

N° d'ordre : 40774

Université Lille1 - Sciences et Technologies

Thèse

pour obtenir le grade de :

Docteur de l'Université Lille1

dans la spécialité

« Optique, Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère »

par

Julie LETERTRE-DANCZAK

Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à partir des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN

Thèse soutenue le 09 février 2012 devant le jury composé de :

M. FRANCOIS-MARIE BREON	D.R. CEA, CEA GIF-SUR-YVETTE	RAPPORTEUR
M. JACQUES PELON	D.R. CNRS, UNIVERSITE PARIS 6	RAPPORTEUR
M. MAURICE HERMAN	PROFESSEUR EMERITE, UNIVERSITE LILLE 1	EXAMINATEUR
MME. ANNE LIFERMANN	INGENIEUR CNES, CNES TOULOUSE	EXAMINATEUR
M. BERTRAND FOUGNIE	INGENIEUR CNES, CNES TOULOUSE	EXAMINATEUR
M. JEAN-LUC DEUZE	PROFESSEUR EMERITE, UNIVERSITE LILLE 1	CO-DIRECTEUR DE THESE
M. DIDIER TANRE	D.R. CNRS, UNIVERSITE LILLE 1	DIRECTEUR DE THESE

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

U.F.R de Physique Fondamentale

Université Lille1 - Sciences et Technologies

59655 Villeneuve d'Ascq France

REMERCIEMENTS

J'aimerais consacrer ces quelques lignes à beaucoup de personnes qui ont été présentes autour de moi au cours de ma thèse.

Dans un premier temps, je voudrais remercier Didier Tanré et Jean-Luc Deuzé de m'avoir encadrée durant mon master puis ma thèse, mais également pour le temps et l'énergie qu'ils m'ont consacrés. Je les remercie également pour les connaissances qu'ils m'ont apportées mais aussi pour leur écoute et leur disponibilité.

Je voudrais également remercier Frédéric Parol, directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, pour l'accueil qu'il m'a réservé au sein du laboratoire et pour le matériel qu'il a mis à ma disposition.

Je tiens à remercier François-Marie Bréon et Jacques Pelon qui ont accepté d'être rapporteurs. Je les remercie pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce manuscrit mais également pour leurs remarques et leurs questions qui ont permis de finaliser mon travail.

Mes remerciements se tournent également vers Bertrand Fougny, Maurice Herman et Anne Lifermann qui ont bien voulu examiner ce travail.

Je remercie tout particulièrement Fabrice Ducos pour le temps qu'il m'a consacré et les exploitations numériques qu'il a effectués pour moi, mais surtout pour sa joie et sa bonne humeur : ce fut un réel plaisir de collaborer avec lui.

Mes remerciements vont également à ceux qui m'ont donné accès aux données satellitaires (pôle ICARE) ou photométriques (AERONET/PHOTON), à Oleg Dubovik et Tatsiana Lapionak qui ont permis les analyses sur les particules sphéroïdes, à Frédéric Parol et François Thieuleux qui m'ont donné accès aux formules de corrections gazeuses, à la NASA qui au travers de Lorraine Remer et Shana Mattoo m'a permis de manipuler l'algorithme MODIS, enfin merci à Romain De Filippi et Christine Deroo pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans le domaine informatique.

Je voudrais remercier Marie-Lyse Lievin et Isabelle Jankowiak qui ont été mon rayon de Soleil et ma bouffée d'oxygène au sein du laboratoire : merci pour leur écoute, leur bonne humeur et surtout leur soutien. Merci aussi à Philippe François pour sa bouée de sauvetage dans la mare aux canards.

Je remercie l'ensemble du laboratoire et souhaite beaucoup de courage aux thésards qui n'ont pas encore atteint leur but.

Enfin je tiens à remercier Sébastien et Sophie pour leur patience, leur réconfort et leur amour...

RESUME

A l'heure des études sur le changement climatique, un certain nombre d'inconnues subsiste comme la caractérisation des propriétés radiatives des aérosols à l'échelle globale.

Différents moyens d'observations, depuis la surface ou l'espace, ont été développés ces dernières années et nous nous focalisons ici sur les mesures spatiales océaniques et notamment sur celles issues de deux instruments, MODIS/AQUA (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer de la NASA) et POLDER/PARASOL (*POLarization and Directionality of Earth Reflectances* du CNES) qui appartiennent à la constellation de satellites « A-Train ». Ces deux instruments nous permettent, à partir des luminances réfléchies par le système « Terre-Atmosphère », d'observer quotidiennement différents types d'aérosols (brûlis, poussières désertiques, pollution) en fonction de la zone géographique et d'en effectuer le suivi temporel.

En première analyse, on peut comparer les résultats obtenus par chaque capteur qui ont des techniques d'observations privilégiant pour l'un, le domaine spectral pour l'autre, le caractère angulaire et polarisé des luminances. Utiliser ensuite en synergie les deux types d'informations nécessite de comparer les mesures brutes des instruments et d'assurer la cohérence des traitements.

Nous avons ainsi examiné les étapes nécessaires à cette inversion: étalonnage des instruments, corrections apportées aux mesures et validité des modèles d'aérosols utilisés. Enfin, nous avons sélectionné quelques cas d'études afin d'analyser les caractéristiques des aérosols (quantité, taille, nature) d'origine désertique au-dessus de l'océan Atlantique et leur évolution au cours de leur transport.

ABSTRACT

Within climatic change issues, one of the unknowns remains the characterization of the aerosol radiative properties at global scale.

Different ways of monitoring aerosols from surface or space have been developed during the recent years and our present study is especially focused on observations over ocean from two satellite instruments, MODIS/AQUA (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer of NASA) and POLDER/PARASOL (*POLarization and Directionality of Earth Reflectances* of CNES), that are both part of the “A-Train” constellation. From the radiances reflected by the “Earth-Atmosphere” system, we can monitor the distribution of different aerosol types (smoke, dust, pollution) over specific regions and with a good temporal frequency.

We can first compare results obtained by each sensor that are using different techniques, MODIS favor spectral domain when POLDER considers the angular and polarized character of radiances. In a second step, it looks attractive to combine both data sets into a single inversion scheme.

To do so, it requires to ensure that the radiances of the two instruments are consistent and to control the coherency of the assumptions used along the retrieval processing. We analyze the different steps: calibration, gaseous absorption and molecular scattering correction as well as the validity of the aerosol models. Lastly, we select specific events to analyze the evolution of aerosol plumes (content, size, composition) transported over the Atlantic Ocean.

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	2
RESUME	3
ABSTRACT	4
SOMMAIRE	5
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GENERALE	9
1 INTRODUCTION GENERALE SUR LE CLIMAT ET LES PROCESSUS QUI LE GOUVERNENT.	10
1 - 1 ÉVOLUTION DU CLIMAT.	10
1 - 2 DESCRIPTION DES AEROSOLS.	13
2 INTERACTION RAYONNEMENT – MATIERE.	17
2 - 1 GRANDEURS PHOTOMETRIQUES.	17
2 - 2 PROCESSUS ELEMENTAIRES D'INTERACTION.	18
2 - 3 FONCTION DE PHASE.	19
2 - 3 - 1 Diffusion moléculaire.	19
2 - 3 - 2 Diffusion de Mie.	20
2 - 3 - 3 Granulométrie.	21
3 EQUATION DE TRANSFERT.	22
4 INSTRUMENTS.	25
4 - 1 RESEAU AERONET DE PHOTOMETRES.	25
4 - 2 LES SATELLITES.	27
4 - 2 - 1 Généralités.	27
4 - 2 - 2 POLDER-3 sur la plateforme PARASOL.	31
4 - 2 - 3 MODIS.	34
4 - 2 - 4 Caractérisation des aérosols au-dessus des océans.	35
5 OBJECTIFS ET PLAN.	36
CHAPITRE 2 : ANALYSE CRITIQUE DES TRAITEMENTS ALGORITHMIQUES MODIS ET POLDER.	39
1 INTRODUCTION.	40
2 DESCRIPTION DES ALGORITHMES DES DEUX INSTRUMENTS.	41
2 - 1 ALGORITHME POLDER.	41
2 - 2 ALGORITHME MODIS.	45

3 LES LOOK UP TABLES (LUTs).	46
3 - 1 GENERALITES.	46
3 - 2 LA DISCRETISATION GEOMETRIQUE ET EN EPAISSEUR OPTIQUE.	46
3 - 3 LES MODELES D'AEROSOLS.	47
3 - 4 TRAITEMENT DE L'ECUME.	49
3 - 5 TRAITEMENT DE LA COULEUR DE L'EAU.	50
4 CORRECTIONS DES GRANDEURS EN ENTREE D'ALGORITHME.	52
4 - 1 ETALONNAGE.	52
4 - 1 - 1 MODIS	52
4 - 1 - 2 POLDER	52
4 - 1 - 3 Correction de lumière parasite.	54
4 - 2 CORRECTIONS GAZEUSES.	54
4 - 3 LE MASQUE GLITTER.	56
4 - 4 LE MASQUE NUAGE.	59
5 IMPACTS DES ALGORITHMES D'INVERSION.	62
5 - 1 VALIDATION DE LA CHAINE DE SIMULATION.	63
5 - 2 VALIDATION DE L'ALGORITHME MODIS.	68
5 - 3 IDENTIFICATION DES PIXELS MODIS CONTENUS DANS UN PIXEL POLDER.	71
5 - 4 COMPARAISON DES MESURES MODIS A 855 NM ET POLDER A 865 NM.	72
6 CONCLUSION.	75
CHAPITRE 3 : COMPARAISON DES LUMINANCES MODIS ET POLDER.	77
1 INTRODUCTION.	78
2 ZONES D'ETUDES.	79
3 COMPARAISON DES LUMINANCES MESUREES MODIS ET DES LUMINANCES SIMULEES.	80
3 - 1 METHODOLOGIES.	80
3 - 1 - 1 Méthode de comparaison.	80
3 - 1 - 2 Contamination nuageuse.	83
3 - 2 COMPARAISON DES LUMINANCES AU-DESSUS DE L'OCEAN ATLANTIQUE.	85
3 - 2 - 1 Comparaison des luminances dans le visible.	87
3 - 2 - 2 Comparaison des luminances dans l'infrarouge.	92
3 - 2 - 3 Impact de différents paramètres POLDER sur les luminances simulées à 855 nm et à 2119 nm.	93
3 - 2 - 4 Amélioration empirique du modèle non sphérique dans le moyen infrarouge.	97
3 - 3 COMPARAISON DES LUMINANCES AU-DESSUS DE L'OCEAN PACIFIQUE.	103
3 - 3 - 1 Luminances dans le visible.	105

3 - 3 - 2	Luminances dans le moyen infrarouge.	109
3 - 4	COMPARAISON DES MODELES VOLTEN ET DUBOVIK.	111
4	CONCLUSION.	118

CHAPITRE 4 : COMPARAISON DES ALGORITHMES ET DES PRODUITS GEOPHYSIQUES

MODIS ET POLDER.		121
1	INTRODUCTION.	122
2	COMPARAISONS DES EPAISSEURS OPTIQUES.	123
2 - 1	ATLANTIQUE.	123
2 - 2	PACIFIQUE.	127
2 - 3	VARIABILITE SPATIALE DE L'EPAISSEUR OPTIQUE.	130
3	COMPARAISON DES COEFFICIENTS D'ANGSTRÖM (644/855).	132
4	AMELIORATION DE L'INVERSION POLDER GRACE AU MODELE DUBOVIK.	134
4 - 1	ORBITE DU 11 MAI 2007.	135
4 - 2	ORBITE DU 09 MAI 2007.	139
4 - 3	GENERALISATION DE MARS 2005 A FEVRIER 2008.	142
5	CONCLUSION.	143

CHAPITRE 5 : SUIVI D'EVENEMENTS AVEC LES CAPTEURS DE L'A-TRAIN.

1	INTRODUCTION.	146
2	EVENEMENT DU 09 AU 12 MAI 2007.	147
2 - 1	PRESENTATION DE L'EVENEMENT.	147
2 - 2	CALCUL DE TRAJECTOIRES A PARTIR DE L'ORBITE DU 09 MAI 2007.	148
2 - 3	EPAISSEURS OPTIQUES.	150
2 - 4	COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET RAYON EFFECTIF.	151
3	EVENEMENT DU 23 AU 25 MAI 2009.	153
3 - 1	PRESENTATION DE L'EVENEMENT.	153
3 - 2	CALCUL DE TRAJECTOIRES A PARTIR DE L'ORBITE DU 23 MAI 2009.	154
3 - 3	EPAISSEURS OPTIQUES.	156
3 - 4	COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET RAYON EFFECTIF.	157
4	EVENEMENT DU 20 AU 23 FEVRIER 2008.	159
4 - 1	PRESENTATION DE L'EVENEMENT.	159
4 - 2	CALCUL DE TRAJECTOIRES A PARTIR DE L'ORBITE DU 20 FEVRIER 2008.	160
4 - 3	EPAISSEURS OPTIQUES.	162
4 - 4	COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET RAYON EFFECTIF.	163
5	INTERPRETATION DES RESULTATS.	165

- Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à l'aide des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN -

6 CONCLUSION.	166
Conclusion générale	169
BIBLIOGRAPHIE	171
LISTE DES ACRONYMES	179
LISTE DES SITES INTERNET	180

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GENERALE

1	<u>INTRODUCTION GENERALE SUR LE CLIMAT ET LES PROCESSUS QUI LE GOUVERNENT.</u>	
	<u>10</u>	
1 - 1	ÉVOLUTION DU CLIMAT.	10
1 - 2	DESCRIPTION DES AEROSOLS.	13
2	<u>INTERACTION RAYONNEMENT – MATIERE.</u>	17
2 - 1	GRANDEURS PHOTOMETRIQUES.	17
2 - 2	PROCESSUS ELEMENTAIRES D'INTERACTION.	18
2 - 3	FONCTION DE PHASE.	19
2 - 3 - 1	DIFFUSION MOLECULAIRE.	19
2 - 3 - 2	DIFFUSION DE MIE.	20
2 - 3 - 3	GRANULOMETRIES.	21
3	<u>EQUATION DE TRANSFERT.</u>	22
4	<u>INSTRUMENTS.</u>	25
4 - 1	RESEAU AERONET DE PHOTOMETRES.	25
4 - 2	LES SATELLITES.	27
4 - 2 - 1	GENERALITES.	27
4 - 2 - 2	POLDER-3 SUR LA PLATEFORME PARASOL.	31
4 - 2 - 3	MODIS.	34
4 - 2 - 4	CARACTERISATION DES AEROSOLS AU-DESSUS DES OCEANS.	35
5	<u>OBJECTIFS ET PLAN.</u>	36

1 Introduction générale sur le climat et les processus qui le gouvernent.

1 - 1 Évolution du climat.

Le climat détermine notre environnement et influe directement sur notre existence, ce qui explique l'importance accordée aux changements récents qui affectent notre planète.

En effet, le climat influence notre environnement direct (végétation, déserts chauds et froids, précipitations, catastrophes, etc.) mais également l'évolution de nos sociétés (habitat, loisirs, agriculture, transport, etc.).

Depuis maintenant deux siècles, les physiciens s'interrogent sur les variations du climat au cours des différentes ères géologiques. De grands savants comme Joseph Fourier ont mis en évidence l'effet de serre ainsi que la présence de différents rayonnements (tellurique et solaire) (Fourier, 1824). John Tyndall a révélé le pouvoir absorbant de différents gaz surtout celui de la vapeur d'eau grâce à un montage complexe (Figure 1 - 1, Tyndall, 1861). James Croll et Milutin Milankovich ont permis de prendre en compte les mouvements astronomiques dans les variations climatiques (Croll, 1864). Par la suite, en avril 1896, Svante Arrhenius mit en cause l'industrie comme productrice intensive de CO_2 et émit l'hypothèse que le doublement de la concentration de CO_2 atmosphérique provoquerait une augmentation de 5°C de la température moyenne globale de la Terre (Arrhenius, 1896). Ce dernier voyait ce réchauffement comme une possibilité d'échapper à une future période glaciaire mais il n'avait pas anticipé que ce doublement se produirait en un seul siècle.

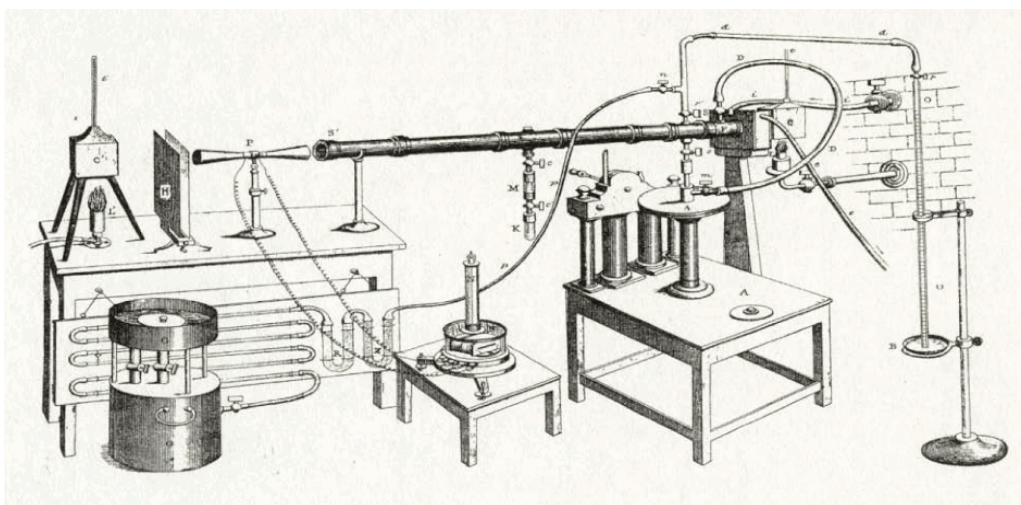


Figure 1 - 1. Schéma de montage de l'expérience sur l'absorption de la vapeur d'eau (Tyndall, 1861).

Le climat résulte de mécanismes et d'interactions extrêmement complexes entre l'atmosphère (composition, dynamique) et la surface terrestre (continents, océans, biosphère). Ces dernières sont soumises au rayonnement solaire, unique source d'énergie extérieure. Même si le climat évolue sur le long terme sous l'effet de paramètres extérieurs (glaciation, cycle de Milankovich), nous avons pu observer depuis la révolution industrielle, c'est-à-dire sur les deux derniers siècles, un réchauffement climatique qui s'est manifesté à travers différents phénomènes comme le recul des glaciers, la diminution de la surface de banquise et des surfaces enneigées, la hausse du niveau des océans ainsi qu'un démarrage plus précoce de la végétation (rapport IPCC, 2007). Ce réchauffement s'accompagne de phénomènes climatiques comme des sécheresses plus marquées ou une modification des taux de précipitations, et pourrait même augmenter la fréquence des événements extrêmes (tempêtes, inondations, cyclones).

La communauté scientifique, quasi unanimement, associe ce réchauffement aux activités humaines et plus particulièrement à l'augmentation des gaz à effet de serre (GES) tels que le dioxyde de carbone, le méthane et les oxydes d'azote comme N_2O . Les gaz à effet de serre, dont la vapeur d'eau, laissent passer le rayonnement solaire (entre 0,4 et 4 μm) mais forment un écran partiel pour le rayonnement tellurique (entre 4 et 20 μm) réémis par la Terre, ce processus constituant l'effet de serre. En l'absence d'atmosphère, la Terre qui est considérée comme un corps noir, aurait une température moyenne de $-15^\circ C$ alors qu'aujourd'hui on l'estime à $14,5^\circ C$ (IPCC 2007).

L'évolution d'une composante du système climatique va modifier, par son forçage, le bilan radiatif de notre planète. Ce bilan traduit la différence entre l'énergie reçue par la planète (rayonnement solaire) et celle qui s'en échappe. Le forçage, exprimé en Wm^{-2} , est positif lorsqu'il tend à augmenter la température de surface ou des basses couches de l'atmosphère.

Pour prévoir l'évolution du climat, il faut donc étudier l'ensemble des forçages (ainsi que leur rétroaction) anthropique et naturel (variation de l'éclairement solaire, volcanisme). Les activités humaines (industries, transports, chauffage domestique, etc.) rejettent dans l'atmosphère des GES mais aussi de petites particules appelées aérosols, composantes atmosphériques dont le forçage radiatif est encore mal estimé.

Notons que la retombée de certains aérosols (Black Carbon) modifie fortement les propriétés de réflexion des surfaces enneigées. De façon générale, les activités humaines (déforestation, agriculture, urbanisme, etc.) modifient les propriétés des surfaces continentales. Le rapport IPCC 2007 établit une revue des différents processus qui provoquent des forçages et indique la précision et le degré de compréhension de chacun (cf. Tableau 1).

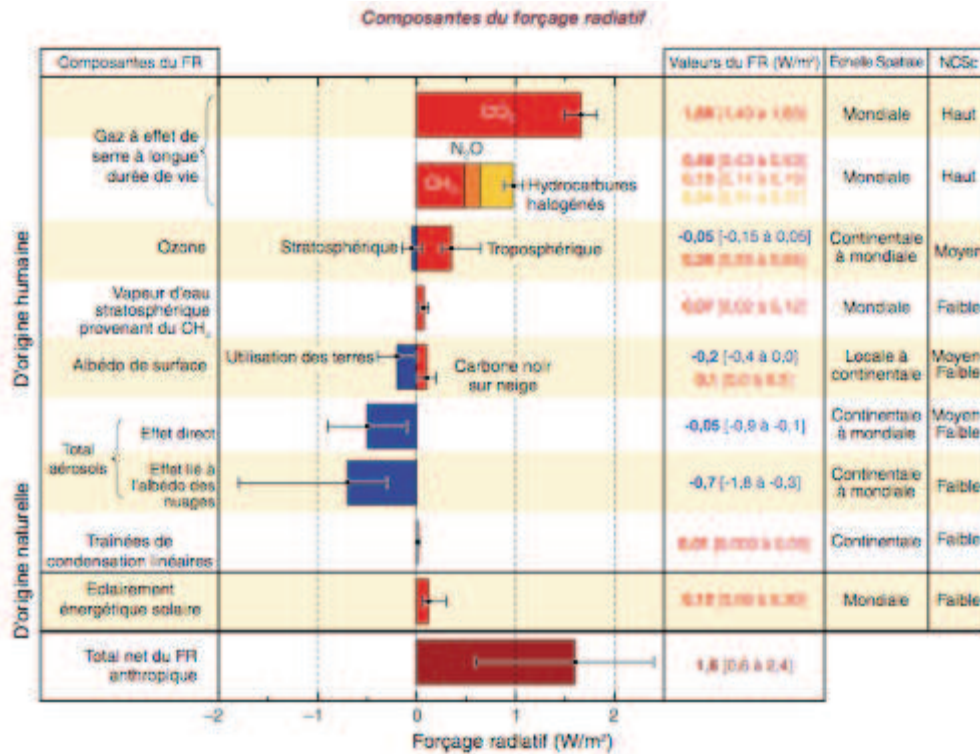


Tableau 1. Forçage radiatif moyen à l'échelle du globe (FR) en 2005 et niveau de compréhension scientifique (NCS). Rapport IPCC 2007.

Nous constatons que les GES font l'essentiel du forçage positif alors que les aérosols créent un forçage négatif qui est toutefois très mal évalué comme le montrent les barres d'incertitude associées. Ceci justifie l'intérêt scientifique porté à cette composante atmosphérique depuis les dernières décennies et la contribution que nous cherchons à apporter à travers cette thèse.

De plus, sur le bilan de transfert radiatif ci-dessous (Figure 1 - 2), nous observons que sur 342 Wm^{-2} reçus par le système Terre – Atmosphère, 77 Wm^{-2} sont réfléchis directement par les nuages mais également par les aérosols et l'atmosphère. Il y a également 165 Wm^{-2} qui sont émis dans l'infrarouge par l'atmosphère vers l'espace.

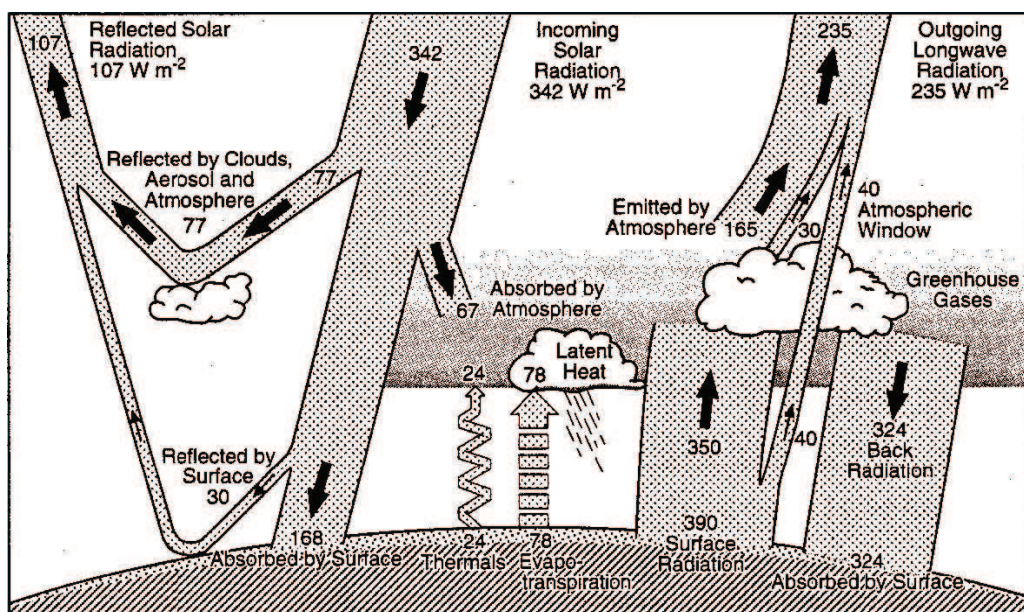


Figure 1 - 2. Bilan Radiatif de la Terre par Trenberth 1997 (en W m^{-2}).

1 - 2 Description des aérosols.

Les aérosols sont des particules solides ou liquides en suspension dans l'air exception faite des hydrométéores (gouttelettes, cristaux) constituant les nuages. On peut classer les aérosols suivant leur origine (naturelle ou anthropique), ou suivant leur mode de formation (primaire ou secondaire). Un aérosol primaire est injecté tel quel dans l'atmosphère, alors qu'un aérosol secondaire résulte de transformations chimiques : c'est le cas des aérosols issus de la transformation gaz – particule ; ils ont parfois les mêmes origines que certains gaz à effet de serre.

Les processus naturels générant des aérosols sont l'érosion des sols, l'arrachement des embruns océaniques par le vent, le volcanisme et les combustions de la végétation (provoqué par des orages). Alors que ces quatre processus fournissent des aérosols primaires, l'émission de gaz dans les éruptions volcaniques ainsi que dans les feux engendre également des aérosols secondaires.

Origine de la source	Sources	Flux (Mt.an ⁻¹)	
		Estimation moyenne	Estimations Min. et Max.
Naturelles (90%)	PRIMAIRES		
	<i>Poussières minérales</i>	2 000	1 000 – 3 000
	<i>Sels de mer</i>	3 000	1 000 – 10 000
	<i>Cendres volcaniques</i>	33	4 – 10 000
	<i>Carbone organique (> 1 µm) (débris, cires vasculaires...)</i>	56	26 – 90
	SECONDAIRES		
	<i>Sulfates biogéniques</i>	90	80 – 150
	<i>Sulfates volcaniques</i>	21	9 – 50
	<i>Carbone organique (oxydation COV biogéniques)</i>	16	8 – 40
	<i>Nitrates</i>	4	2 – 8
	TOTAL	5 220	2 130-23 340
Anthropiques (10%)	PRIMAIRES		
	Carbone organique (0 – 2 µm)		
	<i>Feux de végétation</i>	54	45 – 80
	<i>Combustible fuel fossile</i>	28	10 – 30
	Carbone élémentaire (0 – 2 µm)		
	<i>Feux de végétation</i>	5,7	5 – 9
	<i>Combustible fuel fossile</i>	6,6	6 – 8
	<i>Poussières industrielles</i>	100	40 – 130
	SECONDAIRES		
	<i>Sulfates</i>	120	70 – 220
	<i>Nitrates</i>	14	10 – 20
	<i>Carbone organique (oxydation des COV anthropiques)</i>	1	0,5 – 2
	TOTAL	330	250 – 660

Tableau 2. Flux d'émission de particules d'aérosol en Mt.an⁻¹. D'après Delmas, 2005

Les aérosols d'origine anthropique proviennent des rejets d'usines, de l'utilisation des combustibles fossiles (primaire et secondaire) et des incendies volontaires (culture sur brûlis, déforestation, chauffage à l'aide de biomasse).

Les aérosols secondaires ont des diamètres compris entre 0,1 et 1 μm . Sont présentes, dans un premier temps, de petites particules (appelées particules d'Aitken dont le diamètre est de quelques nanomètres) qui s'agglomèrent ensuite pour créer des particules plus grosses (quelques dixièmes de micromètres). Les aérosols primaires ont des diamètres compris entre 0,1 et 100 μm : nous y trouvons à la fois de petites particules ($d < 1 \mu\text{m}$) et de grosses particules provenant des soulèvements terrigènes (poussière éolienne) ou océaniques (aérosols marins) (voir Tableau 2).

La classification n'est pas toujours aussi tranchée car des aérosols de type terrigène peuvent provenir de zones devenues désertiques à cause d'exploitations intensives et ont donc une origine anthropique.

La proportion en masse d'aérosols d'origine naturelle est de 90% mais les propriétés des aérosols issus de la part anthropique, qui ne représente que 10%, modifient le bilan radiatif de la planète et créent des perturbations importantes sur le climat. Il est donc nécessaire de connaître les propriétés des aérosols pour mieux définir leurs sources et leurs impacts au niveau global.

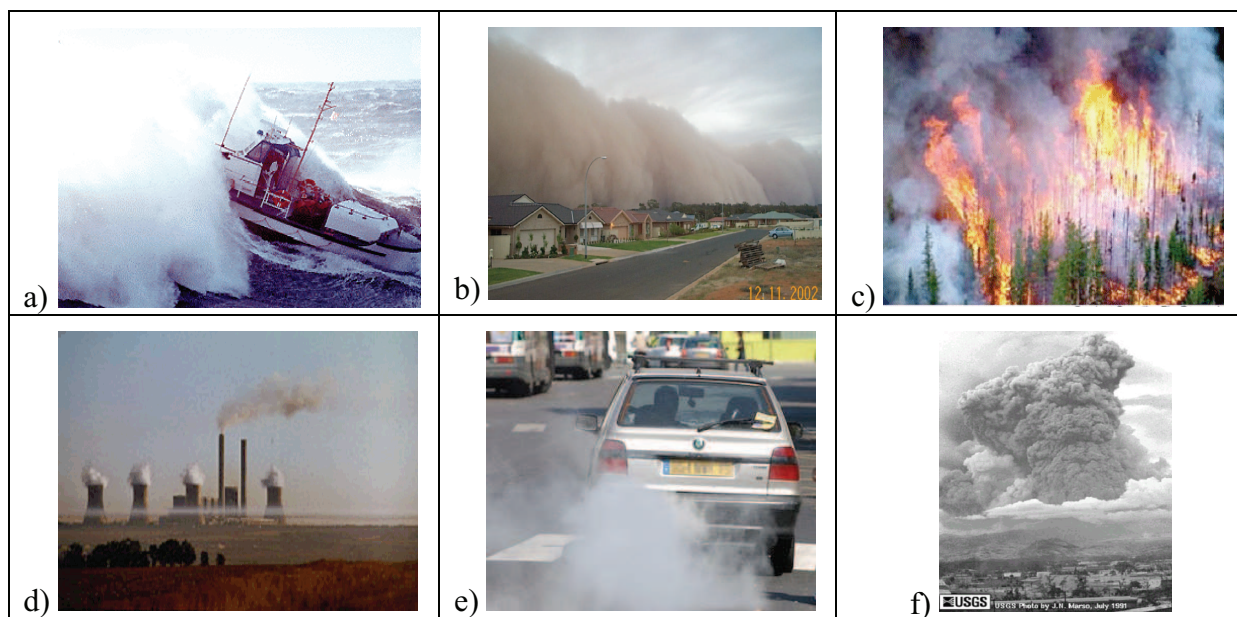


Figure 1 - 3. Divers types d'aérosols a) embruns marins, b) poussières minérales, c) incendie de forêts, d) rejet industriel, e) pollution domestique et f) éruption volcanique. (Source : CNES.fr).

Leur impact climatique résulte de trois effets :

- ⇒ L'effet direct (ou Parasol) : la présence des particules réfléchit le rayonnement solaire d'où un forçage négatif (Charlson, 1992).
- ⇒ L'effet indirect : les nuages se forment par condensation de la vapeur d'eau sur de très petits aérosols. Pour une quantité de vapeur d'eau donnée, les gouttelettes nuageuses seront plus nombreuses et donc plus petites lorsqu'il y aura plus d'aérosol : ces nuages qui sont alors plus réfléchissants, refroidissent l'atmosphère et la surface (Twomey, 1977) et précipitent moins vite.
- ⇒ Enfin certains aérosols sont absorbants : ils chauffent localement l'atmosphère et sont susceptibles d'évaporer les gouttelettes d'eau. Cet effet semi direct est un forçage positif.

La présence d'aérosols a des effets dans la vie courante au sein de nos sociétés. Ils ont des effets sur la santé : nous nous y intéressons notamment dans les réseaux urbains de qualité de l'air en évaluant les quantités de matière présentes sur différents pièges à particules. La taille des filtres utilisés permet une classification des aérosols notés PM₁, PM_{2.5} et PM₁₀ (correspondant à des particules de diamètres respectifs inférieurs à 1µm, 2.5µm et 10µm). Ils sont à l'origine d'affections respiratoires (bronchite, asthme) et peuvent être vecteurs de maladies graves telles que la méningite ou la malaria, ce qui a été étudié lors de la campagne AMMA (Analyses Multidisciplinaires de la Mousson Africaine) en 2006 (Caminade, 2010).

Ils peuvent être très gênants pour la circulation aérienne après des éruptions volcaniques, localement (zone d'exclusion près du volcan) ou sur de larges zones lorsque le panache est étendu ; c'est ce qui s'est produit lors de l'éruption d'Eyjafjöll en mars 2010, qui a conduit à une suspension de plusieurs jours des vols Nord-Atlantique (Heue, 2001).

Mais, ils ont également des effets bénéfiques : les aérosols désertiques sahariens en particulier, sont des nutriments pour l'océan Atlantique (apport de fer, d'alumine, de silice, etc.) et l'Amazonie (Herwitz, 1996).

Les aérosols seront décrits par leur nature chimique, leurs dimensions géométriques, leur forme et leur quantité. Ces indicateurs seront ensuite associés à des grandeurs physiques plus représentatives de l'effet radiatif d'un ensemble de particules (indice de réfraction, granulométrie, forme sphérique ou non, épaisseur optique). Ces grandeurs seront définies dans le paragraphe 2.

2 Interaction rayonnement – matière.

2 - 1 Grandeurs photométriques.

On considère dans l'espace une surface élémentaire dS (réelle ou non) dont l'une des faces est éclairée par un rayonnement monochromatique. La puissance radiative $d\Phi_\lambda$ ($\text{W}\mu\text{m}^{-1}$) reçue par dS est égale au flux du vecteur de Poynting $\vec{\Pi} = \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu}\right)$ à travers $\vec{dS}$. La quantité $E_\lambda = \frac{d\Phi_\lambda}{dS}$ ($\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$) définit l'éclairement E_λ de la surface dS .

Dans le cas particulier où une surface plane S est éclairée par un faisceau monodirectionnel (Soleil), son éclairement s'exprime par $E_\lambda = E_{\lambda 0} \cos \theta$ où $E_{\lambda 0}$ est l'éclairement sur une section droite, d'aire S_0 , du faisceau et θ l'angle entre les 2 surfaces S et S_0 .

Dans le cas général (rayonnement diffus), on caractérise le champ de rayonnement par sa luminance monochromatique L_λ ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$), définie dans une direction θ (Figure 1 - 4)

$$L_\lambda = \frac{d^2\phi_\lambda}{dS d\Omega \cos\theta} \quad (\text{Eq. 1})$$

où $d^2\phi_\lambda$ est la puissance transportée dans le cône d'angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ . La contribution élémentaire à l'éclairement de dS s'écrit alors

$$dE_\lambda = L_\lambda d\Omega \cos \theta \quad (\text{Eq. 2})$$

Dans la pratique, les grandeurs ci-dessus seront intégrées sur une bande de longueur d'onde (filtre du détecteur) d'où des grandeurs intégrées E^* (Wm^{-2}) et L^* ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$).

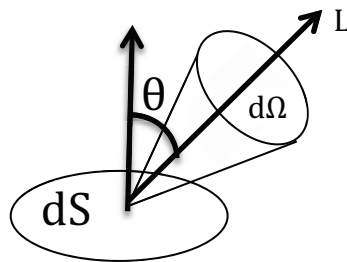


Figure 1 - 4. Grandeurs définissant la luminance.

Par ailleurs, dans cette thèse, nous étudierons des scènes éclairées par le Soleil. Nous introduirons alors la luminance normalisée L et la réflectance ρ , deux grandeurs sans unité plus représentatives de la scène observée car indépendantes des conditions d'éclairement solaire c'est-à-dire E_s (éclairement solaire intégré sur le filtre) et θ_s (angle azimutal solaire) :

$$L = \frac{\pi L^*}{E_S} \quad ; \quad \rho = \frac{\pi L^*}{E_S \cos \theta_S} \quad (\text{Eq. 3})$$

Dans la suite de ce travail (sauf équation 12), nous n'utiliserons que des luminances normalisées même si par abus de langage, le qualificatif sera omis.

2 - 2 Processus élémentaires d'interaction.

Lorsqu'un faisceau de puissance Φ_0 traverse un milieu constitué de particules, il peut s'affaiblir par absorption. La puissance absorbée qui chauffe le milieu, s'écrit :

$$d\phi_0 = -k_a \phi_0 dx \quad (\text{Eq. 4})$$

avec k_a le coefficient volumique d'absorption (en m^{-1}).

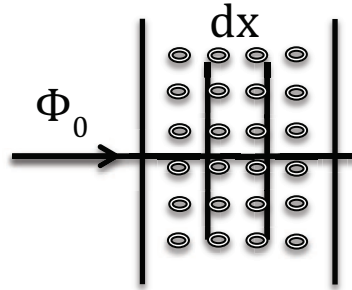


Figure 1 - 5. Propagation du flux à travers un milieu particulaire.

Le faisceau peut également perdre de l'énergie dans sa direction incidente par diffusion : l'énergie prélevée sur le faisceau est redistribuée dans l'espace sans changement de longueur d'onde (hors Raman). On écrit alors $d\phi_d = -k_d \phi_0 dx$ avec k_d le coefficient volumique de diffusion (en m^{-1}).

En général, on assiste simultanément aux deux phénomènes, ce qui constitue le processus d'extinction du faisceau. L'extinction du faisceau est définie par :

$$d\phi_e = d\phi_a + d\phi_d = -(k_a + k_d)\phi_0 = -k_e \phi_0 dx \quad (\text{Eq. 5})$$

avec k_e le coefficient volumique d'extinction (en m^{-1}). On définit également l'albédo simple de diffusion $\omega_0 = \frac{k_d}{k_a + k_d} \leq 1$. Dans le domaine solaire auquel nous nous limiterons, dans cette thèse, le phénomène d'émission sera négligé.

En introduisant, pour un milieu homogène, le nombre n (en m^{-3}) de particules par unité de volume, on introduit la notion de section efficace d'absorption, de diffusion et d'extinction.

Par exemple pour l'extinction, on a $k_e = n s_e$, où la section efficace d'extinction s_e (en m^2) est reliée à la section géométrique des particules supposées sphériques de même rayon r , par $s_e = Q_e \pi r^2$, où Q_e est le coefficient d'efficacité d'extinction (sans unité).

2 - 3 Fonction de phase.

2 - 3 - 1 Diffusion moléculaire.

La diffusion par les molécules, également nommée diffusion Rayleigh (1899), s'explique à partir de la théorie du dipôle électrique et permet de relier le champ électromagnétique diffusé aux caractéristiques de l'onde plane incidente.

Nous rappelons ici les principaux résultats :

- ✓ La puissance totale diffusée par une molécule dans toutes les directions s'écrit $d\phi_\lambda = s_\lambda^{mol} E_\lambda$ où la section efficace moléculaire de diffusion varie en λ^{-4} .
- ✓ La répartition directionnelle dépend de l'angle de diffusion Θ mais pas de la longueur d'onde. Θ est l'angle entre les directions incidente et diffusée.

Si on considère la puissance diffusée dans un cône d'angle solide $d\Omega$, on a

$$d^3\phi = s_\lambda^{mol} \frac{p(\Theta)d\Omega}{4\pi} E_\lambda \quad (\text{Eq. 6})$$

où $p(\Theta)$ est la fonction de phase, qui correspond à la probabilité pour la lumière d'être diffusée dans la direction Θ . Cette fonction est normalisée par $\frac{1}{4\pi} \int_{espace} p(\Theta)d\Omega = 1$.

La théorie montre que la fonction de phase des molécules monoatomiques s'écrit $p(\Theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\Theta)$ (Eq. 7) ce qui représente une fonction peu directionnelle, variant entre 0.75 et 1.5. Un terme correctif (coefficient de dépolariation) est introduit pour tenir compte du caractère diatomique des gaz atmosphériques.

La dépendance en λ^{-4} de la puissance diffusée explique le bleu du ciel puisque le rayonnement solaire à 450 nm (bleu) est $\left(\frac{650}{450}\right)^4 \sim 4,35$ fois plus diffusé que le rayonnement à 650 nm (rouge).

Inversement, avec un soleil bas sur l'horizon, les nombreuses diffusions sur le trajet atmosphérique direct atténuent la composante bleue du faisceau et c'est la composante rouge, moins diffusée, qui est favorisée dans la direction incidente.

2 - 3 - 2 Diffusion de Mie.

En 1908, Mie a étendu les résultats précédents aux cas des particules sphériques. Il a montré que la section efficace d'une particule de rayon r dépendait du paramètre de Mie $x = 2\pi \frac{r}{\lambda}$, et de l'indice de réfraction m , tout comme la fonction de phase $p(\Theta)$. À titre d'exemple, nous présentons ci-dessous (Figure 1 - 6) le coefficient d'efficacité de la diffusion en fonction de $(m_r - 1)x$ où m_r est l'indice de réfraction réel.

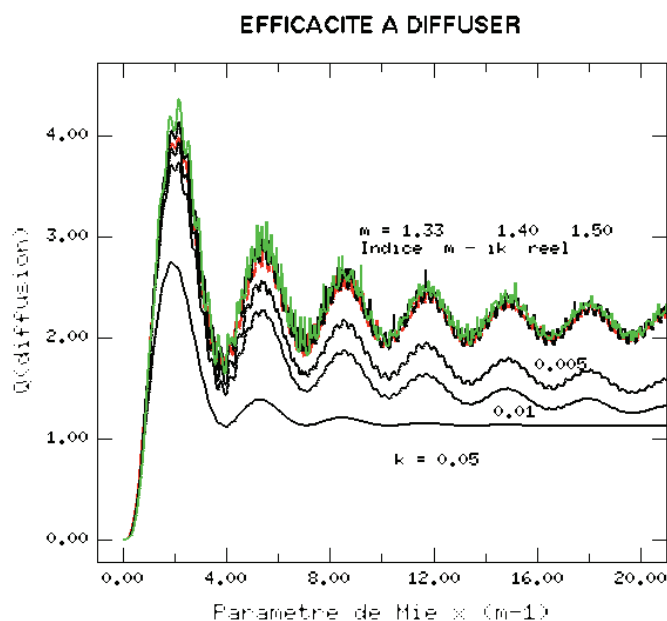


Figure 1 - 6. Coefficient d'efficacité de diffusion en fonction de $(m_r - 1)x$ pour trois valeurs d'indice réel ($m_r = 1.33, 1.40$ et 1.50) et pour trois valeurs d'indice imaginaire ($m' = 0.005, 0.01$ et 0.05) associées à l'indice réel $m_r = 1.33$

Nous constatons sur cette courbe que le maximum d'efficacité de diffusion correspond à des particules dont le rayon est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Les très petits aérosols ($r < 0.01 \mu\text{m}$), bien que très nombreux dans la nature génèrent peu de rayonnement diffusé. Notons également que l'absorption (partie imaginaire de l'indice de réfraction) réduit le coefficient de diffusion Q_d car la partie du rayonnement qui est absorbée ne participe pas au phénomène de diffusion.

Les gros aérosols (rayon de l'ordre de quelques micromètres) ont leur maximum d'efficacité dans le proche infrarouge et même, pour les plus gros, dans l'infrarouge thermique, domaine spectral non concerné dans notre étude.

Du fait de la taille des aérosols terrestres (Tableau 2), nous comprenons à l'aide de la Figure 1 - 6 que la diffusion atmosphérique se manifestera dans le visible et le proche infrarouge, c'est-à-dire sur l'ensemble du spectre solaire.

Au fur et à mesure que le rayon r des particules augmente, pour une longueur d'onde donnée, la fonction de phase $p(\theta)$ présente plus de directionnalité (augmentation de la pointe de diffusion avant) avec, lorsque $r \gg \lambda$, apparition d'arcs (extremum local) y compris en polarisation. Notons toutefois qu'on n'observe pas de tels arcs pour les grosses particules minérales, non sphériques.

2 - 3 - 3 Granulométrie.

Les résultats ci-dessus s'étendent à une population de particules de tailles différentes dont le spectre granulométrique est $n(r)$, le nombre de particules de rayon compris entre r et $r + dr$ étant $dn = n(r)dr$.

La section efficace $s_{diff}(\lambda, m)$ et la fonction de phase $p(\theta, m, \lambda)$ s'écrivent alors :

$$s_{diff}(\lambda, m) = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{diff}(\lambda, m) n(r) dr}{\int_0^\infty n(r) dr} \quad (\text{Eq. 8})$$

$$p(\theta, m, \lambda) = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 p(\theta, m, r, \lambda) Q_{diff}(m, r) n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{diff}(m, r) n(r) dr} \quad (\text{Eq. 9})$$

On trouve dans la littérature différentes représentations mathématiques des distributions en taille des particules depuis la simple loi en puissance $n(r) = Ar^{-v}$, dite loi de Junge, jusqu'à des lois à plusieurs paramètres comme la loi de gamma standard.

L'interprétation (Dubovik, 2002) de nombreuses mesures réalisées depuis le sol (AERONET, cf. 4 - 1) a montré que les distributions étaient souvent bimodales et bien représentées par une somme de lois log normales d'expression

$$n(r) = \frac{N_0}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\ln(r/r_m)^2}{2\sigma^2}\right) \text{ avec } \int_0^\infty n(r) dr = N_0 \quad (\text{Eq. 10})$$

Le rayon modal r_m est défini par $\ln r_m = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty n(r) \ln r dr$ et l'écart-type de la distribution par $\sigma^2 = \langle (\ln r - \ln r_m)^2 \rangle$, où les crochets représentent la moyenne sur l'ensemble des particules.

On définit également le rayon effectif qui donne une idée du rayon de la particule qui représente le mieux les propriétés radiatives de la distribution au moins pour les particules les plus grosses ($r > \lambda$). Dans le cas d'une distribution log-normale, il vaut $r_{eff} = r_m e^{2,5\sigma^2}$.

3 Equation de transfert.

Certaines études sur les aérosols sont faites à partir de prélèvements ou en éclairant un volume diffusant limité (granulomètres). De telles mesures sont très locales et pas toujours représentatives de l'état de la colonne atmosphérique.

Pour travailler à l'échelle globale, nous analyserons le rayonnement solaire réfléchi par la surface terrestre ou diffusé par l'atmosphère.

Les simulations seront faites en considérant une atmosphère plane et parallèle, ce qui implique que les directions du Soleil et d'observation ne sont pas fortement inclinées par rapport à l'axe vertical local (angles inférieurs à 75° pour nos mesures).

On considèrera également la surface terrestre invariante par translation horizontale tout comme l'atmosphère. Les directions de propagation $\vec{s}$ (vecteur d'onde) du rayonnement seront définies dans le système des coordonnées sphériques (θ, φ) , où θ est l'angle zénithal avec la verticale ascendante et φ l'angle azimutal par rapport à une origine fixée.

Un point M situé dans l'atmosphère à une altitude $z = OM$ sera défini par sa profondeur optique $\delta_\lambda(M) = \int_z^\infty k_{ext}(z, \lambda) dz$ où $k_{ext}(z)$ est le coefficient d'extinction volumique à l'altitude z , soit $k_{ext}(z, \lambda) = \int_0^\infty n(z, r) \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda) dr$. Si le point M est situé au sol, on obtient l'épaisseur optique totale de l'atmosphère

$$\delta_\lambda^* = \delta_\lambda(z = 0) = \int_0^\infty k_{ext}(z, \lambda) dz \quad (\text{Eq. 11})$$

Un bilan d'énergie sur un élément de volume permet d'écrire l'équation de transfert sur la luminance diffuse (spectrale) définie dans la direction (θ, φ) à une profondeur δ avec $\mu = \cos\theta$ (μ est positif pour un rayonnement ascendant, négatif dans le cas contraire).

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL_\lambda(\delta, \mu, \varphi)}{d\delta} = \\ L_\lambda(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p_\lambda(\delta, \mu, \varphi, \mu', \varphi') L_\lambda(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' - \\ \frac{\omega_0}{4\pi} p_\lambda(\delta, \mu, \varphi, \mu_s, \varphi_s) E_s \exp\left(\frac{\delta_\lambda}{\mu_s}\right) \end{aligned} \quad (\text{Eq. 12})$$

Le terme $p_\lambda(\delta, \mu, \varphi, \mu', \varphi')$ traduit la diffusion, à la profondeur optique δ , dans la direction (μ, φ) , du rayonnement arrivant de la direction (μ', φ') , dans un angle solide élémentaire $d\mu' d\varphi'$. Le faisceau solaire, d'éclairement E_s , est descendant ce qui signifie que $\mu_s = \cos \theta_s$ est ici négatif.

Cette équation est à compléter par les conditions aux limites :

- $L_\lambda(\delta = 0, \mu < 0, \varphi) = 0$, ce qui signifie qu'il n'y a pas de rayonnement diffus incident au sommet de la couche.
- $L_\lambda(\delta = \delta^*, \mu > 0, \varphi)$ à exprimer à partir de la fonction de réflexion de la surface : BRDF (Bidirectional Reflexion Distribution Function).

En supposant le sol non réfléchissant et en se limitant à la diffusion primaire, on peut donner une expression littérale de la luminance lorsque la fonction de phase $p(\theta)$ ne dépend pas de l'altitude (atmosphère verticalement homogène).

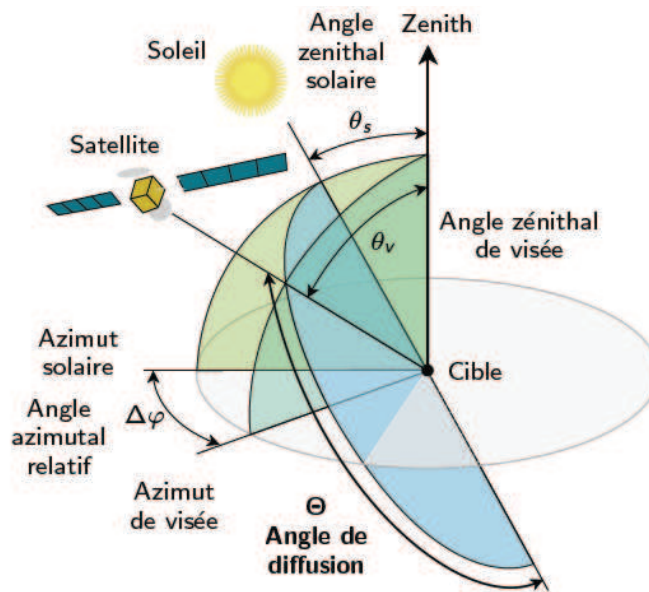


Figure 1 - 7. Représentation sphérique.

La géométrie des observations satellitaires est définie sur la Figure 1 - 7 : elle ne fait appel qu'aux directions solaire et de visée (θ_s et θ_v compris entre 0° et 90°) permettant de connaître les conditions d'éclairement et la luminance sortant de la couche atmosphérique.

On utilisera souvent un développement limité des termes exponentiels de l'expression de la diffusion primaire. Au sommet de l'atmosphère, on obtient alors la luminance normalisée approchée L (voir ci-après) et la réflectance bidirectionnelle ρ . Cette approximation n'est valable que lorsque les termes en δ/μ sont suffisamment petits devant l'unité.

$$L = \frac{\omega_0 \delta^* p(\Theta)}{4 \cos \theta_v} \quad (\text{Eq. 13})$$

$$\rho = \frac{\omega_0 \delta^* p(\Theta)}{4 \cos \theta_v \cos \theta_s} \quad (\text{Eq. 14})$$

Dans ce cas, l'angle de diffusion Θ (Figure 1 - 7) entre la direction incidente (θ_s, φ_s) et la direction de visée (θ_v, φ_v), s'exprime par :

$$\cos \Theta = -\cos \theta_s \cos \theta_v - \sin \theta_s \sin \theta_v \cos(\varphi_s - \varphi_v) \quad (\text{Eq. 15})$$

La théorie de Mie montre, qu'après diffusion, le rayonnement est partiellement polarisé elliptiquement. Pour décrire totalement le faisceau, il faut introduire les paramètres de Stokes (Chandrasekhar 1950, Van De Hulst 1957), homogènes à la luminance, $I=L$, Q , U et V qui sont reliés aux quantités totale et polarisée de lumière, à la direction du grand axe de l'ellipse et à l'ellipticité. Les simulations montrent que sous l'effet du rayonnement solaire (naturel), la polarisation du rayonnement diffusé est quasiment rectiligne ($V \approx 0$), ce qui explique que nous ne considérerons que les trois premiers paramètres de Stokes.

L'équation de transfert radiatif garde la même forme à condition de remplacer la luminance L par la matrice colonne $\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}$, le rayonnement incident E_s par $\begin{pmatrix} E_s \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ et la fonction de phase par une matrice de phase 4x4 dans le cas général, 3x3 en négligeant V .

Il reste à définir le type de surface située sous l'atmosphère en fonction du problème étudié ce qui sera précisé plus loin.

Il existe plusieurs méthodes (Adding Doubling : De Haan, 1987, Ordres successifs : Deuzé, 1989, Lenoble, 2007, Ordonnées discrètes : Stamnes, 1981), pour résoudre cette équation mais, dans le cas général, il faut la résoudre de manière numérique après une décomposition en série de Fourier de l'azimut relatif.

En conclusion, une fois choisi le mode d'aérosol ($n(\lambda, r)$ et m_λ), la théorie de Mie permet de définir les paramètres radiatifs ($p(\Theta)$, épaisseur optique spectrale). Pour des conditions données d'éclairement (angle d'incidence, éclairement sur le filtre) et de surface, la résolution de l'équation de transfert radiatif permet de simuler les signaux (luminances) montants et descendants à tous les niveaux. Dans ce travail, on utilisera uniquement $L^\uparrow(0, \mu > 0, \varphi)$ pour les mesures effectuées depuis un satellite.

4 Instruments.

Différents types de mesures sont mis en œuvre dans l'étude des aérosols. Dans certains cas, on étudie les aérosols contenus dans un petit volume d'air (prélèvements sur filtre, compteur granulométrique) ce qui permet de déterminer la masse du dépôt, de préciser la nature du prélèvement (analyse chimique) ou la forme des particules (microscopie). De telles mesures, très locales, pratiquées par des réseaux de qualité de l'air, sont le plus souvent effectuées au niveau du sol, mais parfois au cours d'expériences aéroportées.

Les mesures de télédétection, c'est-à-dire à distance, portent sur une portion plus importante de l'atmosphère, qu'elles soient réalisées depuis le sol (photomètres), depuis un avion ou depuis l'espace. On distingue les mesures actives, qui nécessitent une source propre (lidar, radar), des mesures passives pour lesquelles la source est naturelle (rayonnement solaire ou tellurique).

Dans cette thèse, nous utiliserons des mesures photométriques du réseau AERONET (AErosol RObotic NETwork) et des mesures issues de plusieurs capteurs embarqués sur des plateformes spatiales. Les instruments correspondants sont décrits ci-dessous.

4 - 1 Réseau AERONET de photomètres.

Le réseau AERONET (AErosol RObotic NETwork) est un réseau de photomètres qui réalisent des mesures d'atténuation atmosphérique en visant directement le soleil et des mesures de rayonnement diffus (luminances du ciel) dans une gamme de longueurs d'onde discrètes de 380 à 1020 nm (Holben 1998, Dubovik 2002).

Une fois l'instrument étalonné par la donnée de l'éclairement solaire exo-atmosphérique $E_{0\lambda}$ (méthode de Bouguer), les mesures d'atténuation permettent l'évaluation des épaisseurs optiques spectrales des aérosols à l'aide de la relation :

$$E^{\lambda}(sol) = t_g^{\lambda} E_0^{\lambda} \exp \left\{ - \frac{\delta_{aer}^{\lambda} + \delta_{mol}^{\lambda}}{\cos \theta_s} \right\} \quad (\text{Eq. 16})$$

où θ_s est l'angle zénithal solaire, t_g^{λ} la transmission gazeuse sur le filtre considéré et δ_{mol}^{λ} l'épaisseur optique moléculaire.

Les mesures de rayonnement diffus sont faites dans le plan vertical contenant le Soleil (azimut relatif $\Delta\varphi = 0$ ou π), dit plan principal, et dans l'amulcantar, c'est-à-dire dans la géométrie où l'angle de visée est égal à l'angle zénithal solaire ($\theta_v = \theta_s$ pour tout $\Delta\varphi$). Au premier ordre, ces mesures donnent accès à la fonction de phase des aérosols.

Ces mesures, associées à celles des épaisseurs optiques, permettent de retrouver, après inversion, les principales caractéristiques physiques des particules présentes dans la colonne atmosphérique, à savoir leur distribution en taille, pour des rayons compris entre 0,05 et 15 μm , leur indice de réfraction complexe lorsque la charge est suffisante ($\delta^{450} \geq 0,4$), et leur forme (sphérique ou ellipsoïde).

Les données de tous les photomètres sont regroupées dans le réseau public AERONET dont les sites sont indiqués sur la carte ci-dessous (Figure 1 - 8). Grâce à la transmission balise – satellite, les données et produits géophysiques (bruts N0, filtrés des nuages N1) sont disponibles quasiment en temps réel. Le niveau 2 (obtenu après réétalonnage) est disponible quelques mois après la mesure.

Ces données constituent une source importante d'information sur les grands types d'aérosols et permettent diverses études sur ces particules : mise au point de nouveaux algorithmes d'inversion (polarisation), climatologie régionale, qualité de l'air.

Ce réseau est également essentiel pour la validation des produits obtenus depuis l'espace et l'étalonnage des capteurs spatiaux. On notera (Figure 1 - 8) que la couverture est meilleure au-dessus des continents qu'au-dessus des océans, peu de sites étant localisés sur de petites îles. L'utilisation des sites côtiers pour les validations océaniques peut être affectée par des effets dus à la transition terre – mer : surfaces terrestres plus réfléchissantes que la mer, orographie, présence d'eaux turbides dont la contribution est mal connue, taux d'humidité atmosphérique.

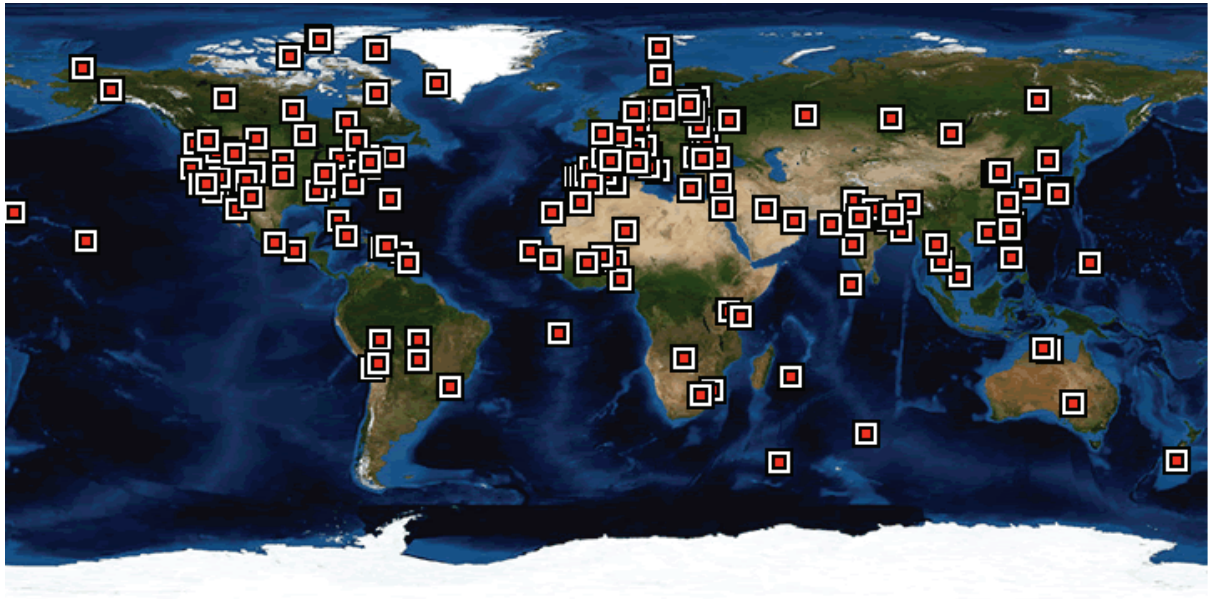


Figure 1 - 8. Carte des stations AERONET en 2009. Source aeronet.gsfc.nasa.gov

4 - 2 Les satellites.

4 - 2 - 1 Généralités.

Les mesures spatiales dépendent d'abord du capteur embarqué mais aussi des caractéristiques du satellite pour ce qui est de la répétitivité au-dessus d'une même zone terrestre. La trajectoire d'un satellite artificiel terrestre est contenue dans un plan contenant le centre de notre Terre (première loi de Kepler) et sa période dépend de la dimension de son grand axe (troisième loi de Kepler). Les satellites d'observation scientifique de la Terre ont une trajectoire quasi circulaire et en général sont géostationnaires ou héliosynchrones (Capderou 2003).

Les géostationnaires (METEOSAT, GOES) sont positionnés au-dessus d'un point donné de l'équateur, repéré par sa longitude, à une altitude d'environ 36000 km. Les observations d'un site sont toujours faites avec le même angle zénithal θ_v de visée. Le caractère géostationnaire permet d'observer la moitié de la planète et assure une continuité temporelle des mesures, ce qui explique qu'il s'agisse généralement de satellites météorologiques ou de télécommunication.

Les satellites héliosynchrones ont, suivant leur altitude, une inclinaison déterminée. Placés à environ 700 km d'altitude, ils ont une inclinaison de l'ordre de 98° avec une période voisine de 100 minutes. Ils repassent au-dessus de l'équateur (orbite ascendante ou descendante) à la même heure locale ce qui permet de couvrir la planète tous les jours, à condition que le capteur ait un champ suffisamment large, de l'ordre de 2500 km.

Nous avons indiqué précédemment qu'il y avait des capteurs actifs (lidar, radar) ou passifs. Nous utiliserons principalement les mesures de capteurs passifs dans le domaine solaire (0,3 à 4 μm) dans lequel l'efficacité de diffusion des aérosols est importante, même si certaines études sur les grosses particules désertiques (Legrand sur METEOSAT, 1990, Pierangelo sur AIRS, 2004) ont été réalisées dans l'infrarouge thermique.

Un capteur sera également caractérisé par le choix de ses canaux spectraux qui dépendent des objectifs de la mission. Pour étudier les gaz (O_3 , NO_2 , H_2O , etc.), on positionnera les canaux dans les zones d'absorption (Figure 2 - 9, p 55), qui seront, au contraire, évitées pour l'étude des aérosols, des nuages ou des surfaces (végétation, couleur de l'eau).

La résolution au sol est également un paramètre important. La taille du pixel (image élémentaire) peut varier de quelques dizaines de centimètres (satellites militaires), quelques mètres (ASTER, SPOT), quelques centaines de mètres (MODIS, MISR) à quelques kilomètres (POLDER, METEOSAT).

Au cours de cette dernière décennie des capteurs dédiés à l'étude du système Terre – Atmosphère et du changement climatique ont été associés dans une constellation de cinq satellites appelée A-TRAIN. Ces satellites parcourent la même orbite à quelques minutes d'intervalle (Figure 1 - 9) et peuvent observer un même point de la Terre à quelques secondes ou minutes d'intervalle. Chaque satellite a des objectifs spécifiques, mais les données recueillies et combinées devraient conduire à une meilleure compréhension des phénomènes et évolutions climatiques. Ainsi AQUA (NASA), CLOUDSAT (NASA/ASC), CALIPSO (CNES/NASA), PARASOL (CNES) et AURA (NASA) constituent un observatoire spatial exceptionnel associant toutes les techniques connues de mesures actives ou passives. L'A-TRAIN se situe à une altitude de 705 km, sur une orbite héliosynchrone circulaire, quasi-polaire (inclinaison de $98,2^\circ$) et de période de rotation 98,5 minutes.

Voici la liste des satellites avec leurs principales missions :

- La plateforme AQUA (en orbite depuis le 04 mai 2002) est considérée comme la locomotive de la constellation : en effet elle est la première à franchir chaque jour l'équateur à 13h30 locale. Sa mission concerne principalement le cycle de l'eau et l'étude de l'atmosphère. Elle a à son bord plusieurs capteurs :
 - ⇒ Le radiomètre imageur multi spectral MODIS (MODerate resolution Imaging Spectroradiometer) (Salomonson 1989, MODIS Team 2009).
 - ⇒ Le radiomètre CERES (Clouds and Earth's Radiant Energy System) conçu pour la mesure du bilan radiatif (solaire et tellurique).
 - ⇒ Le radiomètre micro-ondes AMSR (Advanced Microwave Scanning Radiometer).
 - ⇒ Différents sondeurs infrarouges et micro-ondes pour établir des profils de température et d'humidité.
- CLOUDSAT (en orbite depuis le 28 avril 2006) est un satellite dont la mission est dédiée à l'étude des nuages. Il possède à son bord un radar 94 GHz afin d'étudier la structure des nuages de glace et des nuages d'eau suffisamment épais. Il suit AQUA avec un décalage de 30 secondes.
- CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations) a été mis en orbite avec CLOUDSAT par le même lanceur. Il franchit l'équateur 12.5 secondes après CLOUDSAT et contient à son bord :
 - ⇒ Le LIDAR à rétro diffusion CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) utile pour obtenir des profils verticaux de l'atmosphère (Anselmo 2006, Winker 2009). Il utilise deux lasers : le premier à 532 nm et le second à 1064 nm.
 - ⇒ Une caméra visible WFC (Wide Field Camera).
 - ⇒ Un imageur infrarouge à trois canaux IIR (Imaging Infrared Radiometer).

- PARASOL (Polarization and Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar), en orbite depuis le 18 décembre 2004, est un microsatellite du CNES. Il porte le capteur POLDER 3 (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances) dédié à l'étude des propriétés radiatives et microphysiques des nuages et des aérosols (Deschamps 1994, Bréon 2006). Il passe au-dessus de l'équateur avec un décalage d'environ 1 minute et 30 seconde par rapport à AQUA.
- AURA, en orbite depuis le 15 juillet 2004 est une mission de chimie atmosphérique. Placé en queue de la constellation (8 minutes derrière AQUA), il emporte à son bord :
 - ⇒ HIRDLS (High Resolution Dynamics Limb Sounder) qui étudie la distribution globale des températures et des espèces chimiques dans la stratosphère et la haute troposphère.
 - ⇒ MLS (Microwave Limb Sounder) qui s'intéresse à la concentration dans l'atmosphère d'espèces chimiques qui contribuent à la destruction de la couche d'ozone.
 - ⇒ OMI (Ozone Monitoring Instrument) qui étudie les aérosols ainsi que la couverture nuageuse.
 - ⇒ TES (Tropospheric Emission Spectrometer) qui analyse les particules présentes dans la haute troposphère.

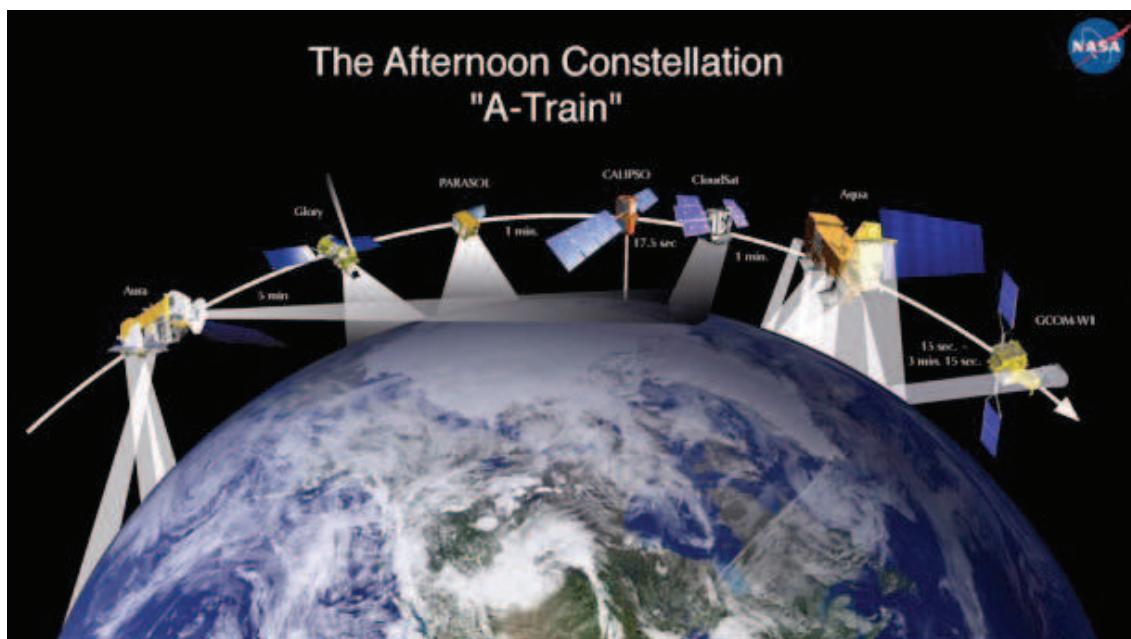


Figure 1 - 9. Vue d'artiste de l'A-TRAIN (NASA).

La liste aurait dû être complétée par OCO (Orbiting Carbon Observatory) et GLORY, mais malheureusement ces deux satellites n'ont pu être mis correctement en orbite

Les capteurs utiles à l'étude des aérosols sont principalement POLDER 3 et MODIS pour la couverture spatiale, ainsi que CALIOP pour la description verticale des aérosols dans la sous-trace. L'instrument GLORY, prévu pour réaliser des mesures de polarisation, devait être intégré à l'A-TRAIN en 2009 ce qui aurait permis des comparaisons intéressantes avec POLDER 3. Son lancement a été retardé à plusieurs reprises et s'est finalement soldé par un échec (04 mars 2011)

Nous décrivons ci-dessous les deux instruments MODIS et POLDER 3 principalement utilisés dans notre travail.

4 - 2 - 2 POLDER-3 sur la plateforme PARASOL.

POLDER-3 sur la plateforme PARASOL est le troisième instrument de la série POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance). POLDER-1 et POLDER-2 étaient embarqués sur les plateformes japonaises ADEOS-1 et ADEOS-2, mais suite à une défaillance électrique des deux plateformes, ils n'ont fourni des données que sur des périodes très courtes (8 mois pour le premier et 7 mois pour le second). Pour POLDER-3 sur PARASOL, le capteur est resté dans la constellation du 18 décembre 2004 au 2 décembre 2009, date à laquelle des manœuvres d'abaissement ont été effectuées, ce qui l'a éloigné de l'A-TRAIN. Malgré ce changement d'orbite, il continue encore actuellement (début 2012) à être opérationnel.

Les radiomètres POLDER (Deschamps et al., 1994) associent une optique télécentrique grand champ à une matrice rectangulaire de détecteurs CCD (Charged Coupled Device) alors qu'habituellement les capteurs visibles utilisent un miroir à balayage (AVHRR) ou des barrettes CCD (MODIS, MISR).

Cette conception permet de réaliser des mesures directionnelles d'une même cible (pixel), au cours du déplacement du satellite (Figure 1 - 10). Au cours des prises de vues successives, l'observation est faite dans différentes directions : l'angle solaire θ_s est peu modifié, mais les angles de visée θ_v et d'azimut relatif φ le sont, tout comme l'angle de diffusion Θ dont dépend fortement le signal aérosol.

Compte tenu de la vitesse du satellite ($\sim 7 \text{ km.s}^{-1}$), de l'intervalle entre les prises de vues ($\sim 20 \text{ s}$) et de la disposition le long de la sous trace de la matrice (demi champ de 51° suivant la sous trace, 43° perpendiculairement à cette dernière), la même cible peut être observée jusqu'à seize fois au cours d'un même survol dans les cas les plus favorables.

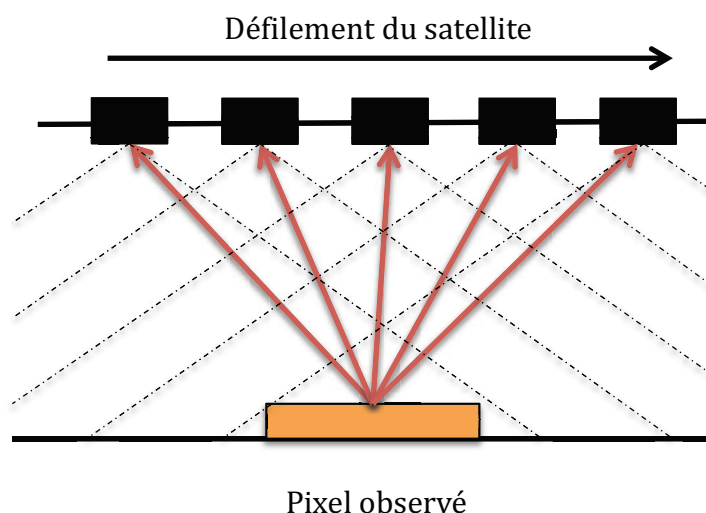


Figure 1 - 10. Schéma explicatif de la multi directionnalité.

La disposition de la matrice conduit à une fauchée de 1600 km ce qui permet une couverture globale de la Terre aux plus basses latitudes (près de l'équateur) tous les deux jours. La taille d'un pixel observé au nadir est $6 \times 7 \text{ km}^2$ (Figure 1 - 12), ce qui conduit à une résolution de $18 \times 21 \text{ km}^2$ lorsqu'on associe 3×3 pixels (super pixel).

L'analyse spectrale (dans neuf canaux) s'effectue en faisant tourner une roue porte-filtre devant le détecteur. L'instrument permet de caractériser totalement le rayonnement renvoyé vers l'espace par l'atmosphère et la surface en pratiquant des mesures de polarisation. Dans ce but, on associe sur un même type de filtre pour trois positions successives de la roue porte filtre, des analyseurs rectilignes dont les axes principaux sont décalés de $\pm 60^\circ$ (Figure 1 - 11). La combinaison des trois mesures sur le même pixel permet de remonter aux paramètres de Stokes (I, Q, U) (Liou, 2002)

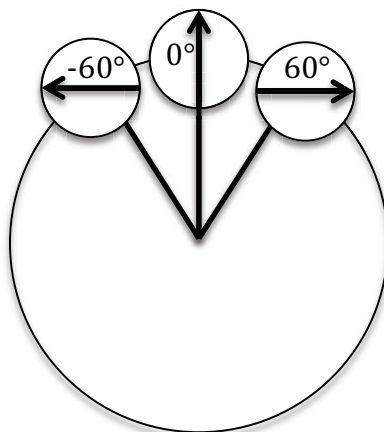


Figure 1 - 11. Roue porte-filtre avec polariseurs.

Le tableau ci-dessous (Tableau 3) précise la position des bandes spectrales de POLDER 3, avec leur largeur $\Delta\lambda$ à mi-hauteur. On a indiqué les canaux polarisés (✓) et les objectifs missions.

Longueur d'onde centrale (nm)	Largeur à mi-hauteur (nm)	Polariseurs
443.5	13.4	✗
490.9	16.3	✓
563.8	15.4	✗
669.9	15.1	✓
762.9	10.9	✗
762.7	38.1	✗
863.7	33.7	✓
907.1	21.1	✗
1019.6	17.1	✗

Tableau 3. Canaux POLDER 3 avec la présence (✓) ou non (✗) de 3 filtres polariseurs positionnés à 60° les uns des autres. Les deux canaux en gras sont ceux qui sont utilisés dans l'algorithme dédié à l'étude des aérosols.

4 - 2 - 3 MODIS.

MODIS (MODerate resolution Imaging Spectroradiometer) est un radiomètre imageur dont deux exemplaires sont actuellement en orbite : le premier sur la plateforme TERRA (lancé en décembre 1999) passe à l'équateur à 10h30 locales sur un nœud descendant ; le second, sur la plateforme AQUA (en orbite depuis avril 2002), passe à l'équateur à 13h30 locales sur un nœud ascendant.

MODIS a un champ de vue de 110° d'où une fauchée de 2330 km permettant une couverture journalière quasi-globale. L'instrument possède 36 canaux répartis sur un large domaine spectral du violet ($0,405 \mu\text{m}$) à l'infrarouge thermique ($14,385 \mu\text{m}$). Ces canaux ont été choisis pour répondre aux différentes missions (étude des gaz, aérosols, nuages, surfaces). L'étude des aérosols est réalisée avec 6 canaux du spectre solaire.

Par ailleurs, la résolution spatiale de MODIS est bien meilleure que celle de POLDER puisque, au nadir, elle vaut $250 \times 250 \text{ m}^2$, $500 \times 500 \text{ m}^2$ ou $1 \times 1 \text{ km}^2$ suivant les canaux (respectivement à 644 et 855 nm, 466, 553, 1243, 1632 et 2119 nm).

Il existe plusieurs méthodes d'étalonnage à bord (plaque de spectralon, visée sur la lune et lampes étalons) afin de suivre d'éventuelles dérives de l'instrument.

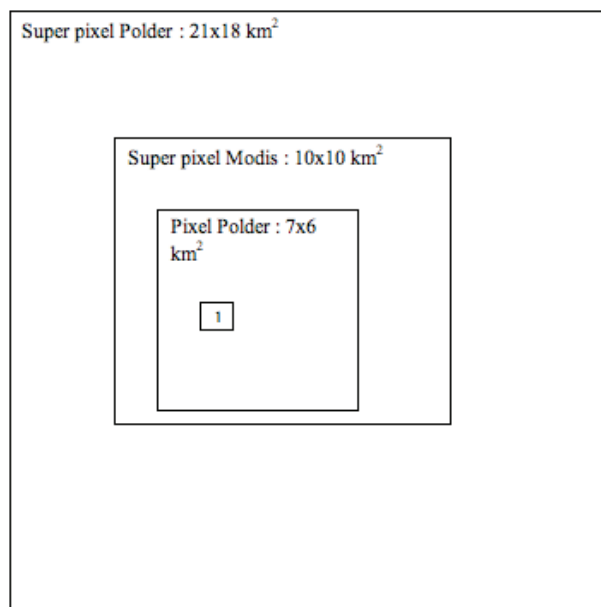


Figure 1 - 12. Différentes tailles de pixels pour les instruments MODIS et POLDER (1=pixel MODIS $1 \times 1 \text{ km}^2$) pour des visées au nadir.

Sur MODIS, les grandeurs géophysiques (dites de niveau 2) seront définies sur un super pixel de taille, au nadir, $10 \times 10 \text{ km}^2$, regroupant 20×20 pixels (au nadir) de $500 \times 500 \text{ m}^2$ et 40×40 pixels (au nadir) de $250 \times 250 \text{ m}^2$.

4 - 2 - 4 Caractérisation des aérosols au-dessus des océans.

Les méthodes pour caractériser les propriétés des aérosols sont différentes suivant que les observations sont faites au-dessus des océans ou des terres émergées. Le problème est plus difficile au-dessus des continents où le signal observé, excepté pour certaines longueurs d'onde, provient essentiellement de la surface, fort variable spatialement et spectralement.

Nous nous intéressons aux visées océaniques a priori mieux conditionnées car la surface océanique est plus homogène et moins réfléchissante que celle des continents, sauf autour de la direction spéculaire. Le signal mesuré au niveau du satellite a différentes origines présentées dans le schéma ci-dessous (Figure 1 - 13).

Les algorithmes développés à partir des mesures de MODIS et POLDER ont des structures assez voisines qui commencent par un masque nuage et des corrections gazeuses.

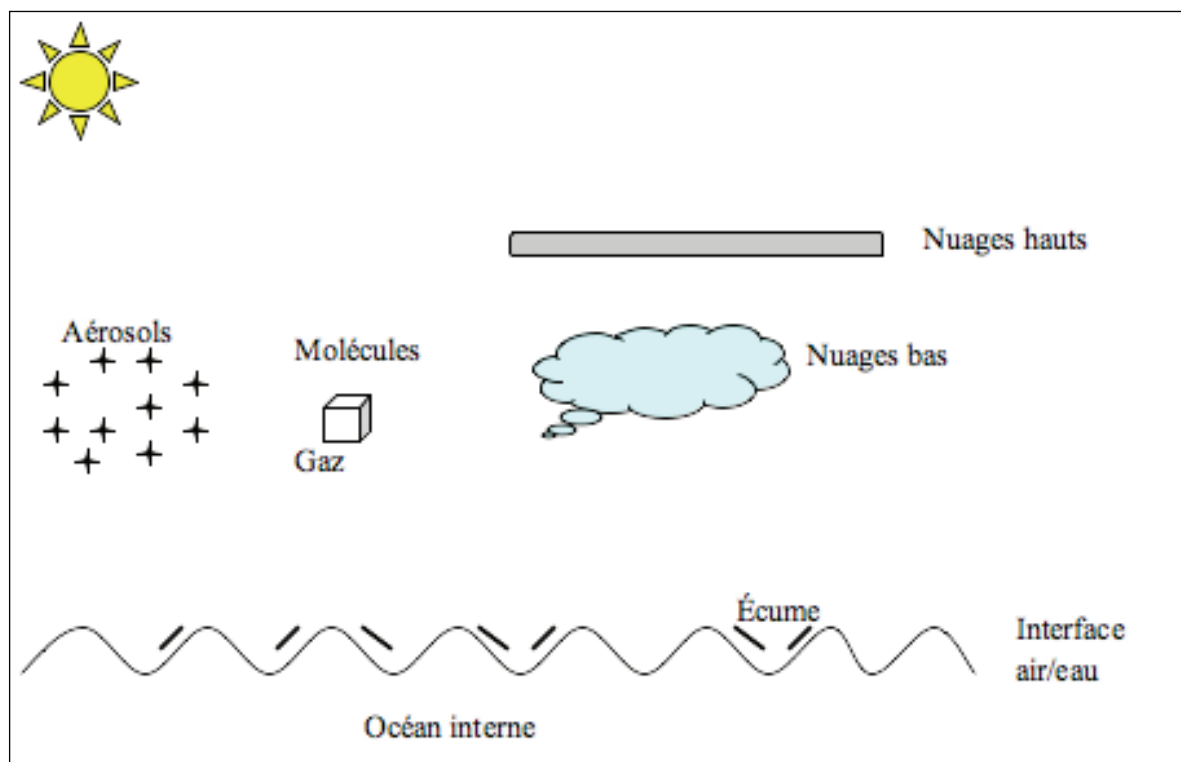


Figure 1 - 13. Schéma des processus interagissant avec le rayonnement solaire.

Les mesures étant corrigées de ces deux contributions, les deux algorithmes sont basés sur la comparaison des signaux (luminances totales ou polarisées) à des simulations disponibles dans des LUTs (Look up Tables). Ces LUTs sont établies à partir d'un calcul de transfert radiatif tenant compte des diffusions multiples, de la polarisation et de la contribution de l'océan (réflexion sur la surface, écume). Elles sont réalisées pour différentes conditions d'atmosphère (modèles d'aérosols, différentes épaisseurs optiques) et de géométrie d'observation.

Les grandes lignes des méthodes algorithmiques relatives aux deux capteurs seront exposées dans le chapitre suivant où nous identifierons les différences de traitement qui pourraient induire des écarts entre les produits géophysiques.

5 Objectifs et plan.

Une meilleure compréhension des aérosols est nécessaire dans le contexte du changement climatique. Il est donc essentiel de déterminer leurs caractéristiques physiques, optiques et radiatives. La télédétection à partir des satellites est un outil indispensable à cette étude car les phénomènes mis en jeu sont à la fois locaux et globaux.

Certains capteurs de la constellation de satellites A-TRAIN sont adaptés pour des études sur les aérosols. Le but de cette thèse est d'utiliser au mieux leurs mesures afin d'extraire un maximum d'informations et d'identifier quelles sont les mesures essentielles à la détermination des caractéristiques des aérosols (mesures pluridirectionnelles, mesures dans le proche infrarouge, mesures polarisées). Les différentes études menées dans cette thèse sont uniquement dédiées aux visées océaniques.

L'objectif de cette thèse est d'établir une caractérisation des aérosols au-dessus des océans et de préparer la synergie des capteurs POLDER et MODIS. Nous allons donc commencer par analyser et comparer les mesures de luminances des radiomètres imageurs MODIS et POLDER, ainsi que leurs différents masques correctifs (masque nuage, correction des gaz, etc.).

Nous comparerons ensuite les caractérisations des aérosols issues des algorithmes opérationnels MODIS et POLDER, comme l'épaisseur optique. Nous introduirons en parallèle un nouveau modèle de particules non sphériques dans les tables de simulation POLDER.

Enfin, nous utiliserons les caractérisations des aérosols MODIS et POLDER pour étudier les transformations d'une masse d'air contenant des aérosols au cours de ses déplacements au-dessus de l'Océan Atlantique. Dans le cadre de cette étude nous utiliserons les mesures du lidar CALIOP (information de la répartition verticale des aérosols) et la modélisation HYSPLIT pour préciser le mouvement des masses d'air.

CHAPITRE 2 : ANALYSE CRITIQUE DES TRAITEMENTS ALGORITHMIQUES MODIS ET POLDER.

1	INTRODUCTION.	40
2	DESCRIPTION DES ALGORITHMES DES DEUX INSTRUMENTS.	41
2 - 1	ALGORITHME POLDER.	41
2 - 2	ALGORITHME MODIS.	45
3	LES LOOK UP TABLES (LUTS).	46
3 - 1	GENERALITES.	46
3 - 2	LA DISCRETISATION GEOMETRIQUE ET EN EPAISSEUR OPTIQUE.	46
3 - 3	LES MODELES D'AEROSOLS.	47
3 - 4	TRAITEMENT DE L'ECUME.	49
3 - 5	TRAITEMENT DE LA COULEUR DE L'EAU.	50
4	CORRECTIONS DES GRANDEURS EN ENTREE D'ALGORITHME.	52
4 - 1	ETALONNAGE.	52
4 - 1 - 1	MODIS	52
4 - 1 - 2	POLDER	52
4 - 1 - 3	CORRECTION DE LUMIERE PARASITE.	54
4 - 2	CORRECTIONS GAZEUSES.	54
4 - 3	LE MASQUE GLITTER.	56
4 - 4	LE MASQUE NUAGE.	59
5	IMPACTS DES ALGORITHMES D'INVERSION.	62
5 - 1	VALIDATION DE LA CHAINE DE SIMULATION.	63
5 - 2	VALIDATION DE L'ALGORITHME MODIS.	68
5 - 3	IDENTIFICATION DES PIXELS MODIS CONTENUS DANS UN PIXEL POLDER.	71
5 - 4	COMPARAISON DES MESURES MODIS A 855 NM ET POLDER A 865 NM.	72
6	CONCLUSION.	75

1 Introduction.

La Figure 2 - 1 permet de comparer les épaisseurs optiques à 550 nm estimées par POLDER 3 et MODIS au-dessus des océans. Elle présente les écarts $\Delta\delta$ entre les deux instruments moyennés spatialement (0.25°) sur quatre années d'acquisition.

En général, l'épaisseur optique POLDER est supérieure à celle de MODIS, l'amplitude de la surestimation dépend largement de la position géographique comme le montre la Figure 2 - 1. Nous observons des zones où $\Delta\delta$ est proche de zéro : ces zones sont situées en plein océan (ex latitudes situées entre -40° et -60°) et sont très peu turbides. A contrario, les zones associées à de fortes charges en aérosols, en particulier minéraux, présentent les plus fortes valeurs de $\Delta\delta$ jusqu'à 0.1 pour des épaisseurs optiques moyennes de l'ordre de 0.5.

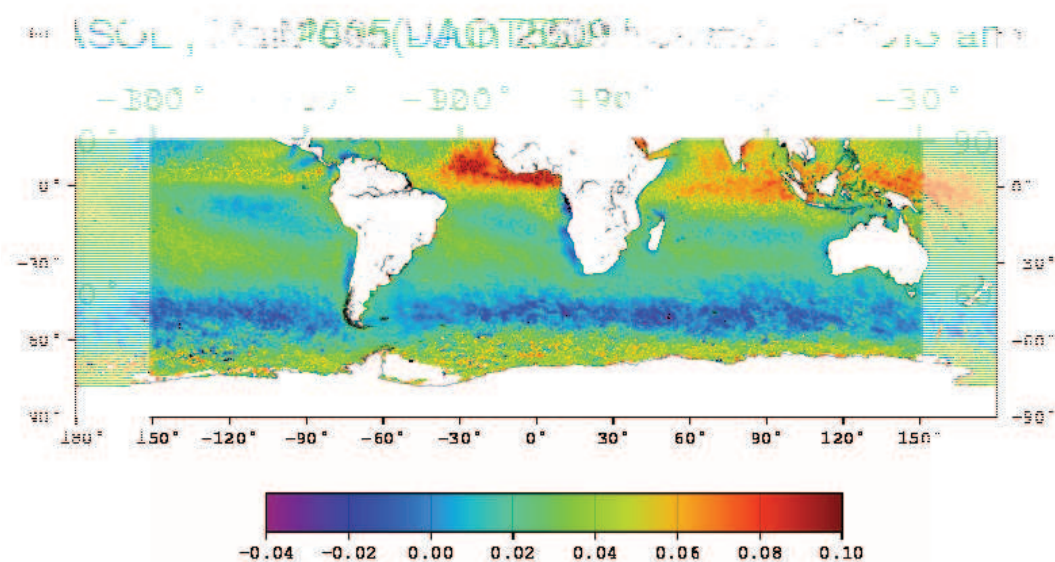


Figure 2 - 1. Différence entre les épaisseurs optiques déterminées par MODIS et POLDER à 550 nm moyennée de mars 2005 à juin 2009 sur une résolution spatiale de $0,25^\circ$, (Tanré, 2009).

Cette divergence entre les épaisseurs optiques peut avoir de nombreuses origines que nous allons essayer de répertorier. Il peut s'agir de problèmes liés aux instruments (étalonnage), aux traitements algorithmiques (masque nuage, correction d'écume et de la réflexion de surface, type d'aérosol dans la réalisation des LUTs) ou introduits par les méthodes de mesures (choix des longueurs d'onde utilisées, résolution spatiale différente, etc.).

Dans ce chapitre, nous commencerons par exposer les algorithmes des deux instruments. Les différentes corrections ou approximations du signal seront ensuite décrites et leurs impacts comparés (corrections gazeuses, écume, filtres nuage et glitter, LUT).

2 Description des algorithmes des deux instruments.

Les deux instruments possèdent plus de canaux spectraux que ceux qui sont effectivement utilisés dans les algorithmes relatifs aux aérosols. Aux courtes longueurs d'onde, nous sommes limités par la contribution croissante et variable de l'océan (pour $\lambda < 550$ nm) et la contribution moléculaire qui augmente ($\lambda < 410$ nm). Par contre, nous pouvons utiliser les longueurs d'onde les plus élevées sans restriction, en dehors des fortes absorptions gazeuses, en se limitant au domaine solaire. L'algorithme associé aux mesures POLDER considère ainsi les canaux polarisés 670 et 865 nm alors que l'algorithme MODIS utilise les canaux 553, 644, 855, 1243, 1632 et 2119 nm.

Nous décrirons dans cette section les algorithmes en supposant que les corrections gazeuses et les différents masques (glitter, nuage), sur lesquels nous reviendrons par la suite, ont été effectués.

2 - 1 Algorithme POLDER.

Les données d'entrée de cet algorithme (Deuzé, 2000 et Herman, 2005) sont les luminances normalisées à 670 et 865 nm ainsi que les paramètres de Stokes Q et U dans ces deux canaux pour les N mesures directionnelles ($N \leq 16$). La vitesse de vent ainsi que la pression de surface sont également des paramètres d'entrée qui sont extraits des fichiers ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts).

L'algorithme restitue les luminances spectrales en supposant une distribution granulométrique des aérosols bimodale, en ajustant la concentration relative c (en épaisseur optique à 865 nm) du mode d'accumulation ainsi que l'épaisseur optique totale des aérosols à 865 nm (δ_{865}).

Les tableaux de référence (LUTs) créés à partir de la simulation de luminances totales et polarisées tiennent compte de la géométrie d'observation (θ_s , θ_v , $\varphi_v - \varphi_s$), du type de particules (granulométrie), de l'indice de réfraction et de l'épaisseur optique. Une simplification importante est faite en ne réalisant les LUTs que pour chacun des deux modes élémentaires (accumulation ou grossier), et en utilisant par la suite une approximation linéaire selon la formule (Wang, 1994) :

$$L^{mélange}(\delta) = cL^{accumulation}(\delta) + (1 - c)L^{grossier}(\delta) \quad (\text{Eq. 17})$$

où L , δ et c sont relatives à la longueur d'onde considérée et pour chaque direction.

Cette relation paraît évidente dans l'approximation d'un signal en diffusion primaire où nous écrivons:

$$L^{mélange}(\delta_t) = \frac{\omega^{acc} \delta^{acc} p^{acc}(\theta)}{4\mu_V} + \frac{\omega^{gro} \delta^{gro} p^{gro}(\theta)}{4\mu_V} = L^{acc}(\delta_{acc}) + L^{gro}(\delta_{gro}) \quad (\text{Eq. 18})$$

Avec $\delta_t = \delta_{acc} + \delta_{gro}$, $\mu_V = \cos \theta_V$ et $c = \frac{\delta^{acc}}{\delta^{acc} + \delta^{gro}}$, on obtient :

$$L^{mélange}(\delta_t) = \frac{\omega^{acc} c \delta_t p^{acc}(\theta)}{4\mu_V} + \frac{\omega^{gro} (1-c) \delta_t p^{gro}(\theta)}{4\mu_V} = cL^{acc}(\delta_t) + (1 - c)L^{gro}(\delta_t) \quad (\text{Eq. 19})$$

Bien que les calculs des tableaux de simulations (LUTs) soient réalisés en tenant compte des diffusions multiples et avec une surface réfléchissante (code des Ordres Successifs : OS), l'approximation de Wang est applicable et d'autant meilleure que les particules sont peu absorbantes ce qui est le cas pour les modes d'aérosol de la base POLDER ($\omega_0 = 1$).

L'algorithme deviendrait très lourd en temps de calcul si nous considérions simultanément toutes les directions d'observation (jusqu'à une quinzaine). Nous allons donc moyenner les luminances directionnellement tout en gardant l'effet spectral. Ainsi, dans un premier temps, ce sont les quantités $\overline{L_{865}^{mes}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N L_{865}^{mes}(j)$ et $\overline{L_{670}^{mes}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N L_{670}^{mes}(j)$, où N représente le nombre de directions de visée utiles, que nous essayerons de restituer.

Nous définissons un couple de modes de particules en associant un mode d'accumulation à un mode grossier, puis nous évaluons pour chaque épaisseur optique des LUTs ($\delta^{865}_1, \delta^{865}_2, \dots, \delta^{865}_{N_t}$, pour les N_t épaisseurs optiques aérosols choisies dans les LUTs), la concentration à affecter pour restituer $\overline{L_{865}^{mes}}$. Il suffit pour ceci d'extraire $c_i = c$ de la relation, où $\overline{L_{865}^{acc}}$ et $\overline{L_{865}^{gro}}$ sont connus :

$$\overline{L_{865}^{mes}}(\delta_i^{865}) = c^{865} \overline{L_{865}^{acc}}(\delta_i^{865}) + (1 - c^{865}) \overline{L_{865}^{gro}}(\delta_i^{865}) \quad (\text{Eq. 20})$$

Il est à noter que ce simple calcul nécessite d'évaluer les luminances directionnelles $L_{865}^{acc}(j)$ et $L_{865}^{gro}(j)$ par interpolation d'ordre 3 (en $\theta_s, \theta_v, \varphi$) dans les LUTs. Nous obtenons ainsi une relation entre les δ_i et les concentrations c_i .

La même approche est faite pour restituer $\overline{L_{670}^{mes}}$: nous associons alors pour chaque valeur δ^{670}_i , la concentration c^{670}_i restituant le signal moyen mesuré à 670 nm.

Il reste à ramener les valeurs (δ , c) obtenues à 670 nm en valeurs à 865 nm (δ^{865} , c^{865}) ce qui se fait aisément grâce aux coefficients spectraux d'extinction connus pour chaque modèle (k_{acc}^{865} , k_{gro}^{865} , k_{acc}^{670} et k_{gro}^{670}) par les formules :

$$\delta'_{acc}{}^{865}(i) = \frac{k_{acc}^{865}}{k_{acc}^{670}} \delta_{acc}^{670}(i) \text{ et } \delta'_{gro}{}^{865}(i) = \frac{k_{gro}^{865}}{k_{gro}^{670}} \delta_{gro}^{670}(i) \quad (\text{Eq. 21})$$

A partir de $\delta'_{acc}{}^{865}(i)$ et $\delta'_{gro}{}^{865}(i)$, on déduit $\delta'_{tot}{}^{865}(i) = \delta'_{acc}{}^{865}(i) + \delta'_{gro}{}^{865}(i)$ et $c'_{865}(i) = \frac{\delta'_{acc}{}^{865}(i)}{\delta'_{tot}{}^{865}(i)}$

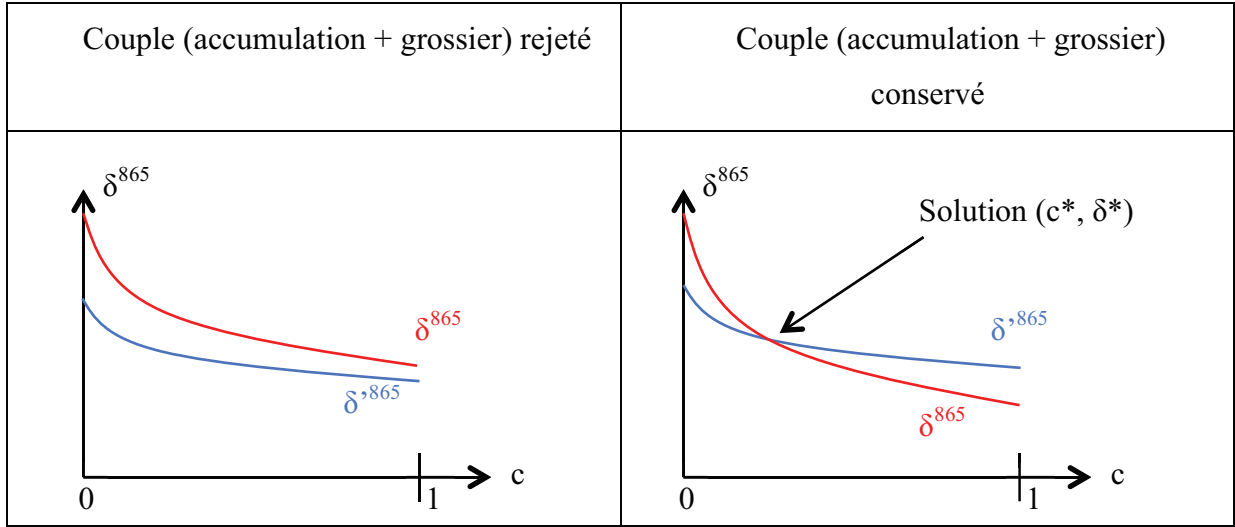


Figure 2 - 2. Schéma de principe pour restituer $\overline{L}_{865}^{mes}$ et $\overline{L}_{670}^{mes}$ (voir texte).

On obtient alors, dans le plan (c, δ), deux courbes monotones (voir Figure 2 - 2). S'il n'y a pas d'intersection entre les deux courbes, il est impossible de restituer les deux mesures moyennes $\overline{L}_{865}^{mes}$ et $\overline{L}_{670}^{mes}$ avec le couple choisi. Dans le cas contraire, nous obtenons la solution (c^* , δ^*), correspondant au point d'intersection des deux courbes, qui restitue parfaitement les deux mesures moyennes spectrales.

Lorsque tous les couples (accumulation + grossier) associés aux solutions (c^* , δ^*) ont été sélectionnés, l'algorithme évalue, pour chaque couple, les écarts quadratiques entre les mesures directionnelles et les grandeurs simulées, dans les deux canaux ($\lambda = 670$ et 865 nm) en luminance totale et polarisée, à savoir :

$$\Delta L^\lambda = \sqrt{\sum_{j=1}^N \frac{[L_j^\lambda(\delta, c) - L_j^\lambda(\text{mesuré})]^2}{N}} \text{ et } \Delta L = \sqrt{\sum_{\lambda} \sum_{j=1}^N \frac{[L_j^\lambda(\delta, c) - L_j^\lambda(\text{mesuré})]^2}{2N}} \quad (\text{Eq. 22})$$

$$\Delta L_P^\lambda = \sqrt{\sum_{j=1}^N \frac{[U_j^\lambda(\delta, c) - U_j^\lambda(\text{mesuré})]^2 + [Q_j^\lambda(\delta, c) - Q_j^\lambda(\text{mesuré})]^2}{N}} \quad (\text{Eq. 23})$$

La solution retenue est celle qui donne un écart pondéré entre $\Delta e = \Delta L^{865} + \Delta L^{670}$ et ΔL_p^{865} et ΔL_p^{670} minimum.

En sortie, la chaîne de traitement fournit des paramètres décrivant les aérosols à savoir l'épaisseur optique totale et le coefficient d'Angström, les caractéristiques des modes (épaisseur optique, rayon effectif, indice de réfraction) et diverses grandeurs associées (coefficient de dépolarisation, d'anisotropie, ...).

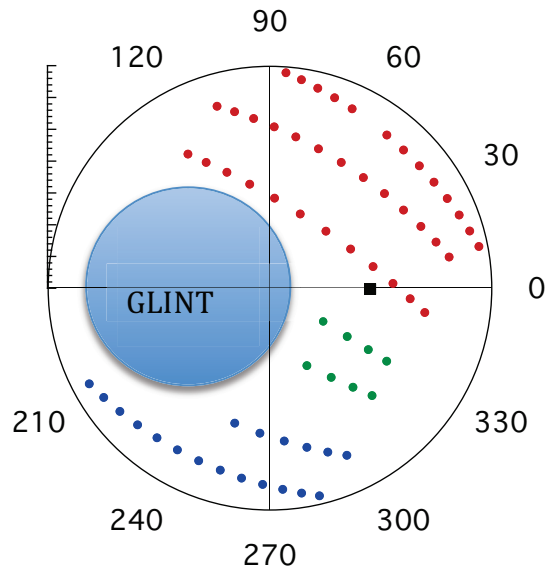


Figure 2 - 3. Représentation dans un diagramme polaire (θ_v , ϕ) des différents cas de prise de vue de pixels par PARASOL (Herman, 2005). Le cas 1 est représenté par les points bleus, avec des visées situées sur le bord Ouest de l'orbite. Le cas 2 est représenté par les points verts : de nombreuses directions contaminées par le glitter ont été éliminées. Le cas 3 est représenté par les points rouges, qui correspondent à des visées sur la partie Est de l'orbite.

Lorsque nous sommes sur le bord Ouest de l'orbite où la géométrie d'observation n'est pas favorable à l'étude des aérosols (cas 1) ou lorsque les conditions d'observation ne sont pas optimales à cause du glitter (cas 2), certains produits ne sont pas renseignés. Les produits aérosols sont donnés dans leur intégralité lorsque la plage d'angles de diffusion est large (cas 3), de façon à disposer de l'information polarisée vers 100° (pour définir le mode d'accumulation) et en rétro diffusion (afin d'observer les arcs de polarisation des plus grosses particules et ainsi définir le mode grossier). Les différents cas ont été décrits dans Herman (2005).

Un exemple d'observation du cas 3 est donné sur la Figure 2 - 3 où est également représentée une observation dans le cas 2, moins favorable et pour laquelle certains paramètres atmosphériques sont calculés mais pas renseignés (manque de sensibilité).

2 - 2 Algorithme MODIS.

L'algorithme (Remer, 2002) considère en entrée les six réflectances ρ intégrées spectralement sur les canaux 553, 644, 855, 1243, 1632 et 2119 nm.

$$\rho_{\lambda} = \frac{\pi L_{\lambda}}{\mu_s E_{s,\lambda}} \quad (\text{Eq. 24})$$

Tout comme POLDER, la méthode consiste à associer deux modes d'aérosols (accumulation et grossier) et à déterminer à 855 nm le couple (c, δ) restituant un écart quadratique minimum entre les réflectances mesurées et les réflectances simulées. Cet écart est défini par la quantité ε :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\sum_{\lambda=1}^6 N_{\lambda} \left(\frac{\rho_{\lambda}^{mes} - \rho_{\lambda}^{sim}}{\rho_{\lambda}^{mes} - \rho_{\lambda}^{sim} + 0,01} \right)^2}{\sum_{\lambda=1}^6 N_{\lambda}}} \quad (\text{Eq. 25})$$

où N_{λ} est le nombre de pixels clairs $1 \times 1 \text{ km}^2$ contenus dans le super pixel MODIS. Les calculs de réflectance sont faits en utilisant la même approximation linéaire que sur POLDER (Wang, 1994).

La méthode numérique utilisée pour résoudre le système, est la dichotomie. L'algorithme commence par évaluer ε pour les trois concentrations c : 0, 0.5 et 1, puis choisit l'intervalle correspondant aux deux plus faibles valeurs de ε . L'intervalle choisi est alors recoupé et l'algorithme calcule une nouvelle valeur de ε , l'itération se poursuivant jusqu'à atteindre une valeur suffisamment faible. L'épaisseur optique et la concentration de chaque mode sont obtenues à 855 nm puis on utilise l'information spectrale pour obtenir la concentration c et l'épaisseur optique δ à 550 nm.

Deux solutions différentes sont conservées : la première, dite « best », correspond au couple (accumulation + grossier) donnant l'erreur ε_0 minimum pour (c_0 , δ_0), la seconde, dite « average », est introduite en retenant, et en moyennant, tous les résultats correspondant aux couples pour lesquels l'écart ε est inférieur à $1,03\varepsilon_0$.

3 Les Look up Tables (LUTs).

3 - 1 Généralités.

Comme nous l'avons dit précédemment, les signaux (L , L_P , ρ) sont calculés indépendamment pour chaque mode élémentaire, accumulation ou grossier.

Les signaux dépendent du mode (granulométrie, indice de réfraction), de la géométrie de visée (θ_s , θ_v , φ) et de l'épaisseur optique. Les calculs intègrent les interactions multiples (diffusions et réflexions) entre les aérosols, les molécules et l'océan.

Sachant que les termes de couplage océan – atmosphère dépendent peu de la vitesse du vent (hors glitter), celle-ci a été choisie égale à 5 ms^{-1} pour POLDER et 6 ms^{-1} pour MODIS.

Le vent est également responsable de la création d'écume sur la surface (moutonnement), qui contribue à la réflectance de surface. La contribution de l'écume dépend de sa réflectance propre $\rho_e^*(\lambda)$ et de son taux de couverture modélisé en fonction de la vitesse de vent v par Koepke (1984). Finalement, nous introduisons la réflectance lambertienne $\rho_e(\lambda) = \rho_e^*(\lambda) * 2,95 \cdot 10^{-6} v^{3,52}$, avec v en ms^{-1} .

Les deux algorithmes ne traitent pas l'écume de la même façon : pour MODIS, elle est introduite dans les simulations pour la vitesse unique $v = 6 \text{ ms}^{-1}$. Pour POLDER, sa contribution est calculée en fonction de la vitesse du vent, en considérant l'atmosphère purement moléculaire, puis ôtée des mesures de luminances normalisées ($L^* = L^{\text{mes}} - L^{\text{écume}}$). La luminance corrigée L^* peut alors être directement comparée à celles des LUTs. L'impact des deux approches sera étudié plus loin.

3 - 2 La discrétisation géométrique et en épaisseur optique.

L'utilisation des LUTs nécessite des interpolations linéaires sur la géométrie (θ_s , θ_v , φ) et l'épaisseur optique. Cette discrétisation est plus fine pour POLDER que pour MODIS ce qui rend les interpolations de meilleure qualité.

Pour POLDER la discrétisation des paramètres se fait comme suit : 21 angles θ_s ($\Delta\theta_s \cong 3^\circ$), 20 angles θ_v ($\Delta\theta_v \cong 3^\circ$), 37 angles φ répartis de 5 en 5° et 13 épaisseurs optiques ce qui implique des tableaux avec $21 \times 20 \times 37 \times 13 = 202020$ valeurs (pour un mode et une longueur d'onde).

La discrétisation des paramètres pour MODIS se fait comme suit : 9 angles θ_s ($\Delta\theta_s \approx 12^\circ$ ou $\Delta\theta_s \approx 6^\circ$), 13 angles θ_v (répartis entre 0° et 72°), 16 angles φ ($\Delta\varphi \approx 12^\circ$) et 5 épaisseurs optiques, ce qui donne $9 \times 13 \times 16 \times 5 = 9360$ valeurs (pour un mode et une longueur d'onde).

3 - 3 Les modèles d'aérosols.

Les LUTs MODIS sont réalisées avec quatre modèles d'aérosols dans le mode d'accumulation et cinq modèles dans le mode grossier, avec des particules supposées sphériques. Ils représentent un modèle de Water soluble ou de biomasse pour les quatre modes de petites particules, trois Sea Salt et deux Dust pour les grosses particules (Remer, 2002). Ces modèles de particules sphériques ont un indice de réfraction m , utilisé dans le Tableau 4, éventuellement complexe (absorption) et spectralement variable.

	MODIS					POLDER	
	m $\lambda < 1,0$	m $\lambda = 1,24$	m $\lambda = 1,63$	m $\lambda = 2,12$	R_{eff} μm	m ($\lambda = 0,67$ et $0,86$)	R_{eff} μm
Mode fin	$1,45 - 0,0035 i$		$1,43 - 0,01 i$	$1,45 - 0,005 i$	$0,1$ $0,15$	$1,35$ $1,45$ $1,60$	$0,07$ $0,135$ $0,17$ $0,22$
	$1,40 - 0,002 i$		$1,39 - 0,005 i$	$1,36 - 0,003 i$	$0,2$ $0,25$		
Mode grossier	$1,35 - 0,001 i$				$0,98$ $1,48$ $1,98$	$1,33$ $1,35$ $1,37$	$2,5$
	$1,53 - 0,001 i$ ($\lambda \leq 0,644$) $0,00 i$ ($\lambda = 0,855$)	$1,46 - 0,00 i$	$1,46 - 0,001 i$	$1,46 - 0,00 i$	$1,48$ $2,50$	Modèle non sphérique	$2,5$

Tableau 4. Tableau récapitulatif des différents modèles utilisés dans les algorithmes POLDER et MODIS : les longueurs d'onde sont ici exprimées en μm .

Les modes de petites particules POLDER sont sphériques (PS) et non absorbants. Ils sont définis pour trois indices de réfraction ($1,35$, $1,45$ et $1,60$) et quatre rayons effectifs ($0,07$; $0,14$, $0,17$ et $0,22 \mu\text{m}$). Ces valeurs sont dans la gamme de celles de MODIS, à savoir $1,40$ et $1,45$ pour la partie réelle de l'indice de réfraction dans le visible et des rayons effectifs compris entre $0,1$ et $0,25 \mu\text{m}$.

Les trois modes de grosses particules sphériques (GS) ont un rayon effectif unique de $2,5 \mu\text{m}$ (plus élevé que ceux des modèles Sea Salt de MODIS valant $0,98$; $1,48$ et $1,98 \mu\text{m}$) et des indices $1,33$; $1,35$ et $1,37$ ($1,35 - 0,001*i$ pour MODIS).

La grande différence entre POLDER et MODIS vient du fait que l'algorithme POLDER introduit un mode de particules non sphériques (NS) déduit de mesures de laboratoire sur différents types de particules minérales (Volten, 2001).

La fonction de phase d'un modèle de particules non sphériques (sphéroïdes), présentée sur la Figure 2 - 4, est différente de celles des modèles sphériques (GS). Elle est plutôt plate en rétro diffusion et ne présente pas d'arc, y compris en polarisation. Le rayon effectif de ce modèle est pris égal à 2,5 μm comme les GS de POLDER et l'un des modèles de Dust-like de MODIS (rayon effectif de 2,5 μm et indice de réfraction de 1,53 dans la gamme 670 – 865 nm).

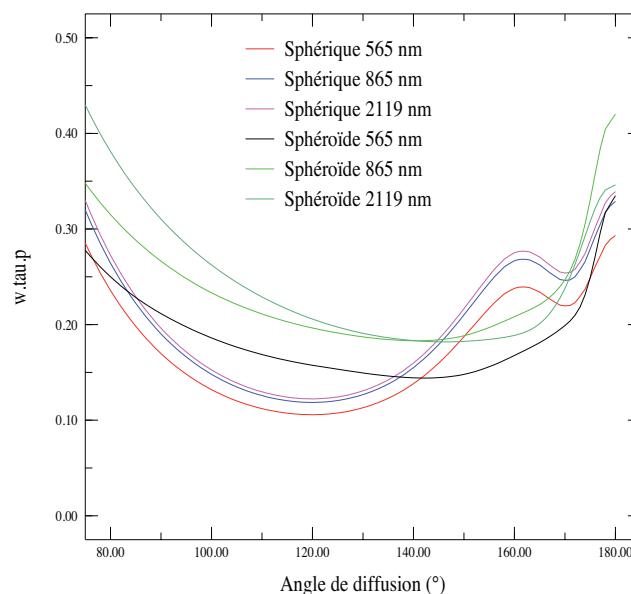


Figure 2 - 4. Evolution du signal $w\tau p(\Theta)$ en fonction de l'angle de diffusion, pour un exemple de particules désertiques sphériques (Modèle saharien de MODIS) et pour un exemple de particules désertiques non sphériques (Sphéroïdes). L'épaisseur optique est prise égale à 1 à 865 nm.

Sur POLDER, nous comptabilisons donc treize modes de grosses particules car en plus des trois gros sphériques et du gros non sphérique, nous ajoutons des modes résultant du mélange GS + NS dans des proportions de 25, 50 et 75% en épaisseur optique à 865 nm (Tableau 4).

Au total, l'algorithme POLDER portera sur $(3 \times 4) \times (3 \times 4 + 1) = 156$ couples bimodaux alors que celui de MODIS ne considérera que de $4 \times 5 = 20$ couples bimodaux. Nous noterons que la taille des tableaux de simulation est bien plus importante sur POLDER ($\sim 3.10^7$ valeurs) que sur MODIS ($\sim 6.10^5$).

3 - 4 Traitement de l'écume.

La contribution de l'écume est prise en compte dans les LUTs de MODIS mais pour la valeur unique $v = 6 \text{ ms}^{-1}$. La courbe ci-dessous (Figure 2 - 5) représente la réflectance ρ_e due à l'écume de surface dans le visible en fonction de la vitesse du vent v .

A la vitesse $v = 6 \text{ ms}^{-1}$ correspond une réflectance ρ_e de l'écume $\rho_e = 0.00036$ très faible par rapport à celle des aérosols (de l'ordre de 0.01 pour une épaisseur optique d'environ 0.1). Tant que la vitesse est proche de 6 ms^{-1} , voire plus faible, l'impact de l'écume est négligeable ce qui n'est pas le cas pour des vitesses élevées.

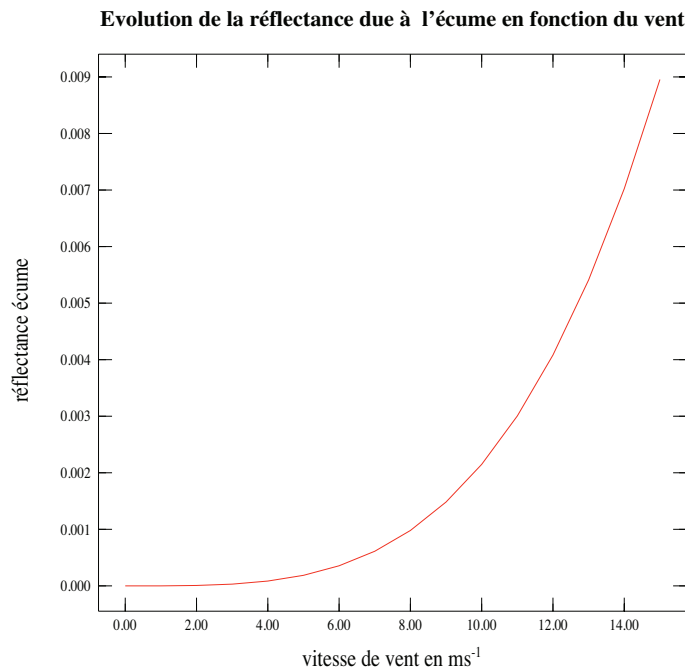


Figure 2 - 5. Contribution de l'écume à la réflectance de l'océan en fonction de v la vitesse de vent. La réflectance propre de l'écume ρ_e^* vaut ici 0.22.

Nous obtenons $\rho_e = 0,0021$ à 10 ms^{-1} , et $\rho_e = 0,0089$ à 15 ms^{-1} d'où une sous-estimation très nette de la contribution de l'écume sur MODIS ce qui devrait se traduire par une surestimation des réflectances des aérosols, donc a priori une augmentation de l'épaisseur optique et une diminution de l'effet spectral. Les vitesses de vent les plus élevées correspondent, en général, à des latitudes situées entre -45° et -60° : or sur la carte des différences d'épaisseurs optiques (Figure 2 - 1), nous observons, à ces latitudes, un meilleur accord ($\Delta\delta$ proche de 0), ce qui indique qu'il existe un phénomène compensatoire. En effet, si les épaisseurs optiques POLDER sont, en général, surestimées, ceci est ici partiellement compensé par une sous-estimation de la forte contribution de l'écume par MODIS.

Les LUTs POLDER sont réalisées sans tenir compte de l'écume dont on enlève la contribution sur les mesures de façon approchée. En effet, si on connaît maintenant la vitesse du vent (donnée exogène), et donc ρ_e , la contribution exacte de l'écume ne peut être faite si l'atmosphère n'est pas caractérisée (termes de transmission inconnus). L'approximation consiste à ne considérer que l'atmosphère moléculaire : la contribution de l'écume au sommet de l'atmosphère est plus forte avec une atmosphère moléculaire qu'avec une atmosphère réelle (moléculaire + aérosols) car les transmissions sont alors plus faibles. Par conséquent, nous corrigeons trop la mesure avec cette approche mais une prise en compte exacte augmenterait encore l'épaisseur optique retrouvée par l'algorithme POLDER.

Nous constatons ici que les prises en compte approchées de l'écume dans les deux algorithmes ne peuvent expliquer l'écart en épaisseur optique entre les deux capteurs et, qu'au contraire, un traitement plus rigoureux de l'écume tendrait à augmenter cet écart.

3 - 5 Traitement de la couleur de l'eau.

Le rayonnement descendant qui pénètre dans l'océan peut être diffusé (molécules, phyto et zooplancton) et renvoyé vers l'atmosphère après passage au travers du dioptré eau – air. En général ce rayonnement émergent sera supposé lambertien et caractérisé par la réflectance ρ_w de la surface (couleur de l'eau).

Cette dernière varie fortement en fonction de l'éloignement des côtes et de la longueur d'onde. Nous qualifierons l'océan d'ouvert et profond lorsque l'éloignement sera suffisant pour ne pas être contaminé par les matières dissoutes ou en suspension provenant surtout des deltas des fleuves (eaux du cas 1), sinon il sera qualifié de côtier (eaux du cas 2) (Morel 1977).

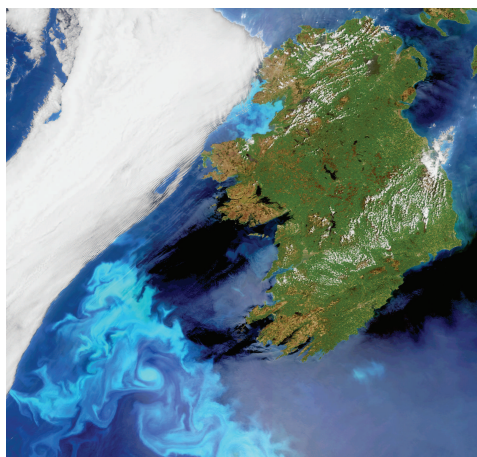


Figure 2 - 6. Bloom au large de l'Irlande (source : ESA), en bleu clair sur l'image.

Dans les eaux du cas 1, la couleur de l'eau dépend du contenu en chlorophylle (production primaire océanique). Sa réflectance vaut quelques pourcents aux courtes longueurs d'onde (450 nm) et décroît vers l'infrarouge où elle devient nulle (absorption de l'eau). La contribution sera variable en fonction de la saison, notamment lorsqu'on sera en présence de bloom (renouveau du phytoplancton) (Figure 2 - 6), dans la partie « bleue » du spectre principalement. En océan côtier (eaux du cas 2) la présence de sédiments et de matières en suspension peut modifier la réflectance de l'océan (estuaire) qui sera, par conséquent, mal modélisée.

Dans les canaux utilisés ($\lambda \geq 550$ nm), la contribution de l'océan interne est surtout importante à 550 nm : sa réflectance est prise égale à $\rho_W^{550} = 0.005$, dans les LUTs associées aux deux algorithmes. Pour les autres canaux, on a : $\rho_W(\lambda \neq 553) = 0$ pour MODIS et $\rho_W^{865} = 0$ et $\rho_W^{670} = 0,001$ pour POLDER dont l'algorithme ne considère pas le canal à 565 nm.

Nous n'effectuons pas de différence entre les eaux du cas 1 et les eaux du cas 2 ce qui peut dans certains cas (ex : présence d'alluvions) fortement biaiser la détermination des épaisseurs optiques.

4 Corrections des grandeurs en entrée d'algorithme.

4 - 1 Etalonnage.

En règle générale, les capteurs délivrent sous l'effet du signal reçu des comptes numériques (CN) qui sont transformés en grandeurs photométriques en utilisant un coefficient d'étalonnage A . Ce coefficient a d'abord été mesuré au sol (étalonnage pré vol) puis il est réévalué en vol (suivi d'étalonnage) en interne ou en utilisant des cibles connues. La formule établie est la suivante : $L_\lambda = A_\lambda(CN_\lambda - CN_0)$ où CN_0 est le compte numérique mesuré en l'absence de signal (zéro optique).

Il faut tenir compte des variations de l'éclairement solaire, liées à la distance Terre – Soleil en fonction de la saison (pour les deux instruments) et de l'activité solaire (MODIS).

4 - 1 - 1 MODIS

MODIS a la possibilité de réaliser des étalonnages à bord. Les instruments servant à l'étalonnage sont le Solar Diffuser (SD) combiné au Solar Diffuser Stability Monitor (SDSM), et le Spectroradiometric Calibration Assembly (SRCA). Ils utilisent différentes sources, pour les unes la lune ou le Soleil, et pour les autres des lampes étalonnées présentes à bord et dont le spectre est connu. La précision de cet étalonnage est de l'ordre de 2% (Guenther 2002).

4 - 1 - 2 POLDER

Du fait de la conception de l'instrument, l'étalonnage POLDER n'est pas pratiqué à bord mais uniquement en vol sur des cibles naturelles : diffusion moléculaire pour l'étalonnage absolu, inter-étalonnage sur des nuages épais et les déserts ; le contrôle de la polarisation est effectué sur le glitter (réflexion du faisceau solaire sur l'océan autour de la direction spéculaire) et les nuages qui présentent un zéro de polarisation vers l'angle de diffusion $\Theta \sim 100^\circ$.

Nous observons sur la Figure 2 - 7 une bonne cohérence entre les différentes méthodes mises en œuvre, hormis à 443 nm, canal connu pour présenter des difficultés (Fougnie, 2007). L'accord est de bonne qualité particulièrement aux canaux que nous utilisons (670 nm et 865 nm) avec une dispersion de quelques pourcents.

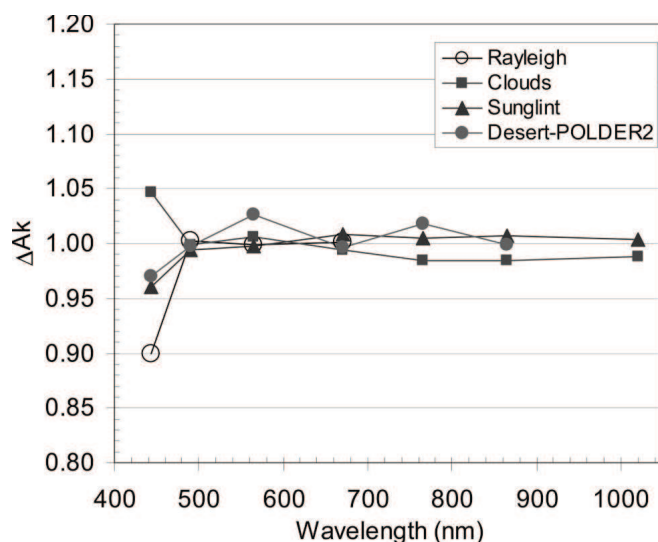


Figure 2 - 7. Evaluation du coefficient d'étalonnage A en fonction de la longueur d'onde et des cibles utilisées. Ce résultat a été établi sur les quatre premiers mois de mesures de POLDER 3 (Fougnie, 2007).

Sur la Figure 2 - 8 le coefficient d'étalonnage est reporté en fonction du temps. On observe une décroissance plus rapide aux courtes longueurs d'onde, qui peut être expliquée par une dégradation des traitements anti-reflet, ainsi que des optiques de bord (lentilles). Cette évolution des coefficients d'étalonnage est prise en compte dans la fourniture des données de niveau 1.

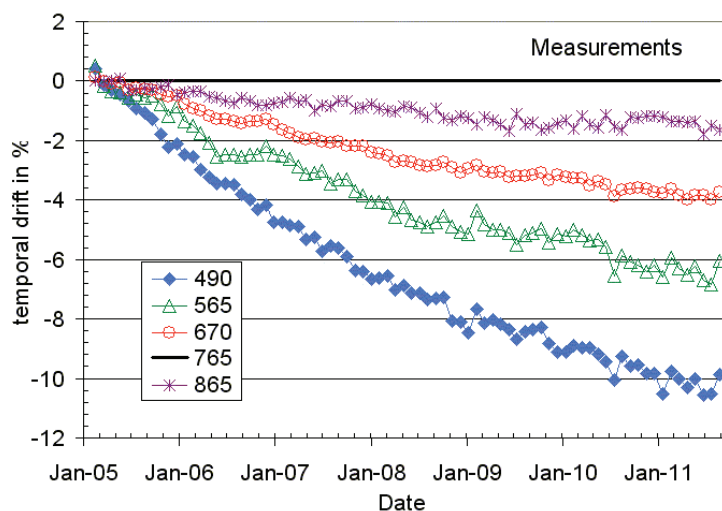


Figure 2 - 8. Variation au cours du temps (en %) du coefficient spectral d'étalonnage A. (Fougnie).

4 - 1 - 3 Correction de lumière parasite.

Nous rappelons dans ce paragraphe, l'origine de la lumière parasite. Du fait de la conception instrumentale de POLDER, la lumière incidente subit des réflexions sur les différents éléments de l'optique (surface des lentilles et du détecteur) ce qui va engendrer de la lumière parasite. C'est l'ensemble de la scène observée qui va créer de la lumière parasite dans l'ensemble du champ.

Avant le lancement, des mesures de lumière parasite ont été réalisées au CNES, en éclairant, à un niveau connu, successivement chaque zone de la matrice. En décomposant une scène observée en mosaïque de petites zones, il sera donc possible de corriger ce type de lumière parasite sur l'ensemble de la matrice. Evidemment ce sont les éléments les plus réfléchissants (nuages, glitter, surfaces continentales à certaines longueurs d'onde) qui auront le plus d'impact. Cet effet est partiellement corrigé par déconvolution (Fougnie, 2009).

La nature du détecteur (matrice CCD) entraîne également des défauts autour d'une zone de faible extension mais fortement éclairée (bavage, smearing, lumière parasite diffuse autour de la source). Ces contaminations sont corrigées lors du premier traitement de l'image.

Malgré ces corrections, nous avons parfois observés lors de nos analyses sur différentes orbites PARASOL, des luminances totales négatives qui peuvent être induites par la correction de lumière parasite et/ou des problèmes de ré-échantillonnage de l'image acquise par le capteur sur la grille POLDER (reprojection).

Ceci se produit surtout en ciel clair au voisinage des côtes et des nuages qui sont des cibles très brillantes mais, même lorsque la charge en aérosol est plus forte, la correction risque de biaiser les mesures de luminances : par précaution nous n'avons pas tenu compte de ces pixels dans nos analyses.

4 - 2 Corrections gazeuses.

Même si les canaux ont été choisis en dehors des bandes d'absorption gazeuse (Figure 2 - 9, Chapitre 1), ils sont néanmoins légèrement contaminés (continuum, ailes de raies) ce qui nécessite une correction de cet effet.

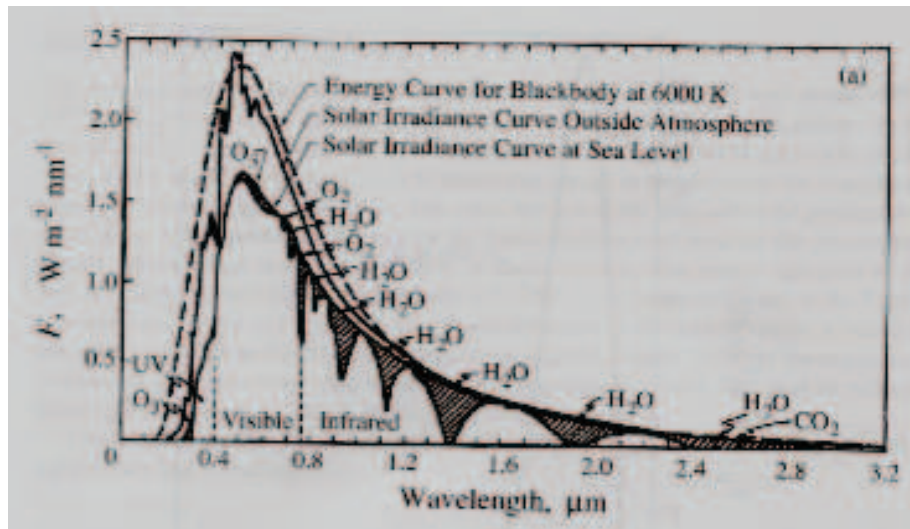


Figure 2 - 9. Spectre solaire en-dehors de l'atmosphère et au niveau de la mer, Seinfeld, 1997.

Les canaux POLDER sont contaminés par les gaz O_2 , H_2O et O_3 . Le traitement classique des mesures POLDER afin d'extraire différentes caractéristiques des aérosols, effectue directement la correction appropriée. La correction de la vapeur d'eau, dont la concentration est variable, est basée sur le rapport entre les luminances à 910 et 865 nm.

Pour les mesures MODIS, par contre, il est nécessaire de mettre en place une correction gazeuse, car comme nous l'expliquerons plus loin, nous n'utilisons pas directement les sorties de la chaîne nominale de traitement de ce capteur. Le tableau ci-dessous (Tableau 5) précise les absorbants gazeux concernés.

<i>Longueur d'onde centrale (nm)</i>	555	645	858	1240	1640	2130
<i>Largeur spectrale (nm)</i>	20	20	35	20	24,6	50
<i>Espèces gazeuses présentes</i>	O_3 , H_2O	O_2 , O_3 , H_2O	H_2O	CO_2 , H_2O	CH_4 , CO_2 , H_2O	H_2O , CO_2

Tableau 5. Caractéristiques des bandes spectrales de l'instrument MODIS sur AQUA.

Une paramétrisation de la correction de l'absorption de la vapeur d'eau a été obtenue (Parol, 2008) en utilisant le rapport de canaux 940 et 855 (de même type que celle effectuée sur POLDER avec les canaux 910 et 865 nm) grâce à une méthode non linéaire de moindres carrés de type Levenberg – Marquadt :

$$T_{H_2O}^\lambda = \frac{a_0^\lambda + a_1^\lambda T_{H_2O} + a_2^\lambda T_{H_2O}^2}{a_3^\lambda + a_4^\lambda T_{H_2O} + a_5^\lambda T_{H_2O}^2 + a_6^\lambda T_{H_2O}^3} \text{ avec } T_{H_2O} = \frac{L_{H_2O}^{940}}{L_{H_2O}^{855}} \sim \frac{T_{H_2O}^{940}}{T_{H_2O}^{855}} \quad (\text{Eq. 26})$$

La méthode de correction de l'absorption de l'ozone est la même que celle pratiquée sur POLDER. Elle utilise le contenu en O_3 obtenu dans les fichiers météo ainsi que des coefficients calculés par la méthode non linéaire de moindres carrés.

Les transmissions gazeuses de O_2 , CH_4 et CO_2 sont réalisées à l'aide de tables prédéfinies et de caractérisations mensuelles.

4 - 3 Le masque glitter.

Au voisinage de la direction spéculaire, le signal atmosphérique est largement contaminé par la réflexion sur l'interface air – eau (glitter). La description et la modélisation du glitter ont été faites par Cox et Munk (1954) à partir de la matrice de réflexion de Fresnel. Ils ont développé un modèle où la distribution de pentes de vagues dépend du vecteur vitesse de vent, par ses composantes horizontales (v_X et v_Y), ce qui introduit une direction privilégiée. Ce modèle sera utilisé pour définir le masque glitter sur POLDER.

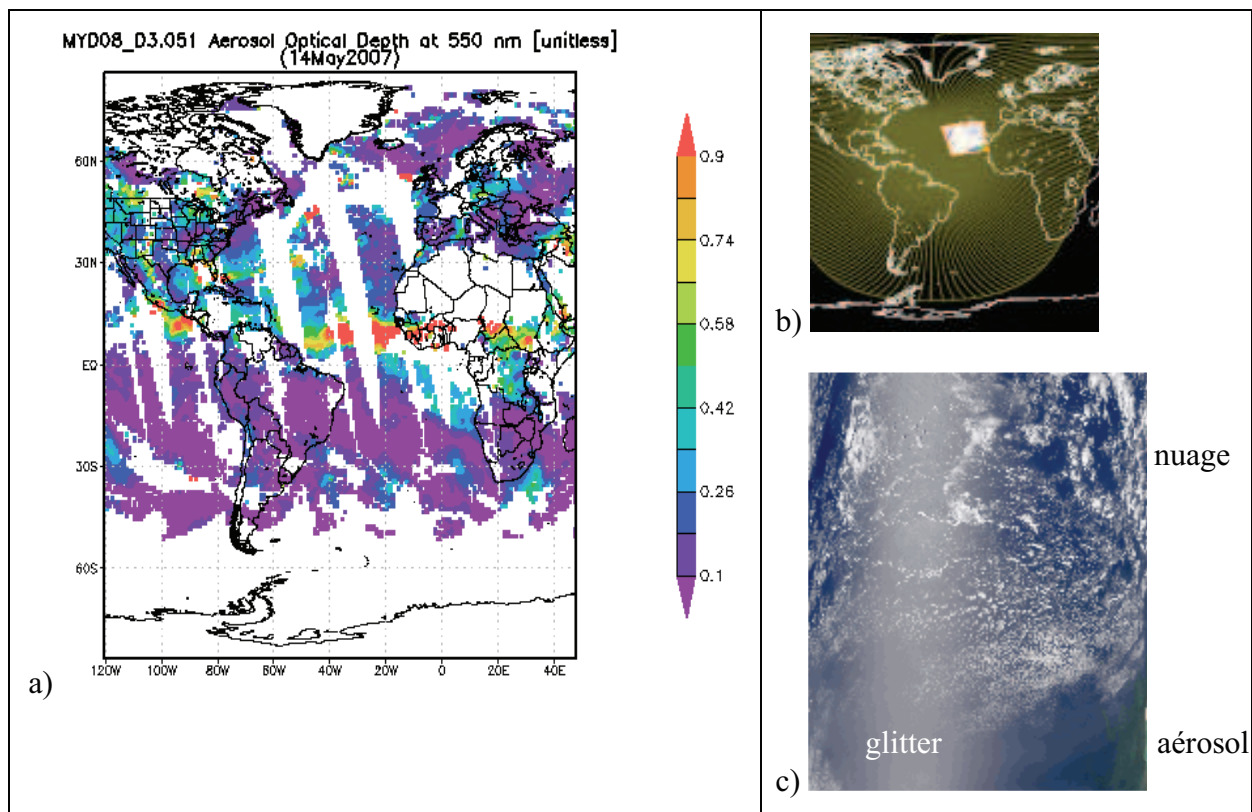


Figure 2 - 10. Carte de l'épaisseur optique du 14/05/07 issue des mesures MODIS (giovanni : <http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/giovanni/overview/index.html>) (a), situation géographique du granule présenté en c (b), composition faisant apparaître des nuages, des aérosols et la réflexion du glitter qui occupe la partie Ouest du granule (c).

Dans les calculs de transfert radiatif, on considère par contre que la distribution dépend de la norme de la vitesse de vent, indépendamment de l'azimut, ce qui correspond à un clapotis sur l'océan.

Le masque glitter de MODIS ne tient pas compte de la vitesse v du vent afin de ne pas introduire de données exogènes dans les traitements. Le masque consiste à appliquer un critère géométrique tenant compte de la distance angulaire χ entre la direction spéculaire et la direction d'observation. On détermine l'angle χ par :

$$\cos \chi = \cos \theta_s \cos \theta_v - \sin \theta_s \sin \theta_v \cos(\varphi_v - \varphi_s) \quad \text{Eq. 27}$$

MODIS élimine les observations lorsque $\chi < 40^\circ$.

Le phénomène de glitter est beaucoup plus pénalisant pour MODIS que pour POLDER qui conserve toujours des directions d'observation non contaminées. La Figure 2 - 10 (a) représente les épaisseurs optiques à 550 nm déduites des observations MODIS du 14 mai 2007 sur quelques orbites centrées sur l'Atlantique. Les zones océaniques non colorées n'ont pas été traitées par l'algorithme pour cause de non observation inter-orbite, ou de la présence de nuages ou de glitter.

La présence du glitter est illustrée sur la composition colorée (c) pour un granule située au large des côtes mauritaniennes (b). Nous notons sur la figure (c) une couverture nuageuse importante et, sur la partie ouest de chaque orbite, une large bande orientée approximativement Nord – Sud correspondant à la réflectance élevée du glitter.

Sur POLDER, nous utilisons les composantes de la vitesse de vent données toutes les six heures par ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) au niveau de la surface, d'où la possibilité d'estimer la réflectance ρ_g du glitter dans chaque direction de visée. La direction est rejetée lorsque $\frac{\rho_g}{\rho_{mes}} < 0,005$.

Pour chiffrer l'impact de ces hypothèses sur les luminances, nous reportons sur la Figure 2 - 11 les simulation numériques dans le plan principal pour un angle solaire $\theta_s = 45^\circ$ et $v = 2$ à 16 ms^{-1} avec un zoom sur la zone non exclue pour $\theta_v < 5^\circ$.

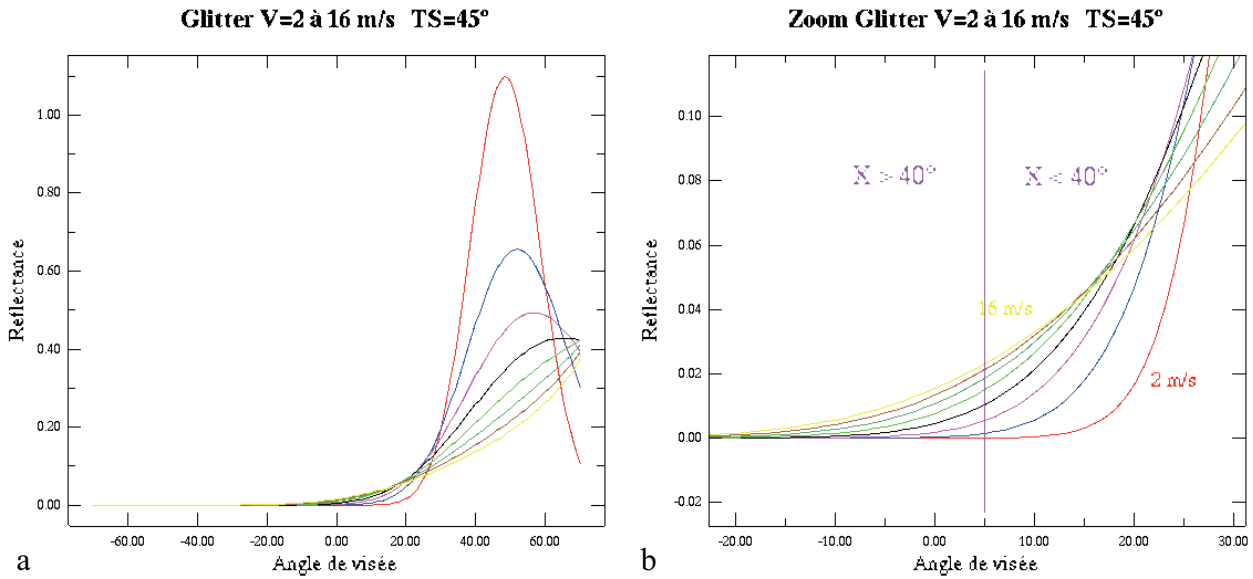


Figure 2 - 11. a : réflectance du glitter dans le plan principal ($\Phi=0^\circ ; 180^\circ$) avec un angle solaire $\theta_s=45^\circ$ pour différentes vitesses de vent, échelonnées de bas en haut de 2 m.s^{-1} à 16 m.s^{-1} . b : détail de la courbe autour de la valeur seuil $\chi = 40^\circ$.

Nous constatons que le filtre glitter de MODIS laisse passer des directions largement contaminées, de plus en plus fortement lorsque la vitesse du vent augmente, même pour la vitesse de référence $v = 6 \text{ ms}^{-1}$. Ainsi pour une vitesse supérieure à 6 ms^{-1} , nous obtenons une surestimation du signal atmosphérique spectral et donc des erreurs sur les paramètres retrouvés par l'algorithme (épaisseur optique, modèle), d'autant plus importantes que le ciel est clair (peu d'aérosols). En valeur relative, la réflectance aérosol est plus affectée aux plus grandes longueurs d'onde (signal utile plus petit, atténuation plus faible de l'atmosphère).

L'utilisation du glitter avec POLDER est toujours faite avec un indice de réfraction de l'eau égal à 1,33 alors que MODIS, qui couvre un domaine spectral plus étendu que POLDER, considère une variation spectrale de cet indice que nous indiquons ci-dessous (Tableau 6).

Longueur d'onde MODIS (nm)	466	553	644	855	1243	1632	2119
Partie réelle de l'indice de réfraction	1,338	1,332	1,330	1,328	1,322	1,316	1,300

Tableau 6. Evolution spectrale de l'indice de réfraction de l'eau.

Nous remarquons tout d'abord que la valeur choisie par POLDER (1,33) est très proche de celle de MODIS (1,330 à 1,328) dans la zone spectrale utile à l'algorithme, à savoir 670 nm et 865 nm. Par précaution, nous avons regardé l'impact de l'indice m sur la réflectance du glitter. Nous notons peu de différence sur la forme du glitter direct en fonction de la longueur d'onde, donc de l'indice de réfraction, mais le maximum de réflectance est légèrement décroissant du bleu (466 nm) à l'infrarouge (2119 nm).

Hors glitter, les réflectances calculées avec un indice constant $m = 1,330$ sont très proches de celles évaluées avec l'indice spectral du Tableau 6, comme le montre la Figure 2 - 12 car seul le couplage océan – atmosphère est légèrement modifié. Cette comparaison est faite hors glitter ($\chi > 40^\circ$) sur toutes les directions en θ_V (angles de Gauss) et $\varphi_V - \varphi_S$ (0 à 180° par pas de 5°) pour un angle solaire $\theta_S = 39,9^\circ$ et de petits aérosols ($r_m = 0,1 \mu\text{m}$; $\sigma = 0,2$; $m_a = 1,35$) d'épaisseur optique 0,2 à 550 nm.

Le résultat sur l'inversion MODIS des simulations obtenues avec et sans effet spectral sur l'indice de l'eau ne montre que peu de différence sur les épaisseurs optiques retrouvées.

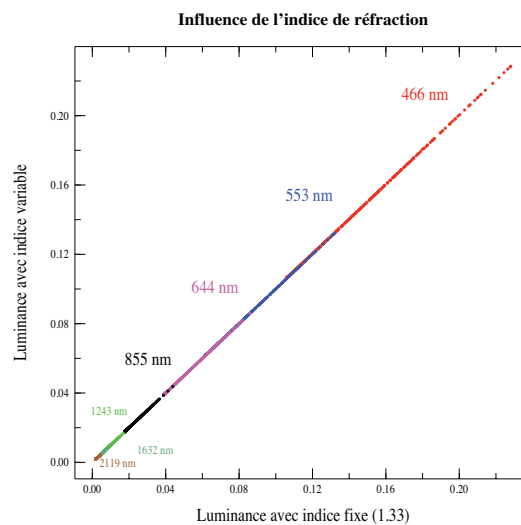


Figure 2 - 12. Influence de l'indice de l'eau de mer avec effet spectral de l'indice de réfraction (en ordonnée) sur les réflectances évaluées hors glitter. Les conditions géométriques et atmosphériques sont précisées dans le texte.

4 - 4 Le masque nuage.

Si MODIS est pénalisé par rapport à POLDER par la présence du glitter, il en est autrement de la détection des nuages puisque MODIS dispose de canaux thermiques, d'un canal à $1.38 \mu\text{m}$ utile à la détection des cirrus et d'une bien meilleure résolution que POLDER (jusqu'à 250 m contre 6 km, voir Chapitre 1 § 4-2-3)

Le masque POLDER s'appuie sur trois tests qui sont réalisés en cascade :

1 – Un test de niveau sur la réflectance à 865 nm dans la direction (hors glitter) de signal minimum ($\rho < 0,4$) ce qui permet d'éliminer les nuages optiquement épais.

2 – Un test basé sur la présence d'un arc de polarisation qui se produit sur des nuages d'eau liquide pour un angle de diffusion voisin de 140° (il faut que cet angle soit dans la gamme de mesure).

3 – Un test d'homogénéité par calcul de l'écart type σ de la luminance minimum L_{min}^{865} sur une zone de 3×3 pixels. On ne retient que les pixels pour lesquels $\sigma < 0,005$ car les panaches d'aérosols sont a priori plus homogènes que les nuages à cette échelle spatiale, excepté près des sources.

Il suffit qu'un seul des trois tests se révèle positif pour que le pixel soit déclaré nuageux. Pour ne pas éliminer, à cause du test 1, les événements intenses d'aérosol (Dust, Biomass), un reclassement basé sur l'effet spectral des luminances entre 865 et 490 nm, est appliqué.

Finalement, pour éviter les effets de bords, on reclasse dans la catégorie nuageuse tous les pixels voisins d'un pixel déclaré nuageux par les tests précédents (Tableau 7). Rappelons que l'algorithme POLDER fonctionne sur les super pixels (3×3 pixels), ce qui permet de réduire le bruit sur les mesures.

Exemple de résultats après les trois tests	Exemple de reclassement par voisinage																																																		
<table><tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr><tr><td></td><td>X</td><td></td><td></td><td></td></tr><tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr><tr><td>X</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr><tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td>X</td></tr></table>							X									X									X	<table><tr><td>X</td><td>X</td><td>X</td><td></td><td></td></tr><tr><td>X</td><td>X</td><td>X</td><td></td><td></td></tr><tr><td>X</td><td>X</td><td>X</td><td></td><td></td></tr><tr><td>X</td><td>X</td><td></td><td>X</td><td>X</td></tr><tr><td>X</td><td>X</td><td></td><td>X</td><td>X</td></tr></table>	X	X	X			X	X	X			X	X	X			X	X		X	X	X	X		X	X
	X																																																		
X																																																			
				X																																															
X	X	X																																																	
X	X	X																																																	
X	X	X																																																	
X	X		X	X																																															
X	X		X	X																																															

Tableau 7. Exemple de masque nuage : X pixels déclarés nuageux par les tests, X pixels déclarés nuageux par voisinage.

Le masque nuageux MODIS est basé sur quatre tests qui sont également réalisés en cascade, et sont appliqués sur un super pixel de $10 \times 10 \text{ km}^2$ soit 400 pixels de $0,5 \times 0,5 \text{ km}^2$.

- 1 - L'écart type glissant σ sur un sous groupe de 3×3 pixels est calculé pour la réflectance à 553 nm. Le pixel sera déclaré nuageux si $\sigma > 0,025$, mais reclassé « clair » si le rapport entre la réflectance à 470 nm et la réflectance à 644 nm est inférieur à 0,75 (récupération des poussières absorbantes à 470 nm). Ce test est effectué après avoir corrigé les luminances de la contribution moléculaire.
- 2 - Un test de seuillage est effectué sur la réflectance à 470 nm. Si celle-ci est supérieure à 0.40 alors le pixel est déclaré nuageux.
- 3 - Trois tests sont effectués sur l'infrarouge thermique.
- 4 - Un dernier test, concernant les cirrus, est alors fait sur le proche infrarouge.

Lorsque les tests ont été effectués sur les 400 pixels composant le super pixel de $10 \times 10 \text{ km}^2$, les N pixels déclarés non nuageux sont classés en fonction de leur réflectance à 855 nm : 25% des pixels les plus brillants et 25% des pixels les plus sombres sont alors éliminés. Il faut dans ce cas, qu'il reste au minimum 10 pixels à 855 nm pour que l'ensemble des réflectances soit moyenné spectralement et utilisé en entrée de l'algorithme d'inversion MODIS.

Sachant que le masque nuage POLDER n'est pas optimal (cirrus, petit cumulus), une étude a été effectuée afin de le comparer à la détection nuageuse de CALIOP. CALIOP mesure le signal β rétrodiffusé par les couches atmosphériques.

En général le signal mesuré β rétrodiffusé par un nuage est beaucoup plus fort que celui associé à un aérosol, d'où une classification avec un seuil sur β . Étant donné la forte probabilité de nuages fractionnés, l'identification des nuages se pratique sur un seul tir lidar, avant de faire une moyenne spatiale. Pour amplifier la différence de signature entre les deux types de particules, l'algorithme se place dans le canal 1064 nm : il renforce ainsi l'effet relatif du nuage, spectralement blanc.

Toutefois, le test précédent est mal adapté aux nuages fins qui peuvent être confondu avec des couches d'aérosols fortement diffusantes. La classification utilise alors une fonction de probabilité basée sur trois paramètres moyennés spatialement : intensité rétrodiffusée β_{532} , effet spectral (color ratio) atténué β_{1064}/β_{532} et altitude moyenne z de la couche.

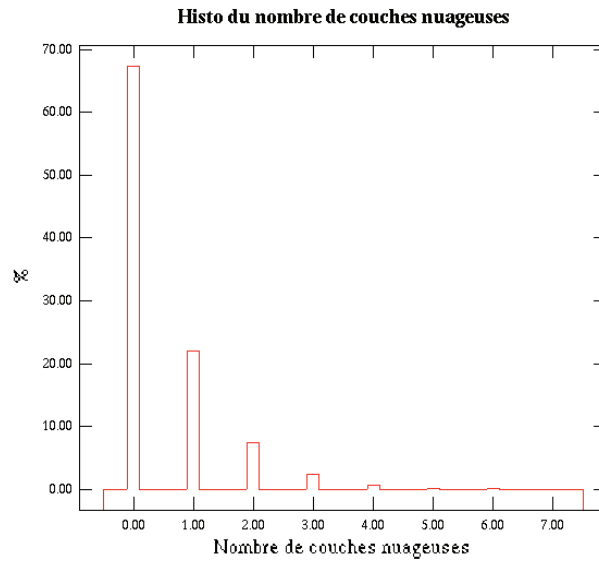


Figure 2 - 13. Nombre de couches nuageuses déclarées par CALIOP dans un pixel déclaré clair par POLDER.

Nous constatons sur la Figure 2 - 13 que CALIOP ne détecte pas de nuage sur le pixel déclaré clair par POLDER dans près de 70% des cas. Mais il faut savoir que la trace CALIOP ne représente qu'un vingtième environ du pixel POLDER : 300 mètres de large pour le spot CALIOP, 6 km de côté du pixel POLDER. On peut donc passer à côté de nuages sous-pixel. L'étude statistique a été effectuée sur 100000 points.

Nous pouvons donc en conclure que dans certains cas, POLDER cumule la luminance nuageuse à la luminance des aérosols, ce qui provoque une légère surestimation de l'épaisseur optique. Ce résultat correspond à une étude similaire faite entre MODIS et POLDER qui sera explicitée plus loin (Chapitre 3, § 3 - 2 - 1). Les écarts peuvent venir de nuages fins (cirrus) sur tout le pixel ou de nuages plus épais mais d'extension très limitée. Pour la suite, nous utiliserons les deux masques nuageux MODIS et POLDER pour définir les zones « claires ».

5 Impacts des algorithmes d'inversion.

L'idée est d'évaluer les mesures de luminance extraites de MODIS (aux six longueurs d'onde) sur un super pixel POLDER et de les comparer à une simulation issue de la caractérisation des aérosols par POLDER afin de vérifier la cohérence des mesures réalisées par les deux instruments.

Nous avons introduit précédemment et analysé un certain nombre de raisons qui font que les deux capteurs donnent des résultats différents des propriétés des aérosols en particulier l'AOT. Nous allons maintenant étudier comment réagit l'algorithme MODIS à des luminances simulées à partir des inversions POLDER : ces dernières permettent de s'affranchir de divergences liées à l'instrument (étalonnage, lumière parasite) ou à la méthode d'inversion (ex : filtre nuage), en s'approchant au mieux des conditions des LUTs MODIS (même vitesse de vent, même couleur de l'eau). On rentre simplement les réflectances spectrales (six longueurs d'onde) et la géométrie de visée MODIS.

Dans un premier temps, nous allons estimer le bruit des deux méthodes d'inversion, en les confrontant à leurs propres données d'entrée (luminances mesurées pour POLDER ou LUTs pour MODIS). Une fois le bruit estimé à l'aide du modèle POLDER, nous utiliserons la chaîne de simulation pour comparer les luminances mesurées MODIS et simulées à l'aide du modèle POLDER. La chaîne d'inversion MODIS appliquée à ces simulations fournira de nouvelles sorties (épaisseur optique δ , coefficient d'Angström α) qui seront comparées aux produits opérationnels.

5 - 1 Validation de la chaîne de simulation.

Nous avons choisi pour commencer, de simuler des luminances à partir de l'inversion algorithmique POLDER qui fournit les caractéristiques des aérosols décrits par une distribution en taille (mode fin + mode grossier) décrivant les aérosols observés. Nous pouvons, par un processus inverse, utiliser cette caractérisation pour obtenir des luminances simulées correspondant au modèle choisi.

Ce procédé va nous permettre de valider notre chaîne de simulation, d'évaluer la qualité de l'inversion POLDER en utilisant l'écart quadratique résiduel spectral ΔL_λ entre restitutions et mesures directionnelles POLDER. Cet écart n'est pas disponible en sortie de la chaîne opérationnelle, et n'est donné que globalement $\Delta L(865+670)$ dans le fichier de suivi.

L'algorithme POLDER utilisé dans les conditions du cas 3 précise les caractéristiques des modes d'accumulation et grossier des aérosols (épaisseur optique, indice de réfraction, distribution en taille) et permet en principe d'évaluer le signal au sommet de l'atmosphère (TAO) dans n'importe quelle direction et pour toutes les longueurs d'onde, moyennant toutefois certaines hypothèses, en particulier sur la variation spectrale de l'indice de réfraction.

Si nous voulions retrouver le signal TAO sur un nombre limité de cas, nous pourrions repartir d'un code de transfert radiatif mais pour une étude à plus grande échelle (Atlantique), nous préférons utiliser les LUTs qui ont servi à l'inversion.

Le code de simulation utilise les mêmes approximations que dans l'algorithme (interpolation linéaire sur les angles d'observation et sur les épaisseurs optiques, relation de Wang (1994) pour le mélange mode d'accumulation et mode grossier). Appliqué à la géométrie POLDER, il permet de restituer les signaux L^{865} et L^{670} ayant servi à l'inversion en précisant la qualité de leur restitution estimée par les écarts quadratiques ΔL^{865} et ΔL^{670} .

Nous simulons également les luminances à 565 nm et à 1020 nm, canaux qui ne sont pas utilisés par l'algorithme d'inversion et qui sont en dehors de la plage 670-865 nm.

Nous avons fait l'analyse au-dessus de l'Atlantique pour cinq zones géographiques de 10 x 10 pixels de 20 x 20 km², proches de sites AERONET (Dakar, Cap vert, Ragged Point, La Parguera et Cap Saint Jean) (voir Tableau 8) et ce pour l'année 2007.

Région	N° ligne min	N° ligne max	N° colonne min	N° colonne max
Dakar	449	458	967	976
Cap Vert	435	444	934	943
Ragged Point	457	466	738	747
Cap Saint Jean	415	424	702	711
La Parguera	418	427	693	702

Tableau 8. Référence des zones géographiques utilisées ; les sites sont classés d'Est en Ouest.

La Figure 2 - 14 représente la luminance aérosol simulée à partir de l'inversion POLDER dans la géométrie POLDER $^P L_S$ en fonction de la luminance mesurée ayant servi à l'inversion $^P L_M$ (a : 865 nm, b : 670 nm).

Nous observons dans les deux canaux une bonne corrélation r^2 entre les mesures et les restitutions ($r^2(865) = 0.995$ et $r^2(670) = 0.998$). Les pentes de régression « a » sont légèrement inférieures ($a^{865} = 0.989$ et $a^{670} = 0.998$) et on note une ordonnée à l'origine non nulle à 865 nm, dont nous allons chercher par la suite l'origine.

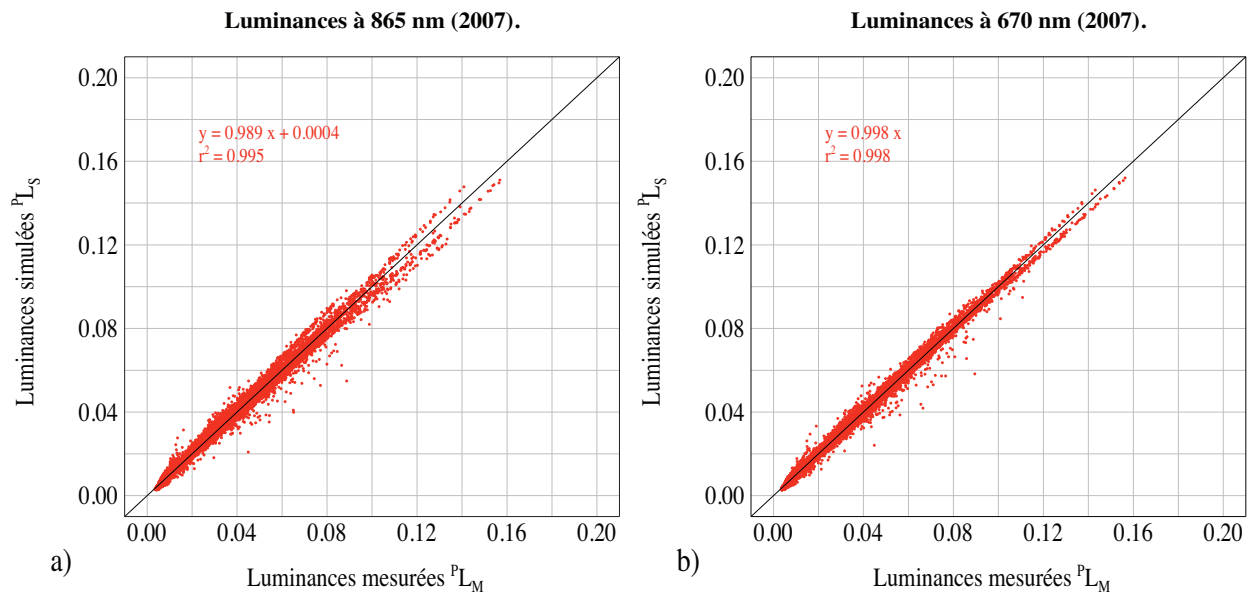


Figure 2 - 14. Comparaison entre la simulation P_{L_S} et la mesure P_{L_M} aux longueurs d'onde 865 nm (a) et 670 nm (b).

Les écarts observés, qui peuvent atteindre 0.01, traduisent le fait que les mesures directionnelles ne sont pas parfaitement restituées, ce qui tient en partie de la méthode algorithmique basée sur la restitution de la moyenne des luminances ($\overline{L^{865}}$ et $\overline{L^{670}}$) et non des luminances dans chaque direction.

Une méthode considérant l'ensemble des directions de visée serait envisageable : on chercherait, par dichotomie sur la concentration pour un couple de mode donné, l'écart quadratique minimum ΔL évalué à 865 nm et à 670 nm pour toutes les directions hors glitter. Cette méthode augmenterait fortement le temps de traitement et la précision des restitutions resterait limitée par le nombre et la représentativité des modèles de la base des LUTs.

L'écart quadratique $\Delta L(865+670)$ donne, malgré tout, une bonne idée de la restitution directionnelle. Ce qui nous importera par la suite c'est de restituer correctement la mesure dans la direction MODIS. Nous aurions pu évaluer un écart au voisinage de la direction MODIS mais nous avons préféré filtrer sur le ΔL total car il représente la restitution sur toute la plage d'angles de diffusion disponibles. En effet, comme nous le constatons sur la Figure 2 - 15, un seuil sur $\Delta^P L^P L_{865}(\Theta)$, ici 0.06, permet de ne sélectionner que les bonnes restitutions dans toutes les directions. Nous avons choisi d'utiliser un filtre sur l'écart quadratique relatif, car un écart quadratique absolu éliminerait les luminances les plus fortes (associées à des épaisseurs optiques élevées).

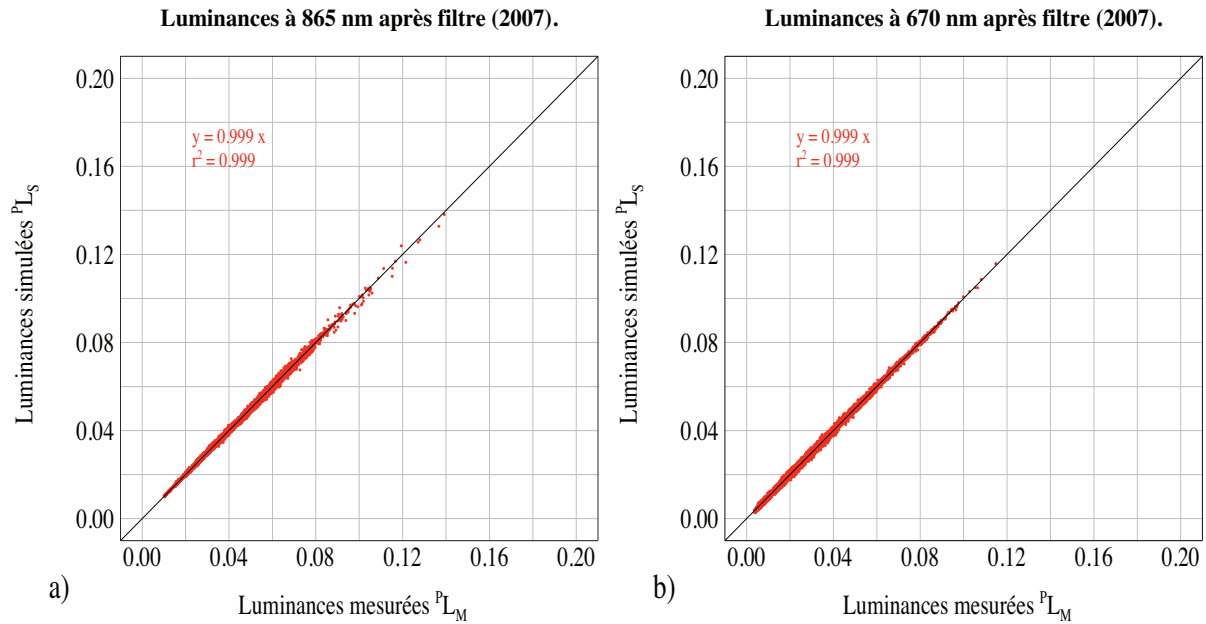


Figure 2 - 15. Amélioration, par le filtrage, de la corrélation entre la simulation P_{L_S} et la mesure P_{L_M} aux longueurs d'onde 865 nm (a), 670 nm (b).

Les mesures directionnelles P_{L_M} étant maintenant très bien corrélées aux simulations P_{L_S} (pente de régression très proche de 1 et ordonnée à l'origine nulle), nous estimons la caractérisation des aérosols (épaisseurs optiques, granulométrie) suffisamment bonne pour simuler le signal dans d'autres directions telles les visées MODIS qui sont relativement proches de celles de POLDER.

Nous allons maintenant effectuer le même traitement que précédemment pour les canaux à 565 et à 1020 nm qui ne sont pas utilisés dans l'inversion. Même en utilisant le filtre $\Delta^P L / P_{L_{865}}(\Theta) < 0.06$, nous constatons une plus forte dispersion sur les deux régressions (Figure 2 - 16), et un biais assez important (+ 0.07) sur la pente à 565 nm.

Pour ces deux canaux situés hors de la plage 865 – 670, il est possible que la physique du problème ait légèrement varié (caractérisation spectrale des aérosols insuffisante) et que ceci se superpose à l'inter-étalonnage. En particulier, les propriétés des aérosols désertiques, souvent rencontrés sur cette zone d'étude, sont spectralement variables (albédo ω_0 , épaisseur optique δ et fonction de phase $p(\Theta)$), ce qui n'est pas pris en compte par le modèle moyen de Volten. Les problèmes de description de l'aérosol existent également entre 670 et 865 nm mais l'algorithme les compense en cherchant le couple (δ, c) qui restitue au mieux les mesures dans ces canaux.

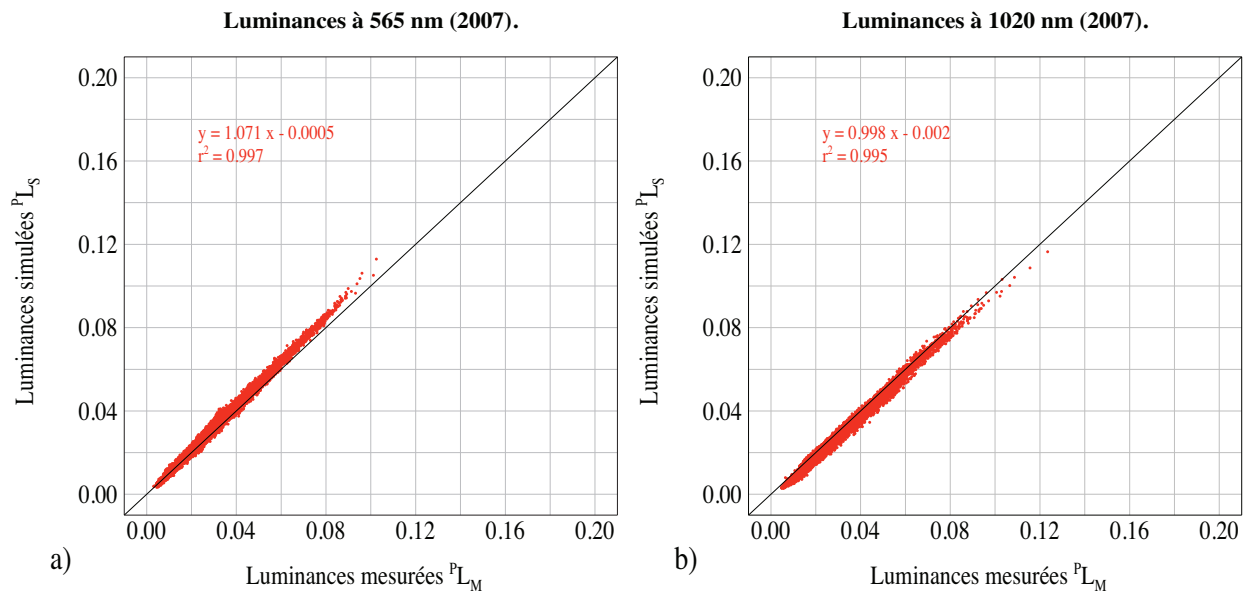


Figure 2 - 16. Comparaison entre la simulation P_{L_S} et la mesure P_{L_M} aux longueurs d'onde 565 nm (a) et 1020 nm (b).

A titre d'exemple, nous indiquerons dans le Tableau 9, la valeur de l'albédo donnée pour un modèle du Cap Vert (Dubovik, 2002) : nous remarquons que l'albédo décroît de 1020 à 565 nm. Cet effet est encore renforcé par l'effet spectral de la fonction de phase ($p(\Theta)$ décroît quand la longueur d'onde diminue sur la plage d'angles de diffusion utilisée ici) et du coefficient d'extinction.

A 565 nm, se superposent les variations éventuelles de la réflectance marine autour de la valeur moyenne $\rho_w = 0.005$ choisie dans les LUTs, ce qui explique une partie de la dispersion.

ω_0^{1020}	ω_0^{865}	ω_0^{670}	ω_0^{565}
0.979	0.975	0.960	0.939

Tableau 9. Evolution spectrale de l'albédo de diffusion pour des particules désertiques.

5 - 2 Validation de l'algorithme MODIS.

Nous cherchons à présent à vérifier la cohérence de l'algorithme d'inversion MODIS qui nous a été fourni par Remer et Matto (Remer, 2005).

Pour ceci, nous introduisons les luminances spectrales correspondant à une atmosphère donnée (type et quantité d'aérosol) et à une géométrie d'observation. Si les sorties de l'algorithme restituent les caractéristiques des particules introduites en entrée aux bruits près, nous pourrions considérer que l'algorithme est fiable et estimer les bruits d'inversion.

Dans un premier temps, nous avons choisi des mesures de la LUTs MODIS (mode, géométrie et δ_{550} fixés) afin de vérifier la capacité de l'algorithme MODIS à ressortir les bonnes caractéristiques aérosols du mode d'entrée. Nous constatons effectivement une parfaite restitution des mesures (écart nul avec les restitutions) et du modèle d'aérosol par la configuration « best ».

Si maintenant, nous considérons le modèle dit « average », nous constatons que les données d'entrée sont moins bien restituées puisque nous retenons dans la moyenne toutes les solutions avec un écart inférieur à 3% à la solution « best ».

Ceci est montré (Figure 2 - 17) pour le mode n°5 de grosses particules pour les cinq épaisseurs optiques à 550 nm de la base (0.2, 0.5, 1.0, 2.0 et 3.0) et toutes les géométries disponibles hors glitter ($\chi > 40^\circ$). Même si ces valeurs sortent prioritairement dans l'histogramme, nous voyons apparaître des écarts sur les épaisseurs optiques dans certaines géométries et un mode de petites particules (distribution bimodale).

En effet, nous relevons majoritairement une concentration du petit mode $c = 0$ (mode unique en entrée), mais nous observons néanmoins une concentration du petit mode qui peut atteindre des valeurs élevées jusqu'à 30%. Nous ignorons, cependant, si toutes les directions considérées sont réellement traitées dans la réalité de l'orbitographie MODIS. Ces résultats se généralisent aux autres modes de la base.

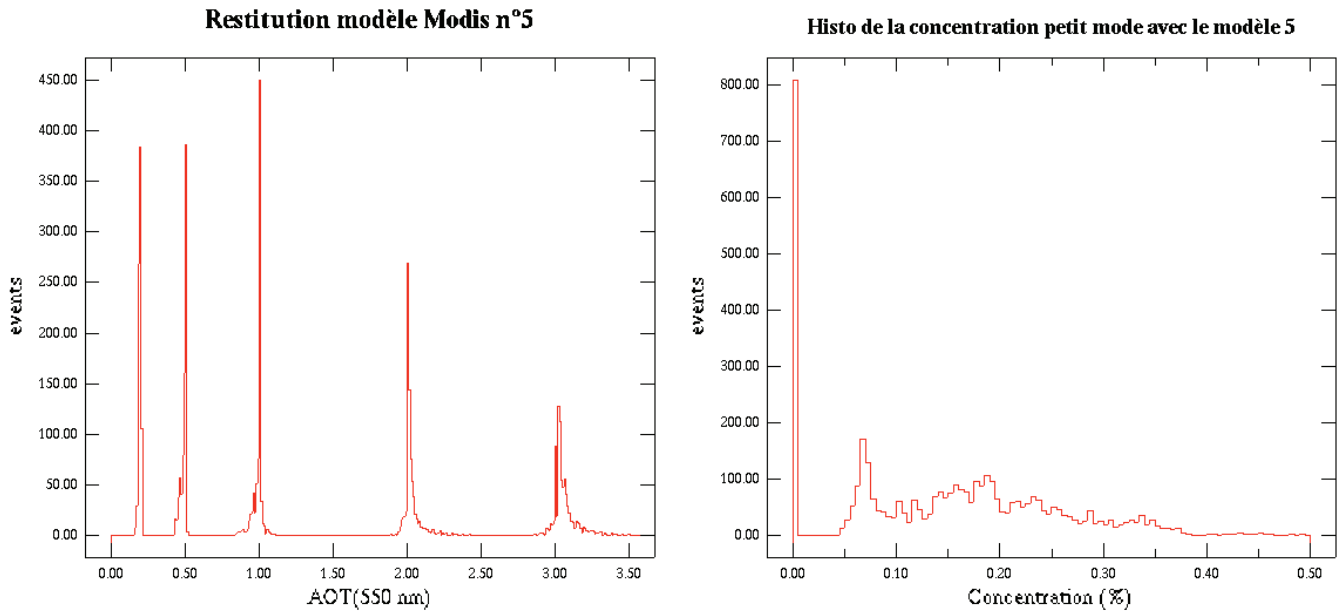


Figure 2 - 17. Restitution d'un modèle de la base MODIS (mode gros : n°5) par l'algorithme MODIS. A gauche, histogramme des épaisseurs optiques à 550 nm restituées (autour de leurs valeurs originelles). A droite, histogramme des concentrations du petit mode estimées à 550 nm.

Nous choisissons ensuite d'inverser trois modèles type issus des LUTs POLDER par l'algorithme MODIS. L'intérêt de cette étude est de tester des modes qui n'ont pas été considérés dans la construction des simulations MODIS. De plus, nous évaluons l'importance des interpolations sur les angles puisque les géométries des simulations POLDER sont différentes de celles de MODIS.

Nous inversons d'abord un mode de petites particules pour un rayon $r_m = 0.1 \mu\text{m}$ et un indice de réfraction $m = 1.35$, un mode de grosses particules de rayon $r_m = 0.75 \mu\text{m}$ et d'indice de réfraction $m = 1.35$ ainsi que le modèle non sphérique. Dans les trois cas, nous avons pris une épaisseur optique initiale $\delta_{550} = 0,2$, un angle solaire $\theta_s = 36.19^\circ$ et une vitesse de vent $v = 6 \text{ ms}^{-1}$.

Nous observons (Figure 2 - 18) pour le cas des petites particules une sous-estimation de l'AOD de 0.02. Pour les grosses particules, nous avons un histogramme centré autour de la valeur 0.2 et pour les particules non sphériques, nous observons un étalement de la courbe avec une sous-estimation dans la majorité des cas.

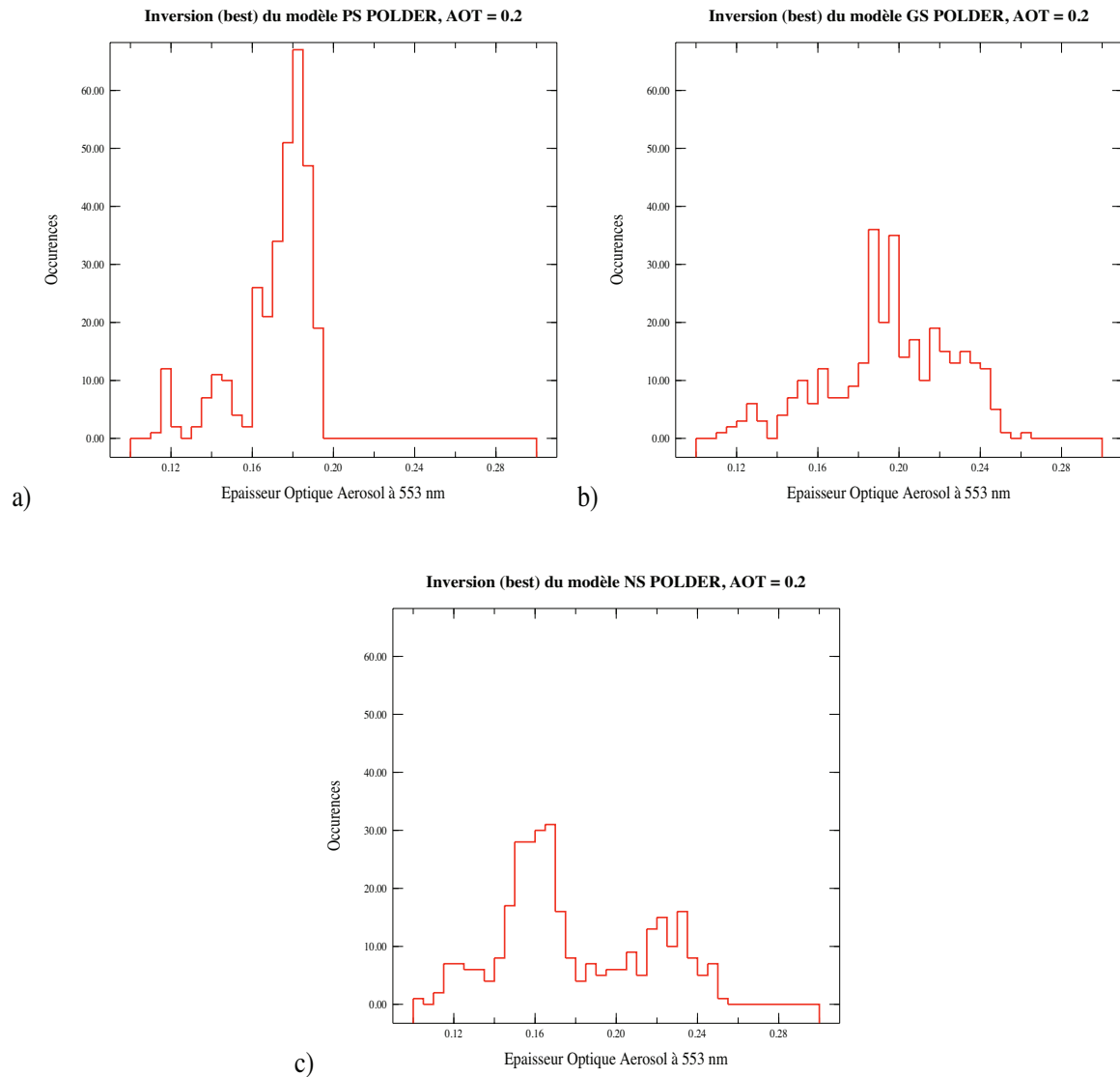


Figure 2 - 18. Epaisseur optique restituée par l'algorithme MODIS pour des simulations réalisées avec différents modes de la base POLDER. Dans tous les cas l'épaisseur optique initiale δ vaut 0,2 à 550 nm et l'angle solaire $\theta_s=36,19^\circ$, a : petites particules, $m = 1.35$ et $r_m = 0.1$, b : grosses particules sphériques, $m = 1.35$ et $r_m = 0.75$ et c : particules non sphériques.

Nous ne présentons ici que les restitutions de l'épaisseur optique mais les résultats sur les autres paramètres (concentration, coefficient d'Angström) présentent également une dispersion par rapport aux caractéristiques d'entrée.

En conclusion, nous constatons à travers cette étude que la restitution par MODIS d'un mode de ces propres LUTs est quasiment parfaite en mode « best » mais légèrement dégradée en mode « average », comme nous pouvions nous y attendre puisque nous intégrons dans la moyenne des modèles approchés.

La courte étude de sensibilité de l'algorithme avec des modèles de la base POLDER a mis en évidence les bruits induits par la méthode des LUTs qui est limitée par la discrétisation, de la géométrie et des épaisseurs optiques, mais surtout des modes d'aérosol (granulométrie, indice de réfraction, sphéricité). Ces résultats restent cohérents avec la précision annoncée pour MODIS : $\Delta\tau = 0.03 + 0.05\tau$ (Remer, 2002).

5 - 3 Identification des pixels MODIS contenus dans un pixel POLDER.

Nous avons précisé précédemment (Chapitre 1 § 4-2-3) les tailles du pixel MODIS ($1 \times 1 \text{ km}^2$) et du super pixel POLDER ($20 \times 20 \text{ km}^2$) : nous pouvons donc insérer environ 378 pixels MODIS dans un super pixel POLDER au nadir ; pour les angles de visée plus importants le nombre de pixels MODIS contenus dans un super pixel POLDER diminue. Sachant que les pixels MODIS sont repérés en latitude et longitude, nous utilisons la formule de conversion POLDER pour connaître leurs numéros de ligne et colonne dans la grille de projection, à savoir :

$$\text{ligne} = 540,5 - 6 * \text{latitude} \quad (\text{Eq. 28})$$

$$\text{colonne} = \text{partie entière} \left[1080,5 + \frac{N_i}{180} \text{longitude} \right] \quad (\text{Eq. 29})$$

où N_i est la partie entière de la quantité $1080.\cos(\text{latitude})$. Ces formules sont relatives à la grille POLDER basse résolution (équivalent au super pixel).

La Figure 2 - 19 présente un exemple de pixels MODIS contenus dans un super pixel POLDER. Le super pixel POLDER choisi correspond au couple (ligne ; colonne) : (478; 930) observé le 12 mars 2005. Les points rouges représentent le centre des pixels MODIS et le cadre bleu délimite le super pixel POLDER. Afin d'homogénéiser la résolution, nous ferons la moyenne des luminances des pixels MODIS contenus dans un super pixel POLDER.

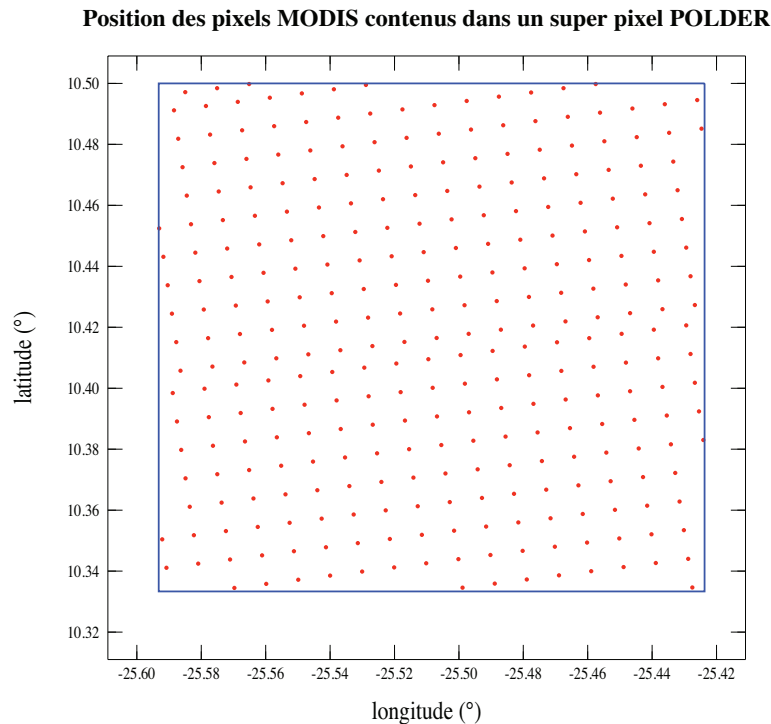


Figure 2 - 19. Position des pixels MODIS (points rouges) contenus dans un super pixel POLDER (cadre bleu).

5 - 4 Comparaison des mesures MODIS à 855 nm et POLDER à 865 nm.

Dans un premier temps, nous avons cherché à comparer directement les luminances totales mesurées par les deux capteurs dans des canaux proches : 855 nm pour MODIS et 865 nm pour POLDER. Pour comparer ces mesures, il faut les corriger des contributions qui ont une dépendance spectrale, comme celles des gaz et des molécules, et des conditions géométriques différentes.

En effet, si nous faisons une représentation polaire des visées de POLDER (θ_V , $\varphi_V - \varphi_S$) et de l'observation MODIS (Figure 2 - 20), nous observons un écart directionnel conséquent (de l'ordre de 5 à 10°) lié à la rotation de la Terre et au fait qu'AQUA passe à l'équateur 1 minute et 30 secondes avant PARASOL. En effet, en supposant les orbites polaires, si MODIS vise à la verticale un pixel de l'équateur, le même pixel (avec $\varphi = 90^\circ$) sera observé par PARASOL avec un angle zénithal $\theta_V \sim 5^\circ$.

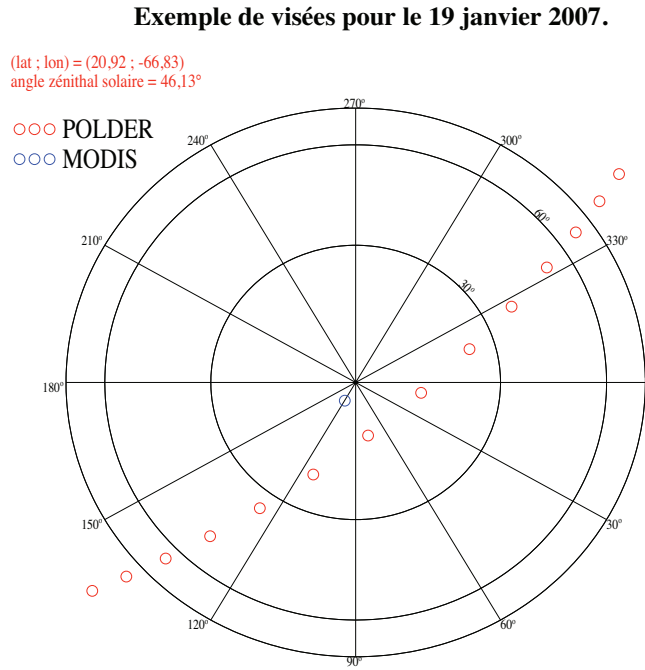


Figure 2 - 20. Exemple d'évolution des prises de vue POLDER et de la prise de vue MODIS. Chaque point représente une condition géométrique d'observation : l'angle de visée est représenté en coordonnée radiale alors que l'azimut relatif est en coordonnée polaire.

Nous cherchons les deux directions d'observation POLDER qui donnent un angle minimum avec la direction de visée MODIS. Pour ceci, nous calculons les angles γ entre les directions de visée POLDER et celle de MODIS suivant la relation :

$$\cos \gamma = \cos \theta_M \cos \theta_P + \sin \theta_M \sin \theta_P \cos(\varphi_M - \varphi_P) \quad (\text{Eq. 30})$$

où les θ_i sont les angles de visée relatifs à POLDER (P) ou à MODIS (M).

Nous posons comme conditions pour le choix des deux positions POLDER les plus proches de MODIS que la première doit avoir un angle γ_1 inférieur à 8.5° et la seconde un angle γ_2 compris entre γ_1 et 14.5° , ce qui permet d'éviter des interpolations trop hasardeuses (ex : rebroussement). Nous imposons également une condition sur la différence entre les deux angles de diffusion $\Delta\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$, qui doit être supérieure à 2° , ce qui permet d'éviter les interpolations sur de faibles distances angulaires. De plus, l'angle de diffusion MODIS doit être compris entre les angles de diffusion des deux positions POLDER qui ont été choisies.

Un exemple d'évolution de γ en fonction de Θ sur un pixel est donné sur la Figure 2 - 21 : les 2 valeurs les plus faibles de γ , valant ici 5° et 12° , sont associées aux angles de diffusion $\Theta_1 = 143.5^\circ$ et $\Theta_2 = 153.9^\circ$ alors que $\Theta_M = 143.8^\circ$.

- Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à l'aide des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN -

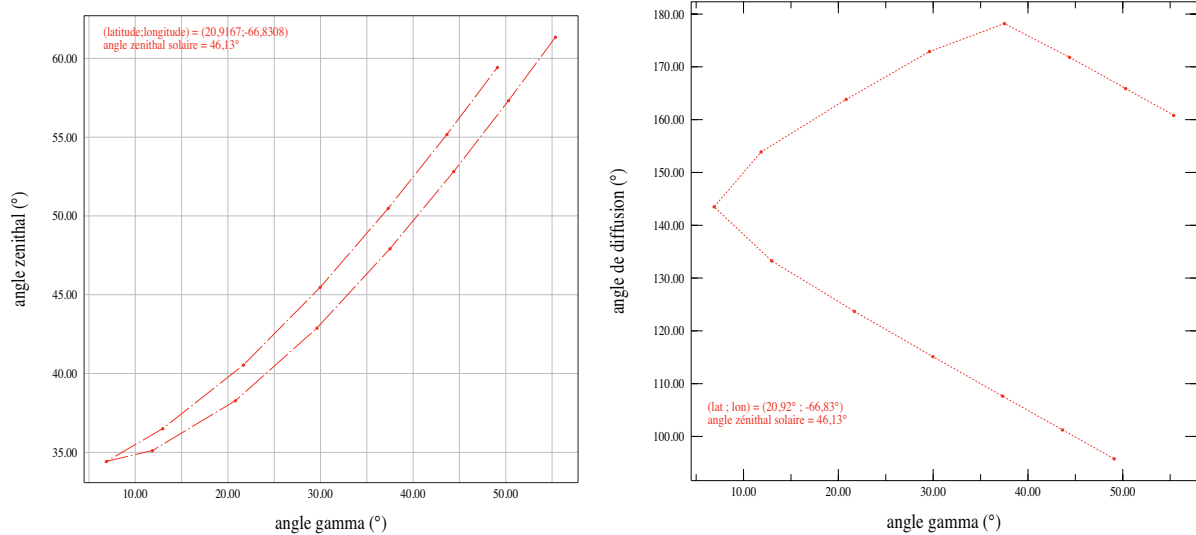


Figure 2 - 21. Angle de visée θ_v (à gauche) et de diffusion θ (à droite) en fonction de la distance angulaire γ entre les direction MODIS et POLDER.

Connaissant les luminances POLDER L_1 et L_2 corrigées des absorptions gazeuses et de la contribution moléculaire, dans ces deux directions (Θ_1, μ_{v1}) et (Θ_2, μ_{v2}) , nous déduisons ce que mesurerait POLDER dans la direction MODIS, soit $L_{interpolée}$ par interpolation linéaire en angle de diffusion. Celle-ci est pratiquée, non pas sur la luminance, mais sur la quantité $\cos \theta_v \cdot L$ proche de $\delta p(\theta)$ dans l'approximation de la diffusion primaire.

$$\mu_v(MODIS)L_{interpolée} = c\mu_{v1}L_1 + (1 - c)\mu_{v2}L_2 \quad (\text{Eq. 31})$$

avec $c = \frac{\theta_2 - \theta_M}{\theta_2 - \theta_1}$ où θ_M est l'angle de diffusion dans la visée MODIS.

Avant d'être appliquée entre les deux instruments, la méthode a été testée sur des simulations théoriques à partir des LUTs, dans la géométrie des cinq zones Atlantique choisies. On constate que cette approximation est d'autant meilleure que l'épaisseur optique est faible (< 0.5), une interpolation en luminance (L au lieu $\mu_v L$ dans l'Eq 31) devenant préférable aux plus fortes épaisseurs optiques (> 2).

Lorsque nous comparons les luminances ainsi obtenues (Figure 2 - 22) aux mesures MODIS sur les cinq sites utilisés précédemment et pour l'année 2007, nous trouvons une pente de régression de 1.002, un coefficient de corrélation r^2 qui vaut 0.996 et une ordonnée à l'origine de -0.0017 : ce léger écart entre les luminances issues des deux instruments pourrait s'expliquer par des différences d'étalonnage (positions du zéro optique) ou de lumière parasite résiduelle sur POLDER.

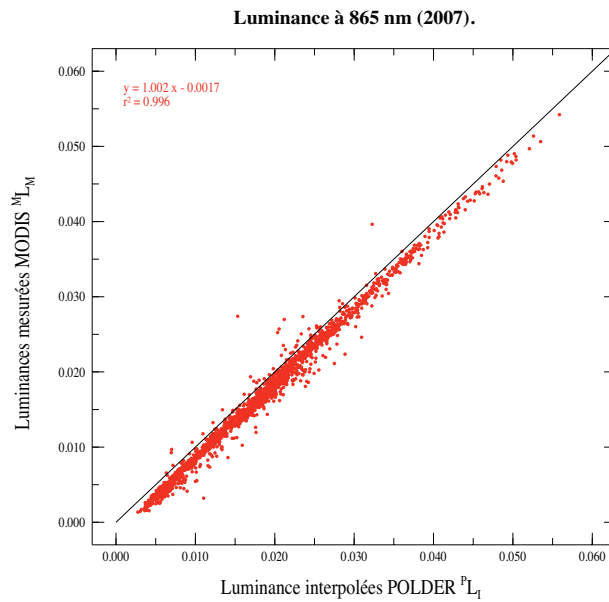


Figure 2 - 22. Comparaison des luminances à 865 nm MODIS $^M L_M$ et POLDER $^P L_I$ après interpolation.

Si pour ces canaux très proches (855 et 865 nm) l'effet spectral sur le signal aérosol paraît négligeable, il en sera différemment avec des canaux plus éloignés comme 644 – 670 nm ou 466 – 490 nm, surtout dans le cas de petites particules. D'autre part, cette méthode n'est pas applicable aux canaux du proche infrarouge de MODIS, aussi avons nous choisi de changer l'approche du problème en utilisant les modèles inversés. Dans un premier temps, nous inverserons les mesures POLDER afin d'obtenir les caractéristiques des aérosols observés qui serviront, dans un second temps, à simuler les luminances dans la géométrie exacte d'observation MODIS et aux longueurs d'onde de ce capteur.

6 Conclusion.

Nous avons réexaminé au cours de ce chapitre les différences importantes entre les algorithmes MODIS et POLDER. Bien entendu, ceux-ci diffèrent par les données d'entrée propres à chaque capteur, multidirectionnelles et polarisées pour POLDER, multispectrales pour MODIS. Ils diffèrent également par leurs masques (glitter, nuages) éliminant certains pixels ou directions et par les traitements permettant de s'approcher d'un signal aérosol pur : prises en compte de l'écume, de la réflexion marine, des corrections gazeuses et de la vitesse du vent de surface (biais de 2 à 3%).

Si les techniques algorithmiques sont assez voisines (« best fit » entre les mesures et les simulation par les LUTs) malgré des méthodes numériques différentes (dichotomie ou ajustement sur des mesures moyennées directionnellement), la différence essentielle provient de la description des modes d'aérosol utilisés dans les LUTs : introduction d'un mode de particules non sphériques sur POLDER particulièrement pertinent sur la zone d'étude et variation sur le nombre de couple bimodaux plus important sur POLDER (156) que sur MODIS (20).

Afin de pouvoir comparer les mesures et les inversions des deux instruments (POLDER et MODIS) nous avons terminé ce chapitre par quelques analyses qui nous ont permis (i) d'estimer la qualité de restitution de mesures de luminances sur POLDER (filtre sur l'écart quadratique relatif, dispersion pour les canaux éloignés de ceux ayant servis à l'inversion algorithmique), (ii) tester l'inversion MODIS sur des simulations issues des LUTs MODIS ou POLDER, (iii) géolocaliser les super pixels POLDER et les pixels MODIS dans la même grille et enfin (iv) de tester une approche par interpolation pour comparer la cohérence entre les mesures des deux instruments.

Nous avons montré qu'une interpolation en angle de diffusion n'était pas la meilleure façon de procéder même dans le cas favorable de deux canaux très proches (855-865 nm) car la différence angulaire et spectrale entre les deux instruments génère un bruit entre les luminances estimées par les deux instruments. Par conséquent, nous simulerons par la suite les luminances à partir des résultats de l'inversion POLDER pour les comparer aux luminances mesurées MODIS.

CHAPITRE 3 : COMPARAISON DES LUMINANCES MODIS ET POLDER.

1	INTRODUCTION.	78
2	ZONES D'ETUDES.	79
3	COMPARAISON DES LUMINANCES MESUREES MODIS ET DES LUMINANCES SIMULEES.	80
3 - 1	METHODOLOGIES.	80
3 - 1 - 1	METHODE DE COMPARAISON.	80
3 - 1 - 2	CONTAMINATION NUAGEUSE.	83
3 - 2	COMPARAISON DES LUMINANCES AU-DESSUS DE L'OCEAN ATLANTIQUE.	85
3 - 2 - 1	COMPARAISON DES LUMINANCES DANS LE VISIBLE.	87
3 - 2 - 2	COMPARAISON DES LUMINANCES DANS L'INFRAROUGE.	92
3 - 2 - 3	IMPACT DE DIFFERENTS PARAMETRES POLDER SUR LES LUMINANCES SIMULEES A 855 NM ET A 2119 NM.	93
3 - 2 - 4	AMELIORATION EMPIRIQUE DU MODELE NON SPHERIQUE DANS LE MOYEN INFRAROUGE	97
3 - 3	COMPARAISON DES LUMINANCES AU-DESSUS DE L'OCEAN PACIFIQUE.	103
3 - 3 - 1	LUMINANCES DANS LE VISIBLE.	105
3 - 3 - 2	LUMINANCES DANS LE MOYEN INFRAROUGE.	109
3 - 4	COMPARAISON DES MODELES VOLTEN ET DUBOVIK.	111
4	CONCLUSION.	118

1 Introduction.

Comme nous avons pu le voir précédemment (Chapitre 2), les données des deux instruments (MODIS et POLDER) sont traitées avec des méthodes algorithmiques et des tableaux de simulations en luminance différents (LUTs).

Dans un premier temps, afin de juger de la complémentarité des produits géophysiques délivrés par POLDER, nous regarderons si ceux-ci peuvent restituer la mesure MODIS. Dans ce but, nous avons décidé de créer un procédé en cascade afin de pouvoir comparer leurs données. Ainsi, lorsque nous possédons les caractéristiques optiques et physiques des aérosols relatives à la scène POLDER observée, nous simulons des luminances $^P L_S$ dans la géométrie et dans les canaux MODIS, puis nous comparons la simulation $^P L_S$ avec les mesures directes $^M L_M$ MODIS. Enfin, nous utiliserons différents modèles théoriques caractérisant les particules désertiques afin d'estimer la meilleure restitution.

Nous comparons dans cette analyse les luminances mesurées et les luminances simulées à partir de modèles. Les luminances simulées sont bien sûr dépendantes de l'étalonnage (865 et 670 nm) et de l'algorithme POLDER : elles devraient permettre de vérifier la cohérence des étalonnages POLDER et MODIS dans les canaux proches (855 et 644 nm). Nous étendrons ensuite, aux autres canaux du visible. Dans le moyen infrarouge ($\lambda \geq 1243$ nm) se posera le problème de la représentativité des modèles de POLDER et de l'effet spectral des paramètres aérosols.

Nous avons procédé à une étude de mesures sur 5 ans, allant de mars 2005 à novembre 2009, période qui correspond à un synchronisme entre MODIS et POLDER. Nous avons également sélectionné deux zones géographiques particulières pour leur variété en aérosols (océans Atlantique et Pacifique) qui sont présentées ci-après.

Enfin, nous nous sommes placés dans les meilleures conditions d'observation des scènes afin de minimiser au mieux la contamination du signal aérosol (glitter, nuages, ombre, etc.).

2 Zones d'études.

Afin de pouvoir effectuer une comparaison représentative des deux instruments (POLDER et MODIS), nous avons choisi de faire l'étude au-dessus de deux zones océaniques bien distinctes.

La première, située au-dessus de l'océan Atlantique, est comprise entre 0° et 30° de latitude Nord et entre 85° et 5° de longitude Ouest (Figure 3 - 1). Cette zone nous permet d'observer des mouvements de masses d'air composées de poussières désertiques (côte Africaine vers 15° de latitude), de particules de biomasse (sortant par la côte Sud de l'Afrique de l'Ouest vers 5° de latitude), de la pollution urbaine (Etats-Unis et Amérique centrale) ou d'embruns marins sur l'ensemble de l'océan.

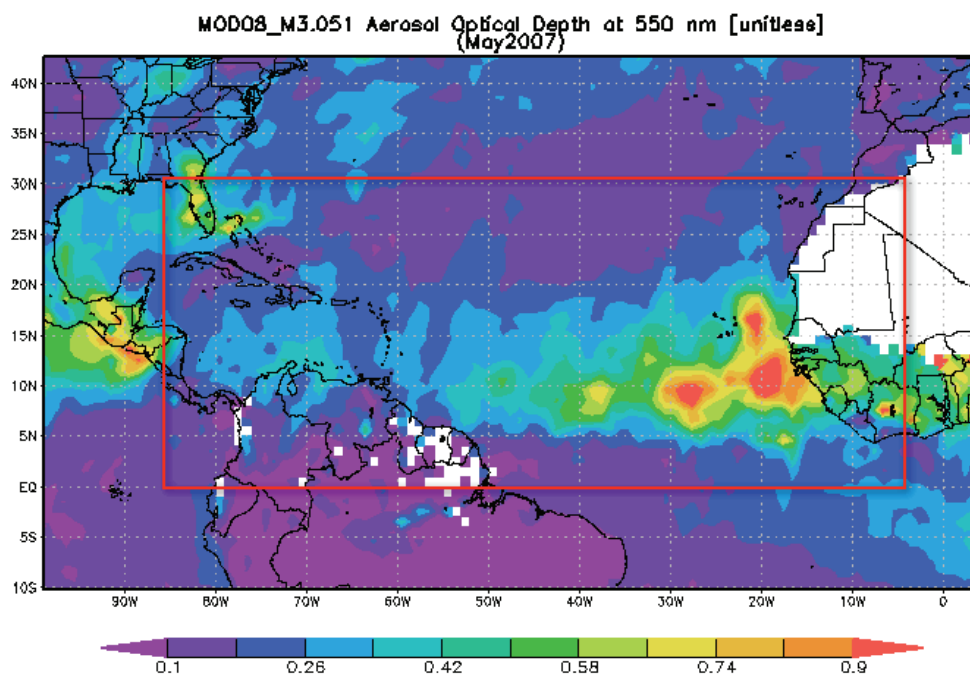


Figure 3 - 1. Délimitation de la zone d'étude au-dessus de l'Atlantique (cadre rouge) à l'aide d'une carte mensuelle (mai 2007) de l'épaisseur optique à 550 nm issue de MODIS.

La seconde zone, située au-dessus de l'océan Pacifique (Figure 3 - 2), est localisée entre 30° et 60° de latitude Nord et entre 120° et 180° de longitude Est. Cette zone nous permet d'observer des masses d'air composées de pollution urbaine (côte Chinoise) ou d'embruns marins ; il peut également y avoir présence de particules désertiques provenant du désert de Gobi qui s'étend de part et d'autre de la frontière sino-mongolienne mais aussi de particules issues de combustion de végétaux (feux en Sibérie).

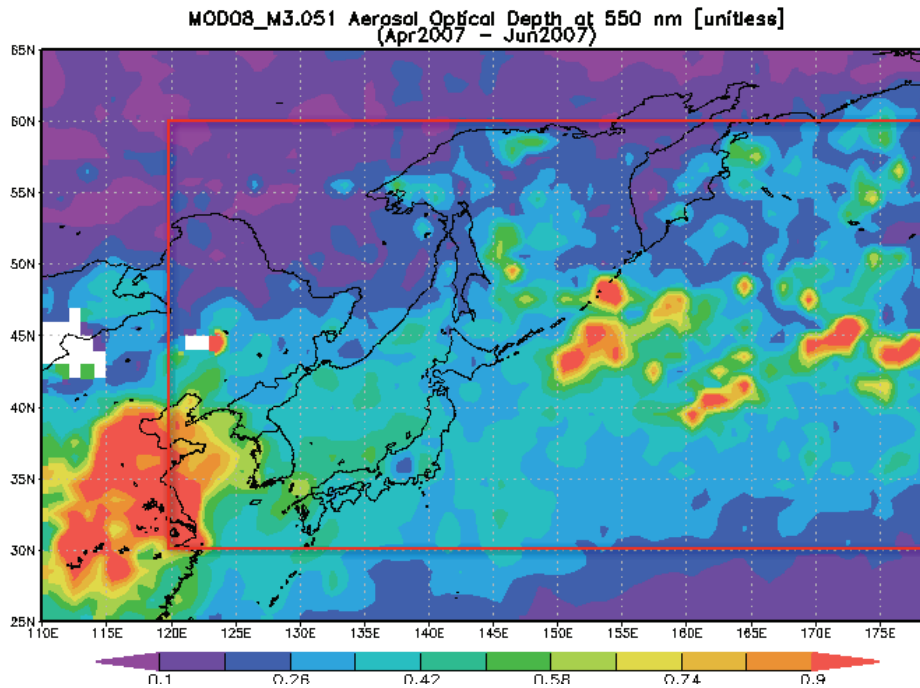


Figure 3 - 2. Délimitation de la zone d'étude au-dessus de l'océan Pacifique (cadre rouge) à l'aide d'une carte trimestrielle (avril-juin 2007) de l'épaisseur optique à 550 nm issue de MODIS.

3 Comparaison des luminances mesurées MODIS et des luminances simulées.

3 - 1 Méthodologies.

3 - 1 - 1 Méthode de comparaison.

L'algorithme opérationnel POLDER fournit, dans les conditions particulières du cas 3, (Herman, 2005), une caractérisation précise de l'atmosphère ce qui permet de reconstituer le signal TOA (Top of Atmosphere) dans d'autres canaux spectraux et d'autres conditions géométriques.

Des tables de simulation (LUTs) ayant la même structure que celles relatives à l'algorithme POLDER (voir précédemment) ont été réalisées pour les canaux MODIS de 466 à 2119 nm, (Kaufman 1997). A partir des caractéristiques de l'atmosphère et des conditions d'observation de MODIS (θ_s , θ_v , azimuth relatif ϕ_R), nous obtenons une première approche du signal mesuré par MODIS en interpolant linéairement dans les LUTs (en géométrie et en épaisseur optique δ_t) et en utilisant, en particulier, les relations du Chapitre 2, § 2 - 1. Nous ne simulons des mesures MODIS que lorsque la visée est hors glitter ($\chi > 40^\circ$).

Les luminances mesurées par MODIS et POLDER sont corrigées des transmissions gazeuses (Chapitre 2 § 4 - 2) et de la contribution de l'écume (Chapitre 2 § 3 - 4) propres à chaque canal.

Les luminances $^P L_S$ sont finalement simulées dans la géométrie MODIS à l'aide de la caractérisation des aérosols contenus dans le super pixel POLDER. En parallèle, nous effectuons la moyenne sur le super pixel POLDER, des luminances mesurées $^M L_M$ par MODIS sur des pixels de taille $1 \times 1 \text{ km}^2$, sans aucun filtre (nuage, pixels les plus ou moins clairs) de façon à s'approcher des conditions de mesures POLDER, incapable de distinguer les informations au sous pixel. Par contre, sur le super pixel POLDER, nous vérifions que la fraction nuageuse déclarée par MODIS pour les pixels concernés est nulle, afin d'analyser uniquement des cas « purs » en aérosol.

Avant de simuler la contribution de chaque mode à l'aide de code de transfert radiatif (OS, Lenoble, 2007), il est nécessaire de définir les caractéristiques radiatives des particules dans l'infrarouge. Pour les particules sphériques, ces caractéristiques sont calculées par la théorie de Mie et il suffit alors de préciser l'indice de réfraction $m(\lambda)$. Nous avons choisi des indices de réfraction identiques dans le visible et l'infrarouge, au contraire des LUTs de MODIS réalisées avec des modes dont l'indice de réfraction peut varier spectralement.

La définition des propriétés radiatives du modèle moyen de particules non sphériques de Volten dans le moyen infrarouge est plus délicate car il ne s'agit pas d'un modèle basé sur une granulométrie et un indice de réfraction. Ne disposant d'aucune information dans le moyen infrarouge sur le modèle moyen de particules non sphériques (défini par Volten dans le visible), nous avons fait l'hypothèse (forte) que celui-ci ne présentait aucune variation spectrale. Les simulations seront donc faites avec le même albédo $\omega_0 = 1$ et sans effet spectral ni sur l'épaisseur optique, ni sur la matrice de phase. En effet le modèle de Volten étant la moyenne de mesures effectuées en laboratoire à 441.6 et 632.8 nm, nous ne possédons pas de modèle physique correspondant sur lequel nous pouvons faire évoluer ces paramètres.

Considérer le même albédo de 644 à 2119 nm (ici $\omega_0 = 1$) est justifié par le fait que les particules minérales absorbent essentiellement aux longueurs d'onde inférieures à 565 nm (C. Moulin 1997, O. Dubovik 2002). Ne pas considérer l'effet spectral de l'épaisseur optique et de la fonction de phase serait correct si la taille des particules était largement supérieure à la longueur d'onde (approximation de l'optique géométrique) ce qui est moins justifié surtout à $2.1 \mu\text{m}$.

Cette hypothèse semble réaliste dans le visible car les mesures photométriques, lors de soulèvements intenses de poussières (Dust) montrent des épaisseurs optiques (AERONET) entre 400 et 1020 nm, qui varient peu spectralement ($\Delta\tau/\tau < 10\%$ entre 440 et 1020 nm). Par contre, nous observons une nette diminution de l'épaisseur optique mesurée à 1640 nm (Dakar) signifiant qu'on ne peut pas considérer que la longueur d'onde est grande devant le rayon sur tout le spectre. D'ailleurs, les distributions en tailles retrouvées par l'inversion AERONET indiquent des rayons de l'ordre de quelques micromètres (2 à 5 μm).

Cette hypothèse simplificatrice induit des écarts importants entre les mesures et les simulations à 2119 nm en présence de particules non sphériques. Ces écarts ont déjà été observés par B. Gérard (2006) lors d'une étude basée sur des mesures quasi simultanées entre POLDER 2 – MODIS/TERRA sur des pixels associés à une épaisseur optique importante des aérosols non sphériques. Dans ces canaux, il a établi une méthode (approximative) qui consiste à corriger les éléments des LUTs relatives au modèle de particules non sphériques par un facteur multiplicatif $R_{NS}(\Theta, \lambda)$ (polynôme de degré 2) dépendant de l'angle de diffusion Θ (en degrés) et de la longueur d'onde λ (Tableau 10).

$$R_{NS}(\Theta, \lambda) = c_1(\lambda) * \Theta^2 + c_2(\lambda) * \Theta + c_3(\lambda) \quad (\text{Eq. 32})$$

	C_1	C_2	C_3
1243 nm	0.0000406726	- 0.0114593	1.68139
1632 nm	0.0000547115	-0.0158282	1.95436
2119 nm	0.0000396141	-0.0114743	1.44076

Tableau 10. Coefficients utilisés dans le calcul du facteur correctif de la luminance du modèle de Volten dans le proche infrarouge.

A noter que cette étude n'a été menée que sur un nombre limité d'orbites (quelques dizaines au voisinage de l'Afrique) parmi celles en coïncidence (240 sur les 7 mois communs) et en ne considérant que des épaisseurs optiques des particules non sphériques supérieures à 0.5. Nous ferons, par la suite, la même étude sur une statistique plus importante correspondant à environ 800 orbites.

3 - 1 - 2 Contamination nuageuse.

La détermination des paramètres aérosols se fait au super pixel POLDER ($20 \times 20 \text{ km}^2$) soit 9 pixels élémentaires. Pour que le super pixel soit déclaré clair et traité par la chaîne opérationnelle aérosol, il faut qu'au moins 5 pixels (sur les 9) soient déclarés non nuageux. Dans ce qui suit, nous serons plus restrictif et ne conserverons que les super pixels contenant 9 pixels déclarés « clairs », c'est-à-dire la totalité des pixels contenus dans le super pixel POLDER, afin d'éviter une éventuelle contamination nuageuse résiduelle.

Même en se plaçant dans les conditions optimales d'observation (filtre nuage POLDER et cas3 selon Herman 2005), les restitutions directionnelles de POLDER sont parfois mauvaises (ΔL grand) ce que nous attribuons au voisinage ou à la présence de nuages. C'est le cas en particulier de super pixels isolés au milieu de super pixels déclarés nuageux. Cette configuration peut engendrer des effets d'ombre et d'environnement en fonction de l'angle de vue et de tels super pixels seront éliminés de nos comparaisons.

D'autre part, la détection nuageuse de POLDER est réalisée dans la direction de luminance minimum à 865 nm, en général sur les directions 7, 8 ou 9 qui sont aussi les moins obliques. Toutefois, si les observations directionnelles sont bien relatives au même pixel (ou super pixel) de la surface, elles ne concernent pas la même portion d'atmosphère homogène à l'échelle de plusieurs super pixels mais risque d'entraîner des erreurs de parallaxe en présence de nuages sur les super pixels voisins. En effet, même si le super pixel est déclaré clair sur la direction de luminance minimum, certaines visées plus obliques peuvent intégrer des nuages situés au-dessus de super pixels adjacents ou se faire dans l'ombre des nuages. A noter qu'on aurait pu limiter ces effets en ne retenant que les super pixels ayant pour voisins des super pixels totalement clairs mais que ceci aurait réduit notre échantillon.

La Figure 3 - 3 illustre cet effet de parallaxe. On a représenté (à gauche) les luminances à 865 nm d'un super pixel SP1 POLDER déclaré totalement clair en fonction du numéro d'observation, donc du temps d'acquisition : on observe d'une part que les luminances, faibles jusqu'au $n^{\circ}10$, se mettent à croître fortement par la suite et, d'autre part, que la restitution du signal est très mauvaise. Pour éliminer l'effet de masse d'air qui se manifeste sur un signal directionnel relatif à des aérosols, on a tracé sur la figure de droite la quantité $\mu_V L \sim \omega_0 \delta p(\Theta)$ en fonction de l'angle de diffusion Θ .

On constate qu'on obtient la même valeur $\mu_V L$ pour un même angle de diffusion Θ sur un super pixel SP2 situé dans une zone homogène (en bleu) ce qui n'est pas le cas avec les direction 10 à 14 du super pixel SP1. C'est bien la preuve que ces directions concernent une atmosphère différente de celle relative aux premières directions ($n^\circ < 10$).

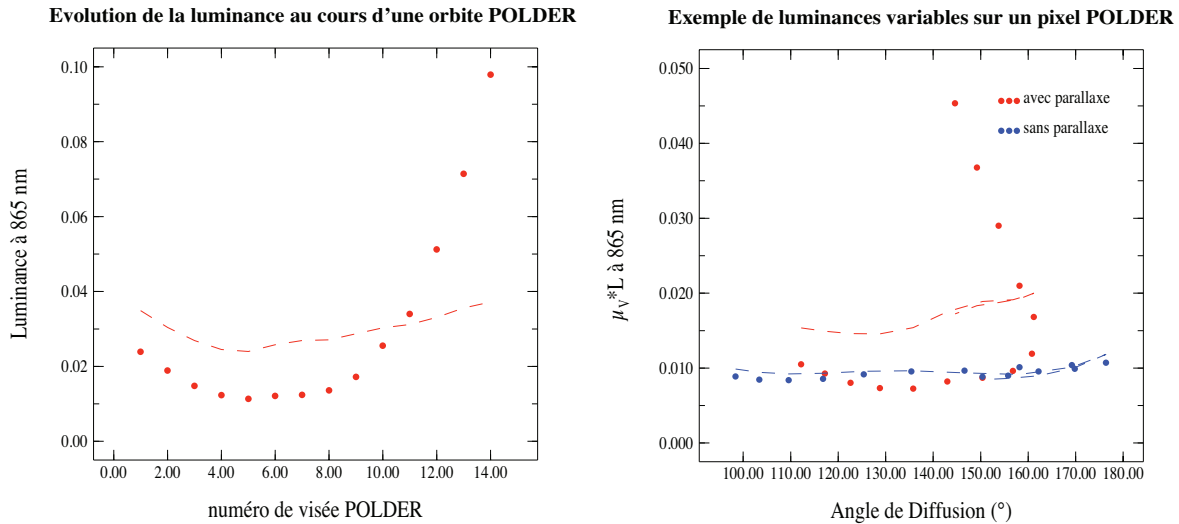


Figure 3 - 3. Exemple de forte variabilité au sein d'un super pixel POLDER de la luminance en fonction du numéro de visée (à gauche) et de l'angle de diffusion (à droite), orbite : P3L2TOGC056018, ligne : 503, colonne : 1835. Les points représentent les mesures et la ligne pointillée représente la restitution POLDER.

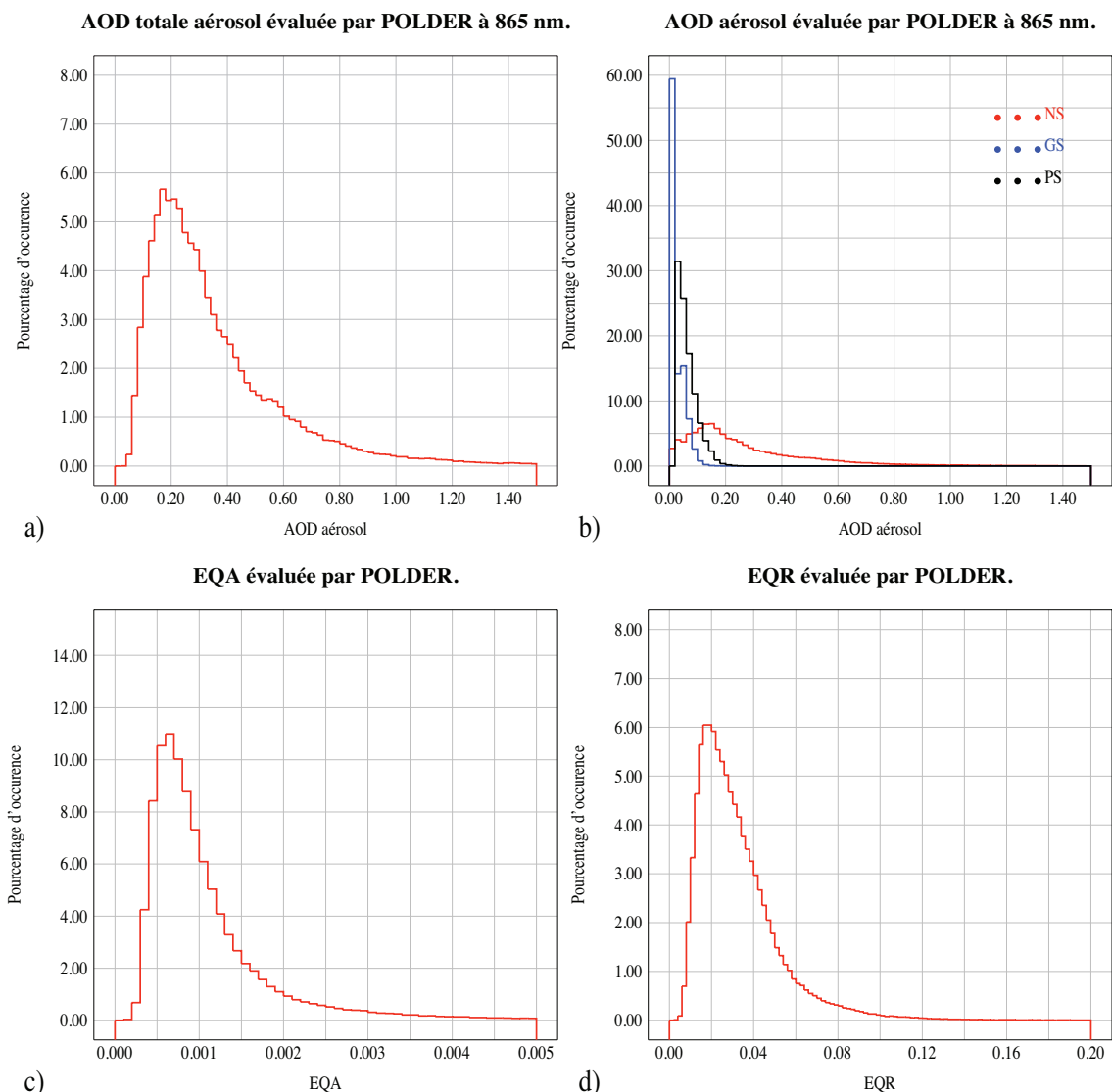
Nous avons effectué une étude sur la fraction nuageuse f déclarée par MODIS sur son super pixel SPM $10 \times 10 \text{ km}^2$ (MYD04). Nous constatons que les super pixels SPM servant à remplir le super pixel POLDER, déclaré totalement clair sur ses 9 pixels, ont parfois une couverture f non nulle ($f \leq 5\%$ dans 90% des cas) ce qui était prévisible au moins pour les fractions les plus faibles. La présence de petit cumulus dans la scène peut engendrer ce défaut, en effet, ils seront intégrés dans la luminance POLDER. Pour éviter ces problèmes, nous avons décidé de n'utiliser que des super pixels MODIS dont la fraction nuageuse est nulle.

Une fois ces problèmes résolus, la connaissance du modèle d'aérosol et de son épaisseur optique permet de simuler les mesures MODIS dans les canaux voisins (855, 644 et 553 nm) et dans des directions proches (Θ_M est dans la gamme Θ_P en particulier pour la direction la plus proche $\gamma_{\min}$). Les écarts éventuels entre la simulation $^P L_S$ et les mesures $^M L_M$ MODIS peuvent alors mettre en évidence des problèmes d'étalonnage des deux capteurs.

Dans les canaux infrarouges, le problème de la représentation de l'aérosol s'ajoute aux précédents, en particulier la variation spectrale d'indice de réfraction (complexe) et la représentativité du mode de particules non sphériques.

3 - 2 Comparaison des luminances au-dessus de l'océan Atlantique.

Afin d'analyser au mieux les luminances mises en jeu, nous allons commencer par une étude statistique de la zone d'étude (océan Atlantique) des paramètres issus de l'inversion POLDER sur les cinq ans de mesures, épaisseurs optiques totales δ_t , épaisseurs optiques sphériques δ_s et non sphériques δ_{NS} , coefficient d'Angström α , erreur de restitution $\Delta^P L$ absolue, que nous nommerons EQA, ainsi que l'erreur de restitution relative ($\Delta^P L / {}^P L_S$ où ${}^P L_S$ est la luminance simulée à partir des modèles POLDER dans la géométrie MODIS à 855 nm), que nous nommerons EQR (Figure 3 - 4).



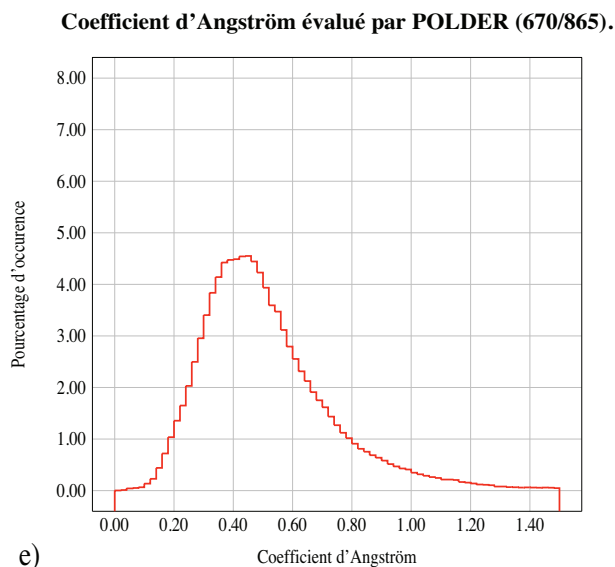


Figure 3 - 4. Histogrammes représentatifs des aérosols de l'échantillon analysé (c.à.d. au-dessus de l'Océan Atlantique pour une période allant de mars 2005 à novembre 2009). Les paramètres analysés ici sont a : l'épaisseur optique totale des aérosols δ_t , b : l'épaisseur optique des aérosols (δ_{NS} , δ_{GS} , δ_{PS}), c : erreur de restitution absolue de l'inversion POLDER EQA, d : erreur de restitution relative EQR et e : coefficient d'Angström α .

Nous observons, sur cette figure, que l'épaisseur optique totale δ_t au-dessus de cette zone d'étude est centrée autour de 0.28 (médiane) mais qu'elle peut atteindre des valeurs élevées telles que 1.5 ce qui correspond à des épisodes intenses de poussière (dans 5% des cas, δ_t est supérieur à 1).

Lorsque nous observons l'épaisseur optique des aérosols déclarés non sphériques δ_{NS} (Figure 3 - 4 b), nous constatons que la médiane est plus basse 0.18 mais que les fortes valeurs d'épaisseur optique correspondent à la valeur totale : ainsi la contribution du mode d'accumulation (PS) et des particules sphériques du mode grossier (GS) ne s'observe qu'à bas niveau ($\delta < 0.2$). Les Figure 3 - 4 c et d, nous donnent l'erreur de restitution absolue de POLDER EQA (c) [0 ; 0.005] et celle de l'erreur de restitution relative EQR (d) [0 ; 0.2]. Enfin, la Figure 3 - 4e permet d'observer que le coefficient d'Angström α est centré autour de la valeur 0.46 et qu'il ne dépasse que très rarement 1.2. Nous sommes donc majoritairement en présence de particules non sphériques ou de cas mixtes. Nous avons ainsi pu, grâce à la Figure 3 - 4, avoir une première idée de l'échantillon utilisé, et notamment en présence importante de particules non sphériques au-dessus de cette zone.

Pour la suite de l'étude, nous commencerons par comparer les luminances pour des longueurs d'onde MODIS voisines des canaux POLDER utiles à l'inversion (c.à.d. 670 et 865 nm). Dans une seconde partie, nous comparerons les luminances simulées $^P L_S$ et mesurées $^M L_M$ pour les autres canaux du visible, puis nous analyserons les luminances dans les canaux du moyen infrarouge spécifiques à MODIS.

3 - 2 - 1 Comparaison des luminances dans le visible.

Le premier objectif de cette analyse est de vérifier que, pour des canaux POLDER et MODIS proches, le principe de simulation est validé. En effet, lorsque les canaux sont proches (ici 865 vs 855 nm), nous devons réussir à simuler le signal en minimisant les biais comme nous avons pu le voir précédemment (Chapitre 2 § 5-1), aux problèmes d'étalonnage près.

Lorsque nous observons les luminances simulées $^P L_S(855)$ en fonction de la luminance mesurée $^M L_M(855)$ (Figure 3 - 5 a), nous obtenons un nuage de points avec certains points aberrants. Pour palier ce problème, nous avons décidé de filtrer les simulations avec l'erreur de restitution relative EQR, dont nous avons montré précédemment la distribution sur notre échantillon (Figure 3 - 4 d) : nous avons fixé le seuil à 0.06, ce qui autorise 6% d'erreur sur la restitution du signal par POLDER, et qui concerne 90% des cas d'étude.

A noter qu'en moyenne les mesures POLDER sont alors restituées avec une précision meilleure que 6% car ΔL est normalisée par $^P L_S(855)$ a priori proche de la valeur minimale mesurée par POLDER à 865 nm : de manière générale, la luminance minimale est observée autour de la visée n°8 voisine de celle de MODIS (cross track), si bien que les mesures POLDER à 865 et 670 nm sont supérieures à $^P L_S$ pour toutes les directions d'observation. Le résultat avec le filtre est présenté sur la Figure 3 - 5 b, qui montre que les points les plus éloignés de la bissectrice ont disparu, ce qui améliore la cohérence entre la mesure et la simulation.

La Figure 3 - 5 c représente la grandeur $D = ^P L_S - ^M L_M$ en fonction de la luminance mesurée $^M L_M$ par MODIS. Nous observons sur cette figure que l'essentiel des mesures de luminances se situe autour de 0.02 et la différence D autour de 0.002. Comme nous l'avons montré dans le Chapitre 2, la visée MODIS est assez proche des visées centrales de POLDER (direction 7 ou 8) si bien qu'une erreur due à une simulation éloignée des directions POLDER est à écarter.

Si une différence D de quelques millièmes a une importance limitée lorsqu'elle est associée à de fortes luminances, ce n'est pas le cas quand la charge en aérosol est faible. La Figure 3 - 5 d est tracée dans les mêmes conditions que la Figure 3 - 5 b mais en densité de points. La régression linéaire donne une pente de 0.98 avec une ordonnée à l'origine de 0.0015 à rapprocher de la valeur $D \sim 0.002$ de la Figure 3 - 5 c. On note également, comme sur la Figure 3 - 5 c, que les plus fortes luminances simulées sont sous-estimées par rapport à la mesure.

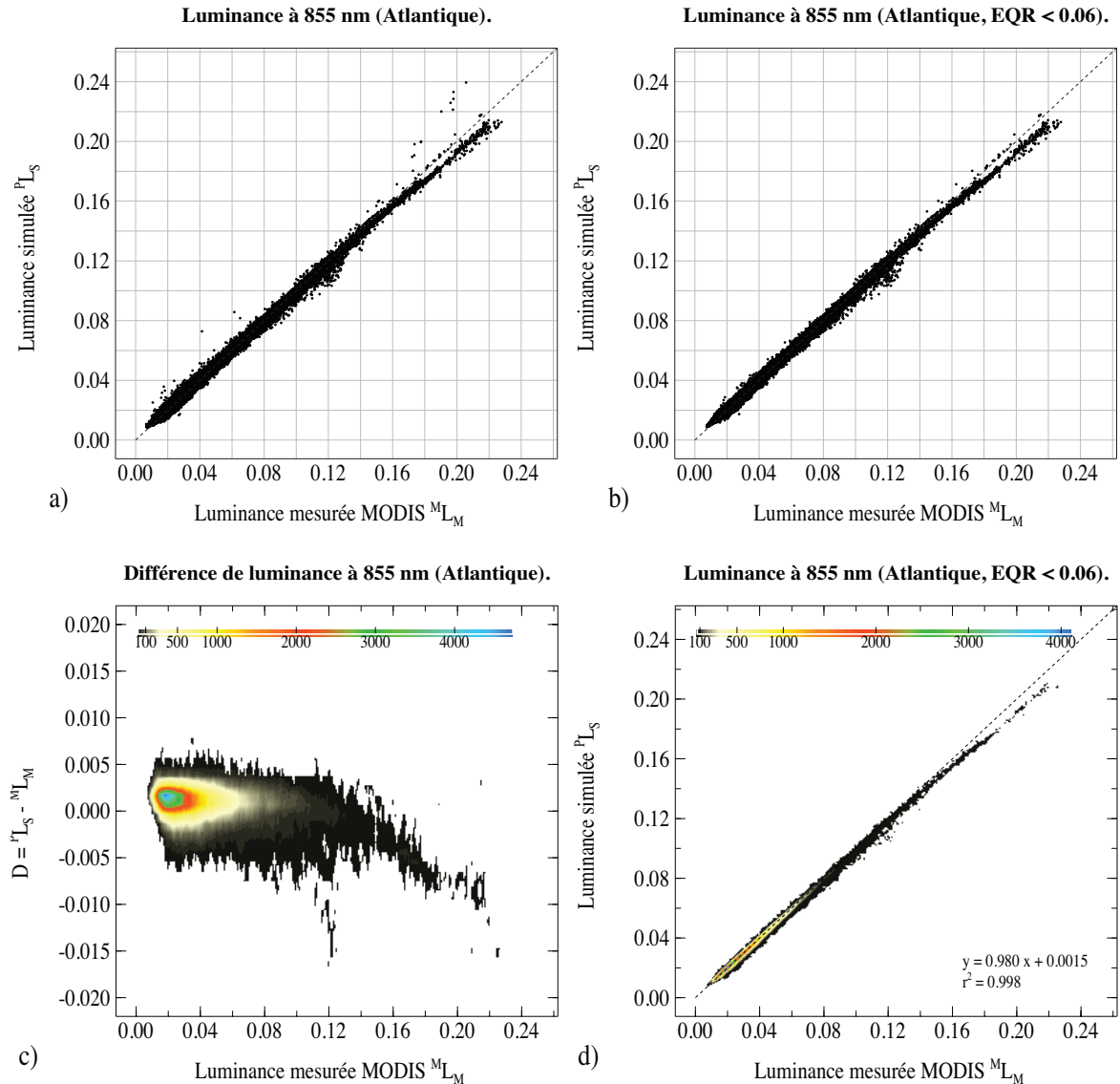


Figure 3 - 5. Comparaison entre les luminances mesurées MODIS M_{L_M} et les luminances simulées P_{L_S} à 855 nm, a) P_{L_S} en fonction de M_{L_M} pour tous les points, b) P_{L_S} en fonction de M_{L_M} avec filtre sur l'EQR, c) densité de points sur la différence $D = P_{L_S} - M_{L_M}$ en fonction de la luminance mesurée M_{L_M} et d) figure identique à b mais présentée en densité de points.

Les désaccords (pente $\neq 1$) sont observés pour des luminances élevées supérieures à 0.16. Or, la qualité de $^P L_S$ vient à la fois des mesures POLDER (étalonnages 865-670, corrections gazeuses et résidu de lumière parasite) et des performances limitées de l'algorithme (LUTs discrètes, corrections d'écume, réflectance de l'eau). La grandeur $^M L_M$ à 855 nm n'est pas directe car nous la recomposons à partir des mesures $1 \times 1 \text{ km}^2$ MODIS, corrigées des transmissions gazeuses de façon cohérente sur les deux capteurs, puis moyennées, ce qui peut engendrer des erreurs. Il peut également y avoir un problème d'étalonnage sur MODIS à 855 nm ou d'inter-étalonnage entre les deux capteurs.

Nous allons maintenant poursuivre la même analyse pour les autres canaux du visible à savoir 644, 553 et 466 nm. Les résultats sont présentés sur la Figure 3 - 6.

Pour le canal à 644 nm proche de celui utilisé dans la chaîne POLDER (Figure 3 - 6), nous observons, comme précédemment, un bon accord (pente de régression = 0.974) entre la mesure et la simulation : les coefficients de régression sont du même ordre que ceux de la simulation à 855 nm et nous avons encore une ordonnée à l'origine qui vaut 0.002. Nous observons, à nouveau, une sous-estimation de la luminance pour les fortes valeurs.

Nous pouvons donc estimer que la simulation de ces deux canaux (644 et 855 nm) très proches de ceux qui ont été utilisés pour l'inversion POLDER (670 et 865 nm) est de bonne qualité malgré l'existence de quelques biais dus à l'algorithme POLDER dont la solution ne restitue pas parfaitement les luminances directionnelles et aux étalonnages (propres à chaque instrument et entre les deux instruments).

Nous allons maintenant nous éloigner de la plage de longueurs d'onde utilisées pour l'inversion POLDER. Nous constatons à 553 nm (Figure 3 - 6 b) que les luminances simulées $^P L_S$ sont légèrement surestimées par rapport aux luminances mesurées (pente de régression = 1.04). La densité de points est élevée le long de la diagonale mais pour les fortes luminances, nous observons, cette fois, une surestimation. Ceci vient du fait que la simulation est réalisée avec des particules non sphériques conservatives ($\omega_0 = 1$) comme dans l'algorithme. Or nous savons (Moulin 1997, Dubovik 2004) que les particules désertiques, majoritaires dans cette région, absorbent plus fortement vers le bleu. La prise en compte de cette absorption ferait diminuer le signal simulé surtout aux plus fortes luminances correspondant à une plus forte épaisseur optique et donc à des diffusions multiples plus nombreuses. Notons aussi une dispersion un peu plus forte sans doute liée à de légères fluctuations de la réflectance de l'eau autour de la valeur $\rho_w = 0.005$ imposée dans les LUTs. Sur cette zone, les synthèses réalisées sur les produits couleur de l'eau de MODIS indiquent que ρ_w varie entre 0.003 et 0.009.

Si nous supprimons les points affectés par de fortes réflexions de surface ($^M L_M \leq 0.15$) et les observations correspondant à la présence de particules non sphériques, l'équation de la courbe de régression linéaire est de $y = 0.97 x + 0.0021$, avec des coefficients voisins de ceux trouvés à 855 et 644 nm et un coefficient de corrélation $r^2=0.997$.

Lorsque nous analysons les luminances à 466 nm (Figure 3 - 6 c), nous observons une surestimation des luminances simulées $^P L_S$ pour les fortes valeurs de luminances ($^M L_M > 0.15$) et une sous-estimation pour les plus faibles valeurs de luminances ($^M L_M < 0.15$).

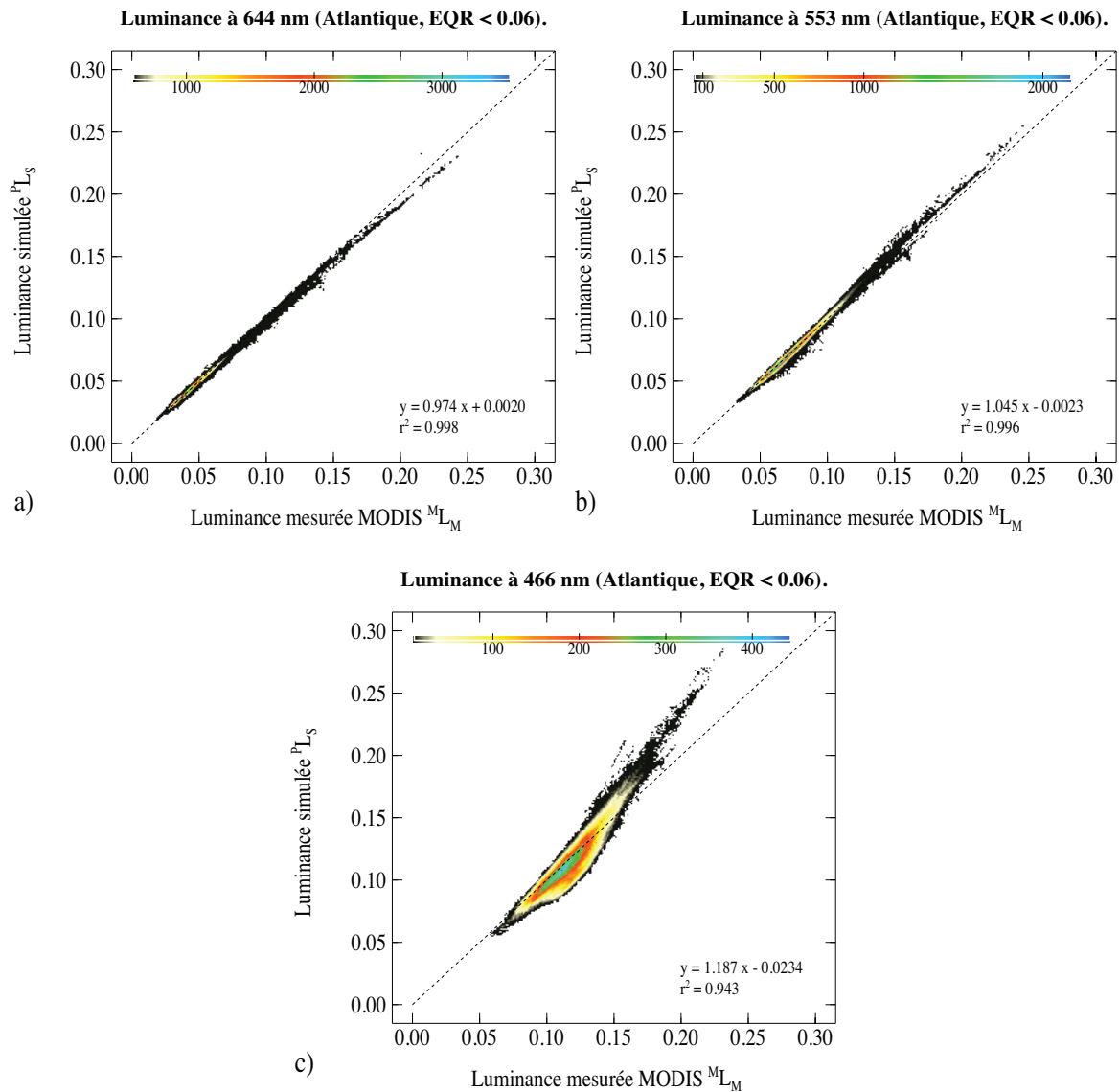


Figure 3 - 6. Luminances dans les différents canaux du visible MODIS (a : 644 nm, b : 553 nm, c : 466 nm), issues de la simulation $^P L_S$ en fonction de celles issues des mesures $^M L_M$ avec filtre sur l'EQR.

En fait, dans la simulation, nous ne tenons pas compte de l'absorption des aérosols désertiques, encore plus forte à 466 qu'à 553 nm, ni de la réflectance marine ρ_w qui en moyenne vaut 0.025 (dans cette zone).

Lorsque $M_{LM} > 0.15$, l'épaisseur optique étant forte, la transmission atmosphérique est diminuée, ce qui fait décroître la contribution de la réflectance de surface. Par contre, l'épaisseur optique élevée favorise les diffusions multiples et donc l'absorption. Par conséquent, en tenant compte de la dépendance spectrale de l'albédo de diffusion simple dans la simulation, nous diminuerions P_{LS} .

Lorsque M_{LM} est faible (peu d'aérosol), la prise en compte de l'absorption ferait baisser le signal simulé mais la contribution de la réflectance marine serait plus forte (bonne transmission atmosphérique) et donc augmenterait les valeurs M_{LM} . Nous avons ainsi une forte dispersion due à la réflectance marine qui varie spatialement et temporellement, et à l'albédo simple de diffusion des aérosols (Dubovik, 2002). Les contributions opposées de ces deux effets qui dépendent des conditions atmosphériques (ω_0 et δ) et océaniques (ρ_w) expliquent la dispersion observée sur la Figure 3 - 6.

Nous avons donc constaté, à travers cette étude sur les canaux visibles, que la restitution des luminances pour les longueurs d'onde proche (644 et 855 nm) de celles utilisées au cours de l'inversion (670 et 865 nm) était assez bonne (pentes de régression voisines de 0.98 et ordonnées à l'origine voisines de 0.002) même si nous observons un écart important aux plus fortes luminances. Le fait que les pentes des régressions soient différentes de 1 et qu'il existe une ordonnée à l'origine non nulle signifie que l'étalonnage des canaux concernés n'est pas parfait et indique peut-être des problèmes de correction des mesures (zéro optique, correction de la lumière parasite).

Par contre à 466 nm (canal qui n'est plus utilisé par la suite), la simulation de luminance est plus éloignée de la mesure. Ces différences s'expliquent qualitativement par la non prise en compte de la réflectance marine et de l'albédo des aérosols minéraux. A 553 nm, canal utilisé dans l'inversion MODIS, la réflectance marine est prise en compte par sa valeur moyenne ($\rho_w = 0.005$) mais pas l'albédo ω_0 des particules désertiques ce qui sera fait par la suite en utilisant un modèle plus réaliste (sphéroïdes).

3 - 2 - 2 Comparaison des luminances dans l'infrarouge.

Nous poursuivons notre étude dans les canaux du moyen infrarouge. Les tables de simulation sont faites avec une réflectance de l'eau nulle ($\rho_w = 0$). La contribution des particules non sphériques (Volten, 2001) est réalisée en appliquant la correction empirique développée par B. Gérard (2006) dans les LUTs (Chapitre 3 § 3 - 1 - 1). Comme précédemment, les comparaisons ne sont faites que si l'erreur quadratique relative (EQR) est inférieure à 0.06.

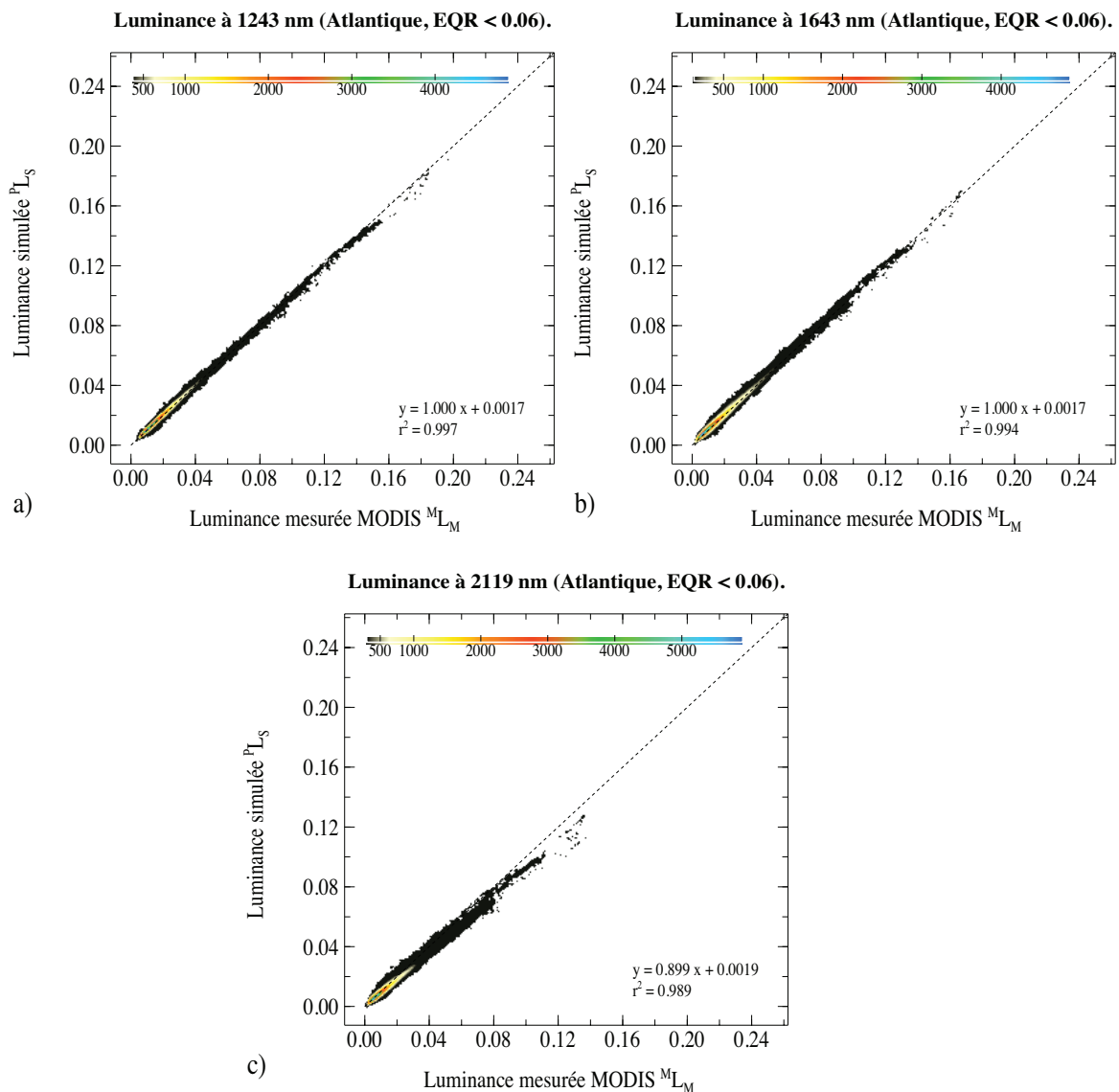


Figure 3 - 7. Luminances dans les différents canaux du moyen infrarouge MODIS (a : 1243 nm, b : 1632 nm, c : 2119 nm), issues de la simulation en fonction de celles issues des mesures avec un filtre sur l'EQR.

Il est, en général, admis que la luminance au-dessus des océans décroît lorsque la longueur d'onde augmente dans le moyen infrarouge. En effet, les contributions de l'écume, de la réflectance marine et de la diffusion moléculaire diminuent avec la longueur d'onde. De même, l'épaisseur optique des petites particules diminue alors que celle des grosses particules marines ou minérales est plus constante.

La caractérisation des aérosols, depuis le sol (AERONET) ou l'espace (PARASOL, MERIS, etc.) en général déduite de mesures dans le visible n'est pas transférable directement au moyen infrarouge.

La Figure 3 - 7 représente la luminance simulée $^P L_S$ en fonction de la luminance mesurée $^M L_M$ par MODIS dans les trois canaux 1243 nm (7.a), 1632 nm (7.b) et 2119 nm (7.c).

Les luminances mesurées et simulées sont bien corrélées dans les trois canaux, avec $r^2 \geq 0.988$, bien que visuellement la dispersion des points semble ici plus large que dans le visible, ce qui n'est pas étonnant compte tenu de la possible variation des propriétés des aérosols du visible au moyen infrarouge.

La pente p des droites de régression est égale à l'unité aux longueurs d'onde $\lambda = 1243$ nm ($p = 1.000$) et $\lambda = 1632$ nm ($p = 1.000$) mais elle s'en écarte notablement ($p = 0.899$) à 2119 nm. C'est dans ce canal que les aérosols non sphériques ont le plus de poids (la contribution des petites s'amenuise lorsque la longueur d'onde augmente), la correction sur les particules non sphériques (majoritaires dans cette zone géographique) ajustée pour restituer les mesure du moyen infrarouge de MODIS-TERRA n'est donc pas pleinement satisfaisante ici.

On notera, sur la Figure 3 - 7, que les plus grandes luminances mesurées, associées à de gros événements de poussières, diminuent de 1243 à 2119 nm.

3 - 2 - 3 Impact de différents paramètres POLDER sur les luminances simulées à 855 nm et à 2119 nm.

Dans ce paragraphe, nous cherchons à voir si la vitesse du vent de surface et la concentration en particules non sphériques influent sur le calcul de la simulation $^P L_S$ et donc sur la comparaison.

Nous commençons par analyser l'influence de la vitesse de vent de surface à 855 nm puis à 2119 nm. La valeur de la vitesse de vent au niveau de la surface est fournie par ECMWF toutes les 6 heures et permet d'évaluer au mieux (à condition qu'elle soit donnée à l'instant de la mesure ou qu'elle évolue peu dans le temps) la contribution modélisée de l'écume et de définir correctement le masque glitter. Par contre, les LUTs sont réalisées avec une vitesse moyenne $v = 5 \text{ m.s}^{-1}$ ce qui peut entraîner de légers écarts dans le calcul des termes de couplage Surface – Atmosphère.

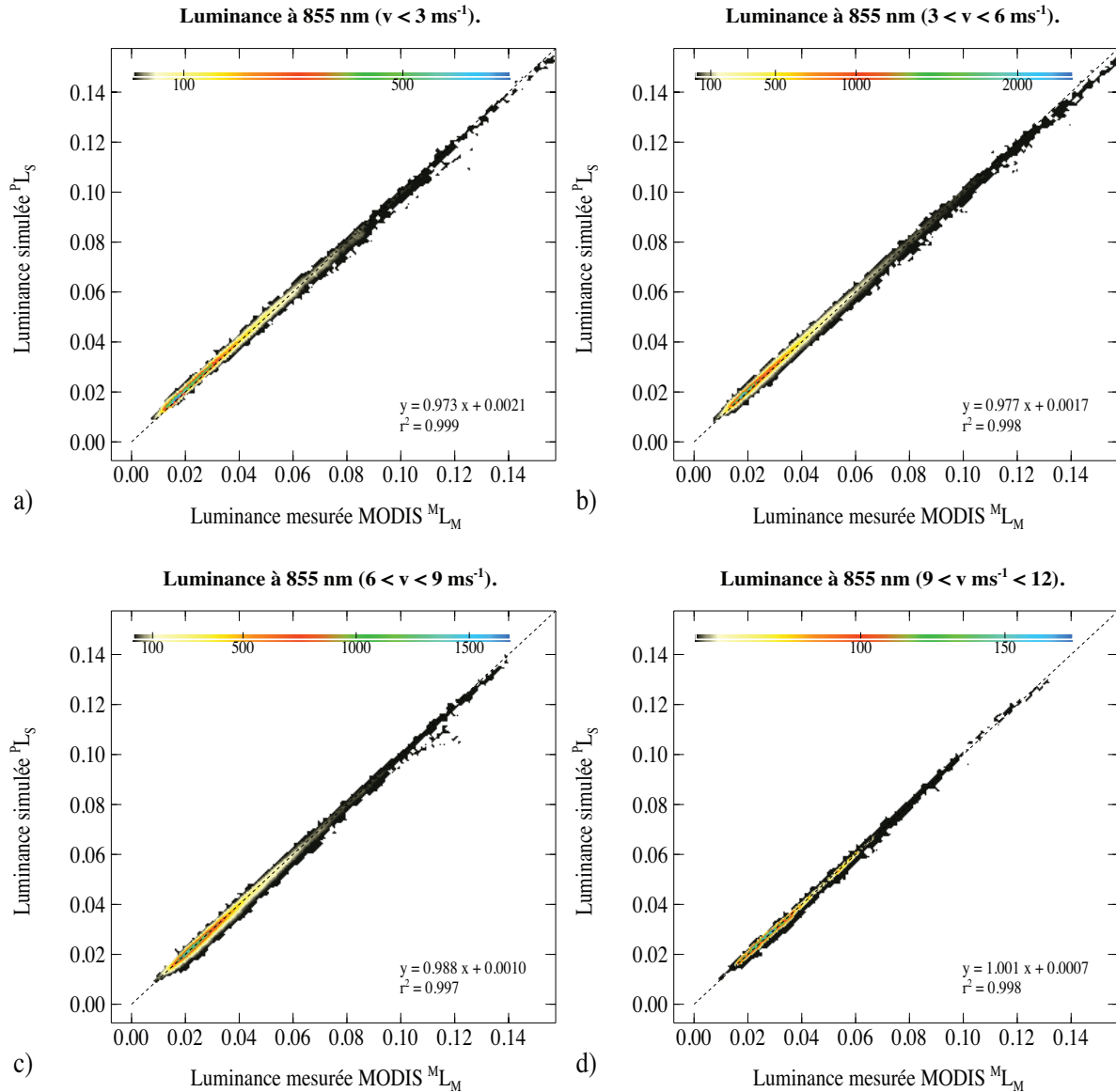


Figure 3 - 8. Impact à 855 nm de la vitesse de vent sur les comparaisons entre P_{L_S} et M_{L_M} (a : $v \text{ (ms}^{-1}) < 3$, b : $3 \leq v \text{ (ms}^{-1}) < 6$, c : $6 \leq v \text{ (ms}^{-1}) < 9$ et d : $9 \leq v \text{ (ms}^{-1})$).

La Figure 3 - 8 compare $^M L_M$ à $^P L_S$ à 855 nm sur quatre classes de vitesses de vent. Nous constatons que la pente de régression augmente sensiblement, de 0.970 à 1.001, lorsque la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ des classes croît. L'effet est opposé à 2119 nm, c'est-à-dire que la pente est une fonction décroissante de $\langle v \rangle$. On note que l'amplitude des variations est nettement plus forte qu'à 855 nm, de 0.945 à 0.862. Notons que les plus grandes vitesses sont assez peu représentées dans notre échantillon (9.a). Il semble donc que la vitesse du vent a un effet sur la simulation $^P L_S$ du signal.

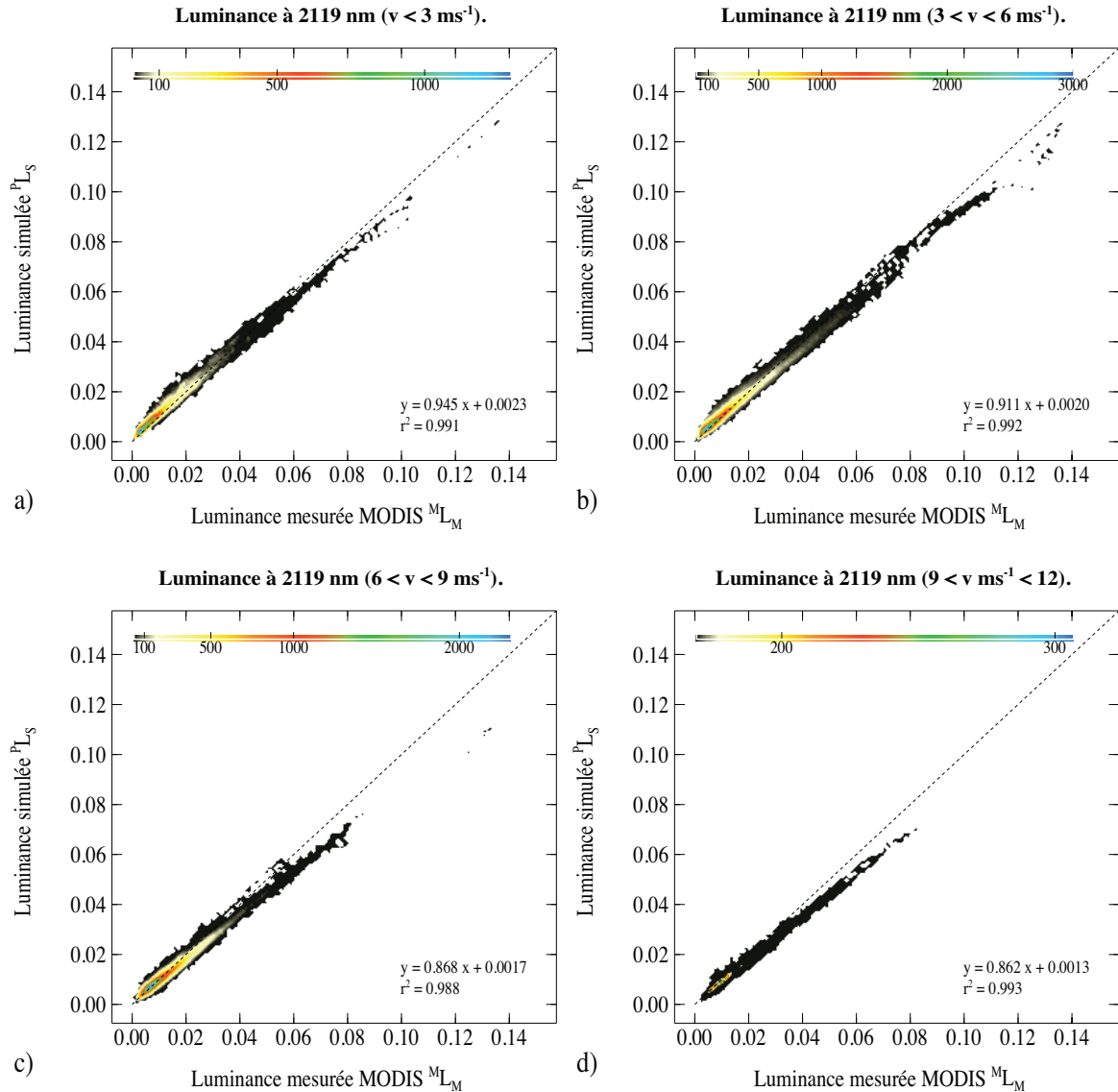


Figure 3 - 9. Impact à 2119 nm de la vitesse de vent sur les comparaisons entre $^P L_S$ et $^M L_M$ (a : $v \text{ (ms}^{-1}) < 3$, b : $3 \leq v \text{ (ms}^{-1}) < 6$, c : $6 \leq v \text{ (ms}^{-1}) < 9$ et d : $9 \leq v \text{ (ms}^{-1})$).

On pourrait s'affranchir des biais sur le couplage Océan – Atmosphère en réalisant des LUTs POLDER pour plusieurs vitesses de vent. Ceci permettrait aussi de traiter exactement la contribution de l'écume mais multiplierait la taille des LUTs, déjà très élevée (~ 1.5 Go), par le nombre de vitesses.

Nous analysons maintenant l'impact de la concentration en particules non sphériques sur la simulation $^P L_S$ pour tester la correction de B. Gérard. La Figure 3 - 10 présente les comparaisons sur deux classes de concentration C_{NS} ($C_{NS} = \delta_{NS}/\delta_t$ à 855 nm), $0.5 - 0.75$ et $0.75 - 1.00$.

On constate qu'au fur et à mesure que C_{NS} augmente (Figure 3 - 10), les luminances moyennes augmentent ; il en est de même du coefficient de corrélation (0.94 et 0.99) alors qu'au contraire la pente de régression diminue, 0.912 sur la Figure 3 - 10 b. Ceci montre que la contribution des particules minérales est mal modélisée malgré la correction apportée (B. Gérard), correction que nous allons chercher à améliorer dans la section suivante.

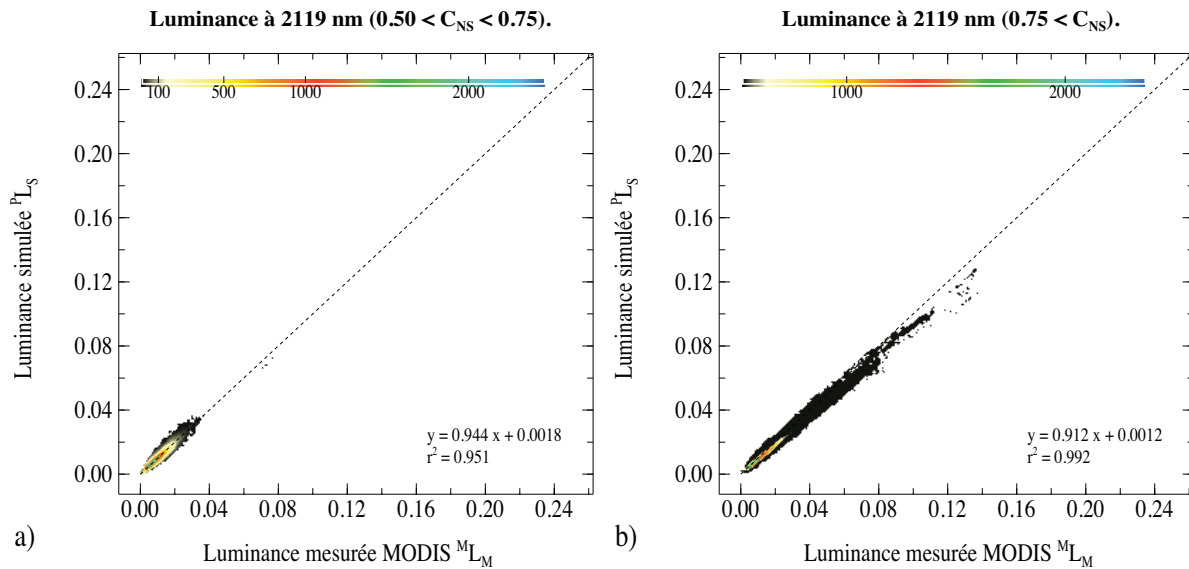


Figure 3 - 10. Evolution de la simulation de luminances $^P L_S$ à 2119 nm en fonction de la concentration en particules non sphériques (a : $0.50 \leq c_{NS} < 0.75$ et b : $0.75 \leq c_{NS} \leq 1$).

3 - 2 - 4 Amélioration empirique du modèle non sphérique dans le moyen infrarouge.

Rappelons, tout d'abord, la démarche utilisée par B. Gérard (2006) pour corriger les LUTs relatives au modèle moyen de Volten (2001). Il a utilisé des orbites POLDER-2 et MODIS-TERRA en coïncidence, c'est-à-dire que les pixels (SP pour POLDER : $20 \times 20 \text{ km}^2$, SPM pour MODIS : $10 \times 10 \text{ km}^2$) sont observés quasi-simultanément. Pour chaque coïncidence, il a extrait (fichier MYD04) les réflectances ($^M\rho_{\text{algo}} = ^M L_{\text{algo}} / \cos\theta_s$) utilisées en entrée de l'algorithme MODIS, c'est-à-dire des réflectances corrigées des gaz absorbants et filtrées. Il a ensuite comparé dans le moyen infrarouge les luminances MODIS $^M L_{\text{algo}}$ à celles obtenues dans la même direction par simulation à partir du modèle issu de POLDER-2.

Seules les observations relatives à de gros événements de poussières désertiques ont été retenues : en filtrant sur le contenu (épaisseur optique du mode d'accumulation inférieure à 30% de l'épaisseur optique totale, un mode grossier composé à 100% de particules non sphériques, une épaisseur optique des particules non sphériques supérieure à 0.5) il a calculé le rapport $R = \frac{M_{L_{NS}}}{P_{L_{NS}}}$ des luminances des particules non sphériques qu'il a ensuite moyenné par créneau $\Delta\Theta$ d'angle de diffusion Θ . Il a alors effectué une régression polynomiale d'ordre 2 en Θ pour obtenir l'expression du terme correctif $R_{NS}(\lambda, \Theta)$.

La correction consiste alors à multiplier par le coefficient correctif $R_{NS}(\lambda, \Theta)$ les simulations effectuées pour le modèle de Volten en absence d'effet spectral. C'est la qualité de cette correction qui est remise en question par la Figure 3 - 7 (§ 3-1-2) à 2119 nm. Plusieurs raisons peuvent expliquer ces différences observées entre les mesures et les simulations. Dans son étude B. Gérard emploie les produits MODIS dénommés MYD04, au super pixel MODIS (SPM) $10 \times 10 \text{ km}^2$. Tout d'abord, en retenant les SPM dont les centres sont dans le super pixel POLDER (SP), on ne couvre pas exactement celui-ci. Par ailleurs, les réflectances $^M\rho_{\text{algo}}$ issues de MYD04 ne représentent pas la réflectance du SPM : en effet, elles ne sont pas mesurées mais résultent d'une moyenne filtrée des réflectances au pixel $1 \times 1 \text{ km}^2$. Le filtre élimine d'abord les nuages puis, parmi les pixels restants, 25% des plus brillants et 25% des plus sombres. La réflectance $^M\rho_{\text{algo}}$ ainsi évaluée est généralement différente de la réflectance moyenne du SPM. B. Gérard a toutefois minimisé cet effet en ne choisissant des SPM déclarés totalement clairs.

La correction gazeuse appliquée par MODIS est basée sur des prévisions météorologiques à $1^\circ \times 1^\circ$ issues de NCEP (National Center for Environmental Prediction) ou, en cas d'indisponibilité, sur des données climatologiques fixes ; la transmission de la vapeur d'eau, principal absorbant des canaux du moyen infrarouge, est donc modélisée à l'aide du contenu total, c'est-à-dire sur toute la colonne atmosphérique.

Au contraire, dans notre étude, la luminance MODIS $^M L_M$ est estimée à partir de la moyenne sur le super pixel POLDER des réflectances MODIS de tous les pixels $1 \times 1 \text{ km}^2$, suivie d'une correction gazeuse de même type que celle réalisée sur POLDER, c'est-à-dire uniquement sur la colonne atmosphérique située au-dessus des aérosols. La valeur $^M L_M$ ainsi obtenue, est la luminance que mesurerait MODIS sur le super pixel, en absence d'absorbant, peut donc être comparée à la simulation $^P L_S$ issue des paramètres représentatifs des aérosols du SP.

A noter que la correction gazeuse de la vapeur d'eau que nous utilisons a été modélisée par Parol (2007) et qu'elle est cohérente avec celle pratiquée dans les canaux POLDER. Pour MODIS, on utilise le rapport des réflectances entre deux canaux, 855 et 910 nm, le premier peu contaminé par l'absorption, le second l'étant fortement. Les transmissions sont évaluées à l'aide de ce rapport qui tient compte de l'état de l'atmosphère. En particulier, en présence d'une couche épaisse dans l'atmosphère (nuage, dust), c'est la transmission au-dessus de cette couche qui sera évaluée, c'est-à-dire celle impactant sur la luminance mesurée, et non celle de toute la colonne atmosphérique comme ceci est fait dans l'algorithme MODIS.

L'impact de ces deux types de corrections est évalué en comparant les luminances MODIS à l'échelle $10 \times 10 \text{ km}^2$ (SPM) corrigées par la méthode POLDER ou par l'algorithme MODIS. Dans ce dernier cas, il suffit de lire la réflectance indiquée dans MYD04, ce qui donne $L_1 = \cos \theta_s \cdot \rho_{\text{algo}}^M$. Pour être certain d'appliquer la correction par la méthode POLDER sur les mêmes pixels $1 \times 1 \text{ km}^2$ du SPM, on ne considérera que des SPM de fraction nuageuse nulle et on filtrera sur les pixels les plus ou les moins brillants, comme dans l'algorithme MODIS. Après ce filtre, on moyenne les luminances des pixels ($1 \times 1 \text{ km}^2$) et on divise la moyenne obtenue par la transmission T_{POLDER} , d'où une luminance L_2 à comparer à L_1 . La seule différence entre L_1 et L_2 provient du traitement des corrections gazeuses.

Les résultats sont présentés sur la Figure 3 - 11 à 855 nm et pour les trois canaux du moyen infrarouge (1243, 1632 et 2119 nm). A noter que c'est le canal à 2119 nm qui est le plus affecté par cette absorption. A titre d'exemple nous donnons les transmissions dans les quatre canaux précédents (λ croissant) pour un double trajet atmosphérique au nadir avec un contenu de 3 g.cm^{-2} de vapeur d'eau (0.981, 0.991, 0.997 et 0.926).

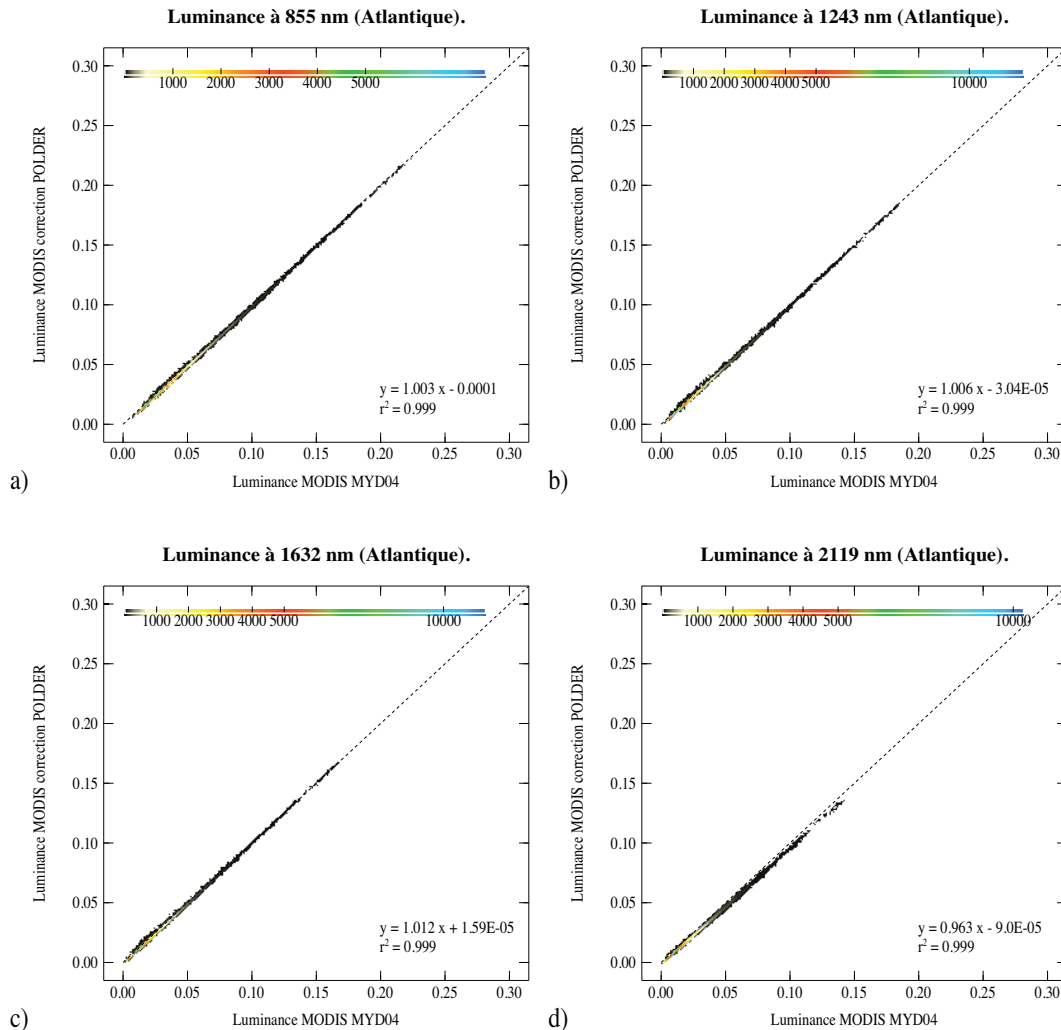


Figure 3 - 11. Luminances MODIS corrigées des gaz par la méthode POLDER en fonction de celles corrigées par l'algorithme MODIS (MYD04) aux longueurs d'onde : a : 855 nm, b : 1243 nm, c : 1632 nm et d : 2119 nm.

Dans les trois premiers canaux (855, 1243 et 1632), nous observons un très bon accord en luminance (Figure 3 - 11 a, b et c) avec des coefficients de régression linéaire et de corrélation très proches de 1.

Par contre, à 2119 nm (Figure 3 - 11 d) où la correction de vapeur d'eau est la plus forte, la pente de régression vaut 0.963 ce qui était attendu ($T_{\text{MODIS}} < T_{\text{POLDER}} < 1$) puisque T_{MODIS} est évaluée systématiquement sur la totalité de la colonne d'atmosphère.

Les écarts que nous avons observés entre $^M L_M$ et $^P L_S$ en particulier à 2119 nm (Figure 3 - 7 c) peuvent s'expliquer par la méthode d'obtention des coefficients de correction R_{NS} (absorption gazeuse, utilisation de MYD04).

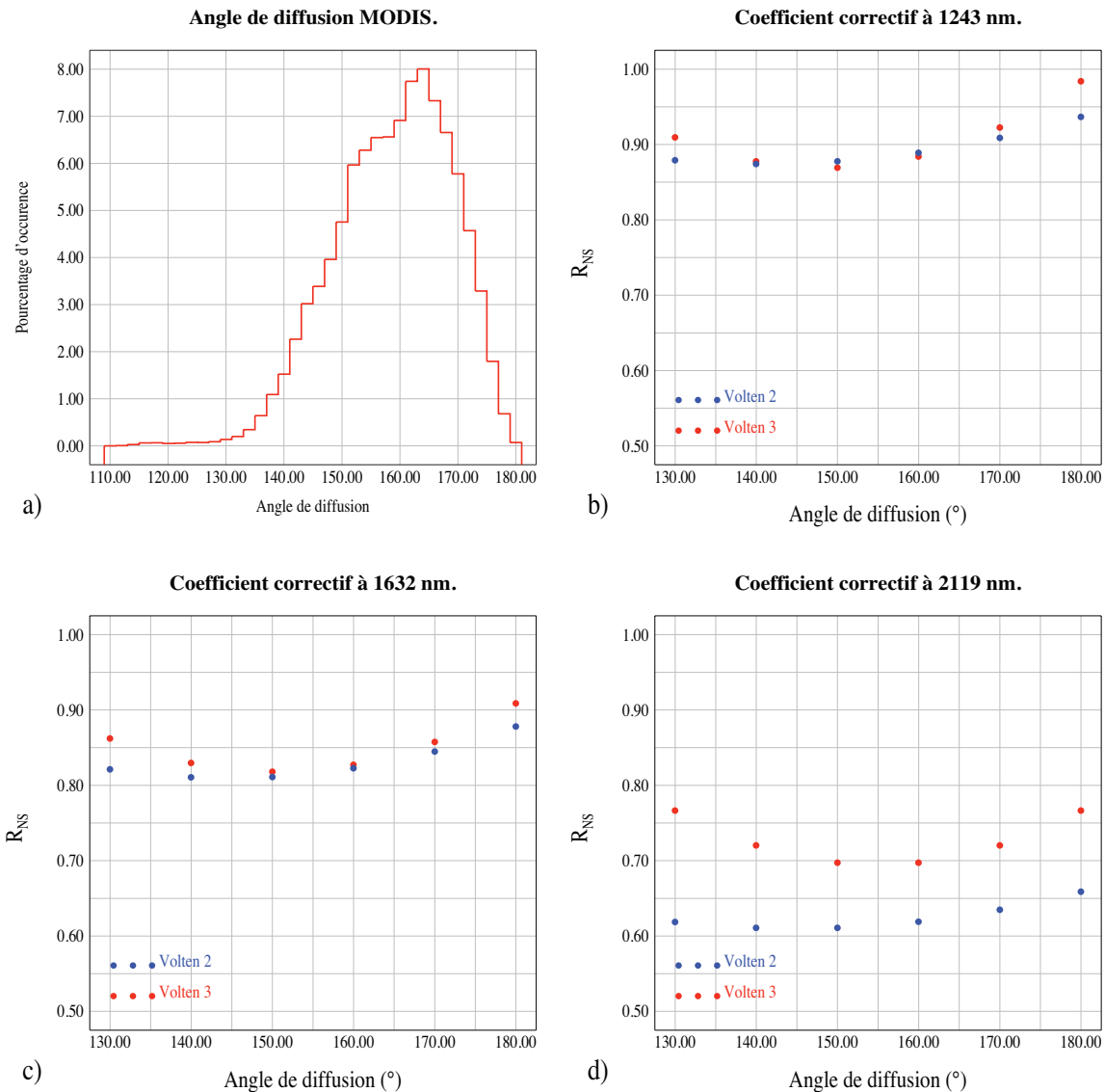


Figure 3 - 12. Facteur correctif de la luminance de particules non sphériques dans l'infrarouge (a : 1243 nm, b : 1632 nm et c : 2119 nm) en fonction de l'angle de diffusion.

Nous allons donc recalculer ces coefficients dans les trois canaux du moyen infrarouge en employant la même démarche que B. Gérard mais en tenant compte des remarques précédentes (correction gazeuse cohérente avec celle de POLDER, luminance MODIS $^M L_M$ évaluée à partir des luminances de tous les pixels $1 \times 1 \text{ km}^2$ du SP). L'intérêt est aussi de disposer d'un échantillon beaucoup plus large que celui utilisé par B. Gérard avec POLDER 2-TERRA. Nous utilisons uniquement les luminances simulées et mesurées pour l'année 2005 afin de ne pas contraindre l'ensemble des simulations à une cohérence avec MODIS.

Les résultats sont présentés sur la Figure 3 - 12 et comparés à ceux de B. Gérard. On a également tracé (Figure 3 - 12 a) l'histogramme des angles de diffusion relatifs aux observations MODIS utilisées dans cette étude : ces angles de diffusion sont concentrés entre 130 et 175°.

A 1243 et 1632 nm, les nouveaux coefficients correctifs R_{NS} (notés Volten 3) sont proches de ceux calculés par B. Gérard (notés Volten 2). La différence est plus nette à 2119 nm (impact de la vapeur d'eau) d'autant plus que la valeur moyenne des coefficients R_{NS} diminue lorsque la longueur d'onde croît. En effet, la correction est plus forte quand on s'éloigne du domaine spectral visible pour lequel le modèle Volten a été défini.

La nouvelle correction a été appliquée à l'ensemble des données (Figure 3 - 13) filtrées par $EQR < 0.06$ et $f_{\text{nuage}}(\text{MODIS}) = 0$.

Les corrélations entre $^M L_M$ et $^P L_S$ restent aussi satisfaisantes que sur la Figure 3 - 7. Par contre, nous observons une différence importante à 2119 nm où la pente de la régression passe de 0.899 (Figure 3 - 7 c) à 1.015 (Figure 3 - 13 c) comme escompté avec la nouvelle correction.

A 1243 nm, on observe une légère dégradation (pente de 1.005 au lieu de 1.000) ainsi que dans le canal intermédiaire (1632 nm) où la pente vaut maintenant 1.011 au lieu de 1.000. Les ordonnées à l'origine restent du même ordre (0.0017) que sur la Figure 3 - 7.

- Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à l'aide des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN -

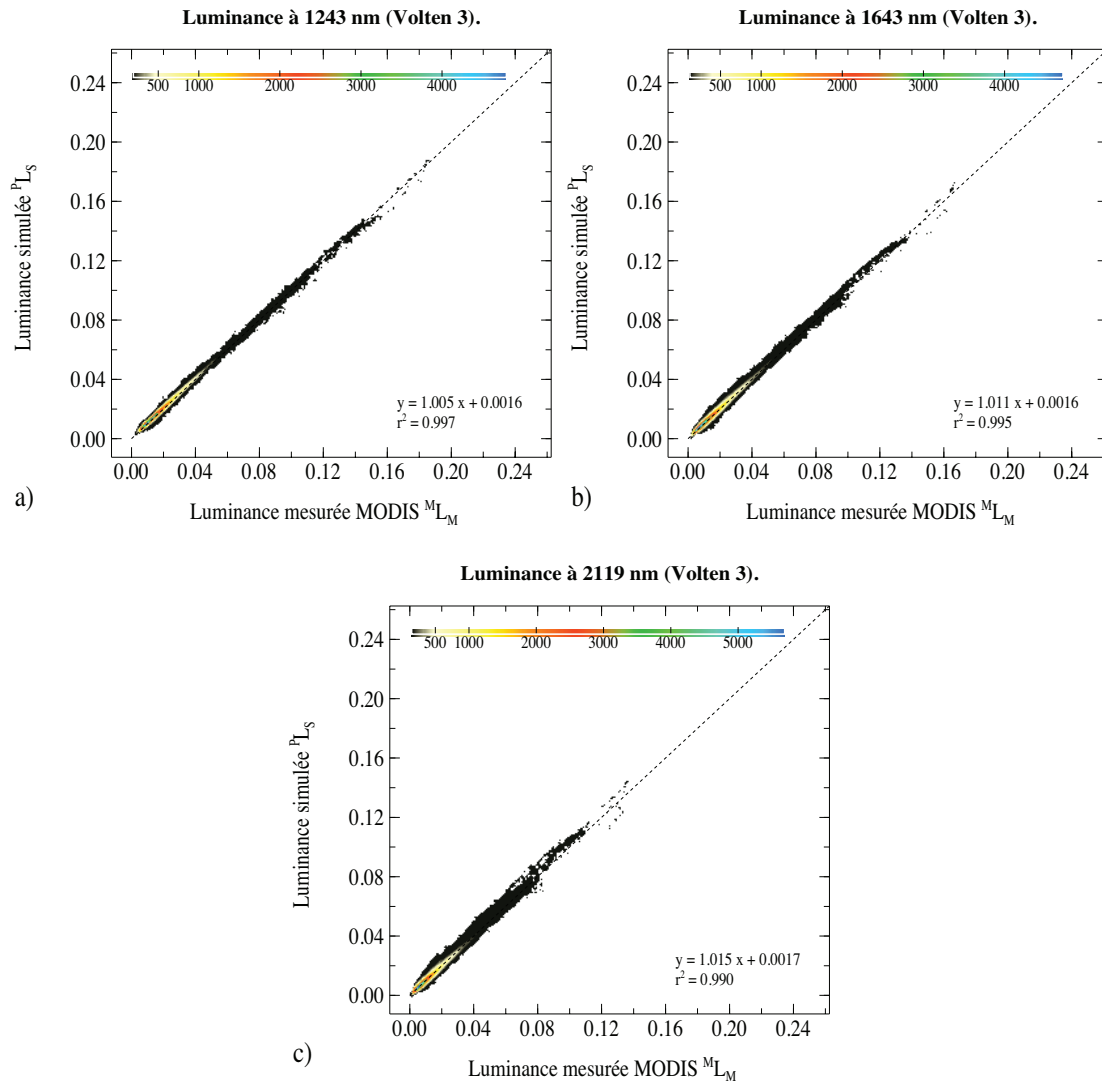


Figure 3 - 13. Comparaison des luminances $^M L_M$ et $^P L_S$ dans les canaux moyen infrarouge (a : 855 nm, b : 1243 nm, c : 1632 nm et d : 2119 nm) après application de la nouvelle correction pour les particules non sphériques.

Pour vérifier que la nouvelle correction (dite Volten 3) améliore la comparaison à 2119 nm, nous nous plaçons dans le cas d'une concentration en particules non sphériques supérieure à 75% comme nous l'avons fait sur la Figure 3 - 10 avec la correction B. Gérard (Volten 2). L'amélioration est très nette puisque la pente de la régression passe de 0.912 à 1.024 sans modification notable ni des ordonnées à l'origine ni des coefficients de corrélation.

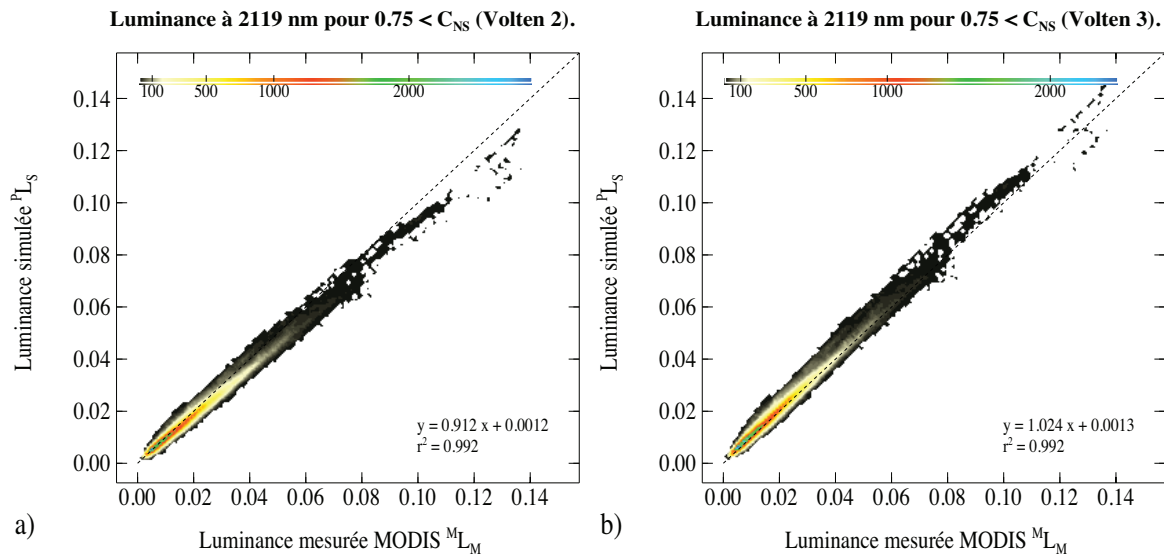


Figure 3 - 14. Comparaison des luminances M_{L_M} et P_{L_S} à 2119 nm avec une concentration en particules non sphériques supérieure à 75% pour les deux corrections (a : Volten 2 et b : Volten 3).

Nous pouvons conclure de cette étude que nous avons amélioré de manière empirique la contribution des particules non sphériques dans le moyen infrarouge, sans pour autant avoir déterminé l'origine de cette correction nécessaire (variations de l'albédo simple de diffusion, du coefficient d'extinction ou des fonctions de phase), sans doute liée à l'évolution spectrale de l'indice de réfraction. Nous rappelons que le calcul du coefficient correctif a été établi uniquement sur les données de 2005.

3 - 3 Comparaison des luminances au-dessus de l'océan Pacifique.

Jusqu'ici nous nous sommes intéressés à l'océan Atlantique tropical où dominent les aérosols désertiques. Nous allons maintenant changer de zone géographique (océan Pacifique) afin d'observer d'autres type de particules.

La démarche sera identique à celle menée sur l'Atlantique en commençant par une étude statistique sur les cinq ans de mesures des paramètres issus de l'inversion POLDER : les épaisseurs optiques (AOD) aérosols ainsi que celles des aérosols non sphériques, l'erreur de restitution absolue (EQA) ainsi que le relatif (EQR) enfin nous étudierons le coefficient d'Angström α (Figure 3 - 15).

- Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à l'aide des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN -

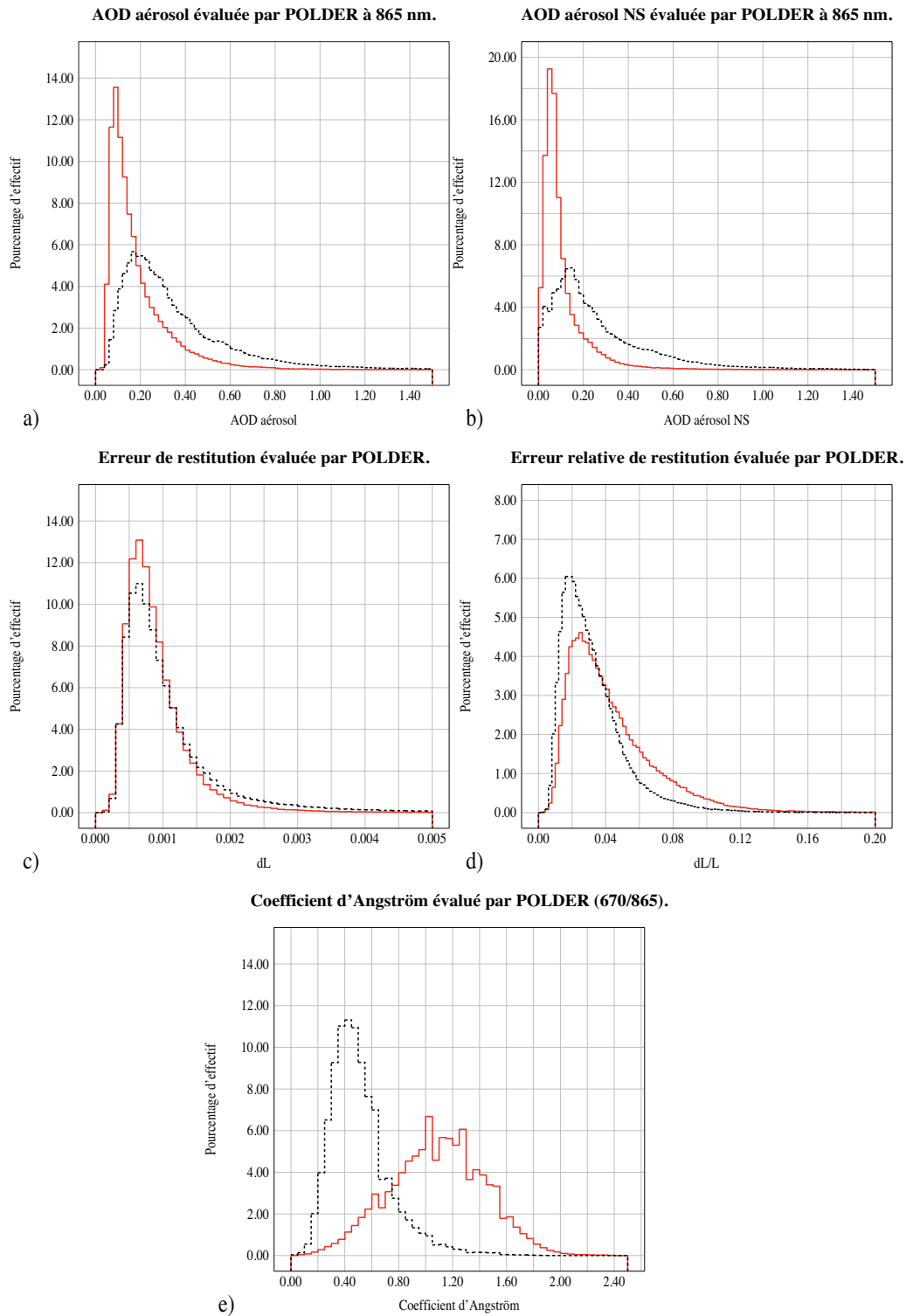


Figure 3 - 15. Histogrammes représentatifs des aérosols constituant l'échantillon analysé (Océan Pacifique : rouge). Les paramètres analysés ici sont : l'épaisseur optique totale δ_t des aérosols (a), l'épaisseur optique δ_{NS} des aérosols non sphériques (b), l'EQA (c), l'EQR (d) et le coefficient d'Angström α (e). Les résultats sur l'océan Atlantique ont été reportés en pointillés.

Les histogrammes sont présentés sur la Figure 3 - 15. L'épaisseur optique totale δ_t au-dessus de cette zone Pacifique est centrée autour de 0.14 (médiane) mais atteint des valeurs telles que 0.8, ce qui est plus faible qu'au-dessus de l'Atlantique. L'épaisseur optique δ_{NS} des aérosols non sphériques (Figure 3 - 15 b), présente une médiane plus basse 0.06 que sur l'Atlantique (0.18) et les fortes valeurs δ_{NS} ne correspondent pas à celles de δ_t , ce qui implique que nous avons moins d'événements purs d'aérosols non sphériques. Les Figure 3 - 15 c et d, nous donnent la gamme d'évolution de l'erreur de restitution de POLDER EQA (c) [0 ; 0,003] et celle de l'erreur relative de restitution EQR (d) [0 ; 0,15], comparable à celles obtenues au-dessus de l'océan Atlantique. Enfin, la Figure 3 - 15 e montre que le coefficient d'Angström α est centré autour de la valeur 1.05 et ne dépasse que très rarement 2 ; ce coefficient est nettement plus élevé qu'au-dessus de l'océan Atlantique : nous sommes donc majoritairement en présence de cas mixtes (mode d'accumulation + mode grossier) ou de petites particules (mode d'accumulation).

Nous allons maintenant comparer les luminances $^P L_S$ et $^M L_M$ dans les canaux MODIS.

3 - 3 - 1 Luminances dans le visible.

La Figure 3 - 16 montre la comparaison des luminances à 855 nm. Par la suite nous utiliserons les mêmes filtres que ceux du paragraphe précédent (§ 3-1), c'est-à-dire une erreur relative de restitution POLDER (EQR) inférieure ou égale à 0.06. Nous présentons les comparaisons sans filtre nuage (Figure 3 - 16 a) puis avec une fraction nuageuse déclarée nulle par MODIS (Figure 3 - 16 b). Nous observons que la Figure 3 - 16 a est bruitée alors que la Figure 3 - 16 b ne l'est pas. Ce bruit peut s'expliquer par la présence de nuages non détectés par POLDER car résultant d'une nébulosité fractionnée.

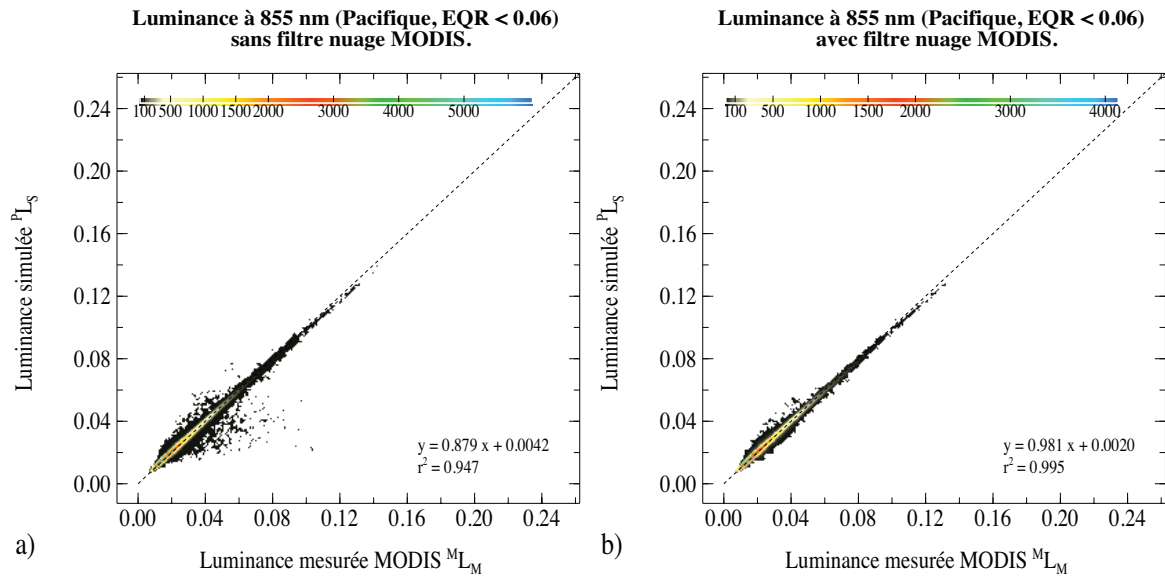


Figure 3 - 16. Luminance simulée $^P L_S$ à 855 nm en fonction de la luminance mesurée $^M L_M$ au-dessus de l'océan Pacifique (a : sans filtre sur la fraction nuageuse MODIS, b : avec filtre).

Nous allons maintenant étudier les autres canaux situés dans le visible. Nous observons sur la Figure 3 - 17 les luminances simulées $^P L_S$ à partir de l'inversion POLDER et dans la géométrie MODIS en fonction de la luminance mesurée $^M L_M$ pour différentes longueurs d'onde (a : 644 nm, b : 553 nm et c : 466 nm).

Nous constatons, de manière générale, un meilleur accord entre les luminances simulées $^P L_S$ et mesurée $^M L_M$ au-dessus de l'océan Pacifique qu'au-dessus de l'océan Atlantique, ceci aux trois longueurs d'onde.

A 664 nm (Figure 3 - 17 a), la pente de régression est la même qu'au-dessus de l'océan Atlantique (0.974). Nous sommes donc sensiblement dans la même configuration que précédemment, ce qui conforte la qualité de l'inversion POLDER effectuée à 670 et 865 nm. Nous notons, cependant, un biais (ordonnée à l'origine) de 0.0029 qui est un peu plus fort que sur l'Atlantique (0.002). L'origine de ce biais pourrait provenir d'une sous-estimation de la correction de lumière parasite qui serait restituée à partir des caractéristiques aérosol sur $^P L_S$, mais qui bien sûr n'affecte pas $^M L_M$. Cette correction serait peut être plus forte dans cette région plus nuageuse que sur l'Atlantique tropical.

Par, ailleurs, et ceci serait également valable au-dessus de l'océan Atlantique, nous pouvons imaginer un mauvais zéro optique (sous-estimé) qui provoquerait une légère surestimation des luminances POLDER restituées dans la simulation de MODIS. Enfin, nous pouvons évoquer un problème d'étalonnage MODIS qui impliquerait une sous-estimation de $^M L_M$, ou une surestimation de $^P L_M$ par l'étalonnage POLDER à 865 et 670 nm.

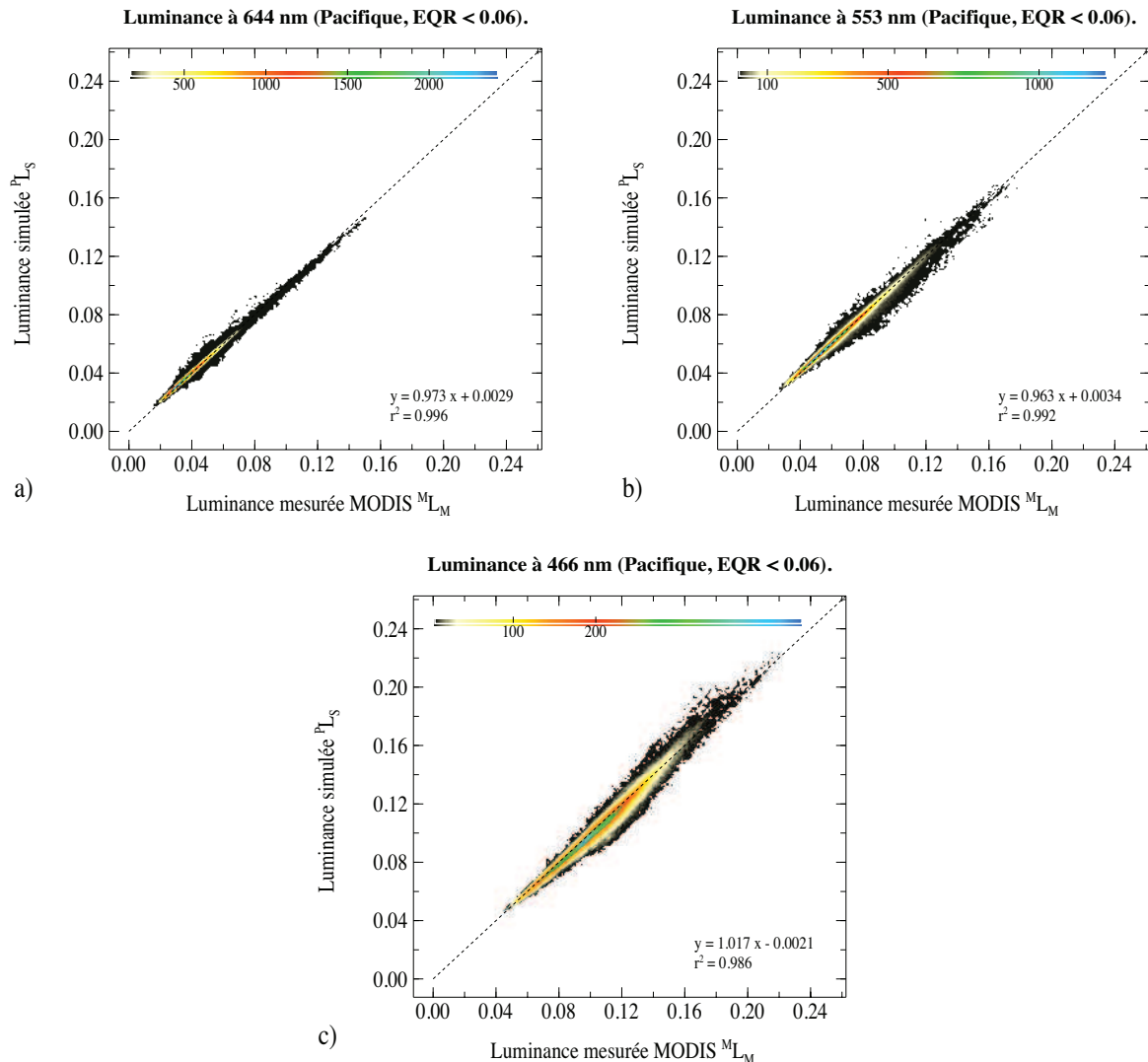


Figure 3 - 17. Evolution en fonction de la longueur d'onde dans les canaux visibles (a : 644 nm, b : 553 nm et c : 466 nm) de la luminance simulée $^P L_S$ en fonction de la luminance mesurée $^M L_M$ par MODIS.

A 553 nm (Figure 3 - 17 b), nous avons une pente de régression de 0.965 alors qu'au-dessus de l'océan Atlantique, elle était de 1.045, valeur trop forte due à la non prise en compte de l'absorption des particules minérales. Au-dessus de la zone Pacifique, notre échantillon contient moins de particules non sphériques, d'absorption éventuellement différente de celle des sahariennes.

D'autre part, nous avons contrôlé la réflectance moyenne de l'eau à 553 nm en 2007 au-dessus de nos zones Atlantique et Pacifique (GIOVANNI) : elle est un peu plus forte sur le Pacifique (0.008) que la valeur des algorithmes (0.005) ce qui irait dans le sens d'une remontée de pL_S .

A 466 nm (Figure 3 - 17 a), la pente de la régression vaut 1.017 alors qu'elle était de 1.187 au-dessus de l'océan Atlantique sans tenir compte de la forte absorption des aérosols désertiques ni de la réflectance marine (ρ_W^{466} (Atlantique) = 2.7%, ρ_W^{466} (Pacifique) = 1.6%).

On observe sur la Figure 3 - 18, qu'au dessus du Pacifique Nord la réflectance marine à 553 nm est plus forte (0.6 à 0.8%) qu'au-dessus de l'Atlantique (0.4 à 0.5%).

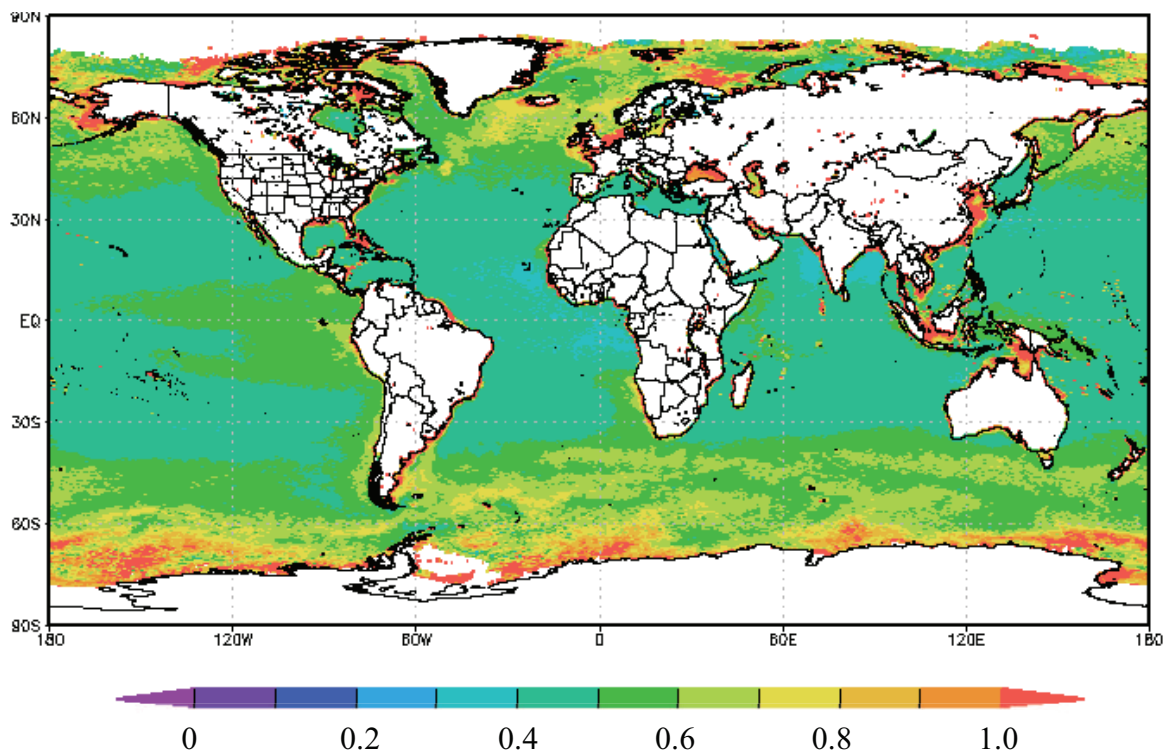


Figure 3 - 18. Carte de synthèse de la réflectance marine, en %, obtenue à partir de MODIS à 550 nm de mars 2005 à novembre 2009.

Nous avons trouvé dans ce paragraphe une bonne corrélation entre les luminances MODIS mesurées et simulées dans les canaux 855 et 644 nm, comparable aux résultats sur l'Atlantique. Toutefois, le bon accord entre les luminances a nécessité de filtrer les observations déclarées partiellement nuageuses par MODIS.

3 - 3 - 2 Luminances dans le moyen infrarouge.

Nous avons observé, dans le cas de l'océan Atlantique, une certaine divergence entre la simulation $^P L_S$ et la mesure $^M L_M$ pour les différents canaux du moyen infrarouge (§3-1-2). Nous avons alors supposé que l'origine de cette divergence venait du modèle de particules non sphériques. Etant à présent sur une zone où il n'y a que peu d'aérosols de ce type (§3-2), nous espérons obtenir de meilleures corrélations.

La Figure 3 - 19 présente le résultat des comparaisons des luminances mesurées ou simulées dans les trois canaux : 1243 nm (a), 1632 nm (b) et 2119 nm (c).

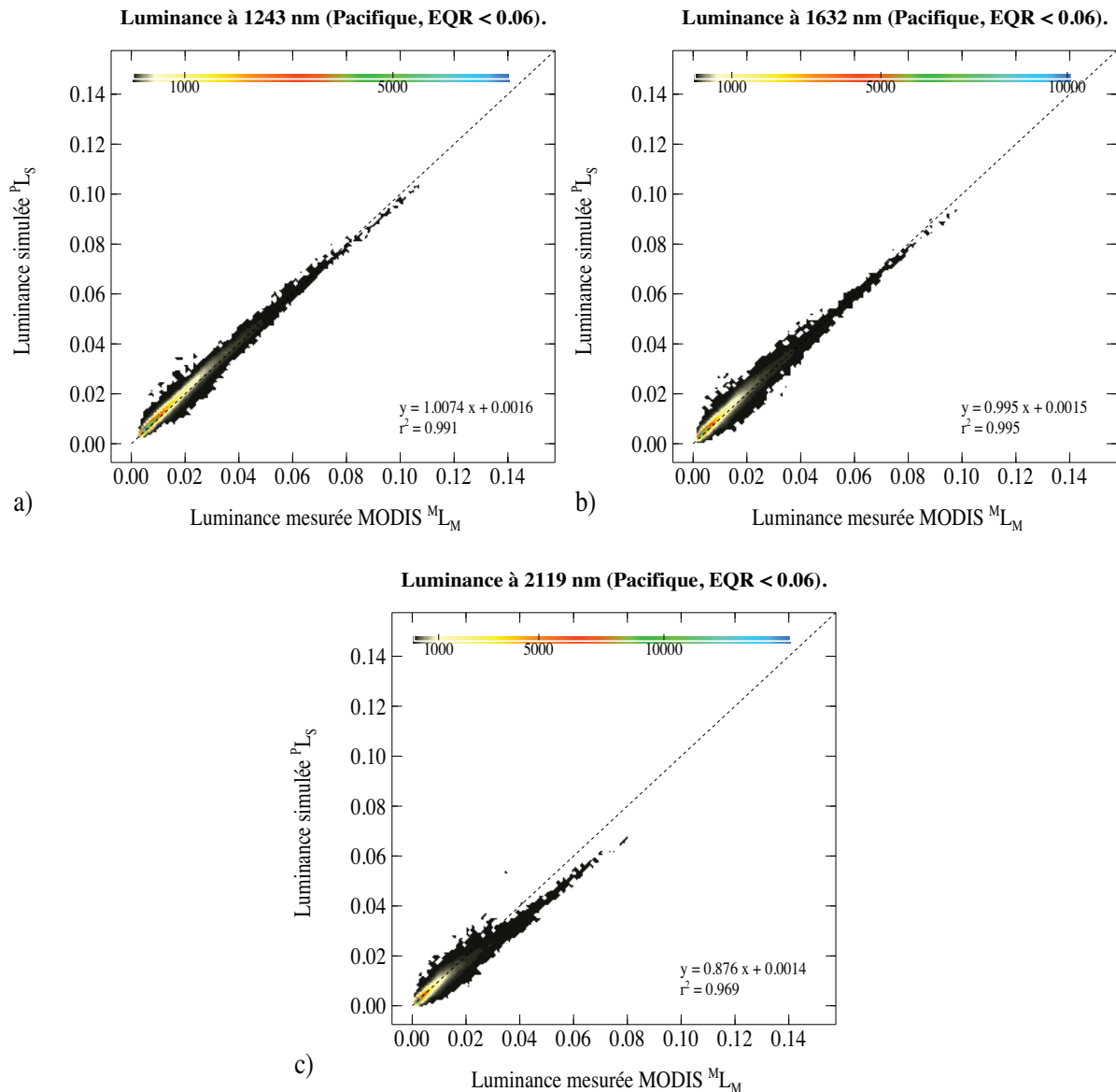


Figure 3 - 19. Evolution en fonction de la longueur d'onde dans l'infrarouge (a : 1243 nm, b : 1632 nm et c : 2119 nm) de la luminance simulée $^P L_S$ en fonction de la luminance mesurée $^M L_M$ par MODIS.

Nous observons ici que les simulations sont plus bruitées qu'au-dessus de l'océan Atlantique et qu'elles sous estiment les mesures MODIS dans le canal à 2119 nm avec une pente de régression voisine de 0.88. Ceci indiquerait une certaine variabilité autour du modèle que nous avons déterminé au-dessus de l'océan Atlantique.

La régression linéaire est influencée par les fortes valeurs de luminance (plus rares que sur l'océan Atlantique) qui sont mal restituées. Les ordonnées à l'origine restent du même ordre (0.0015).

Nous allons donc dans une seconde étape décomposer les signaux à 2119 nm en fonction du pourcentage de particules de type non sphérique contenues dans la scène. Ainsi nous pourrions analyser l'origine de cette disparité entre MODIS et POLDER au-dessus de l'océan Pacifique.

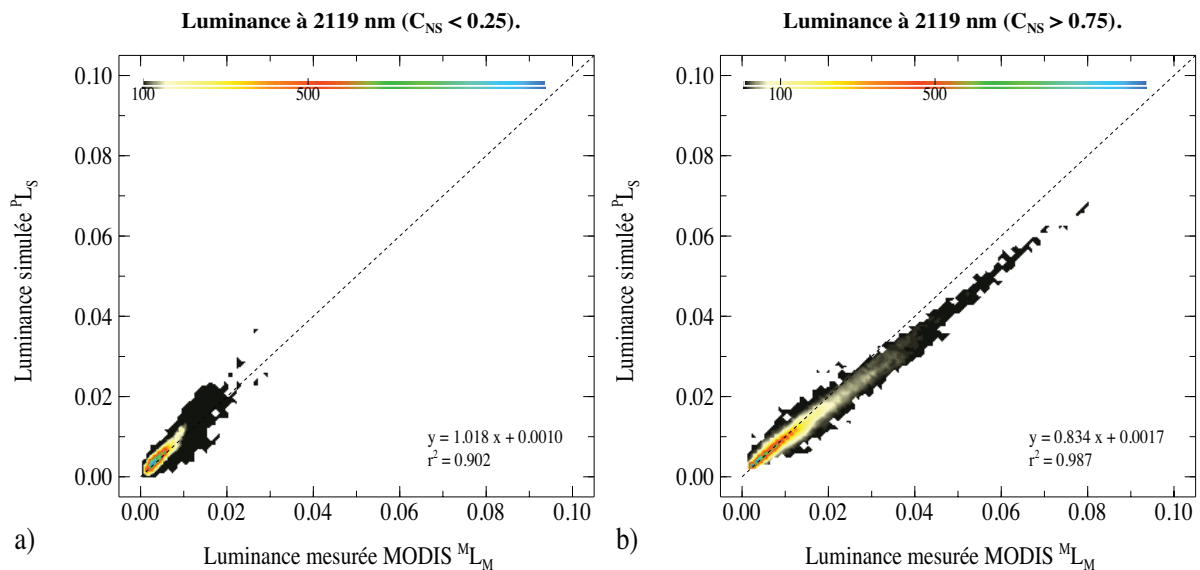


Figure 3 - 20. Evolution à 2119 nm de la simulation de luminances P_L au-dessus de l'océan Pacifique pour une concentration en particules non sphériques inférieure à 25% (a) et supérieure à 75% (b).

Au dessus du Pacifique, on rencontre des grosses particules minérales type Yellow Sands en provenance des déserts chinois (Gobi, Taklamakan). Ces particules ont des propriétés différentes de celles rencontrées au-dessus de l'Atlantique (Dust), si bien que notre correction dans le moyen infrarouge n'est pas correcte (Figure 3 - 20b) (Su, 2011). Par ailleurs, sur le Pacifique l'impact du mode d'accumulation est plus fort car les sources d'aérosols de pollution (Chine) et de brûlis (Sibérie) sont plus nombreuses.

En favorisant ce mode ($C_{NS} < 25\%$), nous avons constaté (Figure 3 - 20a) que les comparaisons $^M L_M$ et $^P L_S$ étaient bonnes en moyenne (pente de régression linéaire ~ 1) mais présentaient une forte dispersion, preuve d'une mauvaise prise en compte de leurs propriétés spectrales (indice de réfraction constant à toutes les longueurs d'onde dans les LUTs POLDER).

3 - 4 Comparaison des modèles Volten et Dubovik.

Nous avons montré dans le paragraphe précédent la difficulté d'utilisation du modèle empirique moyen Volten, qui même après correction (R_{NS} des Dust) ne semble pas adapté au-dessus du Pacifique (Yellow Sands). Ceci n'est pas surprenant car le modèle choisi résulte de la moyenne entre différents aérosols minéraux (quartz, feldspath, poussières volcaniques, etc.), ce qui implique que les matrices de phase présentent une assez forte variabilité (Volten 2001), comme le montre la Figure 3 - 21 où la dispersion est indiquée en grisé. La fonction de phase moyenne expérimentale F_{11} pour le visible est tracée en échelle logarithmique (en haut à gauche). Les autres éléments sont tracés en échelle linéaire mais sont normalisés par F_{11} .

Du fait de son allure directionnelle très différente de celle des grosses particules sphériques, ce modèle moyen a permis une avancée importante dans l'interprétation des mesures POLDER même s'il ne peut traduire toutes les propriétés des particules minérales qui présentent une variabilité en taille, en forme et en composition minéralogique (indice de réfraction). En général, une erreur sur la fonction de phase des particules non sphériques (entre fonction de phase réelle et modèle moyen) n'empêchera pas l'algorithme POLDER de restituer les mesures à 865 et 670 nm mais entraînera des biais sur les épaisseurs optiques et le poids relatif entre petites et grosses particules.

Il y a moins de difficulté à utiliser les particules sphériques (petites et grosses) qui sont décrites physiquement par leur granulométrie et leur indice de réfraction et dont les paramètres radiatifs (matrice de phase, section efficace) sont calculés grâce à la théorie de Mie, du visible au moyen infrarouge. Le seul problème est de connaître la variation spectrale de l'indice de réfraction.

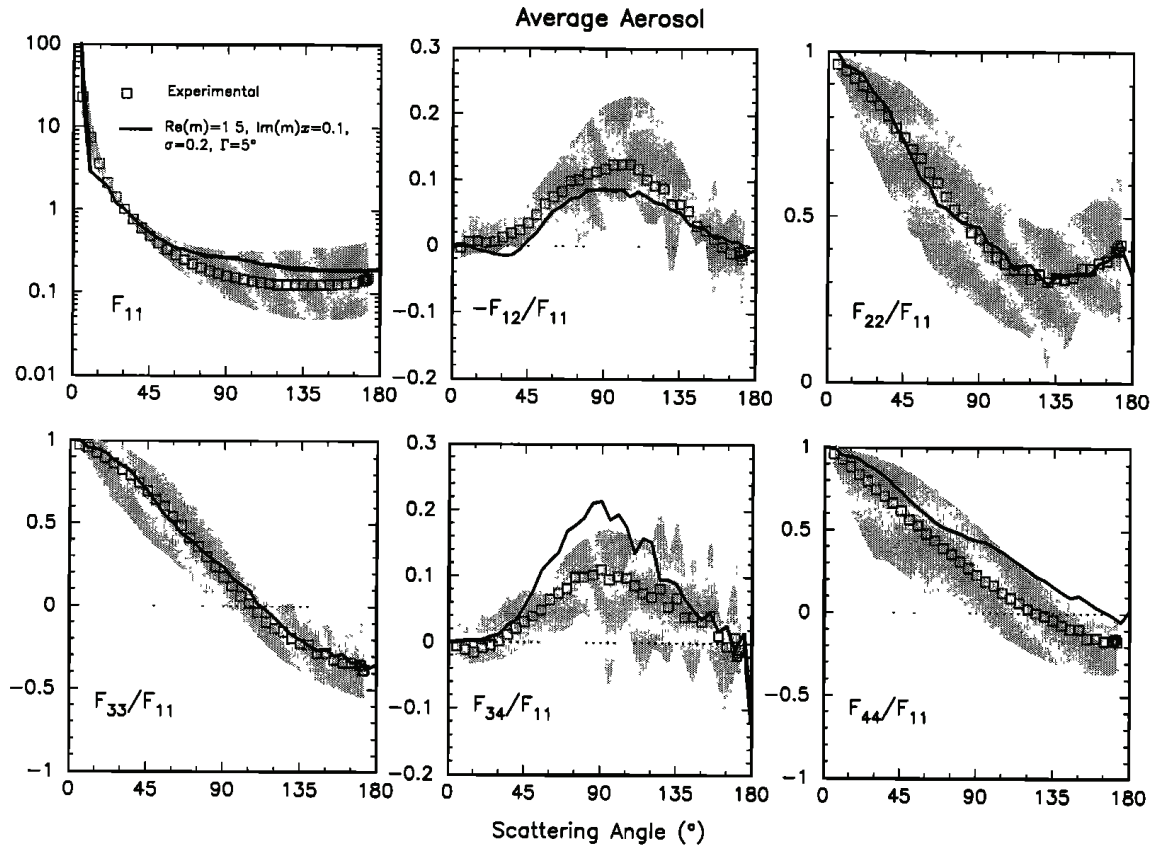


Figure 3 - 21. Graphiques représentant, en fonction de l'angle de diffusion, les éléments de la matrice de phase moyennée sur plusieurs types de particules minérales. Volten, 2001.

Depuis une quinzaine d'années des avancées théoriques ont permis une démarche comparable avec des particules non sphériques (Mischenko 1996 et Mischenko 2000). L'une des modélisations est basée sur des particules sphéroïdes (oblates et prolates) : une fois fixée, la répartition en forme (caractérisée par le rapport petit axe et grand axe des sphéroïdes), la granulométrie et l'indice de réfraction, il est possible d'obtenir les paramètres radiatifs à toutes les longueurs d'onde. Ce type de particules a été introduit (Dubovik, 2002) pour interpréter les mesures du réseau AERONET lorsque la théorie de Mie (particules sphériques) s'est révélée insuffisante.

Dubovik a utilisé les mesures expérimentales de Volten à 441.6 et 632.8 nm sur un échantillon particulier dit « Feldspath » assez caractéristique de particules désertiques et présentant un léger effet spectral. La restitution des matrices de phase (mesures entre 5° et 175° d'angle de diffusion) lui a permis de préciser la répartition en forme, la distribution en taille et les indices de réfraction dans les deux canaux.

La partie réelle de l'indice de réfraction a été prise égale à 1.56 dans tous les canaux visible et moyen infrarouge. La partie imaginaire de l'indice décroît de 443 (0.003) à 2119 nm (0.0007).

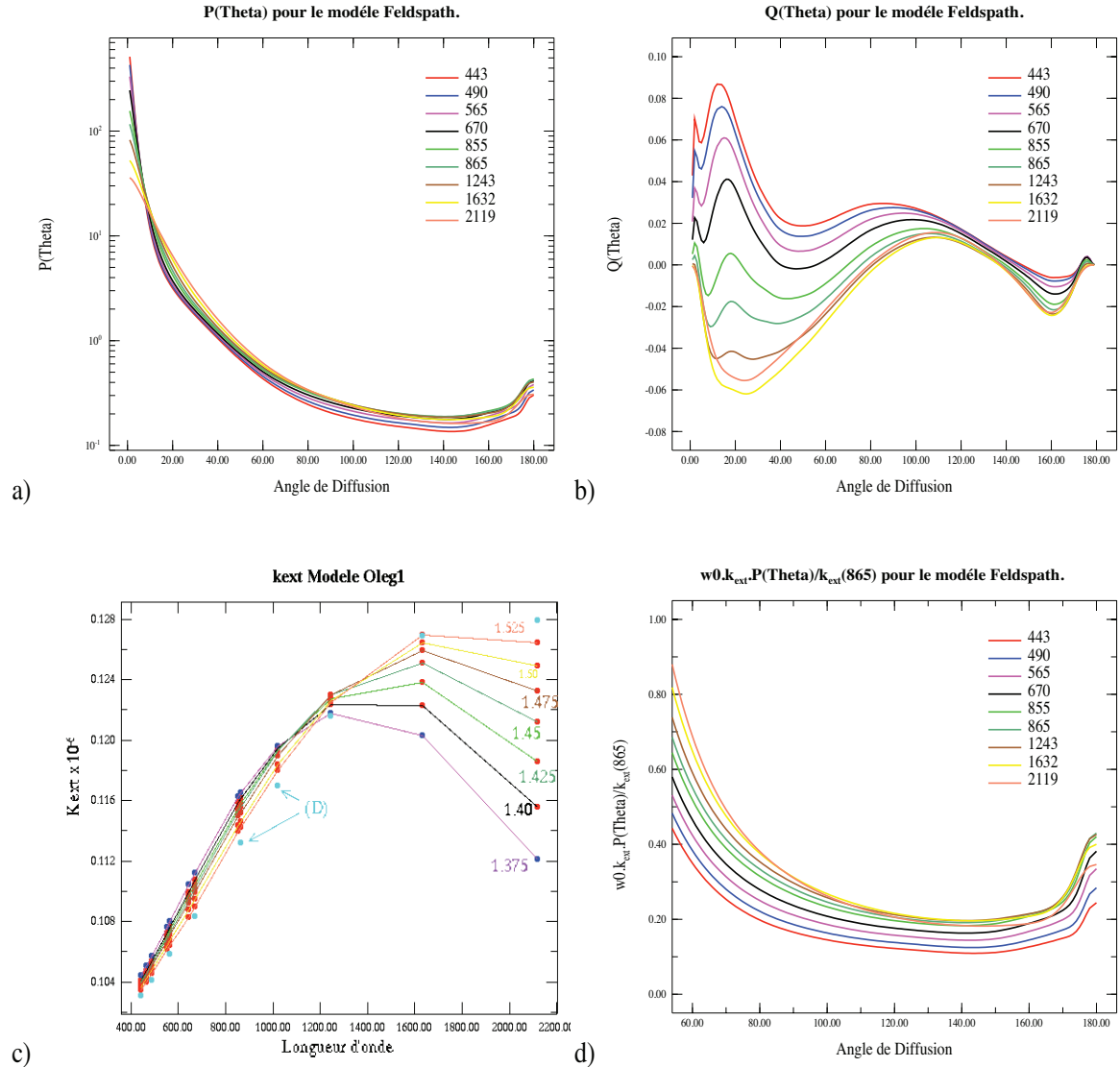


Figure 3 - 22. Graphiques représentant différents paramètres caractérisant le modèle de particules sphéroïdes (Dubovik, 2002), a : fonction de phase $p(\Theta)$, b : fonction de phase polarisée $q(\Theta)$, c : coefficient d'extinction normalisé $k_{ext}/k_{ext}(865)=f(\lambda)$ et d : $w_0 k_{ext} p(\Theta)$ normalisé.

Nous présentons ci-dessus (Figure 3 - 22), les fonction de phase totales $p(\Theta)$ et polarisées $q(\Theta)$ aux longueurs d'onde POLDER et MODIS, l'allure spectrale du coefficient d'extinction (normalisé à 865 nm) pour différents indices de réfraction, ainsi que la quantité $\omega_0^\lambda k_{ext}^\lambda p^\lambda(\Theta) / k_{ext}^{865}$ représentative de l'allure spectrale du signal. Sur la Figure 3 - 22 c, les points correspondant à l'indice 1,56 trouvé par l'inversion de Dubovik sont en bleu turquoise.

Alors que le modèle de Volten ne présente aucun effet spectral, nous constatons que les caractéristiques (k_{ext} , $p(\Theta)$) du modèle Dubovik (D1) dépendent de la longueur d'onde. Nous observons que, pour un angle de diffusion Θ compris entre 100° et 180° , les fonctions de phase $p(\Theta)$ augmentent avec la longueur d'onde, excepté à 2119 nm, et présentent une remontée en rétrodiffusion ($\Theta = 180^\circ$), contrairement à Volten. La fonction de phase $q(\Theta)$, dans cette même plage d'angle de diffusion, devient négative au-delà de $\Theta \sim 140^\circ$ (polarisation parallèle au plan de diffusion) et nous constatons que k_{ext} augmente avec la longueur d'onde dans le moyen infrarouge, ce qui implique que l'épaisseur optique augmente. Cependant, des mesures réalisées sur le site de M'Bour au cours d'une campagne expérimentale (Tanré, 1988) et les mesures effectuées avec le réseau AERONET montrent que, lors de forts événements de poussières, l'épaisseur optique diminue avec la longueur d'onde (mesures étendues à 1640 nm sur le photomètre de Dakar depuis novembre 2008). La Figure 3 - 22 c montre cependant qu'une diminution de l'indice de réfraction vers l'infrarouge permettrait de retrouver une décroissance de l'épaisseur optique.

Afin de retrouver une telle dépendance spectrale de l'AOD, Dubovik a couplé son modèle de particules sphéroïdes du mode grossier (D1), à un mode de petits sphéroïdes ce qui constitue le modèle Dubovik 2 (D2). De nouvelles tables relatives aux modèles D1 et D2 ont été réalisées aux longueurs d'onde des capteurs POLDER et MODIS.

L'algorithme d'inversion des mesures POLDER a été appliqué sur les données du mois de mai 2007 successivement avec D1 puis D2 au-dessus de l'Atlantique. Il est possible de comparer les luminances $^P L_S$ et $^M L_M$ en fonction du type de modèle non sphérique utilisé. Ces modèles non sphériques sont au nombre de cinq, à savoir : le premier est le modèle de Volten (V) ; le second celui du Dubovik (D1) ; le troisième est le modèle de Dubovik couplé avec un mode d'accumulation fixe (D2), le quatrième modèle et le cinquième modèle correspondent au modèle Volten corrigé dans l'infrarouge par les résultats de B. Gérard (V2) et par les résultats de cette thèse (V3).

Nous commencerons par le canal 855 nm pour les modèles V et D1. Nous observons sur la Figure 3 - 23 que les pentes de régression sont tout à fait comparables, qu'on utilise les modèles V ou D1. Ceci tient au fait, déjà signalé, que l'algorithme procède à un ajustement (épaisseur optique, concentrations petits/gros/non sphériques) pour restituer au mieux les mesures. En fait, le changement de modèle non sphérique se remarquera surtout sur les paramètres retrouvés comme l'épaisseur optique ce que nous étudierons dans le Chapitre 4.

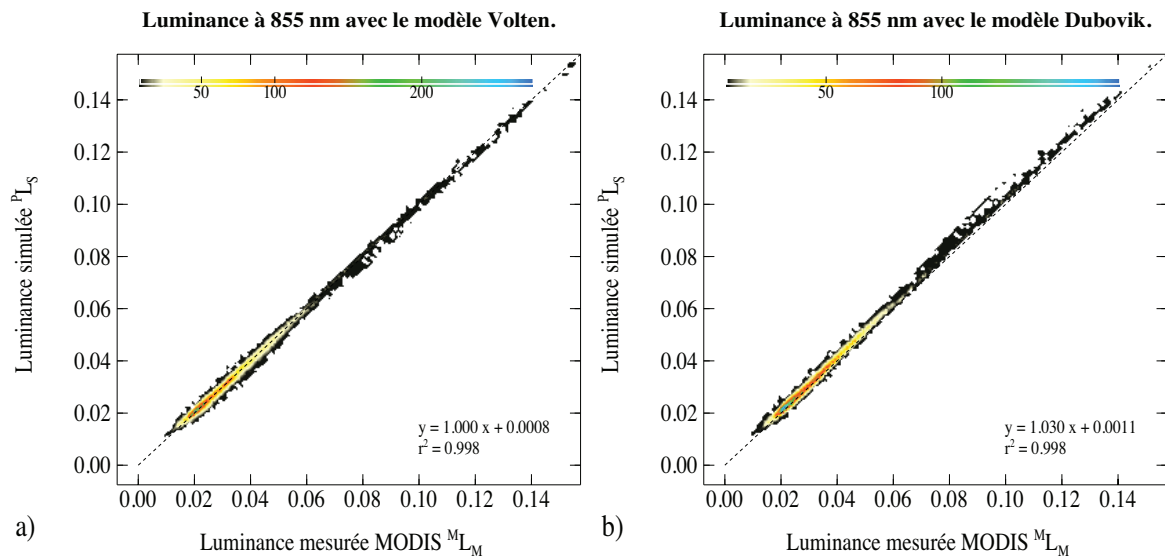


Figure 3 - 23. Comparaison de luminances simulées P_{L_S} à partir de deux types de particules non sphériques (a : Volten, b : Dubovik 1) aux luminances mesurées par MODIS à 855 nm.

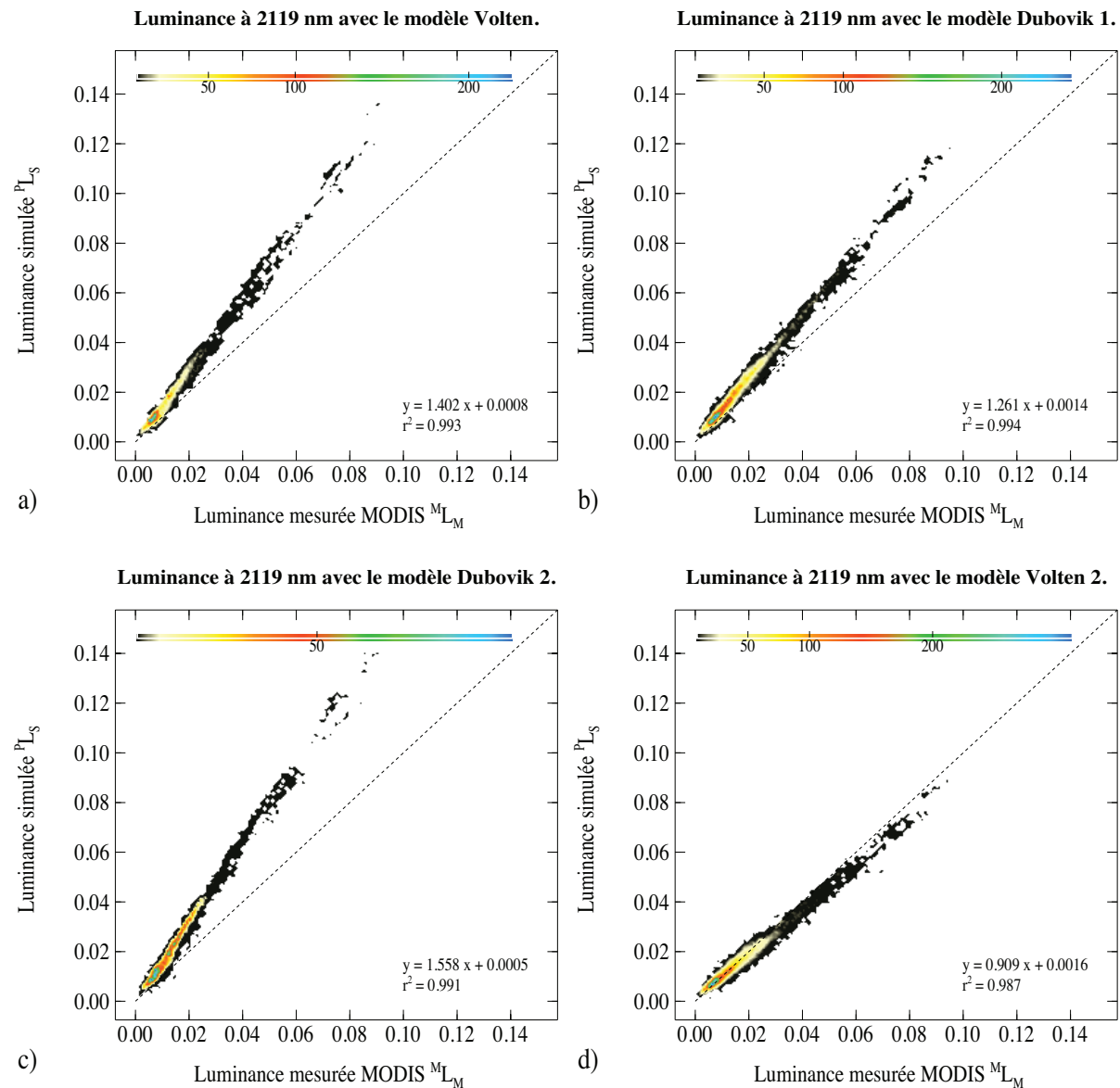
Par ailleurs, les différences entre D1 et V, en particulier l'effet spectral, sont assez faibles pour la plage 670 – 865 nm utilisée par l'algorithme, mais se manifesteront plutôt sur le moyen infrarouge comme observé sur la Figure 3 - 24 pour la longueur d'onde 2119 nm.

Le modèle V (Figure 3 - 24 a), spectralement blanc, ne parvient pas à restituer correctement les luminances mesurées M_{L_M} ce qui a conduit à la création des modèles empiriques V2 (d) et V3 (e) ajustés pour restituer M_{L_M} .

On constate (b) que le modèle de sphéroïdes D1 fait à peine mieux que le modèle moyen V (pente de régression de 1.26 au lieu de 1.40 pour Volten). En fait, certaines des caractéristiques physiques (rapport grand axe / petit axe, distribution en taille) de D1 ont été définies dans le visible et restent identiques pour toutes les longueurs d'onde mais ce n'est pas forcément le cas de l'indice de réfraction qui, par manque d'information, a été pris constant sur tout le spectre, au moins pour sa partie réelle m_r .

Or cet indice conditionne la variation spectrale des coefficients d'extinction k_{ext} (c'est-à-dire des AOD) (Figure 3 - 22 e) et des fonctions de phase. A noter que la partie imaginaire m_i de l'indice, décroissante du visible à l'infrarouge, joue essentiellement pour le calcul de l'albédo dont l'impact est important vers le bleu.

L'indice de réfraction déduit d'AERONET à partir d'événements intenses de poussières, présente une décroissance entre 670, 865 et 1020 nm, qui effectivement, si elle se poursuivait dans le moyen infrarouge pourrait améliorer les résultats de D1.



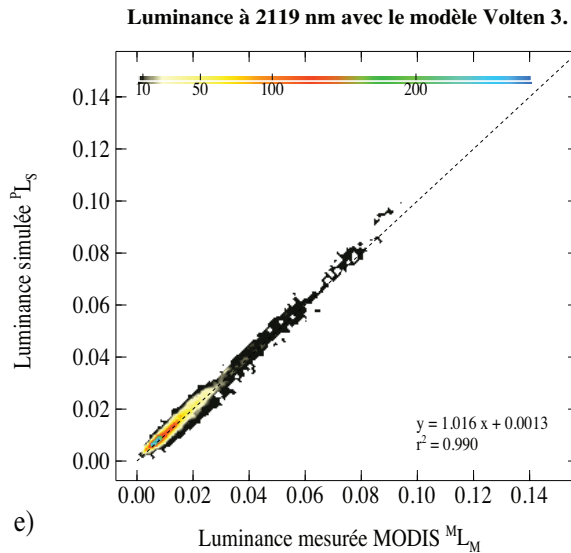


Figure 3 - 24. Comparaison de luminances simulées P_{L_S} à partir de différents types de particules non sphériques (a : V, b : D1, c : D2, d : V2, e : V3) aux luminances mesurées par MODIS à 2119 nm.

La restitution des mesures à 865 et 670 nm est moins bonne lorsque le modèle D2 remplace V ou D1 dans les LUTs, car il introduit une contrainte entre les modes grossier et d'accumulation. La dégradation des résultats de l'algorithme, en présence d'aérosols non sphériques, se répercute alors dans les canaux du proche infrarouge comme le montre la Figure 3 - 24 c à 2119 nm.

Nous pouvons conclure de cette seconde étude que les modèles théoriques (V, D1 et D2) ne prennent pas en compte, ou mal, la variation spectrale des luminances dans le moyen infrarouge en présence de particules non sphériques.

4 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons cherché à estimer la représentativité du modèle retrouvé par l'algorithme POLDER, en utilisant les mesures à 670-865 nm, sur le large domaine spectral de MODIS (553-2119) en comparant les mesures MODIS et leurs simulations par le modèle POLDER.

A proximité du domaine d'inversion POLDER (670-865), c'est-à-dire dans les canaux MODIS 855 et 644 nm, les luminances mesurées par MODIS sont bien corrélées ($r^2 > 0.995$) aux luminances simulées sur les deux zones d'étude (Atlantique et Pacifique) car l'algorithme POLDER dispose de suffisamment de paramètres (bimodalité, mode non sphérique, plusieurs indices de réfraction, AOD) pour s'ajuster sur les données d'entrée (luminances directionnelles) sans pour autant refléter totalement les propriétés des aérosols (distribution en taille plus complexe, absorption spectrale, non sensibilité aux plus grosses particules, ...).

Les pentes des régressions (simulations en fonction des mesures) valent 0.98 à 855 nm et 0.974 à 644 nm ce qui indique un écart de -2% entre POLDER et MODIS. Les ordonnées à l'origine sont de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-3}$ terme qui pourrait être associé à une correction insuffisante de la lumière parasite ou à la correction du zéro optique.

A 553 nm, les mesures MODIS sont moins bien restituées par le modèle POLDER, surtout en présence de particules minérales qui absorbent plus vers le bleu que dans le moyen infrarouge (albédo croissant avec la longueur d'onde). Cette propriété n'est pas prise en compte dans les LUTs de l'algorithme opérationnel réalisées avec des indices de réfraction réels et spectralement constant ($\omega_0 = 1$) pour chacun des modes (accumulation, grossier sphérique et grossier non sphérique de Volten) ce qui va introduire des écarts entre les luminances simulées et mesurées. Il serait possible de diminuer ces écarts en introduisant, comme MODIS, une variation spectrale réaliste de l'albédo ω_0 au moins pour le mode non sphérique comme ceci est fait avec D1. A ceci s'ajoute, suivant la localisation et la saison, de petites variations de la réflectance marine par rapport à la valeur moyenne fixée à 0.005 dans les LUTs. Les écarts simulations – mesures restent néanmoins limités (quelques millièmes).

La représentabilité vers le moyen infrarouge du modèle issu de l'algorithme POLDER n'est pas garantie car nous sommes confrontés à l'extrapolation des propriétés optiques des particules sphériques (indice de réfraction) et non sphériques (qui est la composante essentielle dans le moyen infrarouge), avec un modèle moyen (Volten) qui n'a été validé que dans le visible et sur des gros événements de poussière (Atlantique).

Le modèle de Volten ne convient pas pour simuler les luminances MODIS dans les canaux du moyen infrarouge mais une correction empirique permet d'améliorer la restitution. Cette correction, d'abord obtenue par B. Gérard sur POLDER 2 – TERRA sur un échantillon limité, a été refaite en suivant la même méthodologie sur les données de 2005 de PARASOL – AQUA au-dessus de l'Atlantique et validée sur les années suivantes (2006-2009) durant lesquelles les deux capteurs sont demeurés synchrones. Nous disposons ainsi d'un modèle de particules non sphériques capable de reproduire les mesures POLDER et MODIS en présence d'aérosols d'origine saharienne.

Lorsque nous transportons ce modèle aux particules non sphériques présentes au-dessus du Pacifique, la corrélation entre les mesures et les simulations est nettement moins bonne surtout pour les fortes luminances et à 2119 nm ce qui signifie que les aérosols minéraux de type Yellow Sands (Gobi) diffèrent des sahariens par leur nature (indice de réfraction) et leur taille dont l'impact est important dans les canaux du moyen infrarouge (le rapport rayon effectif sur longueur d'onde est de l'ordre de 1).

L'utilisation d'un second modèle (modèle D1 de sphéroïdes) de particules minérales (Feldspath) dont les paramètres radiatifs ont été calculés (Dubovik, 2002) du visible au moyen infrarouge à partir des mesures expérimentales dans le visible (Volten, 2001) a permis d'acquérir des résultats équivalents à ceux du modèle moyen Volten : en effet, D1 convient bien dans le visible mais ne restitue pas les mesures du moyen infrarouge de MODIS, canaux dans lesquels il n'a pas été contraint par des mesures. Nous verrons dans le chapitre suivant son impact sur la caractérisation des aérosols par POLDER. Ces exemples confirment l'incertitude résultant de l'extrapolation des résultats (modèle POLDER, inversions photométriques d'AERONET) en dehors du domaine spectral dans lequel ils ont été définis.

Enfin nous avons conclu que les masques nuages MODIS et POLDER n'étaient pas toujours en accord ce qui pouvait engendrer des biais dans nos comparaisons si bien que nous avons limité notre étude à des scènes déclarées totalement claires par les deux instruments.

CHAPITRE 4 : COMPARAISON DES ALGORITHMES ET DES PRODUITS GEOPHYSIQUES MODIS ET POLDER.

1	INTRODUCTION.	122
2	COMPARAISONS DES EPAISSEURS OPTIQUES.	123
2 - 1	ATLANTIQUE.	123
2 - 2	PACIFIQUE.	127
2 - 3	VARIABILITE SPATIALE DE L'EPAISSEUR OPTIQUE.	130
3	COMPARAISON DES COEFFICIENTS D'ANGSTRÖM (644/855).	132
4	AMELIORATION DE L'INVERSION POLDER GRACE AU MODELE DUBOVIK.	134
4 - 1	ORBITE DU 11 MAI 2007.	135
4 - 2	ORBITE DU 09 MAI 2007.	139
1 - 1	GENERALISATION DE MARS 2005 A FEVRIER 2008.	142
5	CONCLUSION.	143

1 Introduction.

Grâce à un échange avec la NASA Goddard à travers L. Remer et S. Mattoo (Remer 2008), nous avons à notre disposition l'algorithme d'inversion MODIS ainsi que les Look up Tables qui lui sont associées.

Nous avons simulé précédemment, des luminances en fonction des modèles POLDER et de la géométrie MODIS dans les canaux à 466 nm, 553 nm, 644 nm, 855 nm, 1243 nm, 1632 nm et 2119 nm. Nous avons également corrigé et moyenné sur le super pixel de la grille POLDER les luminances MODIS dans les mêmes canaux. Nous avons donc à notre disposition deux jeux de données qui sont synchrones et géolocalisées. Nous pouvons donc appliquer en parallèle l'algorithme MODIS à ces deux jeux de données.

Nous avons gardé les paramètres originaux POLDER qui ont permis la simulation tels que l'épaisseur optique totale obtenue à 865 nm et pour chaque type de particules (mode d'accumulation, grossier sphérique et grossier non sphérique), le paramètre de restitution de l'algorithme ΔL , la vitesse de vent de surface. Nous avons conservé uniquement les luminances que nous avons filtrées auparavant (Chapitre 3) par une fraction nuageuse MODIS nulle, une déclaration de 9 pixels clairs dans le super pixel POLDER et enfin une erreur de restitution relative (EQR) inférieure à 6%.

De nombreuses études ont été consacrées à la comparaison des produits géophysiques évalués par les capteurs spatiaux et en particulier l'épaisseur optique qui traduit la charge en particules (Myhre, 2004). Ici, nous disposons des épaisseurs optiques déduites de chaque capteur par les traitements nominaux, mais nous avons aussi la capacité de simuler les luminances dans les canaux MODIS et d'appliquer l'algorithme correspondant. Il est donc possible de comparer trois types d'épaisseurs optiques :

- $^P\delta_M$: les épaisseurs optiques extraites de l'algorithme POLDER appliqué aux mesures POLDER (définition nominale).
- $^M\delta_M$: les épaisseurs optiques extraites de l'algorithme MODIS appliqué aux mesures MODIS (définition nominale).
- $^M\delta_S$: les épaisseurs optiques extraites de l'algorithme MODIS appliqué aux luminances $^M L_S$ simulées à partir des modèles POLDER dans la géométrie MODIS (définition croisée).

2 Comparaisons des épaisseurs optiques.

2 - 1 Atlantique.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la zone de l'océan Atlantique et notamment à la différence entre les épaisseurs optiques évaluées.

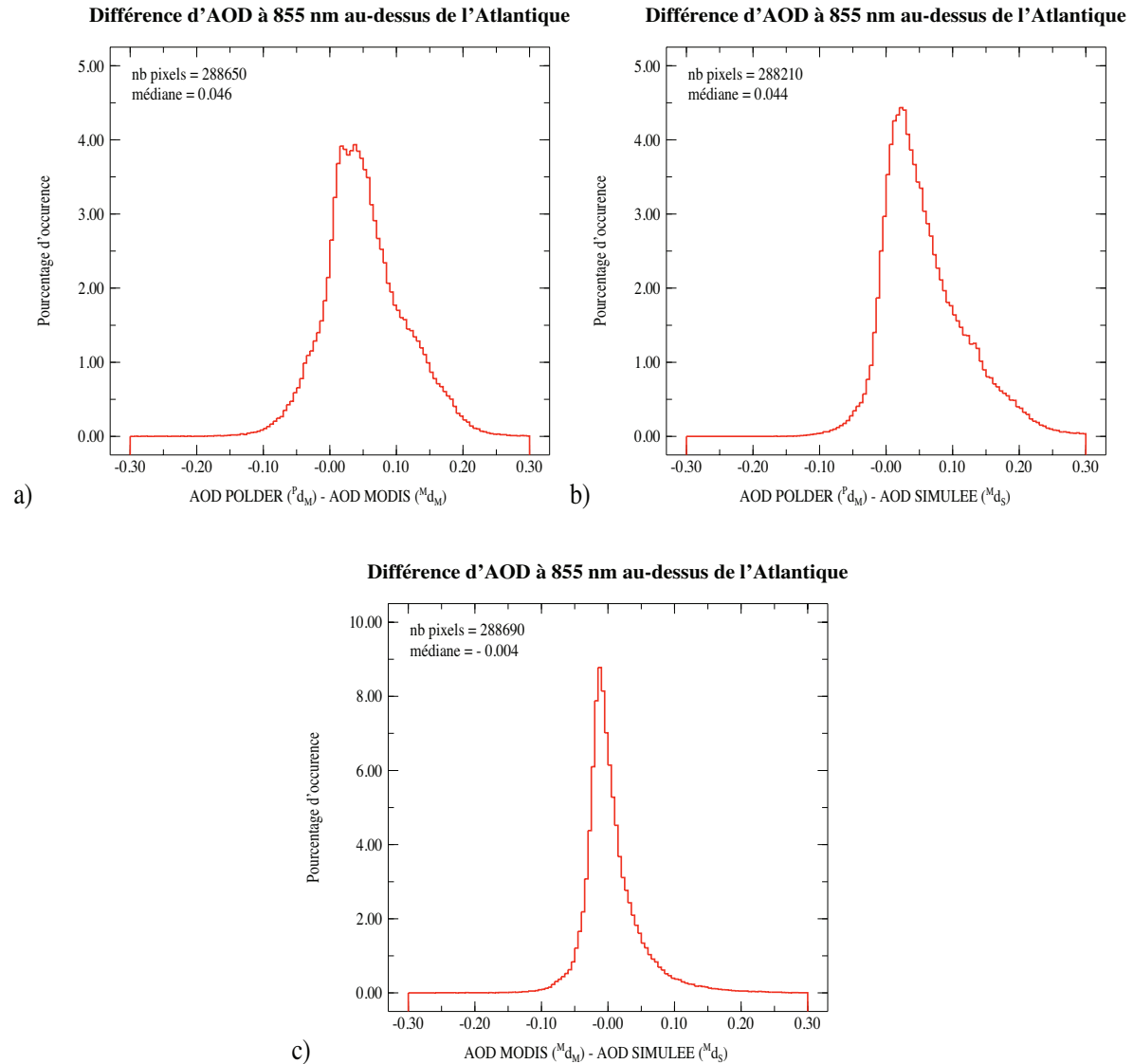


Figure 4 - 1. Histogrammes de la différence d'épaisseurs optiques au-dessus de l'océan Atlantique, a : $P_{d_M} - M_{d_M}$, b : $P_{d_M} - M_{d_S}$ et c : $M_{d_M} - M_{d_S}$.

La Figure 4 - 1 a présente l'épaisseur optique estimée à la longueur d'onde 865 nm pour POLDER et à 855 nm pour MODIS, c'est-à-dire dans les canaux suffisamment proches ($\Delta\lambda/\lambda \approx 0.01$) pour les confondre au premier ordre, surtout au-dessus de l'Atlantique où le coefficient d'Angström est faible en général.

La médiane dans ce cas vaut 0.046, ce qui signifie que l'algorithme POLDER estime une épaisseur optique plus grande que celle fournie par l'algorithme MODIS. Ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus par D. Tanré (2009), sur l'ensemble de l'archive (sur l'ensemble du Globe et sur les 5 ans)

Sur la Figure 4 - 1 b nous comparons maintenant l'épaisseur optique issue de l'inversion POLDER à 865 nm $^P\delta_M$ à celle à 855 nm issue de l'algorithme MODIS appliqué aux luminances simulées à l'aide du modèle restitué par POLDER $^M\delta_S$. Cette comparaison est présentée sous la forme d'histogramme de la différence $^P\delta_M - ^M\delta_S$.

La valeur de la médiane de 0.044 est proche de celle trouvée précédemment. Ici encore, nous observons une surestimation ($^P\delta_M > ^M\delta_S$) alors que nous utilisons un jeu de données (luminances) correspondant aux mêmes conditions atmosphériques. En effet, nous simulons les luminances MODIS à l'aide du modèle d'aérosol POLDER, qui par construction, restitue les luminances de POLDER. C'est donc la différence des méthodes d'inversion, c'est-à-dire les algorithmes, qui sont principalement à la source des écarts observés.

Sur la Figure 4 - 1 c nous comparons cette fois les épaisseurs optiques issues de l'algorithme MODIS, appliqué successivement à des mesures de luminances différentes : celles mesurées par MODIS conduisent à $^M\delta_M$, celles simulées à partir de POLDER donnent $^M\delta_S$. La médiane de l'histogramme des différences $^M\delta_M - ^M\delta_S$ vaut 0.004, valeur dix fois plus petite que les précédentes.

Cette première analyse semble indiquer que la surestimation de l'épaisseur optique POLDER par rapport à l'épaisseur optique MODIS (Figure 4 - 1 a) est liée au traitement algorithmique ce qui inclut les choix faits pour générer les LUTs. La description des deux méthodes a été faite dans le Chapitre 2 mais l'une des différences importantes vient de l'introduction d'un modèle de particules non sphériques dans les tables de simulation de POLDER. Ce type de particules étant souvent présent sur l'Atlantique tropical, nous allons étudier son impact sur les écarts d'épaisseurs optiques en traçant (Figure 4 - 2) l'histogramme de la Figure 4 - 1 b pour différents pourcentages C_{NS} de particules non sphériques ($C_{NS} = \delta_{NS}/\delta_t$).

Nous observons sur la Figure 4 - 2 une forte dépendance de la distribution de l'écart d'épaisseurs optiques ($^P\delta_M - ^M\delta_S$) au pourcentage de particules déclarées non sphériques par POLDER. Ainsi, lorsque le pourcentage de particules non sphériques est faible (courbes rouges), la distribution est pratiquement centrée sur zéro, ce qui indique que la différence sur les modèles sphériques des deux algorithmes n'impacte que faiblement la détermination de l'épaisseur optique. Par contre, lorsque le pourcentage de particules non sphériques augmente (courbes noires), nous observons que l'épaisseur optique $^P\delta_M$ extraite par l'algorithme POLDER devient, en moyenne, supérieure à celle extraite de MODIS. L'algorithme MODIS estime mal l'épaisseur optique lors d'observations d'aérosols minéraux parce que ses LUTs ont été conçues sans modèle de particules non sphériques. Les modèles MODIS n°8 et 9 sensés représenter des poussières, sont sphériques de type « Dust-like ».

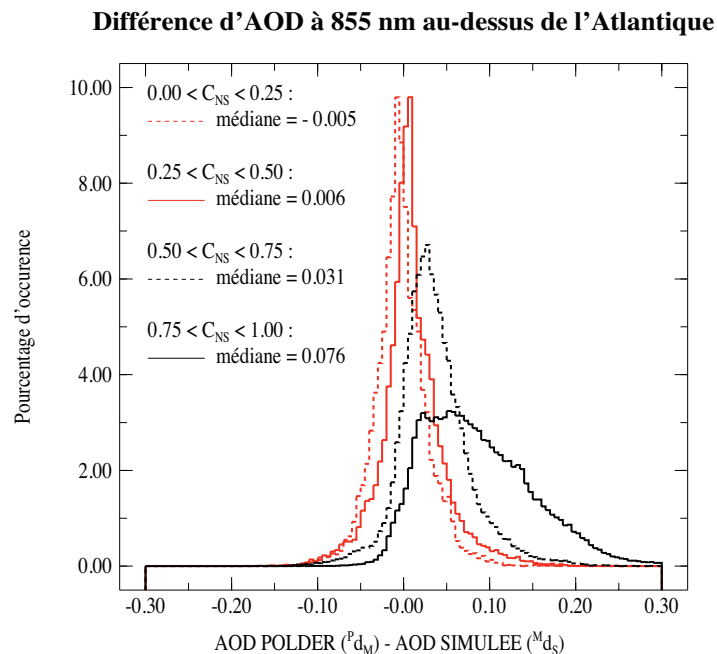


Figure 4 - 2. Histogrammes des différences d'épaisseurs optiques ($^P\delta_M - ^M\delta_S$) calculées à partir de l'algorithme POLDER à 865 nm et de l'algorithme MODIS à 855 nm appliqué aux luminances obtenues grâce à l'inversion POLDER en fonction du pourcentage de particules non sphériques.

Nous allons, à présent, évaluer l'impact de la vitesse au vent de surface sur la différence d'épaisseur optique. En effet, il paraît important de vérifier ce point car nous avons vu dans le Chapitre 2 § 3 – 1 qu'il n'était pas pris en compte de la même façon par les deux algorithmes.

Nous utilisons la valeur ECMWF pour évaluer la contribution de l'écume et effectuer le masque glitter et $v = 5 \text{ ms}^{-1}$ pour les interactions océan – atmosphère sur POLDER alors qu'une valeur constante de 6 ms^{-1} est prise sur MODIS (interaction et écume), le masque glitter étant géométrique et indépendant de la vitesse de vent.

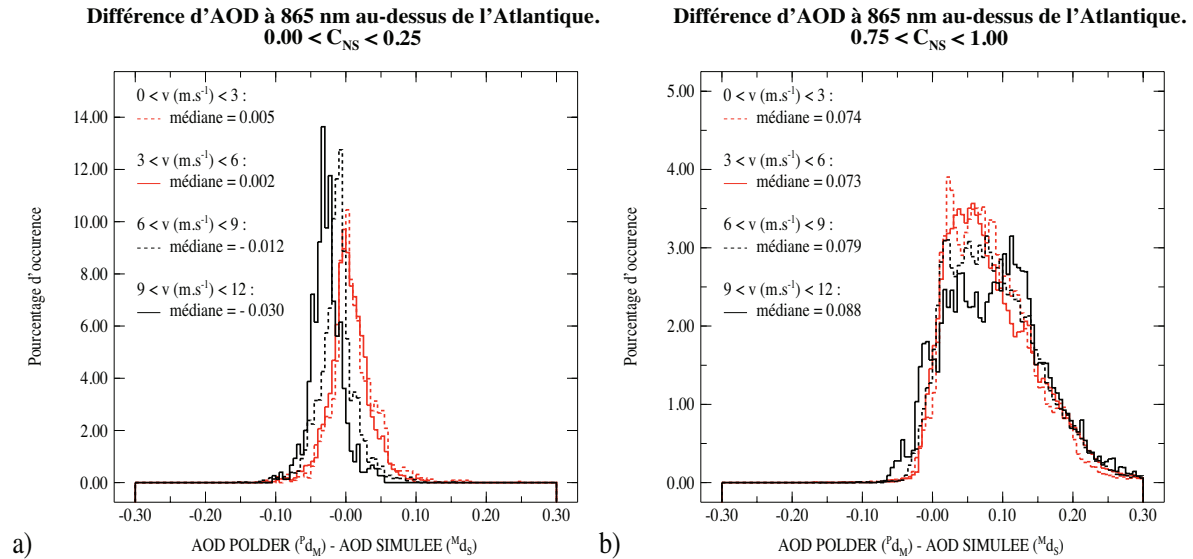


Figure 4 - 3. Histogrammes de la différence d'épaisseurs optiques ($^P\delta_M - ^M\delta_S$) en fonction du pourcentage de particules non sphériques et de la vitesse de vent.

Nous observons sur la Figure 4 - 3 a. une forte dépendance de la différence $^P\delta_M - ^M\delta_S$ à la vitesse de vent dans le cas de particules sphériques ($C_{NS} \leq 0.25$). En effet, nous observons un déplacement des histogrammes avec la vitesse de vent. Lorsque la vitesse de vent est inférieure à 6 m.s^{-1} (courbes rouges), nous notons un bon accord entre les deux instruments (histogramme de la différence centrée autour de zéro). Par contre, lorsque la vitesse de vent augmente (courbes noires), nous constatons une surestimation de l'épaisseur optique MODIS, la plus forte contribution de l'écume étant interprétée en épaisseur optique.

La Figure 4 - 3 b. montre que lorsque nous étudions les particules non sphériques, l'impact du vent est atténué. Cette différence peut être expliquée par le fait que lorsque nous sommes en présence de fortes épaisseurs optiques, la luminance provenant de la surface est atténuée et quasiment négligeable devant la luminance des aérosols qui devient très élevée. C'est, dans ce cas, l'effet des particules non sphériques, non considérées dans l'algorithme MODIS, qui domine : les histogrammes sont déplacés vers la droite mais indépendant de v.

Nous pouvons donc conclure de l'analyse au-dessus de l'océan Atlantique que la forte différence d'épaisseur optique constatée par D. Tanré (Figure 2 - 1, Chapitre 2) provient, en partie, de la différence d'algorithme entre MODIS et POLDER et surtout de l'absence de modèle de particules non sphériques dans les tableaux de simulation de l'algorithme MODIS. De plus, l'utilisation d'une valeur standard de la vitesse de vent, provoque un biais sur l'épaisseur optique (jusqu'à - 0.03 pour les fortes vitesses de vent et les faibles luminances).

2 - 2 Pacifique.

Afin de confirmer nos résultats, nous réitérons l'étude au-dessus de l'océan Pacifique afin de voir si des particules de nature différente influent sur les écarts entre les épaisseurs optiques (Figure 4 - 4).

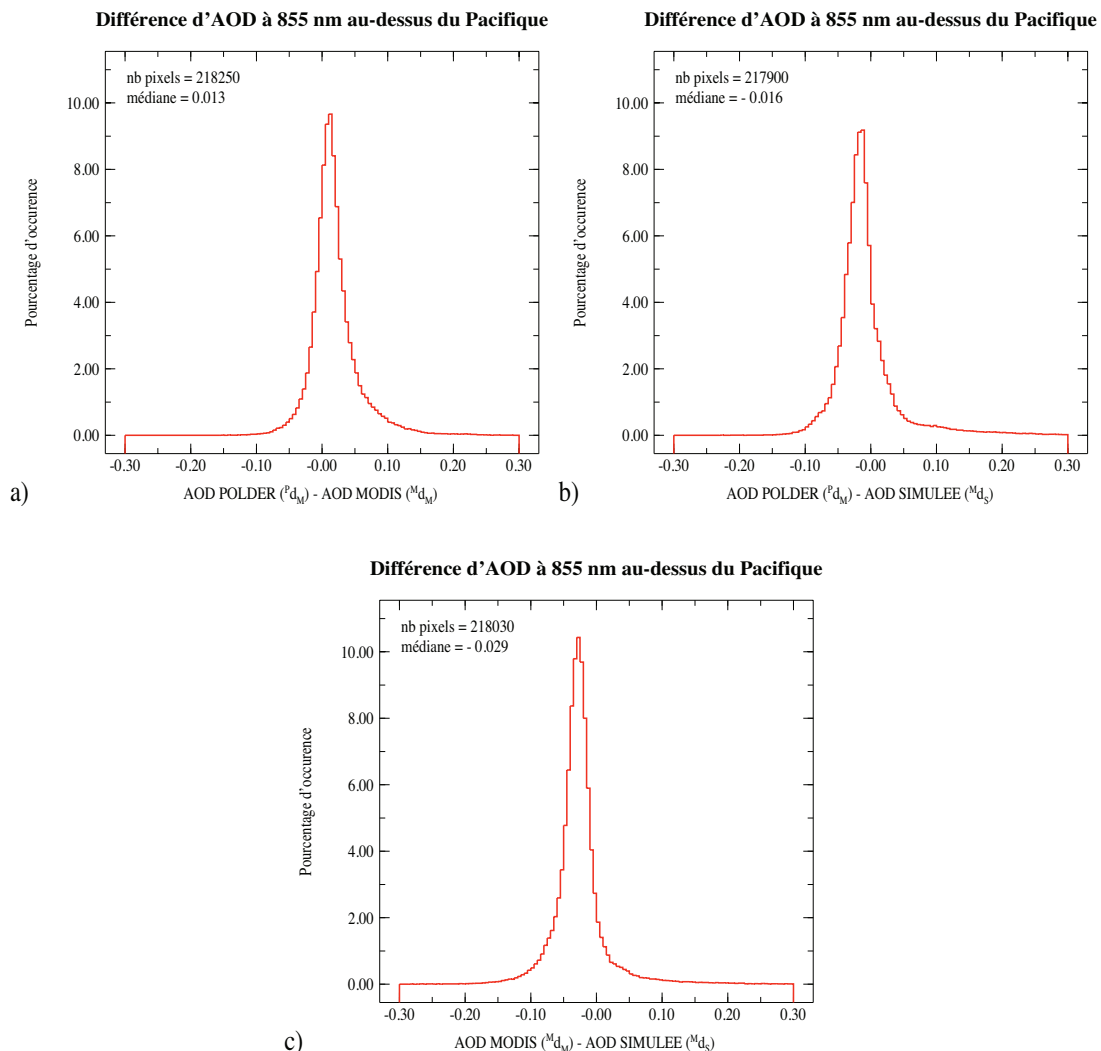


Figure 4 - 4. Histogrammes de la différence d'épaisseurs optiques au-dessus de l'océan Pacifique, a : $^P \delta_M - ^M \delta_M$, b : $^P \delta_M - ^M \delta_S$ et c : $^M \delta_M - ^M \delta_S$.

La Figure 4 - 4 a présente un histogramme de la différence $^P\delta_M - ^M\delta_M$ des épaisseurs optiques retrouvées par les chaînes opérationnelles. Nous observons ici une légère surestimation de l'épaisseur optique évaluée par POLDER (médiane + 0.013).

La Figure 4 - 4 b présente la différence d'épaisseur optique provenant de deux algorithmes différents ($^P\delta_M - ^M\delta_S$) mais basées sur des conditions atmosphériques identiques, ce qui nous permet d'observer ici que l'algorithme POLDER sous-estime l'épaisseur optique à 865 nm (médiane : - 0.016) alors que nous avons observé une surestimation au-dessus de l'océan Atlantique (+ 0.044). La différence au-dessus de l'océan Atlantique provenait des particules non sphériques, type de particules moins présent au-dessus du Pacifique. Par ailleurs, nous avons vu (Chapitre 3) que le modèle Volten corrigé n'était pas capable de simuler correctement les luminances à 2119 nm en présence du mode non sphérique, ce qui pourrait expliquer le changement de signe de l'écart.

La Figure 4 - 4 c présente la différence d'épaisseur optique provenant du même algorithme mais de deux jeux de données différents ($^M\delta_M - ^M\delta_S$). Nous observons dans ce cas une sous estimation de l'épaisseur optique $^M\delta_S$ (médiane : - 0.029). Cette différence peut être expliquée par un biais dans l'étalonnage POLDER ou MODIS ; étant dans une zone de forte nébulosité, on peut également penser à un problème de correction de la lumière parasite dû à la proximité des nuages.

Afin de valider, la conclusion faite (différence entre les LUTs) sur l'écart $^P\delta_M - ^M\delta_S$ (Figure 4 - 4 b) d'épaisseurs optiques provenant des deux algorithmes, nous avons choisi de refaire les histogrammes en fonction du pourcentage de particules non sphériques trouvé par POLDER (Figure 4 - 5).

Dans le cas où nous sommes en présence d'une forte concentration en particules non sphériques (trait plein noir), nous observons un histogramme très large qui va de -0.1 à 0.2, ce qui montre la difficulté à restituer ce type de particules de façon cohérente sur les deux instruments. Par contre, les écarts sont nettement moins importants aux plus faibles concentrations ($C_{NS} < 50\%$).

Nous avons conclu des résultats sur la luminance (Chapitre 3) que les particules non sphériques situées au-dessus de l'océan Atlantique étaient différentes de celles rencontrées au-dessus de l'océan Pacifique. Le modèle de particules non sphériques même s'il permet de restituer les mesures POLDER, introduit un biais sur les épaisseurs optiques.

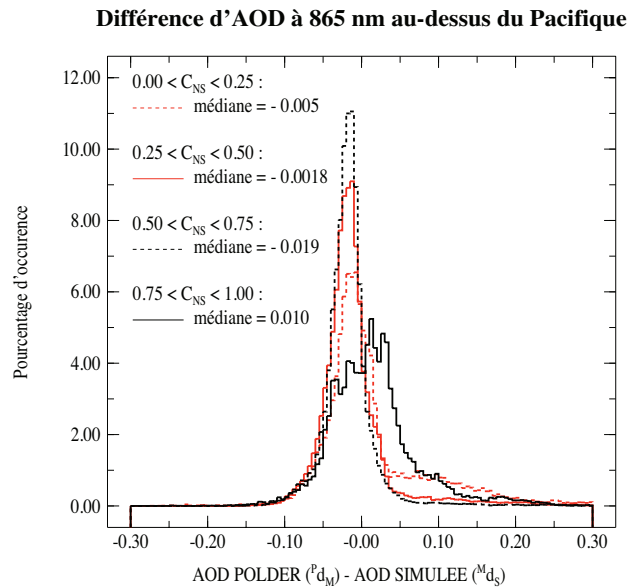


Figure 4 - 5. Histogrammes des différences d'épaisseurs optiques ($P_{\delta_M} - M_{\delta_S}$) calculées à partir de l'algorithme POLDER à 865 nm et de l'algorithme MODIS à 855 nm appliqué aux luminances obtenues grâce à l'inversion POLDER en fonction du pourcentage de particules non sphériques.

Enfin, nous allons, maintenant, procéder à la même analyse qu'au-dessus de l'océan Atlantique pour la vitesse de vent.

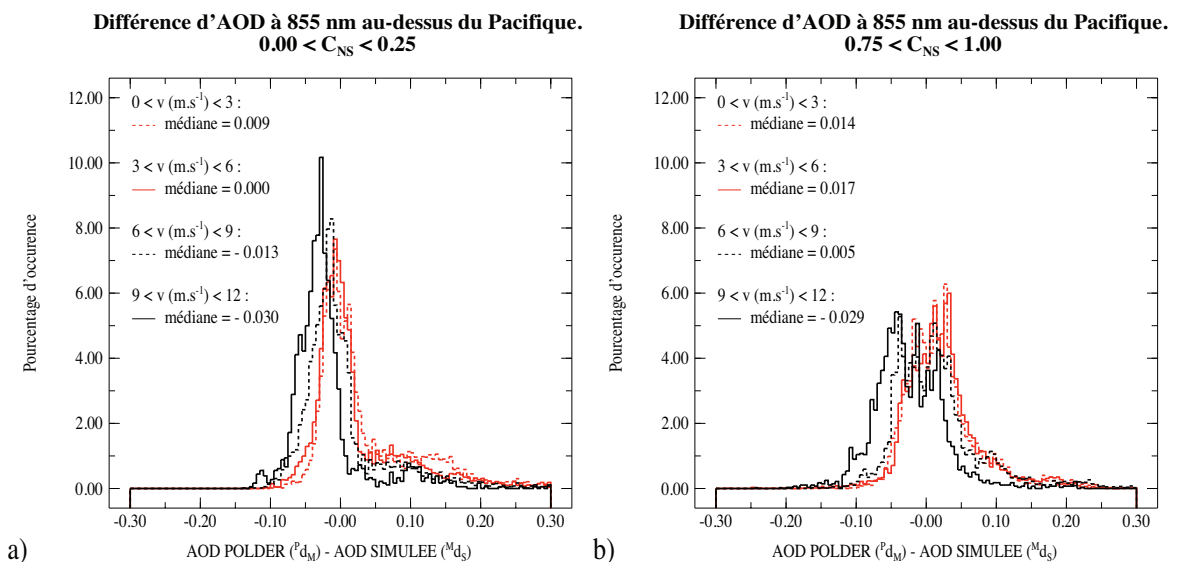


Figure 4 - 6. Même légende que sur la Figure 4 - 5 en fonction du pourcentage de particules non sphériques et de la vitesse de vent.

Nous observons très clairement, sur la Figure 4 - 6, l'impact de la vitesse de vent sur les écarts en épaisseurs optiques. En effet nous sommes au-dessus d'une zone où les épaisseurs optiques sont plus faibles que précédemment (océan Atlantique) ce qui accentue la contribution de la surface, indépendamment du type de particules observées ($C_{NS} \leq 0.25$ ou $C_{NS} \geq 0.75$). Nous remarquons un décalage des histogrammes avec la vitesse de vent d'environ 0.04 entre les médianes des plus faibles vitesses de vent et celles des plus fortes.

Nous pouvons confirmer que l'évolution de la différence provient de la valeur fixe $v = 6 \text{ m.s}^{-1}$ imposée à la vitesse de vent dans l'algorithme MODIS. Ceci a aussi plus de poids dans les canaux infrarouge (même si la réflectance de l'écume diminue) car le signal aérosol décroît lorsque la longueur d'onde augmente.

2 - 3 Variabilité spatiale de l'épaisseur optique.

Nous allons tracer une carte des différences d'épaisseurs optiques ($\Delta\delta = {}^P\delta_M - {}^M\delta_S$) moyennées sur les 5 ans de mesures afin d'observer s'il existe une dépendance géographique due à un éloignement des sources ou à la nature régionale des particules.

Le résultat des synthèses sur $\Delta\delta$ qui est montré sur la Figure 4 - 7 est à rapprocher de la Figure 2 - 1, Chapitre 2, où les écarts ont été calculés à 550 nm au niveau global et sur les épaisseurs optiques sorties des chaînes opérationnelles.

Sur l'Atlantique l'accord entre les deux capteurs est meilleur à l'Ouest de la zone que près des côtes africaines ce qui est dû à la proximité des sources aérosols désertiques. L'écart reste positif sur l'ensemble de la zone mais est voisin de zéro dans la zone Caraïbes où les particules non sphériques sont moins présentes et souvent associées à un mode de plus petits aérosols (pollution, brûlis) ; toutefois, il ne faut pas oublier que dans cette zone l'épaisseur optique est, en général, plus faible. On notera également des valeurs plus faibles de $\Delta\delta$ dans la partie Sud de la zone (latitudes voisines de 0°) ce qui correspond à l'impact des aérosols de brûlis qui apparaissent régulièrement en hiver (de janvier à mars).

Sur le Pacifique, on observe cette fois une surestimation de MODIS (de l'ordre de 0.03) sur la partie Nord de la zone et une sous-estimation (jusqu'à 0.04) au Sud où l'occurrence de trouver des poussières venant des déserts chinois est plus forte.

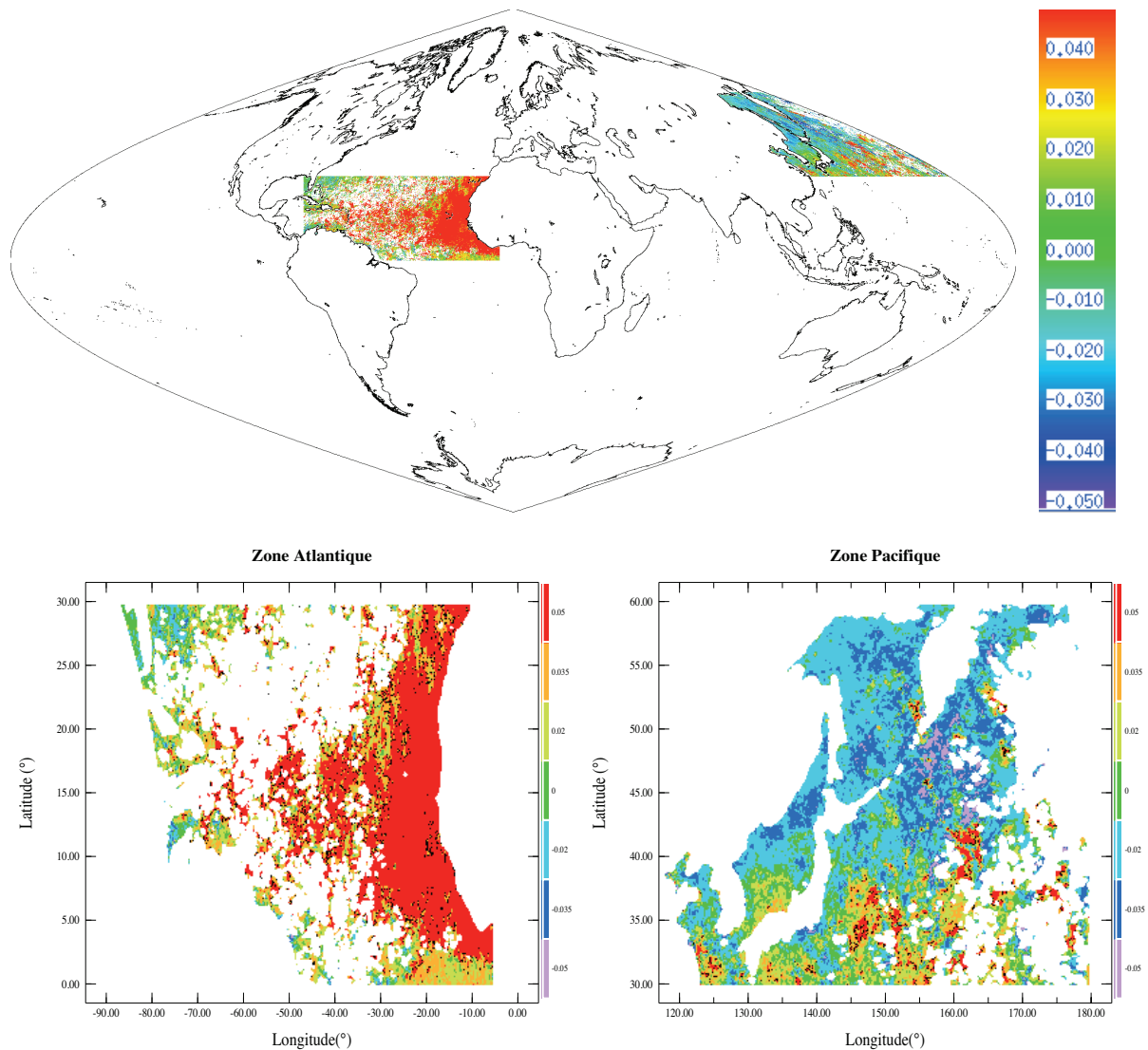


Figure 4 - 7. Cartes de la différence d'épaisseur optique POLDER - SIMULATION ($^P\delta_M - ^M\delta_S$) moyenne faite sur les 5 ans de mesure. (Carte globale puis zoom sur les deux zones d'étude : Atlantique et Pacifique)

Les résultats sont cohérents avec la carte de synthèse en épaisseur optique (Tanré 2009, Figure 1, Chapitre2) et avec les histogrammes précédents (Atlantique : Figure 4 - 1 a et Pacifique : Figure 4 - 4 a).

En appliquant le même algorithme (MODIS) aux mesures et simulations de MODIS, on observe une différence $^M\delta_M - ^M\delta_S$ (Figure 4 - 8) faible, ce qui semble indiquer que la restitution des mesures POLDER est de bonne qualité et qu'il serait possible d'utiliser directement les mesures des deux instruments en synergie.

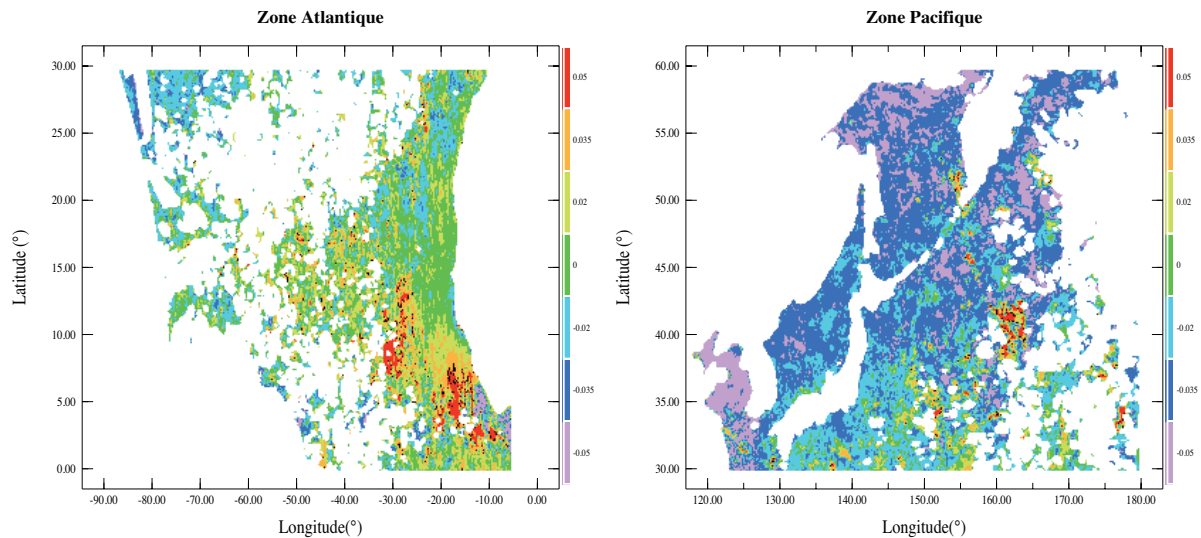


Figure 4 - 8. Cartes de la différence d'épaisseur optique MODIS - SIMULATION ($^M\delta_M - ^M\delta_S$) moyenne faite sur les 5 ans de mesure, à gauche sur la zone Atlantique et à droite sur la zone Pacifique.

On note toutefois que, même si la base actuelle de modèles de POLDER est plus complète que celle de MODIS, elle devra être améliorée (autres modèles minéraux, indice variable spectralement) pour interpréter les mesures sur un plus large domaine spectral (550 à 2119 nm au lieu de 670-865 nm).

3 Comparaison des coefficients d'Angström (644/855).

Nous allons maintenant étudier comment les deux instruments retrouvent les coefficients d'Angström. Nous comparerons le coefficient d'Angström $^P\alpha_M$ issu du traitement opérationnel POLDER et évalué entre 670 et 865 nm, au coefficient d'Angström $^M\alpha_S$ obtenu par l'algorithme MODIS à partir des luminances simulées grâce au modèle POLDER : $^M\alpha_S$ est calculé entre 644 et 855 nm. L'écart entre ces domaines spectraux est suffisamment faible pour ne pas avoir d'impact sur cette grandeur relative.

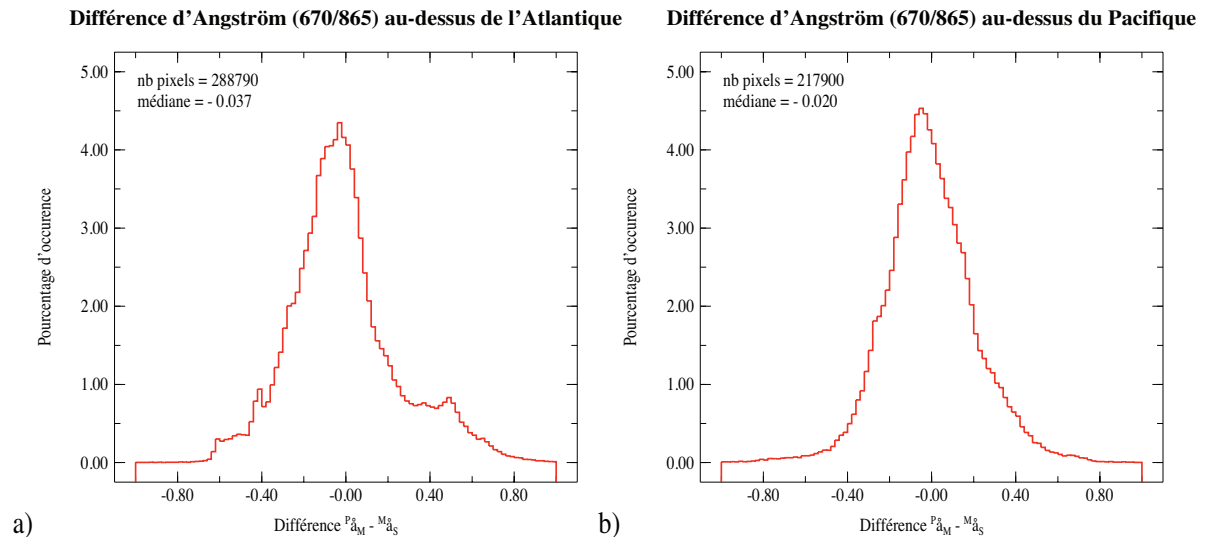


Figure 4 - 9. Histogramme de la différence entre les coefficients d'Angström calculés à partir de l'algorithme POLDER pour les mesures POLDER et avec l'algorithme MODIS pour la simulation à partir des modèles POLDER dans la géométrie MODIS.

Nous comparons sur la Figure 4 - 9 les écarts $\Delta\alpha = P_{\alpha_M} - M_{\alpha_S}$ sur les deux zones géographiques définies précédemment. Nous observons que les histogrammes de $\Delta\alpha$ sont assez larges (de l'ordre de 0.4 à mi-hauteur). Mais nous savons que de faibles variations sur les épaisseurs optiques spectrales ont un fort impact sur le coefficient d'Angström α surtout lorsque les longueurs d'onde sont proches ou qu'il y a très peu d'aérosols. On rappelle qu'à faible charge, POLDER impose un modèle de type marin ($\alpha \sim 0.3$) mais que ces cas, non renseignés, ne sont pas traités dans nos comparaisons.

Les écarts observés signifient que les deux algorithmes ne restituent pas de la même façon le rapport entre les petites et les grosses particules de la distribution en taille.

Sur la Figure 4 - 10, nous avons reporté la valeur moyenne des écarts $\Delta\alpha$ sur les cinq ans de mesures. Il s'agit ici d'une simple moyenne arithmétique qui est à rapprocher de la Figure 4 - 7, sur les écarts $\Delta\delta$. En présence de particules d'origine saharienne (Atlantique tropical Ouest), l'écart moyen $\Delta\alpha$ vaut environ 0.09. Dans les zones avec de petits aérosols (Caraïbes, Océan Pacifique Nord) il est de l'ordre de - 0.02. On peut donc conclure que les coefficients d'Angström moyens sont plus cohérents entre les deux instruments en présence de petites particules sphériques qu'en présence de poussières.

Les valeurs moyennes de $\Delta\alpha$ sont faibles mais ces moyennes masquent la grande disparité des valeurs journalières (Figure 4 - 9).

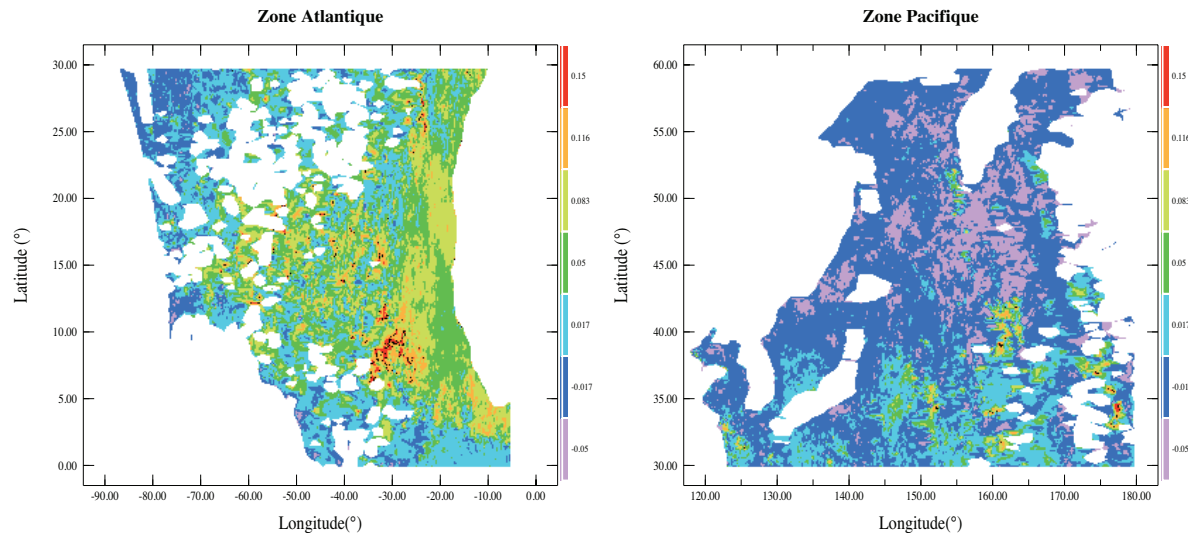


Figure 4 - 10. Carte de la différence de coefficient d'Angström (644/855 nm) entre les mesures MODIS et la simulation (la moyenne est faite sur les 5 ans de mesure).

4 Amélioration de l'inversion POLDER grâce au modèle Dubovik.

Nous allons maintenant, étudier l'impact sur les paramètres optiques (AOD) et physiques (rayon effectif) de l'utilisation de différents modèles de particules non sphériques. Nous ferons notre analyse sur deux orbites sélectionnées pour leur concentration élevée en particules non sphériques, les 09 et 11 mai 2007. Nous allons utiliser successivement les trois modes de particules non sphériques : Volten (V), Dubovik (D1) et Dubovik couplé à un mode fixe de petites particules (D2). Les paramètres que nous considérerons seront : l'épaisseur optique totale δ_t à 865 nm, l'épaisseur optique du mode d'accumulation δ_a et le pourcentage de particules non sphériques du mode grossier (encore appelé « indice de non sphéricité »).

4 - 1 Orbite du 11 mai 2007.

Nous allons, dans un premier temps, commencer par l'analyse de l'événement du 11 mai 2007 au large de l'Afrique.

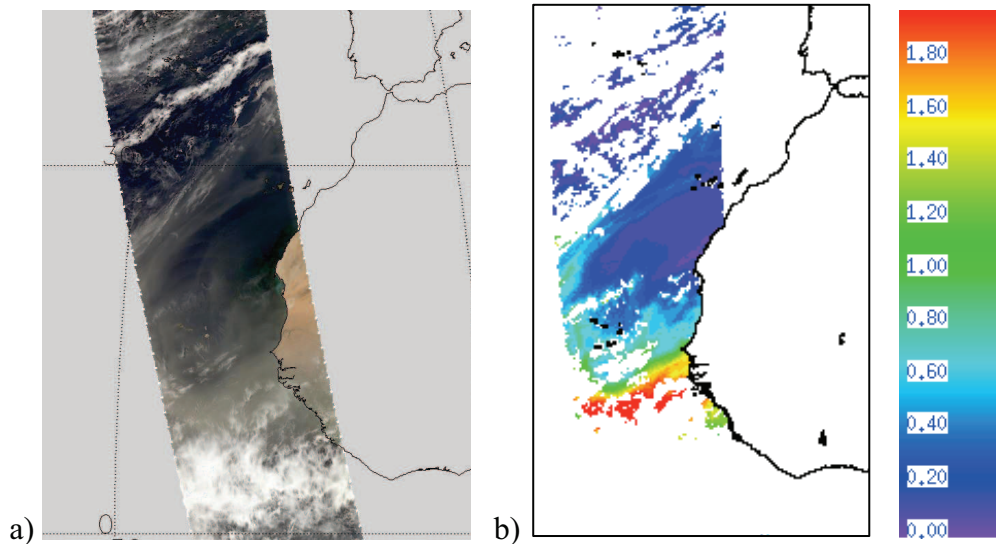


Figure 4 - 11. a) image RGB (Red, Green, Blue) issue des mesures POLDER pour la journée du 11 mai 2007, b) carte de l'épaisseur optique totale à 865 nm représentée en échelle de couleur pour la journée du 11 mai 2007.

Nous observons bien un panache de poussières désertiques au-dessus de l'océan Atlantique dont l'épaisseur optique évaluée par POLDER s'élève à plus de 1 dans la partie sud de l'image en utilisant le modèle V.

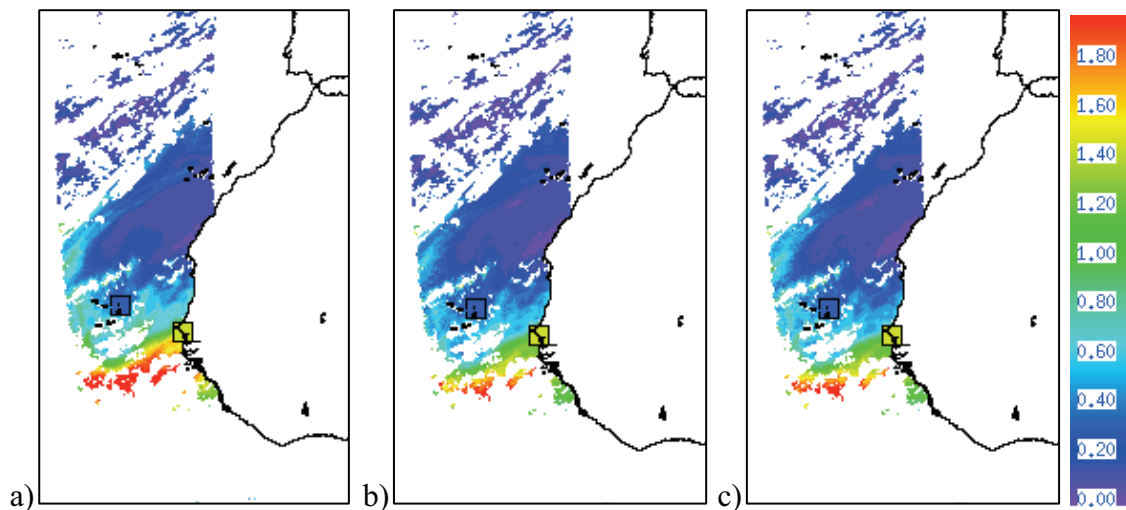


Figure 4 - 12. Cartes de l'épaisseur optique à 865 nm représentée en échelle de couleur pour la journée du 11 mai 2007, avec utilisation de différents modes de particules non sphériques (a : V, b : D1, c : D2).

Les épaisseurs optiques totales δ_t pour les trois modèles sont comparées sur la Figure 4 - 12 sur laquelle nous avons localisé (sous forme de carrés) les sites AERONET de Dakar et Cap Vert avec leur épaisseur optique représentée par la couleur du carré.

Nous ne remarquons pas de différences notables entre les trois cartes d'épaisseur optique. Cependant le mode Volten (V) semble surévaluer l'épaisseur optique à 865 nm par rapport aux deux modèles de Dubovik en certains endroits en particulier dans la partie la plus dense du panache, ce que confirme le graphique sur la zone $\delta(D1)$ en fonction de $\delta(V)$ (Figure 4 - 13). La comparaison avec AERONET ($\delta_t = 1.49$ sur Dakar et $\delta_t = 0.35$ sur Cap Vert) corrobore les résultats obtenus avec D1. Les écarts de restitution de luminance totale ΔL et de luminances polarisées ΔL_p sont du même ordre de grandeur quel que soit le mode considéré.

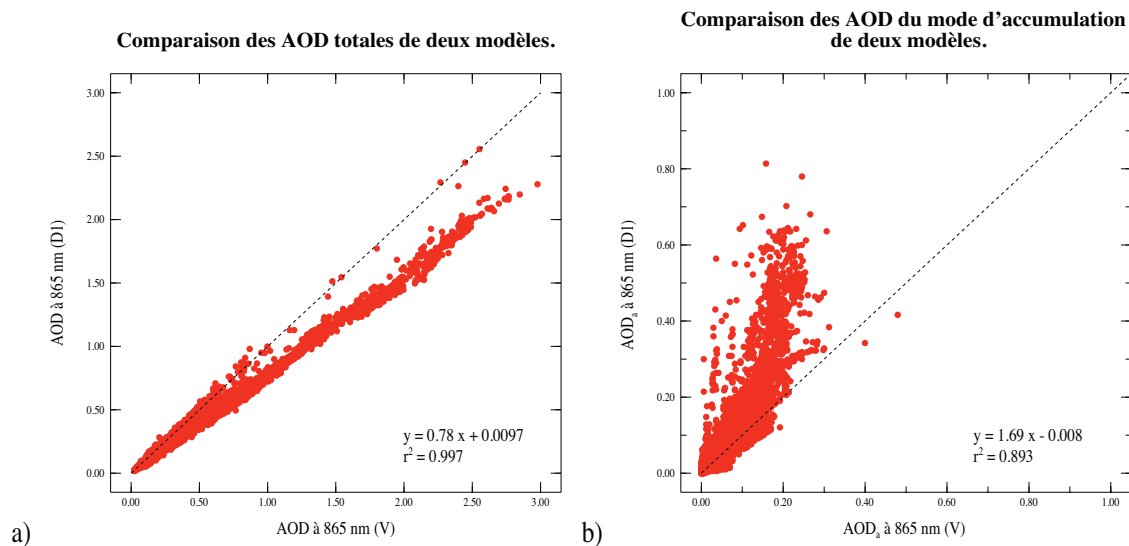


Figure 4 - 13. Comparaison directe des épaisseurs optiques totale (a) et du mode d'accumulation (b) à 865 nm des modèles V et D1.

Nous passons maintenant à la comparaison des épaisseurs optiques du mode d'accumulation. Nous observons sur la Figure 4 - 14 une variabilité importante de l'épaisseur optique du mode d'accumulation suivant le mode de particules minérales utilisées (a : Volten, b : Dubovik et c : Dubovik couplé). Le mode de particules sphéroïdes (D1) accorde une place plus importante aux petites particules que le mode de Volten, ce qui est montré sur la Figure 4 - 13b. En effet, l'épaisseur optique des particules du mode d'accumulation double au niveau du panache de particules désertiques. Ce résultat s'interprète à partir des valeurs relatives du coefficient d'Angström des particules non sphériques ($\alpha(V) \sim 0$), ce qui n'est pas le cas du modèle Dubovik (D1) qui a un coefficient d'Angström égal à -0.19.

L'algorithme POLDER cherche à retrouver la dépendance spectrale des luminances moyennes mesurées à 670-865 nm, en associant un mode de grosses particules (V ou D1) à un mode de petites ($\alpha_a \geq 2$). Si le coefficient d'Angström du mélange petites-grosses est α_{mel} , on comprend que passer de $\alpha(V) = 0$ à α_{mel} nécessitera d'ajouter moins de petites particules que pour passer de $\alpha(D1) = -0.19$ à α_{mel} . A noter également, que si $\alpha_{mel} < 0$, l'association [V + mode d'accumulation] sera incapable de restituer α_{mel} , ce qui explique que l'algorithme choisisse un mode de grosses particules sphériques par défaut ($\alpha(\text{gros sphérique}) = -0.15$).

Par contre, avec le modèle D2, nous voyons que l'épaisseur optique dans le panache du mode d'accumulation chute fortement ($\delta_a(D2) \sim 0,075$). Cette décroissance de δ_a vient du fait qu'une partie des petites particules est déjà comptabilisée dans le mode fixe ajouté à D1 pour créer D2.

La comparaison de δ_a suivant le type de modèles (V, D1, D2) aux résultats d'AERONET sur le site de Dakar est bien meilleure pour D1 que pour V ou D2 (voir la couleur des carrés sur la Figure 4 - 14). Sur Dakar, AERONET indique $\delta_a = 0.64$ alors que $\delta_a(D1) \sim 0.5$ contre $\delta_a(V) \sim 0.22$ et $\delta_a(D2) \sim 0.09$.

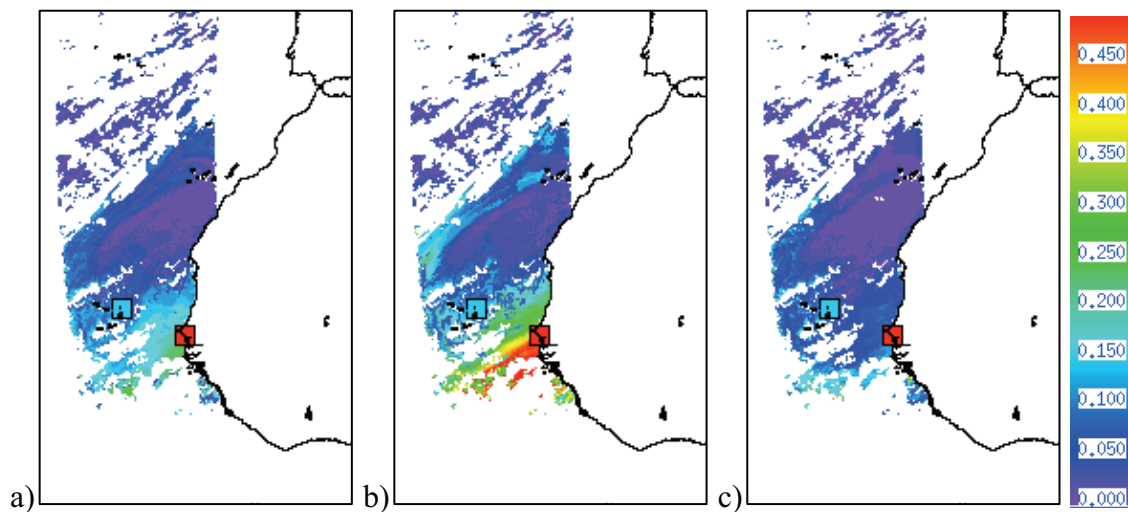


Figure 4 - 14. Cartes de l'épaisseur optique du mode d'accumulation représentée en échelle de couleur pour la journée du 11 mai 2007, avec utilisation de différents modes de particules non sphériques (a : V, b : D1, c : D2).

Nous pouvons conclure de cette analyse que les trois modes ne laissent pas la même place aux petites particules lorsque nous sommes en présence d'un panache de particules désertiques et que le modèle D1 est en accord avec les mesures AERONET.

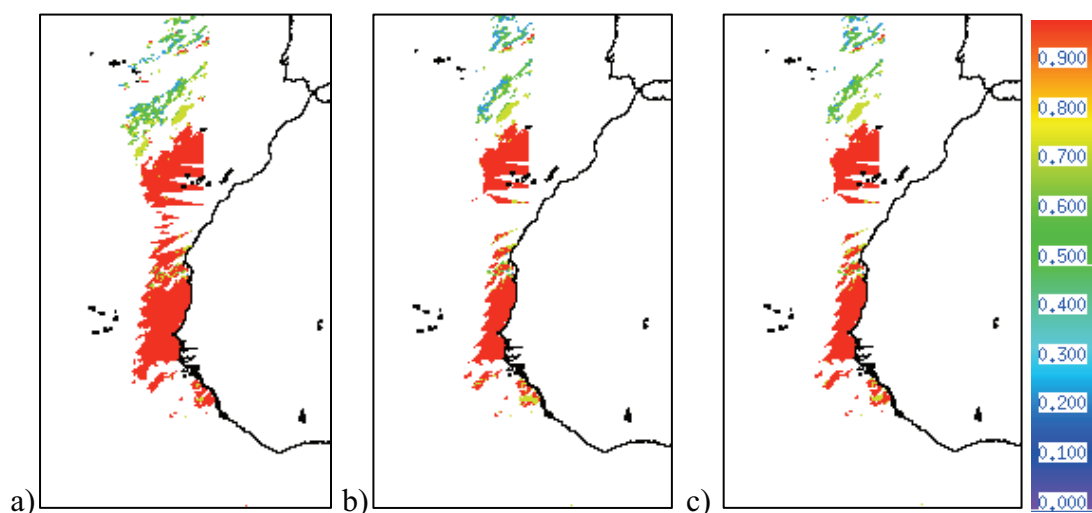


Figure 4 - 15. Cartes du pourcentage de particules non sphériques contenues dans le mode grossier représenté en échelle de couleur pour le 11 mai 2007, avec utilisation de différents modèle non sphériques (a : V, b : D1, c : D2).

La Figure 4 - 15 représente le pourcentage de particules non sphériques contenues dans le mode grossier. Nous remarquons que, par rapport à la Figure 4 - 12 et à la Figure 4 - 14, il existe des zones vides dans la restitution de ce paramètre qui n'est renseigné que lorsque nous sommes dans le cas 3 (Chapitre 2). Il n'y a pratiquement pas de différences entre les trois figures ce qui signifie que l'algorithme considère le même pourcentage de particules non sphériques indépendamment du type (V, D1 ou D2).

Ce cas de fort événement de poussières désertiques est assez souvent rencontré sur notre zone d'étude de mars à septembre et il nous a permis de comparer les trois types de particules non sphériques. Nous remarquons ici que l'épaisseur optique totale semble être plus forte avec le mode Volten qu'avec les modes Dubovik (D1 et D2) et qu'il n'y a pas de différence sur la concentration en particules non sphériques contenus dans le mode grossier. Par contre, l'épaisseur optique du mode d'accumulation est fortement modifiée : elle est plus faible avec le mode V qu'avec le mode D1, et encore plus faible pour D2. La comparaison des résultats pour la journée du 11 mai 2007 avec AERONET est favorable au modèle D1 qui semble le mieux adapté ici pour interpréter les mesures spatiales en présence d'aérosols sahariens.

4 - 2 Orbite du 09 mai 2007.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'événement du 09 mai 2007 qui est un cas particulier pour l'algorithme POLDER.

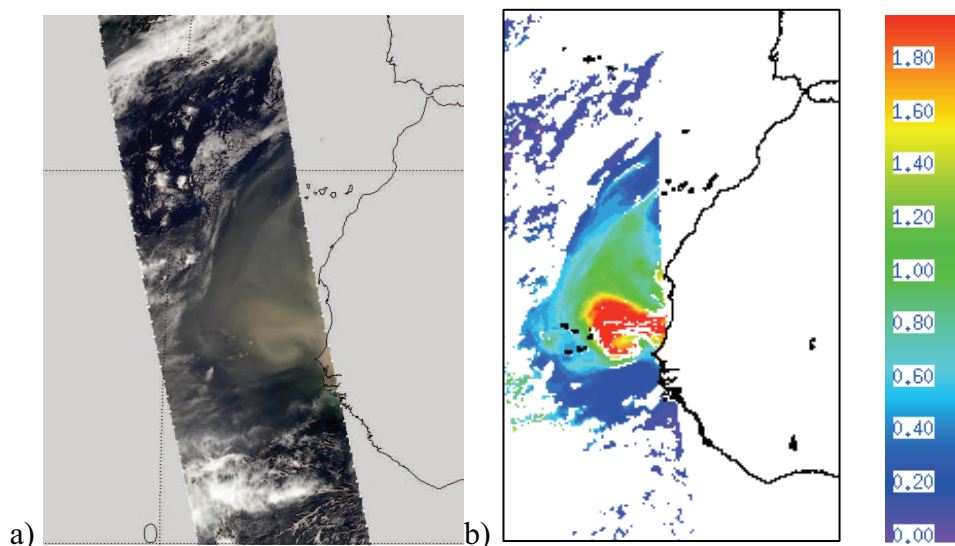


Figure 4 - 16. a) image RGB (Red, Green, Blue) issue des mesures POLDER pour la journée du 09 mai 2007, b) carte de l'épaisseur optique totale à 865 nm représentée en échelle de couleur pour la journée du 09 mai 2007.

Visuellement, nous observons sur la composition colorée (Figure 4 - 16), un très gros événement corroboré par des épaisseurs optiques très élevées (jusqu'à 2 sur ce panache, Figure 4 - 16 b). Ces résultats et la position géographique (pointe de Dakar) ne laissent pas de doute sur la nature minérale des aérosols. Toutefois, nous constatons au plus fort du panache que la restitution des mesures directionnelles est de mauvaise qualité en luminance (ΔL très au-dessus des valeurs habituelles de quelques 10^{-3}) et surtout en luminance polarisée (ΔL_p grand) avec la simulation d'un arc qui n'apparaît pas sur les mesures.

La Figure 4 - 17 présente les épaisseurs optiques totales obtenues en utilisant les modes V, D1 ou D2. Nous observons que l'épaisseur optique obtenue avec le mode D1 est légèrement plus faible que celle obtenue avec V et D2 : nous ne pouvons juger de la qualité de ces épaisseurs optiques avec AERONET car malheureusement les deux stations (Dakar et Cap Vert) se situent en bordure du panache, zone qui présente un fort gradient.

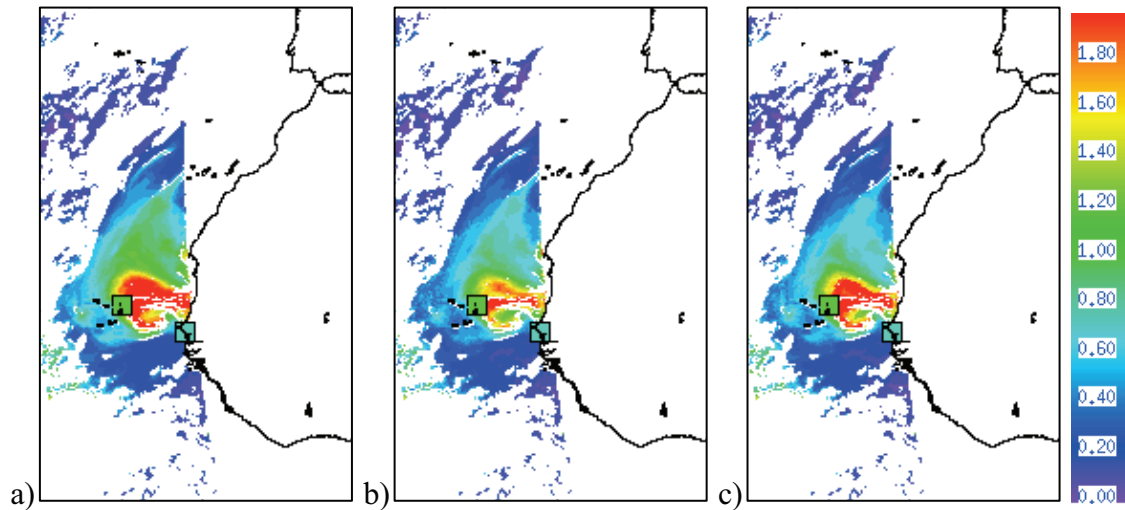


Figure 4 - 17. Cartes de l'épaisseur optique totale représentée en échelle de couleur pour la journée du 09 mai 2007, avec utilisation de différents modes de particules non sphériques (a : V, b : D1, c : D2).

Nous observons, ensuite, les cartes de pourcentage (Figure 4 - 18) de particules non sphériques contenues dans le mode grossier en fonction des trois modes utilisés (V, D1 et D2).

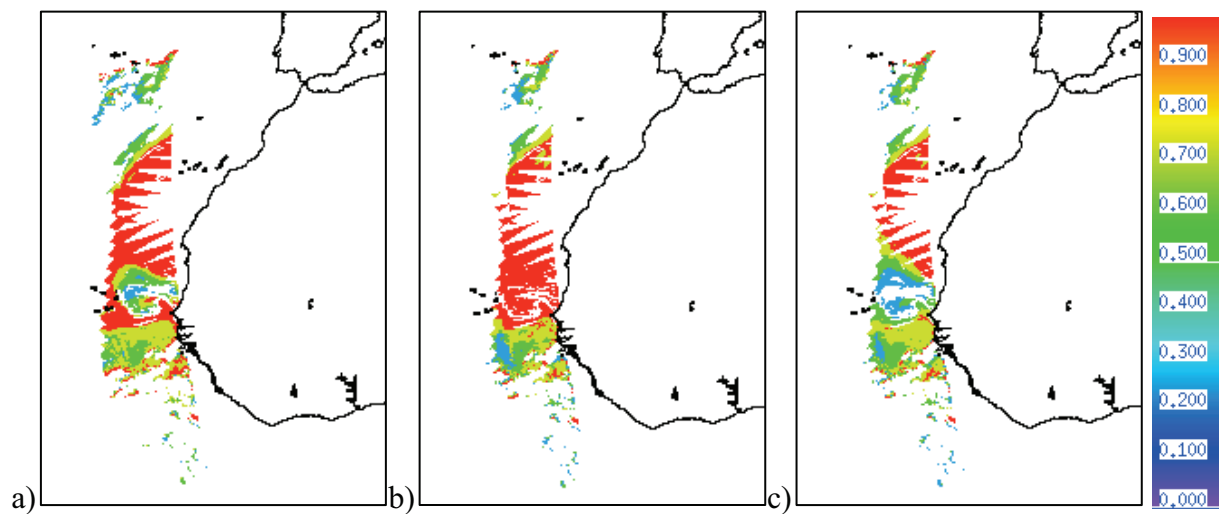


Figure 4 - 18. Cartes du pourcentage de particules non sphériques contenues dans le mode grossier représenté en échelle de couleur pour la journée du 09 mai 2007, avec utilisation de différents modes de particules non sphériques (a : V, b : D1, c : D2).

Nous constatons cette fois que le modèle D1 apparaît à 100% pour le mode grossier dans la zone la plus dense du panache, ce qui est plus réaliste qu'avec le modèle V (Figure 4 - 18a). Par contre, le fait d'imposer un petit mode dans le modèle D2 n'est pas satisfaisant car il y a alors introduction de grosses particules sphériques en grande quantité ($\geq 75\%$) comme avec le modèle V. Il est donc préférable de laisser plus de souplesse à l'algorithme en lui permettant de choisir le mode d'accumulation à associer au mode D1.

La mauvaise orientation (vers les grosses particules sphériques) de l'algorithme utilisant le modèle de Volten (V) est liée à la non prise en compte de l'effet spectral ($\alpha(V) = 0$), ce qui a été discuté au paragraphe précédent.

Nous comparons enfin, les épaisseurs optiques du mode d'accumulation (Figure 4 - 19) : nous observons comme dans le cas précédent (11 mai 2007) que le mode D1 accorde une place plus importante aux petites particules. La comparaison avec le réseau AERONET ($\delta_a = 0.146$ sur Dakar et $\delta_a = 0.216$ sur Cap Vert), montre un meilleur accord avec le mode D1 ($\delta_a = 0.086$ sur Dakar et $\delta_a = 0.124$ sur Cap Vert), alors que δ_a est voisin de zéro pour le mode V. Nous pouvons donc conclure de nouveau que le mode d'accumulation est mieux restitué lorsque nous utilisons le mode D1 pour les particules non sphériques.

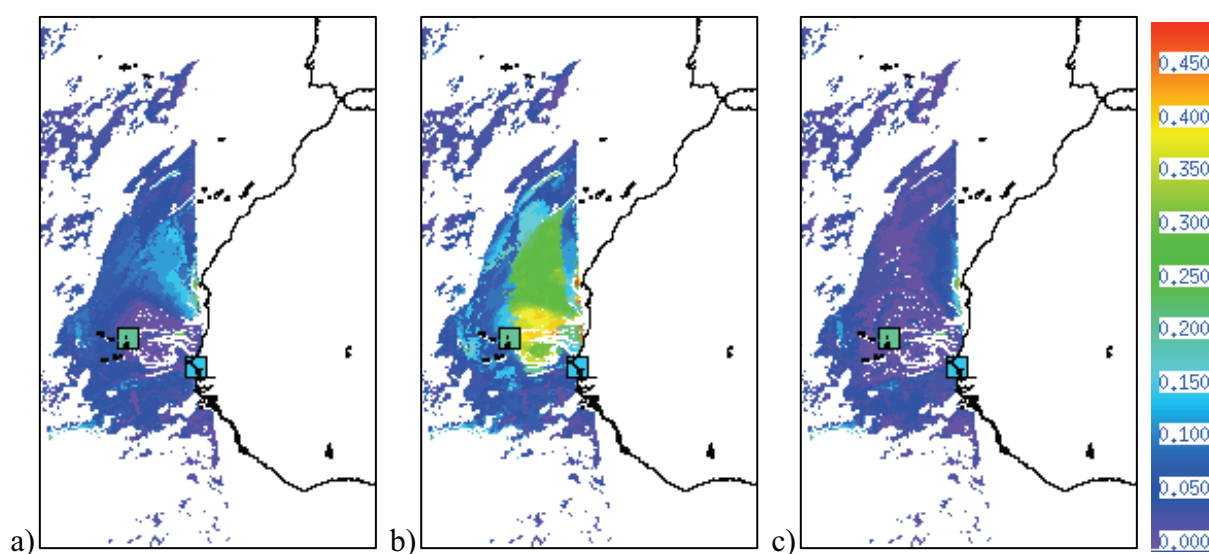


Figure 4 - 19. Cartes de l'épaisseur optique du mode d'accumulation représentée en échelle de couleur pour la journée du 09 mai 2007, avec utilisation de différents modes de particules non sphériques (a : V, b : D1, c : D2).

En conclusion de ce paragraphe, nous pouvons affirmer qu'en présence de poussières minérales, le mode D1 (sphéroïdes) est plus réaliste que le mode V (Volten) qui peut être écarté, au profit de grosses particules sphériques ($\alpha \sim -0.15$), quand il ne peut restituer l'allure spectrale des luminances entre 865 et 670 nm.

L'ajout d'un mode fixe de petites particules à D1, de façon à faire décroître l'épaisseur optique dans le moyen infrarouge, diminue partiellement l'un des degrés de liberté de l'algorithme (rapport entre les petites et les grosses particules) et n'est pas satisfaisant.

Enfin, nous observons sur les deux journées considérées un bon accord entre les résultats provenant du mode D1 et les mesures AERONET. Ainsi le mode D1 semble être un bon candidat pour représenter les poussières désertiques d'origine saharienne.

4 - 3 Généralisation de mars 2005 à février 2008.

Nous avons étendu la comparaison entre les épaisseurs optiques photométrique δ_A (AERONET) et spatiale δ_{SAT} (MODIS, POLDER suivant qu'on introduit V ou D1 dans les LUTs) sur la période allant de mars 2005 à de février 2008. L'épaisseur optique MODIS étant fournie à 553 nm par le traitement opérationnel, nous avons ramené les autres épaisseurs optiques (POLDER, AERONET) à cette longueur d'onde.

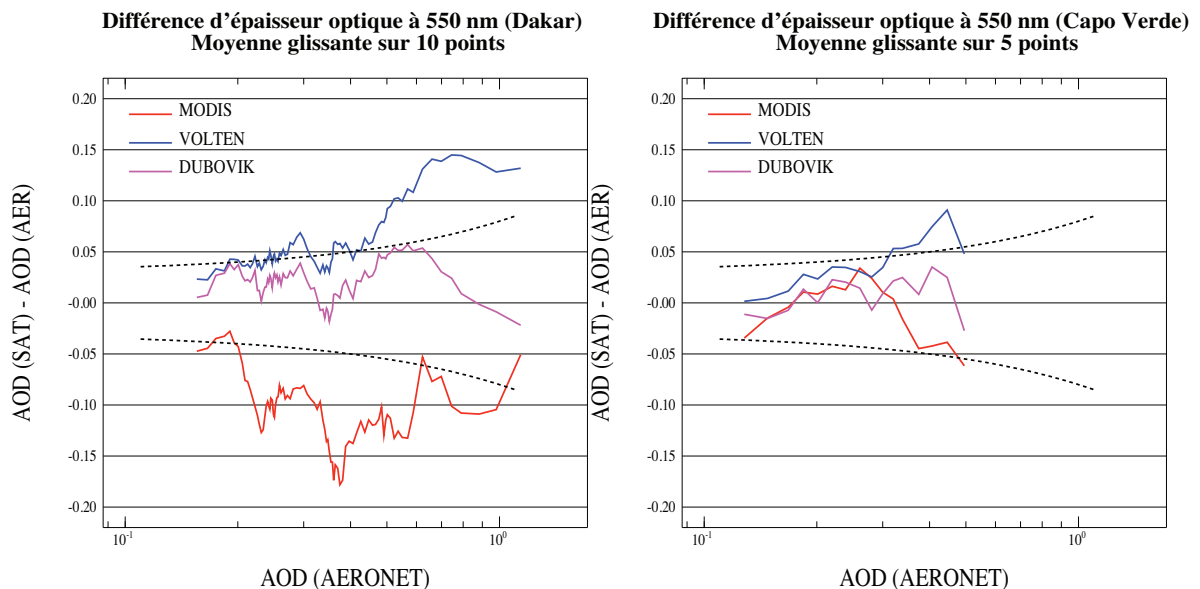


Figure 4 - 20. Comparaison entre les mesures d'épaisseurs optiques AERONET et les épaisseurs optiques évaluées à partir des algorithmes et des mesures MODIS, POLDER-Volten et POLDER-Dubovik pour les sites de Dakar et de Cap Vert.

Les résultats sont reportés sur la Figure 4 - 20 où sont tracés les écarts entre les épaisseurs optique spatiales et photométriques en fonction de l'épaisseur optique δ_A d'AERONET. Après avoir classé les données par les épaisseurs optiques photométriques croissantes, nous avons effectué une moyenne glissante afin de lisser les courbes. Cette moyenne est faite sur 10 points sur le site de Dakar et 5 points sur celui de Cap Vert dont l'échantillon est plus restreint (plus de nuages sur cette île que sur le continent africain). De plus, nous avons représenté en pointillé, l'erreur $\Delta\delta = 0.03 + 0.05 \delta$, estimée sur la mesure MODIS de l'épaisseur optique par comparaison statistique sur l'ensemble des sites AERONET (Remer, 2002).

Nous constatons sur les deux sites que les épaisseurs optiques δ_{PV} sont toujours supérieures que celles obtenues par POLDER δ_{PD} avec le modèle Dubovik. On note que δ_{PD} est plus proche de δ_A que ne l'est δ_{PV} qui surestime δ_A . Sur Dakar, l'écart ($\delta_M - \delta_A$) est supérieur à la valeur $\Delta\delta$ indiquée suite à la validation au niveau global, ce qui met en évidence les limitations de MODIS en présence de particules non sphériques sahariennes, plus présentes sur Dakar qu'au niveau de l'archipel de Cap Vert distant d'environ 800 km des côtes sénégalaises. On remarque également que les épaisseurs optiques au-dessus de Dakar sont plus importantes qu'au-dessus de Cap Vert.

Nous pouvons donc conclure de cette étude que l'algorithme POLDER utilisant le modèle Dubovik présente une restitution de l'épaisseur optique équivalente à celle mesurée par AERONET et notamment au-dessus de Dakar, c'est-à-dire lorsque nous sommes en présence de particules désertiques. Par contre, au voisinage du Cap Vert, l'algorithme MODIS n'incluant pas de modèle de particules non sphériques, offre une restitution de qualité comparable à celle de l'algorithme POLDER utilisant le modèle de particules sphéroïdes.

5 Conclusion.

Nous avons comparé dans ce chapitre deux produits géophysiques (δ et α) délivrés par les deux instruments POLDER et MODIS au-dessus des océans Atlantique et Pacifique lors de leur cinq ans d'orbites communes.

La comparaison des épaisseurs optiques des chaînes opérationnelles montre une surestimation de POLDER par rapport à MODIS plus nette au-dessus de l'Atlantique que du Pacifique.

Une partie de cet écart peut venir des étalonnages des deux instruments mais nous avons mis en évidence que l'essentiel de ces biais provenait de différences dans les traitements algorithmiques : choix des modes d'aérosols pour créer les LUTs et en particulier prise en compte d'un mode non sphérique sur POLDER, et traitement de l'écume (vitesse de vent).

Enfin, nous avons constaté que les épaisseurs optiques, lors d'événements de poussières désertiques, étaient mieux restituées par l'algorithme POLDER utilisant le modèle de particules sphéroïdes. En effet, la comparaison aux mesures AERONET donne alors un bon accord, ce qui n'est pas le cas de l'algorithme MODIS ou de l'algorithme POLDER utilisant le modèle moyen de Volten.

CHAPITRE 5 : SUIVI D'ÉVÉNEMENTS AVEC LES CAPTEURS DE L'A-TRAIN.

1	INTRODUCTION.	146
2	ÉVÉNEMENT DU 09 AU 12 MAI 2007.	147
2 - 1	PRESENTATION DE L'ÉVÉNEMENT.	147
2 - 2	CALCUL DE TRAJECTOIRES A PARTIR DE L'ORBITE DU 09 MAI 2007.	148
2 - 3	EPAISSEURS OPTIQUES.	150
2 - 4	COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET RAYON EFFECTIF.	151
3	ÉVÉNEMENT DU 23 AU 25 MAI 2009.	153
3 - 1	PRESENTATION DE L'ÉVÉNEMENT.	153
3 - 2	CALCUL DE TRAJECTOIRES A PARTIR DE L'ORBITE DU 23 MAI 2009.	154
3 - 3	EPAISSEURS OPTIQUES.	156
3 - 4	COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET RAYON EFFECTIF.	157
4	ÉVÉNEMENT DU 20 AU 23 FEVRIER 2008.	159
4 - 1	PRESENTATION DE L'ÉVÉNEMENT.	159
4 - 2	CALCUL DE TRAJECTOIRES A PARTIR DE L'ORBITE DU 20 FEVRIER 2008.	160
4 - 3	EPAISSEURS OPTIQUES.	162
4 - 4	COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET RAYON EFFECTIF.	163
5	CONCLUSION.	166

1 Introduction.

Nous avons, précédemment, comparé les deux instruments MODIS et POLDER aussi bien par leurs algorithmes que par leurs mesures et leurs produits. Connaissant maintenant les limites de chaque instrument, nous allons pouvoir les utiliser pour effectuer un même suivi de différents événements.

Nous avons choisi trois événements au-dessus de l'océan Atlantique : deux d'entre eux, du 09 au 12 mai 2007 et du 23 au 25 mai 2009, concernent principalement des particules de type saharien. Le troisième événement se déroule du 20 au 23 février 2008, période pendant laquelle nous espérons suivre un événement composé d'un mélange de particules de type saharien et de particules issues de feux de biomasse. En effet durant cette période de nombreux feux sont détectés par MODIS et ATSR dans la zone sahélienne : les particules issues de ces feux sont donc susceptibles d'être entraînées au-dessus de l'océan composant des mélanges de petites particules de brûlis (biomass burning) avec de grosses particules minérales (Dust) (Haywood 2003).

Pour analyser les propriétés des particules au cours de leur transport, nous utiliserons trois instruments de l'A-TRAIN à savoir MODIS, POLDER et CALIOP. Nous avons à notre disposition les rétro-trajectoires issues du modèle HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated) de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) : ce logiciel permet le suivi temporel d'une masse d'air pour un lieu et à une altitude donnée et donc de préciser l'origine ou le devenir des aérosols transportés.

Au cours de son transport, l'aérosol peut être soumis à différents processus (décantation, gravitation, lessivage par les pluies, humidification, etc.) dépendant de sa nature et des conditions météorologiques rencontrées (D'Almeida 1986, Kaufman 2005, Doherty 2008). Ces interactions de l'aérosol avec son milieu sont susceptibles de modifier les grandeurs telles que l'épaisseur optique (quantité), le rayon effectif (taille) et le coefficient d'Angström (rapport entre les petites et les grosses particules).

Nous utiliserons POLDER pour avoir accès au coefficient d'Angström (670 nm / 865 nm), au rayon effectif ainsi qu'à l'épaisseur optique δ_t à 865 nm. Avec MODIS, nous pourrions observer l'évolution le long du transport du coefficient d'Angström (553 nm / 855 nm), de l'épaisseur optique à 855 nm et du rayon effectif.

2 *Evénement du 09 au 12 mai 2007.*

2 - 1 Présentation de l'événement.

Nous allons d'abord présenter l'événement en terme d'épaisseurs optiques évaluées par PARASOL puis nous préciserons, grâce au lidar CALIOP, l'altitude des couches aérosols. Enfin connaissant la position de l'événement et son altitude à un instant donné, nous remonterons à l'origine du panache observé et à sa trajectoire en utilisant HYSPLIT.

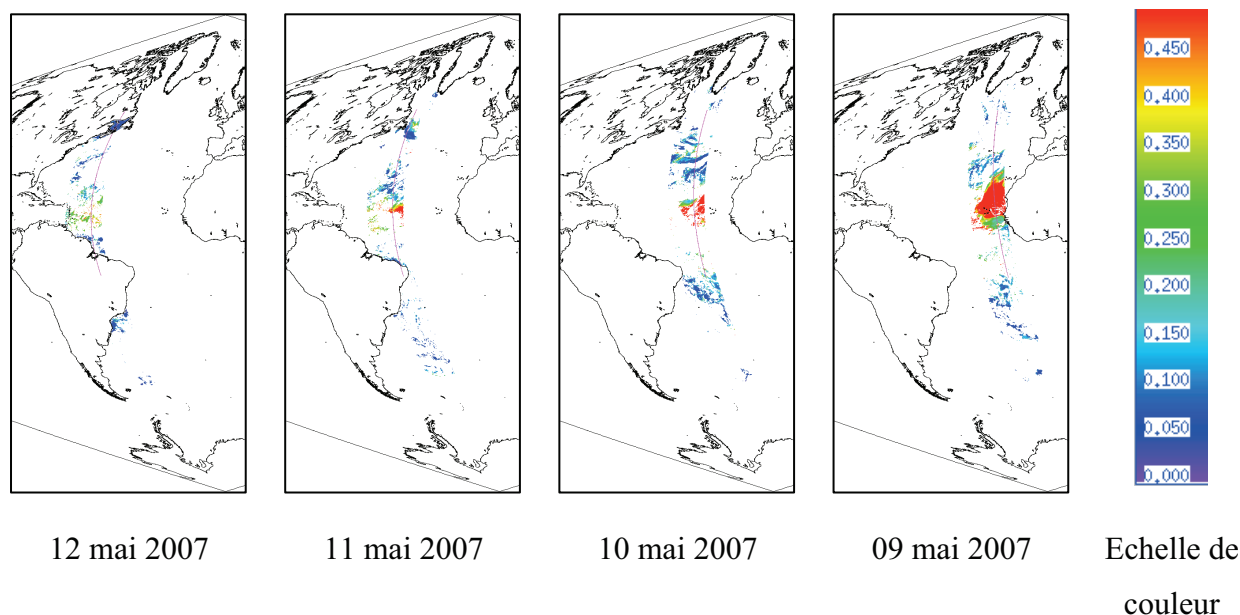


Figure 5 - 1. Evolution jour par jour d'un événement du mois de mai 2007 au-dessus de l'océan Atlantique : la densité de couleur représente l'épaisseur optique à 865 nm ; la trace de CALIPSO est indiquée en magenta.

La Figure 5 - 1 représente l'épaisseur optique de l'événement de mai 2007 transporté d'Est en Ouest au-dessus de l'océan Atlantique, où nous avons représenté la trace CALIPSO en magenta. L'événement commence le 09 mai avec un panache fortement étendu sur toute la largeur d'une orbite, soit environ 1600 km. Le 10 mai, nous constatons qu'une partie du panache n'est pas observée par le capteur (déplacement lent du panache comparé au décalage journalier des orbites POLDER) ce qui est encore plus net le 11. Le 12 mai l'épaisseur optique du panache a fortement diminué et nous sommes proches à ce moment là des Caraïbes. Nous remarquons qu'à partir du 10 mai 2007 le panache est contaminé par des nuages ce qui rend plus difficile la détection des aérosols.

2 - 2 Calcul de trajectoires à partir de l'orbite du 09 mai 2007.

Nous cherchons, pour commencer, à préciser l'altitude du panache en début de parcours, c'est-à-dire lorsqu'il sort près des côtes africaines. Pour cela, nous choisissons l'orbite CALIOP du 09 mai 2007 la plus proche du panache (Figure 5 - 1) qui est celle de 14h33 TU dont nous ne sélectionnons que la partie située entre les latitudes 15°N et 20°N, ce qui correspond à la position du panache.

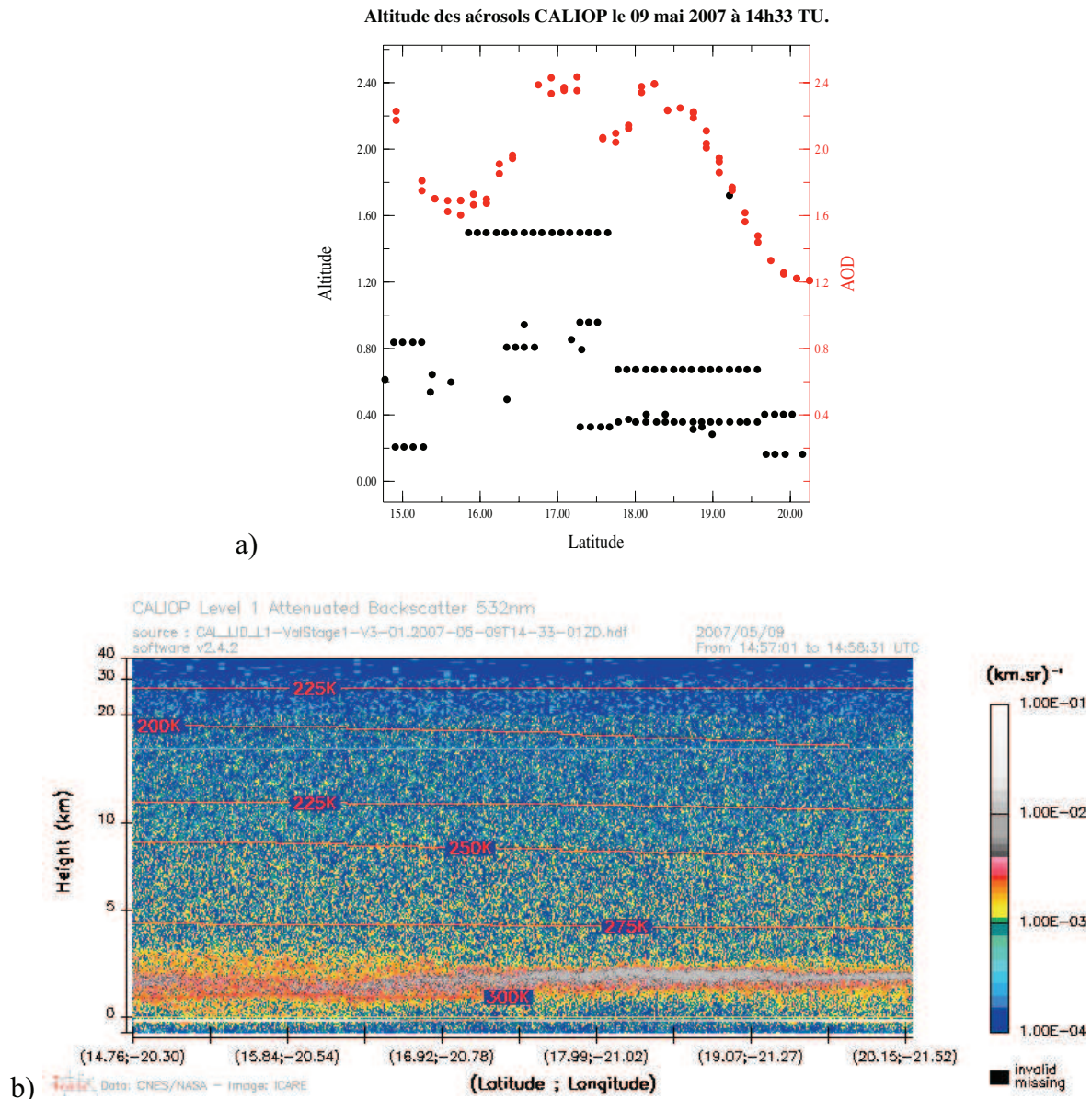


Figure 5 - 2. Altitude des différentes couches d'aérosols (sélection entre 15°N et 20°N) et épaisseur optique POLDER à 865 nm pour la journée du 09 mai 2007 à 14h33 (a) et coefficient de rétrodiffusion à 532 nm (β_{532}) CALIOP (b).

L'altitude du centre des couches détectées par CALIOP le 09 mai 2007 est présentée sur la Figure 5 - 2 a où l'épaisseur optique POLDER à 865 nm est également reportée. Nous remarquons sur ces figures, que CALIOP sépare souvent la couche aérosol en deux parties, mais cependant l'altitude moyenne de la couche aérosol semble constante au cours du temps, de l'ordre de 800 m. L'épaisseur optique est supérieure à 1.2 sur l'ensemble de la trace de CALIOP, ce qui confirme que nous sommes en présence d'un événement important en aérosols. Le coefficient de rétrodiffusion à 532 nm β_{532} confirme visuellement l'altitude de la couche (b).

Le calcul de trajectoires HYSPLIT nous donne accès, à partir d'une position géographique, au déplacement de la masse d'air au cours du temps : nous pouvons ainsi obtenir une trajectoire directe ou une rétro-trajectoire à partir d'un point de référence. Nous avons choisi comme référence le point de coordonnées 18°N, -21°E qui est dans le panache et sur la trace CALIOP. En ce point l'altitude moyenne de la couche d'aérosols est de 800 m et l'épaisseur optique de 2.2. La Figure 5 - 3 présente les deux types de trajectoires calculées par la modélisation HYSPLIT, et permet donc confirmer la durée du transport (Figure 5 - 3 a) ainsi que l'origine désertique saharienne (Figure 5 - 3 b) le 08 mai 2007. Nous pouvons également définir les orbites POLDER qui correspondent à la position de la masse d'air jour par jour.

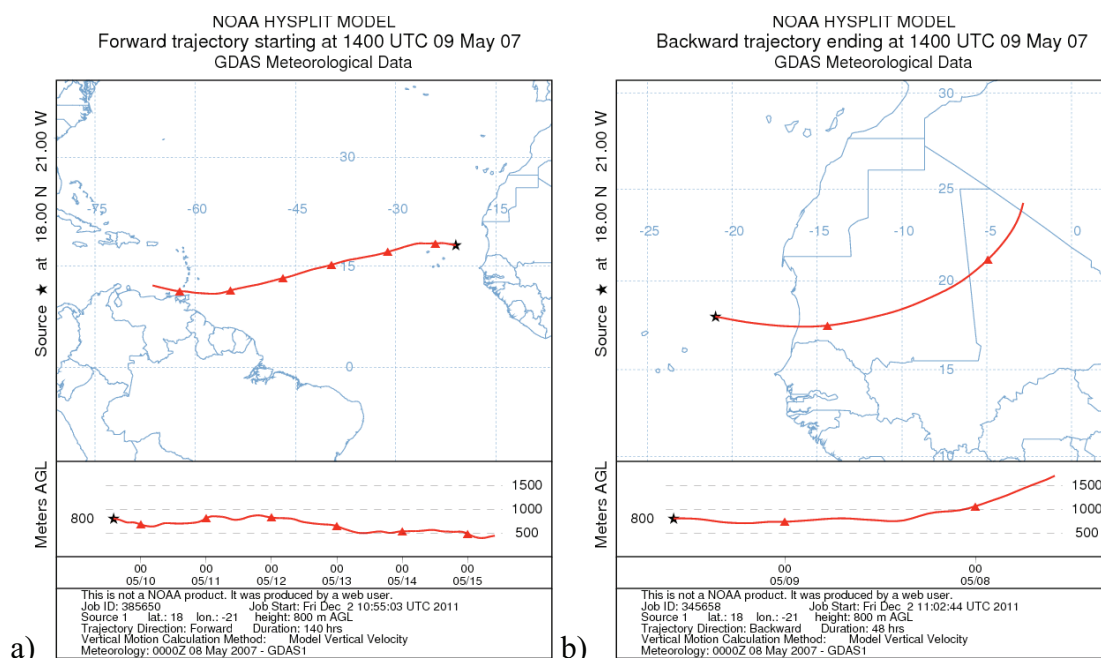


Figure 5 - 3. Trajectoires calculées à l'aide de HYSPLIT pour la position de (18°N, -21°E) et une altitude de 800 m à 14h le 09 mai 2007 (a : trajectoire directe, b : rétro-trajectoire).

Nous utiliserons les résultats POLDER du 09, 10, 11 et 12 mai 2007, seuls jours où nous avons une correspondance entre la position HYSPLIT et l'orbite POLDER.

Nous disposons donc, pour l'événement allant du 09 au 12 mai 2007, de la trajectoire complète de la masse d'air et nous pouvons utiliser celle-ci pour étudier les caractéristiques physiques et optiques des particules dont nous connaissons la position journalière.

2 - 3 Epaisseurs optiques.

Nous allons suivre l'évolution des épaisseurs optiques le long du transport des masses d'air. Les épaisseurs optiques qui seront analysées sont issues de MODIS à 855 nm et de POLDER à 865 nm en utilisant le mode Volten (V) ou le mode Dubovik (D1). Nous avons sélectionné différentes positions le long de la trajectoire en nous basant sur la trajectoire définie par HYSPLIT : celles-ci sont référencées dans le Tableau 1 - 11.

Jour	09 05 2007	10 05 2007	11 05 2007	12 05 2007
Position de référence	18°N ; -21°E	17°N ; -30°E	16°N ; -38°E	15°N ; -45°E

Tableau 1 - 11. Positions, définies par HYSPLIT, de la masse d'air jour par jour du 09 au 12 mai 2007.

Nous utilisons ces positions pour calculer la moyenne sur $\pm 1^\circ$ de latitude et de longitude, de l'épaisseur optique en fonction du jour julien.

La Figure 5 - 4 présente l'évolution de l'épaisseur optique MODIS $^{M}\delta_{855}$ (•), de l'épaisseur optique POLDER avec le mode V $^{V}\delta_{865}$ (X) (pour la journée du 09 mai, le mode grossier sphérique est choisi lorsqu'on utilise le mode V dans les LUTs) et avec le mode D1 $^{D1}\delta_{865}$ (+). Nous remarquons que MODIS, grâce à une fauchée plus large peut observer l'événement jusqu'au 12 mai 2007.

Nous notons une forte diminution de l'épaisseur optique au cours du transport, $\Delta\tau/\Delta t = -0.57$ pour MODIS sur l'ensemble du transport. Cette diminution est cohérente entre les deux instruments et les deux modes ($\Delta\tau/\Delta t = -0.56$ pour le mode D1 et $\Delta\tau/\Delta t = -0.71$ pour le mode V). Nous constatons que l'épaisseur optique extraite par POLDER à l'aide du mode V est systématiquement supérieure à celle obtenue avec le mode D1, l'épaisseur optique MODIS étant, quant à elle, située entre celles obtenues avec les deux modes.

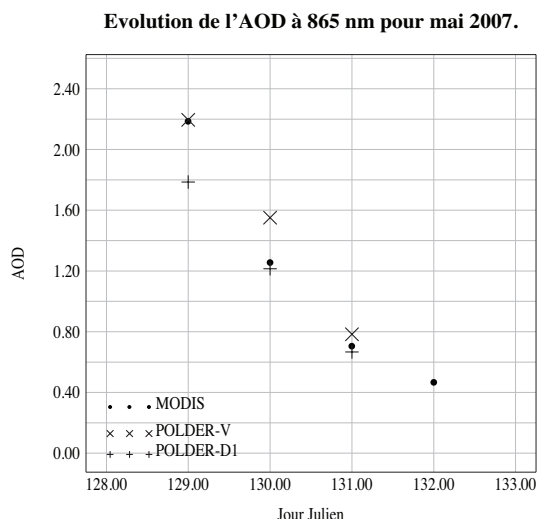


Figure 5 - 4. Evolution de différentes épaisseurs optiques au cours du déplacement de la masse d'air pour l'événement du 09 au 12 mai 2007 en fonction du jour julien : MODIS à 855 nm $^M\delta_{855}$ (•), POLDER avec le mode V à 865 nm $^V\delta_{865}$ (X) et POLDER avec le mode D1 à 865 nm $^{D1}\delta_{865}$ (+).

Cependant, nous constatons que $^M\delta_{855}$ semble être en accord avec $^V\delta_{865}$ le jour 129 (09 mai 2007), alors que dans notre précédente étude (Chapitre 4), nous avons constaté que pour cette journée les valeurs d'épaisseurs optiques issues du mode D1 étaient plus proches de l'épaisseur AERONET sur la partie Est de l'orbite, proche de Dakar.

2 - 4 Coefficient d'Angström et rayon effectif.

Nous allons maintenant étudier l'évolution du coefficient d'Angström et du rayon effectif le long du déplacement.

La Figure 5 - 5 a montre, en fonction de la longitude, le coefficient d'Angström moyen calculé à partir des deux instruments : MODIS $^M\alpha$ (553/855) et POLDER $^P\alpha$ (670/865) et des deux modes pour POLDER. Nous observons pour MODIS et POLDER-V que le coefficient est négatif au début du transport (signe de la présence de grosses particules), puis augmente progressivement au cours du transport ce qui laisse supposer une diminution de la taille de l'aérosol dans le panache ($\Delta\alpha/\Delta t = 0.17$ pour MODIS et $\Delta\alpha/\Delta t = 0.13$ pour le mode V). Le mode D1, quant à lui, présente une évolution moins marquée ($\Delta\alpha/\Delta t = 0.02$), avec un coefficient quasi constant au cours du transport, ce qui indiquerait que la taille des aérosols évolue peu au cours du déplacement.

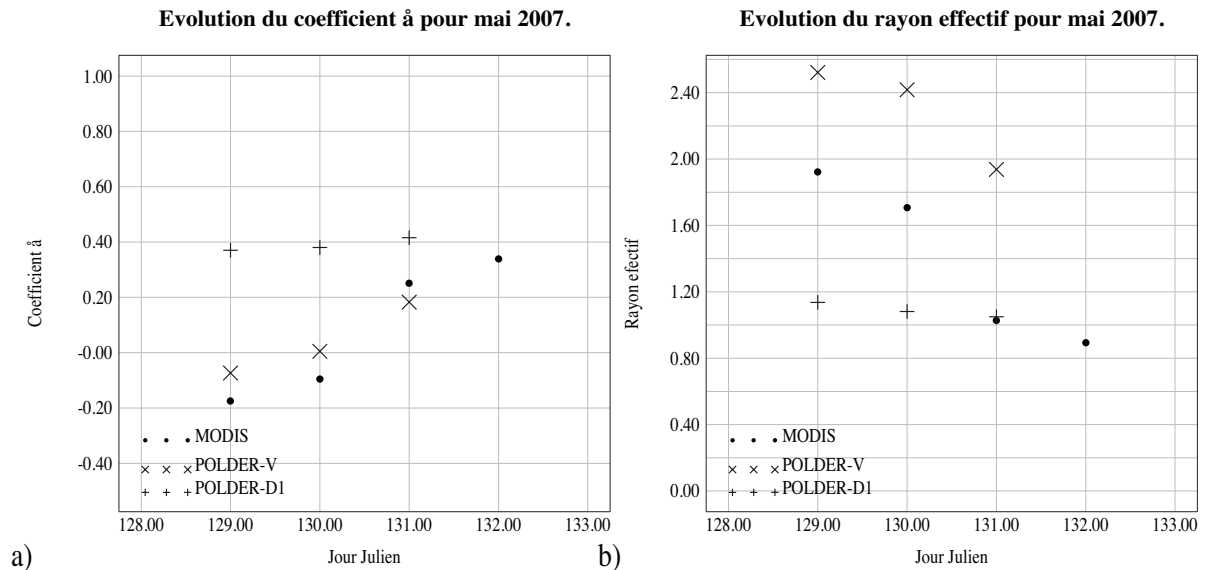


Figure 5 - 5. Caractérisation des aérosols le long de la trajectoire pour l'événement du 09 au 12 mai 2007, a : coefficient d'Angström α et b : rayon effectif (en μm).

La Figure 5 - 5 b présente le rayon effectif dans les trois cas. Comme précédemment, nous observons un accord sur l'évolution entre MODIS et POLDER-V (décroissance abrupte), alors que POLDER-D1 montre une stabilité du rayon effectif durant le transport, ce qui confirme les précédentes conclusions obtenues sur ce mode.

De plus, nous observons que le rayon effectif défini par MODIS est plus faible que celui défini par POLDER-V et plus fort que celui défini par POLDER-D1. La différence provient des LUTs, car les modèles utilisés pour réaliser l'inversion ont été établis pour des valeurs fixes du rayon effectif du gros mode ($2.55 \mu\text{m}$ pour le mode V et $1.96 \mu\text{m}$ pour le mode D1). De plus nous savons que l'algorithme MODIS est plus sensible au rayon effectif des grosses particules que POLDER du fait de ses mesures dans le proche infrarouge.

Nous pouvons donc conclure de cet événement que selon POLDER-V et MODIS, nous observons une diminution moyenne de la taille des particules (rayon effectif et coefficient d'Angström) ainsi qu'une diminution de l'épaisseur optique, ce qui nous amène à penser que le rapport entre les petites et les grosses particules a évolué au cours du transport et que les particules les plus lourdes ont subi l'effet de pesanteur (perte plus marquée des particules les plus grosses). Selon POLDER-D1, seule l'épaisseur optique diminue, les autres paramètres restant constants durant le transport. Dans ce cas, le rapport petites / grosses particules reste constant et toutes les particules subissent la pesanteur (perte homogène de l'ensemble des particules).

3 *Evénement du 23 au 25 mai 2009.*

3 - 1 Présentation de l'événement.

Nous allons maintenant étudier un autre événement se déroulant au printemps : mai 2009. Nous présentons, en premier lieu, l'événement en terme d'épaisseurs optiques évaluées par PARASOL comme précédemment.

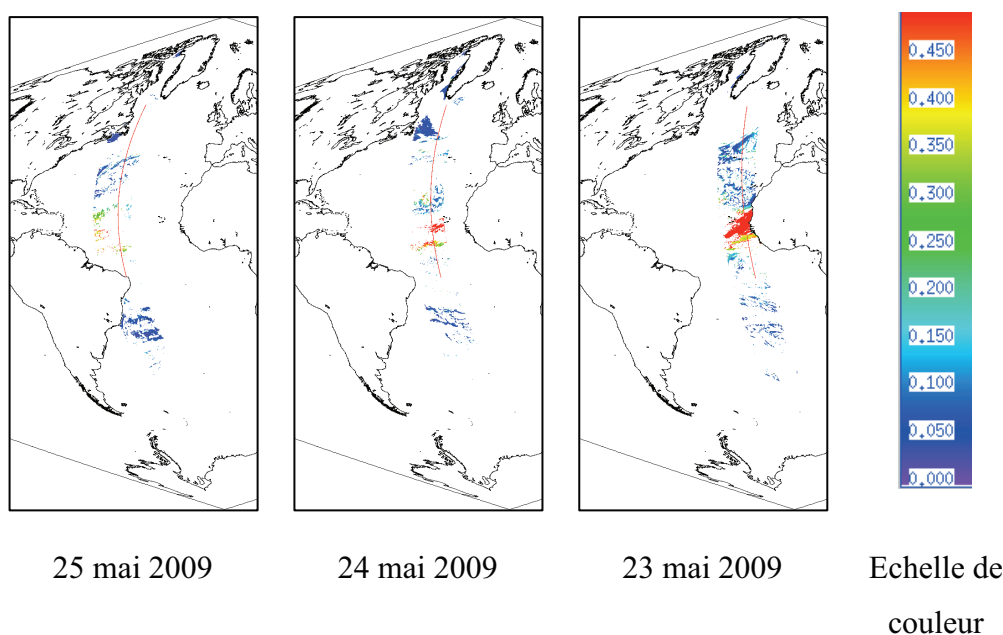


Figure 5 - 6. Evolution jour par jour d'un événement du mois de mai 2009 au-dessus de l'océan Atlantique : la densité de couleur représente l'épaisseur optique, la trace de CALIPSO est indiquée en magenta.

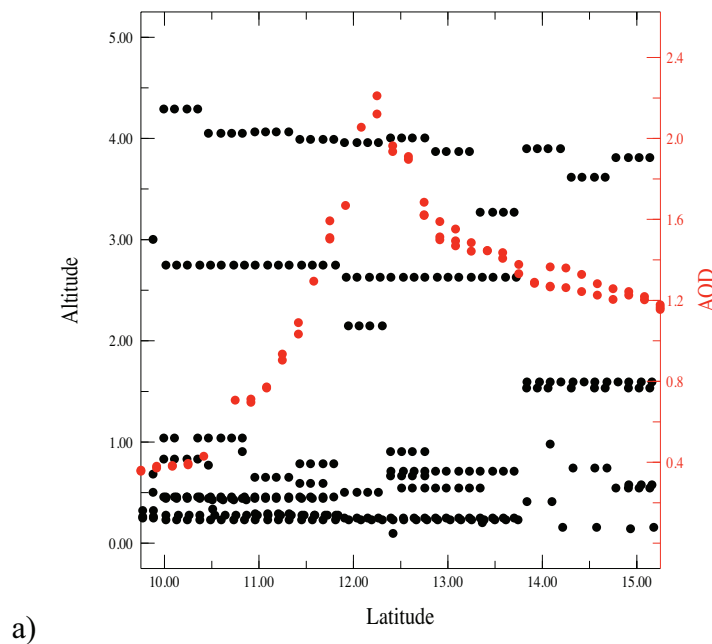
La Figure 5 - 6 représente l'épaisseur optique de l'événement de mai 2009 transporté d'Est en Ouest au-dessus de l'océan Atlantique, où nous avons représenté la trace CALIPSO en magenta. L'événement commence le 23 mai : le panache est fortement étendu sur toute la largeur d'une orbite, mais il est assez limité en latitude par comparaison à celui de mai 2007. Les 24 et 25 mai, nous constatons qu'une partie du panache n'est pas observée par le capteur du fait de la présence de nuages.

3 - 2 Calcul de trajectoires à partir de l'orbite du 23 mai 2009.

Nous cherchons, comme précédemment, à préciser l'altitude du panache en début de parcours, c'est-à-dire lorsqu'il sort près des côtes africaines. Pour cela, nous choisissons l'orbite CALIOP la plus proche du panache (Figure 5 - 6) : il s'agit ici de l'orbite de 14h32 TU du 23 mai 2009 dont nous ne sélectionnons que la partie située entre 10°N et 15°N en latitude, ce qui correspond à la latitude du panache.

L'altitude du centre des couches détectées par CALIOP est présentée sur la Figure 5 - 7a pour le 23 mai 2009 ainsi que l'épaisseur optique qui est élevée (entre 1.2 et 2.4) ; nous montrons également l'image en densité du coefficient de rétrodiffusion β_{532} sur la Figure 5 - 7 b. Nous remarquons sur la Figure 5 - 7 a, que la couche aérosol est très épaisse et située entre 3 km et 4 km, ce que corrobore l'image du coefficient de rétrodiffusion. Ainsi, la latitude du centre du panache donnée par l'épaisseur optique POLDER et la position de la trace de CALIOP, nous permettent de situer le point de référence pour l'événement du 23 mai 2009 à une altitude de 3000 m avec une latitude de 12°N et une longitude de -18.2°E.

Altitude des aérosols CALIOP le 23 mai 2009 à 14h32 TU.



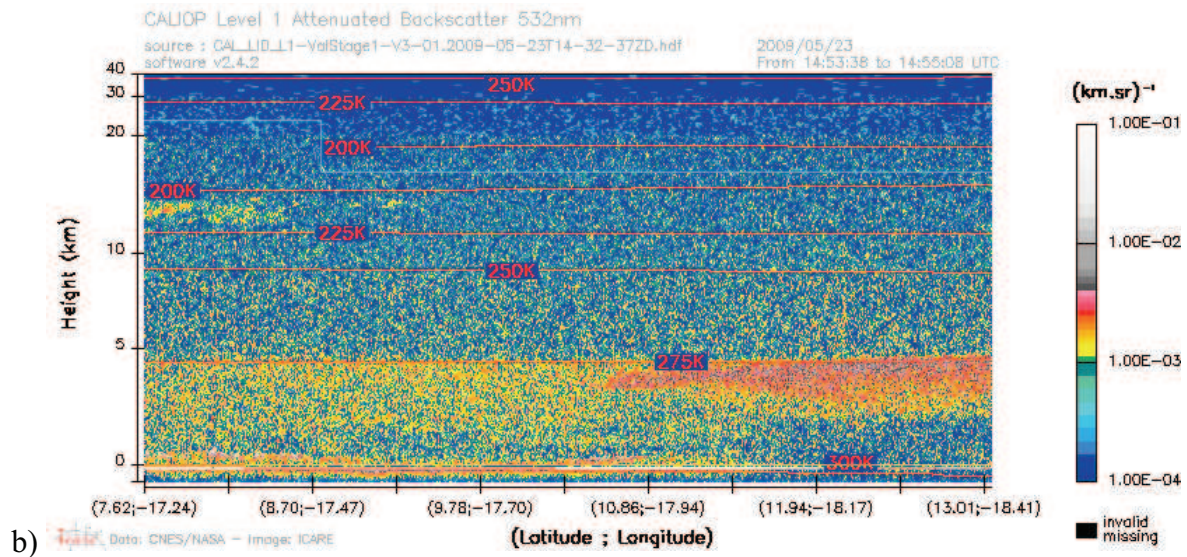


Figure 5 - 7. Altitude des différentes couches d'aérosols (sélection entre 10°N et 15°N) et épaisseur optique POLDER à 865 nm pour la journée du 23 mai 2009 à 14h32 (a) et coefficient de rétrodiffusion β_{532} CALIOP entre 7.6°N et 13°N (b).

Nous pouvons à présent préciser les trajectoires grâce à HYSPLIT en utilisant comme point origine la position décrite précédemment. La trajectoire à partir du point de référence (Figure 5 - 8 a) montre que l'altitude du panache décroît légèrement (3000 à 2000 m) au cours de son déplacement au-dessus de l'océan. De plus, l'origine désertique saharienne de la masse d'air est confirmée par la Figure 5 - 8 b. Nous avons choisi une position de départ au sud du panache, car au nord, la masse d'air est entraînée par des courants tourbillonnaires qui la ramènent vers le continent. Nous remarquons que la trajectoire s'effectue à latitude quasiment constante au cours du déplacement, et nous utiliserons cette information pour l'analyse des propriétés physiques et optiques des aérosols le long du déplacement. Nous nous limiterons donc aux résultats POLDER des 23, 24 et 25 mai 2009, seuls jours où nous avons une probable correspondance entre la position HYSPLIT et les orbites POLDER.

- Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à l'aide des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN -

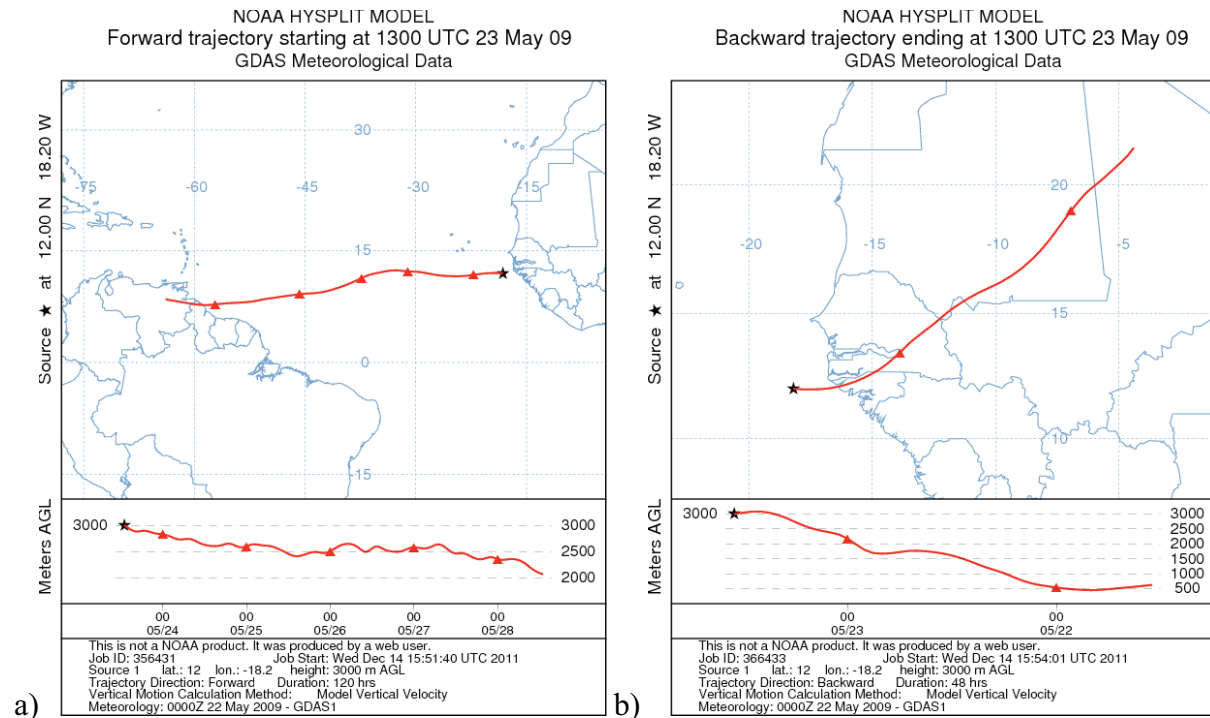


Figure 5 - 8. Trajectoires calculées à l'aide de HYSPLIT pour la position de (12°N, -18.2°E) et une altitude de 3000 m à 14h le 23 mai 2009 (a : trajectoire directe, b : rétro-trajectoire).

3 - 3 Epaisseurs Optiques.

Nous allons maintenant suivre l'évolution des épaisseurs optiques le long du transport des masses d'air. Nous analyserons les épaisseurs optiques issues des deux instruments et des deux modes (V et D1) POLDER. Pour ce faire, nous avons sélectionné différentes positions le long de la trajectoire en nous basant sur la trajectoire définie par HYSPLIT : celles-ci sont référencées dans le Tableau 12.

Jour	23 05 2009	24 05 2009	25 05 2009
Position de référence	12°N ; -18.2°E	12°N ; -28°E	12°N ; -34°E

Tableau 12. Positions journalières de la masse d'air définies par HYSPLIT du 23 au 25 mai 2009.

Nous utilisons ces positions pour calculer la moyenne sur $\pm 1^\circ$ de latitude et de longitude, de l'épaisseur optique en fonction du jour julien.

La Figure 5 - 9 présente l'évolution de l'épaisseur optique MODIS $^M\delta_{855}$ (•), POLDER avec le mode V $^V\delta_{865}$ (X) et avec le mode D1 $^{D1}\delta_{865}$ (+). Nous remarquons à nouveau que grâce à sa fauchée plus large, MODIS peut observer l'événement le 25 mai 2009, ce que ne fait pas POLDER.

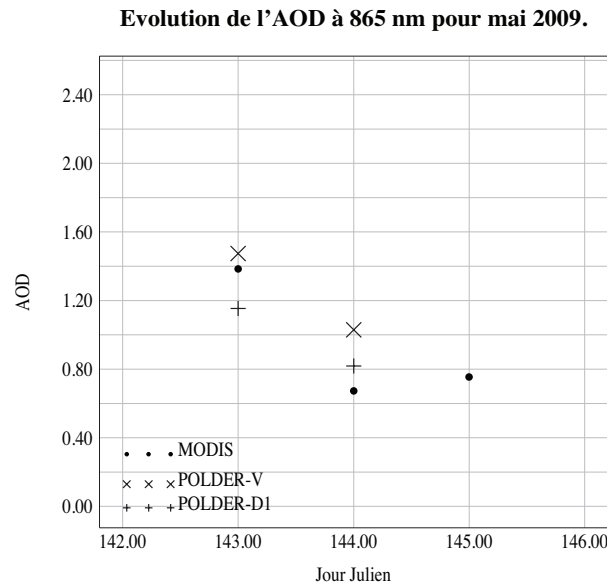


Figure 5 - 9. Evolution de différentes épaisseurs optiques au cours du déplacement de la masse d'air pour l'événement du 23 au 25 mai 2009 en fonction du jour julien, a) MODIS à 855 nm $^M\delta_{855}$ (•), POLDER avec le mode V à 865 nm $^V\delta_{865}$ (X) et POLDER avec le mode D1 à 865 nm $^{D1}\delta_{865}$ (+).

Nous observons au cours du transport, une diminution de l'épaisseur optique qui est moins forte ($\Delta\tau/\Delta t = -0.32$ pour MODIS) que pour l'événement précédent ($\Delta\tau/\Delta t = -0.57$), mais la valeur de l'épaisseur optique de départ est également plus faible (~ 1.5). Nous constatons que l'épaisseur optique extraite par POLDER à l'aide du modèle V est comparable et supérieure à celle obtenue avec le modèle D1, l'épaisseur optique MODIS ne permettant pas de choisir un modèle plutôt que l'autre.

3 - 4 Coefficient d'Angström et rayon effectif.

Nous allons maintenant étudier l'évolution du coefficient d'Angström et du rayon effectif le long du déplacement.

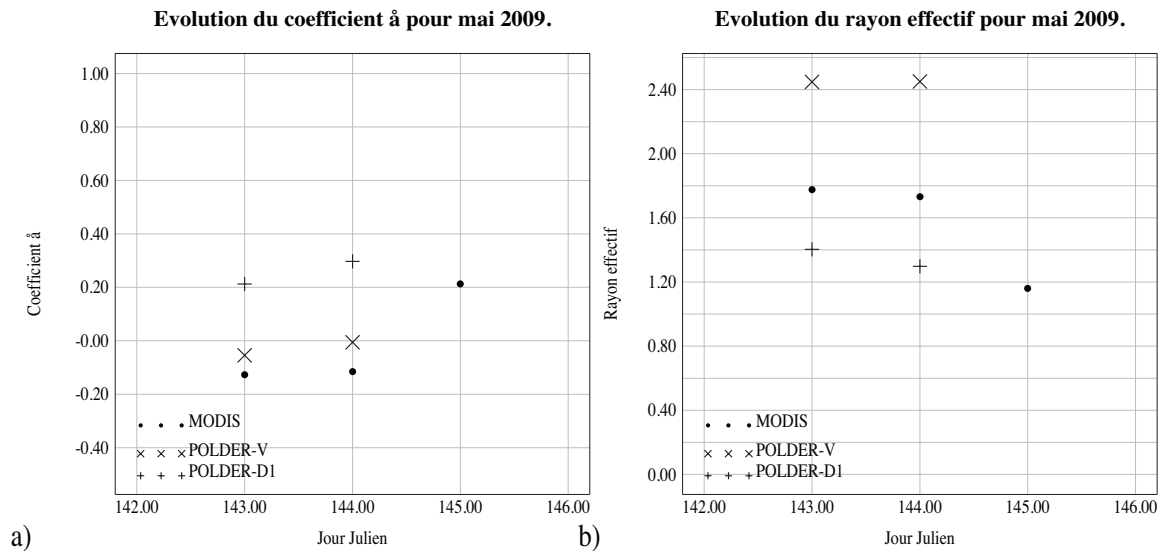


Figure 5 - 10. Caractérisation des aérosols le long de la trajectoire pour l'événement du 23 au 25 mai 2009, a : coefficient d'Angström α et b : rayon effectif.

La Figure 5 - 10 a montre en fonction de la longitude, le coefficient d'Angström calculé à partir des deux instruments : MODIS $^M\alpha$ (553/855) et POLDER $^P\alpha$ (670/865) et des deux modes (V et D1) pour POLDER. Nous observons pour MODIS que le coefficient est négatif et constant au début du transport (signe de la présence de grosses particules), puis qu'il augmente la troisième journée au cours du transport ce qui laisse supposer une diminution de la taille de l'aérosol dans le panache. Les modes V et D1, comme MODIS sur les deux premiers jours, nous donnent un coefficient constant au cours du transport, ce qui indiquerait que la taille des aérosols reste constante le temps du déplacement, bien que les valeurs qu'ils obtiennent ne soient pas en accord.

La Figure 5 - 10 b présente le rayon effectif dans les trois cas. Comme précédemment, nous observons une décroissance du rayon effectif par MODIS le troisième jour alors que POLDER-V et POLDER-D1 montre une stabilité du rayon effectif durant le transport, ce qui confirme les précédentes conclusions (α constant).

De plus, nous observons à nouveau que le rayon effectif défini par MODIS est situé entre ceux obtenus par POLDER-V et POLDER-D1.

Ce résultat nous amène à penser que, selon MODIS, le rapport entre les petites et les grosses particules a évolué à la fin du transport (25 mai 2009) et que les particules les plus lourdes ont subi l'effet de pesanteur (perte partielle pour la masse d'air des particules les plus lourdes).

Par contre, sur les deux premiers jours du transport, les trois inversions montrent une taille constante avec une diminution du contenu.

4 Événement du 20 au 23 février 2008.

4 - 1 Présentation de l'événement.

Nous étudions maintenant, un événement se déroulant en hiver (en février 2008). Nous présentons, pour commencer, l'événement en terme d'épaisseurs optiques évaluées par PARASOL comme pour les événements précédents.

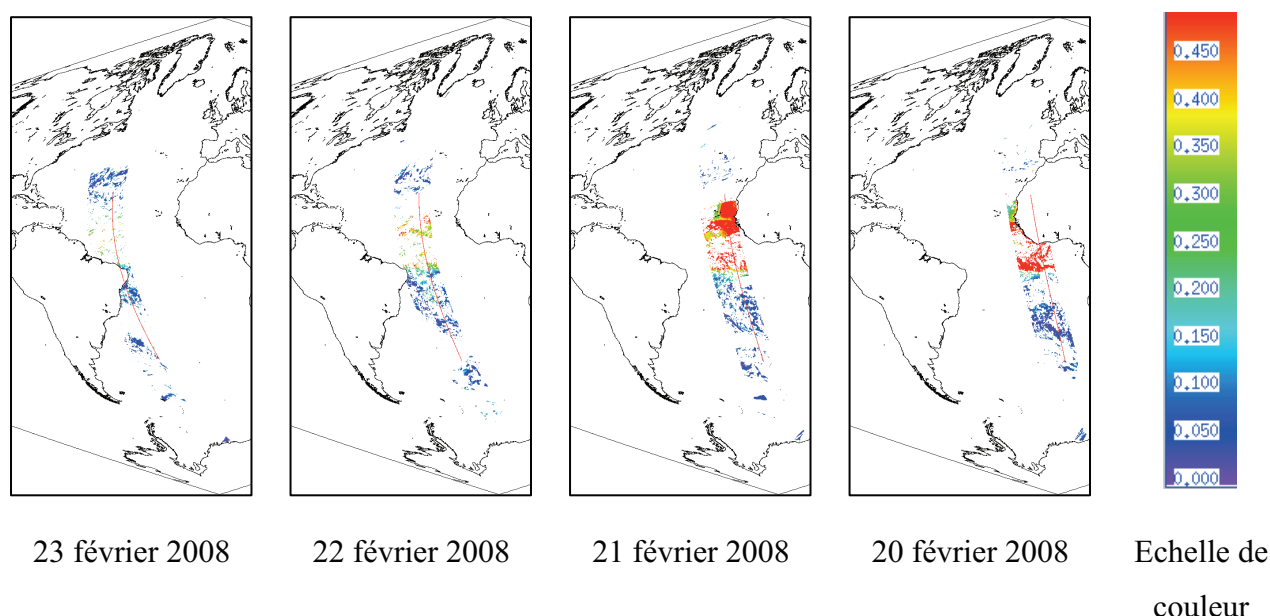


Figure 5 - 11. Evolution jour par jour d'un événement du mois de février 2008 au-dessus de l'océan Atlantique : la densité de couleur représente l'épaisseur optique (en magenta : trace de CALIPSO).

La Figure 5 - 11 représente l'épaisseur optique de l'événement de février 2008 transporté d'Est en Ouest au-dessus de l'océan Atlantique, où nous avons représenté la trace CALIPSO en magenta. L'événement commence le 20 février, nous observons la présence de deux panaches d'origines différentes, le premier situé vers 15°N et le second au voisinage de l'équateur. Cette distinction est confirmée par la carte des feux pour le mois de février 2008 (Figure 5 - 12). Souhaitant étudier le comportement des particules de brûlis lors du transport, nous nous situons vers 0° de latitude.

Les 21, 22 et 23 février 2008, nous constatons que le panache traverse l'Atlantique pour atteindre la pointe Est de l'Amérique du Sud.

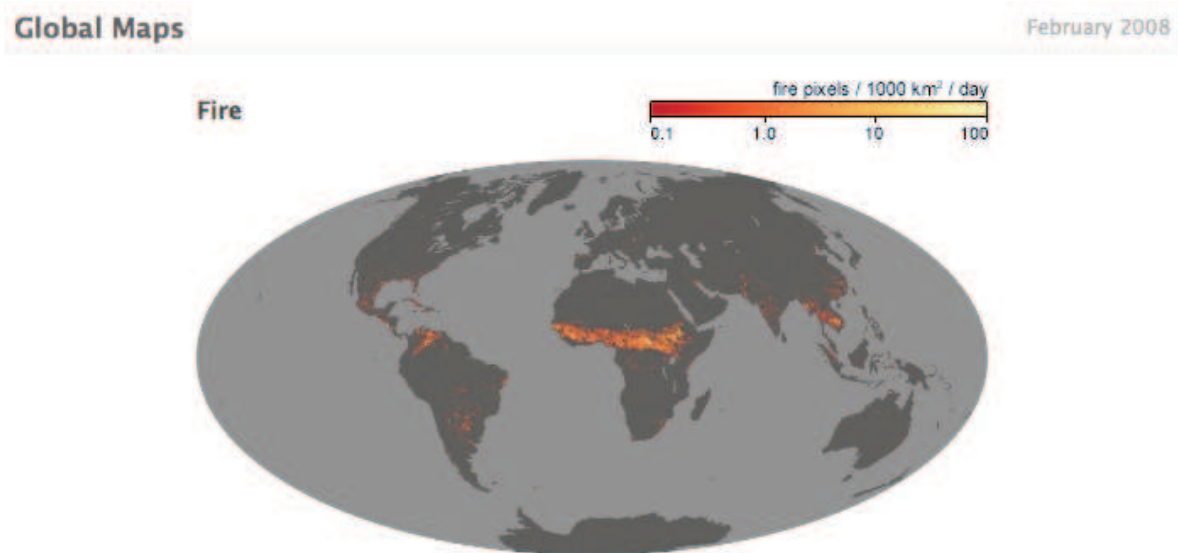
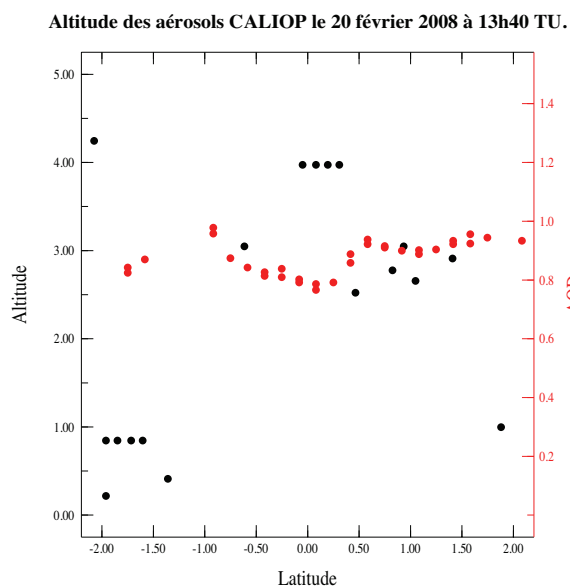


Figure 5 - 12. Carte représentant le nombre de feux par pixels intégré sur le mois de février 2008.

4 - 2 Calcul de trajectoires à partir de l'orbite du 20 février 2008.

Nous cherchons à préciser l'altitude du panache en début de parcours, c'est-à-dire lorsqu'il sort près des côtes africaines. Pour cela, nous choisissons l'orbite CALIOP la plus proche du panache (Figure 5 - 11) : il s'agit ici de l'orbite de 13h40 TU du 20 février 2008 dont nous ne sélectionnons que la partie située entre -2°N et 2°N en latitude, ce qui correspond à la latitude du panache que nous souhaitons observer.



a)

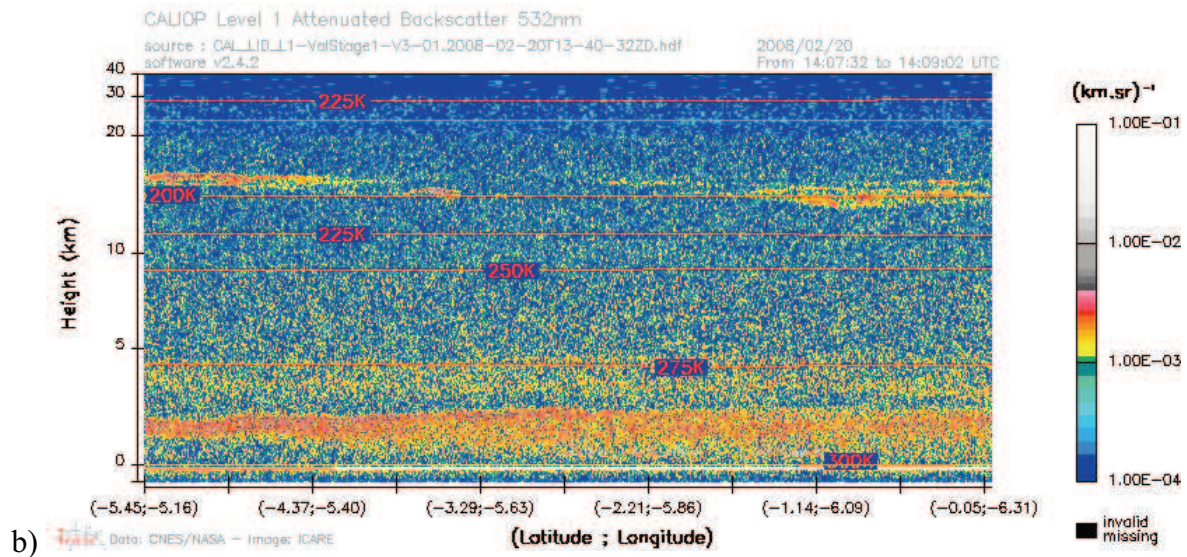


Figure 5 - 13. a : Altitude des différentes couches d'aérosol (sélection entre -2°N et 2°N) pour le 20 février 2008 à 13h40, b : coefficient de rétrodiffusion pour la même orbite entre -5,4°N et 0°N.

L'altitude du centre des couches détectées par CALIOP ainsi que l'épaisseur optique POLDER à 865 nm, sont présentées sur la Figure 5 - 13 a pour le 20 février 2008 et l'image en densité du coefficient de rétrodiffusion β_{532} sur la Figure 5 - 13 b. Nous remarquons sur ces figures que les aérosols sont assez dispersés verticalement, avec présence de deux couches : l'une localisée vers 3 km et l'autre, la plus dense vers 2 km. Nous notons également que l'épaisseur optique est plus faible, de l'ordre de 1, que dans les cas précédents. Ainsi, la latitude du centre du panache définie à partir de l'épaisseur optique POLDER au voisinage de la sous-trace CALIOP, nous permet de choisir comme point de référence pour l'événement du 20 février 2008 : des altitudes de 2000 m et de 3000 m, une latitude de 0°N et une longitude de -6.3°E.

La Figure 5 - 14 présente les deux types de trajectoire calculées par la modélisation HYSPLIT, dans le cas qui nous intéresse, à deux altitudes distinctes : 2000 m en rouge et 3000 m en bleu. La Figure 5 - 14 a montre que les deux altitudes correspondent à une même masse d'air, car leurs trajets directs respectifs sont confondus. Par contre, lorsque nous analysons les rétro-trajectoires (Figure 5 - 14 b), nous remarquons que la partie de la masse d'air située à 2000 m provient du désert du Sahara, ce qui implique la présence de particules non sphériques, alors que la partie de la masse d'air située à 3000 m provient de régions plus équatoriales ce qui laisse supposer qu'elle contient des particules de brûlis.

- Caractérisation des aérosols au-dessus des océans à l'aide des capteurs spatiaux de l'A-TRAIN -

Une interpolation temporelle sur le trajet direct défini par HYSPLIT, permet de préciser pour chaque journée (du 20 au 23 février 2008) la position de la masse d'air au moment du passage des capteurs.

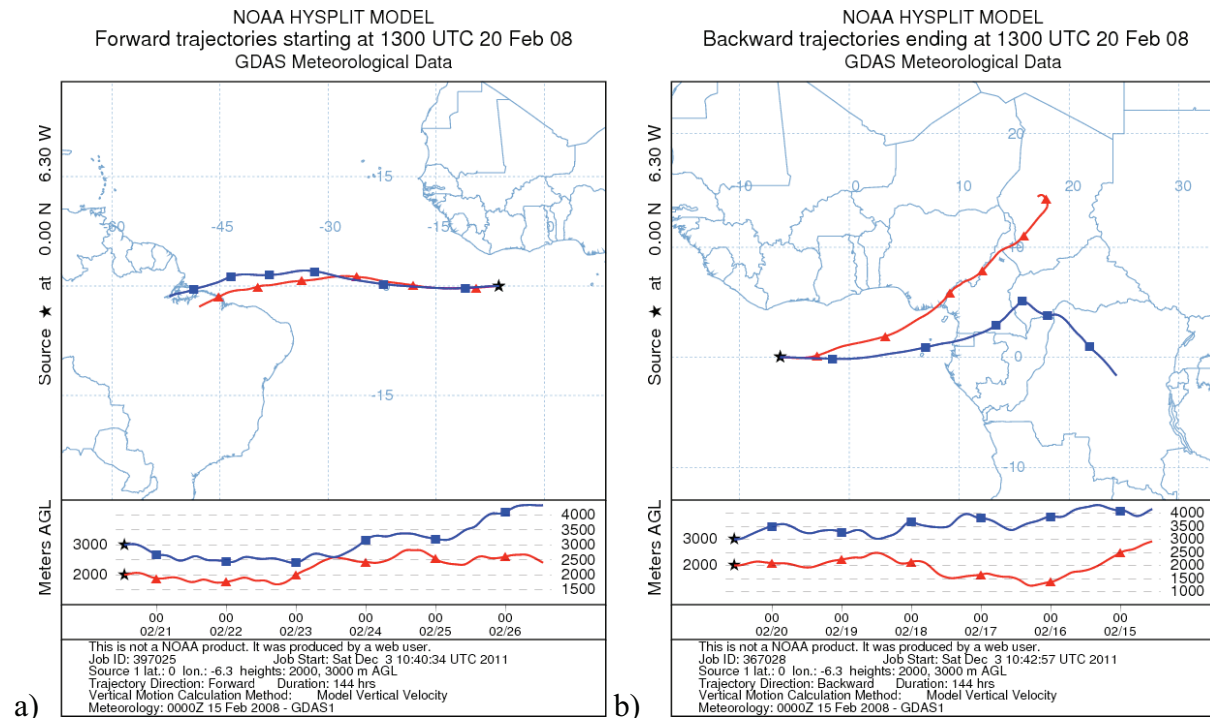


Figure 5 - 14. Trajectoires calculées à l'aide de HYSPLIT pour la position de (0°N, -6.3°E) et des altitudes de 2000 m et 3000 m à 13h le 20 février 2008 (a : trajectoire directe, b : rétro-trajectoire).

4 - 3 Epaisseurs Optiques.

Nous allons maintenant suivre l'évolution des épaisseurs optiques le long du transport des masses d'air. Les épaisseurs optiques qui seront analysées sont issues de MODIS à 855 nm et de POLDER à 865 nm pour le mode Volten (V) et pour le mode Dubovik (D1). Nous avons sélectionné différentes positions le long de la trajectoire en nous basant sur la trajectoire définie par HYSPLIT : celles-ci sont référencées dans le Tableau 13.

Jour	20 02 2008	21 02 2008	22 02 2008	23 02 2008
Position de référence	0°N ; -6°E	0°N ; -17°E	2°N ; -27°E	1°N ; -35°E

Tableau 13. Positions journalières de la masse d'air définies par HYSPLIT au moment du passage de l'A-TRAIN du 20 au 23 février 2008.

Nous utilisons ces positions pour calculer la moyenne sur $\pm 1^\circ$ de latitude et de longitude, de l'épaisseur optique moyenne en fonction du jour julien.

La Figure 5 - 15 présente l'évolution de l'épaisseur optique MODIS M_{855} (•), POLDER avec le modèle V V_{865} (X) et avec le modèle D1 $D1_{865}$ (+). Nous remarquons à nouveau que MODIS ayant une fauchée plus large, il peut observer l'événement jusqu'au 23 février 2008.

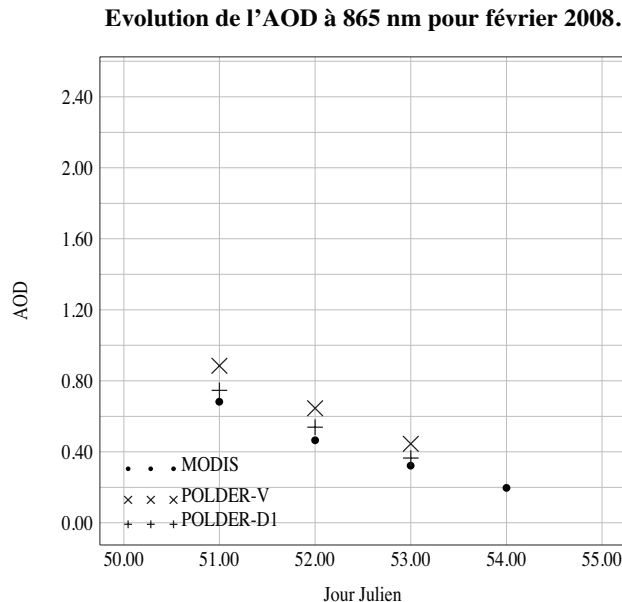


Figure 5 - 15. Evolution de différentes épaisseurs optiques au cours du déplacement de la masse d'air pour l'événement du 20 au 23 février 2008 en fonction du jour julien, MODIS à 855 nm M_{855} (•), POLDER avec le modèle V à 865 nm V_{865} (X) et POLDER avec le modèle D1 à 865 nm $D1_{865}$ (+).

Au cours du transport, nous observons une diminution de l'épaisseur optique qui est toutefois moins élevée que pour l'événement de mai 2007 ; ceci peut s'expliquer par le fait que les aérosols observés au-dessus de l'océan ont déjà beaucoup voyagé depuis leurs origines. En particulier, les particules désertiques ont été soulevées vers le 15 février 2008 (selon HYSPLIT) et le panache a déjà beaucoup évolué avant de se retrouver au-dessus de l'océan car lors de son passage au-dessus d'Ilorin le 17 février, son épaisseur optique valait 1.7. Nous constatons (Figure 5 - 15) que les trois valeurs d'épaisseurs optiques sont plus proches que dans les cas précédents, ce qui est certainement dû à la concentration relative plus faible en particules non sphériques lors de cet événement.

4 - 4 Coefficient d'Angström et rayon effectif.

Nous allons maintenant étudier l'évolution du coefficient d'Angström et du rayon effectif le long du déplacement.

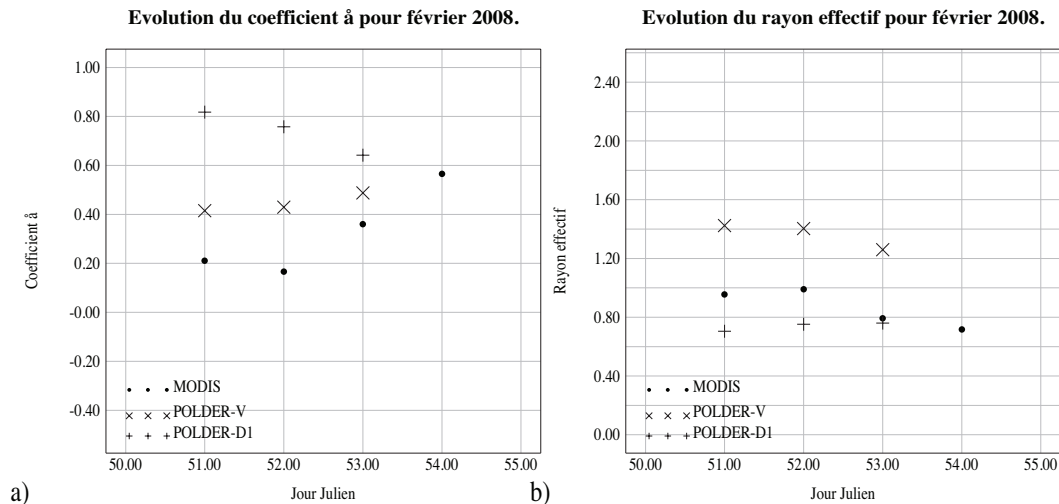


Figure 5 - 16. Caractérisation des aérosols le long de la trajectoire pour l'événement du 20 au 23 février 2008, a : coefficient d'Angström α et b : rayon effectif.

La Figure 5 - 16 a montre le coefficient d'Angström en fonction de la longitude calculé à partir des deux instruments : MODIS $^M\alpha$ (553/855) et POLDER $^P\alpha$ (670/865) et des deux modèles pour POLDER. Nous observons dans les trois cas que le coefficient est positif le long du transport et nettement plus grand que dans les cas précédents (signe de la présence de grosses et de petites particules) : il augmente progressivement au cours du transport pour MODIS et POLDER-V ce qui laisse supposer une diminution de la taille de l'aérosol dans le panache. Le mode D1 quant à lui présente un coefficient qui diminue lors du transport, ce qui indiquerait que la taille des aérosols augmente au cours du déplacement.

La Figure 5 - 16 b présente, dans les trois cas, un rayon effectif plus faible que précédemment. Nous observons une décroissance du rayon effectif par MODIS et de POLDER-V alors que POLDER-D1 montre une très légère augmentation du rayon effectif durant le transport. De plus, nous observons à nouveau que le rayon effectif défini par MODIS est compris entre ceux trouvés par POLDER-V et POLDER-D1.

Nous pouvons donc conclure de cet événement que selon MODIS et POLDER-V, nous n'observons aucune évolution étant donné les incertitudes existant sur les différents paramètres (dispersion sur le rayon effectif de l'ordre de 0.1 sur la zone $1^\circ \times 1^\circ$ considérée) même si les capteurs donnent différentes valeurs du rayon effectif.

5 Interprétation des résultats.

Nous avons décrit dans les paragraphes précédents les variations de l'épaisseur optique, du rayon effectif et du coefficient d'Angström observées lors de transports au-dessus de l'Atlantique. Or, nous connaissons les principaux processus qui régissent l'évolution d'une population d'aérosols en fonction du diamètre des particules (Figure 5 - 17).

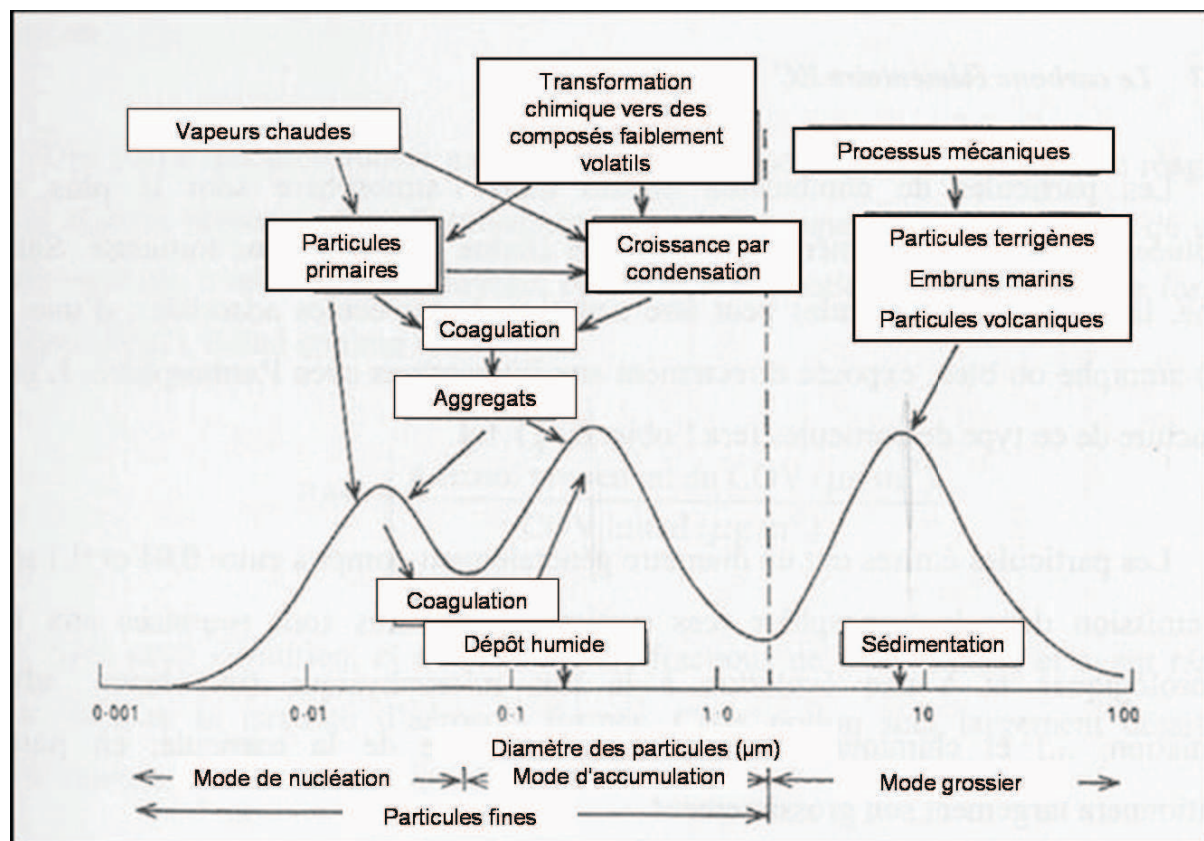


Figure 5 - 17. Processus régissant l'évolution d'une population d'aérosols en fonction de son diamètre D .

Ainsi nous avons pu déterminer que, dans les cas où la masse d'air est composée uniquement de particules désertiques, le rayon est de l'ordre de $2\ \mu\text{m}$, soit un diamètre D de $4\ \mu\text{m}$: nous sommes alors dans le mode grossier et en présence d'un processus de sédimentation couplé à une dilution en surface de la masse d'air car il y a diminution de l'épaisseur optique.

En ce qui concerne le cas de février 2008, nous étions en présence de particules plus petites ($D \sim 2\ \mu\text{m}$), correspondant sur le graphique ci-dessus à une zone de transition entre les processus de sédimentation et de dépôt humide. On ne peut conclure dans ce cas que sur le phénomène de dilution, car l'épaisseur optique diminue, et supposer que la sédimentation des plus grosses particules a eu lieu avant le 20 février (composante « Dust »).

6 Conclusion.

Nous avons analysé au cours de ce chapitre trois événements importants de transport d'aérosols au-dessus de l'océan Atlantique : deux événements de poussières en mai 2007 (du 09 au 12) et 2009 (du 23 au 25), et un événement en février 2008 (du 20 au 23) période pendant laquelle les feux sont actifs en Afrique de l'Ouest. Pour chaque événement, nous avons procédé à une analyse combinant CALIOP et le modèle de trajectoire HYSPLIT de la NOAA, ce qui nous a permis d'estimer l'altitude du transport des aérosols et de connaître l'origine et la trajectoire empruntée par les masses d'air sur la période considérée. En sélectionnant, pour un jour donné, une zone à partir des images PARASOL et MODIS, nous pouvons suivre la masse d'air au cours du temps (toutes les 24 heures) et analyser les caractéristiques des particules durant leur transport.

Tout d'abord, nous avons constaté une bonne cohérence entre les épaisseurs optiques déduites des inversions des deux algorithmes (MODIS et POLDER-D1) pour les trois événements. Les épaisseurs optiques du modèle opérationnel (POLDER-V) sont toujours au-dessus des épaisseurs optiques MODIS (comme constaté dans le chapitre précédent) et également au-dessus de celles obtenues avec le modèle de Dubovik. Nous savons, par comparaison avec les données AERONET, que les épaisseurs optiques obtenues avec POLDER-V ont tendance à être surestimées ; le modèle D1 semble donc plus représentatif des aérosols minéraux rencontrés dans la région.

Pour l'événement très intense de mai 2007, nous avons constaté une diminution temporelle très importante de la quantité d'aérosols accompagnée d'une diminution du rayon effectif retrouvé par les trois algorithmes et corrélée à une augmentation du coefficient d'Angström. On pourrait logiquement supposer que cette tendance est due à la décantation des particules les plus grosses au cours du transport mais comme le modèle D1 montre une évolution du rayon effectif nettement moins marquée, cette hypothèse reste difficile à confirmer. Pour l'événement de mai 2009, moins intense au départ, on note également une diminution des épaisseurs optiques (de l'ordre de 20% sur les deux premiers jours) mais une quasi-stabilité du rayon ce qui s'interprète comme une évolution du contenu sans modification apparente de la granulométrie. Il faut cependant noter que POLDER est peu sensible à la taille des grosses particules ($r > 1 \mu\text{m}$) du fait que ses mesures sont réalisées dans des canaux de longueurs d'onde inférieures à $1 \mu\text{m}$.

L'événement de février 2008 présente dès le départ un rayon effectif plus petit, entre 0.8 et 1.2 μ m suivant l'inversion considérée, ce qui confirme la présence d'aérosols de brûlis. Néanmoins, cette valeur reste trop importante pour ce type d'aérosols et il est clair que la masse d'air transporte également des poussières d'origine saharienne, ce qui est confirmé par les mesures photométriques réalisées sur le site d'Ilorin. De nouveau, l'évolution du rayon effectif sur la période n'est pas significative et il semble que la granulométrie reste stable.

Nous n'avons donc pas pu mettre en évidence une évolution significative de la granulométrie des aérosols transportés au-dessus de l'océan Atlantique. Seul l'événement particulièrement intense de mai 2007 montre une tendance mais son amplitude est dépendante du modèle d'aérosols utilisé dans l'inversion. Ce résultat doit être confronté aux sorties des modèles de transport mais il faudrait appliquer notre approche à un nombre plus important de cas afin de pouvoir le confirmer.

Il serait intéressant, par la suite, d'introduire dans les LUTs MODIS des modèles de particules sphéroïdes avec différents rayons effectifs auxquels le signal est sensible dans le proche infrarouge.

Conclusion générale

Le climat est un sujet d'actualité et afin de mieux le comprendre et de sensibiliser la population, beaucoup de travaux y sont consacrés, parmi lesquels l'étude de l'atmosphère composée de différentes espèces (gaz, nuages, aérosols) est un élément déterminant. Selon le GIEC (Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat), la plus grande inconnue du système atmosphérique reste les aérosols dont on connaît mal les propriétés (quantité, taille, composition) et les impacts ce qui justifie les programmes d'observations (in-situ, spatiaux) dédiés à leur étude. La constellation de satellites A-TRAIN est actuellement le laboratoire le plus important nous permettant leur étude au niveau global.

Nous avons utilisé, dans cette thèse, plusieurs instruments de l'A-TRAIN en comparant principalement les mesures des deux imageurs POLDER et MODIS, en utilisant aussi CALIOP pour atteindre la distribution verticale des aérosols.

Tout d'abord les deux algorithmes utilisent des modèles d'aérosols différents. En effet, actuellement MODIS ne prend pas en compte les particules non sphériques contrairement à l'algorithme opérationnel POLDER. Cependant, nous avons montré que le modèle de particules non sphériques utilisé par POLDER n'est pas parfait (modèle moyen de Volten) et que l'utilisation d'un modèle plus récent (modèle de particules sphéroïdes de Dubovik) pouvait améliorer la restitution de certains des paramètres, comme l'épaisseur optique totale, en comparaison avec les mesures AERONET. Nous avons également remarqué que l'utilisation d'un modèle unique de particules non sphériques n'était pas optimale à l'échelle globale.

La comparaison entre les luminances MODIS, dans les canaux visibles 644 – 855 nm, et les luminances simulées à partir de l'inversion POLDER, montre une surestimation des simulations d'environ 0.002 (ordonnée à l'origine), ce qui pourrait expliquer une partie du biais (de l'ordre de 0.03) observé sur les épaisseurs optiques moyennes. Nous avons pu également constater qu'une partie des écarts étaient due à l'utilisation d'une valeur fixe de la vitesse de vent sur MODIS alors que POLDER utilise celle du modèle météorologique du centre européen. Nous avons également montré que, à cause de la résolution spatiale de PARASOL et de la multi-directionnalité (parallaxe), certains pixels étaient contaminés par la présence de nuages sous-pixel.

Enfin, un algorithme qui utiliserait les mesures fournies par les deux instruments est envisageable. Nous aurions alors à notre disposition suffisamment d'informations pour proposer des modèles qui couvrent l'ensemble du spectre solaire et permettraient de remonter à la dépendance spectrale de l'indice de réfraction des particules désertiques.

L'étude des caractéristiques des aérosols ne serait pas complète sans l'analyse de leurs origines et de leurs transports. Nous avons choisi d'analyser dans cette thèse, le déplacement des particules d'origine africaine au-dessus de l'océan Atlantique (zone où la caractérisation des aérosols non sphériques est mieux adaptée). Nous avons constaté un possible effet de sédimentation des particules les plus grosses mais les incertitudes résultant du modèle d'aérosols restent trop importantes pour conclure définitivement. De plus, dans tous les cas (grosses particules ou cas mixte) nous avons constaté un effet de dilution. Ces premiers résultats demandent à être complétés sur plus d'événements et avec une discrétisation plus fine en rayon effectif des particules non sphériques.

BIBLIOGRAPHIE

- Angström A., *The parameters of atmospheric turbidity*, Tellus, n°16, pp. 64-75, 1964.
- Anselmo T., R. Clifton, W. Hunt, K-P. Lee, T. Murray, K. Powell, S. D. Rodier, M. Vaughan, O. Chomette, M. Violier, O. Hagolle, A. Liferman, A. Garnier, J. Pelon, J. C. Currey, M. Pitts, and D. Winker, *Cloud-Aerosol LIDAR Infrared Pathfinder Satellite Observations : Data Management System, Data Products Catalog*, Document n° PC-SCI-503, 2006.
- Antoine D., A. Morel, H. R. Gordon, V. F. Banzon, R. H. Evans, *Bridging ocean color observations of the 1980s and 2000s in search of long-term trends*, *Journal of Geophysical Research*, vol. 110, doi:10.1029/2004JC002620, 2005.
- Arrhenius S., T. C. Chamberlin, J. Croll, J. Fourier, C. Pouillet, J. Tyndall, *Sur les origines de l'effet de serres et du changement climatique*, coll. « la ville brûle », ISBN : 978-2-36012-003-1, 2010.
- Arrhenius S., *De l'influence de l'acide carbonique dans l'air sur la température de la Terre*, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, pp 237-276, vol. 41, 1896, (repris de Arrhenius, 2010).
- Bréon F-M., *PARASOL Level-1 Product : Data Format and User Manual*, 2006.
- Bréon F-M., *PARASOL Level-2 Product : Data Format and User Manual*, 2006.
- Bréon F-M., *PARASOL Level-3 Product : Data Format and User Manual*, 2006.
- Caminade C., J.A. Ndione, C.M.F. Kebe, A.E. Jones, S. Danuor, S. Tay, Y.M. Tourre, J-P. Lacaux, C. Vignolles, J.B. Duchemin, I. Jeanne and A.P. Morse, *Mapping Rift Valley fever and malaria risk over West Africa using climatic indicators*, *Atmospheric science letters*, n°12, pp 96-103, doi : 10.1002/asl.296, 2010.
- Capderou M., *Satellites, Orbites et missions*, Springer-Verlag, ISBN 2-287-59772-7, 2003.
- Chandrasekhar S., *Radiative transfer*, Oxford University Press, London, 1950.
- Charlson R.J., S.E. Schwartz, J.M. Hales, R.D. Cess, J.A. Coakley, J.E. Hansen, and D.J. Hoffman, *Climate forcing by anthropogenic aerosols*. *Science*, n°255, pp. 423-430, doi : 10.1126/science.255.5043.423, 1992.

- Cox C. and W. Munk, *Statistics of the sea surface derived from sun glitter*, Journal of Marine Research, vol 13, pp 198-227, 1954.
- Croll J., *Sur la cause physique des changements du climat au cours des époques géologiques*, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, vol. 28, 1864, (repris de Arrhenius, 2010).
- D'Almeida G. A., *A model for Saharan Dust Transport*, Journal of Climate and Applied Meteorology, vol 25, pp 903-916, 1986.
- De Haan, J. F., P. B. Bosma, and J. W. Hovenier, *The adding method for multiple scattering calculations of polarized light*. Astronomy and Astrophysics, 183, 371–391, 1987.
- Delmas R., G. Mégie, V-H Peuch, *Physique et chimie de l'atmosphère*, Belin, ISSN 1635-8414, 2005.
- Deschamps, P-Y., F-M Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J-C Buriez, G. Sèze, *The POLDER Mission : Instrument characteristics and scientific objectives*, IEEE, vol 32, 1994.
- Deuzé J-L., M. Herman, R. Santer, *Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol 41, p483-494, 1989.
- Deuzé J-L., P. Goloub, M. Herman, A. Marchand, G. Perry, S. Susana, and D. Tanré, *Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER*, Journal of Geophysical Research, vol. 105, n° D12, pp 329-346, doi:10.1029/2000JD900148, 2000.
- Doherty O. M., N. Riemer, and S. Hameed, *Saharan mineral dust transport into the Caribbean : Observed atmospheric controls and trends*, Journal of Geophysical Research, vol 113, doi : 10.1029/2007JD009171, 2008.
- Dubovik O., B. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanré, and I. Slutsker, *Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 59, pp 590-608, 2002.

- Dubovik O., A. Sinyuk, T. Lapyonok, B. N. Holben, M. Mishchenko, P. Yang, T. F. Eck, H. Volten, O. Munõz, B. Veihelmann, 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*, Journal of Geophysical Research, vol. 111, doi : 10.1029/2005JD006619, 2006.
- Fougnie B., G. Bracco, B. Lafrance, C. Ruffel, O. Hagolle, and C. Tinel, *PARASOL in-flight calibration and performance*, Applied Optics ,Vol. 46, No. 22 pp 5435-5451, 2007.
- Fougnie B., R. Bach, *Monitoring of Radiometric Sensitivity Changes of Space Sensors Using Deep Convective Clouds : Operational Application to PARASOL*, IEEE, vol. 47, n° 3, doi : 10.1109/TGRS.2008.2005634, 2009.
- Fourier J., *Remarques générales sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaires*, Annales de Chimie et de Physique, Tome 27, pp 136-167, 1824, (repris de Arrhenius, 2010).
- Generoso S., I. Bey, M. Labonne, F-M. Bréon, *Aerosol vertical distribution in dust outflow over the Atlantic : Comparisons between GEOS-Chem and Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation (CALIPSO)*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 113, 2008.
- Gérard B., *Synergie des capteurs POLDER et MODIS pour la télédétection des aérosols troposphériques, Altimétrie des aérosols au-dessus des continents*, Thèse de Doctorat d'Université ès Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique, 2006.
- Guenther, B., X. Xiong, V. V. Salomonson, W. L. Barnes, and J. Young, *On-orbit performance of the Earth Observing System Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer : First year of data*. Remote Sensing Environment, n°83, pp. 16–30, 2002.
- Haywood J. M., S. R. Osborne, P. N. Francis, A. Keil, P. Formenti, M. O. Andreae, and P. H. Kaye, The mean physical and optical properties of regional haze dominated by biomass burning aerosol measured from the C-130 aircraft during SAFARI 2000, Journal of Geophysical Research, vol. 108, N° D13, doi:10.1029/2002JD002226, 2003.

- Herman M., J.-L. Deuzé, A. Marchand, B. Roger, and P. Lallart, *Aerosol remote sensing from POLDER/ADEOS over the ocean: Improved retrieval using a nonspherical particle model*, Journal of Geophysical Research, vol. 110, doi : 10.1029/2004JD004798, 2005.
- Herwitz S.R., D.R. Muhs, J.M. Prospero, S. Mahan, and B. Vaughn, *Origin of Bermuda's clay-rich Quaternary paleosols and their paleoclimatic significance*, Journal of Geophysical Research, vol. 101, pp. 23,389-23,400, 1996.
- Heue K-P, C.A.M. Brenninkmeijer, A.K. Baker, A. Rauthe-Schöch, D. Walter, T. Wagner, C. Hörmann, H. Sihler, B. Dix, U. Frieß, U. Platt, B.G. Martinsson, P.F.J. van Velthoven, A. Zahn and R. Ebinghaus, *SO₂ and BrO observation in the plume of the Eyjafjallajökull volcano 2010: CARIBIC and GOME-2 retrievals*, Atmospheric Chemistry and Physics, vol 11, pp 2973-2989, doi:10.5194/acp-11-2973-2011, 2011.
- Holben B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. J. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenue, I. Jankowiak, and A. Smirnov, *AERONET – A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization*, Remote sensing Environment, n°66, pp.1-16, 1998.
- IPCC, 2007: *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 996 pp, 2007.
- Kaufman Y. J., A. E. Wald, L. A. Remer, B-C. Gao, R-R. Li, and L. Flynn, *The MODIS 2.1- μ m Channel—Correlation with Visible Reflectance for Use in Remote Sensing of Aerosol*, IEEE, vol. 35, n° 5, 1997.
- Kaufman Y. J., I. Koren, L. A. Remer, D. Tanré, P. Ginoux, and S. Fan, *Dust transport and deposition observed from the Terra-Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) spacecraft over the Atlantic Ocean*, Journal of Geophysical Research, vol. 110, doi:10.1029/2003JD004436, 2005.
- Koepke P., *Effective reflectance of oceanic whitecaps*, Applied Optics, Vol. 23, Issue 11, pp. 1816-1824, doi : 10.1364/AO.23.001816, 1984.

- Lau K. M. and K. M. Kim, *Cooling of the Atlantic by Saharan dust*, Geophysical Research Letters, vol. 34, doi:10.1029/2007GL031538, 2007.
- Legrand M, *Etude des aérosols sahariens au-dessus de l'Afrique à l'aide du canal 10 microns de Météosat: visualisation, interprétation et modélisation*, Thèse de Doctorat d'Etat, Université des Sciences et Technologie de Lille Flandres Artois, 1990.
- Lenoble J., M. Herman, J-L. Deuzé, B. Lafrance, R. Santer, D. Tanré, *A successive order of scattering code for solving the vector equation of transfer in the earth's atmosphere with aerosols*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol 107, p479-507, 2007.
- Liou, K.N., *An introduction to atmospheric radiation*, deuxième édition, coll. "international geophysics series", vol. 84, Academic Press, ISBN : 0-12-451451-0, 2002.
- Liu Z., A. Omar, M. Vaughan, J. Hair, C. Kittaka, Y. Hu, K. Powell, C. Trepte. D. Winker, C. Hostetler, R. Ferrare, and R. Pierce, *CALIPSO lidar Observations of the Optical Properties of Saharan Dust : A Case Study of Long-Range Transport*, Journal of Geophysical Research, vol 113, doi : 10.1029/2007JD008878, 2007.
- Members of the MODIS Characterization Support Team, *MODIS Level 1B Product User's Guide*, 2009.
- Members of the MODIS Characterization Support Team, *MODIS Level 1B In-Granule Calibration Code (MOD_PR02) High-Level Design*, 2009.
- Mie G., *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, Ann Geophysical, n°25 pp. 377-445, 1908.
- Mischenko M. I., L. D. Travis, D. W. Mackowski, *T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfert, Vol 55, Issue 5, pp. 535-575, doi : 10.1016/0022-4073(96)00002-7, 1996
- Mischenko M. I., J. W. Hovenier, L. D. Travis, *Light Scattering by non spherical particles : Theory, Measurement, and Applications*, Academic Press, ISBN : 0-12-498660-9, 2000.
- Morel, A. and L. Prieur, *Analysis of variations in ocean color, Limnology and Oceanography*, 22, pp 709-722, 1977.

- Moulin C., F. Dulac, C. E. Lambert, P. Chazette, I. Jankowiak, B. Chatenet, and F. Lavenu, ***Long-term daily monitoring of Saharan dust load over ocean using Meteosat ISCCP-B2 data 2. Accuracy of the method and validation using Sun photometer measurements***, Journal of Geophysical Research, vol. 102, n° D14, pp. 16959-16969, doi : 10.1029/96JD02598, 1997.
- Myhre G., F. Stordal, M. Johsrud, A. Ignatov, M. I. Mishchenko, I. V. Geogdzhayev, D. Tanré, J.-L. Deuzé, P. Goloub, T. Nakajima, A. Higurashi, O. Torres, and B. Holben, ***Intercomparison of Satellite Retrieved Aerosol Optical Depth over the Ocean***, Journal of Atmospheric Sciences, vol 61, 2004.
- Parol F., and F. Thieuleux, ***Des corrections gazeuses appliquées aux capteurs POLDER et MODIS***, document interne LOA, 2008.
- Pierangelo C., A. Chédin, S. Heilliette, N. Jacquinet-Husson, and R. Armante, ***Dust altitude and infrared optical depth from AIRS***, Atmos. Chem. Phys., 4, 1813–1822, 2004.
- Rayleigh L., ***On the transmission of light through an atmosphere containing many small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky***, Phil. Mag., n° 47, pp. 375-384, 1899.
- Remer L. A., D. Tanré, Y. J. Kaufman, C. Ichoku, S. Mattoo, R. Levy, D. A. Chu, B. Holben, O. Dubovik, A. Smirnov, J. V. Martins, R.-R. Li, and Z. Ahmad, ***Validation of MODIS aerosol retrieval over ocean***, Geophysical Research Letters, VOL. 29, NO. 12, doi : 10.1029/2001GL013204, 2002.
- Remer L. A., D. Tanré, Y. Kaufman, ***Algorithm for remote sensing of tropospheric aerosol from MODIS : Collection 5***, Product ID : MOD04/MYD04, 2004.
- Remer L. A., Y. J. Kaufman, D. Tanré, S. Matto, D. A. Chu, J. V. Martins, R. R. Li, C. Ichoku, R. C. Levy, R. G. Kleidman, T. F. Eck, E. Vermote, and B. N. Holben, ***The MODIS Aerosol Algorithm, Products and Validation***, Journal of Atmospheric Science, n°62, pp. 947-973, 2005.
- Remer L. A., R. G. Kleidman, R. C. Levy, Y. J. Kaufman, D. Tanré, S. Mattoo, J. V. Martins, C. Ichoku, I. Koren, H. Yu, and B.N. Holben, ***Global aerosol climatology from the MODIS satellite sensors***, Journal of Geophysical Research, vol. 113, doi:10.1029/2007JD009661, 2008.

- Salomonson, V. V., W. L. Barnes, P. W. Maymon, H. E. Montgomery, and H. Ostrow, ***MODIS: Advanced Facility Instrument for Studies of the Earth as a System***, IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., n°27(2), pp. 145-153, 1989.
- Seinfeld J. H., S. N. Spandis, ***Atmospheric chemistry and Physics from Air Pollution to Climate Change***, Wiley-Interscience, ISBN : 0-471-17816-0, 1997.
- Smirnov A., B. N. Holben, Y. J. Kaufman, O. Dubovik, T. F. Eck, I. Slutsker, C. Pietras, and R. N. Haltore, ***Optical Properties of Atmospheric Aerosol in Maritime Environments***, Journal of the Atmospheric Sciences, pp. 501-523, 2001.
- Stamnes, K., R. A. Swanson, ***A new look at the discrete ordinate method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres***, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 38, p. 387-399, 1981.
- Su L., O.B. Toon, ***Saharan and Asian dust : similarities and différences determinated by CALIPSO, AERONET, and a coupled climate-aerosol microphysical model***, Atmospheric, Chemistry and Physics, vol 11 p 3263-3280, 2001.
- Tanré D., P. Y. Deschamps, C. Devaux, M. Herman, ***Estimation of Saharan Aerosol Optical Thickness From Blurring Effects in Thematic Mapper Data***, Journal of Geophysical Research, vol. 93, n° D12, pp. 955-964, doi:10.1029/JD093iD12p15955, 1988.
- Tanré D., Y. J. Kaufman, M. Herman, and S. Mattoo, ***Remote sensing of aerosol properties over oceans using the MODIS/EOS spectral radiances***, Journal of Geophysical Research, vol. 102, n° D14, pp. 16971-16988, 1997.
- Tanré D., F. Ducos, J-L. Deuzé, Evolution de l'épaisseur optique entre MODIS et POLDER, document interne, 2009.
- Trenberth, ***Earth's Annual Global Mean Energy Budget***, Bulletin of the American Meteorological Society, 1997.
- Twomey S. A., ***Atmospheric Aerosols***, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1977.
- Tyndall J., ***Sur l'absorption et le rayonnement de la chaleur par des gaz et des vapeurs, et sur la connexion physique du rayonnement, de l'absorption et de la conduction***, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, vol. 22, 1861, (repris de Arrhenius, 2010).

- Van de Hulst H. C., *Light scattering by small particles*, John Wiley, New York, 1957.
- Volten H., O. Mufioz, E. Rol, J.F. de Haan, W. Vassena, J.W. Hovenier, K. Muinonen, and T. Nousiainen, *Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm*, Journal of Geophysical Research, vol. 106, n° D15, pp. 375-401, 2001.
- Vuolo M.R., L. Menut, H. Chepfer, *Impact of transport Schemes on modeled Dust Concentrations*, American Meteorological Society, DOI : 10.1175/2008JTECHA1197.1, 2008.
- Wang M., and H. R. Gordon, *Radiance reflected from the ocean-atmosphere system: synthesis from individual components of the aerosol size distribution*, Applied Optics, Vol. 33, Issue 30, pp. 7088-7095, doi : 10.1364/AO.33.007088, 1994.
- Winker D.M., M.A. Vaughan, A. Omar, Y. Hu, K.A. Powell, Z. Liu, W.H. Hunt and S.A. Young, *Overview of the CALIPSO Mission and CALIOP Data Processing Algorithms*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 26, pp. 2310-2323, DOI: 10.1175/2009JTECHA1281.1, 2009.

LISTE DES ACRONYMES

ADEOS	Advanced Earth Observing Satellite
AERONET	AERosol RObotic NETwork
AMMA	Analyses Multidisciplinaires de la Mousson Africaine
AMSR	Advanced Microwave Scanning Radiometer
AOD/AOT	Aerosol Optical Depth/Thickness
ASC	Australian Satellite Communication
ASTER	Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer
BRDF	Bidirectional Reflexion Distribution Function
CALIOP	Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarisation
CALIPSO	Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations
CERES	Clouds and Earth's Radiant Energy System
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
ECMWF	European Center of Medium-Range Weather Forecasts
EQA	Erreur Quadratique Absolue
EQR	Erreur Quadratique Relative
GES	Gaz à Effet de Serre
GOES	Geostationary Operational Environmental Satellites
GPS	Global Positioning System
HIRDLS	High Resolution Dynamics Limb Sounder
HYSPLIT	HYbrid Single-Particle Lagrangian InTegrated
LUT	Look Up Table
METEOSAT	METEORological SATellite
MISR	Multiangle Imaging SpectroRadiometer
MLS	Microwave Limb Sounder
MODIS	MODerate resolution Imaging Spectroradiometer
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OCO	Orbiting Carbon Observatory
OMI	Ozone Monitoring Instrument
PARASOL	Polarization and Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar
POLDER	POLarization and Directionality of Earth's Reflectance

SD	Solar Diffuser
SDSM	Solar Diffuser Stability Monitor
SPOT	Satellite Pour l'Observation de la Terre
SRCA	SpectroRadiometrics Calibration Assembly
WFC	Wide Field Camera

LISTE DES SITES INTERNET

AERONET	http://aeronet.gsfc.nasa.gov/
CALIPSO	http://smc.cnes.fr/CALIPSO/Fr/
CNES	http://www.cnes.fr/
ICARE	http://www.icare.univ-lille1.fr/
IPCC	http://www.ipcc.ch/
LOA	http://www-loa.univ-lille1.fr/
MODIS	http://modis.gsfc.nasa.gov/
NASA	http://www.nasa.gov/
GIOVANNI	http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/giovanni/overview/index.html
HYSPLIT	http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php
Couleur de l'eau	http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/
PARASOL	http://smc.cnes.fr/PARASOL/Fr/
NOAA	http://www.noaa.gov/