Etude du couplage radar-lidar sur plates-formes spatiales et aeroportees. Application a l'etude des nuages, des aerosols et de leurs interactions

Damien Josset

▶ **To cite this version:**

Damien Josset. Etude du couplage radar-lidar sur plates-formes spatiales et aeroportees. Application a l'etude des nuages, des aerosols et de leurs interactions. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. Français. NNT : 2009PA066061 . tel-00559472

HAL Id: tel-00559472

https://theses.hal.science/tel-00559472

Submitted on 25 Jan 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Pierre et Marie Curie - Paris VI

Thèse de doctorat

Spécialité : Science de l'environnement d'Ile-de-France

Présentée par

Damien Josset

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

Etude du couplage radar-lidar sur plates-formes spatiales et aéroportées

Application à l'étude des nuages, des aérosols et de leurs interactions

Soutenue le 15 janvier 2009
Devant le jury composé de
M. Jean-Louis Brenguier Rapporteur
M. James Haywood Examinateur
M. Jean-Yves Labandibar Examinateur
M. Frédéric Parol Rapporteur
M. Jacques Pelon Directeur de thèse
Mme Laurence Picon Présidente

ταῦτ′ ἄρα Μοῦσαι ἄειδον, Ὀλύμπια δώματ′ ἔχουσαι, ἐννέα θυγατέρες μεγάλου Διὸς ἐκγεγαυῖαι, Κλειώ τ′ Εὐτέρπη τε Θάλειά τε Μελπομέενη τε Τερψιχόρη τ′ Ἐρατώ τε Πολύμνιά τ′ Οὐρανίη τε Καλλιόπη θ′ : ἣ δὲ προφερεστάτη ἐστὶν ἁπασέων, ἣ γὰρ καὶ βασιλεῦ σιν ἅμ′ αἰδοίοισιν ὀπηδεῖ.

Hésiode, la Théogonie

Remerciements

Je remercie le CNES et Alcatel/Thalès Alénia Space pour avoir financé ce travail de thèse.

Je remercie l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI pour m'avoir accueilli durant toute la durée de mes études supérieures.

Je remercie tout le personnel du Service d'Aéronomie pour m'avoir accueilli et prodigué des conseils tout au long de cette thèse et ceux avec qui je n'ai cessé de discuter toutes ces années.

Je remercie tout le personnel du CETP avec qui j'ai eu le plaisir de travailler en particulier lors des différentes campagnes de mesures impliquant RALI.

Je remercie tout les membres du jury pour l'attention portée à ce travail de thèse.

Enfin, je remercie Jacques Pelon pour avoir encadré ce travail durant ces quelques années.

ὣς φάτο, ῥίγησεν δὲ Καλυψώ, δῖα θεάων, καί μιν φωνήσασ′ ἔπεα πτερόεντα προσηύδα : '[...] τὸν μὲν ἐγὼ φίλεόν τε καὶ ἔτρεφον, ἠδὲ ἔφασκον θήσειν ἀθάνατον καὶ ἀγήραον ἤματα πάντα.'

Homère, l'Odyssée

Table des matières

I Introduction **9**

II Moyens utilisés **19**
II.A L'A-Train . . . 19
II.A.1 AQUA et les radiomètres MODIS et AMSR-E . . . 20
II.A.2 Le radiomètre AMSR . . . 21
II.A.3 CALIPSO . . . 22
II.A.4 CLOUDSAT . . . 24
II.A.5 PARASOL, AURA et OCO . . . 25
II.B RALI . . . 27
II.B.1 LNG . . . 28
II.B.2 RASTA . . . 28
II.C Comparaison des mesures des plates-formes spatiales et aéroportées . . . 29
II.C.1 La campagne AMMA . . . 29
II.C.2 La campagne CIRCLE2 . . . 32
II.D Produits opérationnels . . . 34
II.D.1 Produits du lidar . . . 34
II.D.2 Produits du radar . . . 35
II.D.3 Produits de la radiométrie . . . 36
II.D.4 Produits combinés radar-lidar et radiométrie . . . 38
II.E Modèles . . . 38
II.E.1 Le code de transfert radiatif MOMO . . . 38
II.F Conclusion . . . 38

III Bases de la télédétection **41**
III.A Généralités . . . 41
III.A.1 Rayonnement . . . 41
III.A.1.a Définitions . . . 41
III.A.1.a.i Diffusion Rayleigh . . . 44
III.A.1.a.ii Diffusion de Mie . . . 44
III.A.2 Les équations lidar et radar . . . 46
III.A.2.a Inversion de l'équation lidar-radar . . . 48
III.A.3 L'équation lidar dans le cas des cibles denses . . . 49
III.A.3.a Equation lidar pour l'écho de surface . . . 51
III.A.3.b Cas particulier de l'océan . . . 53
III.B Nuages d'eau liquide . . . 55
III.C Radiométrie . . . 57
III.D Conclusion . . . 58

IV Approches méthodologiques **59**
IV.A Etalonnage du lidar . . . 59
IV.B Etalonnage du radar . . . 62
IV.C Développements . . . 62
IV.C.1 Etalonnage du lidar et du radar à partir de l'écho de surface . . . 63
IV.C.2 Méthode de restitution de l'épaisseur optique des aérosols . . . 76
IV.C.3 Méthode de restitution du rapport lidar . . . 78
IV.D Etudes de cas . . . 80
IV.D.1 Propriétés microphysiques et radiatives des nuages et des aérosols . . . 80
IV.D.2 Application des nouvelles méthodes . . . 80
IV.D.3 Contenu intégré en eau liquide des nuages chauds . . . 84
IV.E Analyse globale . . . 88

V Analyses régionales **91**
V.A Données spatiales . . . 92
V.B Forçage radiatif des aérosols . . . 95
V.B.1 Etude de sensibilité . . . 96
V.B.2 Description des résultats sur un cas d'étude . . . 99
V.B.3 Représentativité de ce cas d'étude . . . 103
V.B.3.a Mesures moyennes . . . 104
V.B.3.b Distributions de probabilités conditionnelles . . . 106
V.B.3.c Statistiques des traces . . . 108
V.B.3.d Discussion . . . 109
V.C Conclusion . . . 112

VI Conclusions et perspectives **113**

A Complément **115**
A.A Les aérosols . . . 115
A.A.1 Définition . . . 115
A.A.2 Caractéristiques et processus de formation . . . 115
A.B Les nuages . . . 117
A.B.1 Définition . . . 117
A.B.2 Formation . . . 117
A.B.3 Caractéristiques microphysiques et radiatives des nuages . . . 118

B Restitution du rapport lidar dans les nuages d'eau liquide **121**

C Article restitution de l'épaisseur optique **125**

D L'A-Train et les différents produits opérationnels **127**

E Le code de transfert radiatif MOMO **131**

Résumé

L'effet des aérosols et des nuages sur le climat, qu'il s'agisse de leur forçage radiatif propre ou de leur interactions constitue actuellement la plus grande incertitude du système climatique. L'utilisation couplée de nouveaux moyens d'observations comme le lidar ou le radar avec la radiométrie fait partie des pistes de recherches retenues par la communauté scientifique pour réduire ces incertitudes justifiant le développement et la mise en oeuvre de ces nouveaux instruments sur les plates-formes de l'A-Train et le développement des algorithmes opérationnels associés.
Ces algorithmes possèdent certaines limitations intrinsèques, ce qui nous a amené à la révision des méthodes d'analyse standard des données issues des plates-formes spatiales de l'A-Train (CALIPSO, CLOUDSAT), au développement de nos propres algorithmes à travers l'étude de l'écho de surface océanique, et à l'identification d'un modèle théorique de diffusion par la surface compatible avec les observations multispectrales de ces instruments actifs. L'utilisation de ce modèle avec les observations actives et celles du radiomètre micro-onde AMSR-E a permis d'améliorer les procédures d'étalonnage absolu du lidar et du radar en offrant une référence systématique possédant un important rapport signal sur bruit. L'amélioration de l'étalonnage de ces instruments permet ensuite d'affiner la précision de la restitution des paramètres microphysiques dans les produits opérationnels de recherche, et doit donner accès à un plus grand nombre de produits dérivés.
La référence de surface issue des mesures des instruments micro-ondes actifs (radar) et passifs (radiomètre) permet ainsi de déterminer l'épaisseur optique des aérosols aux longueurs d'onde du lidar. Cette méthode de restitution ne fait aucune hypothèse sur la microphysique des particules diffusantes, est utilisable de jour et de nuit, possède un rapport signal sur bruit important à grande résolution spatiale et offre la possibilité de discriminer les aérosols et les nuages grâce aux mesures multispectrales sur la verticale. Les comparaisons avec les mesures du radiomètre MODIS montrent un bon accord statistique.
Ces mesures d'épaisseur optique au-dessus de l'océan et des nuages d'eau liquide ouvrent une nouvelle voie pour quantifier le forçage radiatif direct des aérosols en présence de nuage, hors de portée des mesures radiométriques actuelles. Les premières études que nous avons effectuées ont confirmé que lors des épisodes de feux observés pendant la campagne AMMA, le forçage est fortement positif sur le Golfe de Guinée (entre +5 et +10 W/m^2 en moyenne diurne). Le forçage négatif en air non-nuageux au-dessus de l'océan est inférieur d'un ordre de grandeur au forçage positif dû aux aérosols transportés au-dessus des nuages.
Le forçage radiatif positif observé sur le Golfe de Guinée est ainsi fortement dépendant de la couverture nuageuse et les mesures à petite échelle de l'A-Train permettent de mieux le caractériser à plus grande échelle. Ainsi, le réchauffement induit par l'effet direct des aérosols sera mieux pris en compte dans les modèles climatiques.
L'émission d'aérosols absorbants (feux, pollution...) et leur transport à moyenne et grande échelle en altitude représentent un point critique de l'évolution du système climatique et des interactions environnement-climat. L'hypothèse usuellement admise d'un forçage direct négatif de $-0,5$ $W.m^{-2}$ pour caractériser l'effet radiatif des aérosols demande à être examinée avec attention en établissant une meilleure quantification de la contribution des aérosols absorbants (d'origine naturelle ou anthropique) au-dessus des nuages à l'echelle globale.

Mots-clefs : Télédétection, Lidar, Radar, Surface océanique, Nuages, Aérosols, Forçage radiatif

Abstract

The aerosol and cloud effect on climate is the main uncertainty on global warming prediction through their influence on the solar radiative forcing and their interactions. Using simultaneous lidar, radar and radiometry measurements is one of the path explored by the scientific community to reduce this uncertainty. It is the reason for the development of new instruments onboard the A-Train platforms and the associated development of operational algorithms.
Those algorithms possess some intrisic limitation which lead us to revisit the data analysis procedure of the A-Train spaceborne platform (CALIPSO, CLOUDSAT) and to develop our own algorithms through the analysis of sea surface echo, and to identify theoretical multi-wavelength oceanic surface model with self-consistent scattering properties observed by different instruments. Using this model and the observations of the micro-wave radiometer AMSR-E, allowed to improve the calibration procedure of both lidar and radar instruments with the identification of a systematic and high signal to noise ratio calibration reference. This calibration increases the accuracy of physical parameters retrieved on the research operational products and give access to a higher number of derived products.
Using the sea surface reference provided by the active (radar) and passive (radiometer) microwave sensors also allows to measure the aerosol optical thickness at the lidar wavelength. This measurement does not use any assumptions on the scatterers microphysical properties, is usable day and night, offers the highest available signal to noise ratio and allows a good aerosol-cloud discrimination with the lidar multispectral vertical information. The comparison with MODIS shows a good statistical agreement.
The new methodologies developped for the A-Train offer a complete tool to analyse both vertical structure of aerosols and clouds as well as the aerosol optical thickness over the ocean and liquid water clouds. This opens a new way for aerosol direct radiative forcing quantification, which is out of range of present radiometric measurements. The preliminary studies we conducted confirm the significant positive radiative forcing on the Gulf of Guinea area in presence of the biomass burning aerosol plumes observed during the AMMA campaign. The negative forcing over the ocean is an order of magnitude lower than the positive forcing over the cloud layers.
The positive radiative forcing we observed on the Gulf of Guinea area (between +5 and +10 W/m^2) is strongly dependent of cloud cover which can be better characterized by the small scale A-Train measurements, and the warming induced by aerosol direct effect must be better parameterized in the climate models.
The emission of absorbing aerosols (fire, pollution...) and their long range transport at elevated altitudes when they can stay over clouds, represent a critical burden on the climate system. The present estimation of a global negative forcing of $-0,5$ $W.m^{-2}$ to characterize the aerosol radiative effect needs to be carefully examined to the light of this impact.

Keywords : Remote sensing, Lidar, Radar, Sea surface, Clouds, Aerosols, Radiative forcing

Chapitre I

Introduction

Contexte scientifique

Effet des nuages et des aérosols sur le climat.

L'équilibre énergétique de la planète terre est la résultante du bilan énergétique de l'émission solaire (visible et proche infrarouge) et de l'émission terrestre (infrarouge). Cet équilibre est illustré par la figure I.1, et comme on peut le voir les nuages ont une influence non négligeable sur les deux bilans en réfléchissant 20% (et en absorbant 4%) du rayonnement solaire, et en en réémettant 26% sous forme de rayonnement infra-rouge. L'albedo terrestre intégrant l'ensemble des effets de diffusion est égal à 30%. Celà correspond à 102 $W.m^{-2}$ réémis vers l'espace en moyenne. Un changement de la valeur de l'albedo terrestre de 1% (0,3% au total) correspond à un changement de flux de 1 $W.m^{-2}$ ce qui est, nous le verrons, très comparable aux autres effets moyens observés pour les gaz à effets de serre.
En réfléchissant une partie de la lumière du soleil vers l'espace, les nuages diminuent la quantité d'énergie reçue par la surface et contribuent à son refroidissement, c'est ce qu'on appelle l'effet parasol. D'autre part, les nuages absorbent le rayonnement infrarouge issu de la surface terrestre et le réémettent dans toutes les directions, c'est l'effet de serre des nuages.
Au final, ces deux phénomènes produisent des effets antagonistes de refroidissement et de réchauffement de la surface terrestre. La figure I.1 illustre les ordres de grandeurs de l'effet moyen global, mais si on veut quantifier ce phénomène de façon plus précise, il faut tenir compte du fait que l'effet total résultant dépend du type de nuage considéré, de sa température (essentiellement déterminée par son altitude), de son épaisseur et de ses propriétés microphysiques (nombre et taille des particules d'eau). L'effet moyen global sur le climat est ensuite pondéré par l'étendue de la couverture nuageuse et par sa persistence (plus généralement, son cycle de vie).

Les nuages ne sont pas les seuls constituants du système atmosphérique importants dans le bilan énergétique terrestre. Les différents gaz (CO_2, ozone, vapeur d'eau) y contribuent, tout comme les différentes particules en suspension au-dessus de l'océan et des continents. Toutes ces particules en suspension sont appelées les aérosols. Leurs origines peuvent être soient naturelles, soient anthropiques. On a reporté sur la table I.1, une estimation du flux annuel massique de différentes sources d'aérosols entre les années 1970 et 1990 [Gras, 2003]. Les contributions majeures au flux massique incluent les aérosols minéraux, le sel marin, les particules issues de la combustion de biomasse (d'origine naturelle et anthropique), les émissions anthropiques (tels que les sulfates et les matières carbonées). Il faut bien noter que leur impact sur le climat n'est pas lié de façon directe à l'intensité de ces flux massiques, mais plus à leurs propriétés radiatives et à leur impact sur la formation nuageuse. Au niveau géographique, la position des

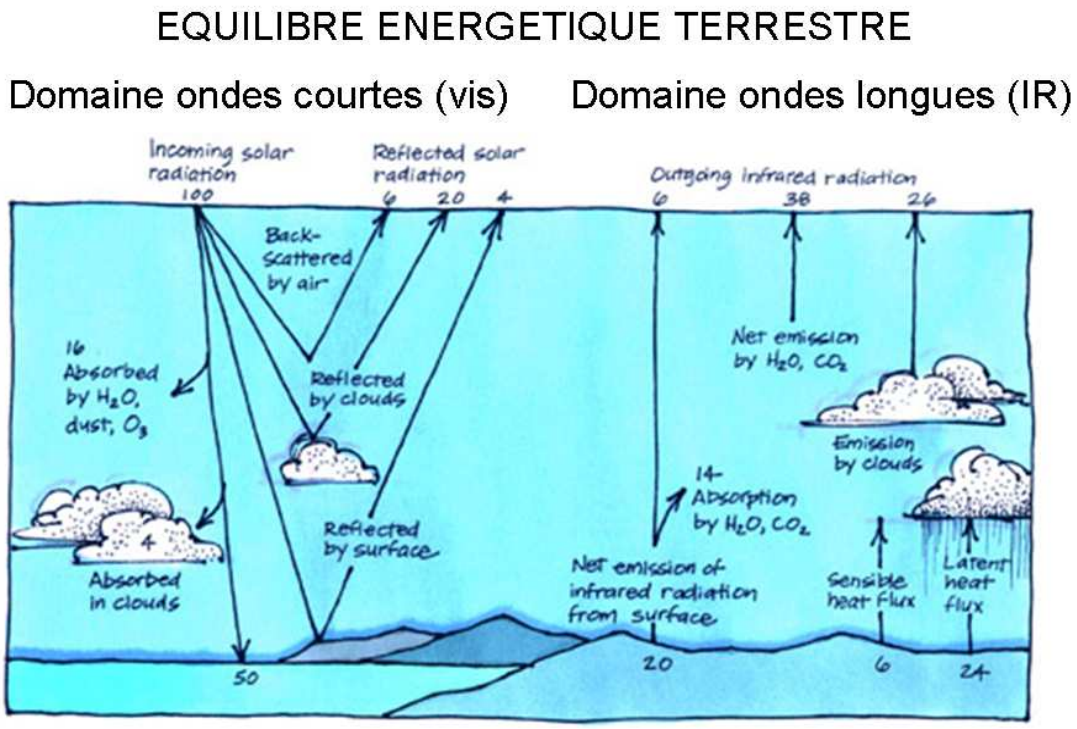

Fig. I.1 : *Illustration du bilan énergétique terrestre.*

panaches d'aérosols les plus fréquents incluent des aérosols de poussières sahariennes au-dessus de l'Atlantique, le panache de pollution européen de l'Atlantique Est, un panache d'origine nord-américaine en été au-dessus de l'Atlantique Nord, les poussières au Printemps sur le pacifique nord-ouest, un panache en été sur la mer d'Arabie, ainsi qu'un panache en saison sèche au Nord-Ouest de l'Australie et de l'Indonésie.

	1970 ($Tg.y^{-1}$)	1990 ($Tg.y^{-1}$)
Origine naturelle		
Minérale	10-500	1000-3000
Sel marin	200-1000	1000-3000
Volcanique	3-150	15-90
Biogénique		50
Conversion gaz-particule	300-2000	200-1300
Extraterrestre	0,1-50	10
Origine anthropogénique		
Industrie, combustible fossile carbone, sulfate nitrate, organique	100-400	300
Feu de biomasse	3-150	100-450

Tab. I.1 : *Flux annuels des différents types d'aérosols présents sur la surface du globe ([Gras, 2003]).*

Les aérosols diffusent et absorbent la lumière solaire, mais ils modifient également les propriétés

de diffusion et d'absorption des nuages. A travers ces phénomènes, les aérosols exercent des effets importants sur le climat qui ne sont pas indiqués sur le bilan de la figure I.1 et qu'on qualifie de direct, semi-direct et indirect.

Nous traiterons dans ce travail de l'effet direct des aérosols situés au-dessus des nuages, et plus particulièrement des modifications induites sur le forçage radiatif au sommet de l'atmosphère. Nous présenterons rapidement ici les autres effets.

En absorbant de façon plus ou moins importante le rayonnement solaire, les aérosols modifient les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère, et par conséquent, ont un impact sur les conditions de formation des nuages. C'est ce qu'on appelle l'effet semi-direct.

L'effet radiatif indirect des aérosols résulte des interactions entre aérosols et nuages, il s'agit des modifications des propriétés radiatives des nuages en présence d'aérosols. En effet, les aérosols servent de support à la formation des nuages on les appelle alors noyaux de condensation nuageuses (Cloud Condensation Nuclei, CCN ou Ice Condensation Nuclei, ICN).
Toutes les autres conditions de formation restant égales par ailleurs (conditions thermodynamiques identiques, contenu en eau fixé), un nuage issu d'une masse d'air polluée aura tendance à contenir un nombre de gouttelettes supérieur, mais plus petites qu'un nuage formé dans un milieu moins riche en CCN. Un tel nuage aura une épaisseur optique et un albedo plus importants qu'un autre issu d'une masse d'air contenant moins d'aérosols. C'est le premier effet indirect aussi appelé effet Twomey ([Twomey, 1974], [Twomey, 1977]).
Les propriétés microphysiques du nuage (taille et nombre de gouttes d'eau ainsi que le contenu en eau liquide total) déterminent ses propriétés radiatives (épaisseur optique, émissivité et réflectivité) et microphysiques. La modification de ces propriétés ainsi que la présence d'aérosols dans son voisinage va influencer son interaction avec le flux solaire et intervenir dans son cycle de vie ([Chosson, 2006], [Sandu, 2007]). L'ensemble de ces phénomènes constitue le second effet indirect.

Tous ces différents effets sont liés. En effet, la présence d'aérosols modifiera les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère tout en servant de support à la condensation nuageuse.
Pour quantifier l'effet des aérosols sur le climat, il est donc nécessaire de pouvoir mesurer précisément différents paramètres concernant les aérosols et les nuages : altitude, épaisseur optique et les propriétés radiatives (réflectance, épaisseur optique) et microphysiques associées (espèce chimique, nombre et taille des particules, contenu en eau liquide pour les nuages) avec une précision et une occurence de mesure suffisantes pour pouvoir caractériser ces effets à l'échelle globale.

L'effet direct réside quand à lui dans la diffusion et l'absorption du rayonnement solaire par les particules. Au-dessus des surfaces sombres comme l'océan, les aérosols agissent comme une couche brillante réfléchissant l'énergie solaire et masquant la surface. Dans ce cas, l'effet global résultant est négatif car l'énergie réfléchie ne contribue pas au réchauffement de la surface qui se refroidit. L'effet des aérosols de pollution a été bien caractérisé grâce à diverses expériences de terrain parmi lesquelles on peut citer la campagne TARFOX (Tropospheric Aerosol Radiative Forcing Observational Experiment) à l'Est des Etats-Unis [Russel et al., 1999], les différentes campagnes ACE, ACE-2 et ACE-Asia (Aerosol Characterisation Experiment), au sud de l'Australie, à l'Ouest de l'océan Atlantique, et à l'Est de l'Asie au Nord-ouest de l'océan Pacifique ([Bates et al., 1998, Raes et al., 2000, Huebert et al., 2003]) ainsi que pendant la campagne INDOEX (Indian Ocean Experiment) au Sud de l'Inde ([Ramanathan et al., 2001]). Les observations par satellites ont également permis d'approfondir les connaissances sur le forçage radiatif des aérosols en air clair ([Yu et al., 2006]).

Dans le cas d'aérosols absorbants au-dessus d'une surface très réfléchissante (albedo élevé) comme le désert ou un nuage d'eau liquide les aérosols peuvent au contraire assombrir la surface et induire un forçage positif [Haywood and Shine, 1997, Haywood and Boucher, 2000]. On peut voir les forçages induits en fonction des positions relatives des couches d'aérosols et de nuages sur la figure I.2.

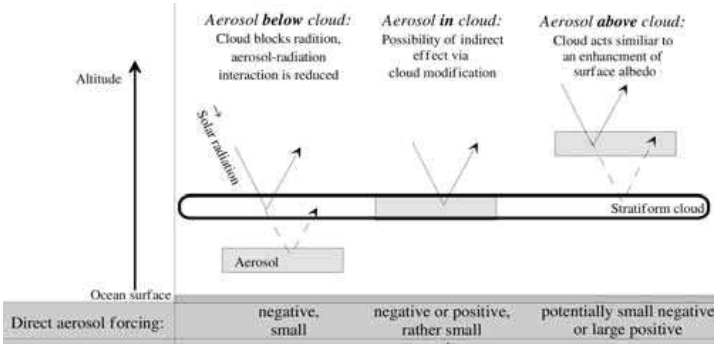

Fig. I.2 : *Importance et signe du forcage radiatif des nuages et des aérosols en fonction de leur position relative ([Keil and Haywood, 2003]).*

L'absence de restitution satellites des propriétés des aérosols au-dessus des nuages amène une certaine incertitude dans le calcul de ce forçage, et même si l'effet global est admis comme amoindrissant l'effet refroidissant au-dessus de l'océan, il est très mal déterminé [Yu et al., 2006].

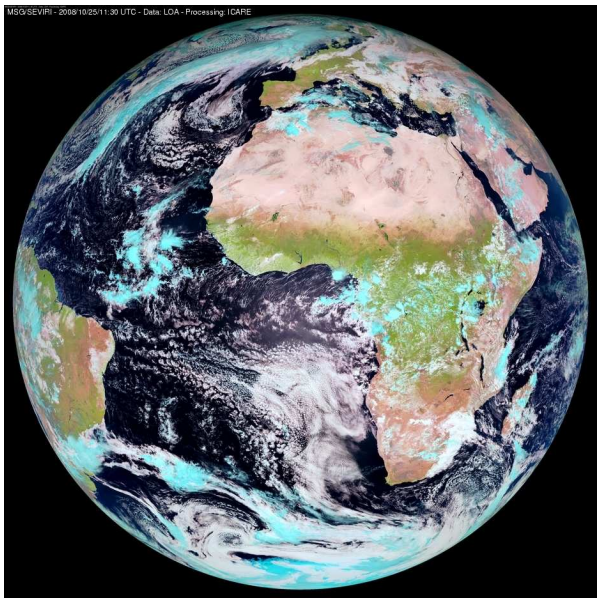

Fig. I.3 : *Image visible (fausses couleurs) de l'instrument SEVIRI à bord de METEOSAT Seconde Génération (MSG) le 25 Octobre 2008. On peut voir à l'oeil nu que des nuages bas très réfléchissants (blancs) recouvrent une partie importante de la surface des océans.*

Une meilleure quantification de l'effet radiatif du système nuages-aérosols est importante. En effet, les nuages recouvrent en moyenne 68% de la surface du globe [Warren and Hahn, 2003]. Sur les océans, les nuages bas représentent 34% de cette surface et l'océan vu de l'espace est donc recouvert de nuages très réfléchissants fréquemment observés à basses altitudes sur certaines régions extra-équatoriales comme le bassin du Sud-Ouest Africain ou la région des Açores comme on peut le voir sur la figure I.3.

Dans plusieurs régions proches des côtes, les aérosols anthropiques vont pouvoir être injectés au-dessus de la couche limite océanique nuageuse par des mécanismes dynamiques méso-échelle. Durant la journée, les aérosols se retrouvent mélangés de façon homogène dans la couche limite au-dessus des continents où le retour des circulations de brise et le forçage synoptique peut les amener au-dessus de la couche limite maritime moins épaisse [Raman et al., 2002]. A ce moment là, ils peuvent se retrouver transportés sur de longues distances par la circulation générale (figure I.4).

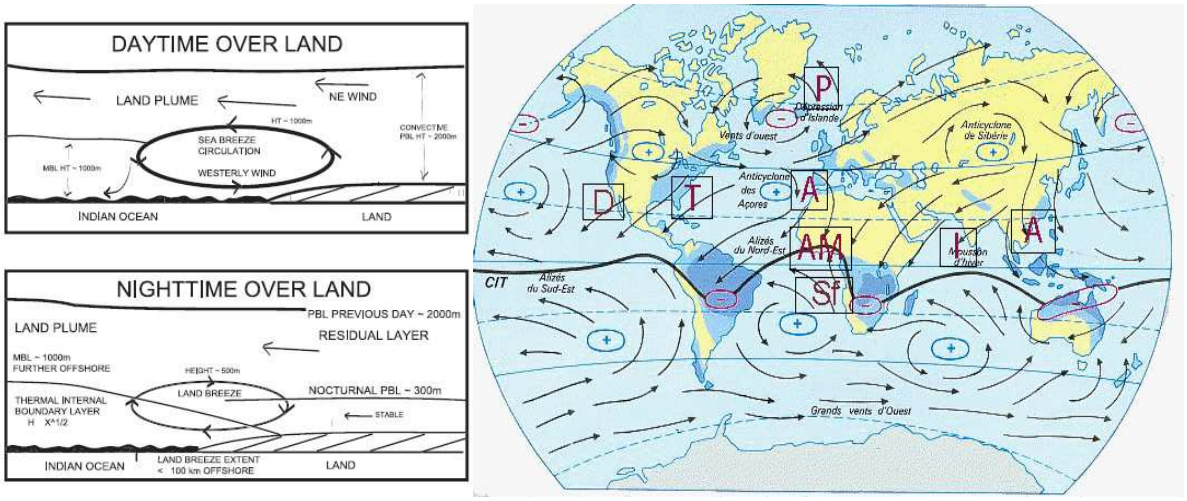

Fig. I.4 : *Illustration des mécanismes de transport des aérosols présents dans la couche limite au-dessus de la terre par les processus méso-échelle de brise (gauche, [Raman et al., 2002]). Une fois dans la troposphère libre, ils sont advectés sur de longues distance par la circulation générale (droite). Les régions d'études de quelques campagnes sont représentées sur cette figure : AM = AMMA ([Redelsperger et al., 2006]) ; A = ACE ([Bates et al., 1998, Raes et al., 2000, Huebert et al., 2003]) ; P = POLARCAT ; I = INDOEX [Ramanathan et al., 2001] ; T = TARFOX [Russel et al., 1999], D = DYCOMS [Stevens et al., 2003], Sf = SAFARI*

Nous avons déjà évoqué la position des panaches d'aérosols les plus communement observés, a celà, s'ajoutent tous les épisodes de feux (figure I.6). La localisation de ces sources varie avec la saison, de même que leur intensité. Nous discuterons plus loin le détail de ces variations saisonnières. Comme on peut le voir sur la figure I.6, les feux sont présents sur une bonne partie de la surface du globe, ne se limitant pas aux régions que nous avons citées. En Août 2006, ce qui correspond au pic de la saison des feux de cette année, on peut observer les feux les plus intenses en Afrique du Sud, à l'Est du Golfe de Guinée, sur une bonne partie de l'amérique du Sud, principalement au Brésil, en Indonésie, en Europe de l'Est et dans de nombreux autres endroits de la surface du globe. Par les mécanismes que nous avons évoqués précédemment, les aérosols produits par ces feux peuvent se retrouver au-dessus des nuages.

Les aérosols de pollution urbaine partagent de grandes similitudes avec les aérosols de feux et peuvent donc également être advectés sur de grandes distances pour arriver au-dessus de l'océan. Ceci a été observé durant la campagne INDOEX [Ramanathan et al., 2001], où les panaches de pollutions étaient présents à des centaines de kilomètres au large de l'Inde sur des épaisseurs allant jusqu'à 3 km d'altitude (figure I.5, [Pelon et al., 2002]).

Au final, les aérosols sont bien présents au-dessus de l'océan, comme on peut le voir sur la carte moyenne d'épaisseur optique POLDER du mois d'Août 2006 en air non nuageux (figure I.7). En moyenne, les charges d'aérosols les plus importantes sont localisées à l'Ouest de l'Afrique, dans

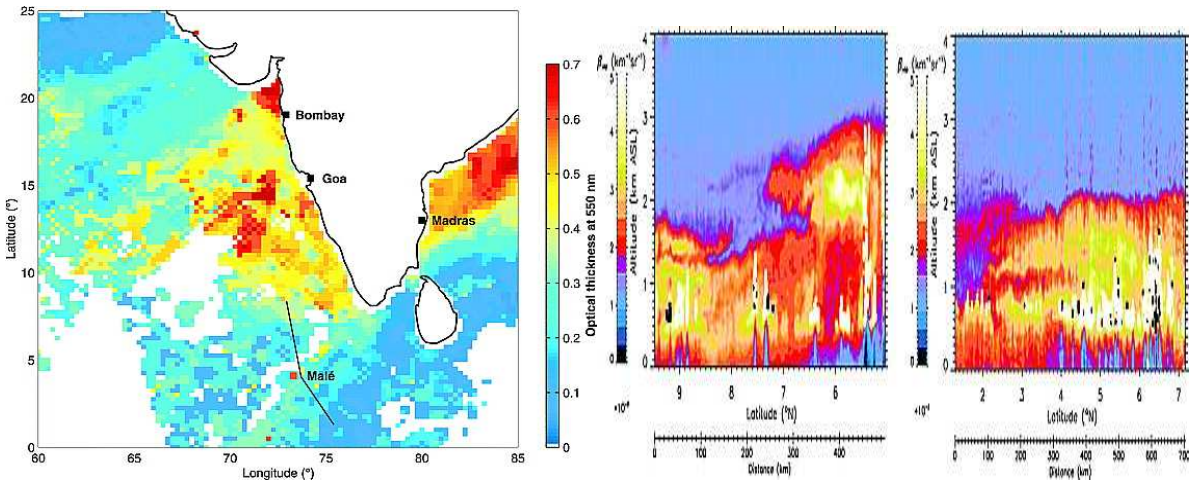

Fig. I.5 : *Gauche : épaisseur optique moyenne à 550 nm mesurée par METEOSAT-5 sur les 7, 8 et 9 mars 1999. Les traits pleins noirs représentent deux trajectoires de l'avion au Nord et au Sud de Malé. Droite : coefficient de rétrodiffusion du lidar LEANDRE 1 les 7 et 9 mars 1999 sur le trajectoires au Nord de Malé pendant la campagne INDOEX ([Pelon et al., 2002]).*

le Golfe Persique et dans une région comprise entre la péninsule Arabique et l'Inde. A cause de leurs propriétés d'absorption, on verra que les aérosols de feux et de pollution ont un impact très important sur le forçage radiatif des aérosols. On verra que les observations spatiales, avec en particulier l'instrumentation active, permettent d'aborder ce problème de façon plus complète, ce qui pourra conduire, à terme, à réviser de manière drastique les estimations de l'effet direct des aérosols. Nous ne présenterons ici que l'amorce de cette approche à partir d'étude de cas.

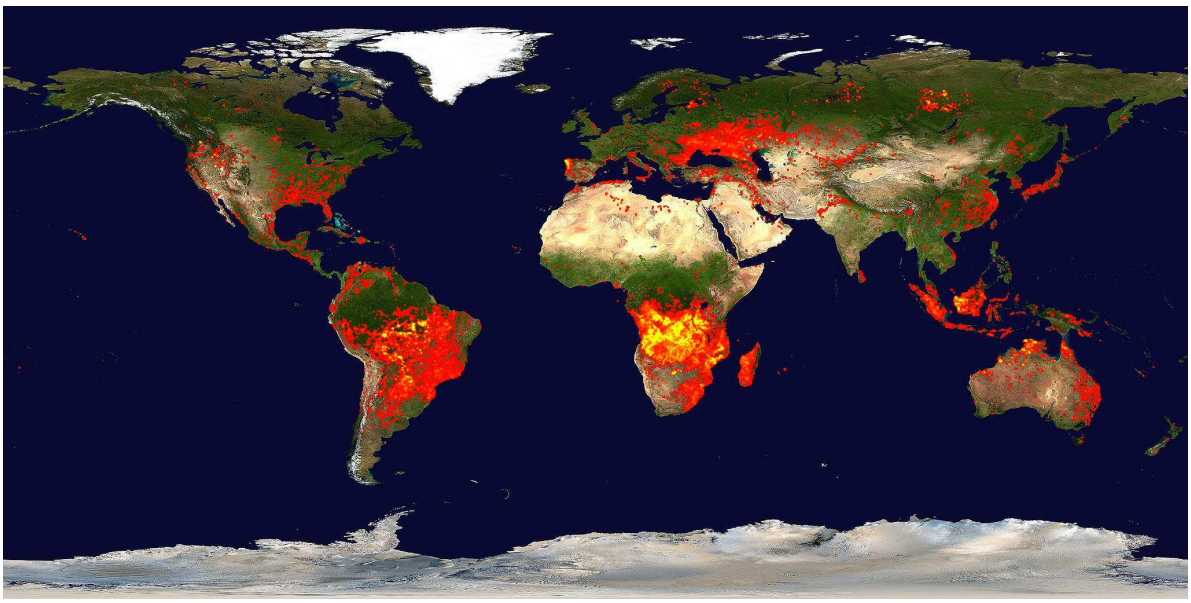

Fig. I.6 : *Feux détectés par MODIS entre le 9 et 18 Août 2006.*

L'instrumentation active lidar et radar offre directement l'information sur la présence et l'altitude des couches d'aérosols et de nuages. Il s'agit d'une information très importante pour caractériser l'effet de serre et permettre également d'identifier les zones de formation et de dissipation, ainsi que les zones d'interaction entre les aérosols et les nuages.

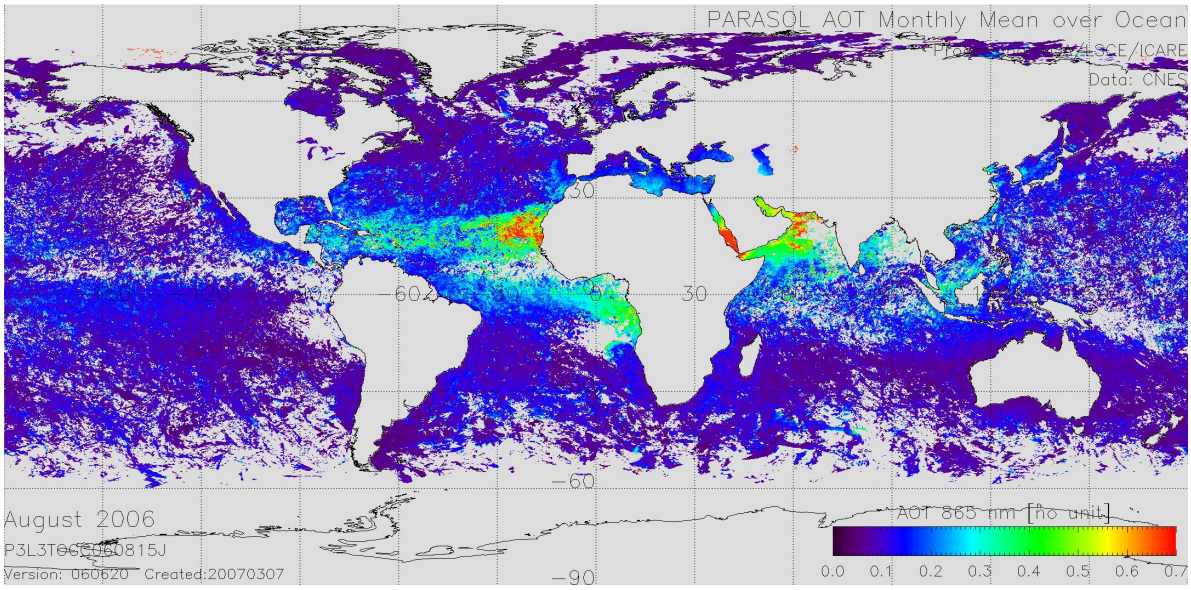

Fig. I.7 : *Moyenne des épaisseurs optiques des aérosols pour le mois d'Août 2006 mesurées par l'instrument POLDER à bord de la plate-forme PARASOL.*

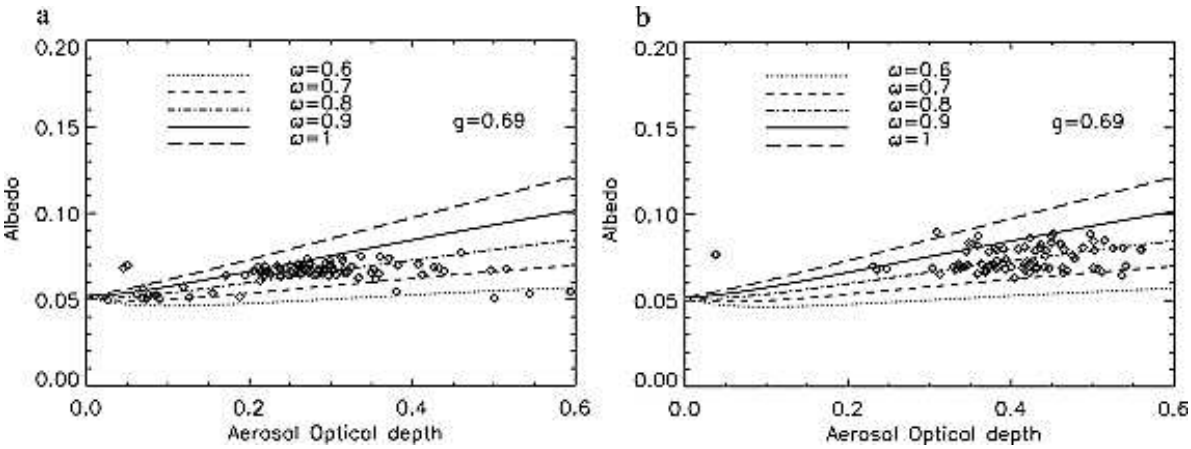

Fig. I.8 : *Illustration des différents paramètres radiatifs pouvant être retrouvés à partir de la combinaison d'instruments actifs (lidar) et passifs (radiomètre) le 7 mars 1999 au Nord (a) et au Sud de Malé (b) pendant la campagne INDOEX. On peut estimer l'albedo de diffusion simple ω pour une valeur donnée du facteur d'asymétrie g.*

Ces instruments en combinaison avec l'instrumentation passive permettent également de contraindre les différents paramètres que sont l'albedo de simple diffusion et l'épaisseur optique permettant de caractériser leurs propriétés radiatives. [Pelon et al., 2002] a montré l'intérêt de ce genre d'approche pendant la campagne INDOEX (figure I.8) et nous nous intéresserons également à ces paramètres pour notre étude. Ces observations permettent d'accéder aux informations sur la taille des particules.

L'impact des aérosols en tant que noyaux de condensation nuageuse est dépendant de leur taille [Dusek et al., 2006], mais également de sa spéciation chimique, ce qui se traduit par des paramètres qu'un lidar multilongueur d'onde peut permettre de caractériser avec les mesures radiométriques en air non nuageux ([Sasano and Browell, 1989], [Kaufman et al., 2003]).

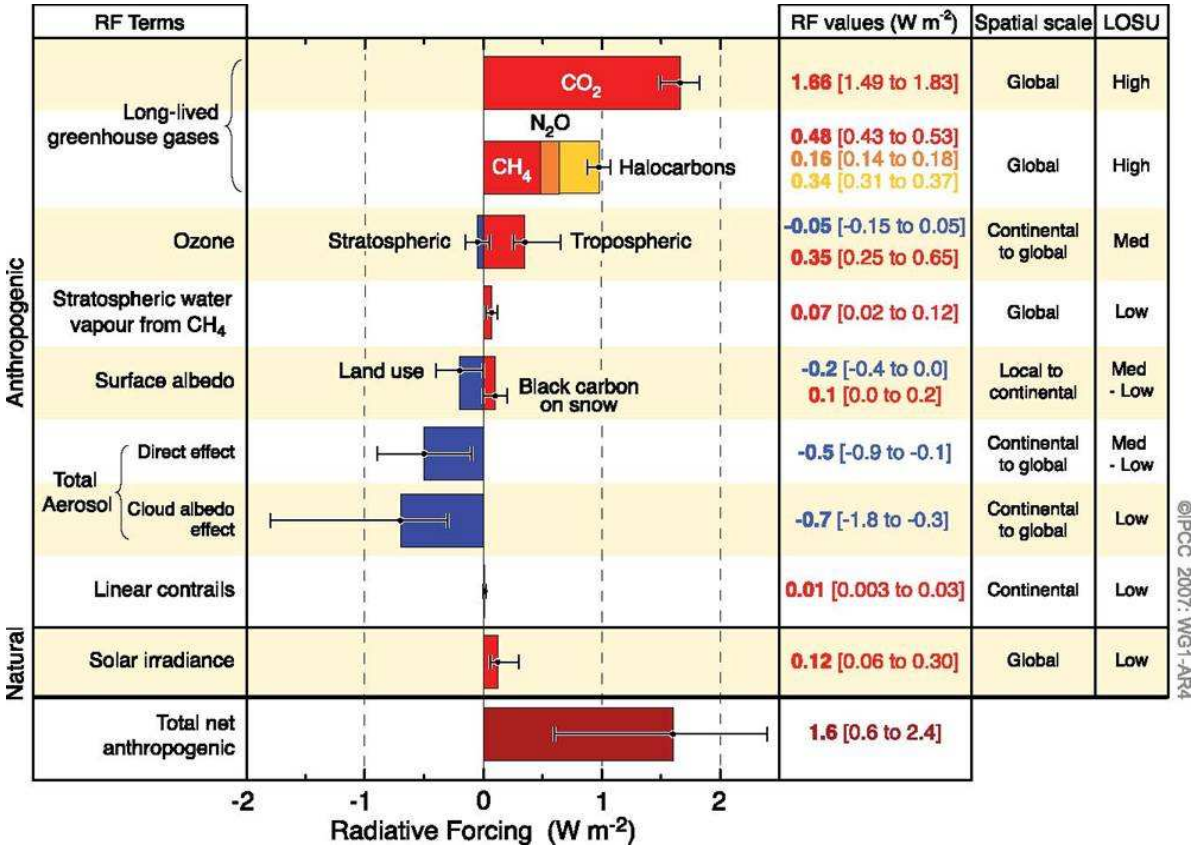

Fig. I.9 : *Forçage radiatif moyen global en 2005 (meilleure estimation et les incertitudes comprises entre 5 et 95%) par rapport à 1750 pour le* CO_2, CH_4, N_2O *et d'autres agents et mécanismes importants, avec l'extension géographique typique (échelle spatiale) du forçage et le niveau de compréhension scientifique (Level Of Scientific Understanding ou LOSU). [IPCC, 2007]*

En terme de forçage radiatif, le groupe intergouvernemental sur le changement climatique ([IPCC, 2007]) estimait que le forçage radiatif net du aux activités humaines s'élevait à $+1,6$ W.m^{-2} (compris entre 0,6 et 2,4 W.m^{-2}, figure I.9) . Dans ce total, la plus grande source d'erreur provient de l'effet des aérosols qu'il soit direct (compris entre $-0,9$ et $-0,1$ W.m^{-2}) ou indirect (entre $-0,3$ et $-1,8$ W.m^{-2}) avec une barre d'erreur plus importante que l'effet moyen mesuré. L'effet des aérosols sur la réponse en température du réchauffement climatique, sur les nuages et les précipitations est ainsi identifiée comme une incertitude clef qui doit être réduite.

La quantification de l'effet direct des aérosols en air clair a fait des progrès substantiels [Haywood and Schulz, 2007], mais l'effet direct des aérosols en présence de nuages n'est que très mal pris en compte par les paramétrisations des modèles à cause d'une représentation grossière des nuages dans ces mêmes modèles et de la méconnaissance des distributions et des propriétés des aérosols sur la verticale. Par exemple, [Schulz et al., 2006] trouvent des valeurs comprises entre $-0,16$ et $+0,34$ W.m^{-2}, ces valeurs étant dépendantes de la représentation des nuages dans les différents modèles utilisés. Les études du forçage radiatif à partir des observations satellite indiquent que l'effet induit par la présence de nuage est très peu documenté [Yu et al., 2006].
L'utilisation couplée d'un radar et d'un lidar fait partie des pistes de recherche retenues par la communauté scientifique pour étudier ces phénomènes, et c'est un des buts des missions spatiales CALIPSO-CLOUDSAT et EARTHCARE.

La plate-forme aéroportée RALI qui est un simulateur aéroporté pour ces missions doit nous permettre de tester les méthodologies d'analyse. En effet, la complémentarité des observations d'instruments passifs (radiomètres) et actifs (radar, lidar) permettent pour la première fois une caractérisation spatiale simultanée des propriétés des nuages et des aérosols sur l'échelle horizontale et verticale. L'utilisation de ces mesures complémentaires permet de progresser dans l'étude des interactions dynamique/rayonnement grâce à la possibilité d'analyser les propriétés radiatives sans erreur d'attribution des niveaux d'altitude.

Parmi les premières utilisations des lasers comme moyen d'exploration de nouvelles méthodes de télédétection, des travaux ont été effectués pour une meilleure connaissance de l'atmosphère à partir des observations aéroportées. On peut citer [Flamant, 1996] et [Trouillet, 1997] qui explorent l'apport des lidars aéroportés à l'étude de la dynamique de la couche limite ainsi qu'à l'étude des paramètres nuageux et des flux de surface. Des études plus récentes montrent les avantages de coupler les lidars spatiaux avec les observations passives de la radiométrie ([Kaufman et al., 2003], [Berthier et al., 2006]).

En ce qui concerne spécifiquement le couplage des instruments actifs micro-onde et optiques soit radar et lidar, divers travaux ont été effectués. L'étude des nuages de glace a été bien développée car ils sont bien détectés par les deux instruments. La climatologie de leurs propriétés optiques et radiatives (épaisseur optique, contenu intégré en glace, température) ainsi que leur altitude (base, sommet, altitude moyenne) a fait l'objet de plusieurs études ([Comstock et al., 2002], [Wang and Sassen, 2002], [Tinel et al., 2005], [Delanoë, 2005], [Sassen et al., 2008]). Sur l'analyse des observations à des longueurs d'onde différentes, on pourra citer la comparaison de la bande brillante du radar et de la bande sombre du lidar ([Sassen and Chen, 1995], [Venema, 2000]).

Plusieurs travaux utilisent les échos de surface de l'océan mesurés par les deux instruments pour restituer les paramètres atmosphériques. Ayant utilisé nous même ce genre d'approche, nous consacrerons un chapitre entier à ces travaux. Avec le lancement des plates-formes spatiales CALIPSO-CLOUDSAT, différents travaux de recherche incluant plusieurs thèses vont utiliser ces nouvelles mesures spatiales en complémentarité de la modélisation ou d'autres types de mesures pour obtenir une meilleure fermeture des différents problèmes ou dans un but de validation des mesures spatiales. En général, ces travaux utilisent les produits opérationnels et restent loin des considérations instrumentales en n'abordant pas la physique de la mesure. Par exemple, à cause du problème d'inversion, les lidar à rétrodiffusion sont peu utilisés pour déterminer les propriétés microphysiques des aérosols et des nuages dans les études statistiques, mais plutôt pour connaître leur structure (altitude du sommet et de la base des panaches), ceci offre déjà des perspectives très intéressantes en particulier sur l'altitude des nuages dans les modèles climatiques globaux, et cette information est cruciale pour bien caractériser l'effet de serre des nuages. Cependant, la connaissance des propriétés microphysiques et radiatives est importante pour effectuer une fermeture "radiative", et c'est ce qui explique que certains choix effectués pour le lidar de la future plate-forme EARTHCARE fassent le sacrifice de la résolution verticale au profit de la haute résolution spectrale du lidar. Ceci permet de s'affranchir du problème d'inversion et d'obtenir directement les propriétés microphysiques du milieu sondé ([Horse et al., 2004]). Nous proposersons dans ce travail de contourner ces problèmes pour exploiter au mieux les observations du lidar rétrodiffusion de CALIPSO.

Objectifs et approche

Le but de cette thèse est d'exploiter et développer les potentialités offertes par les nouveaux moyens instrumentaux mis en oeuvre lors des missions spatiales CALIPSO et CLOUDSAT

ainsi que lors des déploiements de la plate-forme aéroportée RALI. Nous les utiliserons pour développer de nouvelles méthodes de mesure du milieu atmosphérique en présence d'aérosols et de nuages et mieux caractériser les propriétés des aérosols en présence de nuages bas, avant d'analyser leur forçage radiatif direct. La radiométrie et les codes de transfert radiatif ont été utilisés comme moyen d'investigation complémentaire de l'instrumentation active et nous montrerons qu'il est possible de corriger les erreurs dues à la méconnaissance des propriétés sur la colonne verticale.

Nous avons ainsi développé dans cette thèse de nouvelles méthodes d'analyse du signal obtenu par lidar rétrodiffusion, en focalisant sur l'utilisation de cibles denses (nuages bas, océan) qui sont très peu employées car elles posent de nombreux problèmes (atténuation importante, diffusion multiple, saturation et temps de réponse de la chaîne de détection du lidar). Nous montrerons que leur caractérisation permet d'extraire des informations sur le milieu étudié entre la cible et l'instrument, et pour la première fois, de quantifier systématiquement à partir des instruments actifs les propriétés microphysiques des couches d'aérosols et des nuages sans faire d'hypothèse sur leur microphysique et avec un rapport signal sur bruit inégalé.

Le travail engagé a ainsi permis de réaliser les études exploratoires permettant de confirmer les possibilités offertes par la combinaison d'observations spatiales multiples en comparaison avec les produits élaborés par un seul instrument. Un premier résultat est une révision des procédures d'étalonnage des mesures des lidar et radar spatiaux, permettant d'améliorer leur précision d'un facteur 2 à 5. Le deuxième est l'application directe de ces mêmes méthodes de couplage de mesures actives et passives pour la restitution de paramètres critiques (épaisseur optique des aérosols et contenu en eau liquide des nuages bas), obtenus jusqu'ici de façon indépendante. Les travaux effectués constituent également les premiers pas vers de nouvelles méthodes d'analyse, permettant de restituer plusieurs paramètres à partir d'observations simultanées en passant par l'analyse optimale avec un modèle physique intégrateur. Ce genre de modèle physique peut s'appuyer sur différents formalismes. On citera les méthodes variationnelles [Delanoë and Hogan, 2008] ou des modèles directs permettant de tabuler les mesures correspondant à des propriétés données des aérosols [Dubovik et al., 2006].
Comme on le verra plus dans le détail dans le chapitre III du document, la forme de l'équation lidar relie ensemble trois paramètres qui sont le coefficient d'étalonnage du lidar, l'épaisseur optique du milieu et la fonction de phase différentielle en rétrodiffusion. La connaissance de cette fonction de phase est une indication du type des diffuseurs. Améliorer les mesures d'épaisseur optique est donc non seulement essentiel pour caractériser l'effet radiatif des aérosols, mais permet également d'avoir une information sur leur microphysique.
Cette mesure de l'épaisseur optique utilisée en entrée des codes de transfert radiatif va nous permettre de quantifier le forçage radiatif induit par les aérosols au-dessus des nuages. On verra que c'est un apport essentiel pour améliorer la compréhension scientifique de ce problème peu analysé jusqu'à présent, par manque d'observations (uniquement des mesures aéroportées in-situ).

Pour résumer et conclure cette courte présentation, nous utilisons les données, développons de nouvelles méthodes d'analyse pour répondre a la question que nous avons choisi de nous poser : peut-on améliorer la détermination de l'effet direct des aérosols en présence de nuages à partir des observations et comment obtenir les paramètres les plus fiables et mieux le quantifier ?

Chapitre II

Description des moyens utilisés pour cette étude

Le coeur de cette thèse est l'utilisation des observations actives spatiales radar-lidar, que nous avons également combinée aux observations par radiométrie visible, infrarouge et micro-onde. Nous allons détailler les instruments qui ont été mis en oeuvre et dont l'analyse des données a constitué l'essentiel de ce travail. Nous présenterons ensuite le système aéroporté RALI et les mesures effectuées pour la validation des observations spatiales et des méthodes développées. Enfin, nous présenterons succinctement le code de transfert radiatif de l'Université libre de Berlin, MOMO, que nous utiliserons dans les analyses.

II.A L'A-Train

Fig. II.1 : *Image des différents satellites de l'A-Train tels qu'ils doivent apparaitre en formation début 2009 (Image NASA).*

L'A-Train dont on peut voir une vue d'artiste sur la figure II.1 est une chaîne de plusieurs satellites mis en place par la NASA et le CNES, qui permet d'avoir de manière co-localisée les mesures de différents paramètres pour l'étude des aérosols, des nuages et du cycle de l'eau.

Ils volent en formation à quelques minutes d'intervalle sur une orbite héliosynchrone. Les observations croisées de leurs instruments apportent à la communauté scientifique une quantité de données co-localisées sans précédent qui permettront d'accroître les connaissances sur la pollution et le climat, pour in fine, tester et améliorer les modèles de prévision numérique. Les satellites franchissent l'équateur avec quelques minutes d'écart autour de 13h30, heure locale, d'où le surnom d' "Afternoon constellation" ou "A-Train". Nous allons en donner les principales caractéristiques. Les tables II.1, et II.2 et II.4 récapitulent les différents produits opérationnels associés aux instruments que nous avons utilisés.

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits opérationnels aérosols et nuages
Aqua (leader de la constellation)	MODIS	Radiomètre 36 canaux visibles, fauchée de 2300 km, résolution variant entre 0,25 et 1 km	Produits atmosphère, océan et terre. Le premier inclut les épaisseurs optiques des nuages et aérosols, des informations sur la taille des particules, ainsi que l'émissivité des nuages, l'altitude de leur sommet et le contenu intégré en vapeur d'eau.
	AIRS/ AMSU-A/ HSB	Combinaison de sondeurs infrarouge et micro-onde. Fauchée de 40,5 km, résolution de l'IR $\approx$ 10km	Profils d'humidité et de température en air clair. Quelques propriétés nuageuses.
	AMSR-E	Radiomètre micro-onde 6 canaux. Fauchée de 1445 km, champ de vue asymétrique avec une résolution variable de 6×4 km (89 GHz) à 43×75 km (6 GHz)	Contenu en eau liquide (Liquide Water Path ou LWP), contenu intégré en vapeur d'eau, précipitation. Mesures essentiellement limitées aux régions océaniques.
	CERES	Radiances spectrales et bandes-larges converties en flux. Résolution de 20 km au nadir.	Bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. Le produit principal est le flux moyen mais les flux instantanés sont également produits

Tab. II.1 : *Les différents capteurs de la plate-forme AQUA et les produits opérationnels associés ([Stephens et al., 2002]).*

II.A.1 AQUA et les radiomètres MODIS et AMSR-E

En orbite depuis le 4 mai 2002, AQUA est le premier et le plus gros satellite de la constellation et franchit l'équateur chaque jour à 13h30 heure locale pour les orbites montantes et chaque nuit à 1h30 pour les orbites descendantes, d'où le nom d'"Aqua Train". Sa mission est centrée sur le cycle de l'eau. Il embarque un radiomètre imageur multispectral (MODIS) et un radiomètre micro-onde (AMSR) ainsi qu'un radiomètre pour la mesure du bilan radiatif (CERES) et différents sondeurs infrarouge et micro-onde pour établir des profils de

température et d'humidité de l'atmosphère. Dans le cadre de cette thèse nous avons utilisé les instruments MODIS et AMSR.

MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) est un instrument clé à bord des satellites Terra (Earth Observing System, EOS AM) et Aqua (EOS PM). L'orbite de Terra autour de la terre est synchronisée de manière à ce qu'elle passe du nord au sud sur l'équateur le matin, alors que Aqua passe du sud au nord au dessus de l'équateur à 13h30 locales. Terra MODIS et Aqua regardent la surface entière de la Terre tous les 1 ou 2 jours, acquérant des données sur 36 bandes spectrales, ou groupes de longueurs d'ondes. Ces données couvrent l'atmosphère, l'océan et les surfaces continentales. MODIS jouent un rôle capital dans l'observation des propriétés des nuages et des aérosols.
MODIS possède une haute sensibilité radiométrique sur 36 bandes spectrales dans les longueurs d'onde allant de 0.4 μm à 14.4 μm.
Le premier instrument MODIS a été intégré dans le satellite Terra (EOS AM-1). Terra a été lancé avec succès le 18 Décembre 1999 ([Salomonson, 2002]). Le deuxième instrument MODIS est intégré dans le satellite Aqua (EOS PM-1) ; il a été lancé avec succès le 4 mai 2002 ([Salomonson, 2002]).

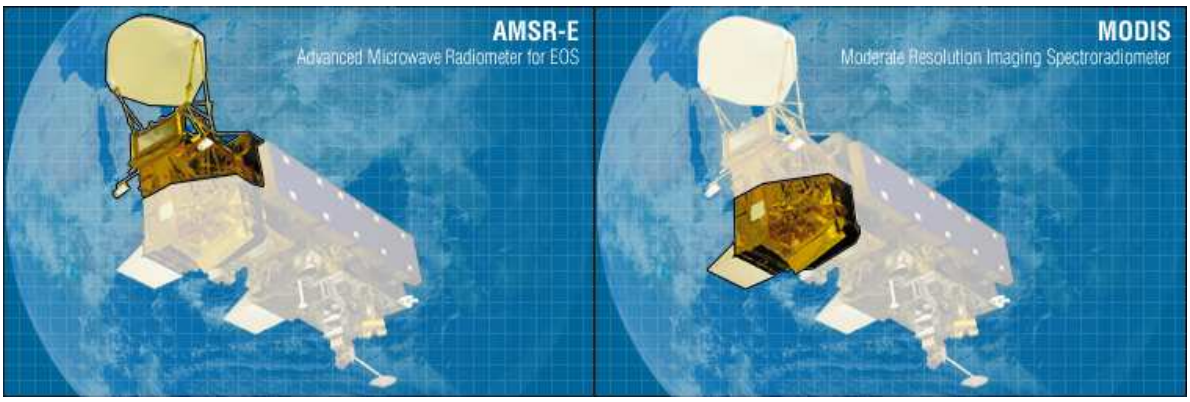

Fig. II.2 : *Le satellite AQUA embarquant à son bord les instruments AMSR (gauche) et MODIS (droite). (Image CNES)*

II.A.2 Le radiomètre AMSR

L'AMSR-E (Advanced Microwave Scanning Radiometer EOS) est un radiomètre micro-onde mesurant la puissance totale de rayonnement (température de brillances) émis dans 12 canaux et 6 fréquences allant de 6,9 à 89,0 GHz ([Imaoka et al., 2005]). Les rayonnements polarisés horizontaux et verticaux sont mesurés séparément pour chaque fréquence. Il y a 2 antennes séparées à 89 GHz, l'une d'entre elle pointant en léger décalage par rapport au centre du rayon d'émission.
L'instrument AMSR-E possède un réflecteur parabolique de 1,6 mètre de diamètre. On peut voir le satellite Aqua avec AMSR-E monté sur le devant sur la figure II.2. Le rayonnement atmosphérique est focalisé par le réflecteur principal sur un arbre de 6 antennes qui dirigent le rayonnement vers les détecteurs.
Une charge chaude et une froide sont montées sur l'instrument. La charge froide concentre le rayonnement froid du ciel dans l'antenne de réception, servant ainsi tout comme la charge chaude de référence d'étalonnage pour l'AMSR-E. L'étalonnage du radiomètre est essentiel pour obtenir des mesures très précises de la luminance et de la température de brillance. Le biais sur la température de brillance est compris entre 0,66 K à 100 K et 0,68 K à 250 K.

L'AMSR-E tourne continuellement le long d'un axe parallèle à la verticale locale du satellite au rythme de 40 révolutions par minute. A l'altitude de 705 km, il permet de déterminer la température de brillance de la scène observée sur un secteur angulaire de +/− 61 degrées sous la trace du satellite.
Pendant une période de 1,5 seconde, le point de visée au sol parcourt 10 km. Même si le champ de vue instantané de chaque canal est différent, les mesures de la scène sont enregistrées sur un intervalle de 10 km (5 km pour le canal 89 GHz) le long de la fauchée.

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits opérationnels aérosols et nuages
Cloudsat (suit Aqua d'une durée variable inférieure à 120 s)	CPR	Radar 94 GHz. Portes d'une résolution verticale de 500 m de la surface à 30 km. Haute sensibilité (-26 dBZ). Champ de vue d'environ 1,4 km.	Information sur la profil nuageux, profils de contenu en eau liquide et glace. Cette information est obtenue en combinant les mesures du radar avec MODIS et AMSR-E ainsi qu'avec le lidar de CALIPSO
CALIPSO (suit Cloudsat d'une durée de 15 +/− 2,5 s)	CALIOP	Canaux à 1064 nm et 532 nm avec dépolarisation. Champ de vue de 70 m. Un profil vertical tous les 300 m.	Profils nuageux essentiellement en haute troposphère. Epaisseur optique des cirrus fins. Profils des aérosols avec l'estimation de l'épaisseur optique associée. L'information sur les aérosols nécessite de moyenner sur 10 s spécialement de jour.
	IIR	Radiomètre infrarouge 3 canaux avec un champ de vue de 1 km, fauchée de 64 km	Propriétés optiques des cirrus et des aérosols désertiques

Tab. II.2 : *Les différents capteurs sur les plates-formes CLOUDSAT et CALIPSO et les produits opérationnels associés ([Stephens et al., 2002]).*

II.A.3 CALIPSO

CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation), lancé en même temps que CLOUDSAT sur Delta 2, repose sur une coopération entre la NASA et le CNES, associé au CNRS et l'Institut Pierre-Simon-Laplace. Ce mini-satellite issu de la filière PROTEUS (Alcatel Alénia Space) fournit des profils verticaux de l'atmosphère mesurés par un lidar à rétrodiffusion (CALIOP). Les distributions verticales des propriétés des aérosols et des nuages fins apportent une information nouvelle et essentielle pour l'étude des interactions nuages-aérosols-rayonnement ([Winker et al., 2003]). Il embarque également l'instrument IIR, un radiomètre imageur à 3 canaux dans l'infrarouge thermique à 8.65 μm, 10.6 μm et 12.05 μm ainsi qu'une caméra à champ large (Wide Field Camera, WFC) dans la bande visible. Les images de la WFC et de l'IIR permettent de situer le contexte de la mesure lidar de jour et de nuit et d'assurer la co-registration avec le radiomètre multispectral MODIS embarqué sur le satellite Aqua.

Le Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization (CALIOP) est un instrument développé

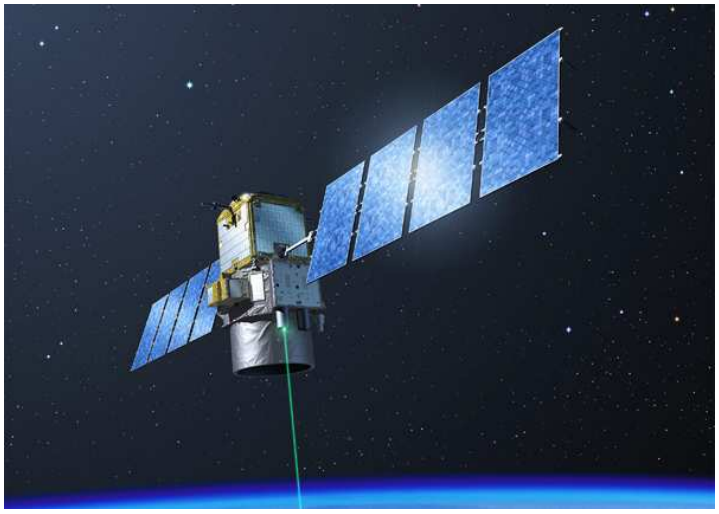

Fig. II.3 : *Vue d'artiste du satellite CALIPSO embarquant à son bord le lidar CALIOP. (Image CNES)*

par Ball Aerospace Corporation. C'est un lidar à deux longueurs d'onde sensible à la polarisation qui produit des profils verticaux des aérosols et des nuages avec une haute résolution verticale (30 m).

CALIOP utilise trois canaux de réception : un mesurant l'intensité rétrodiffusée à 1064 nm et deux canaux mesurant les composantes orthogonalement polarisées du signal rétrodiffusé à 532 nm. Le système de réception est composé d'un télescope de 1 mètre de diamètre. Un système actif d'alignement est employé pour maintenir l'alignement optique entre l'émetteur et le récepteur.

Des tubes photomultiplicateurs sont utilisés pour la voie 532 nm car ils fournissent un signal linéaire sur une dynamique de signal importante, un faible bruit de fond électronique et une importante efficacité de détection. Une photodiode à avalanche est utilisée pour la voie 1064 nm car les photomultiplicateurs ont une faible efficacité de détection à cette longueur d'onde. La photodiode possède une bonne dynamique de signal et efficacité de détection, mais le bruit de fond électronique est plus important que pour le photomultiplicateur et la voie 1 (532 nm) est plus sensible que la voie 3 (1064 nm) [Winker et al., 2004]. La résolution verticale est comprise entre 30 m et 300 m selon l'altitude. L'empreinte au sol du laser est de 70 m de diamètre pour une résolution horizontale comprise entre 0,33 et 5 km (voir table II.3). Ces différentes résolutions résultent d'un compromis tenant compte de la résolution des processus géophysiques, du rapport signal sur bruit et du gain dans le volume des données (la plateforme effectuant un prétraitement avant de transmettre les données au sol). Les processus à plus fines échelles étant dans les basses couches (formations de petits cumulus par exemple), la résolution la meilleure y est conservée.

Domaine d'altitude (km)	Résolution horizontale (km)	Résolution verticale 532 nm (km)
30,1 - 40,0	5	0,3
20,2 - 30,1	1,66	0,18
8,3 - 20,2	1	0,06
-0,5 - 8,3	0,33	0,03

Tab. II.3 : *Résolution verticale et horizontale de CALIOP.*

II.A.4 CLOUDSAT

CLOUDSAT, lancé le 28 avril 2006 avec CALIPSO, est une mission Américano-Canadienne consacrée aux nuages. Elle embarque le Cloud Profiling Radar (CPR) qui émet à 94 GHz et qui fournit la structure verticale et la réflectivité des nuages de glace, des nuages d'eau suffisamment épais et des zones précipitantes ([Stephens et al., 2002]), à partir de la mesure de la puissance rétrodiffusée.

Le Cloud Profiling Radar (CPR) pointe le nadir. Il a été développé conjointement par la NASA/JPL et l'agence spatiale Canadienne (CSA). Le design général du CPR provient d'un héritage de radar nuages déjà en opération pour des applications sol ou aéroportées. La plupart des paramètres de conception et les configurations des sous-systèmes sont similaires à ceux du radar nuage aéroporté, qui vole sur le DC-8 de la NASA depuis 1998.
Les spécifications originales du CPR étaient : une sensibilité définie par un facteur de réflectivité minimum de -30 dBZ, un échantillonnage de 2km le long de la trace, une dynamique de 70 dB, 500 m de résolution verticale et une précision d'étalonnage meilleure que 2 dB (c'est-à-dire une précision de 60%). Le facteur de réflectivité minimum requis a été réduit à -26 dBZ quand la mission fut changée pour mettre Cloudsat sur une orbite plus haute (environ 800 km) dans le but de voler en formation dans l'A-Train. Après lancement, on estime que la sensibilité obtenue est meilleure que prévue (i.e. -30 dBZ [Tanelli et al., 2008]).
Pour parvenir à une sensibilité suffisante pour détecter les nuages, une fréquence relativement faible (i.e. inférieure à 94 GHz) nécessiterait une antenne plus grande ainsi qu'une puissance plus élevée pour améliorer le bilan de liaison. Pour les fréquences supérieures à 100 GHz, une grande antenne et une puissance importante seraient aussi nécessaires à cause de l'atténuation du signal par absorption dans les nuages. De plus, la technologie active est moins aboutie aux fréquences très élevées. La fréquence 94 GHz choisie par le CPR offre le meilleur compromis, la rencontre des performances et des ressources spatiales existantes.

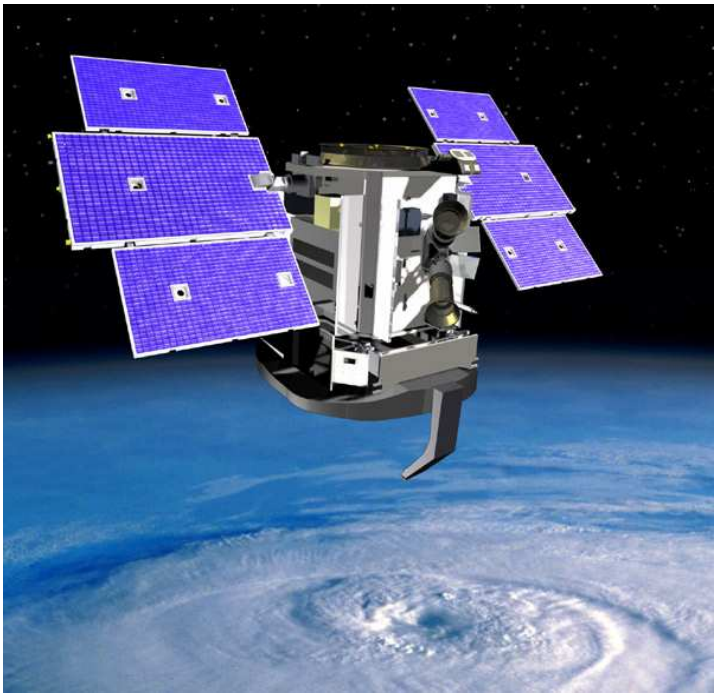

Fig. II.4 : *Vue d'artiste du satellite CLOUDSAT embarquant à son bord le radar CPR. (Image CNES)*

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits opérationnels aérosols et nuages
PARASOL (suit CALIPSO d'environ 2 mn)	POLDER	Polarimètre imageur 9 canaux dans le visible et le proche infrarouge (443-1020 nm). Résolution de 6 km, fauchée de 2400 km.	Epaisseur optique et taille des particules des nuages et du mode fin des aérosols
AURA (suit Aqua d'environ 15 mn)	HIRDLS	Sondeur infrarouge au limbe (6,12-17,76 μm)	Gaz trace et aérosols stratosphériques
	MLS	Sondage micro-onde au limbe (118, 190, 240, 640 et 2250 GHz)	Gaz trace, contenu en glace des nuages fins de la haute troposphère.
	TES	Spectromètre imageur IR (3,2-15,4 μm). Résolution de $0,5$km, fauchée étroite et pointage variable.	Gaz trace, données à haute résolutions spectrale sur les nuages.
	OMI	Spectromètre UV (270-500 nm), Résolution de 13km.	Ozone, aérosol index et NO_2.

Tab. II.4 : *Les différents capteurs sur les plates-formes PARASOL et AURA ainsi que les produits opérationnels associés ([Stephens et al., 2002]).*

II.A.5 PARASOL, AURA et OCO

Nous allons décrire brièvement les caractéristiques des autres plates-formes de l'A-Train dont les mesures n'ont pas ou peu été utilisées dans le cadre de ce travail.

PARASOL (Polarization and Anisotropy of Réflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar) est un microsatellite de de la filière Myriade développé par le CNES et le LOA ([Fougnie et al., 2007]). Sa mission principale est de caractériser les propriétés microphysiques et radiatives des nuages et des aérosols, nécessaires pour comprendre et modéliser leur impact radiatif. Il embarque un imageur radiomètre/polarimètre à champ large appelé POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances), défini par le LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique) à Lille. POLDER permet d'accéder aux propriétés radiatives et microphysiques des nuages et des aérosols en mesurant la directionalité et la polarisation de la lumière réfléchie par le système terre-atmosphère.

La mission AURA dont on peut voir un aperçu général sur le site internet de la NASA GES DISC (http ://disc.gsfc.nasa.gov/Aura/index.shtml, Goddard Earth Sciences Data and Information Services Center) est conçue pour observer les espèces traces dans l'atmosphère et effectuer des mesures de profils verticaux par sondage au limbe. Pour répondre à ces objectifs, elle embarque à son bord différents instruments, OMI (Ozone Monitoring Instrument), MLS (Microwave Limb Sounder), HIRDLS (High Resolution Dynamics Limb Sounder), TES

(Tropospheric Emission Spectrometer) dont les caractéristiques sont détaillées dans la table II.4.

OCO (Orbiting Carbon Observatory) dont le lancement est prévu en 2009 doit donner accès à la mesure spatiale du dioxyde de carbone (CO_2) atmosphérique [Crisp et al., 2004], le principal responsable du changement climatique. Cette mission permettra d'affiner les connaissances nécessaires sur les sources et les puits de CO_2 pour améliorer les projections futures.

II.B RALI

RALI (RAdar - LIdar) est la plate-forme instrumentale française aéroportée couplant un radar et un lidar ([Protat et al., 2004]). Elle a été financée par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et son maître d'oeuvre est la Division Technique (DT) de l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) qui a également la responsabilité de son intégration dans les avions de recherche atmosphérique. Ses éléments constitutifs sont le lidar LNG réalisé à la Division Technique en collaboration avec le Service d'Aéronomie (SA) et le radar RASTA développé au Centre d'étude des Environnements Terrestre et Planétaire (CETP). RALI est relié au problème général de la représentation paramétrique des nuages dans les modèles atmosphériques (modèles méso-échelle et modèles de circulation générale), et de leur effet sur le bilan radiatif de la planète, et finalement sur le climat ([Protat et al., 2004]).

L'objectif de RALI est de caractériser les propriétés macrophysiques, microphysiques, dynamiques et radiatives de tous les types de nuage et leurs interactions à haute résolution spatiale à l'aide de la synergie entre un radar Doppler 94 GHz et un lidar rétrodiffusion réunis sur une même plate-forme instrumentale embarquable sur un avion. Par rapport à l'A-Train, un avion standard embarquera moins d'instruments de télédétection, mais pourra également permettre les mesures in-situ des particules de nuages et d'aérosols ainsi que celles des propriétés thermodynamiques de l'atmosphère. RALI embarqué sur avion permettra d'effectuer des études de processus à mésoéchelle et servira également de démonstrateur aéroporté et de système de validation pour les mesures spatiales.

Le projet RALI a subi un long développement depuis les premières études de faisabilité. Actuellement 4 campagnes ont été réalisées où cette plate-forme aéroportée a été déployée, la première étant la campagne AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis, [Redelsperger et al., 2006]) en Septembre 2006 dédiée entre autres à l'étude des nuages stratiformes et des cellules convectives à méso-échelles.

La table II.5 récapitule ses caractéristiques et les produits disponibles après analyse. Nous allons détailler ci-après ses spécificités.

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits
RALI	LNG	Lidar 355 nm (polarisation), 512 nm et 1064 nm. HRS sur le 355 nm. 3 champs de vue	Profil vertical des aérosol et des nuages. Coefficient de rétrodiffusion. HRS fournit extinction et vitesse de vent.
	RASTA	Radar W band (3,1 mm).	Profil vertical des nuages. Réflectivité et vitesse doppler.
Avion de base	Instrumentation in-situ, capteurs de flux (visible, IR)	Instrumentation variable suivant la campagne de mesure.	Taille et composition chimique des aérosols, CCN. Taille et spectre des gouttes d'eau. Profil thermodynamique de l'atmosphère, etc.

Tab. II.5 : *Les différents capteurs présents lors des campagnes impliquant RALI.*

II.B.1 LNG

L'instrument Leandre Nouvelle Génération (LNG) est la nouvelle version du lidar rétrodiffusion LEANDRE1 ([Pelon et al., 1990]). Il utilise les même canaux spectraux à 532 et 1064 nm avec en plus deux canaux à 355 nm. Cette longueur d'onde permet d'effectuer des mesures à haute résolution spectrale, le signal reçu étant analysé par interférométrie. Sans rentrer dans les détails ([Bruneau and Pelon, 2003]), la HRS permet de mesurer l'extinction atmosphérique en s'affranchissant de l'inversion (ce point est détaillé dans le chapitre III). Le système utilisé par LNG permet également la mesure de la vitesse du vent radial en air clair ou peu nuageux. Le télescope, dont l'axe optique est parallèle au trajet d'émission du laser, collecte l'énergie diffusée à 180° (rétrodiffusée). En sortie du télescope, ce signal est envoyé sur un détecteur.

Cet instrument a été conçu pour répondre aux besoins scientifiques suivants :

* Etude de la dynamique de la couche limite, interface surface/atmosphère, couche limite/troposphère libre

* Etude des propriétés radiatives des aérosols et des nuages

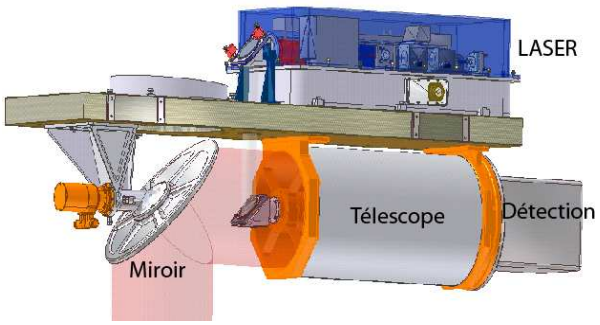

Fig. II.5 : *Schéma d'implantation de Léandre Nouvelle Génération (LNG) tel qu'il est monté dans les avions de recherche atmosphérique (image DT INSU).*

II.B.2 RASTA

Le Radar Aéroporté et Sol de Télédétection Atmosphérique (RASTA) a été développé au CETP en 2001. Ce radar Doppler 94 GHz (longueur d'onde 3,1 mm) permet de restituer les paramètres macro-physiques, micro-physiques et dynamiques des nuages à partir des profils verticaux de la réflectivité Z de l'atmosphère et de la vitesse verticale dans les nuages ([Lhermitte, 1987]).

Le radar RASTA est dédié à l'étude des propriétés dynamiques, microphysiques et radiatives des nuages troposphériques faiblement précipitants. Les paramètres restitués par RASTA sont :

* la répartition verticale du coefficient de rétrodiffusion (ou réflectivité) et ses variations spatiales, très sensible à la taille des particules nuageuses.

* la vitesse radiale (c'est à dire la composante du déplacement des cibles rétrodiffusantes dans la direction de visée du radar). Dans le cas d'une visée verticale, cette mesure est la somme de la vitesse de sédimentation des particules nuageuses et de la vitesse verticale de l'air. En fonction du montage dans l'avion, RASTA peut effectuer des mesures simultanément dans différentes directions en utilisant plusieurs antennes (jusqu'à 5 pendant AMMA), typiquement il y 3 visées vers le bas au nadir et en oblique, et 2 vers le haut au zénith et en oblique.

II.C Comparaison des mesures des plates-formes spatiales et aéroportées

L'A-Train est une constellation de satellites sans précédent incluant de nouvelles plates-formes pour lesquelles il était nécessaire de procéder à une vérification intensive des mesures et des produits opérationnels obtenus. De nombreuses équipes travaillent sur les questions d'étalonnage et de validation des produits de l'A-Train à partir d'observations au sol et aéroportées. Nous avons été impliqués dans différentes campagnes de mesure dédiées à cet objectif et nous allons illustrer les comparaisons des lidars aéroportés et spatiaux pendant les campagnes AMMA en région équatoriale et CIRCLE2 (CIRrus Clouds Experiment 2) à moyennes latitudes. Une autre campagne a été effectuée en région polaire (Polarcat), dont nous n'utiliserons pas ici les résultats. La plate-forme aéroportée RALI est particulièrement adaptée à ces comparaisons. Il est en effet possible de comparer directement deux observations au nadir de deux radar et lidar avec une bonne coincidence temporelle et spatiale. Dans tout ce qui suit, les vols étaient planifiés de façon à passer au plus près de la trace des satellites et de telle manière qu'il n'y ait pas plus de 20 mn de différence entre les observations aéroportées et spatiales.

II.C.1 La campagne AMMA

La plate-forme RALI a été déployée pendant les périodes d'observations spéciales (Special Observation Period ou SOP) SOP2a3 et SOP3 de la campagne AMMA durant le mois de Septembre 2006 en Afrique au Niger (Niamey) et au Sénégal (Dakar) ([Redelsperger et al., 2006]). Pendant cette campagne, 5 vols ont été effectués en coordination avec le passage de l'A-Train dont 1 vol de nuit et deux vols au dessus de la terre.

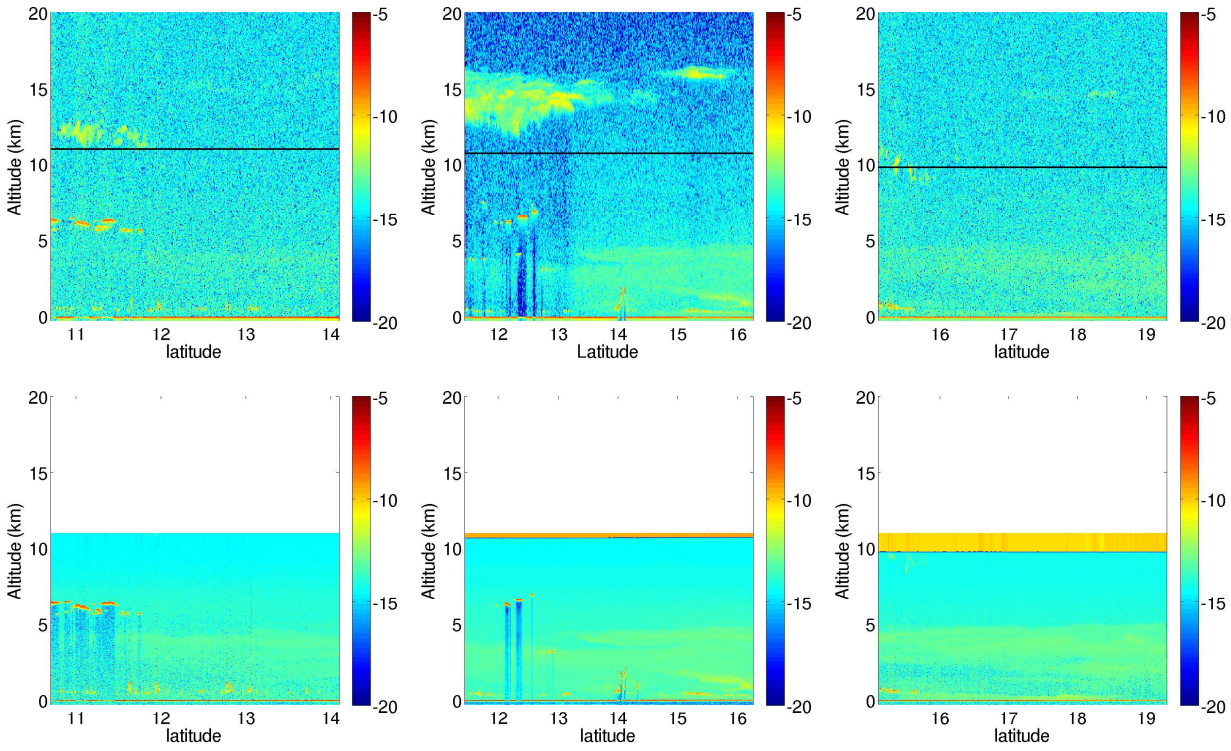

Fig. II.6 : *De gauche à droite : signaux lidar 532 nm observés par CALIPSO (en haut) et LNG (en bas) les 20, 21 et 29 Septembre 2006 à l'Ouest du Sénégal sur l'océan Atlantique. Le trait horizontal noir représente l'altitude de vol de l'avion.*

Nous comparerons ici les structures observées à partir des lidars aéroporté et spatial. On peut voir sur la figure II.6, illustrant quelques cas, que les restitutions obtenues par les deux lidars sont en bon accord. Nous avons reporté dans la table II.6 les différents cas de cette campagne, et leurs spécificités. Quatre cas sont bien adaptés aux comparaisons des lidars aéroporté et spatial car les situations observées comprenaient essentiellement des nuages de type cumulus ou des nuages stratiformes morcelés et des couches d'aérosols. Le cas de 22 Septembre 2006 où nous avons volé dans une cellule convective est plus adapté à la comparaison des radar spatial et aéroporté et a déjà permis d'effectuer une quantification de la diffusion multiple présente dans les observations CLOUDSAT [Bouniol et al., 2008] pour ce genre d'événements.

Date	Surface	Observations	Remarques
9 sept 2006	Terre	As, Sc, Cu, faible charge en aérosols	Couche de cirrus optiquement très fine vers 13 km non observée par RALI (altitude de vol $\approx$ 10km)
20 sept 2006	Océan	As, Cu, couche de poussière désertique jusqu'à 4 km d'altitude	Couche de cirrus entre 12 et 13 km non observée par RALI (altitude de vol $\approx$ 11km)
21 sept 2006	Océan (vol de nuit)	As, Cu, couche de poussière désertique jusqu'à 5 km d'altitude	Couche de cirrus entre 12 et 16 km non observée par RALI (altitude de vol $\approx$ 11km)
22 sept 2006	Terre	Traversée d'une cellule convective	LNG atténué dans la cellule, CALIOP voit le sommet de la structure. RASTA et CPR voient des structures comparables.
29 sept 2006	Océan	Cu, couche de poussière désertique jusqu'à 5 km d'altitude	Couche de cirrus entre 10 et 12 km dont seule la partie basse est observée par RALI (altitude de vol $\approx$ 10km)

Tab. II.6 : *Synthèse des différents vols d'intercomparaison RALI/A-Train pendant la campagne AMMA.*

Nous avons reporté sur la figure II.7 la comparaison des profils moyens de LNG et CALIOP pris entre 12,0 et 12,3N le 20 Septembre 2006. Plusieurs points sont à noter. D'abord, mais celà était déjà visible sur les quicklooks, les structures spatiales sont observées de façon comparable, et le gradient dans le coefficient de rétrodiffusion correspondant à la limite de la couche d'aérosols vers 4 km d'altitude est bien détecté par les deux instruments. Les deux pics plus intenses vers 0,5 et 6 km correspondant aux nuages n'ont pas la même intensité. Ceci est attendu car le phénomène de diffusion multiple est plus important dans les observations spatiales (pour une divergence analogue, la tache au sol du lidar spatial sera bien plus importante) et augmente la rétrodiffusion apparente.

Le rapport des profils observés par les deux instruments montre un profil oscillant autour d'une valeur moyenne de 1,08. Si on calcule la valeur moyenne dans la zone de confiance, entre 0 et 8 km (hors facteur géométrique introduit par le recouvrement partiel des champs de vue du télescope et de la divergence du laser du système aéroporté) elle est plus proche de 1,15 (trait cerclé bleu). Les oscillations sont dues aux bruits différents dans les observations spatiales et aéroportées. De manière générale, le signal moyen est plus élevé pour les observations

spatiales. La valeur moyenne devrait être égale à 1 (trait pointillé noir) si les étalonnages étaient parfaits. Les étalonnages doivent donc être affinés. En plus du biais, on remarque également une variation de la pente au-dessus de 8 km qui définit le domaine où il est nécessaire d'appliquer une correction sur le signal de LNG. Cette pente peut correspondre à la zone de recouvrement partiel des cônes d'émission du laser et de réception du télescope, et des non-linéarités peuvent apparaitre après la saturation du signal due à l'écho important créé par le hublot de l'avion.

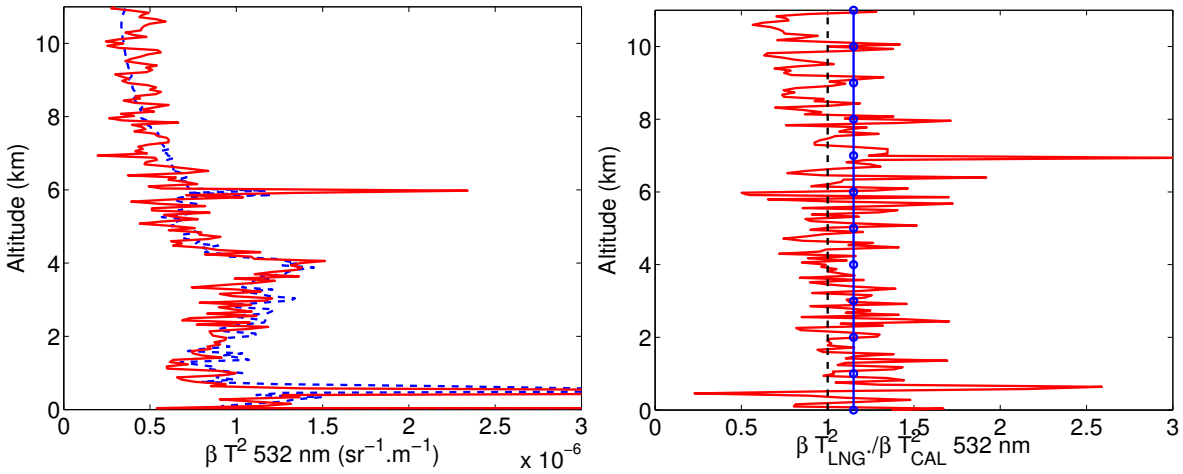

Fig. II.7 : *Gauche : profils du coefficient de rétrodiffusion atténué de CALIOP (trait plein rouge) et LNG (trait pointillé bleu) le 20 septembre 2006. Droite : rapport des deux signaux. On peut voir que la valeur moyenne est différente de 1 car l'étalonnage de LNG est moins robuste que celui de CALIOP dans ces analyses préliminaires.*

Nous verrons que la diffusion multiple, l'étalonnage et le rapport signal sur bruit qui introduisent des différences dans les observations aéroportées et spatiales ne sont pas des obstacles contraignants pour les méthodes que nous avons développées à partir des observations spatiales et seront donc applicables aux observations aéroportées.

II.C.2 La campagne CIRCLE2

La campagne CIRCLE 2 s'est déroulée pendant le mois de mai 2007 en France et en Allemagne. Elle était dédiée à l'étude des cirrus et aux validations de l'A-Train. Durant cette campagne 5 vols en coordination avec l'A-Train ont été effectuées dont 2 au-dessus de l'océan. La sensibilité de RASTA a été améliorée entre AMMA et CIRCLE 2. Comme on peut le voir sur la figure II.8, les observations des canaux 532 nm étaient suffisamment bien co-localisées pour observer les mêmes situations nuageuses, et notamment des nuages comme des cirrus, plus bas en altitude aux moyennes latitudes.

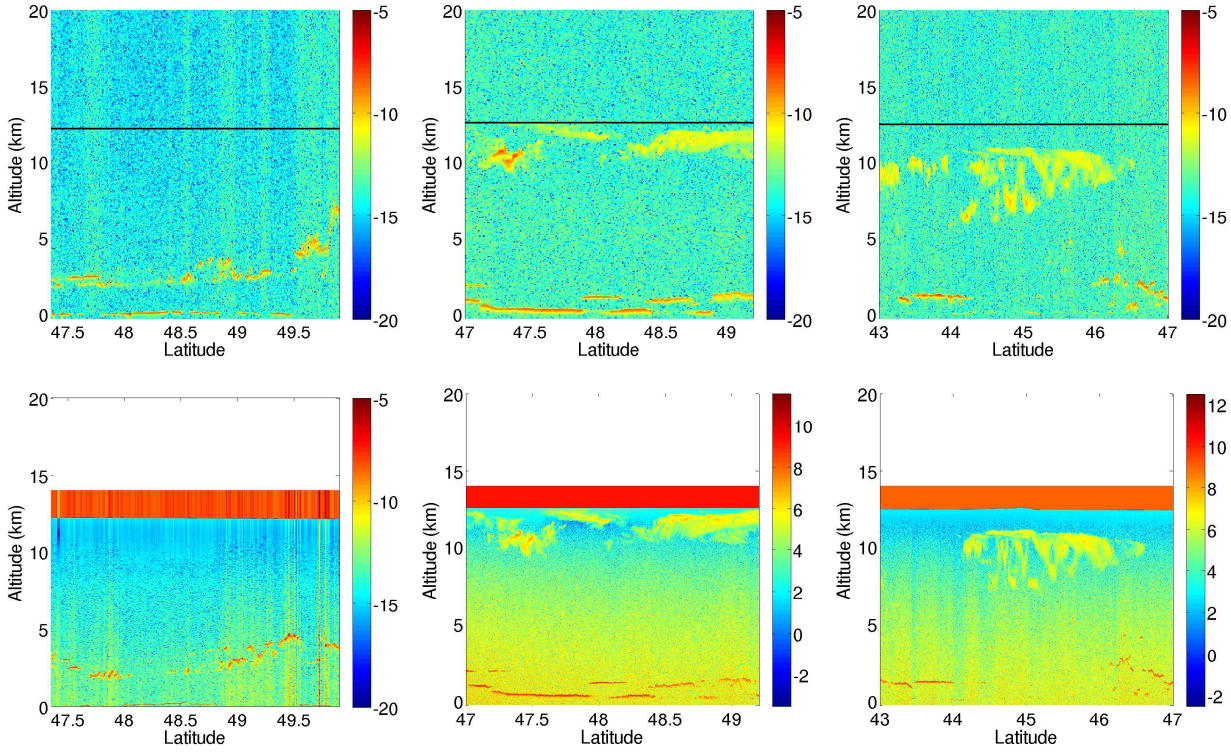

Fig. II.8 : *De gauche à droite : cas de stratocumulus et cirrus, les 13, 16 et 20 mai 2007, au-dessus de la terre et de l'océan, observés par CALIOP (haut) et LNG (bas). Le trait horizontal noir représente l'altitude de vol de l'avion.*

Le cas du 13 mai 2007 correspond à des observations de nuages stratiformes. Le 16 mai 2007 correspond à des observations de cirrus au-dessus de l'Atlantique, au large de la France, situés entre 10 et 12 km d'altitude au-dessus d'une couche de nuage bas et de l'océan, et le 20 mai 2007 à des observations de cirrus plus épais entre 8 et 11 km au-dessus de la terre. Nous avons reporté les observations principales des différents vols effectués en coordination avec l'A-Train dans la table II.7. Encore une fois, les structures observées sont comparables. En regardant le détail d'un exemple des profils du 13, 16 et 20 mai 2007 (II.9) on peut voir que la structure nuageuse verticale est globalement bien représentée. Même si certaines différences peuvent être expliquées principalement par les différences temporelles, ce n'est pas toujours le cas. Les nuages évoluant à des échelles de temps et d'espace plus courtes que les aérosols, on observe des différences plus marquées entre les observations spatiales et aéroportées que sur le cas que nous avons présenté pour AMMA, qui s'ajoutent à certaines différences attendues. Pour le cas du 20 mai 2007, le cirrus est bien observé par les deux instruments entre 7,5 et 11 km. Le signal détecté par CALIOP est amplifié par la diffusion spéculaire due à une orientation privilégiée des particules de glace, qui augmente la rétrodiffusion au nadir (l'angle

d'incidence est de l'ordre de 0,3° pour CALIOP et de 2,5° pour LNG pour ces campagnes) c'est ce qui explique l'intensité de la rétrodiffusion plus importante pour CALIOP vers 8 km d'altitude ([Noel, 2002]). Les structures étant globalement les mêmes, appliquer les méthodes développées dans cette thèse aux observations aéroportées permettra d'analyser et discuter les accords ou différences entre les observations spatiales et aéroportées.

Date	Surface	Observations	Remarques
13 mai 2007	Terre	Couche de strato-cumulus	Comparaison directe possible, pas de cirrus
16 mai 2007	Océan	Ci, Sc	L'avion vole vers 13 km et est parfois dans la couche de cirrus
20 mai 2007	Terre	Ci, Sc	Comparaison directe possible, l'avion vole vers 13 km, au-dessus des cirrus
25 mai 2007	Océan	Ci, As, Sc	leg de comparaison un peu court, l'avion vole vers 12 km, au-dessus des cirrus
26 mai 2007	Terre	Ci, Sc	Pas de lidar aéroporté

Tab. II.7 : *Synthèse des différents vols d'intercomparaison RALI/A-Train pendant la campagne CIRCLE 2.*

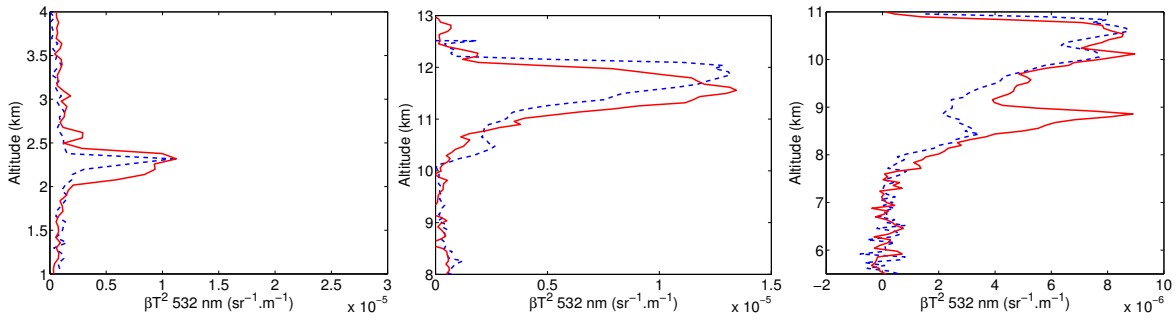

Fig. II.9 : *De gauche à droite, profils du coefficient de rétrodiffusion atténué de CALIOP (trait plein rouge) et LNG (trait pointillé bleu) pour les 13, 16 et 20 mai 2007. Les échelles verticales sont différentes pour les 3 cas et centrées sur les structures nuageuses principales.*

Une première conclusion de ces comparaisons est le bon accord donné entre les mesures spatiales et aéroportées sur les structures et les signaux de rétrodiffusion des nuages et des aérosols. La différence moyenne provient de la diffusion spéculaire des cristaux de glace, qui conduit à une signature beaucoup plus marquée sur le signal du lidar spatial. Ceci complique les procédures d'analyse de CALIOP et une inclinaison de 3° de la plate-forme a été effectuée en Novembre 2007 pour mieux restituer l'extinction dans les nuages glacés.

II.D Discussion sur les produits opérationnels

Nous allons maintenant décrire succinctement les produits opérationnels principaux provenant des données des lidars, radars et radiomètres spatiaux que nous avons utilisés. Nous nous appuyons essentiellement sur ce qui a été développé à partir des produits satellite, car un effort important de travail d'algorithmie et de documentation a porté sur ces instruments.

II.D.1 Produits du lidar

Le lidar de CALIPSO fournit différents produits opérationnels ([Winker et al., 2003]). Le plus direct est la détermination de l'altitude de la base et du sommet des différentes couches de l'atmosphère. Dans ce cas, la difficulté provient essentiellement de l'automatisation d'un processus qui peut sembler assez évident quand on regarde des quicklooks ou les profils lidars. De manière générale, la détection est plus facile quand le rapport signal sur bruit est important (cible dense, acquisition des données de nuit), ce qui implique que le sommet est plus facile à détecter pour un lidar visant vers le nadir que la base à cause de l'atténuation par les couches supérieures. La détection de l'épaisseur des couches est basée sur un seuil variable, tenant compte de l'atténuation par les couches supérieures traversées. Un algorithme de classification permettant de discriminer entre nuage et aérosol est ensuite appliqué. Il repose sur le fait que les probabilités d'occurrence de l'altitude de la couche ainsi que de l'intégrale du rapport de couleur (1064 sur 532 nm) et du coefficient de rétrodiffusion à 532 nm sont différentes pour les aérosols et les nuages ([Winker et al., 2006], [Vaughan et al., 2005]). On discrimine ensuite les nuages de glace des nuages d'eau liquide en utilisant l'intégrale de la dépolarisation du signal à 532 nm car les particules de glace dépolarisent plus. Si cela n'est pas suffisant, on utilise le critère de température au sommet du nuage. Ceci permet d'assigner un rapport lidar au nuage en fonction de sa phase. Les produits opérationnels ne permettent de discriminer que quelques types d'aérosols. On leur attribue donc un type à partir d'une table climatologique basée sur les mesures lidar : rétrodiffusion 532 nm, rapport de dépolarisation 532 nm et rapport de couleur, la position (latitude, longitude) et la saison. On sélectionne le type d'aérosol le plus probable (continental pollué, feux de biomasse, poussière désertique, poussière polluée, continental propre ou marin) et on attribue à la couche la valeur du rapport lidar venant d'une climatologie des aérosols ([Winker et al., 2006]).

La détermination de l'épaisseur optique est effectuée de deux façons : soit il y a deux couches claires de diffusion moléculaire avec une couche diffusante au milieu, et dans ce cas on peut calculer la différence de transmission par rapport au profil attendu de densité moléculaire, soit comme dans la majorité des cas, on ne peut pas le faire, et il faut inverser le signal lidar à partir d'une base de donnée climatologique donnant le rapport lidar. Comme on le verra, l'intégrale du signal lidar est reliée à l'épaisseur optique et au rapport lidar. La difficulté est de décorréler l'influence de ces différents paramètres. Il faut noter que des erreurs d'étalonnage ou d'estimation du rapport lidar se propagent de manière non linéaire sur la restitution d'épaisseur optique et peuvent causer des erreurs importantes. Dans les cas où l'épaisseur optique peut être retrouvée directement, le rapport lidar peut être dérivé de cette mesure.

Ces différents algorithmes sont appliqués de manière opérationnelle et un dernier algorithme permet d'obtenir les profils d'extinction et d'épaisseur optique.

La table II.8 résume les principaux produits obtenus. On notera que l'étalonnage des différentes voies est un paramètre critique pour la classification. On notera également que le rapport lidar est mesuré ou non. Les valeurs d'extinction et d'épaisseur optique sont obtenues à partir de la valeur du rapport lidar provenant de cette classification. Une liste détaillée des différents produits se trouve en annexe D.

Mesure utilisée	532 nm	Dépolarisation	1064 nm	Remarques
Altitude base	oui	non	non	Paramètre utilisé pour la classification
Altitude sommet	oui	non	non	Paramètre utilisé pour la classification
Classification	oui	oui	oui	La détermination de la phase du nuage et du type d'aérosols permet d'attribuer une valeur du rapport lidar à la couche et d'inverser le signal lidar, ceci permet d'obtenir un profil d'extinction et d'épaisseur optique.

Tab. II.8 : *Récapitulatif des principaux produits opérationnels du lidar et des mesures utilisées pour les obtenir.*

II.D.2 Produits du radar

Le radar peut également être utilisé pour déterminer la position des structures nuageuses. La sensibilité des radar nuage que nous discutons ici ne permet pas de détecter les aérosols et la rétrodiffusion moléculaire. Toute structure détectée peut être cataloguée comme un nuage ou des précipitations. La détection n'est donc pas beaucoup plus simple que dans le cas du lidar. Les différentes mesures du radar permettent ensuite de classifier le type de nuage (As, Sc, Cu...) et c'est ce qui est utilisé dans les produits opérationnels CLOUDSAT, en combinant la mesure de réflectivité, la température et l'altitude pour déterminer à quelle catégorie appartient le nuage observé [Sassen and Wang, 2008]. A la fréquence de mesure utilisée, le radar n'est toutefois pas très sensible aux gouttelettes d'eau. Les petits nuages peu convectifs ne seront donc pas détectés.

Par ailleurs, un travail important a été réalisé pour la restitution des paramètres microphysiques des nuages de glace et d'eau à partir du radar seul en utilisant des relations statistiques liant la réflectivité radar aux propriétés microphysiques des nuages et hydrométéores. En effet, au premier ordre, la réflectivité est liée à la taille des cristaux de glace et des gouttes d'eau liquide. Ainsi, on peut exprimer le rayon effectif et le contenu en eau liquide du nuage comme une fonction de la réflectivité ([Fox and Illingworth, 1997b], [Fox and Illingworth, 1997a], [Löhnert et al., 2001]), tout comme il existe des relations entre le contenu en glace et la réflectivité [Heymsfield, 1977].

Ces méthodes se heurtent à un problème intrinsèque, à savoir qu'il n'existe pas de relation universelle reliant la réflectivité radar aux propriétés microphysiques du nuage [Atlas et al., 1995]. En effet, les variations météorologiques induisent des variations dans la distribution en taille (autrement dit, avec une seule mesure on ne peut pas résoudre complètement un problème à plusieurs inconnues). L'équipe scientifique CLOUDSAT a défini des produits utilisant la mesure simultanée de différents paramètres (CLOUDSAT + MODIS ou CLOUDSAT + CALIPSO). Par ailleurs, d'autres méthodes sont testées pour les missions futures, par exemple l'utilisation simultanée de la mesure de la réflectivité et de la vitesse doppler [Delanoë et al., 2007]. Une autre approche est de combiner radar et lidar pour les nuages glacés semi-transparents. On trouvera la liste détaillée de tous les produits opérationnels en

annexe D.

Paramètre	Mesure nécessaire	Remarques
Type de nuage	Réflectivité, Température, altitude	
Taille des particules (rayon effectif), contenu intégré en glace, contenu intégré en eau liquide	Réflectivité	La précision de ces paramètres est améliorée avec d'autres mesures comme la vitesse doppler (pas disponible sur CLOUDSAT). On peut également utiliser les mesures de la radiométrie MODIS et du lidar.
Séparation nuage/précipitation	Réflectivité	Un seuillage est utilisé. Il s'avère que le seuillage utilisé est parfois différent dans les différents produits opérationnels et une harmonisation est en cours.

Tab. II.9 : *Récapitulatif des principaux produits opérationnels du radar et des mesures utilisées pour les obtenir.*

Il faut noter qu'un radar est considéré comme bien étalonné si l'erreur sur la mesure est de l'ordre de 2 dB (±60%). Des erreurs allant de 30 à 60% sur les restitutions microphysiques sont donc dans la barre d'erreur attendue, sans prendre en compte la sensibilité des mesures.

II.D.3 Produits de la radiométrie

La radiométrie spatiale est exploitée depuis de nombreuses années et l'inversion des mesures spectrales de luminance permet de retrouver les propriétés de l'atmosphère (épaisseur optique des aérosols, des nuages, contenu intégré en eau liquide des nuages, contenu intégré en vapeur d'eau de l'atmosphère) avec un domaine de validité connu et des barres d'erreur quantifiées à l'échelle globale [King et al., 2003], [Mi et al., 2007]. Les produits issus des observations radiométriques dépendent de la gamme de longueur d'onde. Nous allons donner la description des produits vapeur d'eau et aérosols MODIS que nous avons utilisés (tableau II.1).

Le rayonnement mesuré par radiomètrie dépend du vent en surface, de la température de l'océan, la salinité, la présence d'écume, de l'absorption par la vapeur d'eau et des nuages dans l'atmosphère, etc. Si l'on veut déterminer avec précision le contenu total en vapeur d'eau atmosphérique, il faut pouvoir éliminer du signal recu par le radiomètre les contributions de la surface et des nuages. C'est pourquoi on utilise plusieurs fréquences, chacune étant plus particulièrement sensible à l'une de ces contributions pour extraire le signal dû à la vapeur d'eau.
Le produit eau précipitable MODIS contient le contenu en vapeur d'eau intégré sur la colonne atmosphérique. Pendant le jour, un algorithme proche infrarouge est appliqué au dessus des zones continentales [Albert et al., 2005] et au dessus des nuage sur la terre et l'océan. Les estimations de la vapeur d'eau sont également fournies au-dessus de toutes les zones océaniques sans nuage.

Les données de niveau 2 MODIS sont obtenues avec une résolution de 1 km en utilisant un algorithme proche infrarouge pendant la journée. Un algorithme infrarouge génère une résolution plus grossière de 5 par 5 km mais fonctionne jour et nuit. L'algorithme de restitution dans les canaux proche infrarouge de MODIS repose sur la mesure de l'atténuation par la vapeur d'eau de la lumière solaire réfléchie.

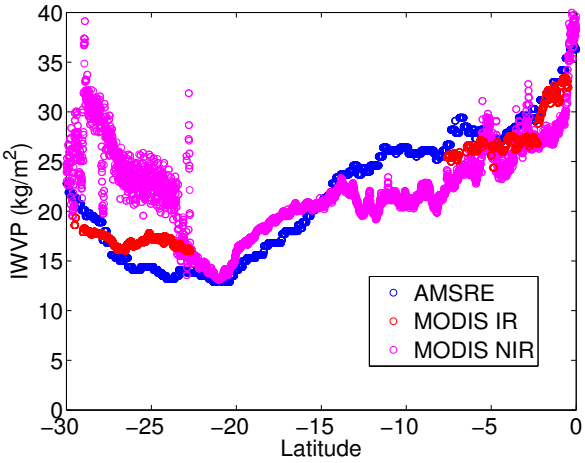

Fig. II.10 : *Illustration des différences entre trois produits vapeur d'eau issus de la radiométrie micro-onde (AMSR-E), et des canaux infrarouge et proche infra-rouge de MODIS le 13 Août 2006 vers 13h30 TU dans la région du Golfe de Guinée.*

Le produit aérosol MODIS donne l'épaisseur optique des aérosols au dessus des océans et au dessus d'une portion du continent ([Tanré et al., 1997], [Kaufman and Tanré, 1998], [Remer et al., 2005]). De plus, la distribution en taille des aérosols est restituée au dessus des océans et le type d'aérosol au dessus des continents. Les niveaux 2 sont produits à la résolution spatiale de 10 km par 10 km.

Au dessus de l'océan, trois paramètres qui décrivent la charge d'aérosol et la distribution en taille sont restitués ([Tanré et al., 1997]). Une hypothèse sur la structure générale de la distribution en taille est requise pour l'inversion des données MODIS. Elle est décrite par deux modes en distribution log-normale : l'un pour décrire les particules du mode d'accumulation (rayon $< 0.5\mu$m) et l'autre (mode grossier) pour décrire la poussière et/ou les particules de sel (rayon $> 1\mu$m). Les paramètres des aérosols qu'on veut restituer sont : le rapport entre les concentrations dans les deux modes, l'épaisseur optique spectrale et la taille moyenne des particules.

Un des points faibles inhérents à la radiométrie seule est l'absence d'information sur la verticale. Ainsi, comme on le verra, la présence d'une couche d'aérosols au-dessus d'un nuage diminue sa réflectance et c'est donc une réflectance apparente qui est utilisée pour la restitution de son épaisseur optique (figure III.9). Elle ne correspondra pas à la réflectance réelle du nuage. Or, il est difficile de discriminer un nuage moins réfléchissant d'un nuage avec une couche d'aérosols au dessus uniquement à partir des mesures radiométriques, ce qui peut introduire un biais dans certaines valeurs mesurées. Des analyses ont donc été effectuées pour combiner les observations MODIS et lidar. On pourra se référer par exemple aux travaux de [Kaufman et al., 2003].

II.D.4 Produits combinés radar-lidar et radiométrie

Une fois les équations radar et lidar posées, il est assez simple de calculer la relation entre les deux. Le radar ne détectant pas les aérosols, les produits radar-lidar sont limités aux nuages. La façon la plus standard de procéder est de supposer une distribution en taille des particules diffusantes ([Intrieri et al., 1993], [Tinel et al., 2005]). Pour ce faire, on peut se baser sur des études statistiques de distribution en taille à partir des mesures in-situ ([Miles et al., 2000], [Geoffroy, 2007]). Ces études permettent donc de caractériser la sensibilité des restitutions par rapport à la variabilité naturelle des distributions. L'erreur introduite dépendra donc de la validité de l'hypothèse effectuée sur la distribution, mais également des erreurs d'étalonnage relatives des instruments. Cette approche semble relativement précise par rapport aux autres méthodes, mais elle est essentiellement limitée à des nuages ayant une zone commune de détection importante c'est-à-dire les nuages de glace [Heymsfield et al., 2008].
Il existe tout un ensemble de méthodes permettant de combiner les restitutions de la radiométrie pour contraindre les restitutions lidar [Hu et al., 2007] et radar [Frisch et al., 1998]. Un des avantages de ce genre de méthodes est qu'elles sont applicable à la fois à l'étude des aérosols et des nuages, mais elles sont limitées à la zone détectée par le lidar (uniquement le sommet du nuage pour les nuages d'eau liquide).

II.E Modèles

II.E.1 Le code de transfert radiatif MOMO

Le Matrix Operator MOdel (MOMO) est un code de transfert radiatif développé en Allemagne à la Freie Universität Berlin (Institut für Weltraumwissenschaften) qui calcule les flux radiatifs dans le système atmosphère-océan. Nous en ferons ici une description très succincte, et on pourra consulter les références [Fell and Fischer, 2001] et [Plass et al., 1973] et l'annexe E pour plus de détails. Nous reviendrons sur ce modèle dans le chapitre V.
La méthode des opérateurs-matriciels est spécialement adaptée à l'étude du transfert radiatif dans les milieux optiquements épais dans l'hypothèse plan parallèle. La structure verticale du milieu est considérée comme une suite de couches homogènes d'épaisseur optique très faible où l'hypothèse de diffusion simple peut s'appliquer. La réflection et la transmission sont calculées pour chaque couche, et elles sont ensuite combinées en utilisant l'algorithme approprié. Les sorties finales contiennent le champ de lumière diffusé pour tous les angles solaires sélectionnés.
MOMO contient trois préprocesseurs et le code principal MOMO. Les préprocesseurs calculent les profils verticaux de l'atmosphère contenant les différents diffuseurs, leur fonction de phase et la transmission dans les différentes bandes spectrales . Ces informations sont ensuites utilisées par le code principal MOMO pour effectuer le calcul de transfert radiatif proprement dit par une méthode consistant à calculer pour chaque sous-couche la réflection, la transmission et les opérateurs source en utilisant l'algorithme de doublage. Les couches individuelles sont ensuites combinées par l'algorithme d'ajout [Fell and Fischer, 2001].
Dans le cadre de cette étude, nous avons contraint les restitutions MOMO avec les observations directes de l'A-Train, mais surtout avec les analyses qui sont effectuées dans ce travail pour ensuite calculer les taux de chauffage et les forçages radiatifs induits par les couches d'aérosols au-dessus de l'océan et au-dessus des nuages.

II.F Conclusion

Plusieurs instruments de l'A-Train offrent la possibilité d'obtenir différents produits à partir d'observations complémentaires. Les observations lidar et radar possèdent certaines limita-

tions intrinsèques dues aux imprécisions de l'étalonnage et aux hypothèses de calcul. Nous avons passé en revue les différents produit opérationnels disponibles ainsi que certaines de ces limitations.
Dans la suite, nous allons chercher à améliorer l'étalonnage des différents instruments ce qui permettra d'améliorer la précision de ces produits et d'en développer de nouveaux. Avant de présenter ces nouveaux produits, nous allons introduire la théorie sous-jacente à partir de laquelle ils ont été développés.

Chapitre III

Bases de la télédétection

Les instruments de sondage par télédétection active (lidar, radar, sodar...) possèdent une source émettant une onde qui va interagir avec le milieu atmosphérique et permettre de le caractériser. Nous allons tout d'abord présenter quelques généralités sur le rayonnement permettant d'introduire les équations de la télédétection active lidar et radar, puis nous dirons quelques mots sur la télédétection passive, la radiométrie, et enfin nous présenterons les produits opérationnels qui en découlent.

III.A Généralités

Dans le but de faciliter la compréhension de ce travail, nous allons introduire un certain nombre de quantités relatives au rayonnement électromagnétique. Pour plus de détails, on pourra consulter [Measures, 1984], [Liou, 2002] ou [Lefrère, 2004]. Une notion en cours de définition apparait pour la première fois en gras dans le texte.

III.A.1 Rayonnement

III.A.1.a Définitions

On considère un rayonnement électromagnétique, et on note F la puissance par unité de surface ($\mathrm{J.s^{-1}.m^{-2}}$) de l'onde se progageant suivant un chemin optique s (m).
Si on considère un milieu purement absorbant (sans diffusion) et isotrope, la loi de Beer-Lambert définit localement les variations de F :

$$\frac{dF}{ds} = -k_{abs} F \tag{III.1}$$

k_{abs} est le coefficient d'absorption par unité de longueur ($\mathrm{m^{-1}}$). Lui même est défini à partir de la **section efficace d'absorption** σ_{abs} ($\mathrm{m^2}$) de chaque particule composant le milieu. III.1 est la base de l'équation radar-lidar utilisée dans la suite.
Si un unique paramètre de taille D peut représenter les variations de cette section efficace et celle de la concentration de l'absorbant $n(D)$ ($\mathrm{m^{-3}}$ par unité de D), par exemple pour un ensemble de particules sphériques de même composition, D est le diamètre des particules absorbantes[1], on a

[1]Le problème peut devenir très complexe si on considère des particules quelconques dont la section efficace dépend, par exemple, de l'angle d'incidence du rayon, de leur forme et de leur indice de réfraction. Dans ce cas, il faut revenir à une somme discrète $k_{abs} = \sum \sigma_{abs} n$ avec n particules absorbantes ayant la section efficace d'absorption σ_{abs} dépendant des conditions locales (en temps et en espace).

$$k_{abs} = \int \sigma_{abs}(D) n(D) dD \tag{III.2}$$

Le phénomène de diffusion atténue également le rayonnement incident en répartissant le flux dans l'espace, et l'équation est analogue pour un milieu purement diffusant. Pour introduire la notion de diffusion multiple, nous ajoutons un terme source $k'F'$ indiquant simplement un apport d'énergie induit par les photons non comptabilisés dans le bilan de diffusion simple si on se situe à un instant t, mais tels qu'à un instant supérieur à t, la diffusion multiple les réintroduise dans le bilan.

$$\frac{dF}{ds} = -k_{diff} F + k'F' \tag{III.3}$$

Le coefficient de diffusion par unité de longueur k_{diff} (m^{-1}) est défini de manière analogue par rapport à la **section efficace de diffusion** (m^2).

$$k_{diff} = \int \sigma_{diff}(D) n(D) dD \tag{III.4}$$

On définit la section efficace différentielle de diffusion $\frac{d\sigma_{diff}}{d\Omega}$ ($m^2.sr^{-1}$) comme le rapport de la puissance diffusée dans la direction définie par l'angle solide Ω sur la puissance totale reçue par le diffusant. On a alors la relation suivante :

$$\sigma_{diff} = \int_{4\pi} \frac{d\sigma_{diff}}{d\Omega} d\Omega \tag{III.5}$$

La fonction de phase P (sr^{-1}) exprime la dépendance angulaire (θ étant l'angle de diffusion) de la puissance diffusée normalisée à la puissance totale reçue par le diffusant.

$$P(\theta) = \frac{1}{\sigma_{diff}} \frac{d\sigma_{diff}}{d\Omega} \tag{III.6}$$

Le facteur d'asymétrie g permet de déterminer si il y a une tendance de diffusion vers l'avant ou vers l'arrière en liaison avec la taille et la forme des particules.

$$g = 2\pi \int_{-1}^{1} P(\cos\theta) \cos\theta d(\cos\theta) \tag{III.7}$$

On définit la **section efficace d'extinction** σ_{ext} (m^2) et le **coefficient d'extinction** par unité de longueur (ou simplement l'**extinction**) α (m^{-1}) par les relations suivantes :

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{diff} \tag{III.8}$$

$$\alpha = \int \sigma_{ext}(D) n(D) dD \tag{III.9}$$

On définit les **efficacités d'extinction, de diffusion et d'absorption** comme le rapport des sections efficaces sur la section géométrique de la particule. Pour une particule sphérique de diamètre D :

$$Q_{ext,diff,abs} = \frac{4\sigma_{ext,diff,abs}}{\pi D^2} \tag{III.10}$$

On définit l'**albedo de diffusion simple** ω_s comme le rapport des sections efficaces de diffusion et d'extinction. Ce paramètre permet de quantifier la part relative de diffusion et d'absorption du diffuseur.

$$\omega_s = \frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{ext}} < 1 \tag{III.11}$$

On définira également le **coefficient de rétrodiffusion** β ($\mathrm{m}^{-1}.\mathrm{sr}^{-1}$).

$$\beta = \int \sigma_{diff} P(\theta = 180^{\circ}) n(D) dD \tag{III.12}$$

où la valeur de la fonction de phase est prise dans la direction opposée au rayon incident.

Enfin, nous définirons la **transmission** T et l'**épaisseur optique** τ obtenues en intégrant la loi de Beer-Lambert. Ici, nous ne considérerons que des chemins optiques suivant la verticale z. En absence du terme de diffusion multiple, on obtient tout d'abord les expressions suivantes.

$$\frac{F(z_2)}{F(z_1)} = exp\left(-\int_{z_1}^{z_2} \alpha dz\right) = exp\left(-\tau\right) = T(z_1, z_2) \tag{III.13}$$

La diffusion d'une onde électromagnétique par des particules est un problème complexe. On peut en effet considérer que la molécule ou la particule considérée est un dipole ou un ensemble de dipoles électriques et que ceux-ci sont excités par le passage de l'onde ce qui les fait réémettre à leur tour. Dans ce cas, il est plus rigoureux d'introduire le formalisme des fonctions de Green permettant de résoudre l'équation de transfert radiatif 3D dépendante du temps ([Davis et al., 2001])

$$[c^{-1}\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega}\vec{\nabla} + \alpha(\vec{r})]I = \alpha(\vec{r}) \oint P(\vec{r}, \vec{\Omega}'.\vec{\Omega}) I(t, \vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' \tag{III.14}$$

L'équation de transfert radiatif précédente peut inclure des termes source ou puit pour tenir compte de la diffusion multiple, de la même manière que pour la loi de Beer-Lambert. Elle possède l'avantage de résoudre le champ de radiance temporel en 3 dimensions en fonction de l'espace (position $\vec{r}$), du temps t, et de l'angle solide de propagation $\vec{\Omega}$ (l'intégrale sur l'angle solide de diffusion $\vec{\Omega}'$ est effectuée sur la sphère unité) et l'inconvénient d'être complexe.

En général (en dehors des milieux très diffusants), spécifiquement pour les problèmes faisant intervenir la télédétection active, un tel formalisme n'est pas nécessaire si le champ de vue des instruments est assez réduit, et le problème devient unidimensionnel. Rigoureusement, l'onde totale résultante de la diffusion avec le milieu nécéssite un traitement spécifique.

Il existe différentes manières d'estimer la diffusion multiple. La plupart des approches opérationnelles sont basées sur les travaux de [Eloranta, 1972] et ses approfondissements ([Eloranta, 1998]) qui requièrent au premier ordre de bien connaître les caractéristiques des sources d'émission et de réception du lidar ([O'Connor et al., 2004]) et dans l'idéal, de bien connaître les propriétés optiques du milieu en diffusion simple, qui peuvent s'estimer par des itérations à partir des mesures initiales ([Donovan and van Lammeren, 2001]). Des développements plus récents permettent de diminuer le temps de calcul nécessaire [Hogan, 2006].

On peut en général supposer que l'intensité du rayonnement diffusé plusieurs fois et détecté à un instant $t + \delta t$ est proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident à l'instant t.
Pour tenir compte simplement de la diffusion multiple, on peut introduire le coefficient de diffusion multiple $\eta < 1$ pour définir l'épaisseur optique apparente ([Platt, 1973], [Nicolas et al., 1997]).

$$\tau_a = \eta\tau = \eta \int \alpha dz \tag{III.15}$$

Cette façon d'exprimer la diffusion multiple suppose uniquement qu'on peut exprimer $k'F'$ (III.3) ou l'intensité diffusée en fonction du flux ou de l'intensité incidente.

III.A.1.a.i Diffusion Rayleigh

Quand la longueur d'onde λ du rayonnement est très grande devant la taille du diffuseur, tous les diffuseurs soumis au même champ à un moment donné peuvent être considérés comme des dipôles oscillants à la même fréquence que l'onde incidente. Alors l'intensité diffusée est proportionnelle à l'inverse de la puissance 4 de la longueur d'onde ([Rayleigh, 1871]).
Sous ces conditions, l'efficacité de diffusion peut s'écrire

$$Q_{diff} = \frac{8}{3} x^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \tag{III.16}$$

où $x = \frac{\pi D}{\lambda}$ est appelé le paramètre de taille des diffuseurs de diamètre D ($x << 1$) et m est l'indice de réfraction (complexe) du milieu diffusant.

III.A.1.a.ii Diffusion de Mie

Il est possible de caractériser précisément l'interaction d'une onde électromagnétique avec un ensemble de particules sphériques de taille comparable à la longueur d'onde. Ce phénomène est connu sous le nom de diffusion de Mie [Mie, 1908]) et permet de calculer précisemment le coefficient d'extinction. Quand x est très petit devant 1 on retrouve les valeurs de la diffusion Rayleigh, le coefficient d'extinction augmente rapidement à un taux qui dépend de l'indice de réfraction de l'air. L'efficacité oscille ensuite quand les interférences entre les rayonnements incidents et diffusés passent de constructives à destructives à cause des changements dans le paramètre de taille. Pour les très grandes valeurs de x, l'efficacité d'extinction tend vers 2 comme on peut le voir sur la figure III.1.

On retiendra donc les deux expressions suivantes :
L'expression du coefficient de diffusion par unité de longueur en diffusion de Mie

$$k_{diff} = \frac{\pi}{4} \int_0^\infty Q_{diff} D^2 n(D) dD \tag{III.17}$$

Qui s'écrit en diffusion Rayleigh

$$k_{diff} = \frac{2\pi^5}{3\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \int_0^\infty D^6 n(D) dD \tag{III.18}$$

Et l'expression du coefficient d'extinction par unité de longueur en diffusion de Mie

$$\alpha = \frac{\pi}{4} \int_0^\infty Q_{ext} D^2 n(D) dD \tag{III.19}$$

avec Q_{ext} d'autant plus proche de 2 que le paramètre de taille x est grand.

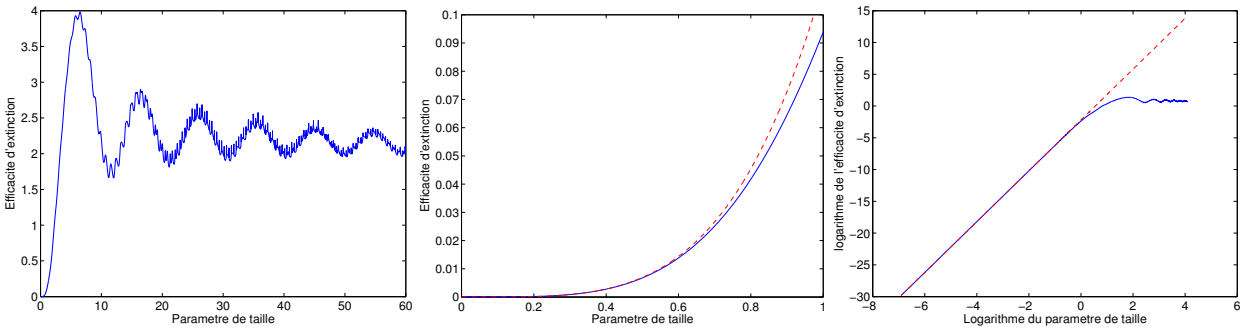

Fig. III.1 : *De gauche à droite : coefficient d'extinction en fonction du paramètre de taille pour les gouttes d'eau sphériques dans l'air (diffusion de Mie). Même courbe mais pour les petits paramètres de taille et comparaison avec la courbe x^4 (en pointillé). Courbe en log-log. (Ces courbes ont été tracées à partir des calculs effectués avec le code de Mie de [Bohren and Huffman, 1983]).*

La figure III.1 montre la valeur du coefficient d'extinction en fonction du paramètre de taille. L'indice de réfraction utilisé pour tracer ces courbes est celui de l'eau pour la longueur d'onde 532 nm c'est-à-dire $m = 1,33$.

Dans toute cette étude, on supposera qu'on peut écrire

$$\alpha = S\beta \tag{III.20}$$

où le rapport lidar S (sr) dépend du milieu qui diffuse le rayonnement. Cette hypothèse est peu contraignante car la fonction S peut-être rendue aussi complexe que l'on veut. Mais comme il y a forcément une continuité de ce paramètre, on peut donc le considérer comme constant localement et ceci n'introduit que peu d'erreurs dans l'inversion des signaux [Delanoë and Hogan, 2008].

La mesure de ce paramètre est essentielle et constitue une information au premier ordre sur la taille des particules. En effet, si on considère une seule particule, l'expression de rapport lidar se réduit à $S = \frac{1}{\omega_s P(180)}$. Or pour un diffuseur sphérique, la fonction de phase en rétrodiffusion croit avec le paramètre de taille (Fig III.2). La non sphéricité et la grande quantité de particules diffusantes présente dans les volumes échantillonnés par les instruments de télédétection complexifie le problème, mais l'idée principale est que pour des diffuseurs ayant une absorption proche, la mesure de S permet de discriminer au premier ordre la taille moyenne des particules.

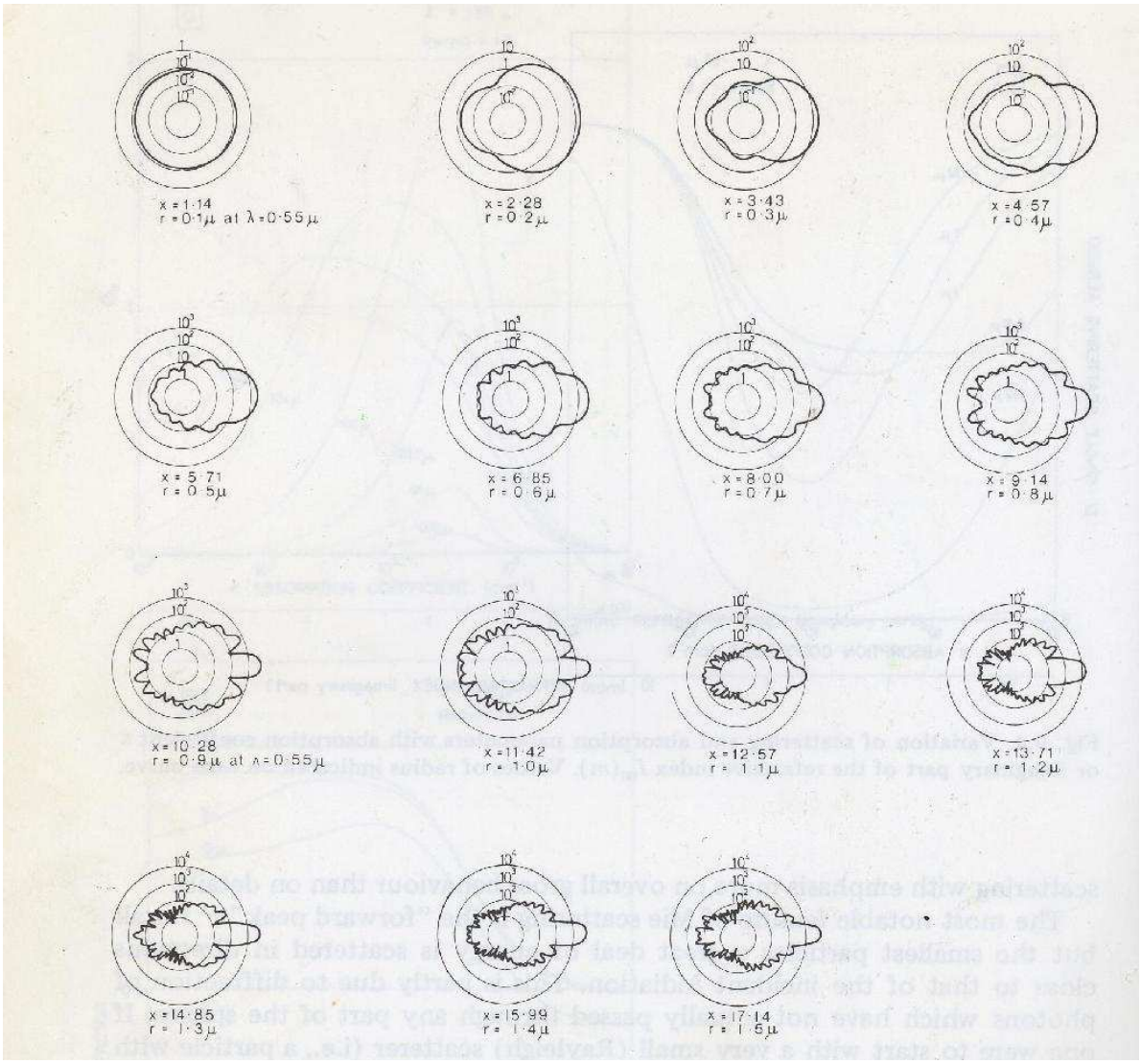

Fig. III.2 : *Forme et amplitude de la fonction de phase pour des diffusants sphériques de même indice de réfraction et de différentes tailles ([Twomey, 1977]). On observe une augmentation de la contribution de la diffusion arrière (vers la gauche de la figure) avec le paramètre de taille. A noter que l'échelle des valeurs indiquée sur les cercles est variable.*

III.A.2 Les équations lidar et radar

Le principe général de mesure par les instruments radar et lidar est le même. Ils émettent tous les deux une onde électromagnétique dans l'atmosphère. Cette énergie est diffusée par un certain volume d'air situé à une distance déterminée et un système récepteur (télescope ou antenne) capte l'énergie de cet écho, le transforme en un signal électrique et l'envoie à une chaine de traitement des données.

Les radars émettent dans le domaine des micro-ondes alors que les lidars émettent des longueurs d'ondes plus courtes à savoir du rayonnement UV, visible ou infrarouge.
L'analyse des echos radar et lidar s'appuie sur les expressions mathématiques qui relient la puissance reçue à la puissance transmise. Ces expressions sont appelées "équation radar" et "équation lidar".

Ces deux équations peuvent se mettre sous la forme suivante [Stephens, 1994]

$$P_r.R^2 = C'\beta e^{-2\eta\tau} \tag{III.21}$$

où P_r est la puissance reçue par le récepteur, C' est une constante instrumentale fonction des caractéristiques des systèmes d'émission et de réception ainsi que de la longueur d'onde et R est la distance du récepteur au volume diffusant. Cette équation n'est que l'expression de la loi de Beer-Lambert que nous avons exprimée dans le chapitre III. Elle correspond également à la fonction de Green solution de l'équation de tranfert radiatif 3D pour un champ de vue très étroit [Davis et al., 2001].

Lorsque le paramètre de taille est petit on peut utiliser l'approximation de Rayleigh et si l'atténuation est faible ou peut être corrigée, ce qui est l'hypothèse généralement utilisée dans le cas du radar, on note alors $\tilde{P}_r$ la puissance reçue et cette équation se réduit à

$$\tilde{P}_r R^2 = C' \frac{2\pi^5}{3\lambda^4} \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2 \int_0^\infty D^6 n(D) P(180^\circ) dD \tag{III.22}$$

Dans ce cas, la fonction de phase est constante, et on obtient l'équation radar usuelle

$$\tilde{P}_r R^2 = CZ \tag{III.23}$$

Le facteur $Z = \int n(D) D^6 dD$ est la réflectivité radar ($\mathrm{mm}^6.\mathrm{m}^{-3}$), et C une nouvelle constante instrumentale. La communauté radar utilise souvent des décibels pour exprimer le facteur Z car ses variations couvrent plusieurs ordres de grandeur. Dans ce cas, la réflectivité radar en dB correspond à $10\log_{10}(Z)$ et on note également dBZ cette unité.

Dans le cas des milieux nuageux non précipitants, les gouttes d'eau sont sphériques et on peut utiliser sans approximation le formalisme de Mie. Le paramètre de taille (figure III.1) est en général grand pour le lidar (supérieur à 10) et petit pour le radar (très inférieur à 1). Autrement dit, en utilisant le formalisme du rapport lidar, on arrive aux mêmes expressions générales des équations lidar et radar, mais elle devient proportionnelle au moment d'ordre 6 quand le paramètre de taille est petit, et proportionnelle au moment d'ordre 2 quand il devient grand (si la transmission $T \approx 1$). C'est la même équation prise aux deux extrêmes du spectre du paramètre de taille.

Sur la figure III.3, on montre deux exemples de profil lidar. Le logarithme du signal est représenté. Comme la rétrodiffusion moléculaire suit les profils de densité qui ont une décroissance exponentielle avec l'altitude, elle apparait comme un segment de droite (entre 5 et 12 km ici) sur lequel vont se superposer les autres diffusions (nuages, aérosols), d'où l'apparition des irrégularités d'intensité en fonction des propriétés optiques de la couche. Sur le profil en trait plein, on peut voir l'écho de surface en dessous du niveau 0, une couche d'aérosol saharien entre 0 et 5 km, et deux couches de cirrus entre 13 et 16 km. Sur le profil en traits pointillés, on voit également l'écho de surface et d'aérosol saharien, avec deux couches de nuages bas, juste au dessus de la surface et vers 4 km. La couche de cirrus s'étend entre 12 et 16 km. La couche d'air clair présente entre 5 et 12 km est plus atténuée par la présence du cirrus sur la courbe en traits pointillés. On observe à peu près un ordre de grandeur entre la diffusion due aux aérosols et celle due au cirrus, et plus d'un ordre de grandeur entre celle due au cirrus et celle de la surface. Les signaux en air clair sous le cirrus sont atténuées par le carré de la transmission (T^2) dans le cirrus. Ceci est une illustration de la façon dont l'épaisseur optique des cirrus est calculée dans les produits opérationnels quand il y a une couche d'air clair sous une couche diffusante ([Young, 1995], [Elouragini and Flamant, 1996]). Cette méthode ne peut

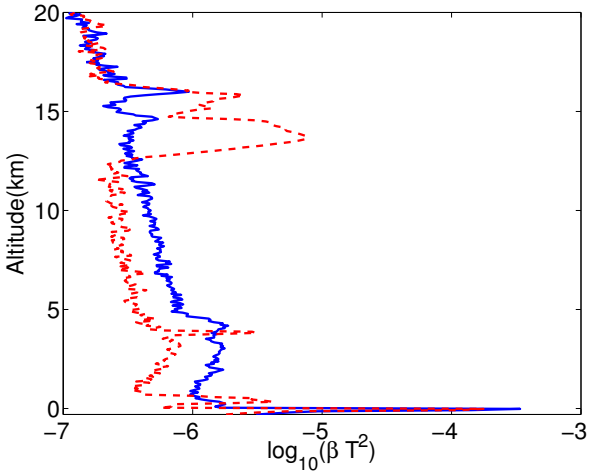

Fig. III.3 : *Deux exemples de profils moyennés (sur 71 km) de nuit du lidar CALIOP de CALIPSO en logarithme décimal de β ($m^{-1}.sr^{-1}$) le 21 septembre 2006 vers 3h00 (TU) à l'ouest du Sénégal.*

pas s'appliquer pour les aérosols près de la surface ou à proximité des couches nuageuses à cause de l'absence de couches d'air clair.

La détermination des constantes instrumentales C et C' permet d'étalonner les instruments et d'en extraire ensuite des informations géophysiques pertinentes. Ces constantes pouvant varier au cours du temps, il est nécessaire de connaitre l'évolution temporelle de leurs valeurs.

III.A.2.a Inversion de l'équation lidar-radar

Quand le terme d'atténuation T^2 ne peut plus être négligé, on doit traiter l'équation suivante :

$$Pr^2 = C\beta e^{\left(-2\int_0^r \alpha dr\right)} \tag{III.24}$$

r représente la distance au lidar. L'inversion de l'équation radar et lidar a été étudiée par de nombreux auteurs, pouvant eux-mêmes s'appuyer sur les travaux précurseurs concernant les radars météorologiques ([Hitschfeld and Bordan, 1954]). On peut trouver les solutions analytiques de l'équation lidar exprimées de façon à être aisément manipulables dans [Fernald, 1972], [Klett, 1981], [Fernald, 1984] et dans des travaux plus récents comme [Krichbaumer and Werner, 1994].
Dans l'hypothèse $\beta = k\alpha$, (pour le lidar, k étant l'inverse du rapport lidar S) on obtient les équations suivantes :

$$Pr^2 = Ck\alpha e^{\left(-2\int_0^r \alpha dr\right)} \tag{III.25}$$

$$\frac{Pr^2}{Ck} = \alpha e^{\left(-2\int_0^r \alpha dr\right)} \tag{III.26}$$

A partir de là, on pose $f(r) = \frac{Pr^2}{Ck}$

$$\ln f = \ln \alpha - 2\int_0^r \alpha dr \tag{III.27}$$

et on obtient l'équation différentielle suivante, en dérivant par rapport à la variable r :

$$\frac{f'}{f}\alpha + 2\alpha^2 = \alpha' \tag{III.28}$$

Et cette équation de Bernoulli-Riccati a pour solution (r augmentant avec l'altitude) :

$$\alpha(r) = \frac{f}{\exp(-2\tau_0) - 2\int_0^r f dr} \tag{III.29}$$

Ce qui peut aussi s'écrire

$$e^{\left(-2\int_0^r \alpha dr\right)} = \exp(-2\tau_0) - 2\int_0^r f dr \tag{III.30}$$

τ_0 est l'épaisseur optique de l'atmosphère à l'altitude r = 0. On peut donc retrouver l'extinction dans les différentes couches de l'atmosphère en inversant le coefficient de rétrodiffusion à partir d'une hypothèse sur le rapport k ou S (venant d'une table de valeurs climatologiques par exemple). A noter qu'on a fait ici l'hypothèse d'un rapport constant. Les équations pour un rapport variable sont très proches et ce cas a été discuté par [Klett, 1985]. En général, on peut corriger le signal de l'épaisseur optique moléculaire, et pour une couche surmontée d'air clair, l'équation s'exprime plus simplement par

$$T_r^2 = 1 - 2\int_0^r f dr \tag{III.31}$$

Nous allons maintenant voir comment les cibles denses modifient l'équation lidar usuelle et comment appliquer ces changements au cas particulier de l'écho de surface et plus particulièrement à l'océan.

III.A.3 L'équation lidar dans le cas des cibles denses

L'équation lidar III.24 est une simplification de la réalité. En toute rigueur, il faut tenir compte du système émetteur-récepteur de l'instrument et non uniquement de l'atmosphère ([Measures, 1977], [Measures, 1984]). Le formalisme que nous allons présenter est beaucoup plus lourd. C'est ce qui explique qu'il soit peu utilisé. Cependant si la cible est très dense optiquement ou si l'impulsion laser est longue devant les caractéristiques du système de réception ([Zhao et al., 1988]), il s'avère nécessaire pour comprendre ce qui est mesuré par l'instrument. Dans ce cas, le signal $P_r(z,t)$ fonction de l'altitude z et du temps t mesuré par le lidar s'exprime comme la double convolution de la fonction $P_e(t)$ représentant l'impulsion laser et des réponses impulsionnelles de l'atmosphère $B(z,t)$ et de la chaine de détection électronique $D(t)$. On peut l'écrire de la façon suivante ([Trouillet, 1997], [Pelon et al., 2000]).

$$P_r(z,t) = K_t[B(z,t) \otimes P_e(t) + P_b(t)] \otimes D(t) + S_b(t) \tag{III.32}$$

K_t représente l'efficacité de détection globale de l'instrument. P_b et S_b représentent les bruits optiques et électriques, respectivement. Si on suppose que le traitement des signaux a correctement filtré les bruits de fond électroniques et optiques, on peut retirer ces composantes de l'équation.

$$P_r(z,t) = K_t[B(z,t) \otimes P_e(t)] \otimes D(t) \tag{III.33}$$

Pour les lidars que nous avons utilisés et les cibles optiquement minces, ce formalisme n'est pas nécessaire et donne des résultats extrêmement proches de ce que donne l'équation lidar classique III.24, mais ce n'est pas le cas dans les nuages. En première approximation, pour un lidar visant vers le nadir, on peut représenter l'extinction dans un nuage par une fonction échelon $\alpha\Pi$ constante dans le nuage. Ce modèle de nuage peut s'utiliser si il y a peu d'entrainement au sommet du nuage. Dans ce cas, il conservera une extinction importante à ce niveau. La réponse impulsionnelle de l'atmosphère sera atténuée par le facteur de transmission et par la distance entre l'altitude z_e du système d'émission et l'altitude considérée z. Au final, on représentera le signal rétrodiffusé dans le nuage par la fonction $\frac{k\alpha\Pi_{0,z}T^2}{(z_e-z)^2}$. On verra que pour les systèmes considérés dans cette étude, l'impulsion laser reste très courte devant tous les autres temps caractéristiques. On peut donc représenter l'impulsion laser avec une distribution de Dirac $P_e(t) = E_0\delta(t)$ où E_0 représente l'énergie de chaque impulsion laser. Enfin, au premier ordre, la réponse du système électronique peut s'exprimer par la fonction $D(t) = \frac{1}{t_s}\exp(-\frac{t}{t_s})$, où t_s est la constante de temps du système électronique. On obtient l'équation

$$P_r(z,t) = K_t\frac{E_0}{(z_e-z)^2}k\alpha\Pi_{0,z}T^2 \otimes \delta(t) \otimes \frac{1}{t_s}e^{-\frac{z}{z_s}} \tag{III.34}$$

$$= K_t\frac{cE_0}{2z_s}k\alpha\left[\frac{1}{(z_e-z)^2}e^{-2\alpha\eta z} \otimes e^{-\frac{z}{z_s}}\right] \tag{III.35}$$

Avec $z = ct/2$, c (m.s^{-1}) étant la vitesse de la lumière. Pour un lidar spatial, on peut considèrer que les variations de $(z_e - z)^2$ sont très faibles dans le domaine d'intégration et ce terme peut donc être considéré comme une constante en première approximation. On trouve alors

$$P_r(z,t) = K_t\frac{c}{2}\frac{E_0}{(z_e-z)^2}\frac{k\alpha}{1-2\alpha\eta z_s}\left[e^{-2\alpha\eta z} - e^{-\frac{z}{z_s}}\right] \tag{III.36}$$

Le signal normalisé peut s'écrire

$$\beta_n(z,t) = \frac{k\alpha}{1-2\alpha\eta z_s}\left[e^{-2\alpha\eta z} - e^{-\frac{z}{z_s}}\right] \tag{III.37}$$

On a reporté sur la figure III.4 l'allure du signal lidar donnée par cette équation. Qualitativement, l'effet du système de détection est d'induire un retard dans le signal mesuré quand on a une augmentation brutale du signal réel. A noter, que si on intègre cette équation entre $z = 0$ et $z \to \infty$ on retrouve la valeur donnée par l'équation lidar classique. La valeur de cette intégrale Γ vaut $\frac{k}{2\eta}$.

Pour gagner en généralité et en représentativité de la fonction représentant la réponse impulsionnelle de l'atmosphère nuageuse, on remplace la fonction échelon Π par une fonction triangle de pente constante G soit $\alpha = Gz$. Dans ce cas, l'équation devient adaptée pour analyser les signaux d'un lidar visant vers le zénith, mais également quand on vise au nadir et qu'il y a une zone d'entrainement au sommet du nuage. Dans ce cas, on obtient l'équation suivante ($\eta = 1$) :

$$P_r(z,t) = K_t\frac{CE_0}{2z_s}kGe^{-\frac{z}{z_s}}\int_0^z \frac{z'}{(z_e-z')^2}e^{-Gz'^2}e^{\frac{z'}{z_s}}dz' \tag{III.38}$$

En intégrant par partie, on obtient l'équation suivante :

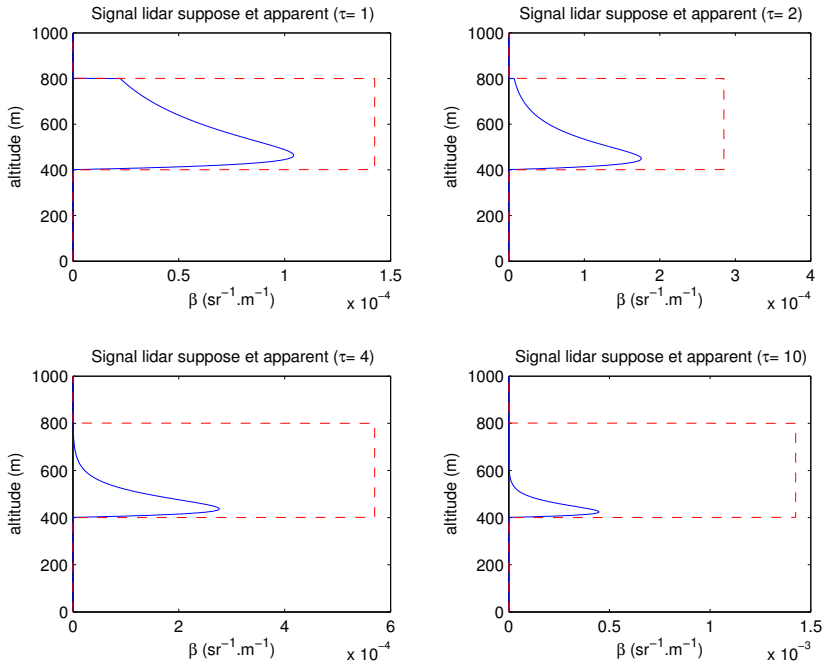

Fig. III.4 : *Illustration du coefficient de rétrodiffusion β ($\mathrm{km}^{-1}.\mathrm{sr}^{-1}$) modélisé pour le nuage et du signal mesuré résultant de la convolution pour différentes épaisseurs optiques (1, 2, 4 et 10). Le lidar est situé à l'altitude 0. C'est donc une visée zénithale qui est représentée. Le signal lidar non atténué est représenté en pointillé et le résultat de la mesure en trait plein.*

$$P_r(z,t) = K_t \frac{CE_0}{4z_s} \frac{k}{(z_e - z)^2} \left[e^{-\frac{z}{z_s}} - e^{-Gz^2} + e^{-\frac{z}{z_s}} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{G} z_s} e^{\frac{1}{4z^2 G}} \int_{-\frac{1}{2z\sqrt{G}}}^{z\sqrt{G} - \frac{1}{2z\sqrt{G}}} e^{-y^2} dy \right] \quad \text{(III.39)}$$

Ce qui donne l'équation suivante pour le signal en unité physique :

$$\beta = \frac{k}{2z_s} \left[e^{-\frac{z}{z_s}} - e^{-Gz^2} + e^{-\frac{z}{z_s}} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{G} z_s} e^{\frac{1}{4z^2 G}} \left(erf(z\sqrt{G} - \frac{1}{2z\sqrt{G}}) - erf(-\frac{1}{2z\sqrt{G}}) \right) \right] \quad \text{(III.40)}$$

On a reporté une illustration de cette équation sur la figure III.5. L'effet de la prise en compte du système électronique dans l'équation est moins visible que pour le cas précédent car l'augmentation du signal est plus progressive que pour la fonction échelon.

III.A.3.a Equation lidar pour l'écho de surface

Si on s'intéresse au signal renvoyé par la surface pour un lidar visant le nadir, il est plus commode d'utiliser le formalisme de la réflectance ([Flamant et al., 1998]) que le formalisme usuel utilisant uniquement le coefficient de rétrodiffusion détaillée dans les chapitres précédents. Il s'agit d'un premier pas pour comparer les observations lidar et radiomètres. La réponse impulsionnelle d'un écho de surface à l'altitude z_{sol} peut s'écrire en fonction de la réflectance bidirectionnelle ρ de la manière suivante

$$B(z,t) = \rho \frac{T^2}{(z_e - z)^2} \delta(z - z_{sol}) \quad \text{(III.41)}$$

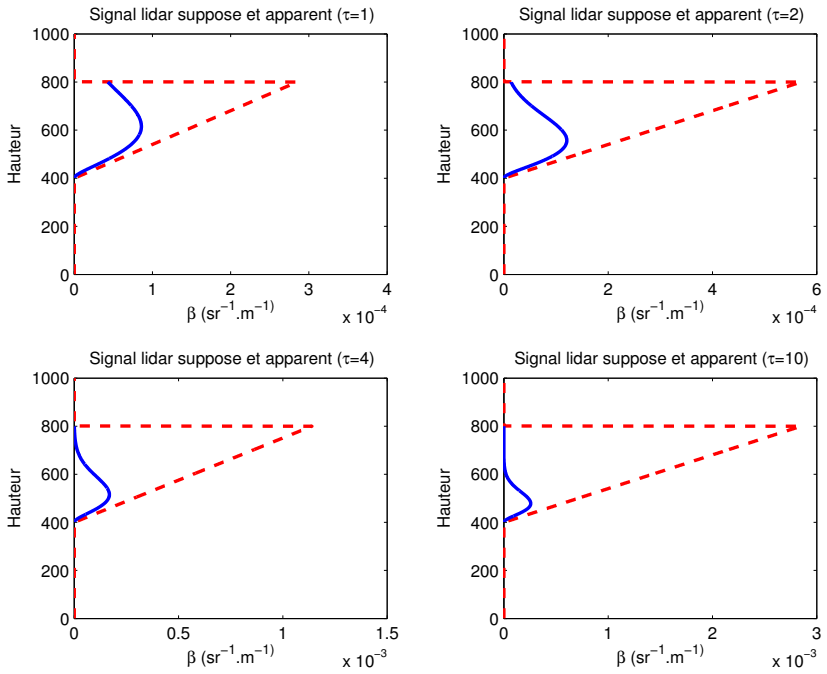

Fig. III.5 : *Comme la figure précédente (III.4) mais la fonction utilisée pour modéliser le nuage est représentée par la courbe triangulaire en tireté.*

On considère ici le cas plus réaliste d'une impulsion de forme gaussienne. La durée de l'impulsion est définie par l'intervalle de temps où sa valeur est supérieure à sa valeur maximale multipliée par 1/e , à savoir $\Delta t = 2\sigma$. Avec une réponse du détecteur du premier ordre contenant la constante de temps t_s [Pelon et al., 2000] on obtient alors l'équation

$$P_r(z,t) = K_t \rho \frac{T^2}{(z_e - z)^2} \delta(z - z_{surf}) \otimes \frac{E_0}{\sigma\sqrt{\pi}} exp\left(-\frac{t^2}{\sigma^2}\right) \otimes \frac{1}{t_s} \exp\left(-\frac{t}{t_s}\right) \tag{III.42}$$

Si on utilise le signal normalisé sur l'air moléculaire β_{eq}, ce qui permet d'utiliser directement les sorties opérationnelles, cette équation se réduit à

$$\beta_{eq} = \rho \frac{2}{c\sigma\sqrt{\pi}} T^2 \delta(z - z_{surf}) \otimes exp\left(-\frac{t^2}{\sigma^2}\right) \otimes \frac{1}{t_s} \exp\left(-\frac{t}{t_s}\right) \tag{III.43}$$

$$\beta_{eq} = \rho \frac{2}{ct_s} T^2 \exp\left(\frac{\sigma^2}{4t_s^2}\right) exp\left(-\frac{z - z_{surf}}{z_s}\right) \tag{III.44}$$

En fait, le facteur dû à l'impulsion gaussienne (première exponentielle) est négligeable pour les lidars considérés dans cette étude. Par exemple, pour LNG, z_s est de l'ordre de 10 m, et $c\sigma/2$ est proche de 0,9 m. Pour CALIOP $c\sigma/2$ est proche de 3 m et z_s est de l'ordre de quelques dizaines de mètres, l'approximation usuelle d'une impulsion en forme de Dirac est donc applicable ici.

Tous ces calculs suggèrent que si on utilise l'intégrale du signal β_{eq} (l'écho de surface) sur la verticale qu'on notera $\gamma_{SL,att}$, on obtient une équation de forme extrêmement simple qui permet de faire abstraction des caractéristiques du système de détection du lidar.

$$\gamma_{SL,att} = \rho T^2 \tag{III.45}$$

Il faut noter que la pénétration de la lumière dans le milieu modifie cette équation [Bufton et al., 1983], il n'y a donc pas toujours d'équivalence directe entre cette équation et les mesures radiométriques. Il ne s'agit donc que de la première étape vers un formalisme commun.

III.A.3.b Cas particulier de l'océan

On s'intéresse maintenant à l'expression de la réflectance bidirectionnelle de l'océan. Il s'agit d'une interface entre deux milieux d'indices différents et parcourue par les ondes de surfaces océaniques. Dans un premier temps, on négligera l'influence de l'écume, pour considérer uniquement l'effet de l'interface non plane. Le coefficient de réfraction ou de réflexion théorique de la lumière polarisée ρ_0 peut se calculer avec les lois de Snell-Descartes et les équations de Fresnel [Rayner et al., 1978].
En fait, la différence principale entre un signal mesuré par les systèmes passifs et actifs provient des positions relatives de l'émetteur et du récepteur. L'océan induit des changements de polarité de la lumière [Hu et al., 2008] mais il s'agit d'un phénomène du second ordre.
La réflectance lambertienne équivalente mesurée par un système est définie de manière univoque par l'angle θ ([Barrick, 1968], [Bufton et al., 1983], [Flamant et al., 1998]) dépendant de l'orientation d'émission et de réception. Cet angle θ permet de calculer la réflectance à partir des formules de Snell-Descartes et correspond à l'angle d'incidence si on s'intéresse à la rétrodiffusion.

$$\tan\theta = \frac{\sqrt{\sin^2\theta_i - 2\sin\theta_i \sin\theta_s \cos\phi_s + \sin^2\theta_s}}{\cos\theta_i + \cos\theta_s} \tag{III.46}$$

θ_i est l'angle d'incidence, θ_s est l'angle de diffusion (par rapport à l'axe vertical) et ϕ_s permet de définir l'angle du plan de diffusion (c'est l'angle de diffusion par rapport aux axes horizontaux de référence).

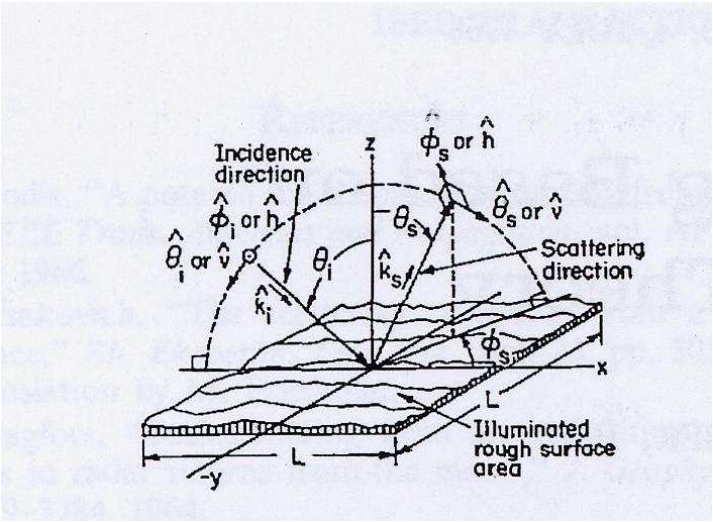

Fig. III.6 : *Illustration de la diffusion par la surface océanique et les différents angles mis en jeu ([Barrick, 1968]).*

La formule reliant l'intégrale de l'écho de surface du signal lidar au coefficient de réflexion de la surface est donc

$$\rho = \frac{\rho_0(\theta,\lambda)}{4\pi} \exp\left(-\frac{\tan^2\theta}{< S^2 >}\right) \tag{III.47}$$

Soit

$$\gamma_{SL,att} = \frac{\rho_0(\theta,\lambda_L)}{4\pi < S^2 >} T^2 \exp\left(-\frac{\tan^2\theta}{< S^2 >}\right) \tag{III.48}$$

λ_L est la longueur d'onde du lidar. $< S^2 >$ est la somme des variances moyennes des pentes dans les directions parallèles et orthogonales au vent. Le lien entre ce terme et la vitesse de vent a été d'abord introduit par le travail fondateur de [Cox and Munk, 1954]. L'utilisation de séries de Gram-Charlier correspondant aux observations montrent une distribution de la pente des vagues gaussiennes en première approximation ce qui a été confirmé par des études plus récentes utilisant les mesures PARASOL de l'A-Train [Bréon and Henriot, 2006]. Dans la suite, on fera également référence au terme non atténué

$$\gamma_{SL} = \frac{\rho_0(\theta,\lambda_L)}{4\pi < S^2 >} \exp\left(-\frac{\tan^2\theta}{< S^2 >}\right) \tag{III.49}$$

A priori, cette équation comporte plusieurs inconnues : la transmission atmosphérique, la variance de la pente des vagues et l'incertitude (étalonnage) de la mesure. Les propriétés de cette équation quand on change l'angle de rétrodiffusion est à la base d'une procédure d'étalonnage à partir d'avion et de satellites. En effet, quand on fait varier l'angle de diffusion, quelle que soit la valeur de la pente des vagues, on arrive à des valeurs comparables vers un angle d'incidence proche de 10°. Si on s'est placé dans des conditions telles que l'atténuation soit faible, alors on peut étalonner les instruments.

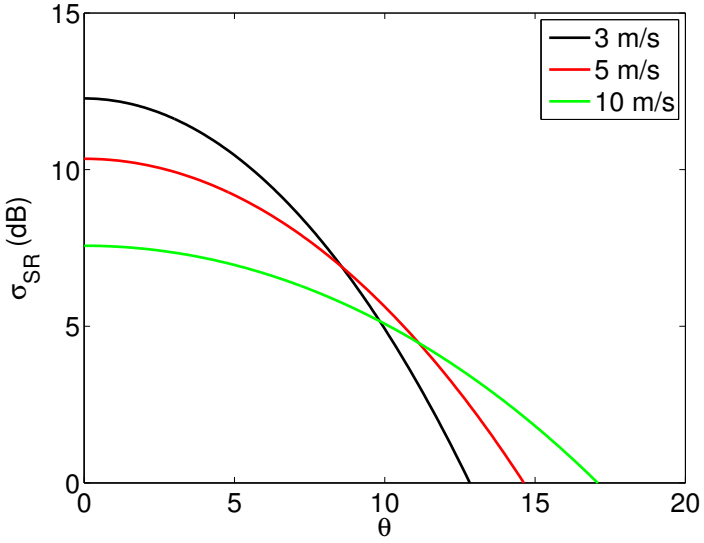

Fig. III.7 : *Variations de la section efficace normalisée en fonction de l'angle d'incidence pour différentes vitesses du vent de surface en utilisant le modèle de [Cox and Munk, 1954].*

En fait, la formule de l'équation III.47 ne tient pas compte d'un certain nombre de phénomènes se produisant à la surface de l'océan comme la présence de bulles et d'écume ou la diffusion de la lumière par la subsurface aux longueurs d'ondes visibles [Flamant et al., 2003], [Morel, 1980]. En toute rigueur, il faut écrire la réflectance de surface $\tilde{\rho}$ comme dans [Menzies et al., 1998]

$$\tilde{\rho} = W\rho_f + (1-W)\rho + (1-W\rho_f)\rho_{sub} \tag{III.50}$$

W est la fraction recouverte par l'écume et ρ_f sa réflectance qui est de l'ordre de 0,22 ([Koepke, 1984]). ρ_{sub} est la contribution à la réflectance de la lumière pénétrant dans l'océan [Bufton et al., 1983]. On peut exprimer W en fonction de la vitesse du vent de surface [Flamant et al., 2003]. $\rho_{sub} = 0,02$ à $0,44$ μm et est négligeable à 670 ou 865 nm.

$$W = 3,84 \times 10^{-6} U^{3,41} \tag{III.51}$$

La contribution de ces différents termes complique l'analyse, et nous verrons comment les observations permettent de mieux comprendre la part de ces différentes contributions.

III.B Apport de l'analyse du signal lidar dans les nuages d'eau liquide

Si on utilise l'équation lidar, et qu'on l'applique à une cible dense telle qu'un nuage d'eau liquide (III.31), la transmission tend vers 0 et l'inversion de l'équation lidar se résume simplement à

$$1 = 2\eta S\Gamma \tag{III.52}$$

Où Γ est l'intégrale du coefficient de rétrodiffusion dans la cible dense. Cette relation idéale implique que le signal est atténué uniquement par la cible dense, comme nous allons le voir plus loin. Dans ces conditions, les inconnues ne sont plus que le coefficient de diffusion multiple η et le rapport lidar S. Il s'avère que pour un nuage d'eau liquide non précipitant, les gouttes d'eau sont sphériques et possèdent un rapport lidar relativement constant [O'Connor et al., 2004]. En effet, l'intégration sur une distribution en taille réelle annule les irrégularités de la fonction représentant l'efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille et aboutit à une valeur variant lentement avec les paramètres de cette distribution, essentiellement le rayon effectif (figure III.8). Elle peut être assimilée à une constante dans un grand domaine de valeurs de rayon effectif (R_{eff} pour les nuages bas ([Pinnick et al., 1983]).
Les développement récents de la recherche lidar liés au lancement du satellite CALIPSO ont abouti à la possibilité de quantifier le coefficient de diffusion multiple à partir de la mesure de la voie de dépolarisation du lidar [Hu et al., 2006]. Physiquement, cette relation correspond à l'isotropisation de la lumière en polarisation induite par le phénomène de diffusion multiple [Xu and Alfano, 2005]. Le rapport de dépolarisation cumulé δ est le rapport entre l'intégrale des coefficients de rétrodiffusion atténués perpendiculaire et parallèle. Dans ces conditions, le coefficient de diffusion multiple s'exprime par la relation suivante :

$$\eta = \left(\frac{1-\delta}{1+\delta}\right)^2 \tag{III.53}$$

A partir de là, la seule inconnue restera la transmission atmosphérique. Toutefois, si le lidar n'est pas bien étalonné, la constante lidar est également une inconnue de l'équation [O'Connor et al., 2004]. Dans ces deux cas extrêmes on a donc des relations connues. Si le lidar n'est pas étalonné, mais que la transmission atmosphérique est connue (c'est le cas pour de l'air moléculaire uniquement par exemple), la constante lidar et donc son étalonnage s'obtient directement à partir de la référence donnée par les nuages d'eau liquide :

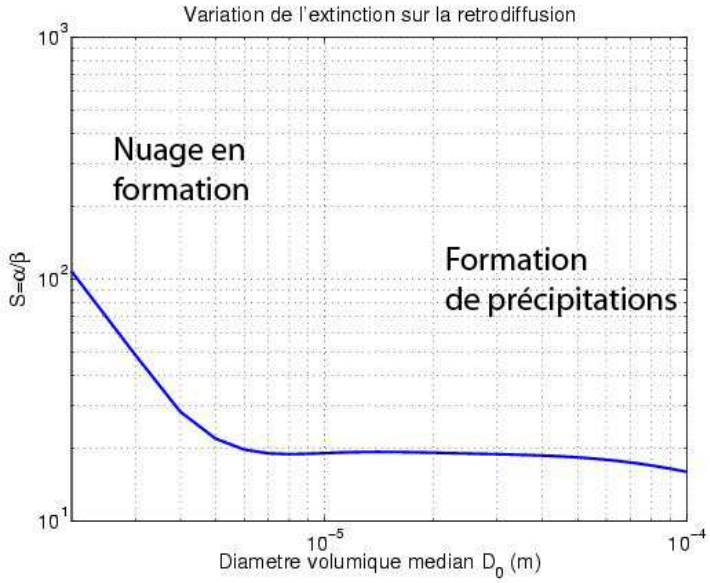

Fig. III.8 : *Rapport lidar d'une distribution gamma normalisée ([O'Connor et al., 2004]) calculé à partir du programme Mie de [Bohren and Huffman, 1983]. On peut voir que S est lentement variable sur un ordre de grandeur de variations du diamètre médian (égal à 1,13 fois le diamètre effectif pour la distribution utilisée ici) et varie de moins de* 10% *entre 7 et 30* μm.

$$C' = 2\eta S\Gamma \tag{III.54}$$

Si le lidar est étalonné on peut le vérifier en l'absence d'aérosols et déterminer l'épaisseur optique des milieux optiquement fins[2] τ_{mof} entre le laser et le nuage d'eau liquide [Hu et al., 2007] :

$$\exp(-2\tau_{mof}) = 2\eta S\Gamma \tag{III.55}$$

Cette approche offre donc à la fois un nouveau moyen d'étalonnage, et une possibilité de mesure du contenu en aérosols au dessus des nuages d'eau liquide. Nous nous y référerons comme WCM (Water Cloud Method), ce qui est hors de portée de la radiométrie aux longueurs d'onde visibles. Nous avons utilisé cette nouvelle méthode d'analyse pour calculer les forçages radiatifs au-dessus des nuages à partir du code de transfert radiatif Matrix Operator MOdel. C'est ce que nous verrons dans la section suivante.

Il apparait que les aérosols, spécialement le carbone suie peuvent modifier les propriétés d'absorption des nuages aux longueurs d'onde visibles ([Chylek et al., 1996]). Nous n'avons pas mesuré de tels effets dans ce travail, mais on s'attend à une variation du rapport lidar quand un tel phénomène se produit.

[2] Ce que nous nommerons milieux optiquement fins est assez variable, mais signifie que le signal n'est pas totalement atténué et que la cible dense est mesurée. On pourra donner un seuil typique d'une épaisseur optique de 3 pour différencier les milieux optiquements fins et épais, mais cette valeur dépend des caractéristiques de l'instrument.

III.C Radiométrie

Un radiomètre est un instrument passif mesurant le flux d'énergie électromagnétique provenant d'une direction donnée. Tous les objets possédant une température supérieure au zéro absolu[3] émettent un flux d'énergie dans un certain intervalle de longueur d'onde (tout le spectre électromagnétique pour un corps noir). Le principe de la radiométrie infrarouge et micro-onde est de mesurer ces émissions pour en retirer des informations sur les propriétés de l'émetteur et sur le milieu traversé par l'onde électromagnétique. Les radiomètres fonctionnant dans les domaines proches du visible utilisent la diffusion du rayonnement solaire par le milieu atmosphérique pour le caractériser. Dans ces conditions, les caractéristiques de la source sont bien connues (température et spectre d'émission du soleil) et le rapport signal sur bruit est plus important. Les mesures sont limitées à la journée pour la radiométrie par diffusion (spectre visible et proche IR).

L'inversion des mesures radiométriques est basée sur les équations du transfert radiatif. Notre travail étant essentiellement centré sur l'instrumentation active, nous n'exposerons pas la théorie sous jacente. Le lecteur curieux peut se reporter à la littérature importante existant sur le sujet comme par exemple les travaux fondateurs de [Chandrasekhar, 1960], ses extensions plus récentes [Sei, 2006] et ses applications à la radiométrie [King et al., 1992] ou ouvrages [Liou, 2002], [Lenoble, 1993] ainsi que différents travaux de thèses [Pierangelo, 2005], [Chosson, 2006].

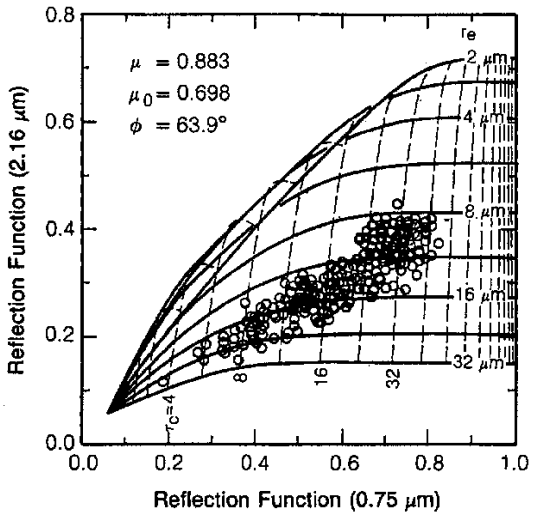

Fig. III.9 : *Relation théorique entre la réflectance (reflection function) à 0,75 et 2,16 μm pour différentes valeurs de l'épaisseur optique à 0,75 μm et du rayon effectif des particules. Les données provenant des mesures sur un stratocumulus marin sont surimposées sur la figure [King et al., 1992].*

Un des aspects peu connus et peu développé des mesures lidar est leur utilisation en tant que radiomètre ([Platt et al., 2006].) En effet, le système de mesure du lidar implique qu'il se passe un temps très long (à l'échelle du système de mesure) entre deux tirs du laser pour être sûr que la lumière provenant du premier tir n'interfére pas avec celle du tir suivant. Ceci implique qu'il existe un intervalle de temps pendant lequel le lidar mesure l'intensité lumineuse du fond atmosphérique alors que l'énergie provenant de l'impulsion laser est totalement négligeable.

[3]Ces affirmations viennent de la théorie du corps noir qui est valable pour les processus géophysiques que nous étudions, considérant les échelles de temps et les énergie mises en jeu.

Pour des mesures de jour, celà signifie que le lidar enregistre la luminance provenant de l'environnement il s'agit donc de mesures radiométriques. On peut voir sur la figure III.10 le rapport linéaire existant entre cette mesure du lidar à 532 nm et la reflectance mesurée par MODIS à 550 nm. Il n'y a pas d'algorithme développé pour utiliser ces mesures, ce qui explique qu'elles ne soient pas étalonnées sur les mesures de CALIOP. Pour l'A-Train, un intérêt de ce genre de développement serait d'obtenir des longueurs d'onde radiométriques supplémentaires et mieux co-localisées avec le lidar que celles des autres radiomètres satellites. Cependant, il s'agit surtout d'un potentiel à développer, il faut donc garder à l'esprit qu'un lidar multilongueur d'onde pourrait également servir de radiomètre (à champ très étroit) à ces mêmes longueurs d'onde. Sur la figure III.10, l'échelle des observations est différente. Les observations MODIS sont moyennées sur des pixels de 1 km alors que le champ de vue du lidar correspond environ à un cercle de 70 m de diamètre au sol, le rapport signal sur bruit est donc très différent ce qui explique la dispersion observée.

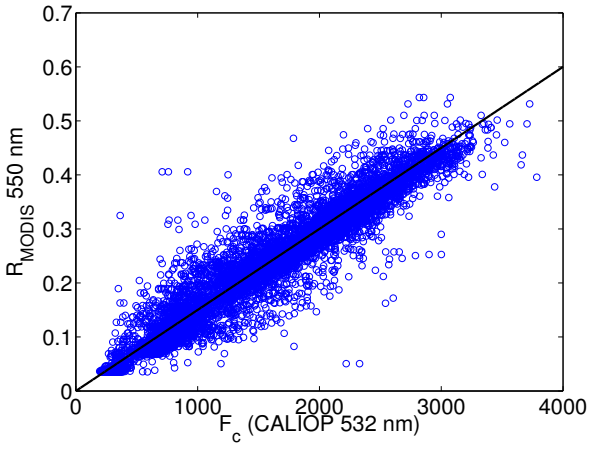

Fig. III.10 : *Réflectance mesurée par le radiomètre MODIS en fonction du fond de ciel de CALIOP le 13 Août 2006 vers 13h30 TU (tous types de scène). La droite représente la fonction d'étalonnage obtenue pour la voie 532 nm de CALIPSO.*

III.D Conclusion

Le formalisme que nous avons développé pose les bases nécessaires pour se servir des observations multispectrales de l'A-Train. Le formalisme de réflectance théorique de surface océanique est compatible avec les différentes observations et permet de s'en servir pour étalonner les instruments radar et lidar à la limite des très faibles atténuations. Il permet également de calculer cette atténuation et donc de mesurer l'épaisseur optique des aérosols aux longueurs d'onde du lidar ou bien comme nous le verrons plus loin le contenu en eau liquide correspondant à l'atténuation du signal radar. D'autre part au-dessus des nuages d'eau liquide, il sera possible de mesurer l'atténuation due aux aérosols en utilisant la réflexion nuageuse. Il faut bien noter que la présence de ces couches d'aérosols modifie la réflectance mesurée par les radiomètres et donc la valeur des produits opérationnels en diminuant l'épaisseur optique nuageuse mesurée. Nous allons développer plus précisemment ces méthodes dans le chapitre suivant.

Chapitre IV

Approches méthodologiques

Les potentialités du lidar seul sont importantes, et ne sont pas toutes passées dans le domaine opérationnel. On pourra citer la restitution du contenu en eau liquide du sommet du nuage ([Spinhirne et al., 1989]) mais également celles que nous avons utilisées dans cette étude et que nous expliciterons plus en détail.
Avant d'aller plus loin, nous allons d'abord discuter des méthodes d'étalonnage. La méthode opérationnelle utilise la référence de diffusion sur les molécules de l'air. Elle est bien adaptée à la télédétection à 532 nm mais pas à celle du canal 1064 nm (signal trop faible). Nous discuterons ensuite la méthode d'étalonnage que nous avons développée à partir de l'analyse de la diffusion par la surface océanique. Cette méthode pourra être utilisée de manière opérationnelle pour l'étalonnage des radars spatiaux et aéroportés. Elle pourrait s'appliquer telle quel pour la télédétection visible mais nécessiterait de prendre en compte l'atténuation atmosphérique. Nous avons cherché à améliorer cette méthode afin d'être moins sensible aux paramètres inconnus et à pouvoir l'appliquer aux signaux radar et lidar. Nous illustrerons dans ce chapitre comment ces méthodes peuvent s'appliquer à la détermination du rapport lidar, de l'épaisseur optique des aérosols et du contenu intégré en eau liquide des nuages chauds.

IV.A Etalonnage du lidar

L'interaction du rayonnement visible avec les molécules de l'air est décrite par les équations de la diffusion Rayleigh ([Rayleigh, 1871], [Young, 1982]). Ce régime de diffusion est bien connu et dans ce cas, la diffusion et l'extinction sont une fonction de la densité des molécules. Le signal lidar traversant une couche d'air clair peut donc être étalonné sur cette référence théorique si on connait les propriétés thermodynamiques locales de l'atmosphère. La source d'erreur la plus importante provient alors de l'estimation de la densité moléculaire de l'atmosphère et surtout de la présence ou non d'aérosols dans la couche de référence. En effet, les modèles les plus récents de diffusion Rayleigh sont utilisés [Hostetler et al., 2006], mais l'erreur ne serait pas significative si nous utilisions un modèle différent et plus ancien comme [Edlen, 1953], [Penndorf, 1957] ou leurs révisions [Edlen, 1965], [Owens, 1967] et [Bodhaine et al., 1999]. Une fois le modèle fixé, les sources d'erreur sont calculables et restent très faibles typiquement de quelques % [Russel et al., 1979].

La diffusion par l'air moléculaire est composée de la diffusion Rayleigh proprement dite et de la diffusion Raman. La section efficace de ce dernier processus est négligeable par rapport au premier, c'est pourquoi on ne considère que la diffusion Rayleigh quand on calcule la diffusion moléculaire. La diffusion Rayleigh consiste en une raie centrale dite raie de Cabannes et les raies du Raman rotationnel décalées en longueur d'onde. La section efficace de diffusion Rayleigh totale par molécule pour l'air standard est donnée par :

$$Q_s(\lambda) = \frac{24\pi^3(m_s^2(\lambda)-1)^2}{\lambda^4 N_s^2(m_s^2(\lambda)+2)^2} F_k(\lambda) \tag{IV.1}$$

F_k est le facteur de King qui prend en compte l'anisotropie des molécules [Bucholtz, 1995].

$$F_k(\lambda) = \frac{3+6\delta_m(\lambda)}{3-4\delta_m(\lambda)} \tag{IV.2}$$

Où δ_m est le rapport de dépolarisation défini comme le rapport des composantes parallèle et perpendiculaire pour la lumière polarisée. m_s et N_s sont l'indice de réfraction et la densité moléculaire de l'air standard, respectivement.
L'extinction moléculaire $\alpha_m(z,\lambda)$ à l'altitude z peut donc être estimée en utilisant la formule suivante

$$\alpha_m(z,\lambda) = N(z)Q_s(\lambda) \tag{IV.3}$$

où N(z) est la densité moléculaire à l'altitude z et on peut donc réécrire

$$\alpha_m(z,\lambda) = \frac{C_s(\lambda)P(z)}{T(z)} \tag{IV.4}$$

$P(z)$ et $T(z)$ sont la pression et la température atmosphérique à l'altitude z, respectivement. $C_s(\lambda) = N_A Q_s(\lambda)/R_a$, N_A est le nombre d'Avogadro et R_a la constante des gaz parfaits.
Comme expliqué précedemment, on peut estimer le coefficient de rétrodiffusion par

$$\beta_m(z,\lambda) = \frac{\alpha_m(z,\lambda)}{S_m(\lambda)} \tag{IV.5}$$

où S_m est le rapport lidar moléculaire.

Pour un lidar, la valeur exacte de tous ces coefficients dépend de la largeur de la bande passante du filtre de réception, les valeurs variant légèrement (de l'ordre de 2% pour S_m) suivant que seule la raie de Cabannes est sélectionnée ou qu'une partie des raies Raman sont reçues [Wang et al., 2003].
Il est donc possible d'étalonner le lidar quand on connait le profil thermodynamique de l'atmosphère. Ce profil peut venir de mesures de types radiosondages ou alors des modèle atmosphériques. Pour CALIPSO, c'est le modèle GMAO (Global Modeling and Assimilation Office de NASA/GSFC) qui fournit le profil de densité moléculaire de l'atmosphère nécessaire à l'étalonnage de chaque profil lidar.

L'étalonnage de la voie de dépolarisation de CALIOP à 532 nm repose sur un principe très simple qui s'avère très performant. A intervalle régulier, une lame quart d'onde est insérée sur le chemin optique amenant la lumière aux deux voies 532 nm (perpendiculaire et parallèle). Le résultat de cette insertion résulte en une polarisation équilibrée de la lumière et une intensité lumineuse égale reçue en moyenne par les deux détecteurs. Ceci permet de déterminer la sensibilité relative des deux détecteurs de d'étalonner le rapport des deux voies. On peut également utiliser la diffusion Rayleigh pour celà ([Wang et al., 2003]) car le rapport de dépolarisation de l'air moléculaire est calculable si on connait la bande passant du récepteur.

La rétrodiffusion moléculaire décroissant en puissance 4 de la longueur d'onde, elle est trop faible pour être utilisée comme référence pour la voie 1064 nm. A la place, l'étalonnage de la voie 532 nm est transféré sur le canal 1064 nm en comparant la rétrodiffusion des cirrus où on s'attend à une dépendance spectrale stable de la rétrodiffusion. L'idée est que l'efficacité d'extinction tend vers deux (figure III.1) pour les très grosses particules de glace présentes dans les cirrus. Un certain nombre de mesures ont indiqué que la rétrodiffusion dans les cirrus varie peu avec la longueur d'onde. Cependant l'incertitude sur certaines des mesures est importante, et d'importantes variations avec la longueur d'onde apparaissent dans certains types de cirrus car il peut exister de petites particules de glace. Tout celà fait que l'étalonnage opérationnel pour la voie 1064 nm reste bien moins précis que celui à 532 nm.

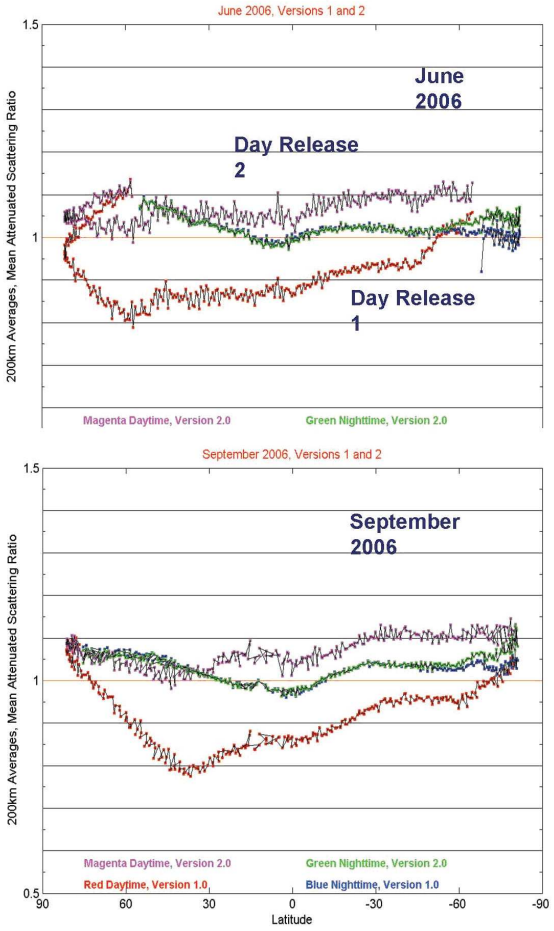

Fig. IV.1 : *Illustration de la stabilité de l'étalonnage de la voie 532 nm (parallèle) de CALIOP de jour et de nuit pour différents jeux de données.*

On a reporté sur la figure IV.1, les variations d'étalonnage des voies 532 nm de jour et de nuit (Trepte and Winker, 2008). Des mesures indépendantes ont montré que la précision de l'étalonnage de nuit était de l'ordre de 10% , même si une amélioration est nécessaire (présence d'aérosols stratosphériques, investigation de ce qui se passe aux latitudes Sud élevées). La précision de l'étalonnage de jour est estimée à 20% (par rapport à l'étalonnage de nuit). L'étalonnage du canal 1064 nm n'a pas été complètement évalué, mais des variations saisonnières et latitudinales de l'ordre de 30% ont été détectées.

IV.B Etalonnage du radar

La sensibilité du radar ne permet pas de se servir de la diffusion moléculaire en air clair comme référence d'étalonnage. On pourrait le faire sur des nuages chauds, mais celà impose de disposer de mesures in-situ dans le nuage.
En ce qui concerne les radars spatiaux ou aéroportés, il est possible de se servir de l'écho de surface de l'océan comme référence d'étalonnage [Li et al., 2005]. La section efficace normalisée de l'océan σ_{SR} peut s'exprimer en fonction de la variance de la pente des vagues $< S^2 >$, de l'indice de réfraction de Fresnel ρ_{0R}, de l'angle d'incidence θ et d'un terme tenant compte des spécificités instrumentales C_R selon l'expression

$$\sigma_{SR} = \frac{C_R \rho_{0R}}{< S^2 >} \exp\left(-\frac{\tan^2\theta}{< S^2 >}\right) \tag{IV.6}$$

On peut exprimer la variance de la pente des vagues $< S^2 >$ en fonction de la vitesse du vent de surface U. Dans leur article fondateur, en se basant sur des photographies de l'océan prises d'avion, [Cox and Munk, 1954] proposent la relation

$$< S^2 >= 0,003 + 0,00512U \tag{IV.7}$$

D'autres auteurs ont donné des formulations différentes de cette loi à partir d'autres observations. On citera les travaux de [Liu et al., 2000] basés sur des modèles théoriques de répartition spectrale des ondes de gravité et océaniques, compatibles avec les observations effectuées à différentes longueurs d'onde. Nous reviendrons sur ce modèle dans la suite de ce document. Dans l'idéal, pour étalonner le radar, il faut donc connaitre cette relation, la vitesse du vent, l'atténuation du radar due principalement à la vapeur d'eau et le coefficient C_R.
Le modèle d'atténuation des micro-ondes dans l'atmosphère développé par ([Liebe, 1985], [Liebe et al., 1993]) permet de calculer l'atténuation du signal radar si on connait le profil de vapeur d'eau de la colonne atmosphérique. Ce profil peut être déduit à partir d'un radiosondage, mais une mesure du contenu intégré est suffisante si on la combine avec un profil atmosphérique climatologique. Ce genre d'approche introduira une erreur moyenne de l'ordre de 5% sur une trace, avec des erreurs pouvant atteindre 10% en certains points.
On peut s'affranchir de la connaissance de la relation entre variance de la pente et vent si on fait varier l'angle d'incidence. L'idée est que la forme de l'équation de l'écho de surface en fonction de la variance de la pente des vagues et de l'angle d'incidence converge vers les même valeurs quelle que soit la relation entre la variance de la pente des vagues et la vitesse du vent pour un angle d'incidence d'environ 10°. On peut en voir une illustration sur la figure III.7 où on a utilisé le modèle de [Cox and Munk, 1954] pour calculer la variance de la pente des vagues pour différentes vitesses de vent. On voit que la zone où les courbes sont les plus proches se situe aux environs de 10° d'angle d'incidence, ce qui a été utilisé comme zone de référence pour étalonner les mesures aéroportées et spatiales ([Li et al., 2005], [Tanelli et al., 2008]).

IV.C Développements propres à ces travaux

Nous allons maintenant exposer les développements méthodologiques que nous avons réalisés pendant la durée de cette thèse ainsi que leurs applications scientifiques. Nous verrons ensuite comment le formalisme que nous avons introduit au chapitre précédent permet de fournir une référence d'étalonnage pour le lidar et le radar, de restituer l'épaisseur optique d'une colonne atmosphérique contenant des milieux optiquements fins (i.e. quand un écho de surface est

mesuré) aux longueurs d'onde du lidar et d'améliorer les procédures de restitution du rapport lidar.

Comme nous l'avons vu précedemment, il y a une correspondance fonctionnelle entre les signaux lidar et radar ([Bufton et al., 1983]). Nous utiliserons les équations détaillées au chapitre III.

IV.C.1 Etalonnage du lidar et du radar à partir de l'écho de surface

L'analyse des échos de surface a fait l'objet de nombreuses études à la fois pour le lidar et pour le radar sur les plates-formes spatiales et aéroportées. L'application la plus évidente est l'altimétrie [Gardner, 1982], mais d'autres applications possibles pour mesurer des paramètres météorologiques ont également été étudiées. Le principe concernant les mesures barométriques est exposé dans [Gardner et al., 1983]. Différents auteurs ont étudié la possibilité de mesure du vent de surface à partir de la section efficace de l'océan mesurée par le radar ([Queffeulou, 1999], [Horstmann et al., 2003]). De manière générale, l'étude de l'écho de surface de l'océan est un domaine qui a donné lieu à de nombreuses études utilisant ou non la polarisation du signal ([Kudryavtsev et al., 2003]) et développements instrumentaux ([Hauser et al., 1992]). Pour le lidar, le concept de mesure du vent de surface a été proposé à partir des observations des lidars sur bateau ([Petri, 1977]) et les échos de surface des premiers lidars spatiaux et leurs possibles applications ont été analysés par différents auteurs ([Menzies et al., 1998], [Lancaster et al., 2005]).

Les plates-formes de l'A-Train offrent, pour la première fois, la possibilité de mesurer les mêmes paramètres physiques à partir de différents instruments, qu'ils soient passifs ou actifs, et à différentes longueurs d'onde. Ces nouvelles observations lidar et radar ont permis le développement de méthodes novatrices permettant de mesurer l'épaisseur optique des aérosols [Hu et al., 2007] et le contenu intégré en eau liquide des nuages [Smith and Illingworth, 2008] à l'échelle de l'empreinte au sol du lidar et du radar, en utilisant la mesure de la vitesse de vent du radiomètre AMSR-E. En parallèle, nous avons développé une nouvelle approche permettant de mesurer ces propriétés atmosphériques en combinant les observations des instruments actifs (CALIOP et CPR) et passifs (MODIS, AMSR-E). La méthode est applicable sur les mesures aéroportées RALI mais il faudra plutôt utiliser une mesure de la vapeur d'eau provenant des dropsondes, de l'avion de base ou d'un autre moyen (MODIS et AMSR-E sont utilisables dans les vols coordonnés, mais on peut envisager d'utiliser un radiosondage ou les valeurs provenant d'un modèle type GMAO). Nous avons tout d'abord montré la faisabilité du concept à partir des observations actives et des mesures d'aérosols et de vapeur d'eau de MODIS. Nous avons ensuite modifié les procédures d'analyse des observations lidar et radar en utilisant les mesures AMSR-E de vent et de vapeur d'eau plus précises que celles de MODIS ce qui permet d'améliorer l'étalonnage du lidar et du radar (l'erreur attendue sur AMSR-E est de l'ordre de $0,57$ kg/m^2 contre des valeurs de l'ordre de $4,1$ kg/m^2 pour la méthode infrarouge MODIS pour des contenu en vapeur d'eau atmosphérique variant entre environ 20 et 60 kg/m^2). Cette approche passe par l'identification d'un modèle théorique de surface océanique multi-longueur d'onde cohérent avec les observations effectuées par les différents instruments en étudiant la relation entre le vent de surface mesuré par AMSR-E et les sections efficaces du radar (CPR) et du lidar (CALIOP) dans les régions d'air clair. L'amélioration de l'étalonnage offerte par cette référence de mesure a un impact direct sur la précision des paramètres restitués par les méthodes opérationnelles exposées précédemment.

En premier lieu, la grande similarité des équations radar et lidar de l'écho de surface de l'océan nous a amené à considérer un lien possible entre les observations co-localisées des deux

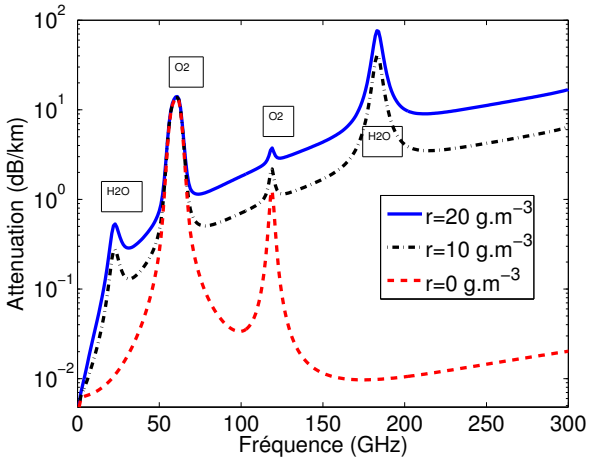

Fig. IV.2 : *Atténuation des ondes électromagnétiques (millimétriques) par l'oxygène et la vapeur d'eau en fonction de la fréquence et du rapport de mélange de la vapeur d'eau r. Les raies d'absorption de la vapeur d'eau et de l'oxygène sont indiquées. On peut voir que le continuum de la vapeur d'eau contribue significativement à l'absorption et que pour corriger l'atténuation d'un radar émettant à 94 GHz, il est primordial de connaître la valeur du contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère.*

instruments. Pour pouvoir étudier ce lien, il faut pouvoir corriger le signal de l'atténuation atmosphérique aux longueurs d'onde du radar et du lidar. Cette possibilité est offerte grâce aux différents capteurs et au grand nombre d'observations de l'A-Train.
En absence de nuage, la valeur de la section efficace radar σ_{SR} est principalement atténuée par l'oxygène et la vapeur d'eau en air clair ([Lhermitte, 1987]). On notera T_{AR} la transmission de l'atmosphère à la longueur d'onde du radar. Dans un premier temps, nous avons exprimé l'atténuation liée à la vapeur d'eau par une simple fonction du contenu intégré en vapeur d'eau (Integrated Water Vapor Path or IWVP) que nous avons contraint avec les mesures MODIS (produit infra-rouge). Cette fonction est issue du modèle de [Liebe, 1985] et requiert un profil de vapeur d'eau typique de la région étudiée. On peut observer l'atténuation donnée par ce modèle sur la figure IV.2. On peut voir que le choix de la fréquence radar (94 GHz) n'est pas annodin et qu'elle se situe entre deux raies d'absorption de l'oxygène. Cette relation est reportée sur la figure IV.3 où on peut observer que dans les régions tropicales où l'IWVP peut atteindre $50-60$ kg.m^{-2} l'atténuation (3 dB) est trois fois supérieure à celle aux moyennes latitudes quand l'IWVP reste proche de 20 kg.m^{-2} (1 dB). Ceci signifie qu'une correction par un facteur 4 (6 dB sur le trajet aller retour entre l'émission et la réception) peut être nécessaire dans les tropiques mais sera d'environ 1,3 aux latitudes moyennes quand on considère l'atténuation aller-retour sur le signal radar. Une erreur sur l'IWVP va donc se retransmettre en des erreurs plus importantes sur le signal mesuré dans les tropiques. L'atténuation par l'oxygène est faible (inférieure à 0.2 dB), et les corrections utilisant un modèle atmosphérique suffisent pour négliger les erreurs résiduelles dans la suite. L'erreur typique sur la vapeur d'eau du produit infrarouge MODIS est de l'ordre de 4,1 kg/m^2 ([Seemann et al., 2003]) ce qui peut induire une erreur importante sur la mesure, mais est suffisante pour démontrer l'intérêt du concept sur quelques cas d'études. Nous verrons comment nous avons diminué cette source d'erreur pour mener à bien une étude régionale s'appuyant sur une statistique de données plus importante. Nous allons tout d'abord introduire le formalisme que nous allons utiliser pour la suite. En prenant en compte différentes propriétés de l'océan, la section efficace normalisée et atténuée de la surface $\sigma_{SR,L,att}$ (les indices S − pour surface − R et L indiquent la dépendance avec la longueur d'onde du radar et du lidar et att pour atténuation) pour un système pointant vers le nadir peut s'écrire au premier ordre comme dans [Barrick, 1968, Bufton et al., 1983] :

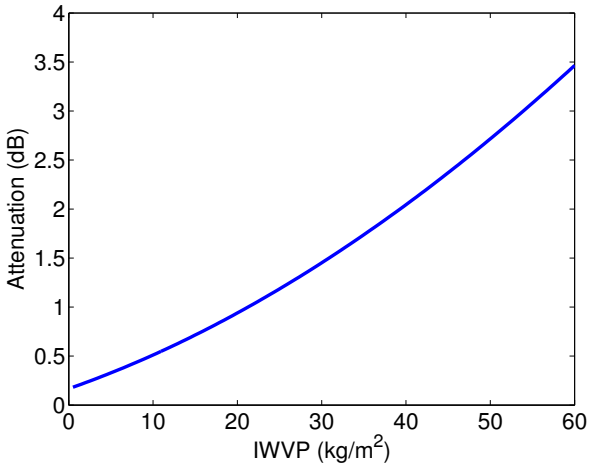

Fig. IV.3 : *Atténuation atmosphérique à la longueur d'onde du radar de CLOUDSAT (3,1 mm) calculé à partir du modèle de [Liebe, 1985] en fonction du contenu intégré en vapeur d'eau de toute la colonne atmosphérique.*

$$\sigma_{SR,L} = kC_{R,L}\frac{\rho_{0R,L}}{< S^2 >}T^2_{AR,L} \tag{IV.8}$$

$< S^2 >$ est la variance de la distribution de la pente des vagues formée à la surface par la tension de vent en prenant en compte tout le spectre des ondes océaniques ([Cox and Munk, 1954]). $\rho_{0R,L}$ est le coefficient de réflectance de Fresnel ($\rho_{0R} = 0.4$ à $20^{\circ}C$ pour les mesures du radar à 3.1 mm de longueur d'onde, et $\rho_{0R} = 0.02$ pour les observations lidar à 0,53 μm. Les variations avec la température de l'océan sont négligeables dans le domaine visible mais deviennent significatives en micro-ondes. On a reporté sur la figure IV.4 les valeurs de ce coefficient en tenant compte des variations de température utilisant les modèles de [Quan and Fry, 1995] à salinité constante (35 g/kg) pour le lidar et le modèle de ([Meissner and Wentz, 2004]) pour le radar. L'influence de la salinité est de l'ordre de 3% à 6% entre 0 et 35 g/kg et est surtout importante pour discuter la valeur des étalonnages absolus quand on atteint cet ordre de précision.

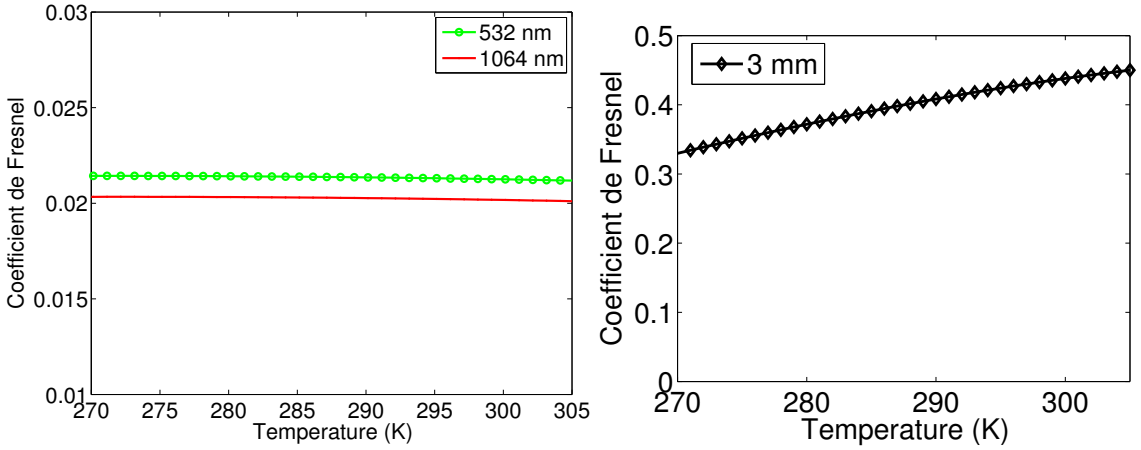

Fig. IV.4 : *Variations du coefficient de Fresnel avec la température de l'océan. Les variations sont négligeables pour le lidar (à gauche), mais doivent être prises en compte pour le radar (à droite), spécialement à l'échelle globale ou sur une période impliquant des variations de température de l'océan.*

$C_{R,L}$ est un coefficient indiquant les modifications des réflectances aux longueurs d'onde du radar (lidar) en prenant en compte la diffraction induite par la taille des éléments de surface liées aux ondes de surface ([Valenzuela, 1978], [Li et al., 2005]) et plus généralement, une coupure spectrale due aux caractéristiques du système de mesure. k exprime l'impact de la stabilité verticale de l'atmosphère sur les interactions entre le vent et les ondes de surface ([Flamant et al., 2003], [Shaw and Churnside, 1997]). $C_{R,L}$ devrait aussi inclure une correction dépendant de la vitesse du vent et de l'angle d'observation pour une observation hors nadir. $T^2_{AR,L}$ (indice A pour atmosphère) est la transmission atmosphérique aller-retour aux longueurs d'onde du radar ([Li et al., 2005]) et du lidar.
Le domaine des petites longueurs d'onde s'étend de 1 mm (l'échelle de dissipation) visqueuse, à quelques cm ([Phillips, 1977]). Comme la longueur d'onde du lidar est bien inférieure à ces valeurs, la diffraction n'induit qu'une contribution négligeable pour C_L. En revanche, l'écume modifie de façon significative la section efficace de diffusion de la surface pour les vents supérieurs à 10 m/s ([Koepke, 1984], [Menzies et al., 1998], [Flamant et al., 2003], [Hu et al., 2008]). Comme nous l'avons vu dans l'équation III.50 $\tilde{\rho} = W\rho_f + (1-W)\rho + (1-W\rho_f)\rho_{sub}$, différents termes apparaissent et ces modifications sont dépendantes de la fraction W de la surface couverte par l'écume. Certains auteurs expriment cette fraction comme une fonction de la vitesse du vent de surface U. On rappelle que la relation de Monahan s'exprime par la relation suivante [Flamant et al., 2003]

$$W = 3,84 \times 10^{-6} U^{3,41} \tag{IV.9}$$

La contribution de l'écho de subsurface est considérée comme une propriété de l'océan dépendant de la couleur de l'eau [Morel and Prieur, 1977], c'est-à-dire de sa charge en matière organique, mais pas des propriétés de la surface, ce terme ne varie donc pas avec la vitesse du vent et c'est un point fondamental que nous utiliserons pour montrer que l'influence de ce paramètre est négligeable dans nos observations. [Bufton et al., 1983] avait estimé que ce terme ajoutait une contribution de valeur $\frac{0.01}{\pi}$ à la réflectance (globale) à 532 nm.

Les effets de l'écume et de la pénétration n'affectent pas les observations radar, cependant sa longueur d'onde (3,1 mm) est bien supérieure à l'échelle de dissipation visqueuse (1 mm), et l'effet de la diffraction devrait être pris en compte.

Nous avons utilisé les données du modèle ECMWF pour retrouver les valeurs du nombre de Richardson et vérifier l'effet de la stabilité en Août 2006, mais jusqu'ici, nous n'avons pas trouvé de preuves tangibles de son impact à l'échelle globale et nous utiliserons donc $k = 1$ dans ce qui suit. Ce point est important car certaines études montrent l'importance de la prise en compte de la stabilité de l'atmosphère dans l'analyse des observations pour différents systèmes ([Shaw and Churnside, 1997], [Keller et al., 1985], [Flamant et al., 2003]). Ces études permettent d'exprimer la différence entre la variance de la pente des vagues observée $< S^2 >$ et la loi de [Cox and Munk, 1954] en fonction du nombre de Richardson réduit Ri :

$$< S^2 > = < S^2 >_{CM} (1,42 - 2,8Ri) \tag{IV.10}$$

Ces observations utilisant le modèle de [Cox and Munk, 1954] comme base, des déviations par rapport aux prédictions de ce modèle pourraient également expliquer ce phénomène. On a reporté un exemple des structures d'instabilité bien définies que donne ECMWF et qui pourraient conduire à des variations de 10 à 20% de $< S^2 >$. Il faut noter que la valeur de $< S^2 >$ pour $Ri = 0$ (valeur moyenne observée sur la figure IV.5) donnée par [Shaw and Churnside, 1997] serait 40% plus élevée que celle de [Cox and Munk, 1954]. Nous avons cependant effectué

notre analyse moyenne sans tenir compte de cette correction et sans retrouver de structures analogues dans nos observations, ce qui suggère que des investigations complémentaires sont nécessaires sur ce point.

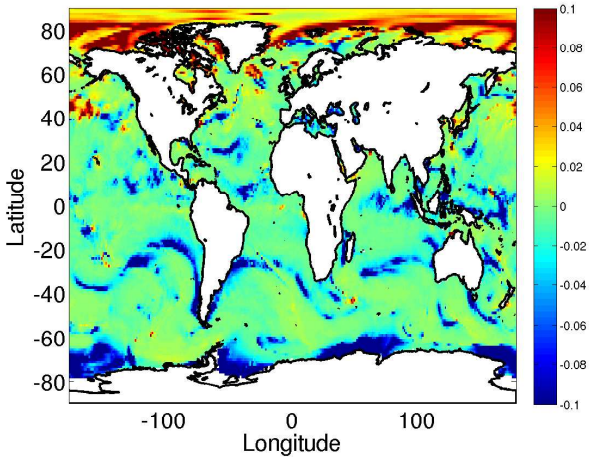

Fig. IV.5 : *Nombre de Richardson réduit comme défini dans [Shaw and Churnside, 1997] au-dessus de l'océan le 1er Août 2006 à 0h00 TU. On peut voir l'existence de structures de stabilité (en positif) et d'instabilité (en négatif) pouvant conduire à des variations de la variance de la pente des vagues (Eq. IV.10).*

Pour le lidar, C_L contient les modifications de réflectance dues à la formation d'écume en surface [Koepke, 1984], [Flamant et al., 2003]. Selon ces auteurs, cette contribution peut s'écrire comme dans [Menzies et al., 1998] (voir équation III.50) :

$$C_L = 1 + W\left[\rho_f \frac{4 < S^2 >}{\rho_{0L}} - 1\right] \tag{IV.11}$$

W est la fraction océanique de l'aire recouverte par l'écume et ρ_f est la réflectance due à cette écume prise comme étant constante et égale à 0,22 [Koepke, 1984].

Dans [Josset et al., 2008] nous avons montré qu'en supposant une relation linéaire entre l'écho de surface mesuré par le radar et le lidar dans un certain intervalle de vitesse de vent, comme suggéré par les observations de la figure IV.6 et l'équation IV.8, on pouvait restituer des valeurs d'épaisseur optique en bon accord avec MODIS sur quelques cas d'étude (figure IV.7). Pour mieux comprendre le domaine de validité de cette relation, nous avons étendu le champ d'analyse temporel et spatial.

Nous allons présenter des résultats pour 1 mois d'observations de la surface de l'océan. Quand on étudie l'écho de surface radar à l'échelle globale, les variations de l'indice de réfraction avec la température de l'océan doivent être pris en compte [Li et al., 2005]. Pour rester cohérent et pouvoir comparer avec ces travaux, nous avons utilisé le modèle de ([Meissner and Wentz, 2004]) pour restituer ces variations, et le modèle de [Liebe, 1985] pour corriger de l'atténuation par la vapeur d'eau. Dans le but de prendre en compte les variations de température de l'océan dans les observations radar (cet effet est négligeable pour le lidar), nous allons utiliser la variable réduite $\sigma'_{SR} = 0,4\frac{\sigma_{SR}}{\rho_{0R}}$ proche de 1 dans les conditions précédentes (20°C). Comme nous l'avons vu, l'atténuation à 94 GHz en absence de nuage est causée par l'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau. La perte de transmission liée à la vapeur d'eau dépend faiblement de la forme du profil vertical de vapeur d'eau, et elle peut dans un premier temps être défini simplement par une contrainte sur la valeur de l'intégrale ([Wentz, 2007], [Josset et al.,

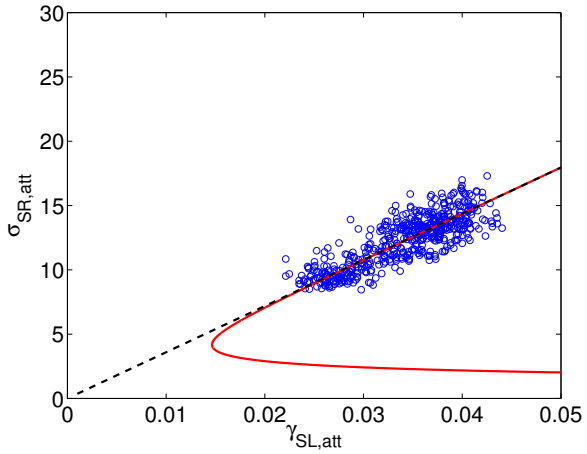

Fig. IV.6 : *Echo de surface du radar en fonction de l'écho de surface lidar. Les deux contributions ont été corrigées de l'atténuation atmosphérique à partir des observations MODIS correspondantes (vapeur d'eau pour le radar et aérosols pour le lidar). La ligne pointillée noire correspond à la relation linéaire permettant de lier les deux observations, la ligne rouge montre la relation théorique attendue entre ces deux relations en tenant compte de la formation d'écumes dans le signal lidar. Les données ont été prises au-dessus de l'océan atlantique le 16 mai 2007 vers 15h TU pour des vents compris entre 3 et 10* m/s.

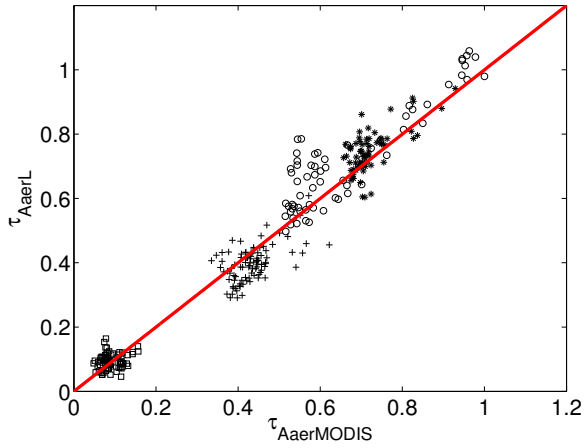

Fig. IV.7 : *Illustration de l'accord observé pour quelques cas d'Août 2006 au-dessus du Golfe de Guinée ([Josset et al., 2008]).*

2008]). Pour réduire les sources d'erreur et la dispersion de cette étude statistique, nous avons utilisé la forme des profils de GMAO (Global Modeling and Assimilation Office) multipliés par un facteur ajustant la valeur de l'intégrale sur la mesure AMSR-E. Les profils avec l'IWVP supérieurs à 50 kg/m^2 ont été éliminés dans le but de ne pas utiliser les observations avec les erreurs les plus importantes. Les observations avec une atténuation faible due aux aérosols et aux nuages peuvent être sélectionnées en utilisant les profils co-localisés CALIOP-CPR. Seuls les cas les plus clairs avec une charge d'aérosols minimale, correspondant à une intégrale sur la verticale du profil lidar d'une valeur inférieure à 0.01 sr^{-1} sont sélectionnées. Comme on peut le voir sur la figure IV.8, la relation linéaire entre radar et lidar représentée par la ligne pointillés peut être utilisée sur une portion réduite du domaine entre 0,02 et 0,06 sr^{-1}. Au-delà de ces valeurs, des déviations par rapport au comportement linéaire sont attendues dans le domaine visible, à cause des contributions de l'écho de subsurface ([Morel and Prieur, 1977], [Morel, 1980]) et la formation d'écume aux vitesses de vent élevées. La diffraction pour le do-

maine micro-onde doit également être prise en compte et comme on peut le voir sur la figure IV.8, on observe également des non-linéarités pour les vitesses faibles et les valeurs élévées de la section efficace radar et lidar.

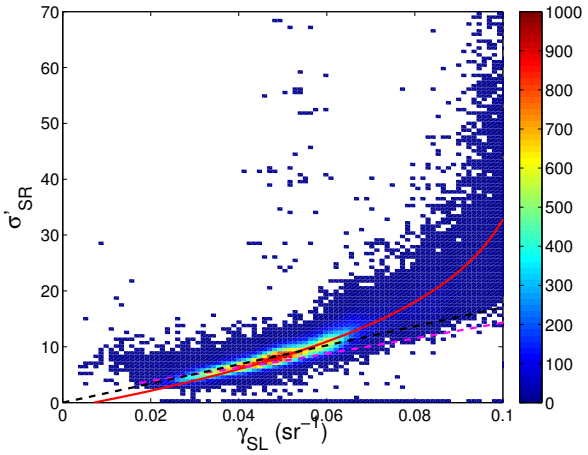

Fig. IV.8 : *Section efficace normalisée du radar corrigée des variations de l'indice de réfraction avec la température en fonction de l'écho de surface lidar pour le mois d'août 2006 de nuit en air clair ($\gamma_{\mathrm{atmL}} < 0,01$ sr^{-1}, IWVP < 50kg/m^2). Le code de couleurs représente le nombre d'occurences. Le domaine de linéarité montré par la ligne pointillée noire correspond à un domaine limité, et le domaine de non linéarité n'est pas dû à la saturation mais à un processus géophysique réel (cf texte). Les données ont été réétalonnées pour tenir compte des biais de l'étalonnage opérationnel.*

La théorie des ondes à la surface de l'océan a été développée de longue date ([Phillips, 1977, 1985]). De même, leur lien avec les mesures de la télédétection active est bien établie et différents modèles ont été développés pour rendre compte des observations optiques et micro-ondes ([Cox and Munk, 1954],[Barrick, 1968], [Phillips, 1979], [Tsai and Gardner, 1982], [Wu, 1986], [Liu et al., 2000], [Bréon and Henriot, 2006], [Hu et al., 2008]). Le modèle que nous allons décrire [Liu et al., 1997, 2000] permet de séparer la contribution de la variance de la pente des vagues dues aux ondes de capillarité (longueurs d'onde de 0,1 à quelques centimètres) et de gravité (longueur d'onde de quelques centimètres au kilomètre) en fonction de la vitesse du vent. La variance totale peut dans ce cas s'écrire comme la somme des variances due aux ondes de capillarité et de gravité [Liu et al., 1997, 2000], et on obtient :

$$< S^2 >_{R,L} = < S^2 >_{CR,L} + < S^2 >_g \tag{IV.12}$$

$< S^2 >_{R,L}$ est la variance totale de la pente des vagues et les indices C et g font référence aux ondes de capillarité et de gravité, respectivement. Différentes contributions dues aux ondes de capillarité sont attendues dans les signaux de réflectance radar et lidar à cause de la diffraction et des coupures spectrales. Ceci peut être représenté par l'expression ([Liu et al., 2000])

$$< S^2 >_{CR,L} = 0.000012 \left(U^{2,1}\right) \ln\left(\left(\frac{K_{CR,L}^2}{2,5 \times 10^4}\right) + 1\right) \tag{IV.13}$$

Pour les ondes de capillarité, $K_{CR,L}$ est le nombre d'onde correspondant à la fréquence de coupure du spectre des ondes capillaires égale à 2100 rad.m^{-1} pour le CPR (3,1 mm) et 62800

rad.m^{-1} pour CALIOP. Cette valeur laisse à penser que le spectre des ondes de capillarité s'étend en dessous du millimètre. Ceci est possible car la valeur de 1 mm donnée par [Phillips, 1977] est une échelle de grandeur. U est la vitesse du vent à 10 m d'altitude.

Pour les ondes de gravité, on a

$$< S^2 >_g = 2\beta_g \ln(U) + \beta_g \ln\left(\frac{1.2^2}{9.8} K_g\right) \tag{IV.14}$$

Où K_g est le nombre d'onde correspondant à la fréquence de coupure et β_g une constante caractéristique du spectre des vagues à l'équilibre. [Liu et al., 2000] mentionne que ces constantes peuvent être ajustées. Nous allons utiliser $\beta_g = 0.0046$ comme suggéré par [Phillips, 1977] et $K_g = 100$ rad.m^{-1} qui provient de [Apel, 1994] restitué à partir de différentes mesures faites en bassin à houle et qui sont en bon accord avec les résultats de [Cox and Munk, 1954] et [Hu et al., 2007] à 7 m/s. La valeur théorique de β_g et K_g pourra être confirmée par l'analyse d'une quantité de donnée plus importante prise sur une plus longue période de temps pour augmenter les occurences statistiques aux vents faibles, où les effets des ondes de capillarité (c'est-à-dire la dépendance avec la longueur d'onde de l'instrument) sont les plus faibles. En utilisant ce modèle avec les valeurs constantes de $C_L = 1$ et $C_R = 0,88^2$ ([Li et al., 2005]), on obtient la courbe magenta de la figure IV.8. Comme nous pouvons le voir, ce n'est pas encore assez pour expliquer le comportement des mesures co-localisées de CALIPSO et CLOUDSAT.

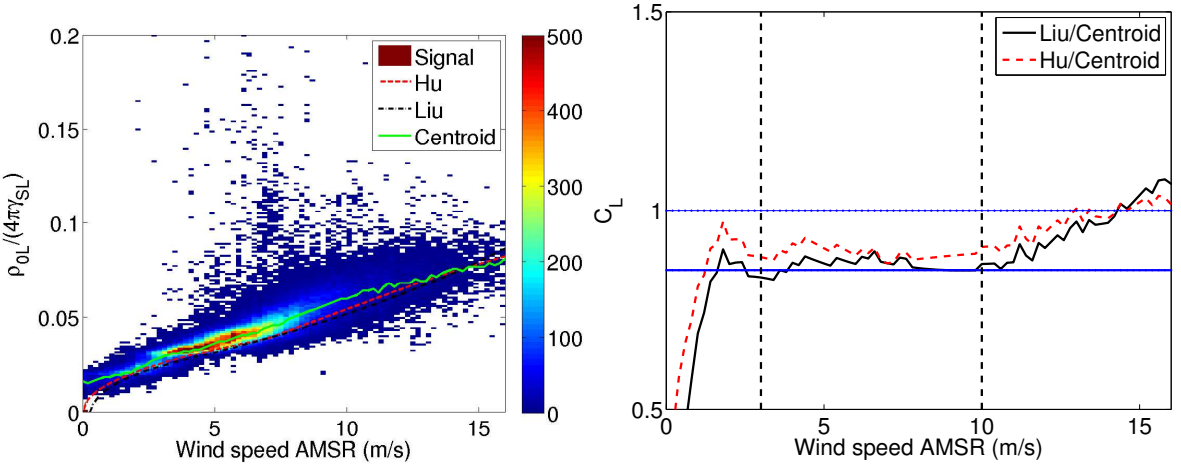

Fig. IV.9 : *Gauche : distribution de la valeur attendue de $< S^2 >$ ($C_L = 1$) mesurée par le lidar (corrigé de l'atténuation moléculaire) de nuit en Août 2006 en utilisant le formalisme de [Hu et al., 2007] en fonction de la vitesse du vent ($\gamma_{\mathrm{atmL}} < 0,01$ sr^{-1}, IWVP < 50 kg/m^2) pour la longueur d'onde 532 nm. Le code de couleur représente le nombre d'occurences. Les relations données par [Hu et al., 2007] (ligne pointillée) et [Liu et al., 2000] (ligne continue) sont également reportées. Droite : le coefficient C_L défini comme le rapport des modèles sur les observations en fonction de la vitesse du vent. Les deux lignes horizontales montrent les valeurs de 1 et 0,85.*

Comme le seul paramètre que l'on peut mesurer à partir de CALIPSO et CLOUDSAT est la section efficace de la surface, il faut avancer pas à pas pour bien comprendre la signification de nos observations et leur lien avec les modèles théoriques. La figure IV.9 montre la distribution de la variance de la pente des vagues en fonction de la vitesse de vent co-localisée AMSR-E restituée à partir des données CALIPSO v2.01 de nuit pour Août 2006 en supposant $C_L = 1$. Comme on peut le voir, la courbe qu'on peut dériver de l'équation IV.9 et du modèle de

surface de [Liu et al., 1997, 2000] est très proche des observations CALIPSO (code de couleur) entre 3 et 10 m/s. Il y a également un bon accord avec le modèle de [Hu et al., 2007] (ligne rouge). En effet, le rapport entre le centroïde des observations (ligne solide verte) et ces lois théoriques correspond au produit du véritable coefficient C_L par un facteur défini par le biais d'étalonnage. Ce rapport que nous pouvons définir comme le coefficient C_L apparent est relativement constant pour les vitesses de vent comprises entre 3 et 10 m/s. Ceci semble indiquer que l'effet de la subsurface qui devrait contribuer de façon différenciée avec la vitesse du vent peut-être statistiquement négligé. En effet, une diffusion volumique constante égale à $\frac{0,01}{\pi}$ pour la voie 532 nm comme suggérée par [Bufton et al., 1983] induirait une valeur de C_L variable avec le vent de surface, ce qui n'est pas observé. Pour les plus faibles vitesses de vent, nous atteignons les limites de la méthode, car l'erreur attendue sur la restitution du vent de surface par AMSR-E est de l'ordre de 1 m/s. En dessous de 3 m/s, l'erreur relative sur la vitesse du vent, et la valeur du C_L apparent amène des niveaux élevés d'incertitude. Il est également possible, qu'un effet de saturation du lidar apparaisse à ces valeurs. Ceci est confirmé par la différence observée entre les deux longueurs d'onde du lidar, car les système de détection électronique sont différents. Avec la sortie des données de CALIPSO version 2 contenant une amélioration de la procédure d'étalonnage, il apparait que les voies 532 et 1064 nm se comportent différemment pour les valeurs les plus élevées des sections efficaces. Si on suppose que la valeur véritable de C_L est égale à 1 entre 3 et 10 m/s (domaine entre tiretés verticaux noirs sur la figure IV.9), on mesure une sous-estimation de 15% par rapport à [Liu et al., 1997, 2000] et 10% par rapport à [Hu et al., 2007]. Cette valeur est supérieure à ce qu'on s'attend à trouver de nuit en ce qui concerne la précision absolue de l'étalonnage du lidar. Cette surestimation provient des aérosols de fond dont la valeur d'épaisseur optique est de l'ordre de 0,06 à 532 nm. Il en résulte que l'erreur d'étalonnage restant utilisant les deux modèles est respectivement de -3% et $+2\%$. On a reporté sur la figure IV.10 les valeurs du coefficient C_L pour le canal 1064 nm et on peut voir que l'étalonnage est moins robuste que pour la longueur d'onde 532 nm, ce qui était attendu.

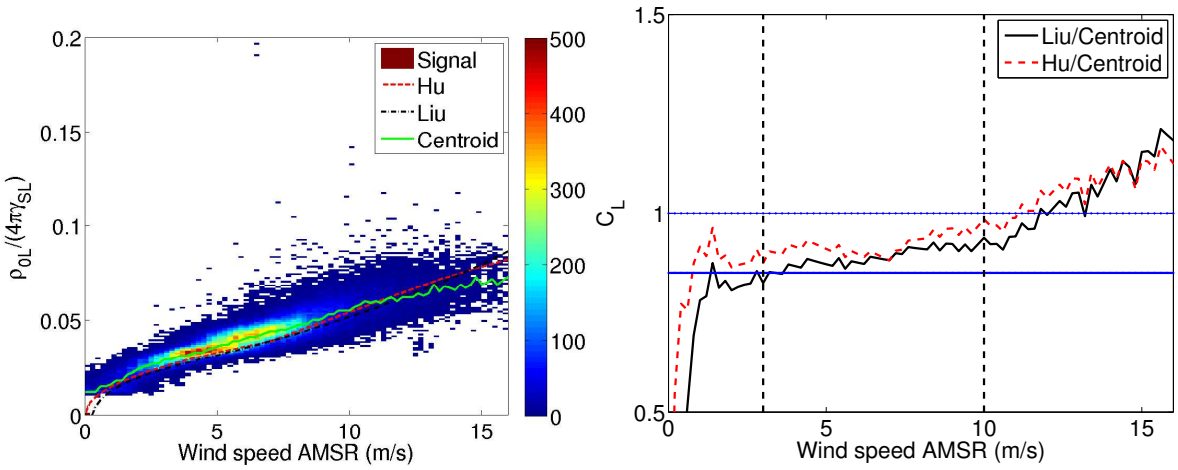

Fig. IV.10 : *Comme précédemment mais pour la longueur d'onde 1064 nm. On peut voir apparaître les variations dans l'étalonnage variant avec la latitude dans l'étalonnage opérationnel.*

Aux vitesses de vent importantes, la pente de C_L est supérieure à ce qui est donné par le modèle de Monahan [Koepke, 1984] de réflectance augmentée par l'écume. Ceci pourrait venir d'une contribution de l'écume supérieure à ce qui est attendue, mais des études approfondies seront nécessaires pour étudier des effets complémentaires, tels que l'apparition dans la colonne d'eau de bulles qui pourraient augmenter la contribution de l'écho de subsurface.

Pour les observations radar, l'indice de réfraction va varier avec la vitesse de vent [Valenzuela, 1978], [Jackson et al., 1992], [Freilich and Vanhoff, 2003], car l'augmentation de rugosité de la surface modifie la diffraction. Dans ce cas, l'expression de C_R est donné par [Valenzuela, 1970].

$$C_R = |1 - F(\lambda_R, \varepsilon, D)|^2 \tag{IV.15}$$

F est une fonction complexe de la longueur d'onde du radar λ_R, de la constante diélectrique de l'océan ε et de D, la densité d'énergie spectrale de la rugosité de surface. Cette fonction représente la quantité d'énergie perdue par la diffraction due aux ondes de surface. C_R est égal à 1 aux faibles vitesses de vent pour une surface parfaitement lisse [Li et al., 2005], [Jackson et al., 1992].

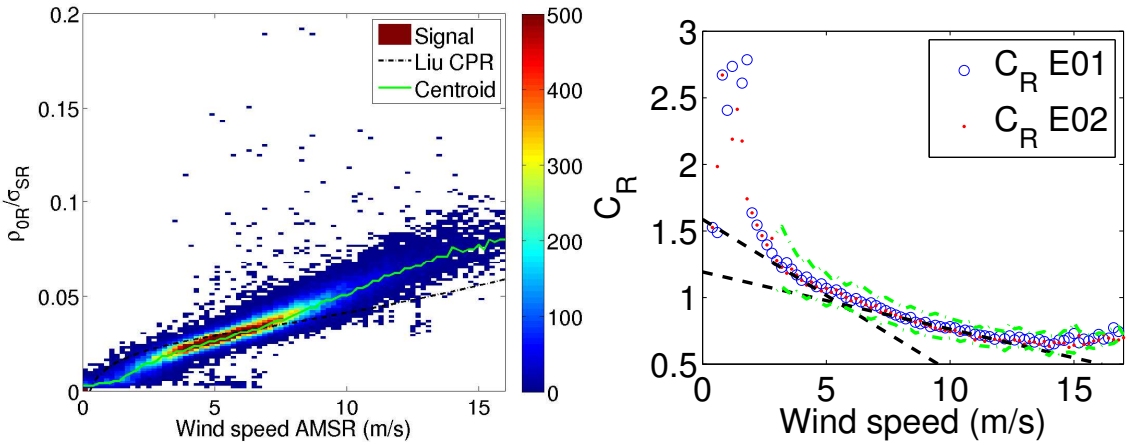

Fig. IV.11 : *Gauche : distribution des valeurs de $< S^2 >$ ($C_R = 1$) dérivée du signal radar (corrigé de l'atténuation en fonction de la vitesse du vent ($\gamma_{\text{atmL}} < 0,01$ sr^{-1}, IWVP < 50 kg/m^2). Le code de couleur représente le nombre d'occurences. Le centroïde des données (ligne continue) et le modèle de [Liu et al., 2000] (ligne noir continue) sont reportées. Droite : coefficient C_R en fonction de la vitesse de vent qui permet de prendre en compte l'effet de diffraction induit par les ondes de capillarité pour deux valeurs de l'angle de visée (E01 et E02). Les lignes pointillées noires représentent la tangente à 4 et 10 m/s. Les lignes pointillées vertes montrent l'écart-type des donn'ees.*

Nous reportons sur la figure IV.11 la distribution attendue de variance de la pente des vagues obtenue en supposant $C_R = 1$, et similairement aux analyses lidar précédentes, la valeur apparente de C_R en utilisant la variance de la pente des vagues modélisée à partir des mesures de vent de surface de AMSR-E [Liu et al., 2000] et le centroïde des données. On peut voir que le C_R apparent reporté sur la figure IV.11 augmente aux vitesses de vent faibles et devient supérieure à 1, ce qui suggère une erreur d'étalonnage des mesures du signal radar.
Comme pour les données lidar, l'erreur relative sur la mesure de la vitesse du vent devient trop élevée aux faibles vitesses pour être fiable, mais la forme de la courbe que nous obtenons pour les vitesses de vent supérieures à 3 m/s est très similaire à ce qui était trouvé par [Valenzuela, 1978] fig 2a pour un radar ayant une longueur d'onde de 3 cm avec une augmentation grossièrement linéaire aux vitesses faibles. Comme le coefficient C_R converge vers 1 pour une surface parfaitement lisse pour une vitesse de vent nulle, ceci peut nous donner une estimation de la précision de l'étalonnage du radar. Nous avons donc calculé le gradient moyen du coefficient C_R entre 3 et 5 m/s et entre 9 et 11 m/s pour estimer l'erreur d'étalonnage des données du CPR. On obtient de cette manière une valeur extrapolée de C_R à vitesse de vent nulle comprise entre 1,19 et 1,59, respectivement. Ceci correspondrait à un biais d'étalonnage

(et d'amélioration de sensibilité) de 1,43 dB compris entre 2,00 dB et 0,76 dB. Cette valeur est dépendante des caractéristiques du modéle de Liu, en particulier les hypothèses sur le spectre des vagues. Plus de mesures aux vents faibles permettraient d'accroître la précision de cette estimation ainsi que les valeurs des coefficients de coupures spectrales. Il faut noter que cette estimation est également dépendante de l'erreur sur le vent restitué par AMSR-E. Nous utiliserons ici l'écart-type des données pour retenir une estimation du biais d'étalonnage de 1,43±1 dB.

Sur la base de l'analyse précédente, nous pouvons maintenant utiliser un modèle liant les observations réétalonnées du lidar, du radar ainsi que celle du radiomètre micro-onde. En utilisant une fonction polynômiale du 4ème ordre qui prend en compte les biais attendus d'étalonnage et les variations relatives de C_R et C_L, nous trouvons la courbe rouge de la figure IV.8 donnant une référence de mesure pour γ_{SL} que nous appelerons $\gamma_{SL,CPR}$.

$$\gamma_{SL,CPR} = a\sigma'^4_{SR} + b\sigma'^3_{SR} + c\sigma'^2_{SR} + d\sigma'_{SR} + e \tag{IV.16}$$

Avec $a = -7.0548 \times 10^{-9}$, $b = 1.7337 \times 10^{-6}$, $c = -1,5131 \times 10^{-4}$, $d = 0,0060$, $e = 0,0067$. Le coefficient e n'est pas égal à 0 à cause de l'augmentation de la réflectance dues à l'écume aux vitesses de vent importantes.

Si on veut utiliser le radar comme référence d'étalonnage pour le signal lidar, il convient d'abord d'étudier sa stabilité relative. Comme on peut le voir sur la figure IV.12 il y a une légère variation en latitude de la référence fournie par le signal radar par rapport à AMSR-E. Les causes possibles de cette déviation sont les erreurs d'estimation de la puissance transmise par le radar, qui est affectée par le couplage entre l'émetteur d'impulsion et l'antenne qui peut être sensible par exemple à la position et à l'orientation relative par rapport au soleil. L'erreur maximale tir à tir est de 17% et est fortement réduite quand on étudie un grand nombre d'orbites ([Tanelli et al., 2008]). Une autre source d'erreur possible provient de l'estimation de l'indice de réfraction de l'océan, et de ses variations avec la température. En effet, de nombreux modèles existent qui présentent de légères différences [Wentz, 2007]. La modification des valeurs de certaines constantes du modèle de ([Chang and Wilheit, 1979]) pour celles utilisées dans [Wentz, 2007] ou [Meissner and Wentz, 2004] amène des incertitudes inférieures à 1%, cependant, nous n'avons pas effectué un travail extensif de test et d'optimisation des différents types de modèles existants, et ceci devra faire l'objet de futurs développements. L'étalonnage reste relativement stable et offre une forme comparable entre le jour et la nuit. Le centroide de l'étalonnage du radar est en moyenne décalé de 3% vers les valeurs inférieures par rapport à AMSR-E, jour et nuit. Malgré celà, il semble qu'utiliser le radar introduise une dispersion statistique plus faible qu'utiliser la référence fournie par AMSR-E. Ceci provient probablement de la meilleure co-localisation et des échelles d'observations plus facilement comparables entre les observations lidar et radar, autrement dit, la tache au sol du CPR est bien inférieure (2 km) à la taille des pixels AMSR-E (10 km).

Les lois que nous avons déduites précédemment permettent d'établir une référence pour la réflectance de surface de l'océan qui peut-être utilisée pour étalonner le lidar, jour et nuit, avec un rapport signal sur bruit bien plus élevé que l'étalonnage opérationnel utilisant l'air moléculaire. Ceci permet de quantifier l'erreur d'étalonnage de jour des produits opérationnels à 532 et 1064 nm. C'est la seule méthode actuellement existante permettant d'obtenir une référence stable et systématique à 1064 nm et d'étudier la validité des produits opérationnels associés. Comme on peut le voir sur la figure IV.13, le rapport entre le signal lidar réétalonné du biais moyen (9%) avec la référence donnée par le CPR reste relativement stable pendant la

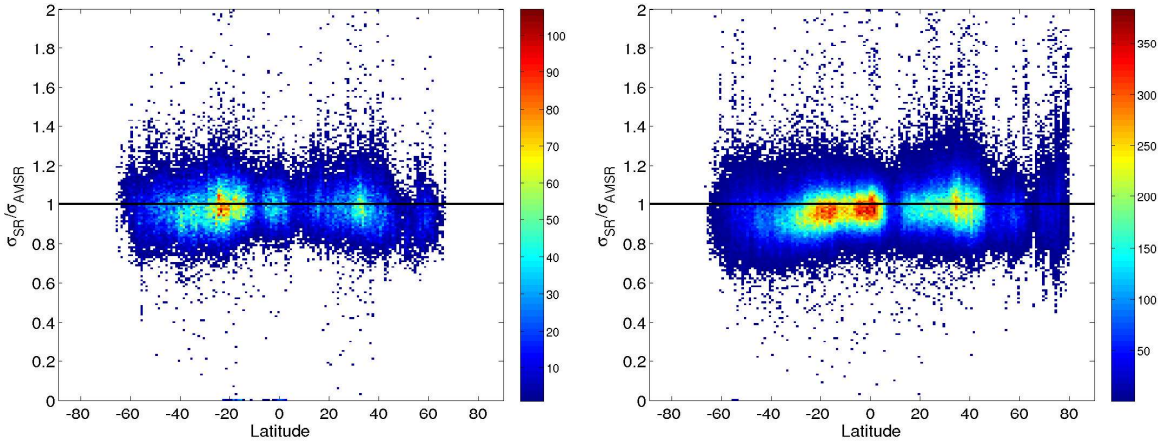

Fig. IV.12 : *Gauche : étude de l'étalonnage du radar en utilisant la mesure de vent d'AMSR comme référence et en fonction de la latitude pour tout le mois d'Août 2006 de nuit (gauche) et de jour (droite). Le code de couleur représente le nombre d'occurences (vitesse de vent comprise entre 3 et 10* m/s, IWVP < 50 kg/m^2*).*

nuit avec un décalage moyen du centroïde inférieur à 1% avec des variations de l'ordre de plus ou moins 10% et une légère variation en latitude. La valeur des mesures lidar de nuit peut en effet être légèrement sous estimée et ceci serait cohérent avec le fait que la normalisation du signal lidar est effectuée à une altitude où la contribution des aérosols stratosphérique ne peut pas être totalement négligée (thèse J. P. Vernier 2009). Si on utilise la référence donnée par AMSR-E, le décalage moyen est légèrement supérieur à 1% et les variations de l'ordre de 5% plus importantes. C'est pourquoi nous utilisons la référence donnée par le CPR dans la suite de ce travail.

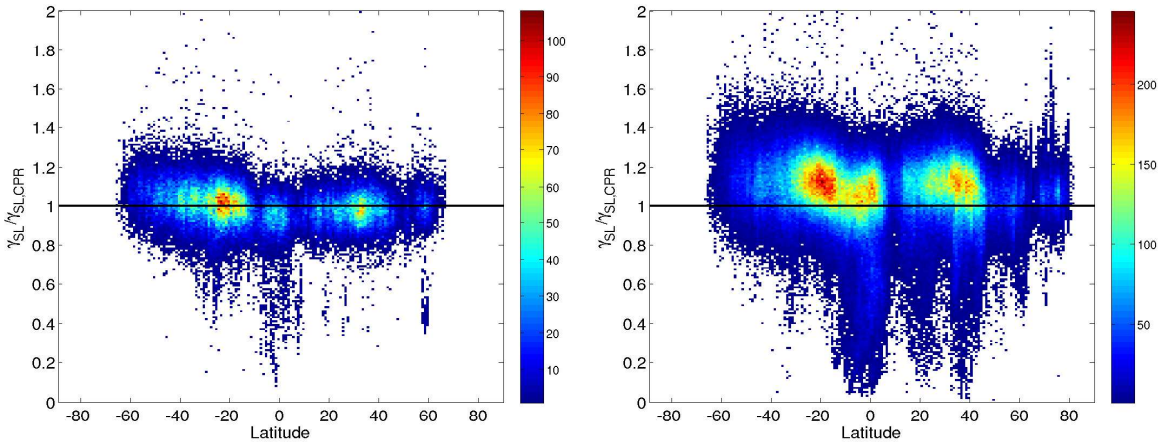

Fig. IV.13 : *Gauche : étude de l'étalonnage du lidar 532 nm en utilisant le radar CPR comme référence et en fonction de la latitude pour tout le mois d'Août 2006 de nuit (gauche) et de jour (droite). Le code de couleur représente le nombre d'occurences (vitesse de vent comprise entre 3 et 10* m/s, IWVP < 50 kg/m^2*).*

En applicant la même approche aux données du lidar de jour, la dispersion est plus élevée pour le rapport des signaux et le biais moyen, principalement due aux erreurs d'étalonnages. Ceci est montré sur la figure IV.13 qui donne un biais résiduel du centroïde ayant une valeur moyenne de 7% par rapport à la référence de nuit. Ce biais semble varier de façon irrégulière

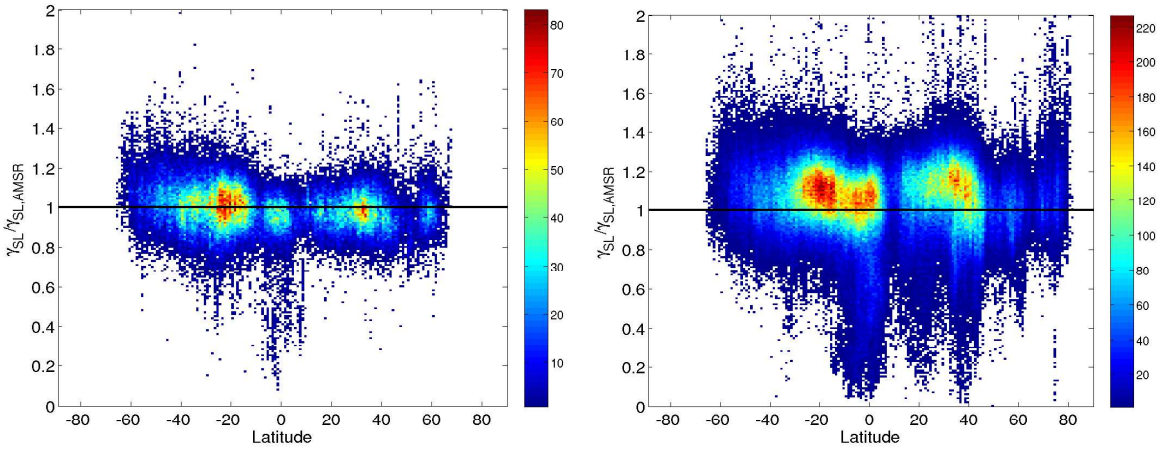

Fig. IV.14 : *Gauche : étude de l'étalonnage du lidar 532 nm en utilisant la mesure de vent d'AMSR-E comme référence et en fonction de la latitude pour tout le mois d'Août 2006 de nuit (gauche) et de jour (droite). Le code de couleur représente le nombre d'occurences (vitesse de vent comprise entre 3 et 10* m/s, IWVP < 50 kg/m^2*).*

avec la latitude. Il est plus dispersé si on utilise la référence donnée par AMSR-E que par le CPR. Le centroïde de cette fonction peut être utilisé pour réétalonner les données du lidar de jour, et nous avons appliqué cette correction aux données, comme nous le verrons plus loin.

On peut voir sur la figure IV.15, qui représente simplement une coupe en latitude (moyennée entre 27S et 30S) des histogrammes des figure IV.13 et IV.14 de jour centrés sur 1 et renormalisés, qu'utiliser la référence donnée par AMSR-E à la place de celle donnée par CLOUDSAT ne change pas fondamentalement les résultats et réduit très légèrement la dispersion, malgré ce qu'on pouvait supposer en regardant uniquement les variations latitudinales de CLOUDSAT (figure IV.12). En effet, l'histogramme correspondant à AMSR-E est un peu plus large, et on attribue cet effet à la fois aux meilleures co-localisations CALIPSO-CLOUDSAT et au fait qu'il est plus approprié de comparer des mesures de vent sur les échelles les plus proches possibles. Or les observations de CLOUDSAT sont effectuées sur des échelles plus petites que celles de AMSR-E. Il faut noter que tous les histogrammes que nous présentons ont une très forte similarité avec les erreurs estimées des versions 2.0 des produits opérationnels CALIOP à 532 nm (figure IV.1).

Un des grands avantages d'utiliser l'écho de surface de l'océan comme référence d'étalonnage est l'important rapport signal sur bruit qui n'est pas affecté par le changement de longueur d'onde entre 532 nm et 1064 nm. De plus les changements dus à la longueur d'onde se limitent au changement de l'indice de réfraction. Nous avons donc appliqué le même formalisme pour réétalonner les données de la voie 1064 nm.
Comme on peut le voir sur la figure IV.17, l'erreur sur l'étalonnage du 1064 nm est globalement faible de nuit, mais devient bien plus importante de jour et peut atteindre 30%. Ce fait était attendu car l'erreur sur cette voie est forcément plus importante que celle de la voie 532 nm qui sert de référence d'étalonnage. En moyenne, l'étalonnage de nuit montre un biais négatif de 4% et un biais positif de jour de 10%. Mis à part le calcul de ces valeurs moyennes, le grand intérêt de notre méthode est de pouvoir mettre en évidence l'importance des variations latitudinales qu'il est possible de corriger en moyenne ce qu'aucune autre méthode ne permet de faire actuellement spécialement à 1064 nm. Une correction trace par trace est également possible et demande à être développée sur le même principe.

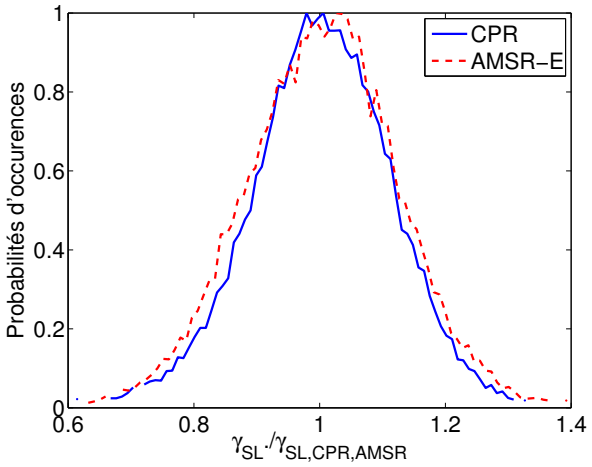

Fig. IV.15 : *Comparaison des dispersions des histogrammes correspondant aux étalonnages de CALIOP avec le CPR et AMSR-E. (figure IV.13 et IV.14). On peut voir que l'utilisation du CPR réduit la dispersion.*

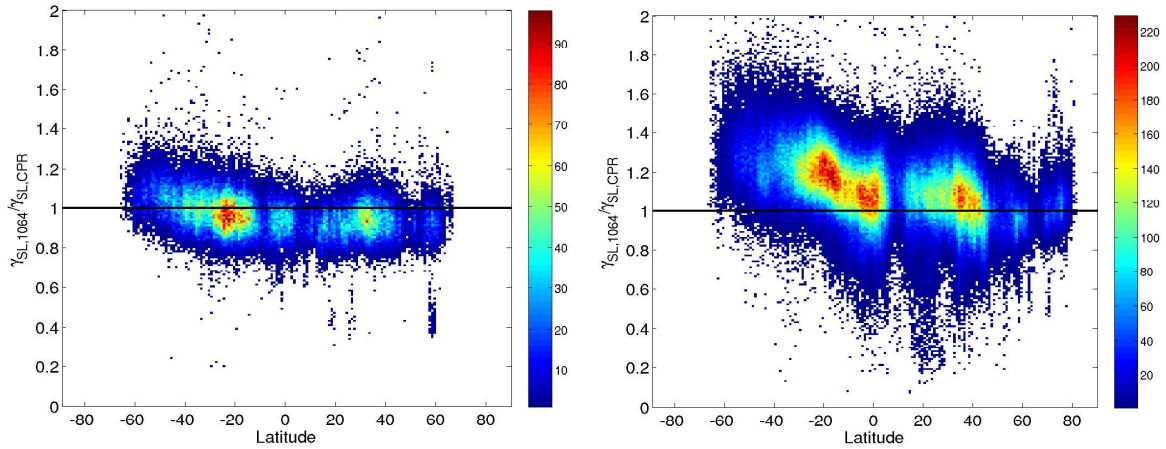

Fig. IV.16 : *Gauche : étude de l'étalonnage du lidar 1064 nm en utilisant le radar CPR comme référence et en fonction de la latitude pour tout le mois d'Août 2006 de nuit (gauche) et de jour (droite). Le code de couleur représente le nombre d'occurences (vitesse de vent comprise entre 3 et 10* m/s, IWVP < 50 kg/m^2*).*

IV.C.2 Méthode de restitution de l'épaisseur optique des aérosols

Le modèle de référence de l'état de surface de l'océan peut-être utilisé directement pour restituer l'atténuation du signal lidar (ou radar) et calculer l'épaisseur optique (ou micro-onde) de la colonne atmosphérique.

En combinant les équations III.49 et IV.8, on obtient l'équation suivante

$$\gamma_{SL,att} = \frac{C_t}{4\pi}\left[\frac{\rho_{0L}}{\rho_{0R}}\right]\frac{T^2_{AaerL}}{T^2_{AR}}\sigma_{SR,att} \tag{IV.17}$$

$C_t = C_s\frac{C_L}{C_R}T^2_{AmolL}$ peut être considéré comme le coefficient d'étalonnage effectif (mol pour faire référence à la transmission moléculaire) en introduisant le coefficient de réétalonnage C_s. Il contient les caractéristiques instrumentales, et comme ce coefficient est mesuré à partir

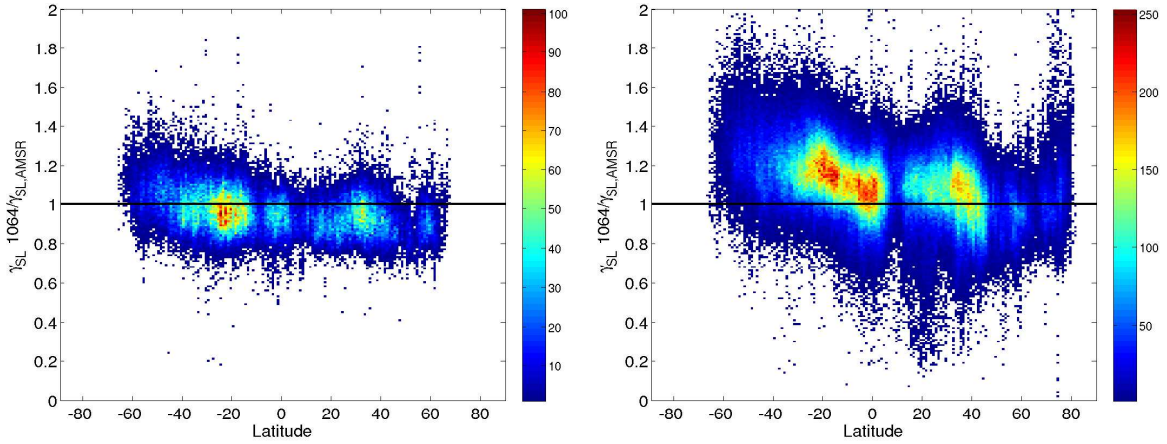

Fig. IV.17 : *Gauche : étude de l'étalonnage du lidar 1064 nm en utilisant la mesure de vent d'AMSR comme référence et en fonction de la latitude pour tout le mois d'Août 2006 de nuit (gauche) et de jour (droite). Le code de couleur représente le nombre d'occurences (vitesse de vent comprise entre 3 et 10* m/s, IWVP < 50 kg/m^2*).*

des données, que l'on utilise l'approximation linéaire ([Josset et al., 2008]) ou un modèle plus évolué (partie précédente), tous les biais instrumentaux se reportent dans sa mesure. En effet, en utilisant le produit $\frac{C_L \rho_{0L} \sigma_{SR}}{C_R \rho_{0R} \gamma_{SL}}$, les erreurs liées à la non prise en compte du phénomène de diffraction se reportent dans ce paramètre.
Pour les applications de cette méthode, nous avons réétalonné les mesures lidar de jour en utilisant le centroïde de l'étalonnage sur tout le mois montré sur la figure IV.13. Cette démarche permet d'avoir une statistique suffisante mais conserve les écarts par rapport à la moyenne et il conviendra d'affiner cet étalonnage dans le futur.

Cette équation définit la relation attendue entre l'écho de surface du lidar et du radar, et on peut donc exprimer l'épaisseur optique de l'atmosphère aux longueurs d'ondes du lidar de la façon suivante.

$$\tau_{AaerL} = \tau_{AR} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\rho_{0L} \sigma_{SR,att}}{4\pi \gamma_{SL,att}} \right) + \frac{1}{2} \ln(C_t) \tag{IV.18}$$

Il faut noter que cette expression peut-être utilisée quelle que soit la longueur d'onde du lidar. A partir de cette équation, on peut déduire l'expression de l'erreur sur l'épaisseur optique comme

$$\delta\tau_{AaerL} = \delta\tau_{AR} + \frac{1}{2} \left(\left| \frac{\delta\sigma_{SR,att}}{\sigma_{SR,att}} \right| + \left| \frac{\delta\gamma_{SL,att}}{\gamma_{SL,att}} \right| + \left| \frac{\delta C_t}{C_t} \right| \right) \tag{IV.19}$$

L'erreur sur l'épaisseur optique est donc directement dépendante de l'erreur sur la transmission radar due à la vapeur d'eau, de l'erreur sur le coefficient C_t, des variations de l'étalonnage et du rapport signal sur bruit $\delta\sigma_{SR,att}$, $\delta\gamma_{SL,att}$ (hors contributions évoquées précédemment). L'erreur sur la vapeur d'eau est de l'ordre de 0,02 si on utilise les produits AMSR-E. L'erreur sur l'étalonnage des produits opérationnels est de l'ordre de 10% pour le lidar et est plus élevée sur le radar. On s'attend donc à une erreur moyenne de l'ordre de 0,1 sur l'épaisseur optique à partir des produits opérationnels. En utilisant le réétalonnage sur l'écho de surface, l'erreur moyenne sur l'étalonnage devient de l'ordre de 0,001 si on se base sur les analyses globales que

nous avons faites. Cependant, vu la dispersion des courbes d'étalonnage de jour, une erreur de 0,1 est toujours localement observable sur certaines orbites.

Nous nous référerons à cette façon de mesurer l'épaisseur optique comme CCSRM (CALIPSO CLOUDSAT Surface Reflectance Method).

IV.C.3 Méthode de restitution du rapport lidar

La restitution du rapport lidar repose sur la forme et la résolution de l'équation lidar classique. Il y a de légères variations dans les applications pratiques en fonction de l'épaisseur optique car les solutions convergent plus ou moins vite. Nous allons illustrer les restitutions de rapport lidar pour les cibles peu denses constituant les couches d'aérosols.
Ici nous discuterons les procédures standards de restitution du rapport lidar et les différents problèmes posés par leur application. Dans les aérosols et les nuages de glace, la non sphéricité des particules et la variabilité de leur aspect et de leur taille entrainent une grande variabilité de leur fonction de phase et donc du rapport lidar. Les mesures de l'épaisseur optique de la couche donnent une contrainte permettant d'obtenir un approximation de la valeur du rapport lidar. En se basant sur la forme de l'équation lidar, on peut séparer les contributions de la rétrodiffusion de l'air moléculaire de celle des autres composantes (aérosols, nuages) par des processus itératifs [Young, 1995]. Nous allons détailler les étapes du processus de convergence avec des équations simplifiées pour bien illustrer les différents problèmes.

Nous indiquerons par des indices différents les contributions respectives de la rétrodiffusion moléculaire et particulaire, c'est-à-dire que nous séparons les contributions des gaz et des particules en suspension dans l'atmosphère et nous noterons par l'indice t la contribution totale des diffusants. Nous utiliserons les indices mol et aer utilisés précedemment pour noter respectivement la contribution des molécules de gaz et des particules. Dans ces conditions, l'équation lidar peut s'écrire de la façon suivante

$$Pr^2 = C\beta_t \exp\left(-2\int_0^r (\alpha_{\text{mol}} + \alpha_{\text{aer}})dr\right) \tag{IV.20}$$

Or, l'extinction totale peut se noter

$$\alpha_{\text{mol}} + \alpha_{\text{aer}} = S_{\text{mol}}\beta_{\text{mol}} + S_{\text{aer}}\beta_{\text{aer}} \tag{IV.21}$$

Et dans ce cas, on peut réécrire l'équation lidar

$$Pr^2 = C\beta_t \exp\left(-2\int_0^r (S_{\text{mol}}\beta_{\text{mol}} + S_{\text{aer}}\beta_{\text{aer}} - S_{\text{aer}}\beta_{\text{mol}} + S_{\text{aer}}\beta_{\text{mol}})dr\right) \tag{IV.22}$$

$$= C\beta_t \exp\left(-2\int_0^r [(S_{\text{mol}} - S_{\text{aer}})\beta_{\text{mol}} + S_{\text{aer}}(\beta_{\text{aer}} + \beta_{\text{mol}})]dr\right) \tag{IV.23}$$

Ce qui signifie que pour retomber sur l'inversion proposée dans les chapitres précédents et mesurer la valeur du rapport lidar particulaire S_{aer}, il faut modifier le signal mesuré par la fonction suivante (terme de gauche de l'équation)

$$Pr^2 \exp\left(2\int_0^r (S_{\text{mol}} - S_{\text{aer}})\beta_{\text{mol}} dr\right) = C\beta_t \exp\left(-2S_{\text{aer}}\int_0^r \beta_t dr\right) \quad \text{(IV.24)}$$

$$= -\frac{C}{2S_{\text{aer}}}\frac{d}{dr}\exp\left(-2S_{\text{aer}}\int_0^r \beta_t dr\right) \quad \text{(IV.25)}$$

Cette équation permet d'obtenir le rapport lidar particulaire à l'issue d'un processus itératif permettant de converger vers sa valeur ([Klett, 1985]). Au final, l'expression de l'épaisseur optique particulaire s'exprime de la façon suivante

$$\exp(-2\tau_{\text{aer}}) = \left(1 - 2S_{\text{aer}}\int \beta_t dr\right)\exp\left(2S_{\text{aer}}\int \beta_{\text{mol}}\right) \quad \text{(IV.26)}$$

Ou en prenant le logarithme népérien

$$\tau_{\text{aer}} = -\frac{1}{2}\ln\left(1 - 2S_{\text{aer}}\int \beta_t dr\right) - S_{\text{aer}}\int \beta_{\text{mol}} \quad \text{(IV.27)}$$

Une fois τ_{aer} déterminé par CCSRM ou MODIS par exemple, on peut donc résoudre cette équation pour déterminer S_{aer}. Et on peut exprimer l'erreur totale commise sur l'épaisseur optique en fonction de celle commise sur le rapport lidar

$$|\Delta S_{\text{aer}}| = \frac{|\Delta\tau_{\text{aer}}|}{\left|\frac{\int \beta_t dr}{\left(1-2S_{\text{aer}}\int \beta_t dr\right)}\right| + \left|\int \beta_{\text{mol}}\right|} \quad \text{(IV.28)}$$

Comme on peut le voir sur l'équation IV.28 l'erreur sur l'épaisseur optique est reliée de façon non linéaire à l'erreur commise sur le rapport lidar. Plus la couche sera diffusante, plus les termes intégrant le signal lidar total seront importants. Ainsi, on peut noter que si le lidar est bien étalonné, il vaut mieux essayer d'estimer l'épaisseur optique pour déterminer le rapport lidar que l'inverse. Quand il y a une incertitude sur les termes intégrant le signal, que ce soit à cause d'une incertitude sur leur altitude ou sur l'étalonnage du lidar, il est également plus raisonnable de déterminer l'épaisseur optique et de calculer l'incertitude associée, plutôt que de faire une hypothèse sur le rapport lidar ce qui induira une erreur difficile à estimer sur l'épaisseur optique. Nous utiliserons cette approche pour les études de cas de la section suivante.

IV.D Etudes de cas

Nous allons maintenant appliquer les méthodes que nous avons exposées précédemment. Nous allons les illustrer avec quelques cas d'études constituées par les traces de l'A-Train au-dessus du Golfe de Guinée.

IV.D.1 Propriétés microphysiques et radiatives des nuages et des aérosols

Nous avons donc accès à un ensemble de méthodes permettant de déterminer l'épaisseur optique des aérosols au-dessus de l'océan (CCSRM et MODIS), au-dessus des nuages d'eau liquide (WCM) et nous pouvons mesurer le contenu en eau liquide des nuages à partir de CLOUDSAT et AMSR-E. Ces méthodes d'analyse offrent des possibilités qui vont permettre de compléter celles utilisées actuellement en radiométrie. En effet, la restitution des paramètres nuageux à partir des mesures radiométriques est erronée lorsque des aérosols sont présents et non détectés, de même l'augmentation de la réflectance de l'air clair au voisinage du nuage peut augmenter l'épaisseur optique mesurée par la radiométrie. La continuité et l'accord global offert par les différentes mesures est très encourageant et leur échelle spatiale fine (taille de l'empreinte laser du lidar) permet d'espérer résoudre ces problèmes et d'accéder ainsi à des informations sur la modification des aérosols près des nuages ([Charlson et al., 2007]).

IV.D.2 Application des nouvelles méthodes de mesures aux observations de l'A-Train

Nous analyserons dans le chapitre suivant les données de l'A-Train au dessus de la région du Golfe de Guinée sur la période d'Août 2006. Nous avons délimité la zone étudiée par les coordonnées 30S, 5N, 20W, 10E (fig. V.1). Ici, nous avons choisi un cas correspondant à des incursions d'aérosols de feux de biomasse (voir figure IV.19) au-dessus de l'océan avec une fraction nuageuse faible et au-dessus d'un nuage optiquement dense (figure IV.20). L'origine des panaches provient essentiellement de l'Est et un peu du Nord (voir figure IV.18), ce qui conforte l'idée d'absence de poussières désertiques sur le cas échantillonné sauf au Nord de la zone. Les granules MODIS correspondant aux comparaisons sont prises le 13/08/06 à 1335 et 1340UT. L'image visible MODIS montre que pour les jours sélectionnés, les mesures ont été effectuées dans des zones d'air clair, avec des petits nuages morcelés entre les couches nuageuses, et au-dessus d'une vaste couche nuageuse.

Les résultats de cette méthode et la comparaison avec le pixel MODIS le plus proche (Aqua aerosol MYD04 L2 à 550 et 1240 nm) peut-être observée sur la figure IV.21. Pour le canal 532 nm, on peut voir que les variations sont les mêmes pour CCSRM et MODIS même si on peut observer quelques différences entre 1S et 5N. Comme nous pouvons le voir, l'épaisseur optique dont la valeur augmente entre 1S et 8S est bien observée par MODIS et CCSRM aux deux longueurs d'ondes. Il est possible que des erreurs d'étalonnages subsistent localement et influant les restitutions de CCSRM car nous utilisons un réétalonnage statistique pour tout le mois et non orbite par orbite. La faisabilité orbite par orbite reste à étudier, essentiellement pour déterminer quelle est le nombre de mesure minimale pour obtenir une statistique de données suffisante. Une correction de la dépendance spectrale entre les différentes observations pourrait améliorer la comparaison. Une augmentation de l'épaisseur optique observée par MODIS à proximité du nuage due à l'augmentation de la réflectance de l'air clair à proximité du nuage n'est pas observée pour ce cas. Il est probable que la microphysique et le modèle de réflectance de surface supposée dans les restitutions MODIS ne soit pas parfaite. Pour le 1064 nm, les restitutions de MODIS semblent légèrement supérieures et des investigations supplémentaires seront nécessaires pour bien comprendre ces différences.

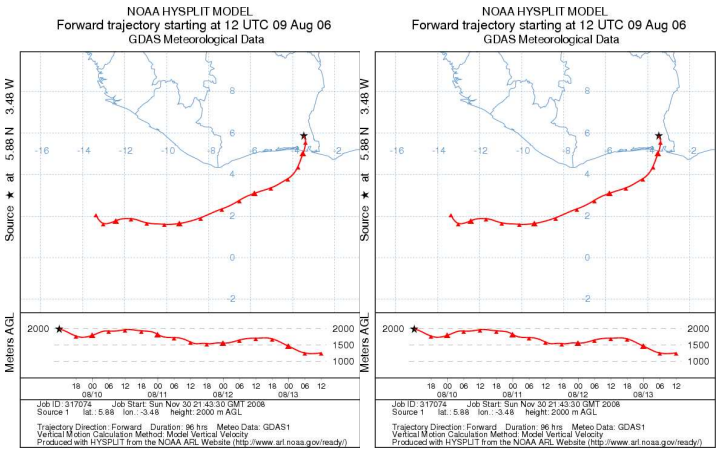

Fig. IV.18 : *Gauche : trajectoire partant du nord du Golfe de Guinée le 9 août 2006 et arrivant sur le nord-ouest de notre zone d'étude. Droite : trajectoire partant des zones de feu à l'Est du Golfe de Guinée.*

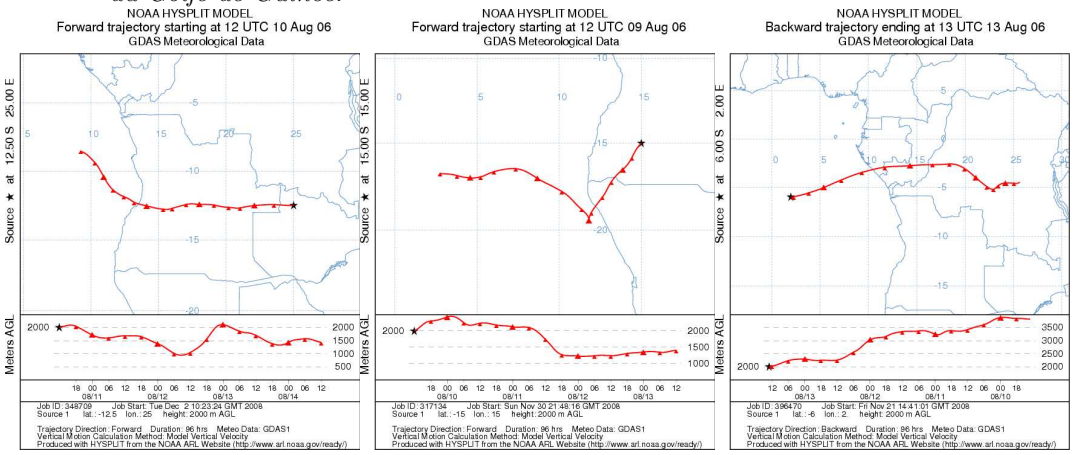

Fig. IV.19 : *Gauche et milieu : trajectoire partant de deux endroits différents des zones de feu à l'Est du Golfe de Guinée. Droite : rétrotrajectoire aboutissant aux coordonnées (6S, 2E) le 13 Août 2006 à 13h TU avec le modèle Hysplit. On voit clairement l'origine continentale du panache d'aérosols que nous allons étudier.*

On observe une bonne continuité entre les restitutions de WCM et CCSRM aux limites du nuage. On s'attend plutôt à ce que l'épaisseur optique au-dessus de l'océan soit légèrement supérieure à celle au-dessus du nuage, car les aérosols de sel marin ne sont pas pris en compte par l'analyse WCM. Ce décalage, de l'ordre de 0,03 au vu des épaisseurs optiques déterminées vers 26S, est assez faible et il n'est pas forcément observable vu la dispersion des restitutions tir à tir. On notera qu'il y a un bien meilleur accord entre les restitutions de notre méthode et les restitutions de MODIS qu'entre les restitutions des produits opérationnels et MODIS. La raison principale provient de la difficulté d'inverser le signal lidar de façon précise à partir d'une valeur prédéterminée du rapport lidar. Sur ce cas particulier, les produits opérationnels donnent des restitutions en bon accord avec MODIS pour les aérosols marins (30S à 22S) mais les produits opérationnels donnent des valeurs très basses pour les aérosols de feux (typiquement inférieures à 0,5). C'est un avantage important de notre méthode de dépasser ces limitations.

Notre méthode permet également de déterminer le coefficient d'Angström moyen de ce cas. On peut voir clairement la variation de ce coefficient au Sud quand on passe des aérosols de combustion aux aérosols de sels marins (figure IV.22). Pour les aérosols de feu, nous trouvons

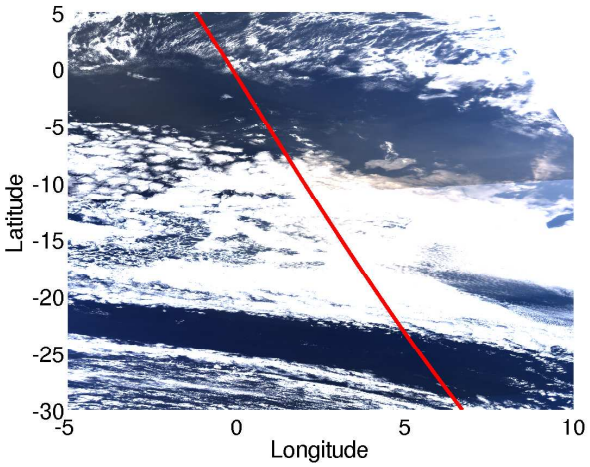

Fig. IV.20 : *Image MODIS visible de la scène observée (13 Août 2006 vers 13h30). La trace des tirs du lidar de CALIPSO est représentée par la ligne rouge. On peut voir la couche de nuage entre 10S et 20S avec une couche d'aérosols au nord visible par sa teinte marron et une zone au sud qui semble plus claire sur cette image.*

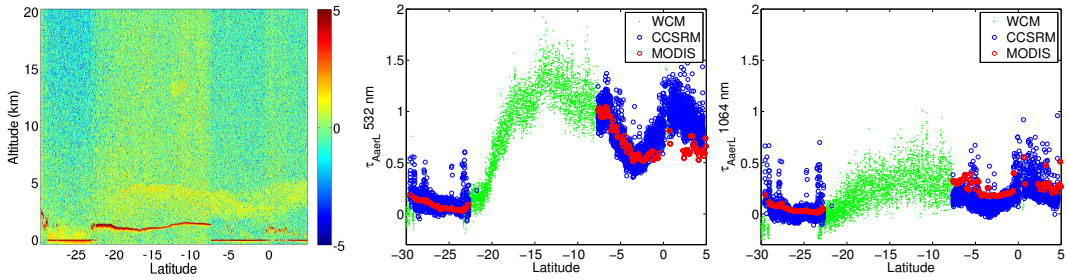

Fig. IV.21 : *Epaisseur optique restituée à partir de la méthode des échos de surface de CALIPSO en utilisant CLOUDSAT comme référence et comparaisons avec les restitutions du radiomètre MODIS au-dessus de Golfe de Guinée le 13 Août 2006 pendant des épisodes d'advection de feux de biomasses au dessus de l'océan. Les canaux représentés sont 532 et 1064 nm pour CALIOP et 550 et 1240 nm pour MODIS*

une valeur moyenne de 2,4 entre 22S et 10S et 2,3 entre 0 et 5N. Ces valeurs importantes sont une indication de la présence d'aérosols de très petites tailles mais sont un peu élevées par rapport aux valeurs d'autres mesures sur les feux de biomasses ([O'Neill et al., 2002]). La valeur plus basse au Nord pourrait être une indication d'un mélange avec des poussières désertiques, vu que les trajectoires semblent indiquer un transport provenant du Nord dans cette zone.

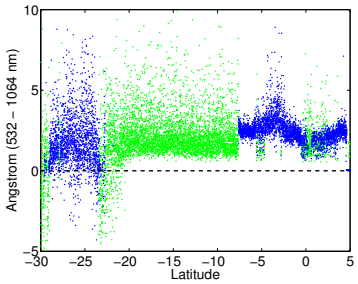

Fig. IV.22 : *Coefficient d'Angström des couches d'aérosols pour le cas analysé.*

Nous pouvons maintenant nous servir de ces restitutions d'épaisseurs optiques pour calculer le rapport lidar des aérosols. Nous allons voir que la complexité des scènes introduit des incertitudes dans cette mesure. Nous avons donc moyenné les données pour améliorer le rapport signal sur bruit de trois situations assez différentes. Entre 27,7S et 24,7S l'air semble relativement dépourvu d'aérosols, sauf dans les très basses couches, et on s'attend plutôt à trouver du sel marin. Entre 12,9S et 9,9S un nuage d'aérosols très épais est observé au-dessus d'un stratocumulus et en dessous d'un cirrus. Entre 5,4S et 2,4S un nuage d'aérosols épais se trouve au-dessus de l'océan.

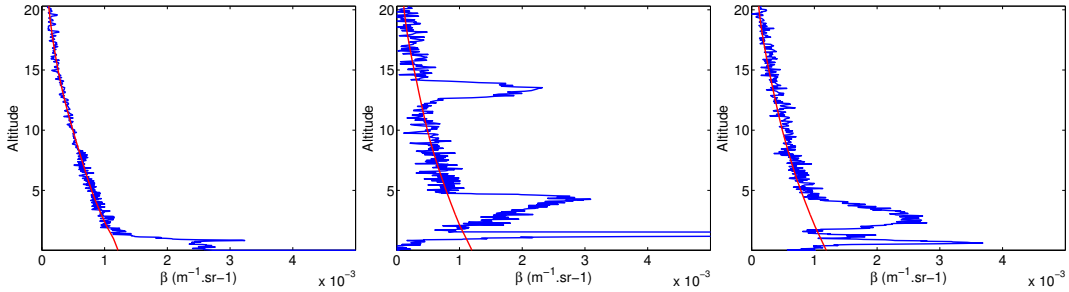

Fig. IV.23 : *Présentation des profils moyens (bleu) sur lesquels nous faisons les restitutions du rapport lidar. De gauche à droite : aérosols probablement constitués de sel marin au-dessus de l'océan (27,7S à 24,7S), feux de biomasse au-dessus du stratocumulus (12,9S à 9,9S) et feux de biomasse au-dessus de sel marin et de l'océan (5,4S à 2,4S). On a reporté en rouge le profil moléculaire atténué moyen associé venant du modèle GMAO.*

On peut voir sur la figure IV.23 les trois profils que nous avons utilisés (en bleu) ainsi que la référence moléculaire (en rouge). On peut voir qu'en l'absence d'aérosols, les profils correspondent bien à la référence moléculaire. On notera que pour le profil avec le cirrus (12,9S à 9,9S), le profil moléculaire correspond au profil du lidar sous le cirrus (à 1% près). Ceci signifie que la présence du cirrus ne contribue pas significativement et que l'atténuation reste comparable à l'erreur commise sur l'étalonnage. Ceci provient de la façon d'étalonner le lidar de jour dans la version 2, qui utilise le rapport de diffusion vers 8 km d'altitude. On utilise ici une manière très simple de calculer l'intégrale du signal lidar due aux aérosols (corrigé du signal moléculaire) : on corrige simplement le coefficient de rétrodiffusion totale de l'épaisseur optique moléculaire puis on soustrait l'intégrale du coefficient de rétrodiffusion moléculaire corrigé de l'épaisseur optique des aérosols (en supposant une variation linéaire entre la base et le sommet de la couche d'aérosols).
Nous avons reporté dans la table IV.1 les valeurs attendues (provenant des tables utilisées pour les inversions CALIPSO) et les valeurs que nous avons mesurées respectivement pour les 3 cas représentés sur la figure IV.23.

Plusieurs remarques s'imposent. Tout d'abord l'approximation que nous avons faite est assez fiable mais les erreurs d'étalonnage impactent d'autant plus la restitution de S que la couche d'aérosols est peu épaisse optiquement. Par exemple, dans la couche de sels marins où CCSRM donne une épaisseur optique de 0,03, on pourrait s'attendre à ce que les erreurs eventuelles proviennent principalement de la mesure sur l'épaisseur optique des aérosols. Or, dans ce cas précis, une surestimation de 2% de l'étalonnage du lidar donnerait un rapport lidar de 20,5 sr et c'est la plus grande source d'incertitude. Vu l'erreur commise en utilisant l'épaisseur optique MODIS, la radiométrie surestime probablement l'épaisseur optique.
Pour le cas du panache d'aérosol au-dessus du stratocumulus, nous retrouvons une valeur plus élevée qu'attendue. Cependant, pour ces épaisseurs optiques élevées (1,2) les erreurs d'étalonnage impactent très peu la restitution. Il ne faut pas oublier que les valeurs données sont des moyennes sujettes à une forte dispersion au cas par cas. Il y a une incertitude sur

Type d'aérosol	Marin	Feu de biomasse (Sc)	Feu de biomasse (océan)
Rapport lidar attendu 532 nm (sr)	20	70	70
Rapport lidar mesuré 532 nm (sr)	15,5	82,3	68,4
Rapport lidar mesuré 532 nm (sr) $1,02 \times$ Etalonnage	20,5	84,1	69,8
Rapport lidar mesuré CALIOP et MODIS (sr)	32,4	-	71,1

Tab. IV.1 : *Valeurs attendues et mesurées du rapport lidar dans les couches d'aérosols du 13 Août 2006. Ils correspondent respectivement aux profils de la figure IV.23 : sels marins, feux de biomasses au-dessus d'un stratocumulus et de l'océan.*

l'altitude de la base de la couche d'aérosols. Cependant, le coefficient de rétrodiffusion à la base du panache est forcément inférieur au coefficient de rétrodiffusion moléculaire atténué de l'épaisseur optique moléculaire. Nous avons supposé que le nuage d'aérosols allait jusqu'au sommet du nuage, mais prendre une altitude légèrement supérieure ne changerait que faiblement la valeur de S.
Pour le cas du panache de feu de biomasse au-dessus des aérosols marins, utiliser toute la colonne d'aérosols donne un rapport lidar S = 46, 9 ce qui peut correspond au mélange des propriétés de l'aérosol de feu et du sel marin et à la présence d'un petit cumulus que nous avons filtré dans la restitution d'épaisseurs optiques mais pas dans le profil moyen. Pour retrouver la valeur indiquée dans le tableau, nous avons soustrait la valeur d'épaisseur optique provenant du profil avec uniquement des aérosols marins puis nous avons effectué la restitution en prenant l'intégrale du signal dans le premier panache (aisément discernable sur le profil). La valeur trouvée est en bon accord avec ce qu'on attend. Pour la restitution MODIS, nous avons utilisé une valeur probablement trop forte d'épaisseur optique des aérosols marins du premier cas, mais étant donné qu'elle reste faible devant l'épaisseur optique des feux de biomasses, l'erreur reste faible (on trouverait 75, 4 sr en soustrayant les valeurs de CCSRM au lieu de 71,1 sr avec MODIS).

IV.D.3 Méthode de restitution du contenu intégré en eau liquide des nuages chauds

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le signal du radar 94 GHz est atténué par les constituants de l'atmosphère, essentiellement la vapeur d'eau, mais également par la présence des nuages d'eau liquide. On peut voir une illustration de cette atténuation sur la figure IV.24 où la référence donnée par AMSR est en bon accord avec la mesure du CPR sauf aux endroits où il y a la présence d'un nuage d'eau liquide.
Il est donc possible d'utiliser la référence donnée par le vent de surface et le modèle d'ondes de surface océaniques caractérisé précédemment pour calculer l'atténuation causée par le nuage. Cette atténuation peut ensuite être reliée au contenu en eau liquide à partir d'un modèle de propagation des ondes millimétriques ([Liebe, 1985]). Ce modèle est dépendant des propriétés thermodynamiques de l'atmosphère, mais tout comme la vapeur d'eau, on peut faire l'approximation d'une atténuation liée uniquement au contenu en eau liquide de la colonne atmosphérique. La linéarité de cette variation qu'on peut observer sur la figure IV.25 fait que cette approximation est encore plus robuste que celle faite pour la vapeur d'eau, car il y a

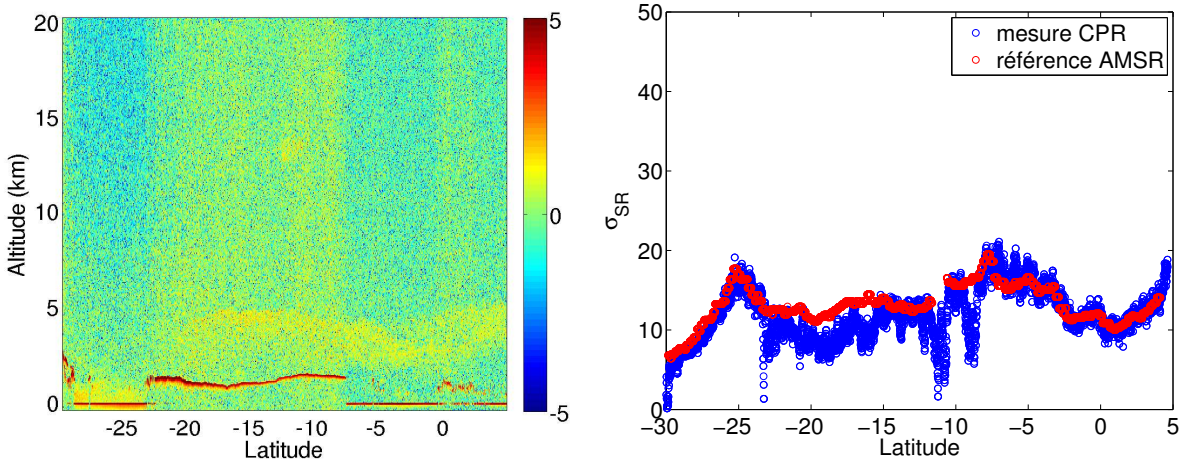

Fig. IV.24 : *A gauche : représentation de la scène mesurée par le lidar CALIOP dans l'A-Train. On peut voir un nuage dense masquant l'écho de surface entre 22S et 8S. A droite : on peut voir que la présence du nuage atténue le signal (bleu) par rapport à la référence attendue (rouge).*

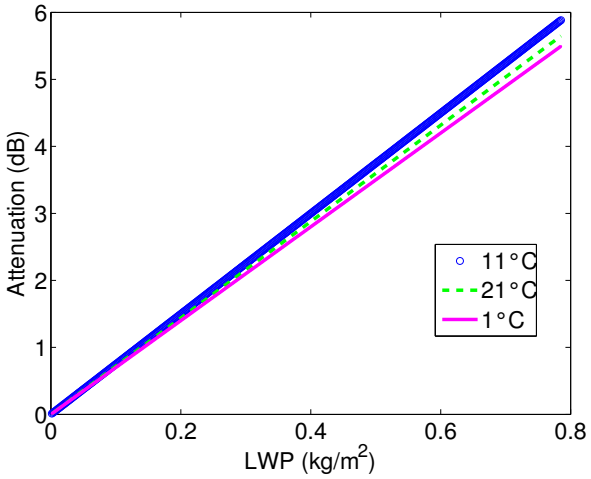

Fig. IV.25 : *Atténuation en dB en fonction du contenu en eau liquide du nuage. La relation est linéaire quand le profil de température varie peu dans le nuage. On a tracé l'atténuation pour différentes températures moyennes dans le nuage et on peut voir que même si la variation est irrégulière avec la température, elle varie très peu. Le LWP dans les nuages peu convectifs (Sc) que nous observerons variera entre* 0 *et* $0,4$ $kg.m^{-2}$.

correspondance univoque entre l'atténuation du modèle de Liebe calculée pour chaque point du profil thermodynamique et son intégrale sur la verticale.
Une première approche a démontré la possibilité de retrouver le contenu en eau liquide en utilisant la vitesse du vent de surface ([Smith and Illingworth, 2008]) et des mesures statistiques liant le vent et de température de surface d'AMSR-E aux mesures du radar. Notre approche est différente car elle provient de l'utilisation d'un modèle physique de surface océanique cohérent avec les observations et il pourrait être intéressant de comparer les résultats donnés par ces deux approches dans le futur. A noter qu'on ne peut pas appliquer l'équation IV.17 car le terme de transmission T^2_{AaerL} devient très faible pour les nuages d'eau (le lidar ne traverse pas). En revanche, il est possible de l'utiliser pour les nuages de glace.

Nous appliquons ensuite notre méthode de restitution du contenu en eau liquide du nuage

sur ce même cas. Comme précisé dans la partie expliquant la méthode, le modèle de [Liebe, 1985] a été utilisé. Dans ce cas précis, les données de température de GMAO donnent un profil de température relativement homogène dans le nuage, et nous avons donc utilisé le profil d'atténuation linéaire exposé dans la partie précédente pour restituer l'atténuation par le contenu en eau liquide.

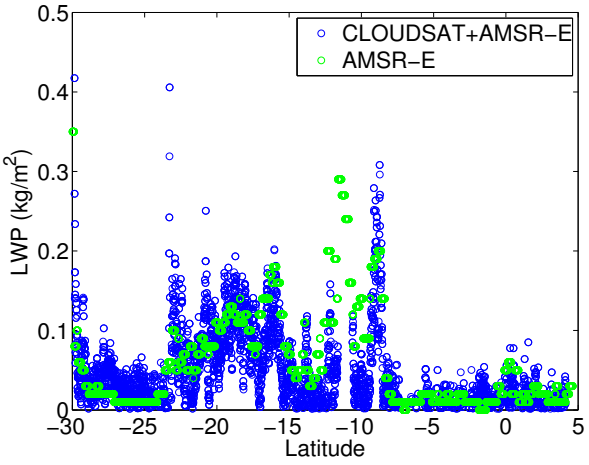

Fig. IV.26 : *Restitution du contenu en eau liquide sur l'orbite du 13 août 2006 en utilisant AMSR-E et CLOUDSAT. On observe un relativement bon accord entre les deux instruments, les différences provenant en bonne partie de la meilleure résolution horizontale de CLOUDSAT.*

Les résultats de l'analyse effectuée sur le cas sélectionné et la comparaison avec le pixel AMSR-E le plus proche sont reportés sur la figure IV.26. Comme on peut le voir, les variations générales obtenues entre les deux méthodes de restitution sont en bon accord et on observe bien une augmentation du LWP entre 23S et 15S, là où la couche nuageuse est observée par le lidar. Il faut bien garder à l'esprit que la comparaison ne peut être valable que si le nuage est suffisamment homogène pour posséder les mêmes propriétés à l'échelle du tir radar (2 km) et du pixel AMSR-E (10 km) et elle dépend également de l'homogénéité du vent de surface.

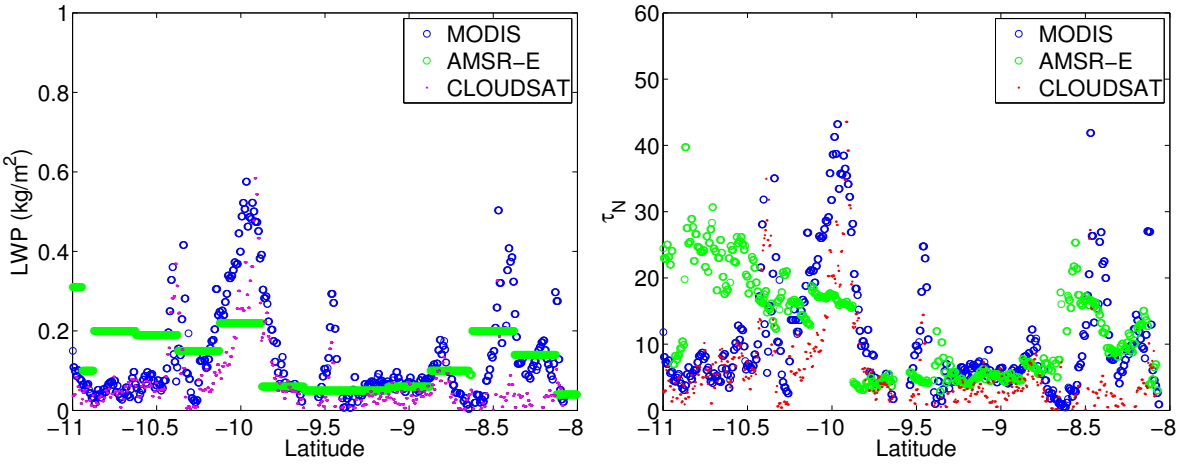

Fig. IV.27 : *Gauche : restitution du contenu en eau liquide sur l'orbite du 8 août 2006 en utilisant AMSR-E, CLOUDSAT et MODIS. Droite : même chose pour l'épaisseur optique. On observe l'effet induit dans les restitutions par les différents champs de vue des instruments.*

L'avantage de ce genre de méthode tient donc essentiellement aux échelles différentes mises en jeu et à la possibilité d'échantillonner à l'échelle de la tache au sol du radar (2 km) plutôt

qu'à la résolution du pixel AMSR-E. Par exemple, nous avons utilisé cette méthode sur un cas où nous avons vérifié l'absence d'aérosols avec CALIPSO. Nous avons comparé les restitutions de LWP d'AMSR-E, de CLOUDSAT avec la méthode exposée précédemment, et avec un produit MODIS utilisant l'épaisseur optique et le rayon effectif à 1 km de résolution (l'absence d'aérosols réduit l'incertitude sur les restitutions MODIS) en utilisant la formule approchée du contenu en eau liquide LWP à partir de l'épaisseur optique du nuage τ_N et du rayon effectif R_{eff} obtenus par MODIS, $LWP = 2\rho_L \tau_N . R_{eff}/3$ (voir description détaillée en annexe A.B).

On voit bien sur la figure IV.27 que l'échelle plus importante du pixel AMSR-E moyenne les valeurs extrêmes, et que les restitutions de CLOUDSAT et de MODIS sont en meilleur accord au niveau du contenu intégré en eau liquide. En utilisant la valeur du rayon effectif restituée par MODIS, on peut inversement calculer une épaisseur optique à partir des contenus intégrés en eau liquide AMSR-E et CLOUDSAT. On observe bien entre 11S et 10S une différence notable entre AMSR-E et MODIS et un relativement bon accord entre 10S et 8S. Au contraire, l'épaisseur optique restituée par CLOUDSAT semble en relativement bon accord entre 11S et 8,5S et est plus faible que MODIS et AMSR-E entre 8,5S et 8S. Une partie de désaccord peut être due à la co-localisation.

Pour conclure la présentation de ces méthodes, nous dirons qu'elles offrent des perspectives intéressantes pour leurs précisions et les analyses qu'elles peuvent offrir à l'échelle fine. Pour améliorer encore cette précision, nous indiquerons deux directions à explorer. Premièrement, améliorer la représentativité du modèle de répartition des ondes de surface océanique, soit en corrigeant les constantes théoriques, soit en incluant l'influence de la stabilité. Deuxièmement, il est possible d'effectuer le même travail qui a été fait lors des développement des algorithmes d'AMSR-E sur l'océan ([Wentz, 2007]), c'est-à-dire créer un modèle permettant de tenir compte des variations de l'indice de réfraction avec la température à 94 GHz de façon encore plus précise que ce que nous pouvons trouver dans la littérature et bien adapté aux caractéristiques du CPR.

IV.E Analyse globale

Pour conclure cette analyse nous présentons l'application de cette méthode à la restitution de l'épaisseur optique. On peut comparer ces différentes observations à l'échelle de la planète et nous avons reporté sur la figure IV.28 les cartes d'épaisseur optique à l'échelle globale, nuit et jour que nous pouvons obtenir avec cette nouvelle méthode appliquée aux observations de CALIOP.

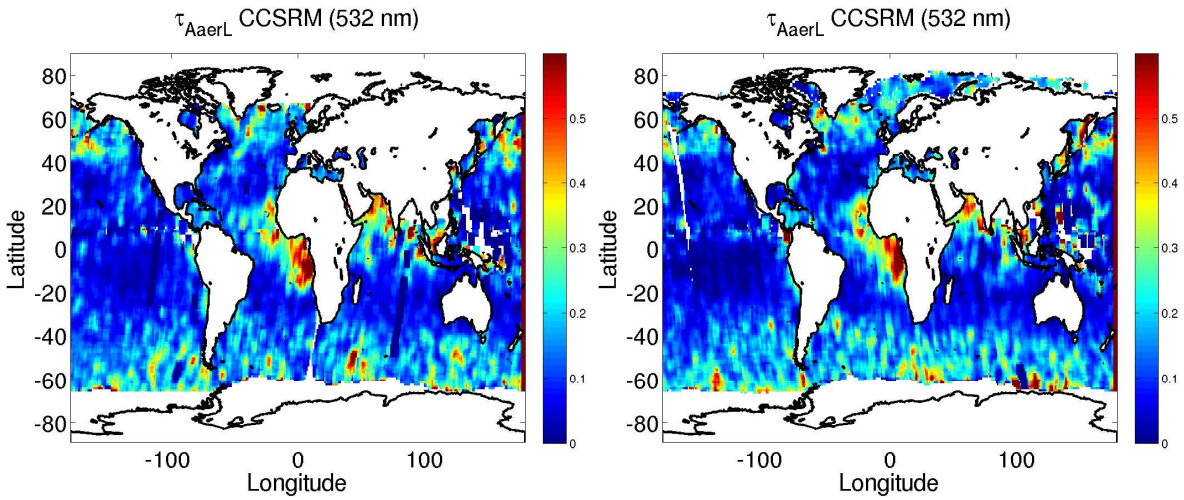

Fig. IV.28 : *Epaisseur optique moyenne du mois d'Août 2006 par CCSRM à 532 nm de nuit (gauche) et de jour (droite) sur une grille de 5° de résolution.*

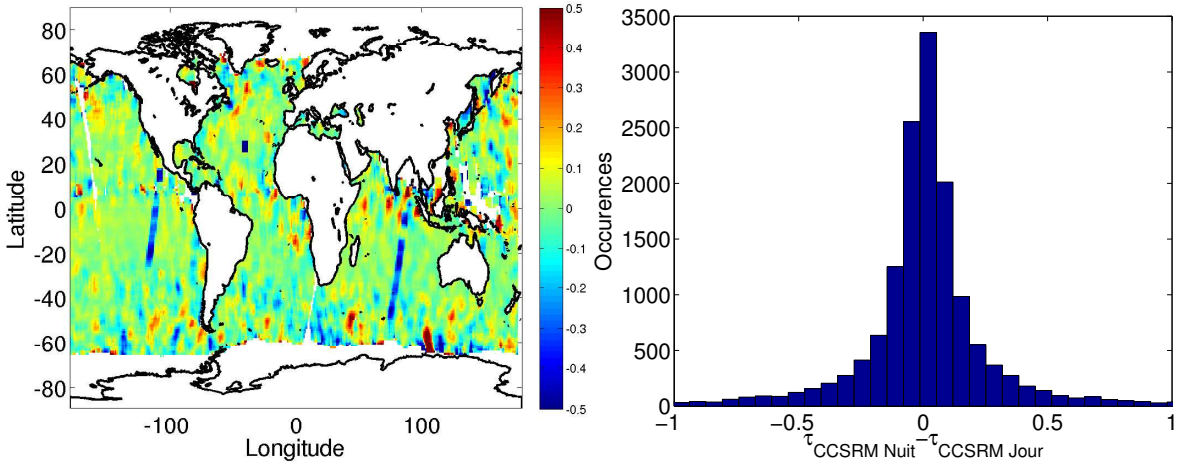

Fig. IV.29 : *Gauche : localisation des différences entre la nuit et le jour sur les produits épaisseurs optiques CCSRM. Droite : histogramme de ces différences (moyenne : 0,001 et écart-type : 0,3).*

Les visualisations sont obtenues à partir des algorithmes que nous avons mis au point pour l'analyse des données CALIPSO-CLOUDSAT-AQUA pour CCSRM et les niveaux 3 de MODIS. On observe bien l'épaisseur optique importante à l'est du Golfe de Guinée provenant des aérosols de combustion de biomasse. Globalement, on obtient un bon accord entre les zones d'épaisseur optique importante vues par CCSRM de nuit et de jour. Nous avons reporté sur la figure IV.29 la localisation des différences moyennes des épaisseurs optiques entre la nuit et le jour sur tout le mois et l'histogramme de ces différences. La moyenne de ces différences

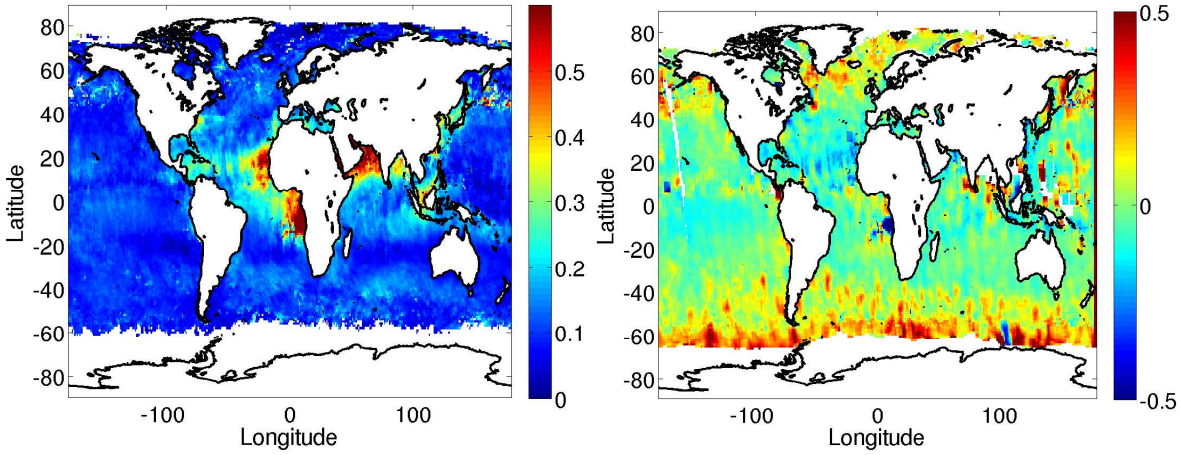

Fig. IV.30 : *Gauche : épaisseur optique moyenne des aérosols pour le mois d'Août 2006 par MODIS à 550 nm. Droite : différence entre les produits épaisseurs optiques CCSRM de jour et MODIS.*

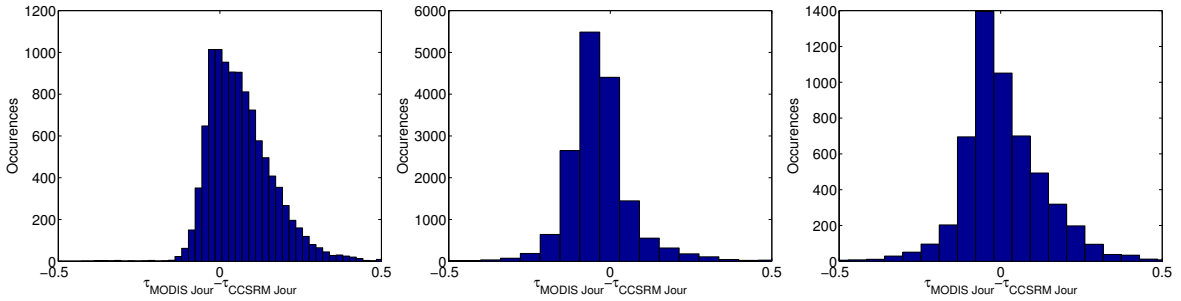

Fig. IV.31 : *De gauche à droite : différences des épaisseurs optiques entre 60S-30S, 30S-30N et 30N-60N. Les différences moyennes sont respectivement de 0,0661 ; -0,0323 et 0,0076.*

est de l'ordre de 0,001 ce qui n'est pas extrêmement significatif (l'épaisseur optique moyenne est d'environ $\tau_{AaerL} = 0,14$). La stabilité de l'étalonnage étant meilleure de nuit, le produit est à priori bien plus fiable ce qui nous permet d'observer les propriétés optiques de aérosols. Malgré tout, on peut observer des différences locales significatives entre le jour et la nuit. On s'attend a ce qu'une partie de ces différences provienne d'une erreur d'étalonnage sur certaines traces, ce qui est mis en évidence sur la figure IV.29. Une autre partie provient des heures de passages différentes des satellites et de l'advection des aérosols dans l'intervalle de temps.

Nous avons reporté sur la figure IV.30 les épaisseurs optiques aérosols restituées par le radiomètre MODIS et les différences avec celles trouvées par CCSRM. Il convient de noter que sur ces cartes à l'échelle globale, nous n'avons pas totalement enlevé la présence des nuages optiquement fins dans CCSRM. En regardant le masque nuageux MODIS c'est ce qui semble expliquer les différences importantes observées dans l'hémisphère sud et bien mises en évidences par les histogrammes de la figure IV.31.

En conclusion, ce produit peut être affiné dans le futur en utilisant l'information contenue dans le profil vertical de CALIOP. Finalement, les différences moyennes incluant la présence des nuages fins et des différences des champs de vue restent faibles, de l'ordre de 0,07 là où leur contribution est la plus importante pour les latitudes comprises entre 60S et 30S. La différence observée dans le Golfe de Guinée ne provient pas des nuages fins qui sont peu présents de jour et dont les épaisseurs optiques sont négligeables par rapport à celle des aérosols, mais d'une différence intrinsèque entre les produits que nous discuterons dans le chapitre suivant. Elle

provient également du fait que le champ de vue de MODIS étant plus important que celui de CALIOP, les valeurs moyennes ne peuvent pas être exactement les mêmes vu les variations importantes du contenu en aérosols entre les différents jours. La variation jour et nuit du produit épaisseur optique CCSRM est totalement négligeable en moyenne, ceci était attendu puisque nous avons réétalonné les données avant de faire les restitutions.

Produits	Plate-forme	Référence de mesure	Commentaire
Données de niveau 1 étalonnées sur l'écho de surface de l'océan	CALIPSO, CLOUDSAT et AMSR-E	Océan	Rapport signal sur bruit élevé quelle que soit la longueur d'onde considérée. Valable sur tout le profil, permettra d'améliorer les produits opérationnels et les inversions associées.
Epaisseur optique de la colonne d'aérosols au-dessus de l'océan Rapport lidar moyen des couches (S)	CALIPSO couplé à CLOUDSAT ou AMSR-E	Océan (CCSRM)	Rapport signal sur bruit élevé. Insensible aux hypothèses microphysiques sur les aérosols et aux erreurs d'inversion. Utilisation de la mesure d'épaisseur optique et non d'une classification
Epaisseur optique de la colonne d'aérosols au-dessus des nuages	CALIPSO	Dépolarisation dans les nuages d'eau liquide (WCM)	Comme CCSRM et est en plus inaccessible à la radiométrie. Permet de caractériser le forçage radiatif au-dessus des nuages.
Contenu intégré en eau liquide (LWP)	CLOUDSAT et AMSR-E	Océan	Echelle plus fine que celle d'AMSR-E, comparaisons avec les données CALIPSO plus significatives
Epaisseur optique aérosol Epaisseur optique nuage et rayon effectif	MODIS	Océan nuage d'eau liquide	Important travail de validation effectué, mais nécessite des hypothèses sur le type d'aérosols Important travail de validation effectué, mais biaisé par la présence d'aérosols au-dessus du nuage
LWP, contenu en vapeur d'eau intégré	AMSR-E	Océan	Important travail de validation effectué et erreurs très faibles par rapport à la radiométrie visible et infrarouge.

Tab. IV.2 : *Présentation des différentes méthodes analysées et leurs avantages.*

Nous avons donc résumé les différents produits que nous avons maintenant à notre disposition et leurs principaux avantages par rapport aux produits opérationnels dans la table IV.2. Il est maintenant possible d'utiliser ces nouvelles approches sur les produits opérationnels. Nous allons dans le chapitre suivant appliquer ces méthodes à l'étude de l'impact radiatif des aérosols produits par les feux de biomasse en Afrique du Sud pendant la saison sèche.

Chapitre V

Analyses régionales - Application à l'étude de l'effet direct des aérosols au-dessus du Golfe de Guinée pendant AMMA

Le continent africain est la source de différents types d'aérosol, les plus notables sont la poussière désertique et le carbone suie provenant des feux de biomasse. En hiver dans l'hémisphère Nord, les particules de combustion de biomasse au Sahel sont advectés sur l'océan (Haywood et al. 2008). Pendant l'été, les aérosols provenant de ces feux des régions d'Afrique centrale sont advectés vers le Golfe de Guinée où ils peuvent interagir avec des couches persistentes de stratocumulus. En effet, la subsidence de l'atmosphère libre au dessus de la couche limite induite par la branche subsidente de la cellule de Hadley est favorable à la création et au maintien des stratocumulus au sommet de la couche limite.

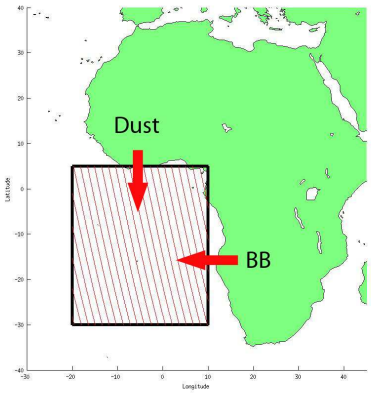

Fig. V.1 : *La région de l'océan où les études de cas et l'étude régionale ont été effectuées est délimitée par le rectangle en trait plein. Les lignes diagonales rouges sont les différentes orbites de CALIPSO de jour et les flèches rouges la direction des principaux panaches d'aérosols venant du nord pour les poussières désertiques et de l'est pour les aérosols de combustion.*

L'étude de cette région dont nous avons illustré les limites géographiques dans la figure V.1 est importante car elle constitue une région d'interactions constantes entre aérosols et nuages. De plus les distributions des aérosols et des nuages peuvent y induire un forçage radiatif significatif [Keil and Haywood, 2003]. Les connaissances sur la physique des interactions aérosols-nuages

que nous en retirerons seront applicables aux autres pollutions d'origine humaine, et les zones maritimes fournissent également la référence non polluée applicable à l'étude des continents [Andreae, 2007].

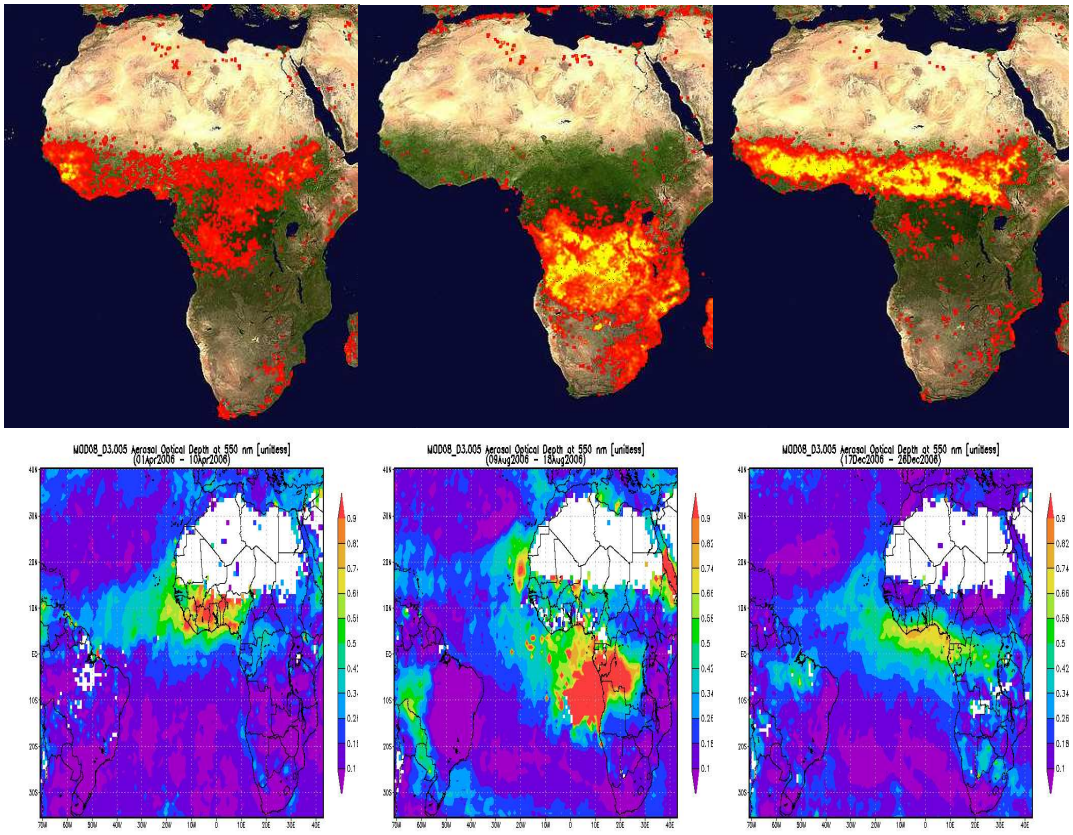

Fig. V.2 : *En haut : feux détectés par MODIS entre le 1 et 10 avril 2006, 9 et 18 Août 2006, 17-26 décembre. En bas : épaisseur optique MODIS sur les mêmes périodes (visualisations effectuées par l'outil GIOVANNI de la NASA Goddard Earth Science).*

Les nouveaux systèmes d'observation par satellite offrent des moyens privilégiés de caractérisation des aérosols car l'observation à l'échelle globale ainsi que leur grande résolution spatiale est bien adaptée aux importantes hétérogénéitées spatiales et temporelles, ce qui les rend également aptes à l'observation de l'effet direct [Remer and Kaufman, 2006]. Nous allons maintenant illustrer comment les nouvelles méthodes d'analyse présentées dans les chapitres précédents peuvent améliorer la connaissance du forçage radiatif des aérosols en présence de nuages. Nous discuterons tout d'abord la sensibilité du modèle aux différentes hypothèses microphysiques et comment améliorer ces premiers résultats, puis nous montrerons un cas d'illustration. Nous étudierons la sensibilité du calcul à la méthode utilisée en fonction de la disponibilité des données à petite échelle. Enfin, les principales sources d'erreur étant connues, nous calculerons le forçage sur la région du Golfe de Guinée et nous donnerons quelques pistes pour étendre ces calculs à l'échelle globale.

V.A Données spatiales

Les études de cas permettent de bien comprendre les processus physiques à fine échelle et d'étudier les différences observées entre les méthodes de restitution. Il est nécessaire de conduire une étude statistique pour aller plus loin dans la validation de la méthode.

On peut voir sur la figure V.2 les variations annuelles de l'occurrence des feux en Afrique et le lien avec la présence d'aérosols sur la mer. En avril, les feux sont répartis sur la Côte d'Ivoire, le Nigéria et le Gabon et sont d'intensité faible. Un large panache d'aérosols constitué essentiellement de poussières sahariennes couvre l'Atlantique à cette saison en s'étendant jusqu'à l'Amérique du Sud et couvrant le Nord du Golfe de Guinée. En Août, quand les feux sont originaires des régions de Savane de l'Angola et la Zambie, le panache d'aérosols s'étend sur le Golfe de Guinée avec une charge en aérosols plus importante à l'Est. Quand la région de feu remonte vers le nord pendant la saison sèche, le panache remonte également au Nord du Golfe de Guinée. Le transport des aérosols de la zone Sahélienne a été analysé durant la SOP-0 d'AMMA [Haywood et al., 2008]. Celui des aérosols produits par les feux de savane a fait l'objet d'études pendant la campagne SAFARI.

Dans le but d'étudier la représentativité des traces de l'A-Train par rapport à la climatologie globale, nous avons étudié la statistique des restitutions d'aérosols au-dessus de l'océan sur le Golfe de Guinée avec CALIPSO et MODIS. Pour vérifier l'existence de biais éventuels entre les différents jeux de donnés, nous avons effectué une comparaison statistique entre les résultats donnés par CCSRM et le pixel MODIS le plus proche (Aqua aerosol 550 nm MYD04L2 product). Les résultats sont reportés sur la figure V.3. On peut voir que l'accord n'est pas parfait entre les deux méthodes de restitution. La pente générale des deux méthodes est différente aux faibles épaisseurs optiques. Il faut bien garder en mémoire que la restitution MODIS et cette méthode sont très différentes. MODIS inverse une réflectance de colonne atmosphérique en faisant des hypothèses sur la réflectance de surface et sur les propriétés microphysiques et radiatives des aérosols. CCSRM utilise un lien théorique et observé entre les échos de surface de différents instruments et ne fait pas d'hypothèses sur la microphysique des aérosols. Il n'est donc pas étonnant d'observer quelques différences, mais l'accord global avec MODIS qui a été bien validé statistiquement est encourageant. En moyenne sur toute la zone et sur tout le mois, CCSRM donne une valeur d'épaisseur optique de 0,22 et MODIS une valeur de 0,25. Cette différence est tout à fait dans les barres d'erreur relative de MODIS au-dessus de l'océan $\Delta\tau = \pm 0.03 \pm 0.05\tau$ ([Remer et al., 2005]) et de la méthode utilisée ici.

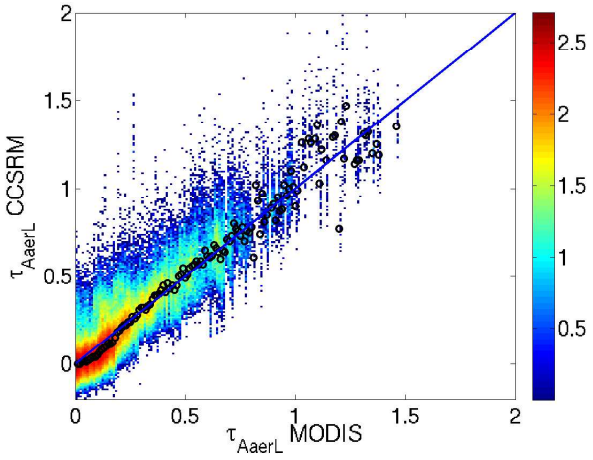

Fig. V.3 : *Epaisseur optique restituée par CCSRM en fonction de l'épaisseur optique restituée par MODIS. Le code de couleur est le logarithme décimal du nombre d'occurences. La ligne bleue indique la droite de pente 1 et le points noirs le centroïde des données.*

On peut observer sur la figure V.3 un biais entre CCSRM et MODIS aux faibles épaisseurs optiques qui se réduit avec les épaisseurs optiques croissantes ($\tau > 0,4$). On pourra noter que les comparaisons entre AERONET et MODIS sont beaucoup plus dispersées ([Kleidman et al., 2005]) car comparer les observations de deux plates-formes de l'A-Train offre une statistique

de mesure difficilement atteignable par la comparaison des observations spatiales et au sol.
Nous avons ensuite comparé CCRSM, MODIS et WCM au-dessus des nuages sur la trace CALIPSO. Nous avons comparé cette statistique avec celle obtenue sur toute la fauchée de MODIS. Les histogrammes ont été reportés sur la figure V.4. Tout d'abord, la différence d'échantillonnage entre MODIS et CCSRM avec un pixel de 10 km et une zone de 70 m de diamètre tous les 330 m ainsi que le biais observé introduisent une différence dans la statistique. On peut observer que sur tout le mois d'Août, la forme de la statistique d'aérosols est différente au-dessus des nuages et au-dessus de l'océan. Les épaisseurs optiques sont plus accentuées entre 0,2 à 0,5 pour WCM, mais les moyennes des deux distributions d'épaisseurs optiques sont extrêmement proches avec 0,21 pour WCM et 0,22 pour CCSRM (qui inclut cependant aussi les aérosols de la couche limite atmosphérique).

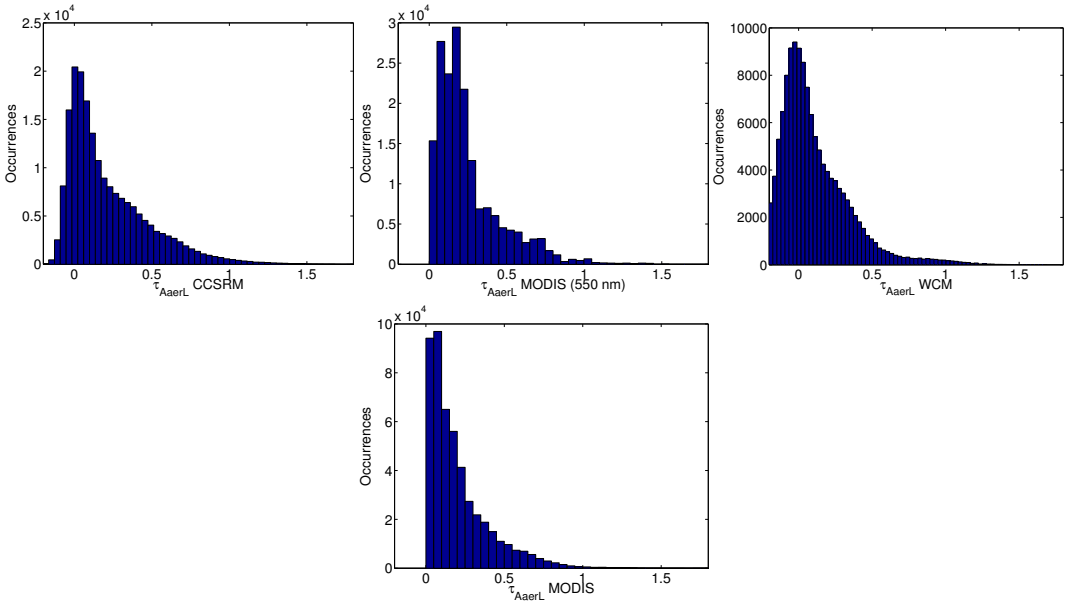

Fig. V.4 : *Statistique des épaisseurs optique sur le Golfe de Guinée à partir des différentes observations. En haut, de gauche à droite : statistique le long des traces CALIPSO de CCSRM 532 nm, MODIS et WCM. En bas : statistiques MODIS sur toute la fauchée (limitée par le domaine d'étude).*

En dernier lieu, il convient de dire que les distributions entre les données MODIS sur la trace de CALIPSO et prises sur toute la fauchée de MODIS, ne sont pas totalement identiques, et une grande attention devra être apportée avant d'extrapoler les données des traces sur une zone géographique étendue.

Des différences apparaissent et un travail supplémentaire est nécessaire pour connaitre exactement la représentativité des données de l'A-Train au niveau climatologique.
Les histogrammes CCSRM et WCM ont des formes similaires avec un épaulement vers $\tau \approx 0,3$. On observe plus de valeurs élevéees en air clair pour CCSRM (le maximum du nombre d'occurrences fait plus du double de celui de WCM), mais ceci est une indication du nombre de points de mesures effectuées. Le nombre de points où WCM peut être utilisé est supérieur à celui indiqué ici, mais des filtres moins sélectifs doivent être développés avant de pouvoir extraire les fractions nuageuses directement à partir de ces données. Les distributions entre MODIS et CCSRM semblent assez comparables trace par trace, mais l'augmentation des valeurs vers $\tau \approx 0,3$ est moins marquée pour MODIS.

V.B Calcul du forçage radiatif des aérosols

Cette étude a été effectuée en coopération avec l'Université Libre de Berlin (équipe du Professeur Jürgen Fischer) qui a créé le code de transfert radiatif MOMO, ainsi qu'avec Christoforos Tsamalis et François Ravetta de l'équipe Physique Chimie de la Troposphère du Service d'Aéronomie. Ces premiers résultats permettent d'illustrer l'apport des nouvelles méthodes de mesure développées pour l'A-Train au problème de l'effet direct des aérosols.

Nous allons ici présenter la méthodologie employée pour utiliser les observations de l'A-Train en entrée de MOMO pour améliorer nos connaissances du forçage radiatif. Les travaux de [Keil and Haywood, 2003] ont abordé ce problème à partir d'un cas représentatif. Les observations de l'A-Train permettent d'aller plus loin et d'étudier l'influence de la variabilité naturelle des épaisseurs optiques des nuages, des aérosols et des méthodes de calculs utilisées sur le forçage radiatif. Ce que nous allons présenter est la première étude de forçage radiatif en présence de nuages utilisant l'importante statistique de mesure fournie par les observations satellites.

Dans le cadre de ce travail, nous avons d'abord utilisé les modèles d'aérosols de la base OPAC ([Hess et al., 1998]). Cette base offre suffisamment de souplesse pour créer notre propre type d'aérosols mais nous avons dans un premier temps utilisé les types préexistants.

Les types d'aérosols utilisés possèdent un albedo de diffusion d'environ 0,7 à 528 nm et qui correspond aux limites inférieures de la simulation de [Keil and Haywood, 2003]. On s'attend à ce que l'albedo de diffusion simple soit plutôt de l'ordre de 0,8-0,9 dans les feux de biomasse (table V.1), mais l'avantage de cette valeur faible de l'albedo de diffusion simple est de permettre de bien mettre en évidence et discuter les non-linéarités des réponses du forçage radiatif induites par les variations naturelles d'épaisseur optique nuages et aérosols. La méthodologie développée ici pourra ensuite être adaptée pour n'importe quel type d'aérosols.

Etude	SSA	Lieu	Type de donnée
[Keil and Haywood, 2003]	$0,86 - 0,93$	Golfe de Guinée	Photomètre à absorption de particules de suies (PSAP)
[Formenti et al., 2003]	$0,93 \pm 0,06$	Golfe de Guinée	PSAP
[Pelon et al., 2002]	$0,85 \pm 0.05$	Inde	Lidar, photomètre solaire
[Martins and Pereira, 2006]	$0,83$	Brésil	OPAC
[Hess et al., 1998]	0,67		OPAC, modèle urbain

Tab. V.1 : *Caractérisation de l'albedo de diffusion simple (550 nm) d'aérosols de feux et de pollutions dans différentes études.*

Avant d'utiliser le code de transfert radiatif MOMO, nous allons discuter la variabilité des différents paramètres à partir d'un modèle analytique simple.

Si on considère un flux incident F, un nuage seul réfléchira un flux ρF égal au produit de sa réflectance ρ par ce flux. En présence d'une couche d'aérosols, et si sa réflectance est négligeable devant celle du nuage (et c'est justement ce cas qui nous intéresse) ce flux sera égal à $\rho F t^2$, avec ici t = $\exp(-\tau) + (1 - \exp(-\tau))\omega(1 - \beta))$ avec β la fraction de lumière diffusée vers l'arrière qu'on peut assimiler au facteur d'asymétrie.
Quand il y a absorption, la variation négative d'albedo peut induire un forçage positif qui vaut $2\rho F(1 - \omega(1 - \beta))\tau$ quand l'épaisseur optique des aérosols est faible, et ce forçage est

donc modulé par la réflectance du nuage, l'albedo de diffusion simple, le facteur d'asymétrie et l'épaisseur optique des aérosols.
On a vu qu'on pouvait estimer l'épaisseur optique des aérosols grâce à l'instrumentation active. Nous apportons donc la réponse du forçage liée à l'épaisseur optique des aérosols avec une grande précision. La réflectance du nuage avec de l'air clair au-dessus peut-être mesurée à partir des observations radiométriques. En présence d'aérosols au-dessus des nuages, il conviendra d'utiliser les mesures d'épaisseur optique des aérosols pour corriger ces observations, mais il n'y a pas de problème de principe.

L'estimation de l'albedo de diffusion simple et du facteur d'asymétrie dépasse le cadre de ce travail. Cependant, il convient de constater que ce modèle simple montre une variation linéaire du forçage radiatif au sommet de l'atmosphére avec ces paramètres et on peut déjà noter qu'on s'attend typiquement à une variation d'un facteur 3 entre un albedo de diffusion simple de 0,7 et 0,9 ([Keil and Haywood, 2003]).

V.B.1 Etude de sensibilité

Pour décorréler les différentes sources d'erreur, nous avons commencé à tester la sensibilité du modèle à différents paramètres. Nous avons utilisé un cas avec des propriétés géométriques nuageuses et aérosols constantes (table V.2) en faisant varier l'épaisseur optique de la couche d'aérosols entre 0 et 1.1 (par pas de 0.1) au-dessus d'une couche de nuages dont l'épaisseur optique varie de 0 à 25 (par pas de 5). Les type d'aérosols utilisés sont l'aérosol urbain de la base OPAC (Optical Properties of Aerosols and Clouds, [Hess et al., 1998]) avec 0% d'humidité relative et un albedo de diffusion simple égal à 0,67 à 528 nm utilisé dans la partie précédente, et les aérosols de fond (background) ayant un albedo de diffusion simple égal à 0,72 à 528 nm.

Type	Aérosols	Nuages
Altitude (base m)	2340 m	830 m
Altitude (sommet m)	4320 m	1130 m
Epaisseur optique	0 à 1,1 (pas de 0,1)	0 à 25 (pas de 5)

Tab. V.2 : *Les propriétés géométriques des couches d'aérosols et de nuages utilisées dans la simulation. Les altitudes sont surtout utiles pour calculer l'émissivité infrarouge de ces couches, ce qui nécessite un autre modèle que MOMO.*

On a reporté dans la table V.2, les épaisseurs géométriques des couches dans la simulation. Il s'avère que ce sont les épaisseurs optiques qui sont quantitativement importantes pour le calcul des forçages radiatifs. De la même manière, dans un système multicouches constitué d'une couche de sel marin en-dessous d'une couche d'aérosols de feux de biomasse, la première étant d'épaisseur optique négligeable devant la deuxième, la présence des aérosols de sels marins peut-être négligée. On verra dans la suite que les forçages en air clair des feux sont extrêmement faibles devant ceux observés en présence de nuages.
Dans cette étude de sensibilité, on s'intéresse plus particulièrement à la comparaison avec les observations, en occurence les réflectances de MODIS sur le cas du 13 Août 2006 que nous présenterons ensuite.

Pour montrer les modifications induites par les variations des caractéristiques du modèle d'aérosol, nous avons reporté dans la figure V.5 les variations de réflectance simulées par MOMO avec les deux types d'aérosols. On peut voir que la réflectance simulée varie dans des sens opposés en changeant le type d'aérosol au-dessus de la couche nuageuse et au-dessus de l'océan. On devrait donc pouvoir obtenir un modèle d'aérosol convergent de manière unique vers les observations. Ceci fera l'objet d'un travail futur, et nous avons gardé les deux types

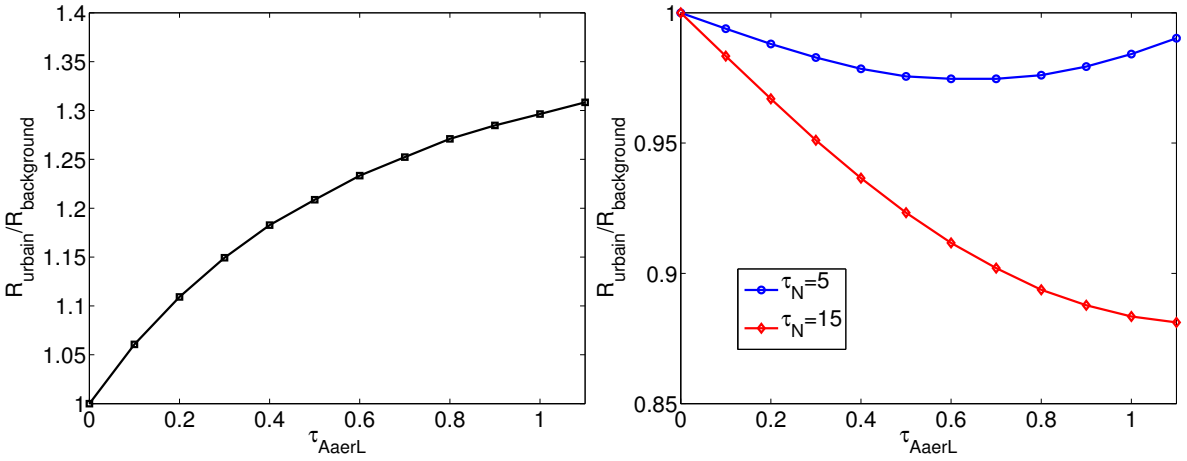

Fig. V.5 : *Effet du changement des caractéristiques de l'aérosol sur les réflectances simulées par MOMO (sommet de l'atmosphère) en fonction de l'épaisseur optique des aérosols au-dessus de l'océan (gauche) et de nuages d'épaisseurs optiques différentes, 5 et 15 (figure de droite). L'angle zénithal utilisé est de 52,84°.*

d'aérosols pour les analyses suivantes. Une première analyse de la réflectance de surface en air non nuageux, montre que le modèle d'aérosols urbains est proche des observations.

Comme on peut le voir sur la figure V.6, la simulation de la couche d'aérosol au-dessus du nuage n'est pas cohérente avec les observations MODIS et CALIPSO. On utilise CALIPSO et la méthode WCM pour déterminer les épaisseurs optiques des aérosols au-dessus des nuages. Cependant, il faut garder à l'esprit que le modèle d'aérosol n'est pas uniquement en cause car il y a probablement une sous-estimation de l'épaisseur optique du nuage donnée par MODIS. Cette valeur égale à 10, utilisée sous la couche d'aérosols donne une réflectance plus faible que celle que nous observons. L'épaisseur optique réelle du nuage serait donc plus probablement supérieure à 25, car aux faibles épaisseurs optiques, la sensibilité au modèle d'aérosol devient plus faible.

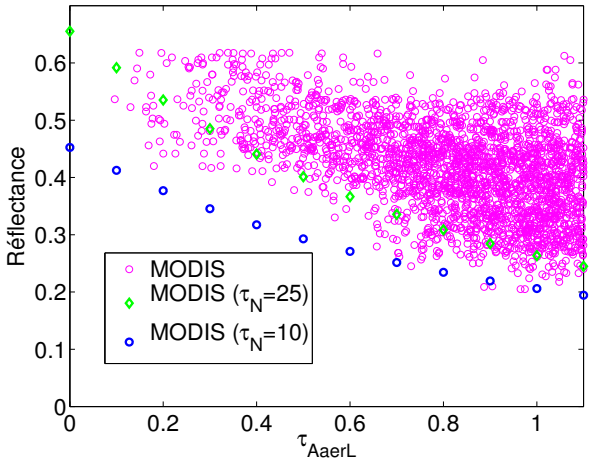

Fig. V.6 : *Réflectances simulées par MOMO au sommet de l'atmosphère pour une épaisseur optique de 10 (bleu) et 25 (vert) avec une charge en aérosol variable (modèle urbain RH=0%) pour un angle zénithal solaire de 29.96°. Les points rouges sont les réflectances 550 nm observées par MODIS.*

En toute rigueur, nous ne pouvons conclure qu'à une différence entre les simulations de MOMO

et les observations de MODIS en présence de nuages et d'aérosols à partir des comparaisons précédentes. Pour savoir si l'erreur provient effectivement des épaisseurs optiques MODIS, nous utilisons le cas du 8 Août 2006 comme cas de référence pour étudier la cohérence des paramètres optiques du nuage entre les observations MODIS et les simulations MOMO. Ce cas permet en effet d'observer un nuage d'eau liquide sans couche d'aérosols au-dessus et on s'attend donc à une bonne précision des restitutions MODIS. Nous avons reporté sur la figure V.7 les propriétés microphysiques mesurés par les différents capteurs de l'A-Train.

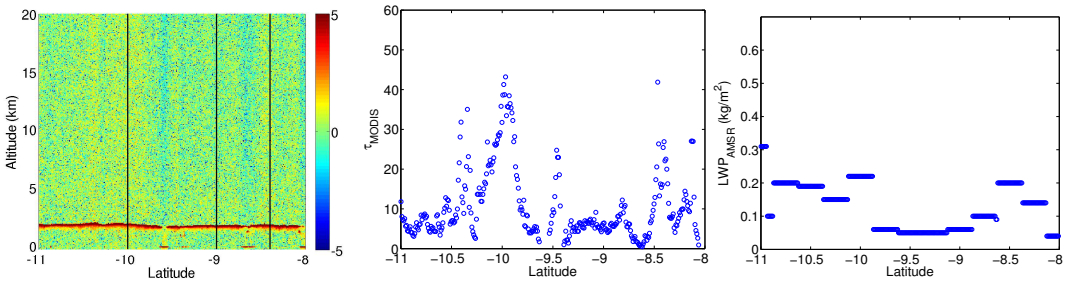

Fig. V.7 : *De gauche à droite : quicklook lidar du 8 Août 2006. Nous pouvons observer la couche nuageuse sans couche d'aérosols au-dessus. Epaisseur optique du nuage mesurée par MODIS. Contenu en eau liquide mesuré par AMSR-E. Les barres verticales noires indiquent 3 zones avec des épaisseurs optiques nuageuses relativement différentes.*

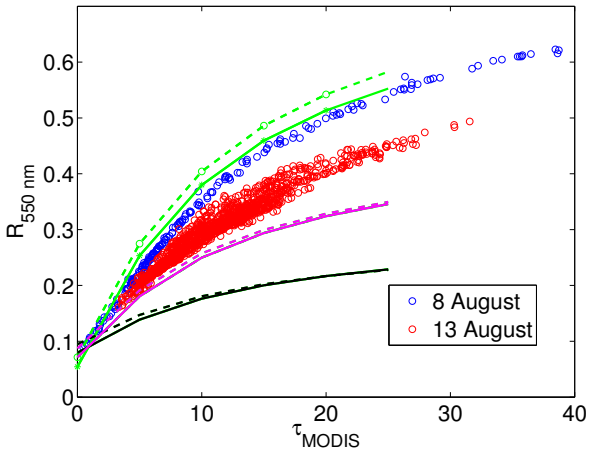

Fig. V.8 : *Epaisseur optique restituée par MODIS en fonction de la réflectance observée les 8 et 13 Août (respectivement bleu et rouge). Les simulations MOMO sont données pour 528 (pointillé) et 573 nm (solide) en absence d'aérosols (vert) et pour des aérosols d'épaisseurs optiques 0,5 (magenta) et 1 (noir).*

Comme on peut le voir sur la figure V.8, il y a une différence de l'ordre de 5% entre les mesures MODIS et les simulations de MOMO pour le cas de référence sans aérosols qui montre que le modèle nuage de MOMO est en bon accord avec les observations. Cet écart provient en partie des différences des rayons effectifs entre le modèle nuage de MOMO ($10,1\ \mu m$) et calculé par MODIS ($17\ \mu m$). Cette différence devra cependant être corrigée car elle induira de lègers biais dans la quantification finale du forçage radiatif. Cette erreur sur le cas nuageux sans aérosols est beaucoup plus faible que les différences entre simulation et observations pour le 13 Août. On attribue les différences importantes observées sur le cas avec aérosols à une erreur (sous-estimation) dans la détermination du rayon effectif et surtout de l'épaisseur optique MODIS. Ainsi, pour une réflectance de 0,45 à 550 nm, on obtient $\tau_N = 23$ alors que pour un rayon

effectif plus faible, elle correspond à $\tau_N = 12$. Cet effet est moins important à une longueur d'onde élevée.

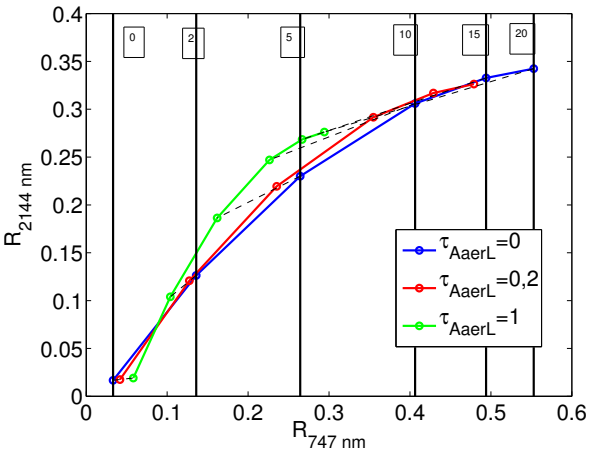

Fig. V.9 : *Variations induites sur les réflectances par la présence d'aérosols ($\tau = 0,2$ et $\tau = 1$) sur les restitutions du radiomètre MODIS (simulées par MOMO). Les épaisseurs optiques du nuage varient entre 0 et 20.*

On peut donc estimer l'influence des aérosols sur la restitution de l'épaisseur optique des nuages par MODIS grâce aux simulations MOMO et aux mesures de CALIOP. Dans cette première étude nous nous contenterons d'estimer le biais induit. Dans un deuxième temps, nous corrigerons les restitutions MODIS dans les algorithmes d'inversion pour nos propres restitutions grâce à MOMO (figure III.9). Comme on peut le voir sur la figure V.9, les différences induites à $2,14$ μm sont beaucoup plus faibles qu'à $0,747\mu$m (sensibilité moindre à l'épaisseur optique des aérosols). Les points obtenus sont donc situés aux extrémités d'un rectangle dont la longueur augmente avec l'épaisseur optique du nuage et des aérosols. La valeur moyenne déterminée par MODIS $\tau_N = 8,43$ correspondrait en fait à $\tau_N = 10$ et 11 ce qui implique une augmentation du forçage calculé de l'ordre de 10%.

V.B.2 Description des résultats sur un cas d'étude

Nous avons ensuite calculé avec MOMO le forçage radiatif solaire induit par un nuage d'aérosols au dessus de l'océan et au dessus d'un stratocumulus dans la région du Golfe de Guinée pour un cas d'étude (trace de l'A-Train le 13 Août 2006 voir fig. V.10).
Nous avons découpé la trace en 10 domaines (barres verticales noires de la figure V.10) pour échantillonner la variabilité naturelle du forçage radiatif et du taux de chauffage. Nous utilisons les données CALIPSO pour connaître la géométrie des couches atmosphériques utilisées dans le code MOMO, à savoir altitude du sommet du nuage, base et sommet des couches d'aérosols. Les restitutions MODIS et CALIPSO ont ensuite été utilisées pour contraindre les propriétés optiques des couches dans la simulation.

Des hypothèses ont été effectuées pour les quantités suivantes, qui sont considérées comme induisant des erreurs du second ordre que nous avons discutées dans la partie précédente.

- Variabilité verticale de la couche d'aérosols. (des aérosols maritimes se trouvent sous la couche des aérosols de feux)
- Choix de la distribution en taille, du coefficient d'Angström, albedo de diffusion simple et facteur d'asymétrie des aérosols.
- Erreur des mesures sur l'épaisseur optique et géométrique du nuage

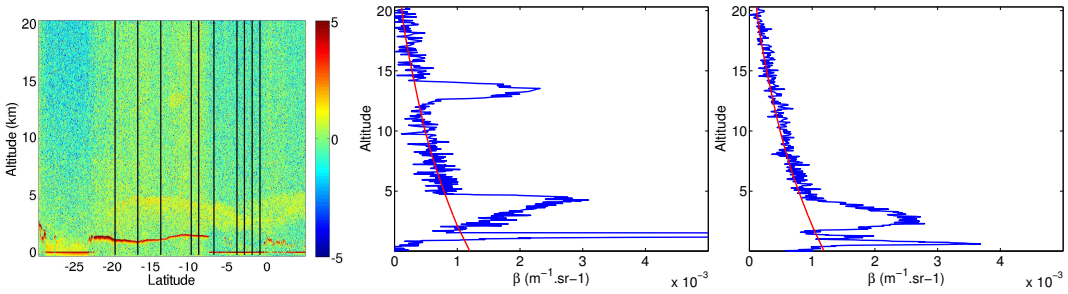

Fig. V.10 : *Gauche : évolution des observations du lidar CALIOP en fonction de la latitude le 13 Août 2006. Comme on l'a déjà vu dans les parties précédentes, un nuage d'eau liquide est présent entre 23S et 8S, et une couche d'aérosols de plusieurs kilomètres d'épaisseur se trouve au-dessus. Les 10 cas étudiés sont indiqués pas les barres verticales noires. Pour rappel nous montrons le profil du coefficient de rétrodiffusion vers 10S au-dessus du stratocumulus au centre et vers 4S en air clair au-dessus de l'océan à droite*

– Réflectance de l'océan négligeable

On a défini deux quantités permettant de quantifier l'effet du forçage radiatif des aérosols. Pour ce faire, on utilise différentes conventions. L'état de référence sera noté R. Pour nos simulations, il s'agit soit du rayonnement interagissant avec la surface de l'océan et la diffusion Rayleigh en air moléculaire, soit du même rayonnement avec un nuage d'eau liquide au-dessus de l'océan. On notera respectivement F_C et F_N les flux calculés dans ces deux cas. On calcule l'influence d'une couche d'aérosols notée A sur ce système de référence, avec ou sans nuage. On calcule également la différence des flux nets au sommet de l'atmosphère et à sa base ([Keil and Haywood, 2003]). Le flux net est défini comme la différence entre le flux descendant et le flux montant. Les deux flux étant notés en valeur absolu, on compte donc positivement les ajouts d'énergie au système atmosphérique.

On définit une première quantité représentant ce qu'on entend généralement par forçage radiatif, c'est-à-dire la différence de flux net entre l'état avec aérosol et l'état de référence au sommet de l'atmosphère.

$$\Delta \mathrm{F}^{\mathrm{net}}_{\mathrm{somC,N}} = \mathrm{F}^{\mathrm{net}}_{\mathrm{somC,N}}(\mathrm{A}+\mathrm{R}) - \mathrm{F}^{\mathrm{net}}_{\mathrm{somC,N}}(\mathrm{R}) \tag{V.1}$$

Comme les flux descendants sont les mêmes quel que soit l'état de l'atmosphère à son sommet, cette équation se réduit à

$$\Delta \mathrm{F}^{\mathrm{net}}_{\mathrm{somC,N}} = -\mathrm{F}^{\uparrow}_{\mathrm{somC,N}}(\mathrm{A}+\mathrm{R}) + \mathrm{F}^{\uparrow}_{\mathrm{somC,N}}(\mathrm{R}) \tag{V.2}$$

La signification de cette équation est assez simple : plus la colonne atmosphérique (surface comprise) est réfléchissante, plus l'énergie réfléchie est importante, il en résultera donc un refroidissement. Si les aérosols rendent la colonne atmosphérique plus réfléchissante, cette quantité est négative (effet parasol). A l'inverse, si les aérosols rendent la surface moins réfléchissante, vu de l'espace on peut dire "assombrissent" la surface (dimming effect), il en résultera un réchauffement, et cette quantité est positive.

La deuxième quantité représente l'énergie radiative absorbée par l'atmosphère. Il s'agit de la même différence de flux net, mais prise à la base de l'atmosphère (juste au-dessus de la surface).

$$\Delta F^{net}_{baseC,N} = F^{net}_{baseC,N}(A+R) - F^{net}_{baseC,N}(R) \quad (V.3)$$

Les flux montants étant assez peu différents à la base de l'atmosphère, cette équation peut se réduire à l'expression suivante :

$$\Delta F^{net}_{baseC,N} \simeq F^{\downarrow}_{baseC,N}(A+R) - F^{\downarrow}_{baseC,N}(R) \quad (V.4)$$

Ici, on comprend bien que ce sont les propriétés d'absorption de l'atmosphère qui sont les plus importantes et qui conditionnent cette quantité.
Les réflectances MODIS aux différentes longueurs d'onde ont ensuite été comparées à la simulation pour vérifier la cohérence entre la microphysique des aérosols et celle des nuages du modèle et des observations.

Les paramètres mesurés et simulés sont reportés respectivements dans les tables V.3 et V.4. CALIPSO fournit l'épaisseur optique des aérosols au dessus de l'océan et de la couche de stratocumulus. Le type d'aérosols utilisé est l'aérosol urbain de la base OPAC (Optical Properties of Aerosols and clouds, [Hess et al., 1998]) avec 0% d'humidité relative et un albedo de diffusion simple égal à 0,67 à 528 nm. Cette valeur correspond à la limite basse de ce qu'on s'attend à trouver pour des aérosols de feux et permet comme on le verra de bien mettre en évidence les non-linéarités des phénomènes mis en jeu.

- Lat est la latitude moyenne des observations
- τ_{AaerL} est l'épaisseur optique des aérosols mesurée par CALIPSO à 532 nm
- τ_N est l'épaisseur optique des nuages mesurée par MODIS (sans correction)
- R_{550} est la réflectance de la colonne atmosphérique à 550 nm mesurée par MODIS
- SZA est l'angle solaire zénithal en degré pour les observations CALIPSO
- R_{528} est la réflectance de la colonne atmosphérique à 528 nm au sommet de l'atmosphère simulée par MOMO
- $\Delta F^{netC,N}_{som}$ est la différence au sommet de l'atmosphère entre le flux radiatif net sans et avec la couche d'aérosols simulée par MOMO en W/m^2 pour l'angle zénithal solaire 52,84° (point simulé le plus proche de l'angle zénithal solaire moyen de 53° dans l'approximation d'Elsasser)
- $\Delta F^{netC,N}_{base}$ est la différence à la base de l'atmosphère entre le flux radiatif net avec et sans la couche d'aérosols simulée par MOMO en W/m^2 pour l'angle zénithal solaire 52,84°

Cas	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Lat	1S	2S	9S	10S	3S	4S	14S	17S	7S	20S
τ_{AaerL}	0,63	0,55	1,16	1,07	0,48	0,55	1,35	1,04	0,96	0,44
τ_N	0	0	20,48	9,36	0	0	8,49	8,19	0	14,98
R_{550}	0,07	0,07	0,42	0,29	0,08	0,07	0,25	0,25	0,08	0,38
SZA	29,10°	29,78°	34,95°	35,73°	30,48°	31,19°	38,96°	41,47°	33,41°	44,03°

Tab. V.3 : *Observations de l'A-Train pour les 10 cas (13 Août 2006) que nous avons simulés avec le modèle MOMO.*

Sur la figure V.11, on a reporté le forçage radiatif au sommet de l'atmosphère induit par la couche d'aérosols au-dessus de l'océan et au-dessus d'une couche de stratocumulus. On peut remarquer qu'on ne peut pas distinguer les cas 2 et 6, parce que les propriétés optiques sont

Cas	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
R_{528}	0,09	0,09	0,18	0,18	0,09	0,09	0,14	0,15	0,09	0,28
ΔF^{net}_{som}	-14,80	-13,73	254,41	182,39	-12,72	-14,29	187,39	165,72	-18,65	131,24
ΔF^{net}_{base}	-187,9	-169,1	-88,1	-130,9	-151,5	-169,0	-158,2	-136,6	-257,2	-52,2

Tab. V.4 : *Résultats de la simulation MOMO.*

identiques et que l'altitude des couches n'est pas un paramètre critique pour la résultante du forçage radiatif. Si le forçage au-dessus de l'océan est du même ordre de grandeur que celui trouvé par [Keil and Haywood, 2003], celui au-dessus de la couche nuageuse est plus important d'un ordre de grandeur. On voit qu'il est façile de différencier le forçage au-dessus de l'océan en air clair (négatif) de celui au-dessus des nuages (positif). Droite : différence entre les forçages radiatifs nets au sommet de l'atmosphère et à la surface en fonction de l'épaisseur optique des aérosols. Au premier ordre on voit bien la dépendance avec l'épaisseur optique des aérosols. On note aussi que l'énergie absorbée en présence des nuages (rond plein rouge) est supérieure à celle absorbée au-dessus de l'océan (ronds bleu).

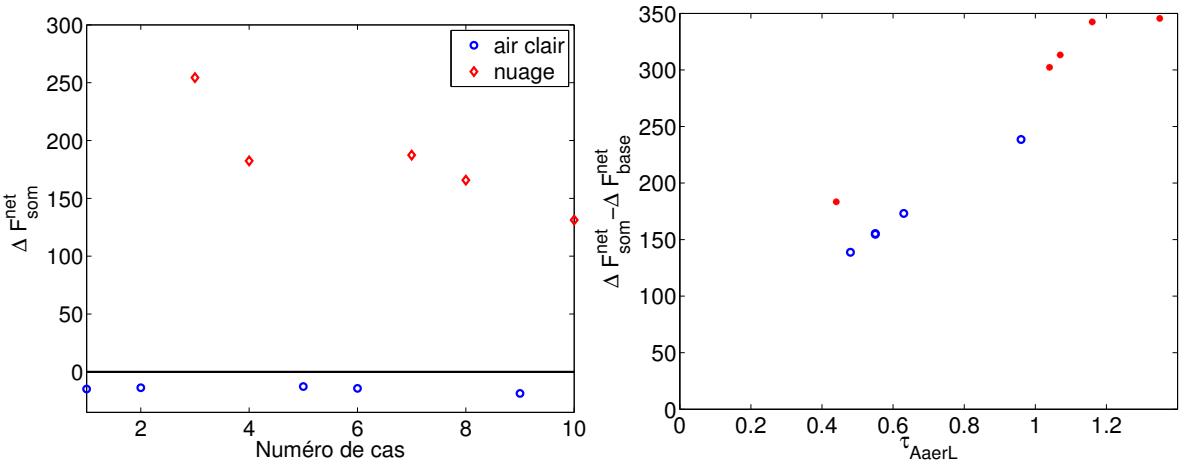

Fig. V.11 : *Gauche : variabilité naturelle moyenne du forçage radiatif au sommet de l'atmosphère calculé par MOMO pour un panache d'aérosols au-dessus de l'océan.*

Cependant, ces valeurs ne sont pas aberrantes si on regarde les ordres de variations des réflectances MODIS à 550 nm (figure V.12). Au final, la couche d'aérosols absorbe de façon significative la quantité de rayonnement réfléchie par le nuage à l'aller et au retour, ce qui explique la différence importante de flux rayonné au sommet de l'atmosphère entre l'état avec un nuage seul et l'état avec le nuage et la couche d'aérosols.
On a également calculé le taux de chauffage avec MOMO pour les couches d'aérosols au-dessus de ces deux surfaces différentes. Les valeurs sont trop élevées et proviennent d'une mauvaise contrainte du calcul, car le rapport signal sur bruit plus faible au-dessus du nuage introduit une erreur dans la détermination de la base de la couche et une distribution en plusieurs niveaux des couches d'aérosols dans les produits opérationnels CALIPSO fait que la base doit être déterminée en utilisant les altitudes de couches inférieures. Il est plus représentatif de regarder quel est le forçage radiatif à la base de l'atmosphère ainsi que la différence de flux nets entre la base et le sommet de l'atmosphère pour connaître la quantité d'énergie emmagasinée par l'atmosphère comme on a reporté sur la figure V.11 et la table V.4. On voit que la présence ou non du nuages n'est pas importante par rapport à la présence d'aérosols,

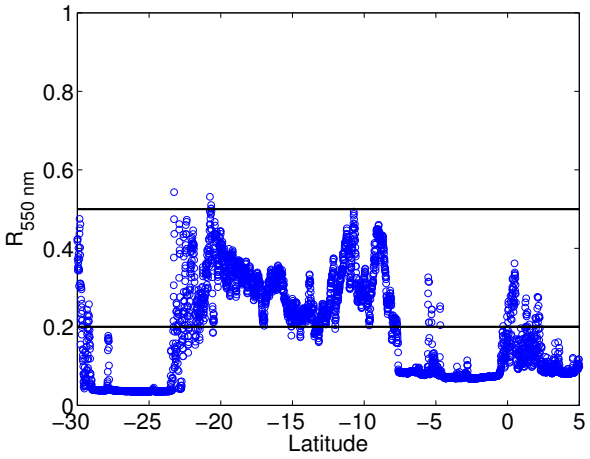

Fig. V.12 : *Reflectance du cas étudié mesuré par le radiomètre MODIS. On peut voir qu'elle varie entre 0,2 et 0,5 dans le même nuage. Ceci serait compatible avec des forçages radiatifs de l'ordre de la centaine de Watt (à propriétés microphysiques du nuage constantes).*

cependant le nuage affecte le flux net par ses propriétés de réflexion et de diffusion, ce qui explique que plus d'énergie est absorbée en présence de nuage car la couche d'aérosols absorbe un flux montant plus élevé dans ce cas.

Le modèle d'aérosols peut être ajusté pour atteindre un accord meilleur avec les observations MODIS au-dessus de l'océan. Cependant, l'accord entre les réflectances observées et modélisées avec le type d'aérosol urbain est de l'ordre de 10% et l'erreur introduite dans ces premières quantifications du forçage radiatif par les aérosols de brûlage au-dessus des nuages devrait rester faible (effet différentiel).
Comme nous l'avons vu précédemment, la présence d'aérosols rend probablement l'algorithme MODIS imprécis en lui faisant sous-estimer l'épaisseur optique. On a vu que l'erreur attendue peut devenir extrêmement importante (de l'ordre de 100%). Cependant, au vu des distributions d'épaisseurs optiques, il s'agit d'un cas extrême ou relativement peu fréquent, et on s'attend à une plus grande fiabilité du produit MODIS en statistique. L'erreur attendue est donc plutôt de l'ordre de 30% ([Yu et al., 2006]), ce qui reste important, mais il s'agit d'un biais négatif. Nous utiliserons donc dans un premier temps les produits nuages MODIS pour nos calculs statistiques qu'on pourra corriger ensuite. Le développement d'une restitution plus précise de l'épaisseur optique nuage ainsi que d'un modèle d'aérosol plus proche des observations sera nécessaire pour mieux quantifier le forçage radiatif.

V.B.3 Représentativité de ce cas d'étude par rapport aux observations de l'A-Train

Comme on peut le voir sur les histogrammes des épaisseurs optiques aérosols sur le Golfe de Guinée par CCSRM, WCM et MODIS de l'étude régionale, à laquelle il convient d'ajouter la distribution d'épaisseur optique nuageuse mesurée par MODIS (figure V.13), l'événement que nous avons simulé représente un cas extrême. Cependant, la même méthodologie peut être appliquée à l'échelle régionale pour calculer le forçage radiatif moyen sur les traces de l'A-Train. La représentativité de la statistique des traces par rapport à la statistique de la situation régionale sera ensuite discutée. Il faut garder à l'esprit que ces valeurs sont probablement biaisées vers les valeurs inférieures à cause de la présence d'aérosols, même si l'effet devrait être un peu moins important en moyenne que sur le cas d'étude que nous avons présenté.

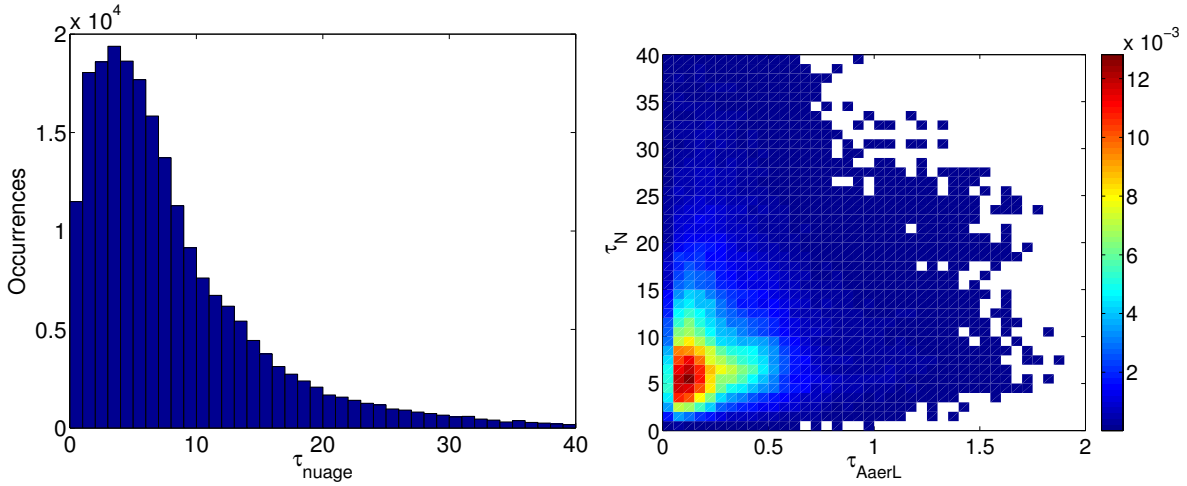

Fig. V.13 : *Distribution moyenne des épaisseurs optiques des nuages mesurées par MODIS sur les traces de l'A-Train.*

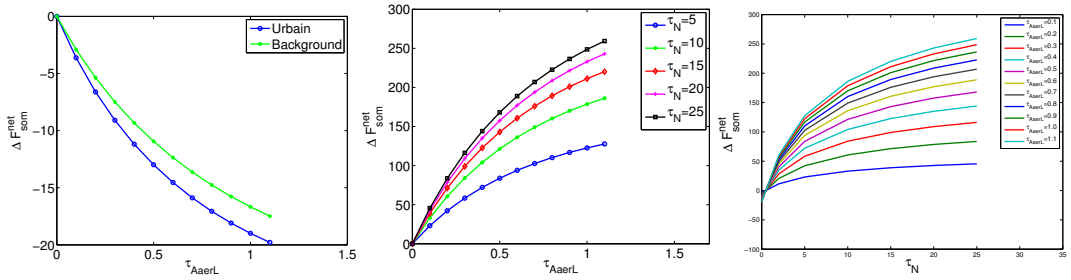

Fig. V.14 : *Forçage radiatif au sommet de l'atmosphère en fonction de l'épaisseur optique des aérosols. A gauche : au-dessus de l'océan pour deux types d'aérosols différents de la base OPAC. Différentes courbes sont tracées pour montrer l'influence de la présence d'une couche nuageuse d'épaisseur optique variable sous une couche d'aérosol également variable. Au milieu : différentes courbes à épaisseur optique nuageuse fixe en fonction de l'épaisseur optique des aérosols. A droite : épaisseur optique d'aérosol fixe et épaisseur optique nuageuse variable*

Les propriétés des aérosols mesurées par différentes plates-formes fournissent des informations représentant différentes échelles spatiales et temporelles et une meilleure analyse du système global aérosol-nuage encore mal effectuée [Yu et al., 2006]. Pour étudier comment les distributions d'épaisseurs optiques et de nuages influencent de manière non-linéaire les forçages radiatifs associés, nous allons calculer le forçage moyen global de trois manières différentes représentatives de l'information disponible à différentes échelles spatiales et temporelles. L'angle zénithal solaire sélectionné de 53° correspond à l'angle zénithal moyen global dans l'approximation d'Elsasser [Lefrère, 2004] mais nous étudierons également les effets de la variation d'angle zénithal solaire sur le forçage radiatif.

V.B.3.a Forçage radiatif à partir de mesures moyennes

Nous calculerons tout d'abord le flux net moyen à partir des valeurs moyennes, c'est-à-dire la somme du produit de la fraction nuageuse globale (sur l'ensemble des traces) C_N par le forçage radiatif F_N correspondant à l'épaisseur optique nuageuse moyenne $\overline{\tau}_N$ surmonté d'une couche d'aérosols d'épaisseur optique moyenne $\overline{\tau}_{AaerL,WCM}$ avec celui de la fraction d'aérosols au-dessus de l'océan C_C par le forçage radiatif F_C correspondant à celui d'une couche d'aérosols d'épaisseur optique moyenne $\overline{\tau}_{AaerL,CCSRM}$.

$$\overline{\Delta F}^{net}_{som} = C_N.F_N(\overline{\tau}_{AaerL,WCM}, \overline{\tau}_N) + C_C.F_C(\overline{\tau}_{AaerL,CCSRM}) \quad (V.5)$$

Ce qu'on note maintenant $F_{C,N}$ est une simplification de notations et correspond à ce qu'on a défini précédemment pour une situation donnée (par opposition à la situation moyenne), autrement dit

$$\Delta F^{net}_{somC,N} = F_{C,N} \quad (V.6)$$

On a reporté dans les tables V.5 et V.6 la valeur moyenne de ces épaisseurs optiques sur la région et la période considérée. On a également reporté l'écart-type de cette statistique pour calculer les variations attendues du forçage radiatif. On peut voir que les valeurs sont typiquement inférieures de 10% pour les aérosols de background par rapport aux aérosols urbains. D'autre part, l'écart sur le forçage radiatif au sommet de l'atmosphère pour deux valeurs des épaisseurs optiques d'aérosols est d'autant plus important que l'épaisseur optique du nuage sous-jacente est importante (figure V.14). Les échelles de temps impliquées dans la formation et les aérosols étant différentes, ceci démontre déjà la complexité du phénomène que nous allons discuter et l'importance d'avoir une grande résolution spatiale et temporelle des observations.

Méthode	CCSRM	MODIS (aérosols)	WCM
τ_{AaerL} moyenne	0,22	0,25	0,21
τ_{AaerL} écart-type	0,27	0,25	0,25

Tab. V.5 : *Statistique des mesures d'épaisseurs optiques d'aérosols sur le Golfe de Guinée en Août 2006 par les méthodes CCSRM, WCM, et les produits MODIS. Les mesures sont prises sur les traces de l'A-Train co-localisées avec les tirs de CALIOP.*

Epaisseur optique	MODIS (nuages)
τ_N moyenne	8,43
τ_N écart-type	8,05
Fraction nuageuse (C_N moyen)	min 0,61 max 0,79
Fraction air clair (C_C moyen)	min 0,22 max 0,39

Tab. V.6 : *Statistique des mesures d'épaisseurs optiques nuages sur le Golfe de Guinée en Août 2006 par les produits MODIS. Les mesures sont prises sur les traces de l'A-Train coincidant avec les tirs de CALIOP.*

On a reporté dans les tables V.7 et V.8 les résultats de la simulation MOMO pour les différentes valeurs correspondant aux variations attendues à partir de la statistique des mesures en utilisant l'aérosol urbain. Nous avons également reporté les fractions de la partie de la trace nuageuse et aérosols. Il faut remarquer que nous n'échantillonnons pas 100% de la trace quand on additionne la fraction nuageuse MODIS avec la fraction d'aérosols, il manque environ 17% qui correspondent à l'incertitude des analyses MODIS (nuage ou aérosols). Dans notre cas, il

correspondent probablement à des pixels partiellement couverts de nuages qu'il faudrait plus probablement assimiler à de l'air clair, mais ce point est à éclaircir à partir des observations actives. Nous calculerons (voir table V.12) l'erreur introduite par les variations de l'estimation de la fraction nuageuse et air clair.

F_N (W/m^2)	ΔF^{net}_{som} Urb	$\Delta F^{net}_{som} - \Delta F^{net}_{base}$ Urb	ΔF^{net}_{som} Back	$\Delta F^{net}_{som} - \Delta F^{net}_{base}$ Back
$\tau_N = 8,43$ $\tau_{AaerL} = 0,22$	60,6	99,1	54,3	86,1
$\tau_N = 8.43$ $\tau_{AaerL} = 0,49$	110,3	187,6	102,9	168,6
$\tau_N = 16,48$ $\tau_{AaerL} = 0,22$	79,9	106,8	70,7	92,9
$\tau_N = 16,48$ $\tau_{AaerL} = 0,49$	146,0	200,0	134,7	180,3

Tab. V.7 : *Statistique des simulations MOMO de forçage radiatifs au-dessus des nuages sur le Golfe de Guinée en Août 2006 à partir des observations de l'A-Train.*

F_C (W/m^2)	ΔF^{net}_{som} Urb	$\Delta F^{net}_{som} - \Delta F^{net}_{base}$ Urb	ΔF^{net}_{som} Back	$\Delta F^{net}_{som} - \Delta F^{net}_{base}$ Back
$\tau_{AaerL} = 0,22$	$-7,14$	69,8	$-5,82$	57,5
$\tau_{AaerL} = 0,49$	$-12,8$	141,2	$-10,8$	120,0

Tab. V.8 : *Statistique des simulations MOMO de forçage radiatifs au-dessus de l'océan sur le Golfe de Guinée en Août 2006 à partir des observations de l'A-Train.*

Cette manière de procéder comporte une faiblesse intrinsèque à savoir la supposition que lorsque des aérosols se trouvent au-dessus du nuage, les propriétés moyennes ne sont pas affectées, et qu'il y a bien indépendance statistique entre les propriétés des aérosols et celles des nuages. La validité de cette supposition n'est pas évidente à priori, car les propriétés thermodynamiques des masses d'air contenant des aérosols de feux au-dessus des champs nuageux introduisent des modifications du flux descendant en lien avec les propriétés des nuages. C'est pour celà que nous allons également calculer le forçage radiatif d'une autre manière.

V.B.3.b Forçage radiatif à partir des distributions de probabilités conditionnelles

Nous utiliserons donc les probabilités (conditionnelles) observées des co-localisations des épaisseurs optiques nuages et aérosols $P(\tau_{AaerL,WCM}, \tau_N)$ (figure V.15) pour calculer F_N pour chaque point de mesure, ce qui permettra de tenir compte des distributions statistiques à la place des mesures moyennes. De la même manière, nous utiliserons les probabilités d'observation des épaisseurs optiques d'aérosols au-dessus de l'océan.

$$\begin{aligned}\sum \Delta F^{net}_{som} =& C_N . \sum P(\tau_{AaerL,WCM}, \tau_N) F_N(\tau_{AaerL,WCM}, \tau_N) \\ &+ C_C . \sum P(\tau_{AaerL,CCSRM}) F_C(\tau_{AaerL,CCSRM})\end{aligned} \tag{V.7}$$

Ici les sommes portent sur tous les points de mesure effectués sur toutes les traces pendant tout le mois. On a reporté sur la figure V.16 la distribution probabiliste 2D de F_N en fonction

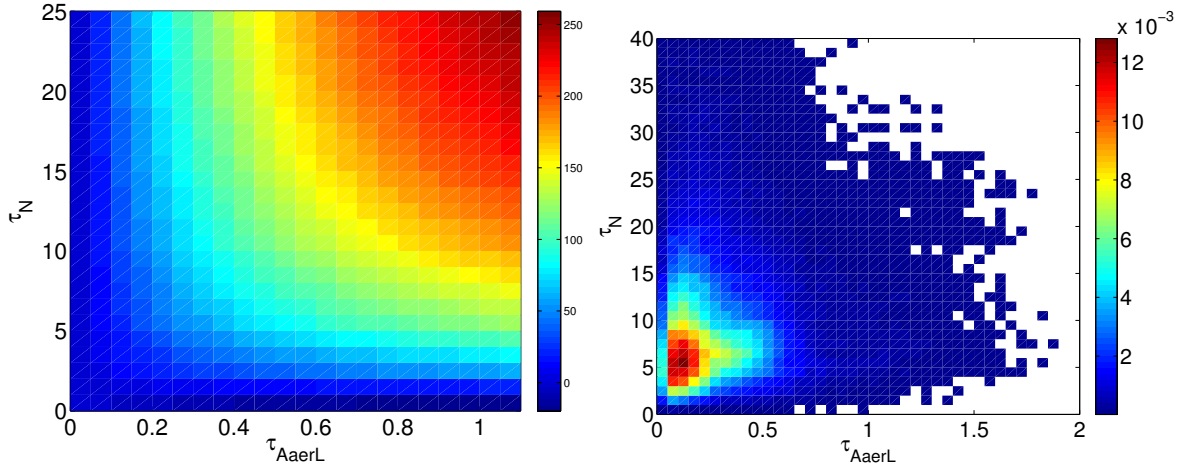

Fig. V.15 : *Gauche : forçage radiatif simulé par MOMO (code couleur en* $\mathrm{W/m^2}$*) en fonction de l'épaisseur optique des aérosols et des nuages. Droite : probabilité observées des épaisseurs optiques d'aérosols et des épaisseurs optiques de nuages co-localisées, l'aspect de cette courbe par rapport aux histogrammes de la partie étude régionale suggère une certaine indépendance statistique de l'épaisseur optique du nuage en fonction de l'épaisseur optique de l'aérosol.*

des épaisseurs optiques qui correspond à la somme en fonction de $\mathrm{C_N}$. On a reporté sur la table V.9 les valeurs simulées à partir des mesures et les variations qu'induirait un biais dans l'épaisseur optique nuageuse de 1 et de $0,1$ dans l'épaisseur optique des aérosols.

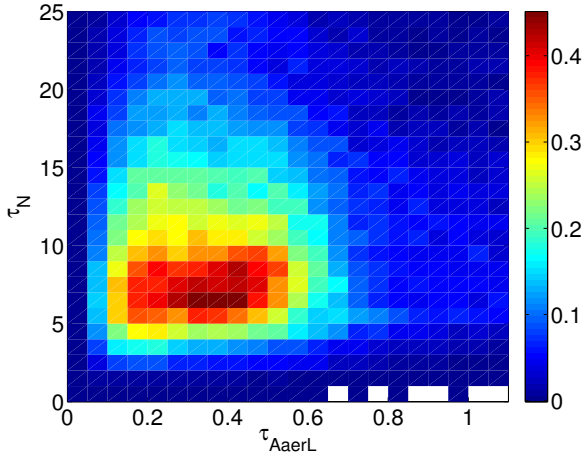

Fig. V.16 : *Représentation probabiliste du forçage radiatif* $\mathrm{F_N}$ *en fonction des probabilités d'observations co-localisées des aérosols et des nuages.*

$\sum PF_N$	$\tau_N + 0$ Urb	$\tau_N + 1$ Urb	$\tau_N + 0$ Back	$\tau_N + 1$ Back
$\tau_{\mathrm{AaerL}} + 0$	$55,9$	$64,7$	$51,4$	$59,6$
$\tau_{\mathrm{AaerL}} + 0.1$	$59,4$	$68,8$	$54,5$	$63,2$

Tab. V.9 : *Statistique des simulations MOMO de forçage radiatifs au-dessus des nuages à partir des statistiques de traces et les variations qu'induiraient de légères variations autour des valeurs mesurées.*

V.B.3.c Forçage radiatif à partir des statistiques des traces

Et enfin, nous effectuerons un troisième calcul en utilisant les valeurs des moyennes provenant des statistiques trace par trace et point par point (échelle 1/3 de km). La différence essentielle avec la manière précédente provient des fractions nuageuses et des probabilités de distribution des épaisseurs optiques qui sont prises point par point au lieu d'être calculées de manière globale comme sur les autres cas.

$$\begin{aligned} < \sum_{\text{traces}} \Delta \mathrm{F}^{\text{net}}_{\text{som}} > = < \mathrm{C}^{\text{traces}}_{\mathrm{N}} . \sum_{\text{traces}} \mathrm{P}^{\text{traces}}(\tau_{\text{AaerL,WCM}}, \tau_{\mathrm{N}}) \mathrm{F}_{\mathrm{N}}(\tau_{\text{AaerL,WCM}}, \tau_{\mathrm{N}}) \\ + \mathrm{C}^{\text{traces}}_{\mathrm{C}} . \sum_{\text{traces}} \mathrm{P}^{\text{traces}}(\tau_{\text{AaerL,CCSRM}}) \mathrm{F}_{\mathrm{C}}(\tau_{\text{AaerL,CCSRM}}) > \end{aligned} \tag{V.8}$$

La somme porte donc sur chaque point de mesure des traces. Comme on peut le voir sur la figure V.17, le forçage radiatif pour chaque trace peut en effet être très différent du forçage radiatif de l'ensemble des traces V.16. Comme il en est de même pour la fraction nuageuse, il est important de considérer les variations du forçage radiatif correspondant. La moyenne est ensuite effectuée sur l'ensemble des forçages calculés sur chaque trace.

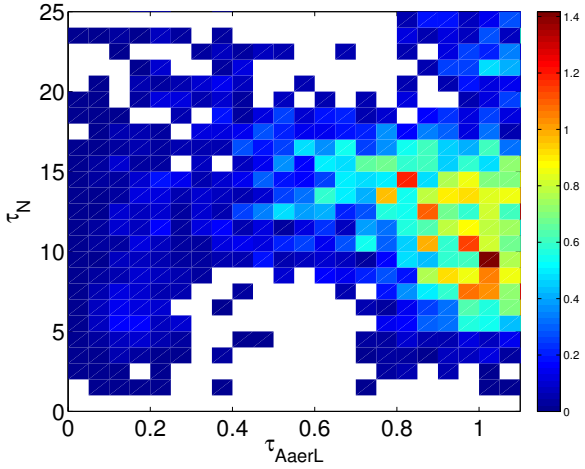

Fig. V.17 : *Représentation probabiliste du forçage radiatif F_N en fonction en fonction des probabilités d'observation des épaisseurs optique aérosols et nuages pour la trace du 13 août 2006. On peut voir qu'elle est différente de la valeur moyenne (figure V.16).*

$< \sum_{\text{traces}} \Delta \mathrm{F}^{\text{net}}_{\text{som}} >$ $(\mathrm{W/m^2})$	$\Delta \mathrm{F}^{\text{net}}_{\text{som}}$ Urb	$\Delta \mathrm{F}^{\text{net}}_{\text{som}}$ Back
Valeur moyenne	$31,2$	$28,8$
Ecart-type	$23,6$	$22,3$

Tab. V.10 : *Statistique des simulations MOMO de forçage radiatifs au-dessus des nuages à partir des statistiques traces par traces et les variations qu'induiraient de légères variations autour des valeurs mesurées.*

Comme on peut le voir sur la table V.10, la valeur moyenne du forçage radiatif diminue pour le type d'aérosol ayant un albedo de diffusion simple plus élevé que celui du type urbain. Il faut constater également que l'écart-type est du même ordre de grandeur que la valeur moyenne, et il est donc fondamental de discuter les sources de variations et c'est ce que nous allons faire à présent.

V.B.3.d Discussion

On a reporté les résultats précédents dans la table V.11. Il faut remarquer qu'il y a un ordre de grandeur de différence entre les forçages radiatifs au-dessus des nuages et au-dessus de l'océan, et $C_C.F_C$ est donc négligeable devant $C_N.F_N$ quelle que soit la façon de les calculer. Cette remarque reste valable si on la divise par 3 pour un albedo de diffusion simple de l'ordre de 0,9. Bien que l'incertitude relative sur $C_C.F_C$ et sur $C_N.F_N$ soit du même ordre (voir analyse à partir des valeurs moyennes), car on passe du simple au double en faisant varier la charge en aérosols, la valeur absolue de l'incertitude sur $C_N.F_N$ est bien supérieure. De plus, la valeur que nous donnons ici, qui peut être encore affinée en modifiant le modèle d'aérosols utilisé, est une estimation basse (à valeur d'albedo de simple diffusion fixé), car MODIS sous-estime l'épaisseur optique nuageuse en présence d'aérosols, ce qui est le cas la plupart du temps (voir forme de la distribution WCM, non nulle). Si on considère les variations de toute la fauchée plutôt que celles sur la trace, la distribution change un peu de forme, son écart-type augmente (0,35 pour toute la fauchée contre 0,25 sur la trace) et sa moyenne change peu (0,22 contre 0,25), ce qui induit peu de modifications (figure V.18).

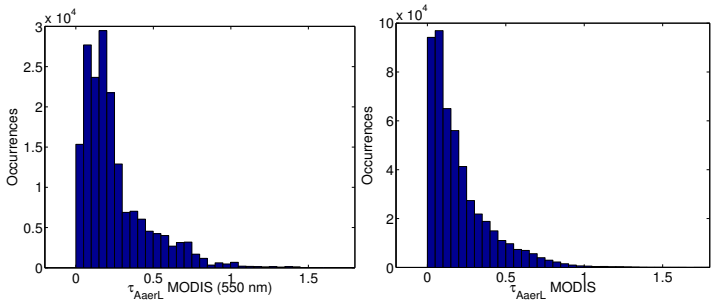

Fig. V.18 : *Distribution des épaisseurs optiques des aérosols mesurés par MODIS le long de la trace de CALIPSO et sur toute la fauchée du radiomètre.*

On trouve donc des valeurs correspondant à un forçage régional positif contrairement à ce qui est supposé en moyenne pour le premier effet direct des aérosols et on a reporté ces valeurs dans les tables V.11. Pour information, nous avons reporté l'écart-type provenant des mesures tir à tir et de la statistique de chaques traces. La valeur importante provient de l'importante variabilité journalière des observations et n'est pas représentative de l'erreur totale de notre calcul (figure V.19). Il est plus significatif de regarder les ordres de variations des différentes méthodes de calcul et deux types d'aérosols pour en avoir une meilleure idée. Vu que l'erreur induite n'est que de 10% on s'attend à une erreur au plus de cet ordre de grandeur. Les différences entre les méthodes proviennent de deux sources principales : l'impact non-linéaire des variations des distributions d'épaisseurs optiques et les forçages associés, autrement dit, le forçage du aux moyennes des épaisseurs optiques est différent de la moyenne des forçages associés à chaque épaisseur optique mais également des variations du coefficient de fraction nuageuse (pour une variation d'environ 15%).

Comme on peut le voir sur la figure V.20, la fraction nuageuse varie au cours de la journée. Nous pouvons estimer la fraction nuageuse au moment de nos mesures, mais pas sur toute la journée. D'autre part, les produits MODIS que nous avons utilisés contiennent une incertitude de 17%. Si une fraction de cette incertitude se reporte dans la fraction nuageuse, le forçage final sera affecté de manière non négligeable. La table V.12 récapitule les erreurs introduites par la fraction nuageuse. A noter que comme les valeurs de ces paramètres sont inférieures à 1, il en est de même pour l'erreur associée. Ceci signifie que pour des variations de ces paramètres de $0,1$ la variation de forçage associée serait de l'ordre de 5 $W.m^{-2}$.

Méthode	Moyenne	Distribution moyenne	Distribution traces
$C_N.F_N$ (Urb)	37,2	34,3	31,2
$C_N.F_N$ (Back)	33,3	31,5	28,0
$C_C.F_C$ (Urb)	-1,59	-1,46	-1,03
$C_C.F_C$ (Back)	-1,29	-1,22	-0,85
Total (Urb)	35,6	32,9	30,2
Ecart-type (Urb)	–	-	24, 3
Total (Back)	32,0	30,3	28,0
Ecart-type (Back)	–	-	22, 9

Tab. V.11 : *Statistique des mesures d'épaisseurs optiques d'aérosols sur le Golfe de Guinée en Août 2006 par les méthodes CCSRM, WCM, et les produits MODIS effectuée de trois manière différentes. Les mesures sont pris sur les traces de l'A-Train coincident avec les tirs de CALIOP.*

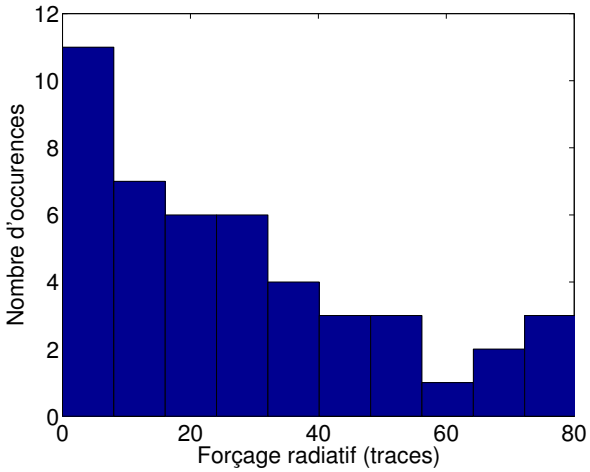

Fig. V.19 : *Histogramme du forçage radiatif de chaque trace. On peut voir la grande variabilité existant entre chacune d'elles.*

Méthode	Moyenne	Distribution moyenne	Distribution traces
$\partial F/\partial C_N$ Urb	53,5	49,3	40,8
$\partial F/\partial C_N$ Back	48,5	45,9	38,1

Tab. V.12 : *Statistique des variations du forçage radiatif (*$W.m^{-2}$*) en fonction de* C_N*.*

L'étude de [Keil and Haywood, 2003] trouvait des forçages de l'ordre de $+45 W/m^2$ pour le même albedo de diffusion simple (0,7), une couverture nuageuse totale et une épaisseur optique des nuages supérieures. L'épaisseur optique des aérosols était de 0,25, ceci qui est proche de 0,22 qui est notre valeur moyenne. Les résultats de notre étude sont à diviser par 4 pour être comparable à ces valeurs ce qui donne une valeur de 15 $W.m^{-2}$ pour notre calcul d'épaisseur optique utilisant les valeurs moyennes. Cette valeur très inférieure que nous trouvons est à attribuer aux valeurs de l'albedo du nuage que nous avons utilisées ainsi qu'au modèle d'aérosol différent. Ceci confirme donc l'importance de mesurer précisemment les propriétés des aérosols, mais surtout celles des nuages. Nous avons vu qu'il est également important de prendre en compte toutes les probabilités de variations plutôt que des valeurs moyennes pour faire une quantification précise du forçage radiatif. Cette différence demande des investigations

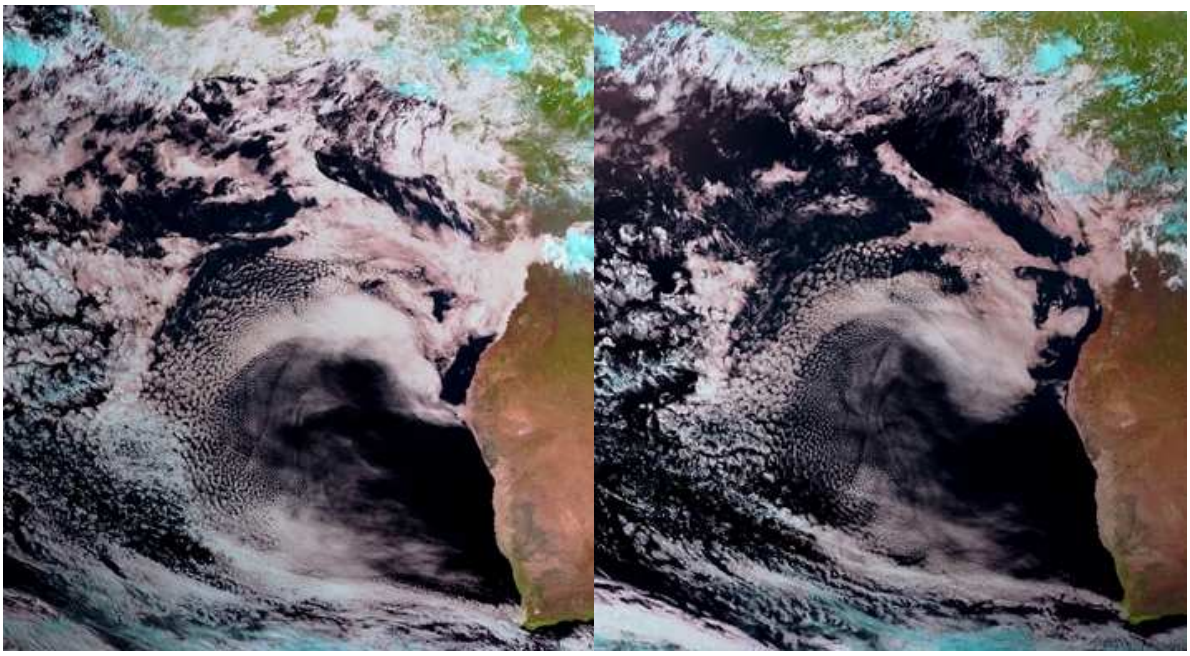

Fig. V.20 : *Images MSG le 16 Août 2006 à 9h30 TU (gauche) et 14h30 TU (droite). On peut voir l'évolution de la surface recouverte par les nuages.*

complémentaires.

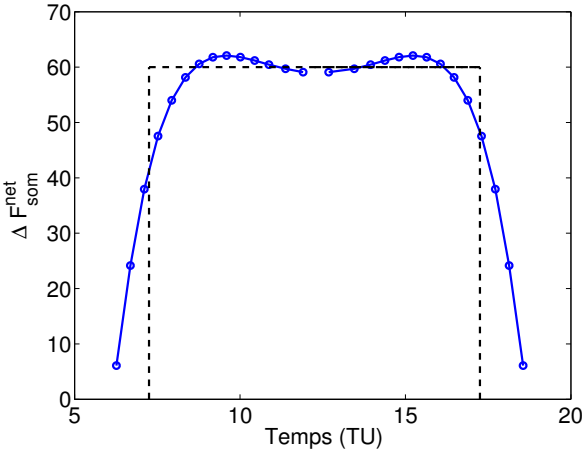

Fig. V.21 : *Variations temporelles du forçage radiatif pour la moyenne de l'épaisseur optique aérosols et nuages pour toute la région du Golfe de Guinée au point de coordonnées 5S et 12,5W.*

Mise à part l'amélioration du modèle microphysique aérosol et nuage que nous avons déjà discutée, d'autres améliorations permettraient d'aller plus loin. Nous avons supposé que la distribution nuageuse restait statistiquement la même durant la journée et nous avons utilisé un angle zénithal moyen dans le calcul. Il est possible d'intégrer les variations du forçage radiatif par rapport aux variations de l'angle solaire zénithal pendant la journée. MOMO permet de réaliser ce genre de calcul (figure V.21), et on trouve par exemple que le forçage diminue environ de moitié par rapport à l'angle de référence. La fonction de la figure V.21 montre que le flux moyen est plutôt divisé par un facteur 2 à 3 qui correspondrait à 10h d'ensoleillement pour un forçage de 60 W.m^{-2} (traits tiretés sur la figure V.21). Ceci est dû au fait que le forçage ne diminue pas en valeur absolue avec le flux solaire car l'épaisseur

optique des couches d'aérosols et donc leur effet radiatif augmente pour un rayonnement solaire oblique. La surface de la région étudiée correspond à environ 1/20ème de la surface du globe. Ces aérosols sont observés environ trois mois par an dans cette région. En forçage global, on s'attend donc à une contribution au forçage global comprise entre environ $+0,15$ et $+0,05$ W.m^{-2} en fonction de la valeur moyenne de l'albedo de diffusion simple auquel il faut ajouter le forçage négatif en air clair [Schulz et al., 2006].
Pour l'aérosol urbain en air clair, on obtient des valeurs compatibles avec ce qui est calculé dans le rapport de l'IPCC 2007. Bien que les aérosols soient de types différents, ils sont présents sur d'autres régions du globe, et ceci est une indication supplémentaire que l'effet direct pourrait être mal pris en compte dans les analyses usuelles.

Dans l'idéal, il faudrait un nombre d'observations avec une résolution spatiale et temporelle plus importante pour être sur de bien caractériser le forçage radiatif. Cependant, on a vu que les valeurs moyennes des épaisseurs optiques ne variaient pas énormément dans les données MODIS prises sur la trace et sur toute la fauchée (figure V.18). Même si ces données sont mesurées au-dessus de l'océan, elles nous donnent une idée des variations des caractéristiques des aérosols sur des échelles plus importantes que les traces de l'A-Train. On a vu que les différences induites en prenant les valeurs moyennes et les distributions statistiques proprement dites sont de l'ordre de 10% avant prise en compte des fractions nuageuses et des variations d'angle zénithal. C'est à peu près cet ordre de grandeur que nous attendons d'une prise en compte plus poussée des variations spatiales et temporelles, et on peut affirmer que le problème vient des nuages.
En effet, on s'attend à ce que la charge en aérosols varie sur des échelles typiques de quelques jours par les phénomènes de sédimentation et d'advection à grande échelle, alors que la couverture nuageuse peut varier beaucoup plus rapidement sur des échelles beaucoup plus fines causées par des variations locales. Si on néglige l'influence des effets 3D aux bords des nuages, l'épaisseur optique et la fraction nuageuse introduisent les variations les plus importantes dans le forçage radiatif résultant. Il est donc important de connaître la représentativité des mesures effectuées par les traces de l'A-Train par rapport aux statistiques de la région pour calculer un forçage à haute résolution spatiale et temporelle. Des outils comme MSG et les observations des satellites géostationnaires permettront d'affiner cette première approche.

V.C Conclusion

En conclusion, nous avons pu montrer qu'il était différent de calculer des forçages radiatifs à partir de mesures moyennes sur une région donnée par rapport à l'utilisation d'une statistique de mesure plus précise et que la valeur du forçage résultant varie. Ceci constitue un apport notable de l'importante statistique de mesure offerte par les mesures spatiales. Toutefois, une première analyse à partir des valeurs moyennes offre une estimation acceptable. Il sera nécessaire de conduire des investigations supplémentaires pour réduire l'incertitude sur les paramètres clés et variant rapidement, à savoir essentiellement la fraction nuageuse et les propriétés radiatives des nuages. En effet, les aérosols de pollution sont également très absorbants et conduisent à des effets similaires à ceux des aérosols de combustion, et il sera donc nécessaire d'étudier ce phénomène pour bien comprendre l'effet du forçage anthropique sur le climat.

Chapitre VI

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse a permis le développement de nouvelles méthodes d'analyse des signaux provenant des instruments actifs radar et lidar aéroportés et spatiaux s'appuyant sur l'utilisation de l'écho de surface océanique et nuageux.
Ceci nous a permis de montrer les problèmes que posent l'étalonnage absolu du lidar et du radar, mais que cet objectif pouvait être atteint avec un rapport signal sur bruit bien plus important que les procédures standard actuellement utilisées et qu'il permettra d'améliorer les produits opérationnels des instruments de l'A-Train.

Ces méthodes permettent également de déterminer les paramètres microphysiques et radiatifs des nuages et des aérosols. Ainsi, en utilisant la référence d'écho de surface du radar ou du radiomètre micro-onde AMSR-E nous pouvons restituer l'épaisseur optique des aérosols sans faire d'hypothèse sur leur microphysique, de nuit comme de jour et avec un rapport signal sur bruit inégalé jusqu'à présent. Une procédure similaire permet d'obtenir le contenu en eau liquide intégré des nuages d'eau liquide. La connaissance de la réflectance de surface quelle que soit la charge en aérosols a des implications importantes pour estimer l'albedo de diffusion simple des aérosols, qu'il sera possible de développer plus avant.
Nous avons utilisé différentes méthodes de mesure de l'épaisseur optique des aérosols et nous avons comparé les résultats à différentes échelles de temps et d'espace. L'étude régionale a montré un bon accord général entre les restitutions MODIS et CALIPSO-CLOUDSAT (CCSRM), avec un biais aux faibles épaisseurs optiques. Une partie de cette erreur peut provenir des hypothèses de la réflectance de surface et de la microphysique des aérosols effectuées par l'inversion des réflectances MODIS. Les résultats donnés par MODIS et CCSRM montrent une certaine cohérence avec ceux obtenus par WCM aux jonctions océan-nuages qui est assez encourageante pour la validité de la méthode.

Ces méthodes n'ont pas encore démontré tout leur potentiel. Nous avons commencé à les utiliser pour restituer le rapport lidar dans les couches d'aérosols pour différencier les différents types d'aérosols en fonction de leur taille. L'utilisation de ce genre de procédure pourrait à terme permettre de mieux différencier la composition d'un ensemble multicouche d'aérosols. Un avantage par rapport aux produits de la radiométrie est que cette restitution est effectuée à l'échelle de la tache du laser (70 m pour CALIOP) et que l'information sur la verticale permet de savoir avec précision si un nuage est observé ou non, alors que les pixels de la radiométrie peuvent identifier comme claires des zones avec quelques nuages épars. La fiabilité de cette méthode ne changeant pas avec les propriétés microphysiques de la couche, elle peut être appliquée à la mesure de l'épaisseur optique des nuages de glace semi-transparents.

Nous avons utilisé toutes ces méthodes pour montrer que la prise en compte de l'épaisseur optique des aérosols au-dessus des nuages du Golfe de Guinée est essentielle à une bonne

compréhension des forçages climatiques de cette région. Nos premiers résultats montrent que le forçage régional est positif comme attendu, mais la contribution de régions ayant des propriétés similaires pourrait être plus importante que ce qui était supposé par les études précédentes effectuées à partir des mesures aéroportées. Ce résultat est hors de portée des produits radiométriques actuels et constitue une avancée notable offerte par l'utilisation des nouvelles méthodes de mesure impliquant les lidars spatiaux. Il demande à être affiné par une amélioration du modèle d'aérosol utilisé (notamment par la détermination de l'albedo de simple diffusion) et également une meilleure connaissance entre le rapport statistique des traces de l'A-Train avec la statistique de la région. Nous avons montré que les méthodes d'analyse pouvaient être améliorées en utilisant les informations sur la couverture nuageuse à petite échelle et des investigations supplémentaires seront nécessaires pour comprendre l'impact global.

Un autre point consiste à améliorer la détermination de l'épaisseur optique nuageuse τ_N en présence d'aérosols. L'incertitude sur τ_N induit en effet un biais négatif sur la quantification du réchauffement régional associé. Le développement d'un tel produit constitue également une étape importante pour pouvoir étudier le second effet indirect des aérosols à partir des observations spatiales. Une façon extrêmement simple d'atteindre cet objectif serait d'améliorer les produits d'épaisseur optique developpés dans cette thèse avec les algorithmes de restitution du radiomètre MODIS.

Ces études exploratoires ouvrent la voie à de futures missions spatiales utilisant uniquement l'écho de surface et des nuages et en extrayant des informations importantes et critiques. Ce genre de mission demanderait moins d'énergie et donc un budget plus faible que les missions actuelles, permettant d'envisager de multiplier les plates-formes pour construire une constellation de satellite.

Annexe A

Complément

On trouvera ci-après quelques généralités sur les aérosols et les nuages, et nous allons y introduire un certain nombre de notions utiles à la compréhension de la thèse.

A.A Les aérosols

Nous allons tout d'abord définir ce qu'est un aérosol et ce qu'on appelle le coefficient d'Angtröm, ensuite nous introduirons une façon de caractériser les aérosols en fonction de leur processus de formation.

A.A.1 Définition

Aérosols : Par définition, il s'agit des particules solides ou liquides en suspension dans l'atmosphère, mais conformément à l'usage courant en géosciences, nous en excluerons les nuages. Leur taille varie de quelques nanomètres à plusieurs centaines de micromètres (taille rarement atteinte). Leurs sources d'émission sont multiples, à la fois naturelles (cendres volcaniques, poussières désertiques, embruns marins) et anthropiques (fumées d'industrie et des feux de biomasse, gaz d'échappement, poussière organiques), ce qui induit une très grande diversité de leurs propriétés.

Coefficient d'Angström des aérosols : C'est un exposant qui exprime la dépendance spectrale de l'épaisseur optique τ des aérosols en fonction de la longueur d'onde de la lumière λ incidente. En effectuant des mesures à deux longueurs d'onde différentes λ et λ_0, la dépendance spectrale de l'épaisseur optique des aérosols peut être exprimée approximativement (car elle dépend de la distribution en taille des aérosols) par

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\alpha} \tag{A.1}$$

L'exposant d'Angström α fournit des informations supplémentaires sur la taille des particules (plus il est grand, plus les particules sont petites).

A.A.2 Caractéristiques et processus de formation

Il existe plusieurs façons de cataloguer les aérosols, mais la plus commune est de le faire en fonction de leur taille. La description donnée ci-après reprend le modèle d'aérosol communément utilisé par la communauté scientifique et utilisé pour la restitution du produit aérosol MODIS [Kaufman and Tanré, 1998].

[Whitby, 1978] montra que la distribution en taille des aérosols peut-être exprimée comme un somme de fonctions log-normales, chacune d'elles résultant d'un processus chimique ou physique différent. Il suggéra trois modes : le mode de nucléation généré par la nucléation des gaz pour des particules inférieures à 0.04 μm de diamètre, le mode d'accumulation pour les particules de diamètre compris entre 0.04 et 0.5 μm résultant principalement de la coagulation des petites particules, et le mode grossier pour les particules de diamètre supérieure au micromètre, originaires de la surface océanique et terrestre et libérés par des processus mécaniques (érosion, houle). On rappelle dans la table A.1 les origines des différentes sources d'aérosols.

	1970 ($Tg.y^{-1}$)	1990 ($Tg.y^{-1}$)
Origine naturelle		
Minérale	10-500	1000-3000
Sel marin	200-1000	1000-3000
Volcanique	3-150	15-90
Biogénique		50
Conversion gaz-particule	300-2000	200-1300
Extraterrestre	0,1-50	10
Origine anthropogénique		
Industrie, combustible fossile carbone, sulfate nitrate, organique	100-400	300
Feu de biomasse	3-150	100-450

Tab. A.1 : *Flux annuels des différentes espèces d'aérosols présents à la surface du globe ([Gras, 2003]).*

Si on suppose qu'un seul paramètre D ayant la dimension d'une longueur est suffisant pour caractériser la distribution en taille des aérosols, une distribution log-normale s'exprime alors par la relation suivante dont on peut voir l'illustration sur la figure A.1 :

$$n(D) = \frac{N}{D \ln(\sigma)\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\ln^2(\frac{D}{D_m})}{2\ln^2\sigma}\right) \tag{A.2}$$

N est le nombre de particules par unité de volume, σ est la largeur de la distribution, D_m est le diamètre médian en nombre

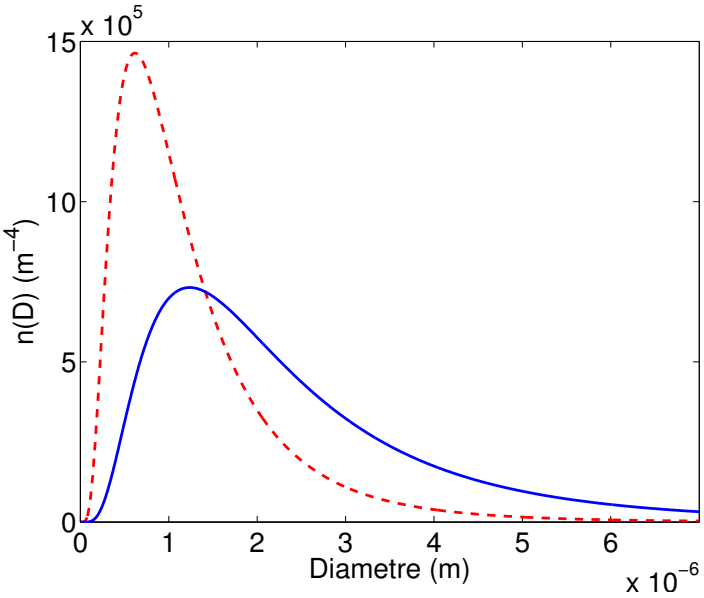

Fig. A.1 : *Deux exemples de distributions log-normales avec N=2, $\sigma = 2$ et $D_m = 1\mu$m (trait pointillé rouges) et 2 μm (trait solide bleu)*

A.B Les nuages

Nous allons tout d'abord définir ce qu'est un nuage dans le cadre de cette étude, ensuite discuter les processus de formation et enfin expliquer ce qu'on entend par leurs propriétés microphysiques et radiatives.

A.B.1 Définition

Un nuage sera défini par un ensemble de particules d'eau sous forme liquide ou solide, qui se situe au sommet ou au-dessus de la couche limite, et visible par un observateur au sol[1]

La couche limite est la partie de l'atmosphère où se font sentir les effets de la surface, par opposition à l'atmosphère libre. Quand la couche limite est dominée par la turbulence créée par la force de flottabilité, elle est appelée couche limite convective. Dans cette couche, en air clair, on distingue, la couche de surface qui peut s'étendre entre 5 et 10% à partir de la surface, la couche mélangée qui s'étend dans son milieu entre 35 à 80%, la zone d'entraînement qui en constitue entre 10% et 60% à partir du sommet.

A.B.2 Formation

On observe la formation de nuage quand l'humidité relative d'une masse d'air dépasse le seuil de saturation. A ce moment, certains des aérosols servent de support pour la formation des premières gouttes d'eau par condensation hétérogène, ce sont les noyaux de condensation nuageuse (cloud condensation nuclei ou CCN). Différents phénomènes sont source de sursaturation.

– La saturation par refroidissement isobare est à l'origine des brouillards de rayonnement. Lorsque la température du sol s'abaisse en fin de journée et pendant la nuit, ce refroidissement peut se propager plus ou moins aux couches supérieures de l'atmosphère en

[1]Cette définition du nuage se veut restrictive. En effet si on se fie uniquement au critère visuel, la distinction entre nuages et précipitations peut être floue suivant qu'on est dedans ou non.

fonction de la vitesse du vent et, s'il est suffisant, provoquer la condensation de la vapeur d'eau. On parle de brouillard d'advection quand une masse d'air chaud et humide est advectée au-dessus d'une surface plus froide. Le refroidissement se propage alors par turbulence et peut entraîner la condensation.

- Le processus de saturation par détente adiabatique est à l'origine de la formation de la plupart des nuage et intervient à la suite du soulèvement des particules d'air à différentes échelles. Un phénomène convectif local donnera un nuage isolé caractérisé par une importante extension verticale de type cumulus de beau temps. A l'échelle synoptique, le soulèvement d'un front chaud le long d'un front froid aura tendance à former des strates de nuages. Un relief de terrain peut forcer l'ascension d'un vent horizontal et on parle dans ce cas de nuage orographique.
- La saturation par apport de vapeur d'eau est le phénomène responsable de la formation des brouillards d'évaporation. Lorsque une masse d'air est au-dessus d'une masse d'eau plus chaude, la vapeur d'eau en équilibre avec la phase liquide va diffuser dans l'air sec ce qui peut éventuellement provoquer la condensation.
- La saturation par mélange et par turbulence. Dans la couche limite, la turbulence tend à homogénéiser le fluide par mélange des particules d'air. Plus précisémment, la turbulence tend à homogénéiser la température potentielle et le rapport de mélange de la vapeur d'eau. Le refroidissement et l'augmentation en vapeur d'eau au-sommet de la couche peuvent entraîner la condensation. C'est le phénomène responsable de l'apparition des stratocumulus au sommet de la couche limite que nous étudierons dans cette thèse.

On a reporté dans la table A.2 les types de nuages les plus communément observés au-dessus de l'océan ainsi que la fraction de surface qu'ils recouvrent au-dessus de l'océan. On peut voir que les nuages bas (Stratocumulus essentiellement) sont les nuages couvrant la plus grande partie de l'océan.

Type	Surface recouverte (%)
Stratus et Stratocumulus	34
Cumulus	12
Cumulonimbus	6
Nimbostratus	6
Altostratus et Altocumulus	22
Cirrus, Cirrostratus, stratus et Cirrocumulus	13
Moyenne sur les océans	64,8

Tab. A.2 : *Types de nuages les plus communs observés au-dessus des surfaces océaniques ([Hobbs, 1993]).*

A.B.3 Caractéristiques microphysiques et radiatives des nuages

Les distributions de gouttes d'eau observées dans les nuages d'eau liquide montrent une forme caractéristique qui peut-être approchée par une distribution dite gamma généralisée [Geoffroy, 2007]

$$n(D) = N_0 \frac{\alpha}{\Gamma(\nu)} \Lambda^{\alpha\nu} D^{\alpha\nu-1} e^{-(\Lambda D)^{\alpha}} \tag{A.3}$$

$n(D)$ est le nombre de gouttes d'eau ayant le diamètre D par unité de volume et par unité de longueur. N_0 est le paramètre qui détermine la valeur maximale de la concentration. Λ, α et

ν sont les paramètres de la distribution et déterminent sa forme ainsi que la valeur de la taille des gouttes correspondant au maximum de concentration.

La figure A.2 montre deux exemples de distribution. La courbe pleine est la forme typique d'une distribution dans les nuages. La concentration augmente brutalement à partir des valeurs faibles jusqu'à atteindre un maximum.

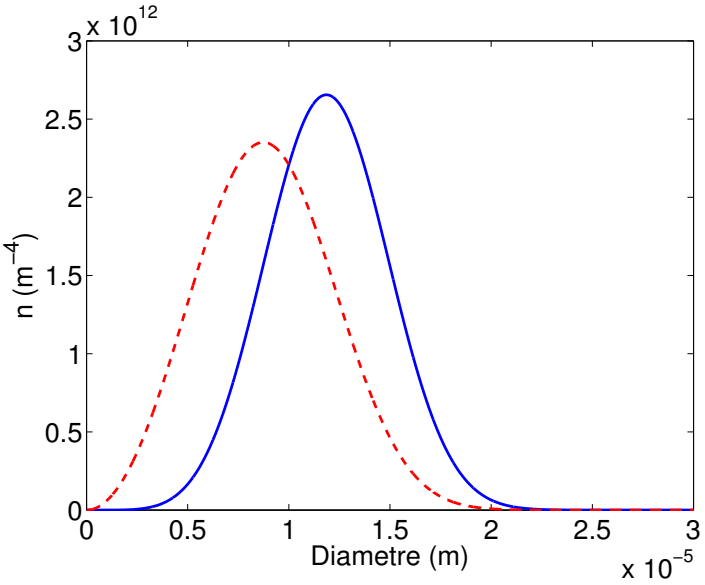

Fig. A.2 : *Deux exemples de distributions gamma généralisée avec* $N_0 = 20.10^6 m^{-3}$. *En trait plein,* $\nu = 2$, $\alpha = 3$ *et* $\Lambda = 10^5$. *En pointillés* $\nu = 1$, $\alpha = 3$ *et* $\Lambda = 10^5$.

Tous les paramètres microphysiques des nuages peuvent être exprimés en fonction des différents moments de cette distribution.

$\int_0^{+\infty} n(D)dD$ est la concentration totale N_0, à savoir le nombre de gouttes par unité de volume (moment d'ordre 0).

$N_0^{-1} \int_0^{+\infty} n(D)DdD$ est le diamètre moyen des gouttes (moment d'ordre 1).

$\frac{\pi}{4N_0} \int_0^{+\infty} n(D)D^2dD$ correspond à la surface moyenne d'une gouttes d'eau (moment d'ordre 2)

$\frac{\pi}{6}\rho_L \int_0^{+\infty} n(D)D^3dD$ est le contenu en eau liquide (Liquid Water Content ou LWC) (moment d'ordre 3). ρ_L est la densité de l'eau liquide.

On définit le diamètre effectif des gouttes du nuage comme le moment d'ordre 3 sur le moment d'ordre 2.

$$D_e = \frac{\int_0^{+\infty} n(D)D^3dD}{\int_0^{+\infty} n(D)D^2dD} \tag{A.4}$$

$\int_0^{+\infty} n(D)D^6dD$ (moment d'ordre 6) définit la réflectivité radar.

A partir de ce qui précède, il apparait un lien entre les propriétés microphysiques et radiatives des nuages. Pour les grands paramètres de tailles, on a l'égalité suivante :

$$\frac{LWC}{D_e} = \rho_L \frac{\alpha}{3} \tag{A.5}$$

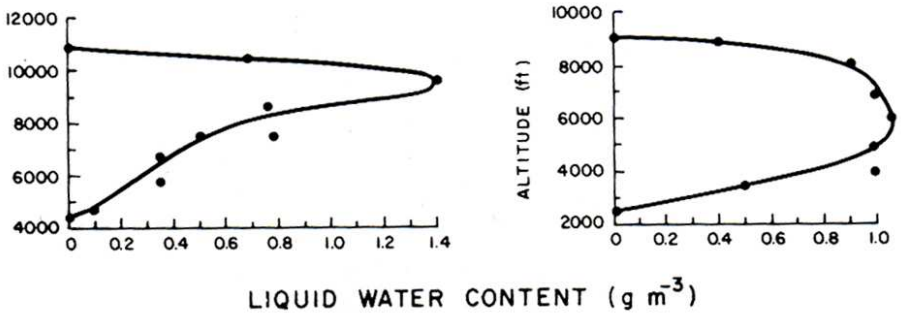

Fig. A.3 : *Deux exemples du contenu en eau liquide (en* g.m^{-3}*) dans un nuage en fonction de l'altitude (l'unité est le pied sur la figure, ce qui donne des nuages épais d'environ 2km) [Pruppacher and Klett, 1980].*

L'épaisseur optique représente l'intégrale de cette quantité le long du chemin optique parcouru par le rayonnement considéré, et il existe un lien univoque entre l'épaisseur optique et l'albedo (ou réflectivité) R du nuage qui représente la fraction du rayonnement incident réfléchi. En hypothèse de diffusion totale (pas d'absorption) et en atmosphère plan parallèle, on a l'expression suivante [Stephens, 1994] qui s'applique aux longueurs d'ondes visibles :

$$R = \frac{\tau(1-g)}{2+\tau(1-g)} \tag{A.6}$$

$g = 2\pi \int_{-1}^{1} P(\cos\theta)\cos\theta d(\cos\theta)$ est le facteur d'asymétrie de valeur proche de 0,85 dans les nuages d'eau liquide. Cette loi simplifiée illustre bien les relations univoques reliant l'épaisseur optique et la réflectance du nuage aux longueurs d'ondes visibles. Cette formule permet d'estimer au premier ordre l'effet du forçage radiatif des aérosols au-dessus des nuages en fonction de l'épaisseur optique du nuage.

Annexe B

Restitution du rapport lidar dans les nuages d'eau liquide

On suppose correcte l'hypothèse selon laquelle il existe un rapport lidar (S) constant dans les nuages pour les tailles de gouttes communément observées dans les stratocumulus ([Pinnick et al., 1983], [O'Connor et al., 2004]), alors en incluant la diffusion multiple avec un facteur η dans l'épaisseur optique [Platt, 1973] et donc également dans S (S devient $S' = \eta S$ que nous appellerons S effectif) et l'extinction (α devient l'extinction effective $\alpha' = \eta\alpha$), la solution de l'équation différentielle lidar admet deux solutions ([Klett, 1981]) : la solution dite prograde avec valeur initiale proche du système de mesure, l'autre dite rétrograde avec la valeur de référence prise le plus loin possible. Le deuxième cas permet un calcul plus stable aux dépens du biais. C'est la solution généralement adoptée pour l'analyse des aérosols et des nuages semi-transparents. Nous choisirons l'autre formulation, pour tirer profit de son instabilité à forte épaisseur optique. Elle peut s'écrire sous sa forme la plus simple :

$$\alpha'(R) = \frac{S'P}{1 - 2\int_0^R S'Pdr} \tag{B.1}$$

Où P est le signal reçu par le lidar en unité physique (c'est-à-dire le coefficient de rétrodiffusion atténué) et R est la distance entre l'échantillon d'atmosphère rétrodiffusant et le télescope du lidar. Le terme sous l'intégrale peut devenir supérieur à 0,5 dans certains cas, par exemple si une mauvaise valeur de S est utilisée dans la restitution, ce qui peut amener une valeur négative de l'extinction restituée et nous utiliserons le terme d'instabilité dans ce cas.
En supposant une valeur de P correctement normalisée, et en notant δS' l'erreur faite sur S', $\delta\alpha'$ l'erreur relative sur α' s'écrit :

$$\frac{\delta\alpha'}{\alpha'} = \frac{\frac{\delta S'}{S'}}{e^{-2\tau} + \frac{\delta S'}{S'}(e^{-2\tau} - 1)} \tag{B.2}$$

En terme analytique, le seuil d'instabilité est défini par :

$$e^{-2\tau} = \frac{\delta S'}{S' + \delta S'} \tag{B.3}$$

La signification physique de cette équation est que plus l'épaisseur optique du nuage augmente, plus une faible erreur δS' peut provoquer des instabilités. Autrement dit, à proximité du seuil, on peut minimiser l'erreur δS' si l'épaisseur optique est grande, et l'utilisation de cette condition à la base (pour un système visant le nadir) ou au sommet du nuage (pour un système

visant le zénith) déterminé par le signal radar permettra d'atteindre une meilleure précision. On obtient ainsi une contrainte sur S' pour éviter de faire diverger la solution.
La détection de l'altitude du sommet du nuage est plus précise que la base si on considère la sensibilité des radars actuels, on a donc simulé les observations d'un radar et lidar sols qui correspondrait à un profil correspondant à un nuage dense atténuant fortement le signal lidar. Il sera caractérisé par le fait qu'à partir d'une certaine altitude, le signal lidar y devient très faible, mais pas le signal radar. Ce dernier permet de déterminer l'altitude de son sommet, et donc de connaître son épaisseur géométrique.
On utilisera l'équation (1) en faisant varier S', pour corriger le signal lidar atténué. On utilisera la valeur de S' la plus élevée donnant une valeur de l'extinction effective non négative au sommet du nuage comme S effectif pour les restitutions.
En utilisant un certain modèle de nuage (diffusion multiple, S, profil de l'extinction croissant linéairement avec l'altitude, etc), nous allons calculer le coefficient de rétrodiffusion (β) atténué correspondant. En négligeant l'effet du système électronique du lidar, son expression est la suivante :

$$\beta_{att} = \frac{\alpha'}{S'} e^{-2\int_0^R \alpha' dr} \tag{B.4}$$

τ	1	2	3	4
S' (sr^{-1})	$23,11$	$20,36$	$20,04$	$20,00$
$\delta S'/S'$ (%)	$15,6$	$1,8$	$0,2$	$< 0,01$

Tab. B.1 : *Effet de l'épaisseur optique sur la restitution de S'.*

On se placera d'abord dans un cas utilisant les hypothèses suivantes : on supposera qu'il n'y a aucun signal rétrodiffusé en dehors du nuage. La valeur de S est égale à 20, l'extension verticale du nuage est de 400 m, l'extinction varie linéairement avec l'altitude et il n'y a pas de diffusion multiple ($\eta = 1$). On regarde l'effet de l'épaisseur optique sur la restitution en faisant varier S' de 0 à 80 par pas de 0,01. La valeur restituée va de 23,11 pour $\tau = 1$ à 20,00 pour les valeurs de τ supérieures à 3 (table B.1).
On peut voir les profils restitués pour les épaisseurs optiques 3 et 4 respectivement sur les figures B.1 et B.2. L'erreur sur S' est inférieure au pas utilisé (0,01) pour une épaisseur optique de 4 et c'est donc cette épaisseur que nous allons utiliser pour les simulations suivantes.

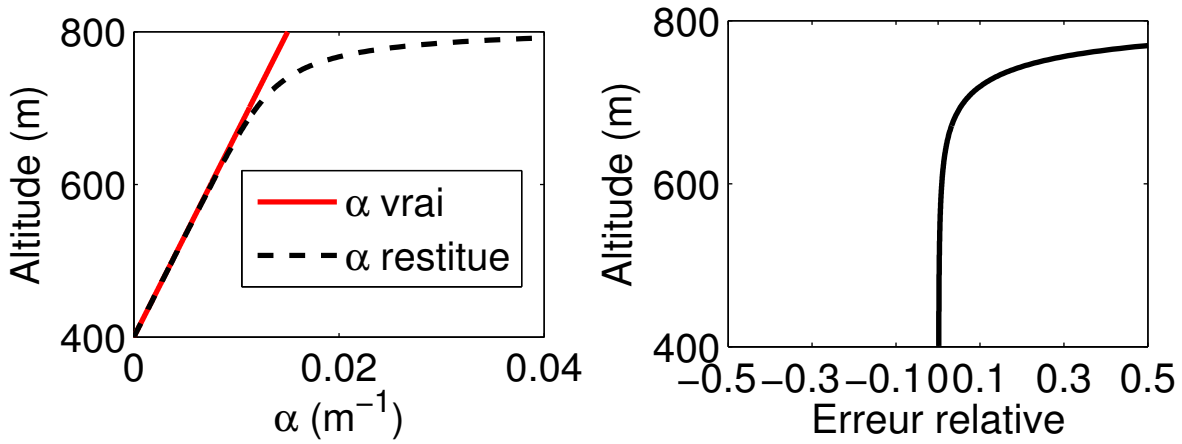

Fig. B.1 : *Epaisseur optique totale $\tau = 3$. A gauche, extinction du modèle en rouge et extinction restituée en pointillé noir. A droite, erreur relative entre les deux valeurs de l'extinction.*

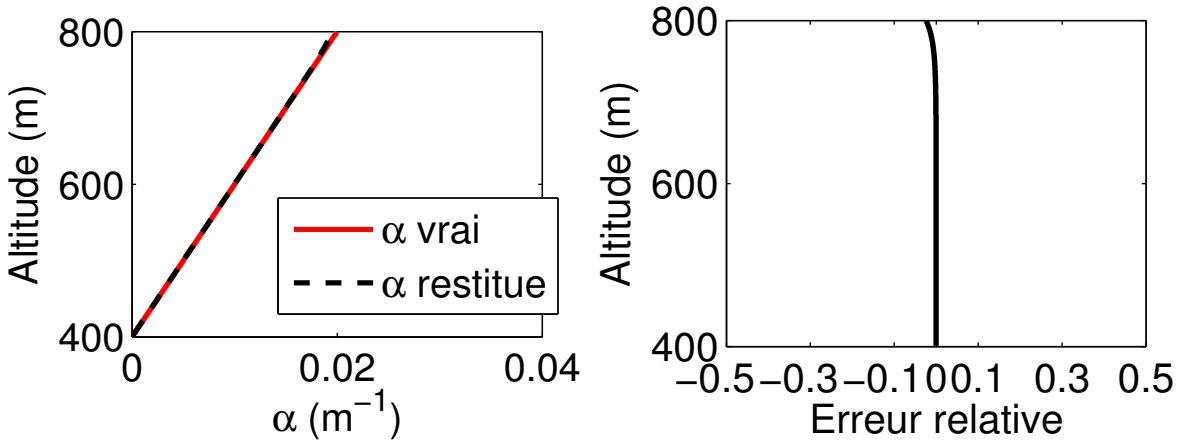

Fig. B.2 : *Comme précédemment mais pour une épaisseur optique de* $\tau = 4$.

On utilise le même modèle que précédemment mais on ajoute l'effet de la diffusion multiple. Dans ce cas, l'épaisseur optique apparente du nuage diminue et la valeur de l'extinction restituée correspond à cette valeur apparente. On utilise une valeur de η égale à 0,7. On peut voir sur la figure B.3 que l'erreur relative correspond à la différence entre cette valeur et 1.

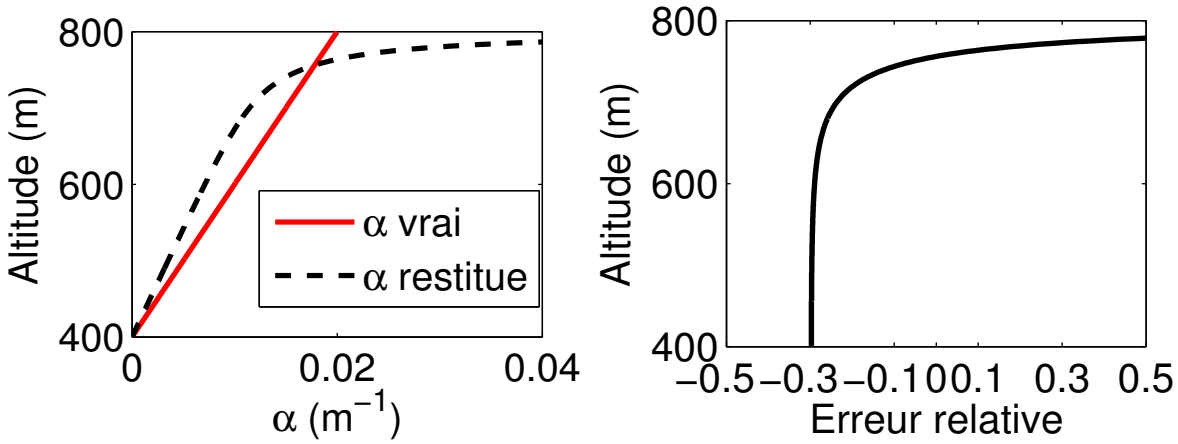

Fig. B.3 : *Comme précédemment mais* $\eta = 0,7$.

La valeur de S' restituée est de 14,05. Cette valeur correspond (à l'erreur δS' près) au produit de la véritable valeur de S' (20 ici) par le coefficient de diffusion multiple (0,7). Pour les applications réelles, il faudra également tenir compte d'un facteur d'étalonnage ou d'erreur de mesure si il y a lieu. Si la valeur de S' dans les stratocumulus varie peu, cette méthode permet d'estimer le coefficient de diffusion multiple du nuage, si on suppose qu'il s'agit de la seule source d'erreur (étalonnage précis du lidar).
En reprenant le modèle sans diffusion multiple et en ajoutant un bruit aléatoire de 10%, on trouve les restitutions de la fig B.4. On voit que l'erreur relative ne dépasse pas 10%. L'erreur sur la restitution ne dépasse donc pas l'erreur sur le signal de départ.
La valeur du rapport lidar S peut varier dans le nuage, mais la restitution de ce paramètre est pondérée par le coefficient d'extinction, et correspond principalement aux régions dans laquelle il varie peu. Ceci entraîne toutefois une augmentation de l'erreur relative sur la restitution de l'extinction là où elle est faible, c'est-à-dire à la base du nuage.

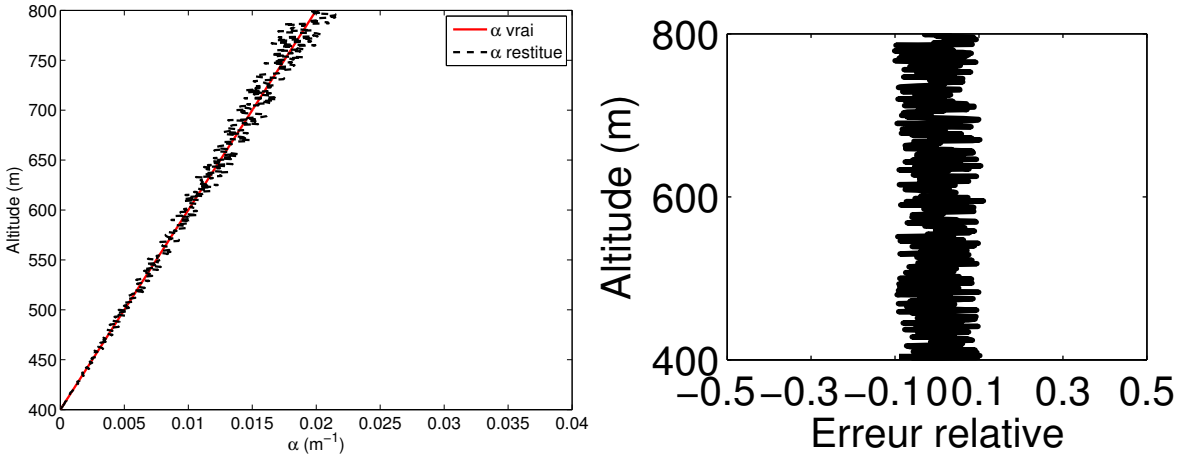

Fig. B.4 : *Effet de l'ajout du bruit sur la restitution.*

Annexe C

Article traitant de la restitution de l'épaisseur optique des aérosols à partir de l'écho de surface des observations CALIPSO-CLOUDSAT

L'essentiel de cet article a été repris dans le chapitre 4.

Annexe D

L'A-Train et les différents produits opérationnels

Cette annexe récapitule les différents buts et produits opérationnels associés à chaques missions de l'A-Train. Elle reprend l'essentiel de ce qu'on peut trouver sur le site internet de la NASA au sujet de CALIPSO (http ://www-calipso.larc.nasa.gov/about/atrain.php).

La constellation de satellites, Afternoon-Train ou A-Train consiste actuellement en cinq satellites volant en formation autour de la terre. Elle comprenait au départ les satellites Aqua et Aura de la NASA et le satellite PARASOL du CNES. Les missions CALIPSO et CLOUDSAT furent insérées en orbite derrière Aqua en Avril 2006. Deux satellites supplémentaires, OCO et Glory devraient rejoindre la constellation dans un futur proche.

Chaque satellite de l'A-Train possède des capacités de mesures uniques qui les rendent complémentaires les uns des autres. Pour la première foir, des mesures simultanées des aérosols, nuages, température, humidité relative et flux radiatif seront obtenues autour du globe pour toutes les saisons. Cet ensemble d'observations va nous permettre de comprendre comment les propriétés à grande échelle des aérosols et des nuages changent en réponse aux changements des conditions environementalles. Ceci nous permettra également de déterminer comment les changement dans les distributions d'aérosols et de nuages influencent le climat de manière plus précise que ce qu'il était possible de faire jusqu'à présent.

L'A-Train sera maintenu en orbite avec 15 mn d'intervalle entre les passages du premier et du dernier satellite. CALIPSO et CLOUDSAT vont être controlés de manière plus fine en maintenant un espacement de 15 secondes entre eux. Ainsi, chaque instruments verra la même zone nuageuse au même moment. Cette capacité est essentielle pour étudier les nuages qui ont un temps de vie qui peut être inférieur à 15 minutes.

Nous rappellons les différents instruments de chaque plate-forme et les produits opérationnels associés dans les tables D.1, D.2, D.3.

L'A-Train a une altitude orbitale nominale de 705 km et une inclinaison de 98°. Aqua est leader de la constellation et croise l'équateur vers 13h30. Cloudsat et CALIPSO suivent Aqua de 1 ou 2 minutes et seront séparées l'un de l'autre de 10 à 15 secondes. Chaque satellite complète 14,55 orbites par jour avec une séparation de 14,7 degrés de longitude entre chaque orbite successives à l'équateur. Les traces de l'orbite à l'équateur progressent vers l'Ouest de 10,8 degrés par jour et revient sur sa trace avec une période de 16 jours. La grille constituée par les différentes trajectoires constitue une grille (WRS) dont les différentes orbites sont espacées de 172 km à l'équateur.

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits opérationnels aérosols et nuages
Aqua (leader de la constellation)	MODIS	Radiomètre 36 canaux visibles, fauchée de 2300 km, résolution variant entre 0,25 et 1 km	Produits atmosphère, océan et terre. Le premier inclus les épaisseurs optiques nuages et aérosols, des informations sur la taille des particules, ainsi que l'émissivité du nuage et l'altitude de son sommet et le contenu intégré en vapeur d'eau.
	AIRS/ AMSU-A/ HSB	Combinaison de sondeurs infrarouge et de micro-onde. Fauchée de 50°, résolution de l'IR $\approx$ 10km	Profils d'humidité et de température en air clair. Quelques propriétés nuageuses.
	AMSR-E	Radiomètre micro-onde 6 canaux. Fauchée de 1445 km, champ de vue asymétrique avec une résolution variable de 6×4 km (89 GHz) à 43×75 km (6 GHz)	LWP, contenu intégré en vapeur d'eau, précipitations. Mesures essentiellement limitées aux régions océaniques.
	CERES	Radiances spectrales et bandes-larges converties en flux. Résolution de 20 km au nadir.	Bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. Le produit principal est le flux moyen mais les flux instantanés sont également produits

Tab. D.1 : *Les différents capteurs de la plate-forme Aqua et les produits opérationnels associés ([Stephens et al., 2002]).*

L'ensemble des instruments à bord de la plate-forme Aqua sont dédiés à l'étude du climat global avec un accent mis sur l'eau dans le système terre/atmosphère, ceci incluant ses différentes formes, solides, liquides et gazeuses.

Le Cloud Profiling Radar (CPR) va permettre d'étudier précisemment les nuages et devrait aider à mieux caractériser le rôle que les nuages jouent sur la régulation du climat terrestre.

Les observations du lidar spatial embarqué sur CALIPSO, combiné avec l'imagerie passive permettront d'améliorer notre compréhension du rôle que les aérosols et les nuages jouent dans la régulation du climat, en particulier, comment ils interagissent.

Les mesures en lumière polarisée effectuées par PARASOL vont permettre une meilleure ca-

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits opérationnels aérosols et nuages
Cloudsat (suit Aqua d'une durée variable inférieure à 120 s)	CPR	Radar 94 GHz. Portes d'une résolution verticale de 500 m de la surface à 30 km. Haute sensibilité. Champ de vue d'environ 1,4 km.	Information sur le profil nuageux, profils de contenu en eau liquide et glace. Cette information est obtenue en combinant les mesures du radar avec MODIS et AMSR-E ainsi qu'avec le lidar de CALIPSO
CALIPSO (suit Cloud-sat d'une durée de 15 +/− 2,5 s)	CALIOP	Canaux à 1064 nm et 532 nm avec dépolarisation. Champ de vue de 70 m tous les 300 m.	Profils nuageux essentiellement en haute troposphère. Epaisseur optique des cirrus fins. Profils des aérosols avec l'estimation de l'épaisseur optique associée. L'information sur les aérosols nécessite de moyenner sur 10 s spécialement de jour.
	IIR	Radiomètre infrarouge 3 canaux avec un champ de vue de 1 km, fauchée de 64 km	Propriétés optiques des cirrus et des aérosols désertiques

Tab. D.2 : *Les différents capteurs sur les plates-formes CLOUDSAT et CALIPSO et les produits opérationnels associés ([Stephens et al., 2002]).*

Plate-forme	Instrument	Caractéristiques	Produits opérationnels aérosols et nuages
PARASOL (suit CALIPSO d'environ 2 mn)	POLDER	Polarimètre 9 canaux dans le visible et le proche infrarouge. Résolution de 6 km, fauchée de 2400 km.	Epaisseur optique et taille des particules des nuages et du mode fin des aérosols
AURA (suit Aqua d'environ 15 mn)	HIRDLS	Sondeur infrarouge au limbe	Gaz trace et aérosol stratosphérique
	MLS	Sondage micro-onde au limbe	Gaz trace, contenu en glace des nuages fins de la haute troposphère.
	TES	Spectromètre imageur IR. Résolution de $0,5$km, fauchée étroite et pointage variable.	Gaz trace, données à haute résolution spectrale sur les nuages.
	OMI	Spectromètre UV, Résolution de 13km.	Ozone, aérosol index et NO_2.

Tab. D.3 : *Les différents capteurs sur les plates-formes PARASOL et AURA ainsi que les produits opérationnels associés ([Stephens et al., 2002]).*

ractérisation des nuages et des aérosols dans l'atmosphère terreste, et permettre en particulier de faire la distinction entre aérosols naturels et anthropogéniques.

Les instruments embarqués à bord d'Aura vont permettre d'étudier la chimie de l'atmosphère et se focaliser sur la distribution verticale et horizontale des principaux polluants atmosphériques

ainsi que les gaz à effets de serre et comment ces distributions évoluent et changent avec le temps.

OCO effectuera des observations globales de la concentration en dioxyde de carbone sur la colonne atmosphérique, et étudiera les sources et les puits de ce gaz.

Annexe E

Le code de transfert radiatif MOMO

Nous allons décrire ici le code de transfert radiatif de l'Université Libre de Berlin le Matrix Operator MOdel (MOMO) (Fell and Fischer [2001], [Plass et al., 1973]) que nous avons utilisé dans notre étude.

La lumière se propageant dans un milieu diélectrique peut être atténuée par l'absorption ou la diffusion hors de la direction de propagation. Elle peut cependant être intensifiée par la diffusion ou l'émission de photons dans cette même direction. Pour de nombreuses applications, le système atmosphérique peut-être considéré comme un milieu plan parallèle où les propriétés optiques dépendent seulement de la verticale. La variation d'intensité dL de la luminance monochromatique L à l'altitude d'épaisseur optique τ le long du chemin optique de longueur infinitésimale $d\tau/\mu$ est équivalente au bilan des pertes et des gains d'intensité lumineuse, ce qui constitue la forme standard de l'équation de transfert radiatif.

$$|\mu|\frac{dL(\tau;\mu,\phi)}{d\tau} = -L(\tau;\mu,\phi) + J(\tau;\mu,\phi) \tag{E.1}$$

J est la fonction source, μ le cosinus de l'angle zénithal et ϕ l'angle azimuthal. Cette équation est appliquée au champ lié à la diffusion (photons ayant été diffusés au moins une fois) alors que la propagation de l'intensité du flux solaire directe est décrite par la loi de Beer-Lambert

$$S(\tau) = S^{\circ}\exp(-\frac{\tau}{\mu^{\circ}}) \tag{E.2}$$

S° est le flux solaire incident et μ° est le cosinus de l'angle solaire zénithal.

La méthode des opérateurs matriciels est basée sur le principe d'interaction (figure E.1) qui relie le champ lumineux sortant aux limites d'une couche d'un milieu absorbant, diffusant et émettant avec celui pénétrant aux limites de la couche et le rayonnement généré à l'intérieur. Si fait la distinction entre le rayonnement montant et descendant, le principe d'interaction peut être exprimé par des opérateurs de réflection, transmission et source. Si on considère une couche de structure verticale limitée en τ_0 et τ_1, la luminance dans la direction montante peut être exprimée par

$$L_0^- = R_{01}L_0'^+ + T_{01}L_1'^- + J_{10}^- \tag{E.3}$$

R_{01} quantifie la réflection dans la direction du rayonnement se propageant vers le bas, T_{10} la transmission du rayonnement se propageant vers le haut et J_{10}^- la contribution des sources de

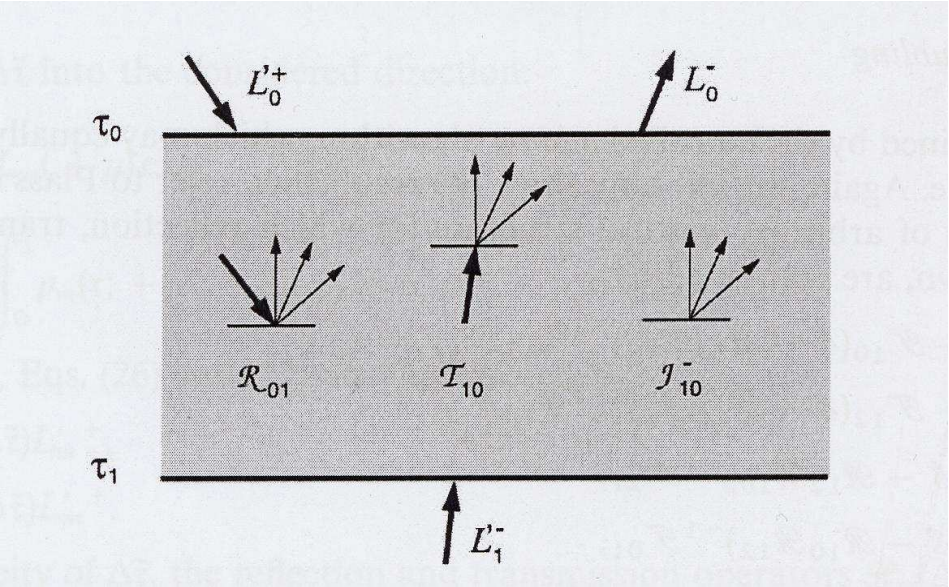

Fig. E.1 : *Illustration du principe d'interaction. La lumière diffusée émergeant de la limite supérieure à τ_0 est la somme de la luminance se propageant vers le bas qui est réfléchie, celle se propageant vers le haut transmise et la celle produite à l'intérieur de la couche se propageant vers le haut ([Fell and Fischer, 2001]).*

rayonnement interne au rayonnement vers le haut à la frontière τ_0. Le rayonnement incident à la couche est noté par un prime ($'$).

Le principe d'interaction peut être utilisé pour dériver un formalisme pour calculer la luminance à la frontière interne entre 2 couches. La luminance à la frontière interne τ_1 est reliée aux propriétés optiques des couches adjacentes et aux champs lumineux pénétrant aux frontières externes τ_0 et τ_1.

$$L_1^- = (I - R_{12}R_{10})^{-1}(R_{12}T_{01}L_0'^+ + T_{21}L_2'^- + R_{12}J_{01}^+ + J_{21}^-) \tag{E.4}$$

$$L_1^+ = (I - R_{10}R_{12})^{-1}(R_{10}T_{21}L_2'^- + T_{01}L_0'^+ + R_{10}J_{21}^- + J_{01}^+) \tag{E.5}$$

I est l'opérateur unité. Les réflexions internes à tous les ordres entre les couches sont comprises dans l'équation précédente, ce qu'on peut voir en développant le terme $(I - R_{12}R_{10})^{-1}$ en une série géométrique. Ces équations se simplifient aux limites (sommet et base) du système océan-atmosphère et permettent de calculer les flux pour des propriétés données de l'atmosphère du bas vers le haut.

Les couches sont combinées en utilisant l'algorithme d'ajout, qui peut être dérivé du principe d'interaction. Deux couches de structure verticale arbitraire dont les opérateurs de réflexion, transmission et source sont connus peuvent être combinées par

$$R_{02} = R_{01} + T_{10}(I - R_{12}R_{10})^{-1}R_{12}T01 \tag{E.6}$$
$$R_{20} = R_{21} + T_{12}(I - R_{10}R_{12})^{-1}R_{10}T21 \tag{E.7}$$
$$T_{20} = T_{10}(I - R_{12}R_{10})^{-1}T_{21} \tag{E.8}$$
$$T_{02} = T_{12}(I - R_{10}R_{12})^{-1}T_{01} \tag{E.9}$$
$$J_{20}^{-} = J_{10}^{-} + T_{10}(I - R_{12}R_{10})^{-1}(R_{12}J_{01}^{+} + J_{21}^{-}) \tag{E.10}$$
$$J_{02}^{+} = J_{12}^{+} + T_{12}(I - R_{10}R_{12})^{-1}(R_{10}J_{21}^{-} + J_{01}^{+}) \tag{E.11}$$

Si on considère deux couches identiques, alors on peut réduire les opérateurs de réflexion au seul opérateur R et les opérateurs de transmission au seul opérateur T. Dans ce cas, on obtient l'algorithme de doublage

$$R_{02} = R_{20} = R + T(I - RR)^{-1}RT \tag{E.12}$$
$$T_{20} = T_{02} = T(I - RR)^{-1}T \tag{E.13}$$
$$T_{02} = T_{12}(I - R_{10}R_{12})^{-1}T_{01} \tag{E.14}$$
$$J_{20}^{-} = J_{10}^{-} + T(I - RR)^{-1}(RJ_{01}^{+} + J_{21}^{-}) \tag{E.15}$$
$$J_{02}^{+} = J_{12}^{+} + T(I - RR)^{-1}(RJ_{21}^{-} + J_{01}^{+}) \tag{E.16}$$

Cet algorithme de doublage est un moyen très efficace de calculer les propriétés optiques d'une couche homogène d'épaisseur optique importante en la décomposant en des couches optiquement fines pour lesquelles l'approximation de diffusion simple est valide.

Ceci forme la base de la méthode des opérateurs matriciels, il s'agit ensuite de connaître les opérateurs de réflexion, transmission et source pour les différentes couches. Il s'agit essentiellement des opérateurs représentant la fonction de phase du milieu en fonction des différents angles zénithaux et azimuthaux. Ces opérateurs doivent tenir compte que dans l'hypothèse de diffusion simple, le champ produit par diffusion élastique d'un flux plan parallèle E dans une couche optiquement fine peut être approximé par une fonction de la fonction de phase p

$$L(\Delta\tilde{\tau}; \mu, \phi) = \frac{\omega_0 \Delta\tilde{\tau}}{|\mu|} p(\cos\theta) E \tag{E.17}$$

Un dernier point constituant une des principales raison de l'efficacité de la méthode des opérateurs-matriciels est la séparation des dépendance azimuthales et zénithales. En effet, en utilisant l'analyse de Fourier pour séparer les dépendances zénithales et azimuthales, l'équation de transfert radiatif se sépare en un jeu d'équations indépendantes avec l'angle zénithal comme seule variable angulaire. Pour ce faire, la fonction de phase est décomposée en une série de polynômes de Legendre

$$p(\tau; \cos\theta) = \sum_{m=0}^{M} p_m(\tau; \mu', \mu) \cos m(\phi - \phi') + R(M) \tag{E.18}$$

Les coefficients p_m sont obtenus à partir de la formule suivante

$$p_m(\tau;\mu',\mu) = \frac{1}{\pi[1+\delta_1(0,m)]}\int_{-\pi}^{\pi} p(\tau;\cos\theta)\cos m(\phi-\phi')d(\phi-\phi') \tag{E.19}$$

$\delta_1(0,m)$ est la distribution de Dirac, égale à 1 si $m=0$ et égale à 0 sinon. Le nombre de termes M requis pour maintenir le terme d'erreur $R(M)$ inférieur à une certaine marge de tolérance dépend de la forme de la fonction de phase.

Pour un milieu isotrope, la diffusion est symétrique par rapport à un plan formé par la direction de la lumière incidente et l'axe vertical. Dans un tel milieu, les termes J et L peuvent être étendus en séries de Fourier de la même manière que la fonction de phase. On peut donc décomposer l'équation de transfert radiatif en $2M+2$ équations différentielles indépendantes.

$$\mu\frac{d}{d\tau}L_m(\tau;\pm\mu) = -L_m(\tau;\pm\mu) + J_m(\tau;\pm\mu) \quad 0\le\mu\le 1,\ m=0,...,M \tag{E.20}$$

$+\mu$ désigne la direction descendante et $-\mu$ la direction montante.

En utilisant tout le formalisme précédent, on peut calculer les opérateurs de réflexion, de transmission et sources. La réflexion d'un flux lumineux dirigée vers le bas dans une couche homogène $\Delta\tilde{\tau}$ suffisamment fine pour que l'approximation de diffusion simple soit valable peut s'écrire

$$L_m(\Delta\tilde{\tau};-\mu) = [1+\delta_1(0,m)]\pi\frac{\omega_0\Delta\tilde{\tau}}{\mu}\int_0^1 p_m(+\mu',-\mu)L_m(+\mu')d\mu',\ m=0,...,M \tag{E.21}$$

La luminance transmise à la frontière inférieure de $\Delta\tilde{\tau}$ est consistué de celle se propageant dans la direction considérée atténuée dans $\Delta\tilde{\tau}$ et de celle diffusée et redistribuée à l'intérieur de $\Delta\tilde{\tau}$ dans la direction considérée

$$\begin{aligned} L_m(\Delta\tilde{\tau};+\mu) =& L_m(+\mu)\exp(-\Delta\tilde{\tau}/\mu) + [1+\delta_1(0,m)]\pi\frac{\omega_0\Delta\tilde{\tau}}{\mu} \\ & \int_0^1 p_m(\tau;+\mu',+\mu)L_m(+\mu')d\mu' \end{aligned} \tag{E.22}$$

En utilisant les notations d'opérateurs, les deux équations précédentes s'écrivent

$$L_m^-(\Delta\tilde{\tau}) = R_m(\Delta\tilde{\tau})L_m'^+ \tag{E.23}$$

$$L_m^+(\Delta\tilde{\tau}) = T_m(\Delta\tilde{\tau})L_m'^+ \tag{E.24}$$

$$\tag{E.25}$$

A cause de l'homogénéité de $\Delta\tilde{\tau}$, les opérateurs de transmission et de réflexion $T_m(\Delta\tilde{\tau})$ et $R_m(\Delta\tilde{\tau})$ sont identiques pour les rayonnements dirigés vers le haut et vers le bas. En discrétisant la dépendance en angles zénithaux, on peut représenter le champ lumineux comme un vecteur dont chaque élément représente le rayonnement venant ou allant dans une direction zénithale précise. On exprime alors la fonction de phase p comme une matrice dont les éléments indiquent la densité de probabilité redistribuée entre deux directions zénithales données, notées

par les indices i et j (variant entre 1 et N, N étant le nombre d'angles zénithaux) dénotant les quantités reliées au champ réfléchi et incident, respectivement.

Les éléments de la matrice de fonction de phase sont obtenus à partir de l'équation E.19, ce qui donne deux matrices pour la fonction de phase en introduisant les exposants T et R pour transmission et réflection, respectivement

$$P_m^{++} = P_m^{--} = P_m^T = p_m(\tau, \mu_j', \mu_i) \tag{E.26}$$
$$P_m^{+-} = P_m^{-+} = P_m^R = p_m(\tau, \mu_j', -\mu_i) \tag{E.27}$$

Les opérateurs de réflection et de transmission s'expriment quand à eux

$$R_m(\Delta\tilde{\tau}) = [1 + \delta_1(0, m)]\pi\omega_0\Delta\tilde{\tau}M^{-1}P_m^R C \tag{E.28}$$
$$T_m(\Delta\tilde{\tau}) = F(\Delta\tilde{\tau}) + [1 + \delta_1(0, m)]\pi\omega_0\Delta\tilde{\tau}M^{-1}P_m^T C \tag{E.29}$$
$$\tag{E.30}$$

Avec

$$F(\tau) = \exp(-\tau/\mu_i)\delta_{ij} \tag{E.31}$$
$$M^{-1} = (\mu_i)^{-1}\delta_{ij} \tag{E.32}$$
$$C = c_i\delta_{ij} \tag{E.33}$$

Les différents coefficients c_i correspondent aux poids attribué à chaques angles zénithaux qui sont déterminés par une quadrature de Gauss-Lobatto, dont l'avantage (par rapport aux autres méthodes d'optimisations) est qu'il contiendra nécessairement le nadir quel que soit N

$$\int_0^1 f(\mu)d\mu = \sum_{i=1}^{N} f(\mu_i)c_i + R(N), \quad \sum_{i=1}^{N} c_i = 1 \tag{E.34}$$

L'opérateur source $J_m^{\pm}$ peut s'exprimer en fonction des opérateurs précédents

$$J_m^+(\Delta\tilde{\tau}) = \omega_0\Delta\tilde{\tau}S^\circ M^{-1}P_m^T F(\tau_0) \tag{E.35}$$
$$J_m^-(\Delta\tilde{\tau}) = \omega_0\Delta\tilde{\tau}S^\circ M^{-1}P_m^R F(\tau_0) \tag{E.36}$$

Les équations précédentes posent les bases des calculs effectués dans le programme et les opérateurs utilisés dans le code de transfert radiatif MOMO que nous avons utilisé dans cette étude. Il suffit ensuite de spécifier les conditions aux limites à utiliser à l'interface surface-atmosphère dépend de si on considère une surface océanique lisse, rugueuse ou plus simplement une surface lambertienne.

Bibliographie

P. Albert, R. Bennartz, R. Preusker, R. Leinweber, and J. Fischer. Remote sensing of atmospheric water vapor using the moderate resolution imaging spectroradiometer (modis). *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 22 :309–314, 2005.

M. O. Andreae. Aerosols before pollution. *Science*, 315 :50–51, 2007.

J. R. Apel. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effect on radar backscatter. *J. Geophys. Res.*, 99 :16269–16291, 1994.

D. Atlas, S. Y. Matrosov, A. J. Heymsfield, M. D. Chou, and D. B. wolff. Radar and radiation properties of ice clouds. *JAM*, 34 :2329–2345, 1995.

D. E. Barrick. Rough surface scattering based on the specular point theory. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, 16 :449–454, 1968.

T. S. Bates, B. J. Huebert, J. L. Gras, F. B. Griffiths, and P. A. Durkee. International Global Atmospheric Chemistry (IGAC) project's First Aerosol Characterization Experiment (ACE 1) : Overview. *J. Geophys. Res.*, 103, 1998.

S. Berthier, P. Chazette, P. Couvert, J. Pelon, F. Dulac, F. Thieuleux, C. Moulin, and T. Pain. Desert dust aerosol columnar properties over ocean and continental africa from lidar in-space technology experiment (lite) and meteosat synergy. *J. Geophys. Res.*, 111, 2006.

B. A. Bodhaine, N. B. Wood, E. G. Dutton, and J. R. Slusser. On rayleigh optical depth calculations. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 16 :1854–1861, 1999.

C. Bohren and D. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley VCH, 1983.

D. Bouniol, A. Protat, A. Plana-Fattori, M. Giraud, J. P. Vinson, and N. Grand. Comparison of airborne and spaceborne 95 GHz radar reflectivities and evaluation of multiple scattering effects in spaceborne measurements. *JAOT*, 25 :1983–1995, 2008.

D. Bruneau and J. Pelon. Simultaneous measurements of particle backscattering and extinction coefficients and wind velocity by lidar with a Mach-Zender interferometer : principle of operation and performance assessment. *Appl. Opt.*, 42, 2003.

F. M. Bréon and N. Henriot. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions. *J. Geophys. Res.*, 111, 2006.

A. Bucholtz. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Appl. Opt.*, 34 : 2765–2773, 1995.

J.L Bufton, F. E. Hoge, and R. N. Swift. Airborne measurements of laser backscatter from the ocean surface. *Appl. Opt.*, 22(17) :2603–2618, 1983.

S. Chandrasekhar. *Radiative transfer*. Dover, 1960.

A. T. C. Chang and T. T. Wilheit. Remote sensing of atmospheric water vapor, liquid water, and wind speed at the ocean surface by passive microwave techniques from nimbus 5 satellite. *Radio Sci.*, 14(5) :793–802, 1979.

R. J. Charlson, A. S. Ackerman, F. A-M. Bender, T. L. anderson, and Z. Liu. On the climate forcing consequences of the albedo continuum between cloudy and clear air. *Tellus*, 59 : 715–727, 2007.

F. Chosson. *Transfert radiatif dans les nuages de couche limite hétérogènes*. PhD thesis, Université Toulouse 3 - Paul Sabatier, 2006.

P. Chylek, G. B. Lesins, G. Videen, J. G. D. Wong, R. G. Pinnick, D. Ngo, and J. D. Klett. Black carbon and absorption of solar radiation by clouds. *J. Geophys. Res.*, 101 :23365–23371, 1996.

J. M. Comstock, T. P. Ackerman, and G. G. Mace. Ground-based lidar and radar remote sensing of tropical cirrus clouds at Nauru Island : Cloud statistics and radiative impacts. *J. Geophys. Res.*, 107, 2002.

C. Cox and W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, 44 (11) :838–850, 1954.

D. Crisp, R. M. Atlas, F.M. Breon, L.R. Brown, J.P. Burrows, P. Ciais, B. J. Connor, S.C. Doney, I.Y. Fung, D.J. Jacob, C.E. Miller, D. O'Brien, S. Pawson, J.T. Randerson, P. Rayner, R.J. Salawitch, S.P. Sander, B. Sen, G.L. Stephens, P.P. Tans, G. C. Toon, P.O. Wennberg, S.C. Wofsy, Y.L. Yung, Z. Kuang, B. Chudasama, G. Sprague, B. Weiss, R. Pollock, D. Kenyon, and S. Schroll. The orbiting carbon observatory (OCO) mission. *Advances in Space Research*, 34 (4), 2004.

A. B. Davis, A. Marshak, and R. F. Cahalan. Green functions for multiple scattering as mathematical tools for dense-cloud remote sensing : Theory, with passive and active applications. *Proc. SPIE*, 4877, 2001.

J. Delanoë. *Modèle inverse et algorithmique pour exploiter la synergie radar-lidar dans les missions en tandem CLOUDSAT et CALIPSO ou dans la mission EARTHCARE*. PhD thesis, Université de Versailles Saint Quentin en Yvelines, 2005.

J. Delanoë and R. J. Hogan. A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar and infrared radiometer. *J. Geophys. Res.*, 113, 2008.

J. Delanoë, A. Protat, D. Bouniol, A. Heymsfield, A. Bansemer, and P. Brown. The characterization of ice cloud properties from doppler radar measurements. *J. Appl. Met. and Clim.*, 46 :1682–1698, 2007.

D. P. Donovan and A. C. A. O. van Lammeren. Cloud effective particle size and water content profile retrievals using combined lidar and radar observations. 1. theory and examples. *J. Geophys. Res.*, 106 :27425–27448, 2001.

O. Dubovik, A. Siniud, T. Lapyonok, B. N. Holben, M. Mishchenko, P. Yang, T. F. Eck, H. Volten, O. Mu noz, B. Veilhelmann, W. J. van der Zande, J.-F. Leon, M. Sorokin, and I. Slutsker. Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust. *J. Geophys. Res.*, 111, 2006.

U. Dusek, G. P. Frank, L. Hildebrandt, J. Curtius, J. Schneider, S. Walter, D. Chand, F. Drewnick, S. Hings, D. Jung, S. Borrmann, and M. O. Andreae. Size matters more than chemistry for cloud-nucleating ability of aerosol particles. *Science*, 312 :1375–1378, 2006.

B. Edlen. The dispersion of standard air. *J. Opt. Soc. Am. A*, 43 :339–344, 1953.

B. Edlen. The dispersion of standard air. *Metrologia*, 2 :71–80, 1965.

E. W. Eloranta. *Calculation of doubly scattered lidar returns.* PhD thesis, University of Wisconsin, 1972.

E. W. Eloranta. Practical model for the calculation of multiply scattered lidar returns. *Appl. Opt.*, 37 :2464–2472, 1998.

S. Elouragini and P. H. Flamant. Iterative method to determine an averaged backscatter-to-extinction ratio in cirrus clouds. *Appl. Opt.*, 35 (9) :1512–1518, 1996.

F. Fell and J. Fischer. Numerical simulation of the light field in the atmosphere-ocean system using the matrix-operator method. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 69 :351–388, 2001.

F.G. Fernald. Determination of aerosol height distribution by lidar. *J. Appl. Meteorol.*, 11 : 482–489, 1972.

F.G. Fernald. Analysis of atmospheric lidar observations : some comments. *Appl. Opt.*, 23 : 652–653, 1984.

C. Flamant. *Étude de la dynamique de la couche limite atmosphérique marine par lidar aéroporté dans un cas de tramontane.* PhD thesis, Université Denis Diderot (Paris 7), 1996.

C. Flamant, J. Pelon, D. Hauser, C. Quentin, W. M. Drennan, F. Gohin, Chapron B., and J. Gourrion. Analysis of surface wind speed and roughness length evolution with fetch using a combination of airborne lidar and radar measurements. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003.

C. Flamant, V. Trouillet, P. Chazette, and J. Pelon. Wind speed dependence of atmospheric boundary layer optical properties and ocean surface reflectance as observed by airborne backscatter lidar. *J. Geophys. Res.*, 103 :25137–25158, 1998.

P. Formenti, W. Elbert, W. Maenhaut, J. Haywood, S. Osborne, and M. O. Andreae. Inorganic and carbonaceous aerosols during the southern african regional science initiative (safari 2000) experiment : chemical characteristics, physical properties, and emission data for smoke from African biomass burning. *J. Geophys. Res.*, 208, 2003.

B. Fougnie, G. Bracco, B. Lafrance, C. Ruffel, O. Hagolle, and C. Tinel. PARASOL in-flight calibration and performance. *Appl. Opt.*, 46 (22) :5435–5451, 2007.

N. I. Fox and A. J. Illingworth. The potential of spaceborne cloud radar for the detection of stratocumulus clouds. *J. Appl. Met.*, 36 :676–687, 1997a.

N. I. Fox and A. J. Illingworth. The retrieval of stratocumulus cloud properties by ground-based cloud radar. *J. Appl. Met.*, 36 :485–492, 1997b.

M. H. Freilich and B. A. Vanhoff. The relationship between winds, surface roughness, and radar backscatter at low incidence angles from TRMM precipitation radar measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 20 :549–562, 2003.

A. S. Frisch, G. Feingold, C. W. Fairall, T. Uttal, and J. B. Snider. On cloud radar and microwave radiometer measurements of stratus cloud liquid water profiles. *J. Geophys. Res.*, 103 :23195–23197, 1998.

C. S. Gardner. Target signature for laser altimeters : an analysis. *Appl. Opt.*, 21(3) :448–453, 1982.

C. S. Gardner, B. M. Tsai, and K. E. Im. Multicolor laser altimeter for barometric measurements over the ocean : theoretical. *Appl. Opt.*, 22(17) :2571–2577, 1983.

O Geoffroy. *Modélisation LES des précipitations dans les nuages de la couche limite et paramétrisation pour les modèles de circulation générale.* PhD thesis, Université Toulouse 3 - Paul Sabatier, 2007.

J. L. Gras. *Aerosols/Climatology of tropospheric aerosols, Encyclopedia of atmospheric science.* Elsevier Science, 2003.

D. Hauser, G. Caudal, G. J. Rijckenberg, D. Vidal-Madjar, G. Laurent, and P. Lancelin. Ressac : A new airborne fm/cw radar ocean wave spectrometer. *Earth Plannets Space*, 30 : 981–995, 1992.

J. Haywood and O. Boucher. Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols : a review. *Rev. Geophys.*, 38, 2000.

J. Haywood and M. Schulz. Causes of the reduction in uncertainty in the anthropogenic radiative forcing of climate between IPCC (2001) and IPCC (2007). *Geophys. Res. Lett.*, 34, 2007.

J. M. Haywood, J. Pelon, P. Formenti, N. Bharmal, M. Brooks, G. Capes, P. Chazette, C. Chou, S. Christopher, H. coe, J. Cuesta, Y. Derimian, K. Desboeufs, G. Greed, M. Harrison, B. Heese, E. J. Highwood, B. Johnson, M. Mallet, B. Marticorena, J. Marsham, S. Milton, G. Myhre, S. R. Osborne, D. J. Parker, J. L. Rajot, M. Schulz, A. Slingo, D. Tanré, and P. Tulet. Overview of the Dust and Biomass-burning Experiment and African Monsoon Multidisciplinary Analysis Special Observing Period-0. *J. Geophys. Res.*, 113, 2008.

J. M. Haywood and K. P. Shine. Multispectral calculations of the direct radiative forcing of tropospheric sulphate and soot aerosols using a column model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 123, 1997.

M. Hess, P. Koepke, and I. Schult. Optical properties of aerosols and clouds : the software package OPAC. *Bull . Am. Met. Soc.*, 79, 1998.

A. J. Heymsfield. Precipitation development in stratiform ice clouds : a microphysical and dynamical study. *JAS*, 34 :367–381, 1977.

A. J. Heymsfield, A. Protat, R. T. Austin, D. Bouniol, R. J. Hogan, J. Delanoë, H. Okamoto, K. Sato, G. J. van Zaddelhoff, D. P. Donovan, and Z. Wang. Testing IWC retrieval methods using radar and ancillary measurements with in-situ data. *J. Appl. Met. and Clim.*, 47 : 135–163, 2008.

W. Hitschfeld and J. Bordan. Errors inherent in the radar measurement of rainfall at attenuating wavelengths. *J. of Met.*, 11 :58–67, 1954.

P. V. Hobbs. *Aerosol-Cloud-Climate Interactions.* Academic Press, 1993.

R. J. Hogan. Fast approximate calculation of multiply scattered lidar returns. *Appl. Opt.*, 45, 2006.

L. Le Horse, C. Wührer, and A. Hélière, editors. *Concept and design of the backscatter lidar for earthcare*. 5th International conference on space optics, 2004.

J. Horstmann, H. Schiller, J. Schulz-Stellenfleth, and S. Lehner. Global wind speed retrieval from sar. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 41 :2277–2286, 2003.

C. A. Hostetler, Z. Liu, J. Reagan, M. Vaughan, D. Winker, M. Osborn, W. H. Hunt, K. A. Powell, and C. Trepte. CALIOP Algorithm Theoretical Basis Document : Calibration and level 1 data products, 2006.

Y. Hu, Z. Liu, D. Winker, M. Vaughan, V. Noel, L. Bissonnette, G. Roy, and Matthew McGill. Simple relation between lidar multiple scattering and depolarization for water clouds. *Opt. Lett.*, 31 (12) :1809–1811, 2006.

Y. Hu, K. Stamnes, M. Vaughan, J. Pelon, C. Weimer, D. Wu, M. Cisewski, W. Sun, P. Yang, B. Lin, A. Omar, D. Flittner, C. Hostetler, C. Trepte, D. Winker, G. Gibson, and M. Santa-Maria. Simple relation between lidar multiple scattering and depolarization for water clouds. *Opt. Lett.*, 31 (12) :1809–1811, 2008.

Y. Hu, M. Vaughan, C. Mc Clain, M. Behrenfeld, H. Maring, D. Anderson, S. Sun-Mack, D. Flittner, J. Huang, B. Wielicki, P. Minnis, C. Weimer, C. Trepte, and R. Kuehn. Global statistics of liquid water content and effective number concentration of water clouds over ocean derived from combined calipso and modis measurements. *Atm. Chem. Phys.*, 7 : 3353–3359, 2007.

Y. Hu, M. Vaughan, Z. Liu, K. Powell, and S. Rodier. Retrieving optical depths and lidar ratios for transparent layers above opaque water clouds from calipso lidar measurements. *IEEE Geosc. Rem. Sens. Lett.*, 4 :523–526, 2007.

B. J. Huebert, T. Bates, P. B. Russel, G. Shi, Y. J. Kim, K. Kawamura, G. Carmichael, and T. Nakajima. An overview of ACE-Asia : strategies for quantifying the relationships between Asian aerosols and their climatic impacts. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003.

K. Imaoka, A. Shibata, N. Ebuchi, T. Igarashi, S. Fukui, K. Tanaka, T. Kimura, T. Sezai, Y. Tange, and T. Shimoda. Overview of the GCOM-W mission and AMSR follow-on instrument. *Proc. SPIE 12th Europe International Symposium on Remote Sensing*, pages 49–56, 2005.

J. M. Intrieri, G. L. Stephens, W. L. Eberhard, and T. Uttal. A method for determining cirrus cloud particles sizes using lidar and radar backscatter technique. *J. of Appl. Met.*, 32 :1074–1082, 1993.

IPCC. Climate change 2007 : Synthesis report. Technical report, IPCC, 2007.

F. C. Jackson, W. T. Walton, and D. E. Hines. Sea surface mean square slope from ku-band backscatter data. *J. Geophys. Res.*, 97 :11411–11427, 1992.

D. Josset, J. Pelon, A. Protat, and C. Flamant. New approach to determine aerosol optical depth from combined calipso and cloudsat ocean surface echoes. *Geophys. Res. Lett.*, 35, 2008.

Y. J. Kaufman and D. Tanré. Algorithm for remote sensing of tropospheric aerosol from modis, 1998.

Y. J. Kaufman, D. Tanré, J. F. Léon, and J. Pelon. Retrievals of profiles of fine and coarse aerosols using lidar and radiometric space measurements. *IEEE trans. Geosc. Rem. Sens.*, 41 :1743–1754, 2003.

A. Keil and J. M. Haywood. Solar radiative forcing by biomass burning aerosol particles during safari 2000 : A case study based on measured aerosol and cloud properties. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003.

W. C. Keller, W. J. Plant, and D. E. Weissman. The dependence of x band microwave sea return on atmospheric stability and sea state. *J. Geophys. Res.*, 90 :1019–1029, 1985.

M. D. King, Y. J. Kaufman, W. P. Menzel, and D. Tanré. Remote sensing of cloud, aerosol, and water vapor properties from the moderate resolution imaging spectrometer (MODIS). *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 30, 1992.

M. D. King, W. P. Menzel, Y. J. Kaufman, D. Tanré, B. Gao, S. Platnick, S. A. Ackerman, L. A. Remer, R. Pincus, and P. A. Hubanks. Cloud and aerosol properties, precipitable water, and profiles of temperature and water vapor from modis. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 41 :442–458, 2003.

R. G. Kleidman, N. T. O'Neill, L. A. Remer, Y. J. Kaufman, T. F. Eck, D. Tanré, O. Dubovik, and B. N. Holben. Why is the satellite observed aerosol's indirect effect so variable. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.

J.D. Klett. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Appl. Opt.*, 20 : 211–220, 1981.

J.D. Klett. Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Appl. Opt.*, 24(11) : 1638–1643, 1985.

P. Koepke. Effective reflectance of oceanic whitecaps. *Appl. Opt.*, 23 :1816–1824, 1984.

W. Krichbaumer and C. Werner. Current state-of-the-art of lidar inversion methods for atmospheres of arbitrary optical density. *Appl. Phys. B*, 59 :517–523, 1994.

V. Kudryavtsev, D. Hauser, G. Caudal, and B. Chapron. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface. 1. background model. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003.

R. S. Lancaster, J. D. Spinhirne, and S. P. Palm. Laser pulse reflectance of the ocean surface from the glas satellite lidar. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.

J. Lefrère. Rayonnement. Cours de maitrise, Paris VI, 2004.

J. Lenoble. *Atmospheric radiative transfer*. Deepak publishing, 1993.

R. Lhermitte. A 94 Ghz doppler radar for cloud observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 4 :36–48, 1987.

L. Li, G. M. Heymsfeld, L. Tian, and P. E. Racette. Measurements of ocean surface backscattering using an airborne 94 ghz clous radar – implication for calibration of airborne and spaceborne w-band radars. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 22 :1033–1045, 2005.

H. J. Liebe. An updated model for millimeter wave propagation in moist air. *Radio Sci.*, 20 : 1069–1089, 1985.

H. J. Liebe, G. A. Hufford, and M. G. Cotton. Propagation modeling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1000 ghz. In *Atmospheric propagation effects through natural and man-made obscurants for visible to MM-wave radiation*, 1993.

K. N. Liou. *An Introduction to atmospheric radiation*. Academic Press, 2002.

Y. Liu, M-Y. Su, X-H. Yan, and W. T. Liu. The mean-square slope of ocean surface waves and its effects on radar backscatter. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 22 :1033–1045, 2000.

Y. Liu, X-H. Yan, W. T. Liu, and P.A. Hwang. The probability density function of ocean surface slopes and its effects on radar backscatter. *J. Phys. Ocean.*, 27 :782–797, 1997.

U. Löhnert, S. Crewell, C. Simmer, and A. Macke. Profiling cloud liquid water by combining active and passive microwave measurements with cloud model statistics. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18 :1354–1366, 2001.

F. R. Martins and E. B. Pereira. Parameterization of aerosols from burning biomass in the Brazil-SR radiative transfer model. *Solar Energy*, 80 :231–239, 2006.

R. M. Measures. Lidar equation analysis allowing for target lifetime, laser pulse duration, and detector integration period. *Appl. Opt.*, 16(4) :1092–1103, 1977.

R.M. Measures. *Laser remote sensing*. A Wiley-Interscience publication, New-York USA, 1984.

T. Meissner and F. J. Wentz. The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 42(9) :1836–1849, 2004.

R. T. Menzies, D. M. Tratt, and W. H. Hunt. Lite measurements of sea surface directional reflectance and the link to surface wind speed. *Appl. Opt.*, 37 :5550–5559, 1998.

W. Mi, Z. Li, X. Xia, B. Holben, R. Levy, F. Zhao, H. Chen, and M. Cribb. Evaluation of the moderate resolution imaging spectroradiometer aerosol products at two aerosol robotic network stations in china. *J. Geophys. Res.*, 112, 2007.

G. Mie. Beiträge zur optic trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der Physik*, 25 (3) :377–445, 1908.

N. L. Miles, J. Verlinde, and E. E. Clothiaux. Cloud droplet size distributions in low-level stratiform clouds. *J. atm. Sc.*, 57 :295–311, 2000.

A. Morel. In-water and remote measurements of ocean color. *Bound. Lay. Met.*, 18 :177–201, 1980.

A. Morel and L. Prieur. Analysis of variation in ocean color. *Limn. Ocean.*, 22(4) :709–722, 1977.

F. Nicolas, L. R. Bissonnette, and P. H. Flamant. Lidar effective multiple-scattering coefficients in cirrus clouds. *Appl. Opt.*, 36(15) :3458–3468, 1997.

V. Noel. *Étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus par télédétection active apport des observations polarisées*. PhD thesis, UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT, 2002.

E. J. O'Connor, A. J. Illingworth, and R. J. Hogan. A technique for autocalibration of cloud lidar. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 21 (5) :777–786, 2004.

N. T. O'Neill, T. F. Eck, B. N. Holben, A. Smirnov, A. Royer, and Z. Li. Optical properties of boreal forest fire smoke derived from sun photometry. *J. Geophys. Res.*, 107, 2002.

J. C. Owens. Optical refractive index of air : dependance on pressure, temperature and composition. *Appl. Opt.*, 6(1) :51–60, 1967.

J. Pelon, C. Flamant, J. F. Leon, D. Tanre, M. Sicard, and S. K. Satheesh. Characterization of aerosol spatial distribution and optical properties over the indian ocean from airborne LIDAR and radiometry during INDOEX'99. *J. Geophys. Res.*, 107, 2002.

J. Pelon, C. Flamant, V. Trouillet, and P. H. Flamant. Optical and microphysical parameters of dense stratocumulus clouds during mission 206 of eucrex '94 as retrieved from measurements made with airborne lidar leandre 1. *Atmospheric Research*, 55 :47–64, 2000.

J. Pelon, P. H. Flamant, and M. Meissonnier. The french airborne backscatter lidar leandre 1 : conception and operation. *Proc. of the 15th International Laser Radar Conference*, 1990.

R. Penndorf. Tables of the refractive index for standard air and the rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 μ and their application to atmospheric optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 47 :176–182, 1957.

K. J. Petri. Laser radar reflectance of chesapeake bay waters as a function of wind speed. *IEEE trans. on Geosc. Electron.*, 15(2) :87–96, 1977.

D. M. Phillips. Effects of the wavenumber spectrum of a sea surface on laser beam reflection. *Aust. J. Phys.*, 32 :469–489, 1979.

O. M. Phillips. *The dynamic of the upper ocean.* Cambridge University Press, 1977.

O. M. Phillips. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *J. Fluid. Mech.*, 156 :505–531, 1985.

C. Pierangelo. *Apport du sondage infrarouge à l'étude des aérosols atmosphériques. Application aux instruments HIRS et AIRS : caractérisation des aérosols en épaisseur optique, en altitude et en taille.* PhD thesis, Université Paris 6 - Pierre et Marie Curie, 2005.

R. G. Pinnick, S. G. Jennings, P. Chylek, C. Ham, and W. T. Grandy Jr. Backscatter and extinction in water clouds. *J. Geophys. Res.*, 88 (C11) :6787–6796, 1983.

G. N. Plass, G. W. Kattawar, and F. E. Catchings. Matrix-operator theory of radiative transfer. 1 : Rayleigh scattering. *Appl. Opt.*, 12 :314–329, 1973.

C. M. R. Platt. Lidar and radiometric observations of cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 30 : 1191–1204, 1973.

C. M. R. Platt, S. D. Miller, and H. Hunt W. Solar radiance and albedo of clouds from space lidar. *23rd International Laser Radar Conference (ILRC), Nara, Japan*, 2006.

A. Protat, J. Pelon, J. Testud, N. Grand, P. Delville, P. Laborie, J. P. Vinson, D. Bouniol, D. Bruneau, H. Chepfer, J. Delanoë, M. Haeffelin, V. Noël, and C. Tinel. Le projet rali : Etude des nuages faiblement précipitants par télédétection active. *Météorologie*, 47 :23–33, 2004.

H. Pruppacher and J.D. Klett. *Microphysics and clouds and precipitation.* D. Reidel Publishing, 1980.

X. Quan and E. S. Fry. Empirical equation for the index of refraction of seawater. *AO*, 34 : 3477–3480, 1995.

P. Queffeulou. Comparing ku-band nscat scatterometer and ers-2 altimeter winds. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 37(3) :1662–1670, 1999.

F. Raes, T. Bates, F. McGovern, and M. Van Liedekerke. The 2nd Aerosol Characterization Experiment (ACE-2) : general overview and main results. *Tellus*, 52B, 2000.

S. Raman, D. S. Niyogi, M. Simpson, and J. Pelon. Dynamics of the elevated land plume over the arabian sea and the northern indian ocean during northeasterly monsoons and during the Indian Ocean Experiment (INDOEX). *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2002.

V. Ramanathan, P. J. Crutzen, J. Lelieveld, A. P. Mitra, D. Althausen, J. Anderson, M. O. Andreae, W. Cantrell, G. R. Cass, C. E. Chung, A. D. Clarke, J. A. Coakley, W. D. Collins, W. C. Conant, F. Dulac, J. Heintzenberg, A. J. Heymsfield, B. Holben, S. Howell, J. Hudson, A. Jayaraman, J. T. Kiehl, T. N. Krishnamurti, D. Lubin, G. McFarquhar, T. Novakov, J. A. Ogren, I. A. Podgorny, K. Prather, K. Priestey, J. M. Prospero, P. K. Quinn, K. Rajeev, P. Rasch, S. Rupert, R. Sadourny, S. K. Satheesh, G. E. Shaw, P. Sheridan, and F. P. J. Valero. Indian ocean experiment : An integrated analysis of the climate forcing and effects of the great Indo-Asian haze. *J. Geophys. Res.*, 106, 2001.

Lord Rayleigh. 0n the light from the sky, its polarization and colour. *Phil. Mag.*, XLI :107–120, 1871.

D. M Rayner, M. Lee, and A. G. Szabo. Effect of sea-state on the performance of laser fluorosensors. *Appl. Opt.*, 17(17) :2730–2733, 1978.

J. L. Redelsperger, C. D. Thorncroft, A. Diedhiou, T. Lebel, D. J. Parker, and J. Polcher. African Monsoon Multidisciplinary Analysis : an international research project and field campaign. *BAMS*, pages 1739–1746, 2006.

L. A. Remer and Y. J. Kaufman. Aerosol direct radiative effect at the top of the atmosphere over cloud free ocean derived from four years of modis data. *Atmos. Chem. Phys.*, 6 : 237–253, 2006.

L. A. Remer, D. Tanré, and Y. J. Kaufman. Algorithm for remote sensing of tropospheric aerosol from modis : Collection 5, 2005.

P. B. Russel, P. V. Hobbs, and L. L. Stowe. Aerosol properties and radiative effects in the United States East coast haze plume : an overview of the Tropospheric Aerosol Radiative Forcing Observational Experiment (TARFOX). *J. Geophys. Res.*, 104, 1999.

P. B. Russel, T. J. Swissler, and M. P. Mc Cormick. Methodology for error analysis and simulation of lidar aerosol measurements. *Appl. Opt.*, 18(22) :3783–3797, 1979.

Vincent V. Salomonson. An introduction and overview of modis. Second Workshop for Earth Science Satellite Remote Sensing at the George Mason University (Fairfax, Va. Campus), 2002.

I. Sandu. *Impact de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite.* PhD thesis, Université Toulouse 3 - Paul Sabatier, 2007.

Y. Sasano and E.V. Browell. Light scattering characteristics of various aerosols types derived from multiple wavelength lidar observations. *Appl. Opt.*, 28(9) :1670–1679, 1989.

K. Sassen and T. Chen. The lidar dark band : and oddity of the radar bright band analogy. *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1995.

K. Sassen and Z. Wang. Classifying clouds around the globe with the Cloudsat radar : 1-year of results. *Geophys. Res. Lett.*, 35, 2008.

K. Sassen, Z. Wang, and D. Liu. Global distribution of cirrus clouds from Cloudsat/Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) measurements. *J. Geophys. Res.*, 113, 2008.

M. Schulz, C. Textor, S. Kinne, Y. Balkanski, S. Bauer, T. Berntsen, T. Berglen, O. Boucher, F. Dentener, S. Guibert, I. S. A. Isaksen, T. Iversen, D. Koch, A. Kirkevag, X. Liu, V. Montanaro, G. Myhre, J. E. Penner, G. Pitari, S. Reddy, O. Seland, P. Stier, and T. Takemura. Radiative forcing by aerosols as derived from the AeroCom present-day and pre-industrial simulations. *Atm. Chem. Phys.*, 6 :5225–5246, 2006.

S. W. Seemann, J. Li, W. P. Menzel, and L. E. Gumley. Operational retrieval of atmospheric temperature, moisture, and ozone from modis infrared radiances. *J. Appl. Met.*, 42 :1072–1091, 2003.

A. Sei. Extension of Chandrasekhar's formula to a homogeneous non-lambertian surface and comparison with the 6s formulation. *AO*, 45 :1010–1022, 2006.

J. A. Shaw and J. H. Churnside. Scanning-laser glint measurements of sea-surface slope statistics. *Appl. Opt.*, 36 :4202–4213, 1997.

L. D. H. Smith and A. J. Illingworth. Global statistics of the liquid water path and drizzle occurrence in low level liquid water clouds derived from CLOUDSAT using the attenuation of the ocean return. In *15th international conference on clouds and precipitation, ICCP*, 2008.

J. .D Spinhirne, R. Boers, and W. D. Hart. Cloud top liquid water from lidar observations of marine stratocumulus. *J. Appl. Met.*, 28 :81–90, 1989.

G. L. Stephens. *Remote sensing of the lower atmosphere*. Oxford University Press, 1994.

G. L. Stephens, D. G. Vane, R. J. Boain, G. G. Mace, K. Sassen, Z. Wang, A. J. Illingworth, E. J. O'Connor, W. B. Rossow, S. L. Durden, S. D. Miller, R. T. Austin, A. Benedetti, C. Mitrescu, and The CloudSat Science Team. The CLOUDSAT mission and the A-TRAIN : a new dimension of space-based observations of clouds and precipitation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, pages 1771 – 1790, 2002.

B. Stevens, D. H. Lenschow, G. Vali, H. Gerber, A. Bandy, B. Blomquist, J.-L. Brenguier, C. S. Bretherton, F. Burnet, T. Campos, S. Chai, I. Faloona, D. Friesen, S. Haimov, K. Laursen, D. K. Lilly, S. M. Loehrer, S. P. Malinowski, B. Morley, M. D. Petters, D. C. Rogers, L. Russell, V. Savic-Jovcic, J. R. Snider, D. Straub, M. J. Szumowski, H. Takagi, D. C. Thornton, M. Tschudi, C. Twohy, M. Wetzel, and M. C. Van Zanten. Dynamics and chemistry of marine stratocumulus - DYCOMS-ii. *BAMS*, 84, 2003.

S. Tanelli, S. L. Durden, E. Im, Kyung S. Pak, D. G. Reinke, P. Partain, J. M. Haynes, and R. T. Marchand. Cloudsat's Cloud Profiling Radar after two years in orbit : Performance, calibration, and processing. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 46 :3560–3573, 2008.

D. Tanré, Y. J. Kaufman, M. Herman, and S. Mattoo. Remote sensing of aerosol properties over oceans using the MODIS/EOS spetral radiances. *J. Geophys. Res.*, 102, 1997.

C. Tinel, J. Testud, J. Pelonand R. J. Hogan, A. Protat J. Delanoë, and D. Bouniol. The retrieval of ice-cloud properties from cloud radar and lidar synergy. *J. Appl. Met.*, 44 : 860–875, 2005.

V. Trouillet. *Étude de l'apport d'un lidar rétrodiffusion spatial pour la restitution des paramètres nuageux et des flux à la surface.* PhD thesis, Université Denis Diderot (Paris 7), 1997.

B. M. Tsai and C. S. Gardner. Remote sensing of sea state using laser altimeters. *Appl. Opt.*, 21(21) :3932–3940, 1982.

S. Twomey. Pollution and the planetary albedo. *Atmos. Environ.*, 8 :1251–1256, 1974.

S. Twomey. *Atmospheric Aerosols.* Elsevier, 1977.

R. G. Valenzuela. The effective reflection coefficients in forward scattering from a dielectric slightly rough surface. *IEEE Proc.*, 58 :1279, 1970.

R. G. Valenzuela. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves – a review. *Boundary Layer Meteorology*, 13 :61–85, 1978.

M. Vaughan, D. M. Winker, and K. A. Powell. CALIOP Algorithm Theoretical Basis Document : Feature detection and layer properties algorithms, 2005.

V. Venema. *Cloud measurements with radar.* PhD thesis, Technische Universiteit Delft, 2000.

X. Wang, J. A. Reagan, J. dobler, and M. Rubio. Cabannes versus rayleigh scattering and terrestrial backscatter ratio revisited in LITE in support of CALIPSO. *IEEE*, pages 4407–4409, 2003.

Z. Wang and K. Sassen. Cirrus cloud microphysical property retrieval using lidar and radar measurements. Part II : midlatitude cirrus microphysical and radiative properties. *J. Atmos. Sci.*, 2002.

S. G. Warren and C. J. Hahn. *Clouds/Climatology, Encyclopedia of atmospheric science.* Elsevier Science, 2003.

F. J Wentz. AMSR ocean algorithm theoretical basis document, 2007.

K.Y. Whitby. The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmos. Environ.*, 12 :135–159, 1978.

D. M. Winker, C. A. Hostetler, M. Vaughan, and A. H. Omar. CALIOP Algorithm Theoretical Basis Document : Caliop instrument, and algorithms overview, 2006.

D. M. Winker, W. H. Hunt, and C. A. Hostetler. Status and performance of the CALIOP lidar. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 5575 :8–15, 2004.

D. M. Winker, J. Pelon, and P. McCormick. The CALIPSO mission : spaceborne lidar for observation of aerosol and clouds. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 4893 :1–11, 2003.

J. Wu. Roughness elements of the sea surface – their spectral composition. *Tellus*, 38A : 178–188, 1986.

M. Xu and R. R. Alfano. Random walk of polarized light in turbid media. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :213901–1–4, 2005.

A. T. Young. Rayleigh scattering. *Phys. Today*, pages 42–48, 1982.

S. A. Young. Analysis of lidar backscatter profiles in optically thin clouds. *Appl. Opt.*, 34 : 7019–7031, 1995.

H. Yu, Y. J. Kaufman, M. Chin, G. Feingold, L. A. Remer, T. L. Anderson, Y. Balkanski, N. Bellouin, O. Boucher, S. Christopher, P. DeCola, R. Kahn, D. Koch, N. Loeb, M. S. Reddy, M. Schulz, T. Takemura, and M. Zhou. A review of measurement-based assessments of the aerosol direct radiative effect and forcing. *Atm. Chem. Phys.*, 6 :613–666, 2006.

Y. Zhao, T. K. Lea, and R. M. Schotland. Correction function for the lidar equation and some techniques for incoherent CO_2 lidar data reduction. *Appl. Opt.*, 27(13) :2730–2740, 1988.