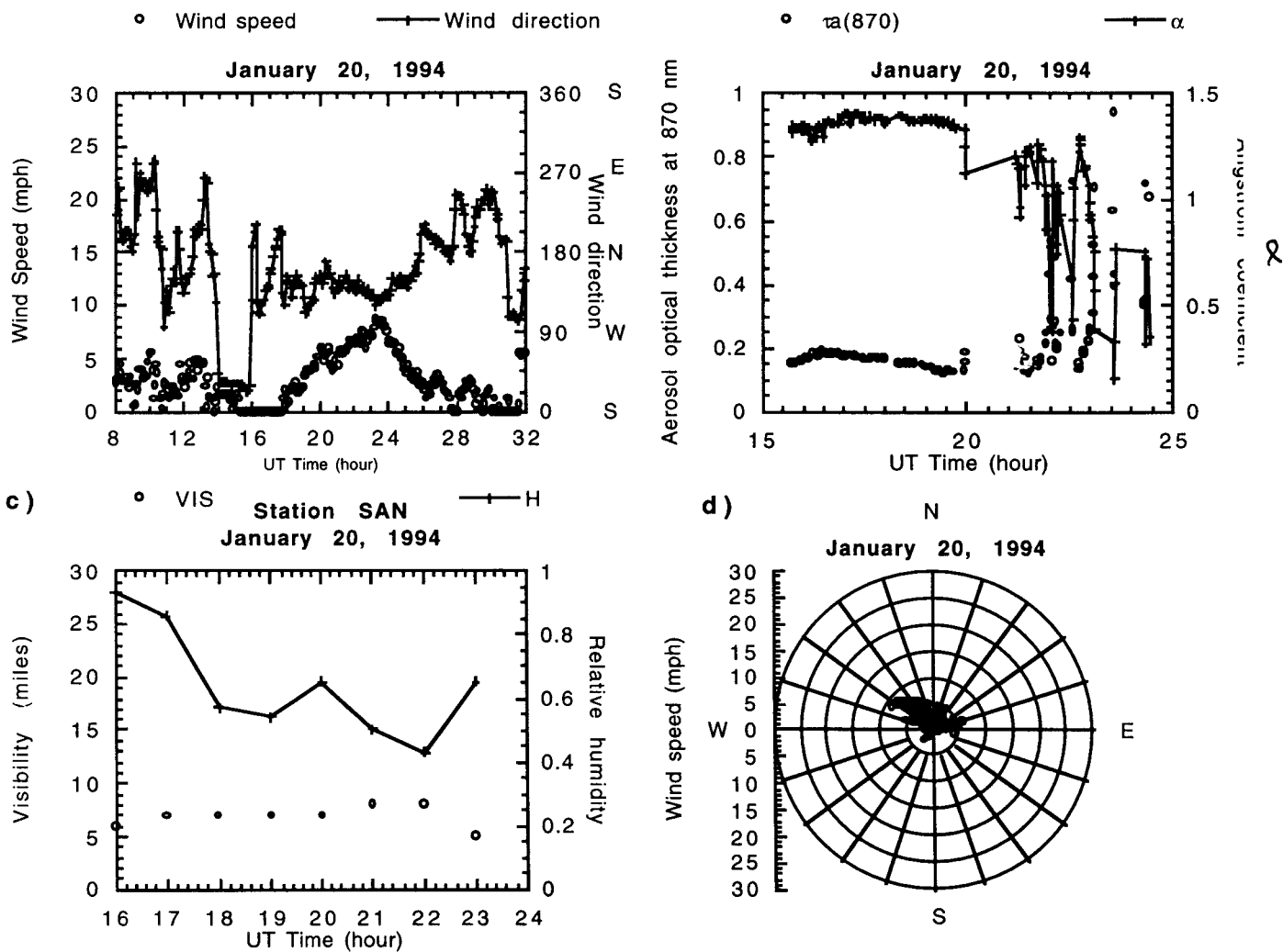


Fig. 12 : Variations of meteorological and optical datas on January 20, 1994.

- a) Wind speed and direction
- b) Aerosol optical thickness at 870 nm and Angström coefficient
- c) Visibility and relative humidity

d) Polar representation of wind speed and direction

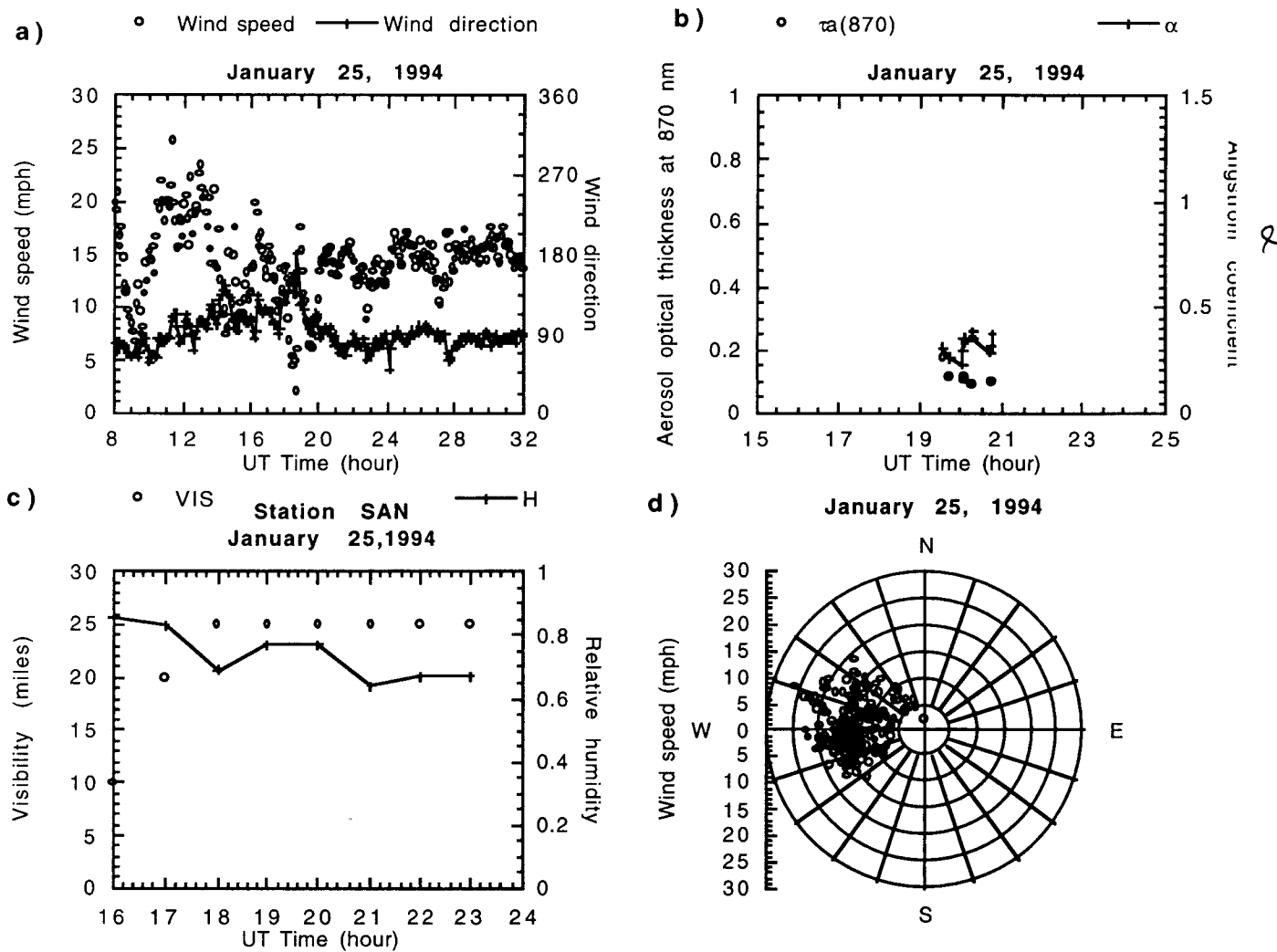


Fig. 13 : Variations of meteorological and optical datas on January 25, 1994.

- a) Wind speed and direction
- b) Aerosol optical thickness at 870 nm and Angström coefficient
- c) Visibility and relative humidity
- d) Polar representation of wind speed and direction

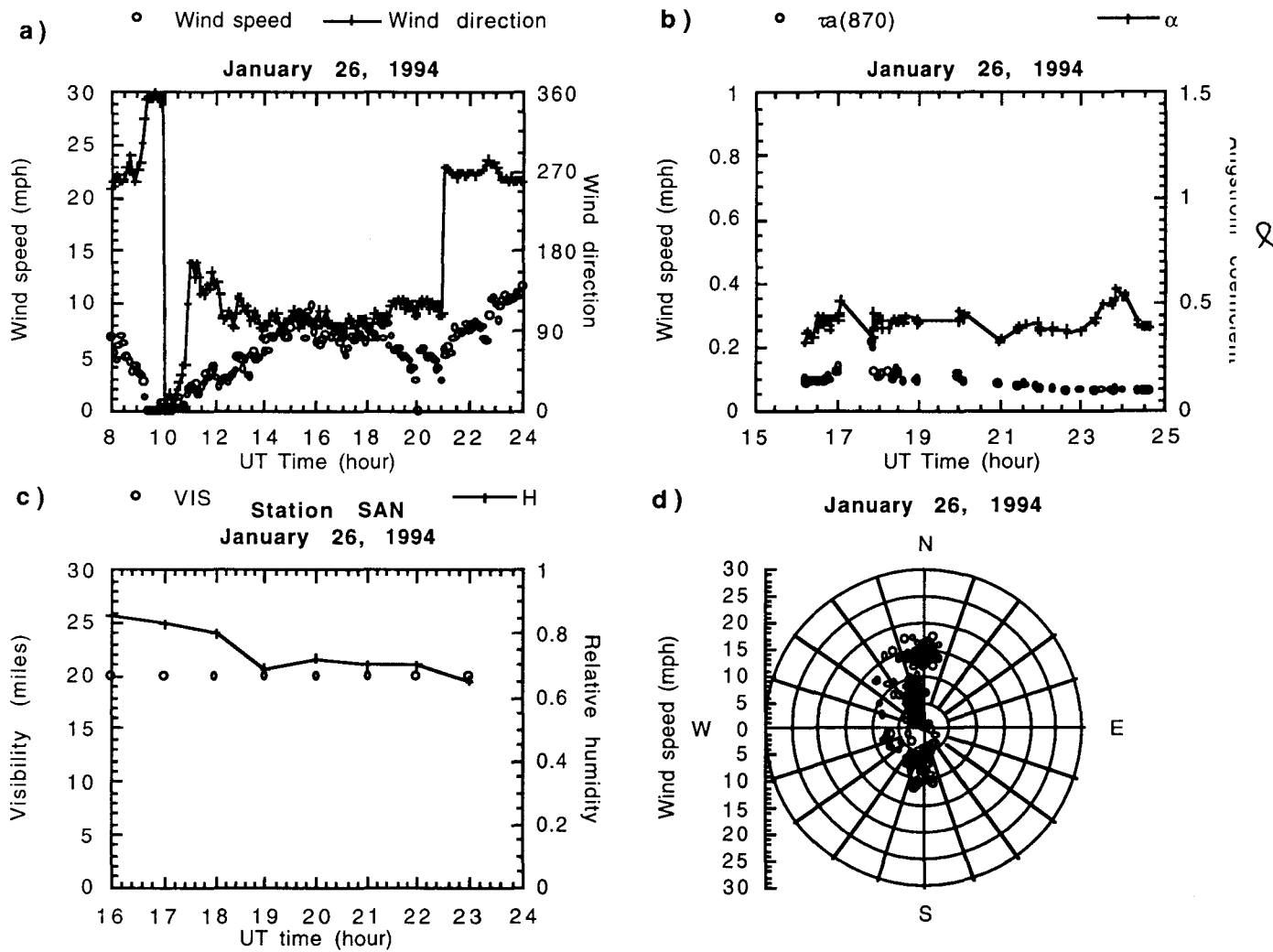


Fig. 14 : Variations of meteorological and optical data on January 26, 1994.

a) Wind speed and direction

b) Aerosol optical thickness at 870 nm and Angström coefficient

c) Visibility and relative humidity

d) Polar representation of wind speed and direction

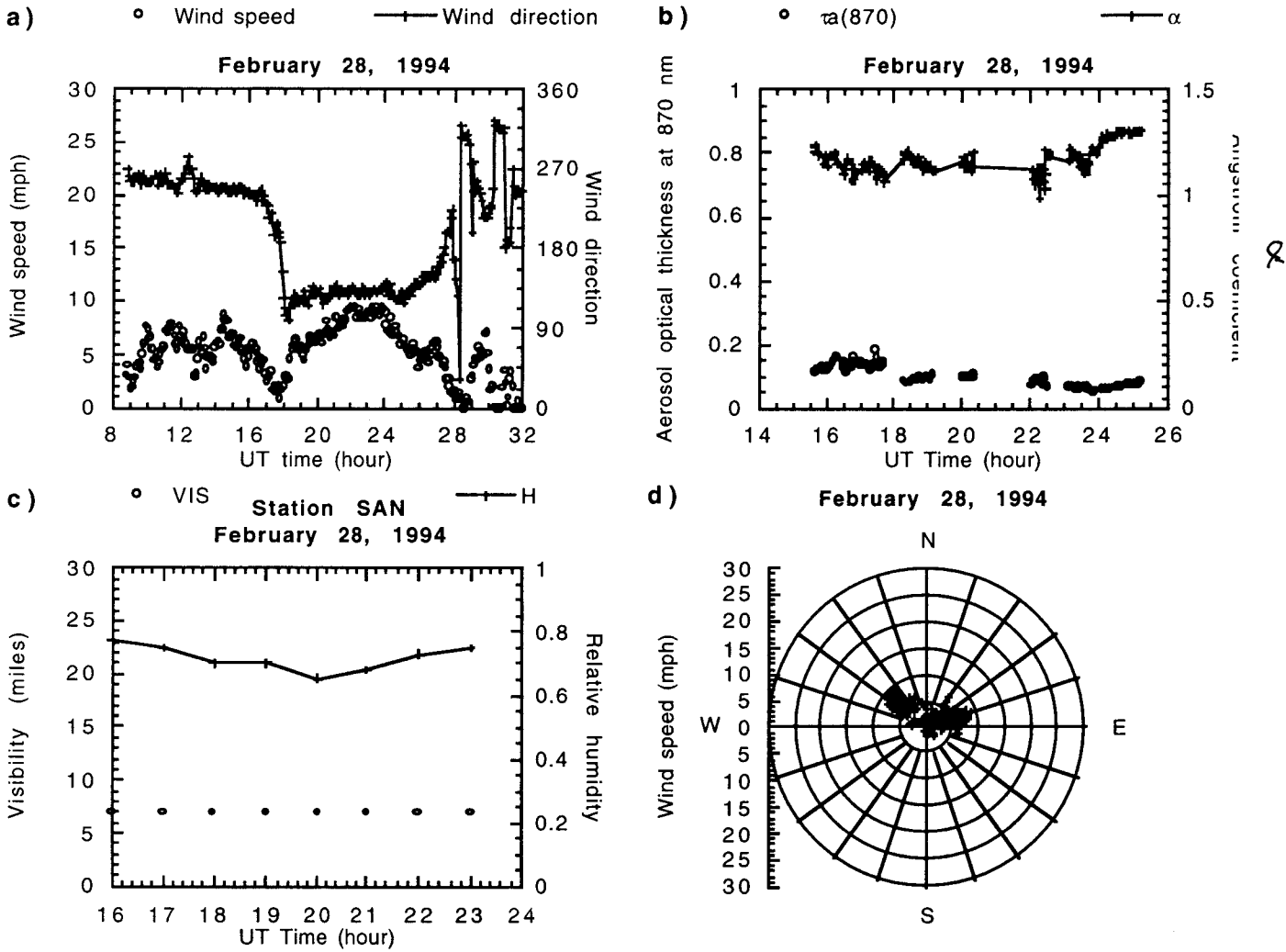


Fig. 15 : Variations of meteorological and optical data on February 28, 1994.

- a) Wind speed and direction
- b) Aerosol optical thickness at 870 nm and Angström coefficient
- c) Visibility and relative humidity
- d) Polar representation of wind speed and direction

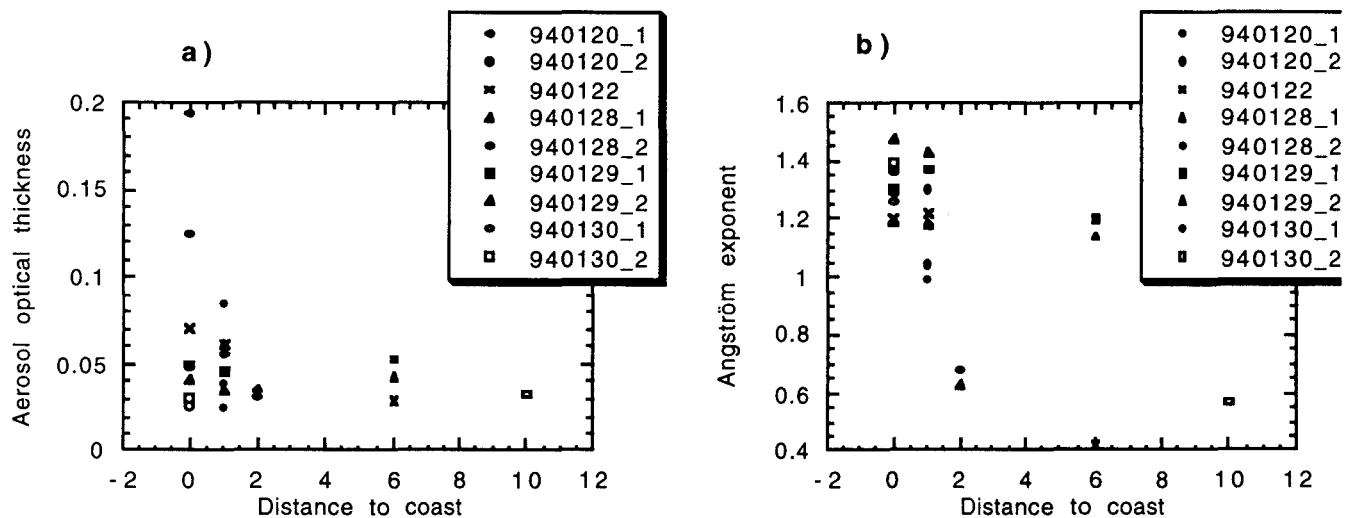


Fig. 16 : Aerosols optical parameters versus distance to the coast (distance has been normalized to 1 for the distance Catalina-Coast, ie approximately 40 km) a) Aerosol optical thickness, and b) Angström exponent

References

- Abbott, M. R., O. B. Brown, R. H. Evans, H. R. Gordon, K. L. Carder, F. E. Müller-Karger and W. E. Esaias, Ocean color in the 21st century: a strategy for a 20-year time series, NASA Tech. Memo. 104566, Vol 17, S. B. Hooker and E. R. Firestone, Eds., NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, 20 pp, 1995.
- André, J. M., and A. Morel, Simulated effects of barometric pressure and ozone content upon the estimate of marine phytoplankton from space, *J. Geophys. Res.*, 94, 1029-1037, 1989.
- Ångström, A., Techniques of determining the turbidity of the atmosphere, *Tellus*, 13, 214-223, 1961
- Ångström, A., The parameters of atmospheric turbidity, *Tellus*, 16, 64-75, 1964.
- Ardanuy, P. E., D. Han, and V. V. Salomonson, The Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS) science and data system requirements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 29, 75-88, 1991.
- Bruegge, C. J., R.N. Halthore, B. Markham, M. Spanner, and R. Wrigley, Aerosol optical depth retrievals over the Konza Prairie, *J. Geophys. Res.*, 97, 18743-18758, 1992.
- D'Almeida, Koepke, and Shettle, Atmospheric aerosols. *Global climatology and radiative characteristics*, A Deepak Pub., Hampton, Virginia, 561 pp., 1991
- Dermeidjan, D., *Electromagnetic scattering on spherical dispersions*, Elsevier, New-York, 290 pp., 1969.
- Deschamps, M. Herman, and D. Tanré, Modeling of the atmospheric effects and its application to the remote sensing of ocean color, *Appl. Opt.*, 23, 3751-3758, 1983.
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, and G. Sèze, The POLDER Mission: Instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 32, 598-615, 1994.

- Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere ocean system, *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, 41, 483-494, 1989.
- Dutton, E. G., P. Reddy, S. Ryan, and J. DeLuisi, Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii: 1982-1992, *J. Geophys. Res.*, 99, 8295-8306, 1994.
- Dutton, E. G., P. Reddy, S. Ryan, and J. J. DeLuisi, Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii: 1982-1992, *J. Geophys. Res.*, 99, 8295-8306, 1994.
- Estep, L., and R. Arnone, Effect of whitecaps on determination of Chlorophyll concentration from satellite data, *Remote Sensing Environment*, 50, 328-334, 1994.
- Gordon, H. R., and D. K. Clark, Atmospheric effects in the remote sensing of phytoplankton pigments, *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, 299-313, 1980.
- Gordon H. R., and D. K. Clark, Clear water radiances for atmospheric correction of Coastal Zone Color Scanner, *Appl. Opt.*, 20, 4175-4180.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: A preliminary algorithm, *Appl. Opt.*, 33, 442-453, 1994.
- Gordon, H. R., D. K. Clark, J. L. Mueller, and W. A. Hovis, Phytoplankton pigments derived from the Nimbus-7 CZCS: initial comparisons with surface measurements, *Science*, 210, 63-66, 1980.
- Gordon, H. R., D. K. Clark, J. W. Brown, O. B. Brown, R. H. Evans, and W. W. Broenkow, Phytoplankton pigment concentration in the middle Atlantic Bight: comparison between ship and Coastal Zone Color Scanner estimates, *Appl. Opt.*, 22, 20-36, 1983.
- Gordon, H. R., J. W. Brown, and R. H. Evans, Exact Rayleigh scattering calculations for use with the Nimbus 7 Coastal Zone Color Scanner, *Appl. Opt.*, 27, 862-871, 1988.

- Hänel, G., The real part of the mean complex refractive index and the mean density of samples of atmospheric aerosol particles, *Tellus*, 20, 371-379, 1968?? 1972
- Hänel, G., The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air, *Adv. Geophys.*, 19, 77-188, 1976
- Herber, A., L. W. Thomason, V. F. Radionov, and U. Leiterer, Comparison of trends in the tropospheric and stratospheric aerosol optical depths in the Antarctic, *J. Geophys. Res.*, 98, 18441-18447, 1993.
- Herber, A., L. W. Thomason, V. F. Radionov, and U. Leiterer, Comparison of trends in the tropospheric and stratospheric aerosol optical depths in the Antarctic, *J. Geophys. Res.*, 98, 18441-18447, 1993.
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanrez, J. P. Buis, A. K. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. A. Kaufman, Multi-band automatic sun and sky scanning radiometer system for measurement of aerosols, in *Coll. Signatures Spectrales, Val d'Isère, Janvier 1994, ESA*, 75-83, 1994
- Hooker, S. B., and W. Esaias, An overview of the SeaWiFS project, *EOS Trans. AGU*, 74, 241 and 245-246, 1993.
- Hooker, S. B., C. R. McClain, and A. Holmes, Ocean Color Imaging: CZCS to SeaWiFS, *Mar. Technol. Soc. J.*, 27, 3-15, 1993.
- Hoppel, W. A., J. W. Fitzgerald, G. M. Frick, and R. E. Larson, Aerosol size distributions and optical properties found in the marine boundary layer over the Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 95, 3659-3686, 1990.
- Hovis, W. A., D. K. Clark, E. Anderson, R. W. Austin, W. H. Wilson, E. T. Baker, D. Ball, H. R. Gordon, J. L. Mueller, S. Z. El-Sayed, B. Sturm, R. C. Wrigley, and C.S. Yentsch, Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner: System description and initial imagery, *Science*, 210, 60-63, 1980

- Joint Global Ocean Flux Study (JGOFS), The Joint Global Ocean Flux Study: Background, Goals, Organization and Next Steps, *Scientific Committee on Oceanic Research, International Council of Scientific Unions, Paris, 1987.*
- Kasten F., and A.T. Young, Revised optical air mass tables and approximation formula, *Applied Optics*, 28, 1989.
- Kaufman, Y. J., A. Gitelson, A. Karnieli, E. Ganor, R. S. Fraser, T. Nakajima, S. Mattoo, and B. N. Holben, Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements, *J. Geophys. Res.*, 99, 10341-10356, 1994.
- Kaufman, Y. J., Aerosol optical thickness and atmospheric path radiance, *J. Geophys. Res.*, 98, 2677-2692, 1993.
- Kent, G. S., M. P. McCormick, and P.-H. Wang, Validation of Stratospheric Aerosol and Gas Experiments I and II satellite aerosol optical depth measurements using surface radiometer data, *J. Geophys. Res.*, 99, 10333-10339, 1994.
- Korotaev, G. K., S. M. Sakerin, A. M. Ignatov, L. L. Stowe, and E. P. McClain, Sun-photometer observations of the aerosol optical thickness over the North Atlantic from a Soviet Research Vessel for validation of satellite measurements, *J. Atmos. Oceano. Technol.*, 10, 725-735, 1993.
- Nakajima, T., M. Takamura, M. Yamano, M. Shiobara, T. Yamanuchi, R. Goto, and K. Murai, Consistency of aerosol size distribution inferred from measurements of solar radiation and aureole, *J. Meteorol. Soc. Jap.*, 64, 765-776, 1986.
- Nakajima, T., M. Tanaka, and T. Tamauchi, Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole and extinction data. *Appl. Opt.*, 22, 2951-2959, 1983.
- Nilsson, Meteorological influence on aerosol extinction in the 0.2-40 μm wavelength range, *Appl. Opt.*, 18, ...-...1979

- O'Neill, N. T., A. Royer, P. Coté, and L. J. B. McArthur, Relations between optically derived aerosol parameters, humidity, and air-quality parameters in an urban atmosphere, *J. Appl. Meteorol.*, 32, 1484-1498, 1993.
- Obleitner, F., Atmospheric turbidity at the Antarctic Coastal Station Georg-von-Neumayer (70°S, 8°W, 40 m MSL), *J. Appl. Meteorol.*, 31, 1202-1209, 1992.
- Paltridge G.W., and Platt C.M.R., Radiative Processes in Meteorology and Climatology, *Development in Atmospheric Science*, Elsevier Scientific Publ. Co. New-York, N.Y. 10017, 1977.
- Shettle and Fenn, E. P., and R. W. Fenn, Models of the atmospheric aerosols and their optical properties, in *Optical propagation in the atmosphere*, AGARD-CP-183, 1976
- Shettle E. P., and R. W. Fenn, Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties, *AFGL-Rep. TR-79-0214*, Air Force Geophys. Lab., Bedford, Mass., 1979.
- Smirnov, A., A. Royer, N. T. O'Neill, and A. Tarussov, A study of the link between synoptic air mass and atmospheric optical parameters, *J. Geophys. Res.*, 99, 20967-20982, 1994.
- Stowe, L. L., Cloud and aerosol products at NOAA/NESDIS, *Global and Planetary Change*, 4, 25-32, 1991.
- Tanré D., Deroo C., Duhaut P., Herman M., Morcrette J.J., Perbos J., Deschamps P. Y., 1990. Description of a computer code to simulate the signal in the solar spectrum: the 5S code. *Int. J. Remote Sensing*, 11, 659-668.
- Tanré, D., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, and J. Y. Gac, Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 93, 12,223-12,231, 1988.

- Tanré, D., M. Herman, P. Y. Deschamps, and A. De Leffe, Atmospheric modelling for space measurements of ground reflectances, including bidirectional properties, *Appl. Opt.*, 18, 3587-3594, 1979.
- Tomasi, C., and F. Prodi, Measurements of atmospheric turbidity and vertical mass loading of particulate matter in marine environments, *J. Geophys. Res.*, 87, 1279-1286, 1982.
- Toon, O. B., and J. B. Pollack, A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations, *J. Appl. Meteorol.*, 15, 225-246, 1976
- Travis, L. D., and J. E. Hansen, 1974, Light scattering in planetary atmospheres, *Space Sci. Rev.*, 16, 527-..., 1974.
- Villevalde, Yu. V., A. V. Smirnov, N. T. O'Neill, S. P. Smyshlyaev, and V. V. Yakovlev, Measurement of aerosol optical depth in the Pacific Ocean and the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 99, 20883-20988, 1994.
- Viollier, M., D. Tanre, and P. Y. Deschamps, An algorithm for remote sensing of water color from space, *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, 247-267, 1980
- WMO, A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation, *WCP-112 and WMO/TD-NO024*, March 1986, 53 pp., 1986
- Young, A. T., On the Rayleigh-scattering optical depth of the atmosphere, *J. Appl. Meteorol.*, 20, 328-330, 1981.

**Spectral Reflectance of Sea Foam in the Visible and Near-Infrared:
In-Situ Measurements and Implications for Remote Sensing of
Ocean Color and Aerosols**

Robert Frouin*

Scripps Institution of Oceanography

University of California San Diego

La Jolla, California

Myriam Schwindling, Pierre-Yves Deschamps

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

Université des Sciences et Techniques de Lille

Villeneuve d'Ascq, France

Submitted to the "Journal of Geophysical Research"

November 24, 1994

*On leave; presently at NASA Headquarters, Science Division,
Office of Mission to Planet Earth, Washington, DC. 20546.

Abstract

The spectral reflectance of sea foam was measured at the Scripps Institution of Oceanography Pier, San Diego by viewing the sea surface radiometrically in a region of breaking waves. Foam reflectance was found to decrease substantially with wavelength in the near-infrared, contrary to the findings of previous studies, theoretical as well as experimental. Values in the visible (0.44 μm) were smaller by typically 40% at 0.85 μm , 50% at 1.02 μm , and 95% at 1.65 μm . The spectral effect was explained by the nature of the foam, which is composed of large bubbles of air separated by a thin layer of water (foam stricto sensu) and of bubbles of air injected in the underlayer. The presence of bubbles in the underlayer enhances water absorption and, thus, reduces reflectance. For ocean color remote sensing, affected by the presence of foam and aerosols, the consequences of neglecting the spectral dependence of foam are dramatic. With only a small amount of foam, in the presence of aerosols or not — and thus irrespective of aerosol type, the errors in the retrieved water reflectance at 0.44 μm are above 0.01, which does not meet the accuracy goal of 0.001 for biological applications. Since under normal conditions the effect of foam may have the same magnitude as the effect of aerosols, atmospheric corrections will be inaccurate (and useless) in many cases, even taking into account the spectral dependence of the foam reflectance. Space observations potentially contaminated by an effective foam reflectance (product of reflectance and fractional coverage) above 0.001, i. e. corresponding to wind speeds above 8 ms^{-1} , should be eliminated systematically. Utilization of near-infrared wavelengths above 0.9 μm for atmospheric corrections of ocean color, possible with the MODerate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS), would aggravate the problem. The measurements also indicated that foam significantly affects the retrieval of aerosol turbidity at 0.85 and 1.02 μm for wind speeds above 10 ms^{-1} , but impacts minimally turbidity estimates at 1.65 μm . Over the oceans, the spectral range above 1 μm is definitely recommended for remote sensing of tropospheric aerosol load and type

f o a m s p a c e .

1. Introduction

The influence of foam, whitecaps, and streaks on the optical properties of the ocean has been recognized for many years (Maul and Gordon, 1975; Gordon and Jacobs, 1977) and has potentially large effects on the solar energy — radiance or irradiance — reflected by the ocean-atmosphere system. The calculations of Gordon and Jacobs (1977) have shown that at small sun zenith angles the planetary albedo of a clear ocean may double in the presence of an amount of foam of 4%, assuming that the foam is totally reflective. At large sun zenith angles, the foam produced less dramatic changes in the top-of-atmosphere albedo because of increased atmospheric contribution. Such an amount of foam (i.e., 4%) would exist for wind speeds of 14 ms^{-1} or so (e.g., Koepke, 1984), which is high yet encountered over the ocean. The foam reflectance actually is smaller than 1 and depends on water composition and foam thickness (Whitlock et al., 1982), but the effect on the planetary albedo remains significant for typical wind speeds.

The presence of foam at the ocean surface is important, not only for radiation budget studies (less solar energy absorbed by the ocean, more solar energy reflected back to space), but also for aerosol and ocean color remote sensing from space (Tassan, 1981; Koepke and Quenzel, 1981; Whitlock et al., 1982; Gordon and Wang, 1994a). Koepke and Quenzel (1981) studied the effect of 0 to 1% foam coverage (wind speeds of 1.4 to $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) on the upwelled radiance at the top of the atmosphere. They concluded that the optimum wavelengths for monitoring aerosol turbidity over the oceans were located below $1.05 \mu\text{m}$. In their simulations, they assumed that the foam reflectance was constant with wavelength, which may not be true, especially above $0.9 \mu\text{m}$, as shown by Whitlock et al. (1982) from laboratory measurements. Whitlock et al. (1982) suggested that wavelengths above $1.2 \mu\text{m}$ were preferable. Regarding ocean color, Gordon and Wang (1994a) characterized the effect of whitecaps on atmospheric correction of radiances measured from space. Using the experimental results of Whitlock et al. (1982) and the theoretical calculations of Stabenon and Monahan (1986), which indicated negligible ($< 3\%$) and no spectral dependence of the

whitecap reflectance between 0.6 and 0.9 μm , respectively, they found that for wind speeds less than 10-12 ms^{-1} the effect of whitecaps on the retrieval of the water-leaving radiance in the blue was quite small (<0.001 in reflectance), especially when the aerosol scattering was weakly dependent on wavelength (maritime aerosols). They further examined the errors resulting from uncertainties in the models relating effective whitecap reflectance (the product of fractional coverage and reflectance) to wind speed (Koepke, 1984; Monahan and O'Muircheartaigh, 1986), concluding that for maritime aerosols the existing models were sufficiently accurate to meet the Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor (SeaWiFS) accuracy goal for biological applications. For aerosols exhibiting scattering properties that are strongly dependent on wavelength (e.g., continental aerosols), however, the accuracy goal would be met only if the whitecap reflectance were underestimated.

Though experimental studies of sea foam reflectance have been made (e.g., Austin and Moran, 1974), very little is known about spectral characteristics — and nothing about bidirectional properties. The only published data on the spectral reflectance of foam are those of Whitlock et al. (1982), and they were obtained from laboratory measurements. The experimental set-up of Whitlock et al. (1982) was carefully designed, yet it might not have generated realistic foam, i.e. foam encountered in nature. In the laboratory the foam patches, obtained by vigorously stirring a tank where pressure air was added to the water, were dense and concentrated near the surface. Over the ocean, depending on the age of the foam and the wave conditions, more air bubbles might be found in deeper layers, which could cause a pronounced spectral dependence of the foam reflectance, at least in principle. If the spectral dependence between 0.6 and 0.9 μm is actually larger than the dependence measured by Whitlock et al. (1982), considering sea foam as a gray body in atmospheric correction schemes for ocean color remote sensing (e.g., the scheme proposed by Gordon and Wang, 1994b) might result in inaccurate estimates of water-leaving radiances and, hence, erroneous estimates of phytoplankton pigment concentrations.

In the present study we report on measurements of the spectral reflectance of sea foam made at the Scripps Institution of Oceanography (SIO) Pier in San Diego, where we installed several radiometers to view the sea surface in a region of breaking waves. We take into

account in the modeling of the radiometric signal the effect of water and bottom scattering. We compare the results with those of Whitlock et al. (1982) and Stabenon and Monahan (1986), and we discuss the differences. We quantify the effect of foam on the retrieval of water-leaving radiance (or equivalently reflectance) in the blue by (1) using the spectral reflectance of sea foam obtained from the measurements and (2) assuming no spectral dependence of the foam reflectance (the generally assumed gray model). We assess, for ocean color remote sensing purposes, the impact of neglecting the spectral dependence of the foam reflectance in atmospheric correction algorithms. We also re-examine, in view of our measurements, the conclusions of Whitlock et al. (1982) about optimum wavelengths for aerosol remote sensing.

2. Measurements

2.1 Instrumentation

The instruments selected to investigate sea foam reflectance included a sun photometer-sky radiometer system developed by CIMEL Electronique (Holben et al., 1994) for the monitoring of aerosol optical properties, and two radiometers built by the Laboratoire d'Optique Atmosphérique of the University of Lille and referred to as MIR system. The CIMEL system, when used in sky mode, measured radiances in four spectral bands centered at 0.44, 0.67, 0.87, and 1.02 μm . Radiometric sensitivity was adapted to measure sky radiance and the sometimes weaker ocean signal. The bandwidth was 0.01 μm for all spectral bands, and the field of view was 1.2° . The MIR system measured radiances in spectral bands centered at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm (MIR-7), and 0.85 μm and 1.65 μm (MIR-8). The bandwidth was 0.04 μm for all spectral bands except the 0.44 and 1.65 μm bands (only 0.01 μm), and the field of view was 2° .

Data acquisition was accomplished differently depending on the type of instrument (CIMEL or MIR). In the case of the CIMEL system, the data were read sequentially in the

four spectral bands, and it took a few seconds to complete a measurement cycle. During this time, the sea state might have changed, which needs to be considered in the measurement protocol and in the data processing (see below). In the case of the MIR system, the data were acquired simultaneously in all the spectral bands of a radiometer.

2.2 Experimental Set-up and Procedures

The experiment took place at the SIO Pier, San Diego on February 9, 1994 around 21:00 UT (early afternoon). The radiometers were installed on the Pier with their optical heads manually oriented toward the ocean surface. To avoid glitter contamination and shading effects, we positioned the optical heads so that the viewing zenith angle and the relative azimuth angle (between the solar and viewing directions) remained around 45° and 180° (backscattering), respectively.

The radiometers viewed the ocean surface in a region of breaking waves. Breaking of the waves occurred where the water was a few meters deep, and sediment particles from the sandy bottom were present in the water column. In an attempt to minimize the effect of non-simultaneity in the CIMEL data acquisition, the sea foam observations were made when the surface was well covered by foam. Sky conditions were clear, and the aerosol optical thickness in the four CIMEL bands was measured before and after the ocean surface was observed.

To take into account the scattering by the water and the sandy bottom, measurements were also made at the end of the Pier where the surface was almost free of foam. For both foam-covered and foam-free observations, viewing geometry was similar. The difference in the depth of the water at the end of the Pier and in the middle of the Pier (where the foam observations were made) was a few meters, which was assumed to have a negligible impact on the corrections for water and bottom scattering (see Section 3.3).

Because of a problem in one of the MIR acquisition units, it was not possible to make MIR-7 and MIR-8 measurements simultaneously. Each radiometer was connected successively to the same acquisition unit after a few minutes of measurements. Thus

simultaneous measurements were only made at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm , (MIR-7) and at 0.85 and 1.65 μm (MIR-8).

3. Data processing

3.1 Radiometric Calibration

The instruments were calibrated in the laboratory by using an integrating sphere delivering a known radiance (CIMEL, MIR) and in the field by using a total irradiance plate of known reflectance properties (CIMEL). The laboratory calibration was performed on December 1, 1993 at the University of Lille and the field calibration on January 16, 1994 at Stephenson Peak (altitude 1896 m), Laguna Mountains, California. For the field calibration, the reflective plate was placed horizontally in the sun and viewed vertically. The downward irradiance on the plate, including the contribution of photons that had interacted with the surface and the atmosphere, was computed using the successive orders of scattering code of Deuzé et al. (1989) and measurements of the aerosol optical thickness at the calibration site. Assumptions were made about the surface reflectance and aerosol type, but the resulting errors were minimized since the aerosol optical thickness was low and only a small fraction of the photons reflected by the surface reached the plate. The laboratory and field calibration coefficients (i.e., for each waveband the values of K in the equation $L = K CN$ relating digital count CN to radiance L) agreed to within $\pm 10\%$ and were averaged to yield the final calibration coefficients. The coefficient at 1.02 μm was corrected for the significant dependence upon temperature of the detector response at that wavelength.

3.2 Transformation into Reflectance

The bi-directional reflectance measured in any waveband is defined as:

$$\rho(\mu_s, \mu_v, \varphi) = \pi L(\mu_s, \mu_v, \varphi) / E(\mu_s) \quad (1)$$

where E is the downwelling irradiance at the surface (in $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$), L is the measured radiance, μ_s and μ_v , are the cosines of the solar and viewing zenith angles, respectively, and φ is the relative azimuth angle. The irradiance E can be expressed as a sum of direct and diffuse components:

$$E(\mu_s) = \mu_s E_s t_g(\mu_s) \exp(-\tau/\mu_s) + E_d(\mu_s) \quad (2)$$

where t_g is the transmittance for gas absorption (mostly affected by ozone), E_s is the extraterrestrial solar irradiance, τ is the optical thickness of the atmosphere, and E_d is the diffuse sky irradiance.

The atmospheric optical thickness τ was measured before and after the ocean observations, using the CIMEL radiometer in sun mode. The averaged values, i. e. 0.332 at 0.44 μm , 0.121 at 0.67 μm , 0.074 at 0.87 μm , and 0.070 at 1.02 μm , were interpolated or extrapolated to the MIR-7 and MIR-8 wavelengths. Extrapolation to 1.65 μm was achieved by taking into account the spectral dependence of the molecule and aerosol contributions. For aerosol optical thickness, the averaged values were 0.101 at 0.44 μm , 0.08 at 0.67 μm , 0.059 at 0.87 μm , and 0.063 at 1.02 μm . The spectral dependence between 0.44 and 1.02 μm (Angström exponent of 0.65) was assumed to be valid between 1.02 and 1.65 μm .

The diffuse irradiance E_d was simulated using the code of Deuzé et al. (1989). The measured optical thicknesses and the aerosol model C70 of Shettle and Fenn (1979) were used in the calculations. Since the sun zenith angle varied from 48 to 52° during the experiment, the simulations were performed at these extreme angles. The two E_d values were close, and the average was taken for E_d .

Because the surface is surely not a perfect Lambertian reflector, the estimates of the sea foam reflectance depend on sky conditions. The isotropic component of E_d , however, is small (the aerosol scattering phase function has a large forward peak), of the order of 10% of

E at $0.44 \mu\text{m}$ and 1% at $0.87 \mu\text{m}$, and the reflectance obtained using (1) remains very close to the actual (intrinsic) reflectance of the target.

Glitter was negligible for the geometric conditions of the experiment, but specular reflection of skylight by the surface contaminated the measurements. The effect, however, was not corrected because it was relatively small (see Section 4) and it affected similarly the observations of the foam-free and foam-covered surface, and therefore had no significant consequence for determining the spectral variations in the foam reflectance in the following section.

3.3 Extraction of the Foam Reflectance

The foam reflectance was extracted from the measurements by applying three different methods. These methods vary in the way the ocean reflectance in the presence of foam was modeled.

In the first method (Method 1), foam was assumed to form a semi-transparent, uniform layer overlying a second layer consisting of the water and bottom. This method does not account for a partial coverage of the surface by foam. If ρ_0 denotes the reflectance of the water and bottom, the measured reflectance ρ can be written:

$$\rho = \rho_f + \rho_0 (1 - \rho_f)^2 / (1 - \rho_0 \rho_f) \quad (3)$$

where ρ_f is the foam reflectance. Solving (3) for ρ_f yields:

$$\rho_f = (\rho - \rho_0) / (1 + \rho_0 \rho - 2 \rho_0) \quad (4)$$

In the second method (Method 2), foam was assumed to be opaque and cover the water partially, with a fractional coverage A . Therefore, the measured reflectance is:

$$\rho = A \rho_f + (1 - A) \rho_0 \quad (5)$$

and ρ_f becomes:

$$\rho_f = [\rho - (1 - A) \rho_o] / A \quad (6)$$

Examining (6), the problem is to determine the fractional coverage A . Since our study focuses on the spectral dependence rather than the absolute value of the foam reflectance, A was calculated assuming that the foam reflectance was 0.5 at 0.44 μm (a typical value found in the literature). With this assumption, A is obtained from the following equation:

$$A = (\rho_{0.44} - \rho_{o,0.44}) / (0.5 - \rho_{o,0.44}) \quad (7)$$

where the subscript 0.44 refers to the 0.44 μm wavelength.

In the third method (Method 3), we combine the assumptions made in Methods 1 and 2. Foam overlays the water with a fractional coverage A and obeys (3). Further neglecting interactions between the fractional areas covered and not covered by foam, ρ can be expressed as:

$$\rho = A [\rho_f + \rho_o (1 - \rho_f)^2 / (1 - \rho_o \rho_f)] + (1 - A) \rho_o \quad (8)$$

or, after rearranging:

$$\rho = A \rho_f [(1 - \rho_o)^2 / (1 - \rho_o \rho_f)] + \rho_o \quad (9)$$

Taking $\rho_{f,0.44} = 0.5$, (9) can be solved for A :

$$A = [2 (\rho_{0.44} - \rho_{o,0.44}) - \rho_{0.44} \rho_{o,0.44} + \rho_{o,0.44}^2] / (1 - \rho_{o,0.44}^2) \quad (10)$$

At the other wavelengths, ρ_f is obtained by solving (9); that is:

$$\rho_f = (\rho - \rho_0) / [A (1 - \rho_0)^2 + \rho_0 (\rho - \rho_0)] \quad (11)$$

Unlike the Method 1, Methods 2 and 3 require that the measurements be performed simultaneously at all wavelengths (the measurements at 0.44 μm are used to determine A , which is then used to determine ρ_f at the other wavelengths). This was not possible with the CIMEL system (see Section 2.2). Thus Methods 2 and 3 were only applied to the MIR-7 data, since the MIR-8 does not have a spectral band centered at 0.44 μm .

4. Results

A total of 51 and 10 data sets, or series of measurements in 4 spectral bands (0.44, 0.67, 0.87, and 1.02 μm), were acquired by the CIMEL system in the presence and absence of foam, respectively. The measurements in the presence of foam were made between 20:54 and 21:15 GMT and those in the absence of foam between 21:22 and 21:26 GMT. More data sets were acquired by the MIR system: 472 data sets between 20:53 and 21:09 GMT (foam-covered surface) and 39 data sets between 21:31 and 21:32 GMT (foam-free surface) using MIR-7, and 146 data sets between 21:09 and 21:15 GMT (foam-covered surface) and 42 data sets between 21:34 and 21:36 GMT (foam-free surface) using MIR-8. In the case of MIR-7, a data set also comprises data in 4 spectral bands (0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm). In the case of MIR-8, a data set is composed of a single measurement at 1.65 μm (the 0.85 μm band was not used).

Fig. 1 depicts typical time series of measurements obtained with MIR-7 over a foam-free surface (Fig. 1a) and a foam-covered surface (Fig. 1b).

The reflectance of the foam-free surface is fairly constant with time, varying spectrally from 0.07 at 0.44 μm to 0.008 at 0.85 μm (Fig. 1a). These values correspond to the water reflectance, specular reflection of diffuse skylight, and residual foam reflectance. At 0.44 μm , the effect of specular reflection has been estimated using a single scattering model and is

about 0.03; the few percents remaining must be attributed to the water reflectance of a turbid medium with some influence of the reflectance of a sandy bottom. At 0.85 μm , the water reflectance is negligible, the effect of surface reflection is about 0.003, and the few tenths of percent remaining are attributed to residual foam. Thus, water reflectance and surface specular reflection contribute little to the measured values of foam, even at 0.44 μm .

Unlike the reflectance measurements without foam, the measurements in the presence of foam exhibit large temporal variations (Fig. 1b). The reflectance increases sharply when the waves start to break and, then, decreases somewhat exponentially until the next wave breaks. A characteristic feature of Fig. 1b is the similar reflectance values at 0.44, 0.55, and 0.65 μm , but the substantially lower reflectance values at 0.85 μm .

The instantaneous values of foam reflectance, derived by application of Method 1 to the data of Fig. 1, are depicted in Fig. 2a. Foam reflectances of Fig. 2a are very close to the measured values in Fig. 1b, and the correction applied using the free foam reflectance in Method 1 is very small.

Fig. 2b summarizes the spectral reflectances derived using Method 1, in the spectral range 0.44 to 1.65 μm . They are mean spectral values, averaged over all the data sets, and standard deviations. The results obtained with the CIMEL system are also shown in Fig. 2b, since Method 1, unlike Method 2 or 3, is also applicable to data not collected simultaneously in all the spectral bands (see Section 3 for more details). The measurements from the two instruments overlap in the spectral range 0.4 to 1 μm , and give similar spectral reflectances within their standard deviations. Foam reflectances from the CIMEL measurements are systematically above the ones from MIR measurements by a small factor. This may be due to the different procedures of acquisition by the 2 instruments: the MIR system was activated continuously and averaged the signal from the foam of the wave crests and troughs, while the CIMEL system acquisition was activated visually to measure the maximum of the sea foam. The foam reflectance, while remaining fairly constant between 0.45 and 0.65 μm on average, decreases conspicuously between 0.65 and 0.85 μm . Average values are 0.40 at 0.65 μm and 0.25 at 0.85 μm . Lower values are observed at higher wavelengths, reaching 0.06 at 1.65 μm .

Fig. 2c shows the spectral reflectance values of Fig. 2b normalized to unity at 0.44 μm . They are given to better illustrate and compare the different spectral dependencies derived from the two instruments, using different methods.

In order to check whether the spectral dependence of the foam reflectance depends on the amount of foam or, more precisely, on the absolute value of the foam reflectance, ρ_f , the data were partitioned into four ρ_f ranges, namely: $\rho_f < 0.25$, $0.25 < \rho_f < 0.4$, $0.4 < \rho_f < 0.55$, and $\rho_f > 0.55$. The mean values and standard deviations of ρ_f in the four ranges are given in Fig. 3a. The spectral dependence of the foam reflectance are also given in Fig. 3b after normalization at 0.44 μm . The decreases of the spectral reflectances between 0.65 and 0.85 μm (Fig. 3a) remain fairly constant when normalized to the 0.44 μm reflectance (Fig. 3b), except for the lowest values of the foam reflectance (range 1) which shows a more rapid decrease in the near-infrared.

In terms of spectral dependence, the results obtained using Method 2 or 3 are similar to those obtained using Method 1. Fig. 4 shows that, by taking constant the foam reflectance at 0.44 μm and varying the foam coverage, the derived foam reflectance at the other wavelengths does not change as a function of time (within model and instrument errors), i.e. when the waves start breaking and after they are broken. On the other hand, the derived reflectances using Method 2 or 3 must be interpreted in terms of a spectral dependence rather than absolute values. Fig. 2c compares the spectral dependencies of the estimated foam reflectances normalized to unity using the three Methods. The spectral change in foam reflectance between 0.65 and 0.85 μm is about 39% of the foam reflectance at 0.65 μm using Methods 2 and 3, and compares well with the 37% value obtained using Method 1. One can conclude that the choice of a particular method to process the data does not affect the retrieval of the spectral dependence of the foam reflectance.

5. Discussion

5.1 Physical Interpretation of the Results

The results clearly show a rapid darkening of the spectral reflectance of foam with wavelength, in the near-infrared. The value of the reflectance in the visible is decreased typically by 40% at 0.87 μm , 50% at 1.02 μm , 85% at 1.65 μm . This spectral effect is larger than the one reported in Whitlock et al. (1982), the only other experimental reference found on the subject. Whitlock et al. (1982) measured the reflectance of a foam artificially produced in a water tank. Fig. 2 of Whitlock et al. (1982) shows foam reflectance decreased by 5% at 0.85 μm , 10% at 1.02 μm , and 50% at 1.65 μm . The spectral measurements by Whitlock et al. (1982) have been widely retained to support the idea that the foam reflectance has no significant spectral dependence in the near-infrared up to 1 μm (e.g., Koepke, 1984). In addition, the atmospheric correction algorithms for ocean color remote sensing are based on the hypothesis that foam is white spectrally (Gordon et al., 1994b). Our measurements, made in-situ, contradict this hypothesis.

What can explain the larger decrease of the foam reflectance that we observed in the near-infrared? Obviously a larger water absorption through a longer photon path in the fluid. During our experiment, we observed that the breaking of the waves not only produced a foam *stricto sensu* - i.e. large cavities of air separated by thin layers of liquid - which reside at the surface, but also injected a large quantity of air bubbles in the underlayer. The presence of bubbles at a large concentration in the close vicinity of the surface is well documented from experimental measurements (Wu, 1988, Baldy, 1993). Air bubbles in the water do scatter like cloud droplets, and non selectively if they have sufficiently large dimensions, above 10 μm . The observed size distributions of near surface bubbles peak around 100 μm (Wu, 1988). During the experiment, we could observe distinctively the different patchinesses of the foam at the surface and of the bubble underwater cloud, and the two processes do contribute significantly to the visual impression of the so-called white foam.

There is a plausible explanation of the in-situ strong absorption by foam that we observed in the near-infrared. The absorption coefficient of water at 0.85 μm is 4.3 m^{-1} (Hale and Querry, 1973), so that the photon path needs to be only a few tens of centimeters in order to produce the observed decrease. By comparison, at 0.65 μm in the visible, the absorption coefficient is

only 0.32 m^{-1} and the photon path more than 10 times larger. Baldy (1993) showed that the (statistical) concentration of bubbles has its highest value in the close vicinity of the surface, and rapidly decreases within the top ten centimeters. Scattering by these bubbles, which are present at very high concentrations, will not be affected much in the visible, but will be in the near infrared. Experimental measurements of foam reflectance by Whitlock et al. (1982) were obtained using a tank to simulate the foam *stricto sensu*, but did not attempt to simulate underwater bubbles: their bubbles were generated by air pressure and injected in the tank outside the foam covered area which they measured. Theoretical models like the multilayer foam model of Stabeno and Monahan (1986) fail to reproduce large absorption in the near-infrared. In these models, based on Fresnel reflection, spectral changes are due uniquely to variations in refractive index, but the effect is much too small to explain the observations in the near-infrared, even those of Whitlock et al. (1982). Scattering by the bubbles present in the top meter layer, however, does involve a photon geometric path sufficiently long to enhance the water absorption.

The results of our experiment cannot be readily extended or generalized to the open ocean. First, the foam produced by breaking waves at the SIO Pier does not represent exactly the foam produced by breaking waves in the open ocean; but the conditions of our in-situ experiment are probably closer to reality than those of the tank experiment performed by Whitlock et al. (1982). Breaking of the waves in the surf zone may produce more air bubbles than in the open ocean (slowing of the water motion by the sea bed increases the wave height and, thus, the amount of air trapped by the breaking wave), resulting in a higher concentration of air bubbles injected in the upper layer. Second, the significant depth at which air bubbles are injected seems to increase with the wind speed and the wave height (Baldy, 1993), suggesting that the spectral signature of the foam reflectance should vary with the wind speed. Third, air bubble scattering follows Mie scattering theory, just like cloud droplets, and the scattered radiances should depend on solar and viewing geometry, with a possible peak of the volume scattering phase function in the backward direction, which is about the conditions of our experiment. Our measurements, thus, might enhance the effect of the water absorption, and the spectral signature should depend on the viewing geometry.

5.2 Impact on Remote Sensing of Ocean Color

The strong spectral dependence of the foam reflectance may significantly impact the atmospheric correction of ocean color measurements from space. To evaluate the effect, a simplified model is used. In this model, the radiance measured at the top of the atmosphere, normalized by the extraterrestrial solar irradiance, is expressed as:

$$\rho_i = \rho_{wi} + \rho_{ai} + \rho_{mi} + \rho_{fi} \quad (12)$$

where ρ_w is the water body reflectance, i.e., the parameter to retrieve from the measurements, ρ_m and ρ_a are the scattering reflectance for molecules and aerosols, ρ_f is the foam reflectance, and subscript i denotes a wavelength or a spectral band. For the sake of simplicity, in (12) the multiple interactions (coupling) between molecules, aerosols, and foam are neglected. These simplifications, though drastic, will not change the order of magnitude of the estimated errors. It is also assumed in (12) that the geometry conditions are not favorable to glitter (the glitter effect is neglected). In the calculations, the wavelengths selected are 0.443, 0.67, and 0.865 μm , the equivalent wavelengths of the spectral bands of future ocean color missions like the SeaWiFS (Hooker and Esaias, 1993) and the POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance (POLDER) instrument (Deschamps et al., 1994).

The atmospheric correction algorithm computes ρ_m at all wavelengths, which is then subtracted from the measurements. It is assumed that ρ_m is computed exactly, without errors. The ocean is assumed black ($\rho_w = 0$) at 0.67 and 0.865 μm , and the objective is to retrieve ρ_w at 0.443 μm (after subtraction of the molecular scattering contribution, indeed). Simulations and application of aerosol models indicate that, in first approximation, the aerosol reflectance ρ_{ai} varies with wavelength following a regular power law in $\lambda^{-\alpha}$ (in terms of spectral variations of the aerosol optical thickness, α is referred to as the Angström exponent). This power law is used to perform the extrapolation to 0.443 μm .

The foam reflectance, on the other hand, is a perturbing element that has its own spectral dependence. The perturbing effect on the retrieved water reflectance at 0.443 μm is evaluated using two spectral laws of variation of the foam reflectance, namely (a) no spectral change with wavelength (gray model) and (b) a spectral change deduced from the observations, that is 0.6 at 0.865 μm and 1 at 0.67 and 0.443 μm (normalized values), and four values of the aerosol exponent, $\alpha = 0, 0.5, 1.0, \text{ and } 1.5$. Several mixtures of the ρ_a and ρ_f reflectances at 0.865 μm are considered. The value of $(\rho_a + \rho_f)$ is fixed at 0.02 and the ratio $\rho_f / (\rho_a + \rho_f)$ is taken equal to 0 (no foam), 0.5, and 1 (no aerosols). In the absence of foam ($\rho_f = 0$), the value of 0.02 for $(\rho_a + \rho_f)$ and, thus, ρ_a at 0.865 μm corresponds to typical aerosols having an optical thickness of 0.2 and to observations at 90 - 120° scattering angles (minimum values of the aerosol volume scattering phase function).

The results obtained with both foam models (the gray model and the model based on the SIO Pier observations) are presented in Tables 1 and 2, respectively. The tabulated error is the difference between the 'aerosol-foam' reflectance derived at 0.443 μm , using the power law extrapolation from 0.865 and 0.67 μm , and the actual one. A positive value of the error corresponds to an overestimation of the correction or an underestimation of the water reflectance. Using the gray model, the extrapolation scheme generally introduces small errors, which have practically no impact on the retrieval of ρ_w at 0.443 μm . The errors only reach the critical value of 0.001 in reflectance when aerosols have an α exponent above 1. These results concur with those of Gordon and Wang (1994a), who performed calculations for varied geometries. Using the spectrally-dependent model, however, the errors become catastrophic as soon as there is even a small amount of foam, mixed or not with aerosols, thus irrespective of aerosol type. Values are above 0.01, which is not acceptable since the accuracy objective on ρ_w at 0.443 μm is 0.001. The errors are one or two times higher than the aerosol radiance to correct at 0.443 μm , and it might be inaccurate or useless to perform atmospheric corrections in the presence of foam, even when taking into account the spectral dependence determined experimentally. At this stage, without measurements over the open ocean, a safe way to proceed would be to eliminate all cases potentially affected by a foam effective reflectance (product of foam reflectance and area covered by foam) above 0.001, i. e.

wind speeds above 8 m.s⁻¹ according to the formula derived from Koepke (1986): $\rho_f = 6.49 \cdot 10^{-7} U^{3.52}$, where U is the wind speed in m.s⁻¹.

5.3 Impact on Remote Sensing of Tropospheric Aerosols

Remote sensing of tropospheric aerosols may be seriously affected by a strong decrease of the spectral reflectance of foam in the near-infrared, as observed at the SIO Pier.

Our results concur with the previous statement by several authors (e. g., Whitlock et al., 1982) that remote sensing of tropospheric aerosols, using their scattered radiance, is optimum at higher wavelengths in the near-infrared (i. e. 1.6 μm and above); at those wavelengths water reflectance and molecular scattering are negligible and foam reflectance is strongly reduced. Our results show that the foam reflectance at 1.6 μm is far less a problem than previously thought, so that the remotely sensed estimates of aerosols at wavelengths of 1.6 μm as well as 2.2 μm should be of very good quality. However, analysis of data measured at a single wavelength of 1.6 μm would only give us the aerosol optical depth or loading if we know the aerosol type.

Fig. 5 is an illustration of the error, $\Delta\tau_a$, produced by the foam reflectance on the retrieval of the aerosol optical thickness, τ_a , from observations at different wavelengths between 0.4 and 1.65 μm and wind speeds of 10 and 15 m.s⁻¹. Assuming a single scattering approximation, the aerosol scattering reflectance, $\rho_a(\lambda)$, is expressed as:

$$\rho_a(\lambda) = \tau_a(\lambda) p / 4 \mu_s \mu_v \quad (13)$$

where p is the volume scattering phase function, μ_s and μ_v are the cosines of the solar and view zenith angles. We assume that most of the spectral variation of $\rho_a(\lambda)$ is due to the aerosol optical thickness, which follows the power law $\tau_a(\lambda) \sim (\lambda / \lambda_0)^{-\alpha}$, and that $\rho_a = p / 4 \mu_s \mu_v$ has a typical value of 0.1 ($p \approx 0.2$ in the backward directions, $\mu_s \mu_v \approx 0.5$). The error, $\Delta\tau_a(\lambda=1\mu\text{m})$, on the estimated aerosol optical thickness at $\lambda = 1 \mu\text{m}$, after normalisation using the above power law, is given by:

$$\Delta\tau_a(\lambda=1\mu m) = 4 \mu_s \mu_v \rho_f(\lambda) \lambda^{-\alpha} / p \approx 10 \rho_f(\lambda) \lambda^{-\alpha} \quad (14)$$

with λ expressed in μm .

Fig. 5a compares the errors due to the foam reflectance, assuming a gray model, or the spectral dependence of this study. It is derived for a sea foam reflectance of 0.009 in the visible ($U = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), and an aerosol exponent α of 1. Using the gray model one would conclude that the error increases in the near- and shortwave-infrared. Using the spectral value of this study one finds contradictively that the aerosol optical thickness is less perturbed by sea foam using observations at $1.6 \mu m$.

Fig. 5b compares the errors obtained for different wind speeds and aerosol exponents. The error decreases when the aerosol exponent increases. At wind speeds of $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and below, the sea foam does not affect significantly the accuracy of the derived aerosol optical thickness, and the error is less than 0.01 in the near-infrared. Above a wind speed of $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, the error rapidly increases with the wind speed, reaching an unacceptable value of 0.05 at $U = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, making it more necessary to use observations in the shortwave-infrared at $1.6 \mu m$.

Figs. 5a and 5b show that the effect of foam on the retrieved optical signal becomes important at wind speed above $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, and that this effect can only be reduced in the near infrared, at $1 \mu m$ and above. Errors due to atmospheric molecular scattering and water reflectance have not been evaluated here, but it is clear that they are also decreased in this spectral range.

Fig. 6 is an illustration of the error, $\Delta\alpha$, on the retrieval of the aerosol wavelength exponent, α , assessed as follows. A set of wavelengths, typical of SeaWiFS, POLDER instrument, and MODerate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS, Ardanuy et al., 1991), has been used, namely at 0.44, 0.565, 0.67, 0.765, 0.865, 1.02, 1.22, 1.65, and $2.2 \mu m$. At these wavelengths, the aerosol-foam reflectance signal has been computed using the same modeling than used previously for Fig. 5: the aerosol reflectance is 0.02 at $1 \mu m$ and its spectral variation is defined by its wavelength exponent, α . The sea foam reflectance varies in the visible

according to $\rho_f = 6.49 \cdot 10^{-7} U^{3.52}$, and its spectral variation is represented by two models, the gray model - i.e., no spectral variation, or a spectral model derived from this study, Fig. 2c. For the spectral model, the normalized reflectances are 1, 1, 0.95, 0.78, 0.6, 0.50, 0.40, 0.15, and 0, respectively, at the wavelengths given above. A 'measured' wavelength exponent, α' , is derived from the modeled reflectances for a given α (and U) at two consecutive wavelengths, assuming a power law variation. Fig. 6 gives the resulting error $\Delta\alpha = \alpha' - \alpha$. Fig. 6a compares the results for the gray model and the spectral one derived in this study, at $U = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $\alpha = 1$. The gray model gives errors that systematically underestimate the aerosol wavelength exponent. Using this study, however, the resulting effect of the sea foam is an overestimation of the aerosol wavelength exponent in the near- and shortwave-infrared.

Fig. 6b shows the error on the retrieved aerosol wavelength exponent, using the sea foam spectral model of this study, for different values of the wind speed and α . The error, $\Delta\alpha$, is less than 0.1 at a wind speeds of $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and below, which is acceptable, like for the error on the retrieved aerosol optical thickness, $\Delta\tau$, (Fig. 5a). The error, $\Delta\alpha$, however, is about 0.3 and not negligible at a wind speed of $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. The $0.67\text{-}0.865 \mu\text{m}$ spectral range is generally proposed to assess the spectral dependence of aerosols, assuming that foam reflectance is negligible (small value, gray spectral behaviour). Our results indicate contradictively that the error is the greatest in this spectral range. Fig. 6b suggests that a spectral range centered at higher wavelengths around $1 \mu\text{m}$, would yield smaller errors and, therefore, would be preferable for remote sensing of tropospheric aerosol load and type from space.

6. Summary and Conclusions

The spectral reflectance of sea foam was measured at the SIO Pier in San Diego by viewing radiometrically the sea surface in the surf zone, i.e. where waves were breaking. The measurements were made by a CIMEL system and by MIR radiometers in spectral bands centered at $0.44, 0.67, 0.87, \text{ and } 1.02 \mu\text{m}$ (CIMEL system) and at $0.44, 0.55, 0.65, 0.85,$

and 1.65 μm (MIR radiometers). Prior to the experiment, the instruments were calibrated in the laboratory using an integrating sphere and in the field using a Lambertian reflector. It was estimated that, for the geometry conditions of the experiment, the effect of reflection by the surface of the diffuse skylight was negligible and that diffuse skylight minimally affected the transformation of the radiance measurements into reflectance.

The foam reflectance was extracted from the data by applying three different methods. Foam was assumed (1) to be semi-transparent and to form a uniform layer above the water, (2) to be opaque, but to cover the surface partially, and (3) to be semi-transparent and to occupy a fraction of the surface (a combination of the first two assumptions). The water/bottom reflectance, which affected the measurements, was determined separately, by viewing a region of the sea surface not contaminated by foam. The last two methods allowed us to determine the spectral dependence of the foam reflectance only (not the absolute value), because the fraction of the surface covered by foam, A , was also an unknown in the model equations. To determine A , the reflectance at 0.44 μm was fixed at 0.5, a typical value found in the literature —and also obtained from our measurements using the first method.

All methods indicated that the spectral dependence of the sea foam reflectance decreases substantially in the near-infrared. Values in the visible (0.44 μm) were reduced by typically 40% at 0.85 μm , 50% at 1.02 μm , and 90% at 1.65 μm . This spectral effect is much larger than that found experimentally (laboratory measurements) by Whitlock et al. (1982), namely 5% at 0.85 μm , 10% at 1.02 μm , and 50% at 1.65 μm , and that predicted theoretically by Stabeno and Monahan (1986), i.e. a negligible dependence upon wavelength between 0.4 and 1.2 μm . The stronger effect in our in-situ data is explained by the nature of the foam produced by breaking waves, as observed during the experiment. As waves break, they generate not only a foam *stricto sensu* (large bubbles of air separated by a thin layer of water and accumulating at the surface), but also an underwater cloud (bubbles injected in the underlayer). The underwater cloud, unlike the foam *stricto sensu*, contains air bubbles separated by a distance sufficiently long (a few centimeters) to enhance water absorption; it remains white in visible appearance because the air bubbles are large in size (non-selective

scattering). In the Whitlock et al. (1982) experiment, most of the foam generated in the water tank was foam *stricto sensu*, and in the Stabeno et al. (1986) theoretical study, the effect of underwater bubbles was not considered in the modeling.

The in-situ data did not reveal significant differences in the spectral variation of the foam reflectance (relative to the 0.44 μm value), except for the lowest values of the foam reflectance, which occurred just before the waves broke. As the foam *stricto sensu* dissipated, the underwater cloud became more apparent, enhancing the water absorption effect. In the open ocean, depending on wave height and, thus, wind speed, the concentration of air bubbles injected in the upper layers may vary, suggesting that the spectral effect should change with wind speed. Measurements in the open ocean, therefore, are necessary to confirm our findings and to characterize the spectral variation of the foam reflectance as a function of wind speed/sea state.

The impact of our results on remote sensing of ocean color from space is large. Neglecting the spectral dependence of the foam reflectance in atmospheric correction schemes using 0.865 and 0.67 μm wavelengths (e.g., Gordon and Wang, 1994b for SeaWiFS) may introduce, even in the presence of a small amount of foam, errors above 0.01 on the water reflectance retrieved in the blue (0.44 μm). These errors do not meet the 0.001 accuracy requirement for biological applications; they are an order of magnitude higher. Since few measurements are presently available —to our knowledge our data are the first in-situ data on the spectral reflectance of foam ever collected, and since there are still questions to address (dependence on wind speed, bidirectional effects), it is recommended that, for now, all satellite observations affected by an effective reflectance of foam above 0.001 in the 0.4 - 0.9 μm spectral range should be eliminated. Based on the study of Koepke (1984), this threshold corresponds approximately to wind speeds above 8 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Using spectral bands centered at 1.2 and/or 1.6 μm to better estimate the aerosol reflectance in the blue (case of MODIS) would increase the errors on water reflectance estimates in the blue. This aggravation is due to the spectral variation of the foam reflectance, which owing to water absorption is larger between 0.44 and 1.1 or 1.6 μm than between 0.44 and 0.9 μm .

Regarding remote sensing of aerosols from space, our findings are in agreement with those of Whitlock et al. (1982), who showed that optimum wavelengths for retrieving optical thickness are 1.6 μm and above. Our results further suggest that, because of the enhanced absorption effect due to underwater bubbles, the presence of foam is a much smaller problem at those wavelengths. Assuming that foam is a gray body would impact significantly the determination of the spectral dependence of aerosol thickness in the 0.67-0.865 μm range, leading to inaccurate size distribution, thus incorrect aerosol type. Over the oceans, the spectral range above 1 μm is definitely recommended for remote sensing of aerosol amount and type.

Present algorithms, used to retrieve aerosol properties from ocean color measurements, assume sea foam is gray and will not work properly if our results prove robust. The issues raised here deserve timely discussion because the next generation of ocean color/aerosol sensors, SeaWiFS, POLDER, MODIS, is soon to provide data.

Acknowledgments

This work has been supported by the Centre National de la Recherche Scientifique and the Centre National d'Etudes Spatiales in France, and the National Aeronautics and Space Administration under Grant Nos. NAGW-2666 and NAGW-3498 (to R. Frouin) and the California Space Institute. The authors wish to thank Prof. H. Gordon of the University of Miami for helpful discussions, Dr. V. Vanderbilt of NASA-Ames for critical and in-depth reading of the manuscript, and Ms. T. Weintraub for editing suggestions.

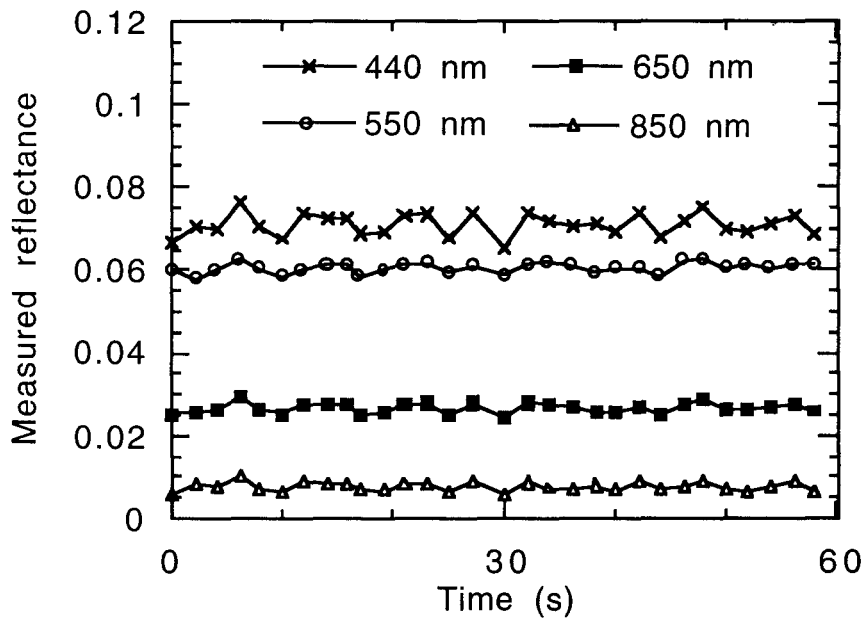
Table 1. Error on water reflectance at 0.443 nm for several combinations of ρ_a and ρ_f at 0.865 nm ($\rho_a + \rho_f = 0.02$) and some values of the Angström exponent, α . Foam behaves as a gray body (no spectral dependence of reflectance).

| $\rho_f/(\rho_a+\rho_f)$ | α | | | |
|--------------------------|----------|----------|----------|----------|
| | 0 | 0.5 | 1 | 1.5 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0.5 | 0 | -0.00021 | -0.00098 | -0.00263 |
| 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Table 2. Error on water reflectance at 0.443 nm for several combinations of ρ_a and ρ_f at 0.865 nm ($\rho_a + \rho_f = 0.02$) and some values of the Angström exponent, α . Foam reflectance varies spectrally according to the measurements.

| $\rho_f/(\rho_a+\rho_f)$ | α | | | |
|--------------------------|----------|---------|---------|---------|
| | 0 | 0.5 | 1 | 1.5 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0.5 | 0.01582 | 0.01778 | 0.01955 | 0.02089 |
| 1 | 0.04290 | 0.04290 | 0.04290 | 0.04290 |

a)



b)

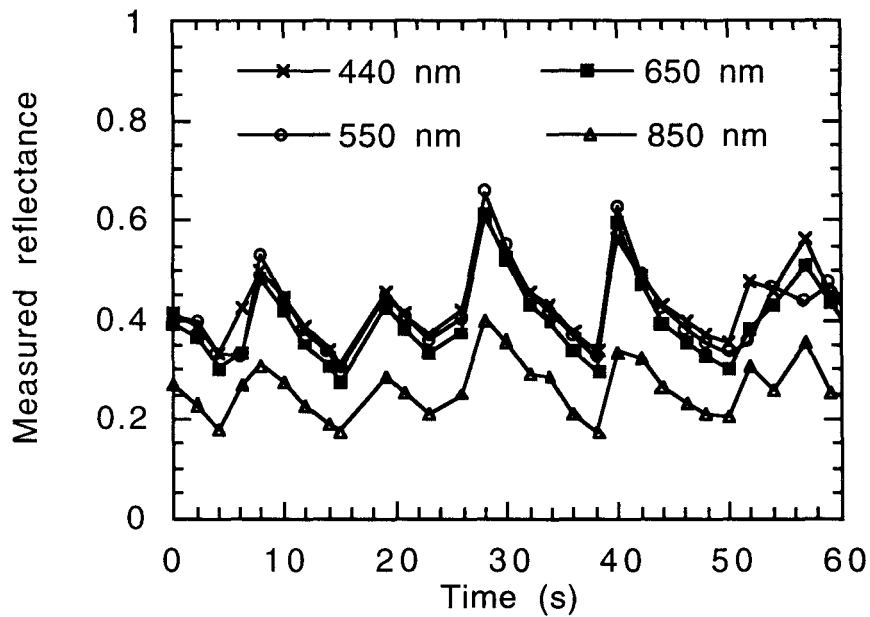


Figure 1: Time series of the measured reflectances by MIR at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm : a) no foam, outside the surf zone starting at 21h31'30" UT - b) foam in the surf zone, at 21h00' UT.

a)

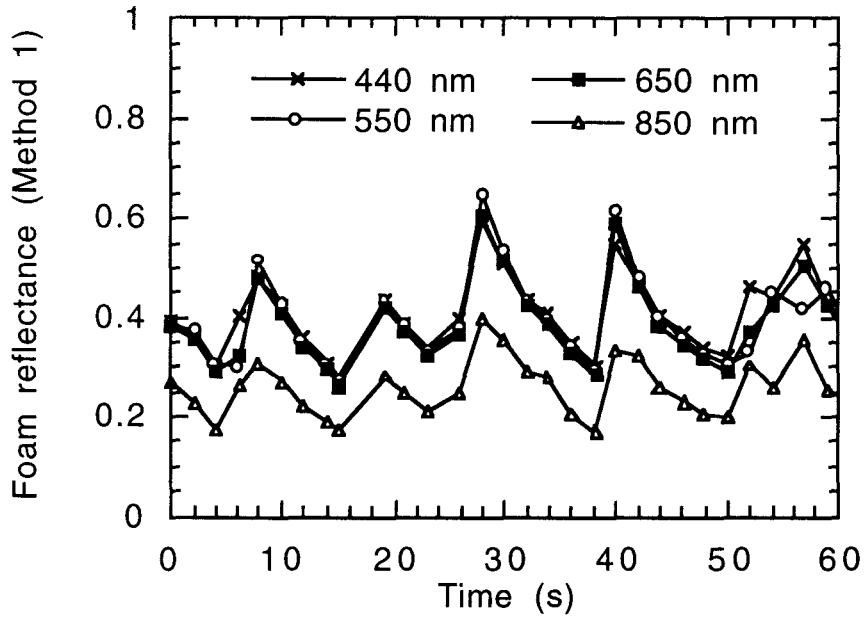


Figure 2a: Derived foam reflectances: a) Time series of the foam reflectance derived from the MIR measurements of Fig. 1 at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm , using Method 1.

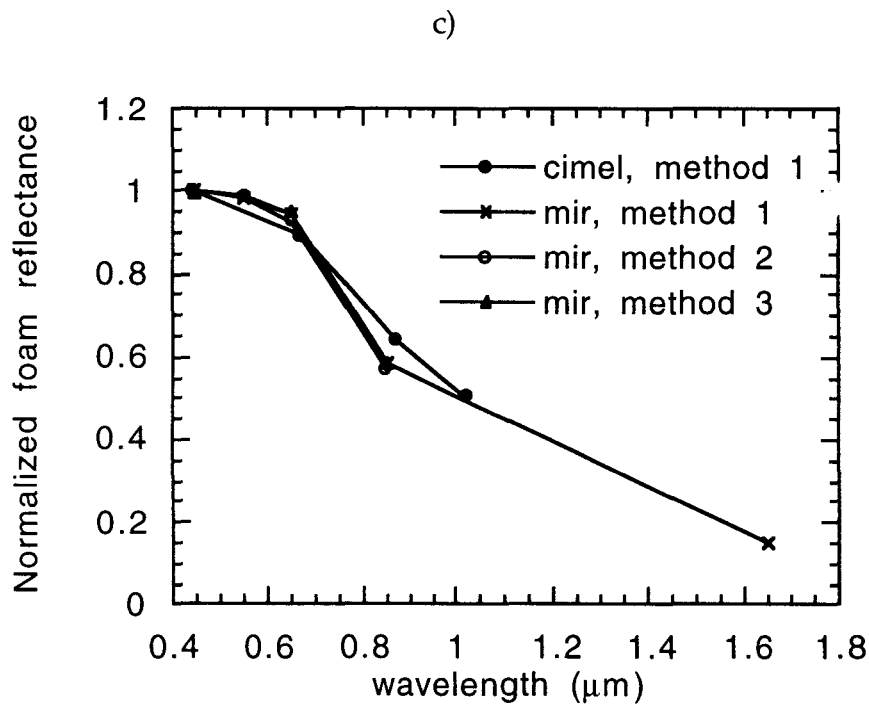
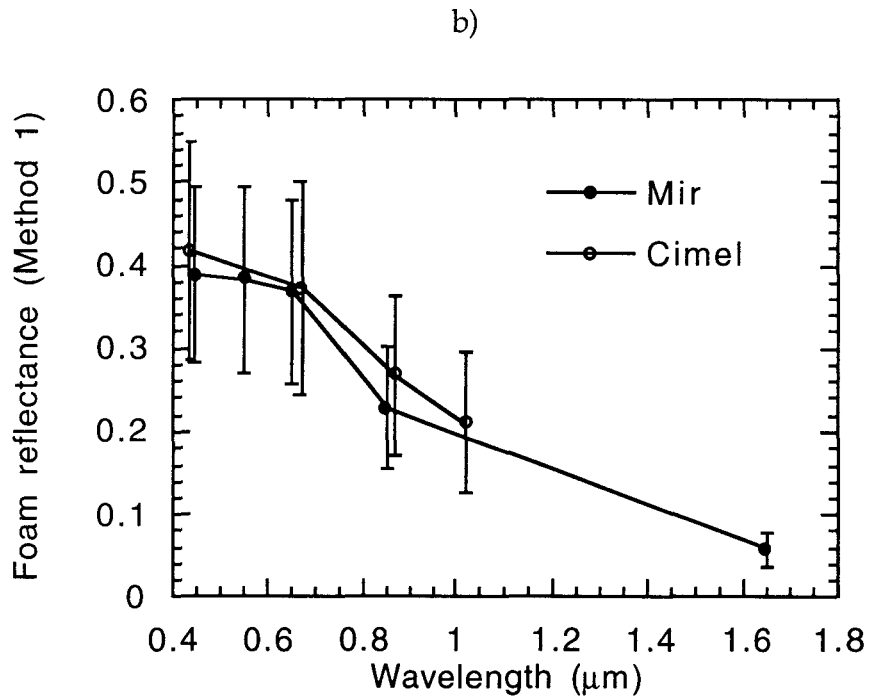


Figure 2b and c: Derived foam reflectances: b) Spectral means and standard deviations of the foam reflectances from the MIR and CIMEL instruments, using Method 1 - c) Summary of spectral dependencies, normalized at $0.44 \mu\text{m}$, from MIR, and from CIMEL using the different Methods.

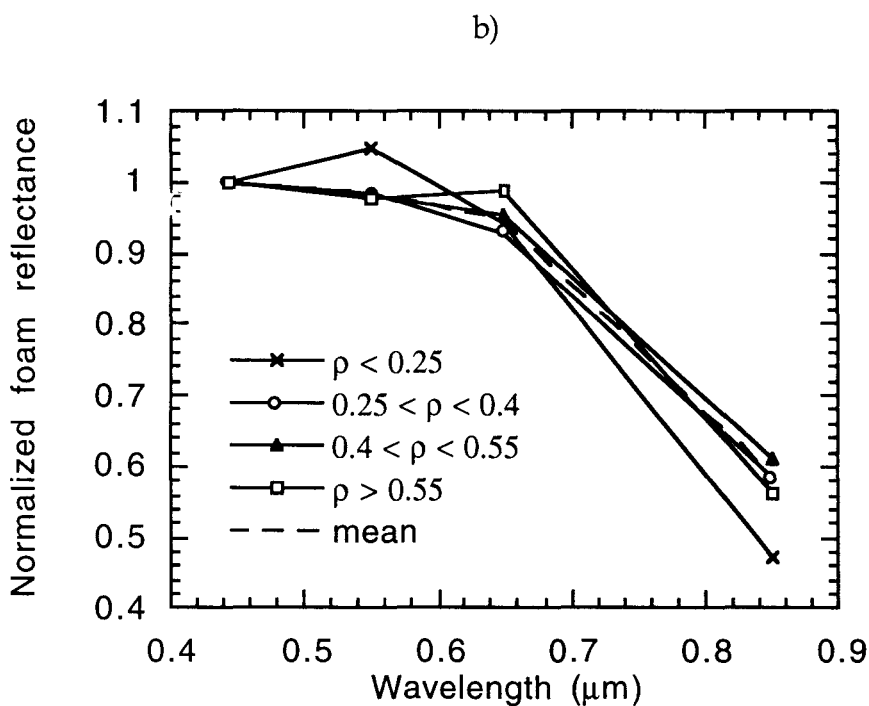
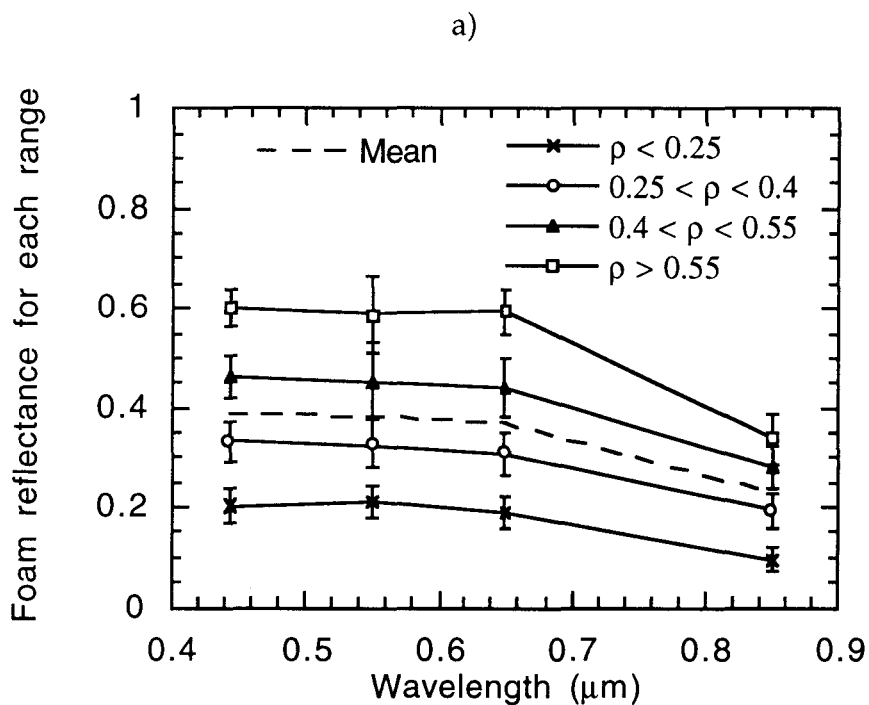


Figure 3: Derived spectral reflectances from MIR, split in 4 ranges according to their values at 0.44 μm . — Range 1: $\rho_f < 0.25$ — Range 2: $0.25 < \rho_f < 0.4$ — Range 3: $0.4 < \rho_f < 0.55$ — Range 4: $0.55 < \rho_f$. a) Means and standard deviations of each range of reflectance. - b) Spectral dependencies normalized at 0.44 μm .

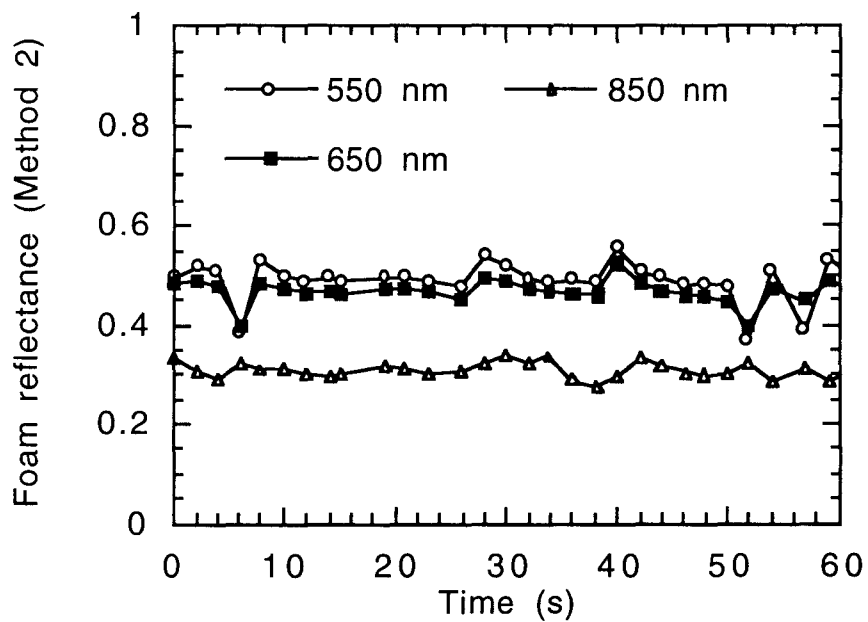


Figure 4: Time series of the derived foam reflectances at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm , from the MIR measurements of Fig. 1 using Method 2.

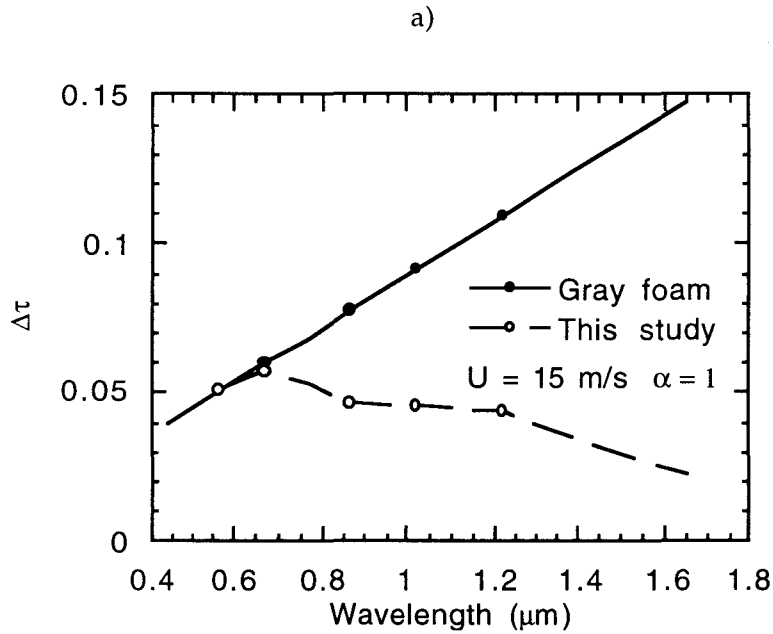


Figure 5a: $\Delta\tau_a(\lambda = 1 \mu\text{m})$, error due to foam reflectance on the retrieved optical thickness of a typical aerosol ($\alpha = 1$), as a function of the wavelength of observation, for a wind speed of $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Two foam models are assumed: a gray model, and the spectral one derived from this study and given in Fig. 2c.

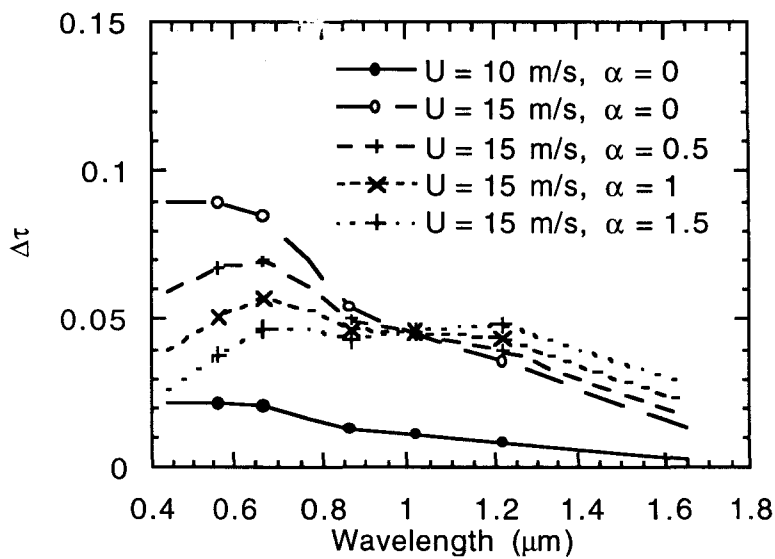


Figure 5b: Same as Fig.5a, but for different Angström exponents and wind speeds. and for the spectral foam model from this study.

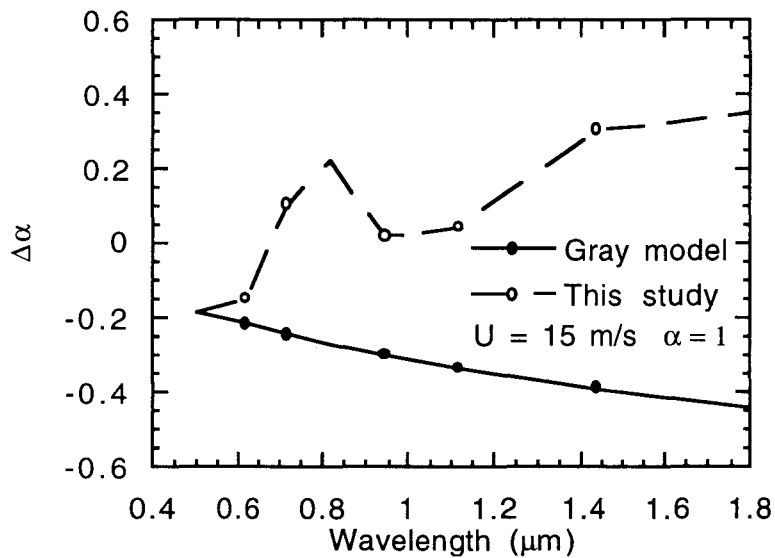


Figure 6a: $\Delta\tau_a(\lambda = 1 \mu\text{m})$, error due to foam reflectance on the retrieved Angström exponent of a typical aerosol ($\tau_a = 0.2$, $\alpha = 1$), as a function of the wavelength of observation, for a wind speed of $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Two foam models are assumed: a gray model, and the spectral one derived from this study and given in Fig. 2c.

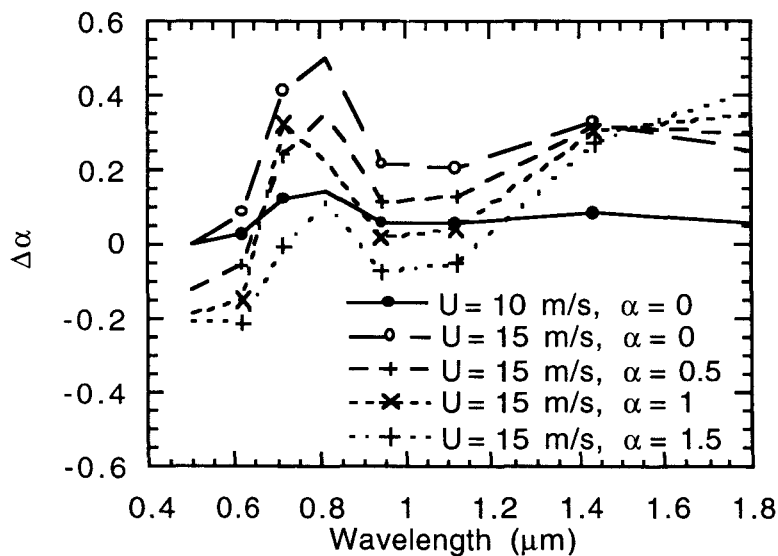


Figure 6b: Same as Fig. 6a, but for different Angström exponents and wind speeds, and for the spectral foam model from this study.

References

- Ardanuy, P. E., D. Han, and V. V. Salomonson, The Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS) science and data system requirements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 29, 75-88, 1991.
- Austin, R. W., and S. Moran, Reflectance of whitecaps, foam, and spray, in *Ocean color analysis*, SIO Ref. 74-10, 10 pp., Scripps Institution of Oceanography, San Diego, CA, 1974
- Baldy, S., A generation-dispersion model of ambient and transient bubbles in the close vicinity of breaking waves, *J. Geophys. Res.*, 98, 18277-18293, 1993
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, and G. Sèze, The POLDER Mission: Instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 32, 598-615, 1994.
- Deuzé, J.-L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 41, 483-494, 1989.
- Gordon, H. R., and M. M. Jacobs, Albedo of the ocean-atmosphere system: influence of sea foam, *Appl. Opt.*, 16, 2257-2260, 1977.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Influence of oceanic whitecaps on atmospheric correction of ocean color sensors, *Appl. Opt.*, submitted, 1994a.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: A preliminary algorithm, *Appl. Opt.*, 33, 442-453, 1994b.
- Hale, G. M., and M. R. Querry, Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region, *Appl. Opt.*, 12, 555-563, 1973.
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanrez, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, and Y. A. Kaufman, Multi-band automatic sun and sky scanning radiometer system for measurements of aerosols, in *Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing*,

- Proc. 6th ISPRS Int. Symposium, January 17-21, Val d'Isère, France, pp. 75-83, Centre National d'Etudes Spatiales, 18 Av. E. Belin, F-31055 Toulouse, France, 1994.
- Hooker, S. B., and W. E. Esaias, An overview of the SeaWiFS Project, *EOS, Trans. AGU*, 74, 241-246, 1993.
- Koepke, P., Effective reflectance of oceanic whitecaps, *Appl. Opt.*, 23, 1816-1824, 1984.
- Koepke, P., and Quenzel, H., Turbidity of the atmosphere determined from satellite: calculation of optimum viewing geometry, *J. Geophys. Res.*, 84, 7847-7856, 1981.
- Maul, G. A., and H. R. Gordon, On the use of the Earth Resources Technology Satellite (LANDSAT-1) in optical oceanography, *Remote Sensing Environ.*, 4, 95, 1975.
- Monahan, E. C., and I. G. O'Muircheartaigh, Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 2094-2099, 1980.
- Shettle, E. P., and R. W. Fenn, Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties, *Rep. AFGL-TR-79-0214, No. 676., Air Force Geophysics Laboratory Environ, Res. Papers*, 1979.
- Stabenon, P. J., and E. C. Monahan, The influence of whitecaps on the albedo of the sea surface, in *Oceanic Whitecaps*, pp. 261-266, edited by E. C. Monahan and G. M. Niocaill, Reidel, Dordrecht, 1986.
- Tassan, S., The influence of wind in the remote sensing of Chlorophyll in the sea, in *Oceanography from Space*, pp. 371-, edited by J. Gower, Plenum, New-York, 1981.
- Whitlock, C. H., D. S. Barlett, and E. A. Gurganus, Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote sensing of ocean aerosols, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 79-722, 1982.
- Wu, J., Bubbles in the near-surface ocean: A general description, *J. Geophys. Res.*, 93, 587-590, 1988.

Figure Captions

Figure 1: Time series of the measured reflectances by MIR at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm : a) no foam, outside the surf zone starting at 21h31'30" UT - b) foam in the surf zone, at 21h00' UT.

Figure 2: Derived foam reflectances: a) Time series of the foam reflectance derived from the MIR measurements of Fig. 1 at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm , using Method 1 - b) Spectral means and standard deviations of the foam reflectances from the MIR and CIMEL instruments, using Method 1 - c) Summary of spectral dependencies, normalized at 0.44 μm , from MIR, and from CIMEL using the different Methods.

Figure 3: Derived spectral reflectances from MIR, split in 4 ranges according to their values at 0.44 μm . — Range 1: $\rho_f < 0.25$ — Range 2: $0.25 < \rho_f < 0.4$ — Range 3: $0.4 < \rho_f < 0.55$ — Range 4: $0.55 < \rho_f$. a) Means and standard deviations of each range of reflectance. - b) Spectral dependencies normalized at 0.44 μm .

Figure 4: Time series of the derived foam reflectances at 0.44, 0.55, 0.65, and 0.85 μm , from the MIR measurements of Fig. 1 using Method 2.

Figure 5a: $\Delta\tau_a(\lambda = 1 \mu\text{m})$, error due to foam reflectance on the retrieved optical thickness of a typical aerosol ($\alpha = 1$), as a function of the wavelength of observation, for a wind speed of 15 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Two foam models are assumed: a gray model, and the spectral one derived from this study and given in Fig. 2c.

Figure 5b: Same as Fig.5a, but for different Angström exponents and wind speeds. and for the spectral foam model from this study.

Figure 6a: $\Delta\tau_a(\lambda = 1 \mu\text{m})$, error due to foam reflectance on the retrieved Angström exponent of a typical aerosol ($\tau_a = 0.2$, $\alpha = 1$), as a function of the wavelength of observation, for a wind speed of 15 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Two foam models are assumed: a gray model, and the spectral one derived from this study and given in Fig. 2c.

Figure 6b: Same as Fig. 6a, but for different Angström exponents and wind speeds. and for the spectral foam model from this study.

