

50376
1997
203

N° d'ordre: 2087

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité

LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par

Bruno LAFRANCE

**" MODELISATION SIMPLIFIEE DE LA LUMIERE POLARISEE EMERGEANT
DE L'ATMOSPHERE. CORRECTION DE L'IMPACT DES AEROSOLS
STRATOSPHERIQUES SUR LES MESURES DE POLDER "**

Soutenue le 26 Septembre 1997 devant la commission d'examen :

M.	F.M. BREON	Ingénieur CEA, LMCE, Gif Sur Yvette	Rapporteur
M.	B. PINTY	Professeur, SAI/JRC, Ispra	Rapporteur
Mme	A. LIFERMANN	Responsable scientifique de POLDER, CNES	Examineur
M.	M. LEROY	Ingénieur CNES, CESBIO	Examineur
M.	J.L. DEUZE	Professeur à l'Université de Lille I, LOA	Examineur
Mme	J. LENOBLE	Professeur à l'Université de Lille I, LOA	Examineur
M.	M. HERMAN	Professeur à l'Université de Lille I, LOA	Directeur de thèse

U.F.R de Physique Fondamentale
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE



A mes parents,

à Houria,

pour leur soutien si précieux.

Résumé

Les aérosols stratosphériques ont un rôle perturbateur dans les observations de la Terre depuis l'espace, qui peut devenir très important suite à une forte éruption volcanique. Aussi, dans le cadre de la mission spatiale POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances), une correction systématique de leurs effets radiatifs est incluse dans le traitement des données.

La réalisation de cette correction nécessite la connaissance des propriétés diffusantes des aérosols stratosphériques au moment de l'observation. Cette information provient d'une analyse antérieure des mesures d'occultation de l'instrument SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment). Les aérosols stratosphériques évoluant lentement, leur variation temporelle a pu être incluse dans les algorithmes de correction.

Une modélisation simple est suffisante pour répondre à la fois au besoin en précision et en rapidité du traitement des mesures. La correction consiste en un découplage de l'effet radiatif des aérosols stratosphériques du reste du système "surface - atmosphère". L'estimation de l'effet stratosphérique dépend de la nature de l'observation. On distingue les mesures faites en intensité ou en polarisation, ainsi que les mesures faites au-dessus des océans - où l'influence du glitter est complexe -, au-dessus des terres émergées ou au-dessus des nuages. La performance des algorithmes a été testée en comparant leurs résultats à des simulations exactes.

La méthodologie développée pour la correction de la polarisation au-dessus des surfaces terrestres nous a amené à étudier le problème plus général de la formation de la lumière polarisée du système "surface - atmosphère" ou d'un système à deux couches. Nous avons ainsi pu valider une formulation approchée simple qui permet de séparer les contributions de la surface et de l'atmosphère dans les signaux polarisés détectés depuis l'espace. Cette formulation est, de façon plus générale, utilisable pour l'analyse des mesures de POLDER.

Abstract

Stratospheric aerosols perturb space observations of Earth. This perturbation becomes very significant following a major volcanic eruption. Therefore, for the POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances) space mission, a systematic correction of their radiative effects is included in the data processing.

Performing such a correction requires to know the stratospheric aerosol scattering properties at the observation time. This information is provided by a previous analysis of the SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) occultation measurements: the slow stratospheric aerosols time variation could be included in the correction schemes.

A simple model is sufficient enough in order to perform both an accurate and quick data correction. The correction consists in separating the stratospheric aerosol radiative effect from the remaining "surface - atmosphere" system signal. Estimation of the stratospheric effect depends on the kind of observation. We distinguish measurements of intensity or polarization, as well as measurements over oceans - where there is a complex sunglint influence -, over land surfaces or clouds. The algorithms performances have been estimated by comparing their results to exact simulations.

The method developed to correct the polarization effect over land surfaces leads us to study the more general problem of the polarized light formation in the "surface - atmosphere" system or in a two layers system. We thus were able to verify a simple approximated formulation which allows to separate surface and atmospheric contributions in the polarized signals detected from space. More generally, this formulation can be used to analyze the POLDER measurements.

Remerciements

Ma plus grande reconnaissance se porte tout naturellement envers M. Maurice Herman, qui a assuré l'encadrement de ma thèse au Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Je tiens à le remercier pour son aide efficace, son soutien et sa confiance en mes travaux. Je le remercie aussi vivement pour l'aide qu'il m'a apporté afin de faciliter mon insertion parmi la communauté scientifique. Je pense à la présentation de mes travaux lors d'une école d'été, les "European Research Courses on Atmospheres" (ERCA - Grenoble - 1995), ainsi qu'au 7ème Symposium "Mesures physiques et signatures en télédétection" (Courchevel - 1997), qui a débouché sur une communication écrite et une première publication qui vient d'être acceptée par le magazine "IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing".

Je remercie également vivement Mme Anne Lifermann, responsable de la coordination de mes travaux vis à vis des objectifs du CNES, dont les multiples sollicitations au cours de l'avancée du projet POLDER ont grandement dynamisé mon travail. Je lui suis aussi reconnaissant de m'avoir permis de participer aux réunions POLDER et d'avoir ainsi facilité mon intégration avec l'ensemble des équipes en place.

M. François-Marie Bréon (LMCE/CEA) et M. Bernard Pinty (JRC-SAI) ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Je tiens à les remercier tout particulièrement pour leur intérêt dans la lecture de mon manuscrit.

Au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, j'ai beaucoup sollicité M. Jean - Luc Deuzé durant ces trois années. Je tiens à lui exprimer ma reconnaissance pour son aide dans la compréhension de son code des ordres successifs de diffusion, qui fut l'outil essentiel de mon travail. Un grand merci également à Mme Colette Brogniez qui m'a initié à l'utilisation des données d'occultation de SAGE II. Ce qui m'a permis d'étudier la dépendance spatiale et

temporelle des aérosols stratosphériques dont découlent les données annexes nécessaires au traitement des mesures de POLDER. Merci aussi à M. Philippe Goloub, dont l'intérêt pour mon travail m'a grandement touché et dont l'aide ponctuelle me fut très appréciable.

Sans soutien informatique, ce travail n'aurait pas été possible. Merci à Mme Christine Deroo et à M. Louis Gonzalez pour leurs interventions occasionnelles. Je remercie aussi M. Jean - Marc Nicolas pour son aide dans la gestion des problèmes informatiques, ainsi que Mlle Brigitte Finel qui, au cours de son séjour au LOA, m'a beaucoup appris et m'a notamment aidé à concevoir d'une façon simple les algorithmes de calculs des données annexes d'aérosols stratosphériques. Merci enfin, à Mlle Aurélia Marchand qui m'a grandement facilité l'extraction des données de POLDER; ainsi qu'à Mlle Anne Dussol et à M. Frédéric Lemire, toujours prêts à rendre service.

Au cours de ces trois années, j'ai eu le plaisir de travailler avec diverses personnalités du Laboratoire de Modélisation du Climat et de l'Environnement (LMCE - CEA), du Centre d'Etude des Surfaces et de la BIOSphère (CESBIO - CNES) ainsi que du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). Je pense notamment à M. Jean Poitou, Patrick Chazette, Pierre Couvert et Stéphane Suzanna (LMCE), aussi à M. Marc Leroy et Olivier Hauteceur (CESBIO), avec qui j'ai été amené, de façon très interactive, à faire progresser les algorithmes de correction des aérosols stratosphériques. Merci à tous pour leur grande sympathie.

Je finirai en remerciant toutes les personnes qui par leur soutien et leur amitié m'ont aidé à réaliser ce travail dans de bonnes conditions.

Cette étude a été soutenue par le Centre National d'Etudes Spatiales et la Région Nord - Pas de Calais. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour la confiance qu'ils m'ont portée en finançant ce travail.

Table des matières

<u>Introduction</u>	11
<u>Chapitre 1: Analyse des mesures de SAGE II - Données aérosols stratosphériques</u>	17
I- EPAISSEUR OPTIQUE:.....	18
II- MODELES ET FONCTIONS DE PHASE:.....	24
III- CONCLUSION:.....	31
<u>Chapitre 2: Présentation du code des Ordres Successifs de diffusion</u>	35
I- PRINCIPE DES OS:.....	35
II- PRECISION DES CALCULS:.....	38
II-1 INTEGRATION SUR μ:	39
II-2 INTEGRATION SUR δ:	39
II-3 LONGUEUR DES DEVELOPPEMENTS:	40
III- CONCLUSION:.....	40
<u>Chapitre 3: Analyse de la formation de la lumière polarisée dans le système {Atmosphère - Surface terrestre}</u>	41

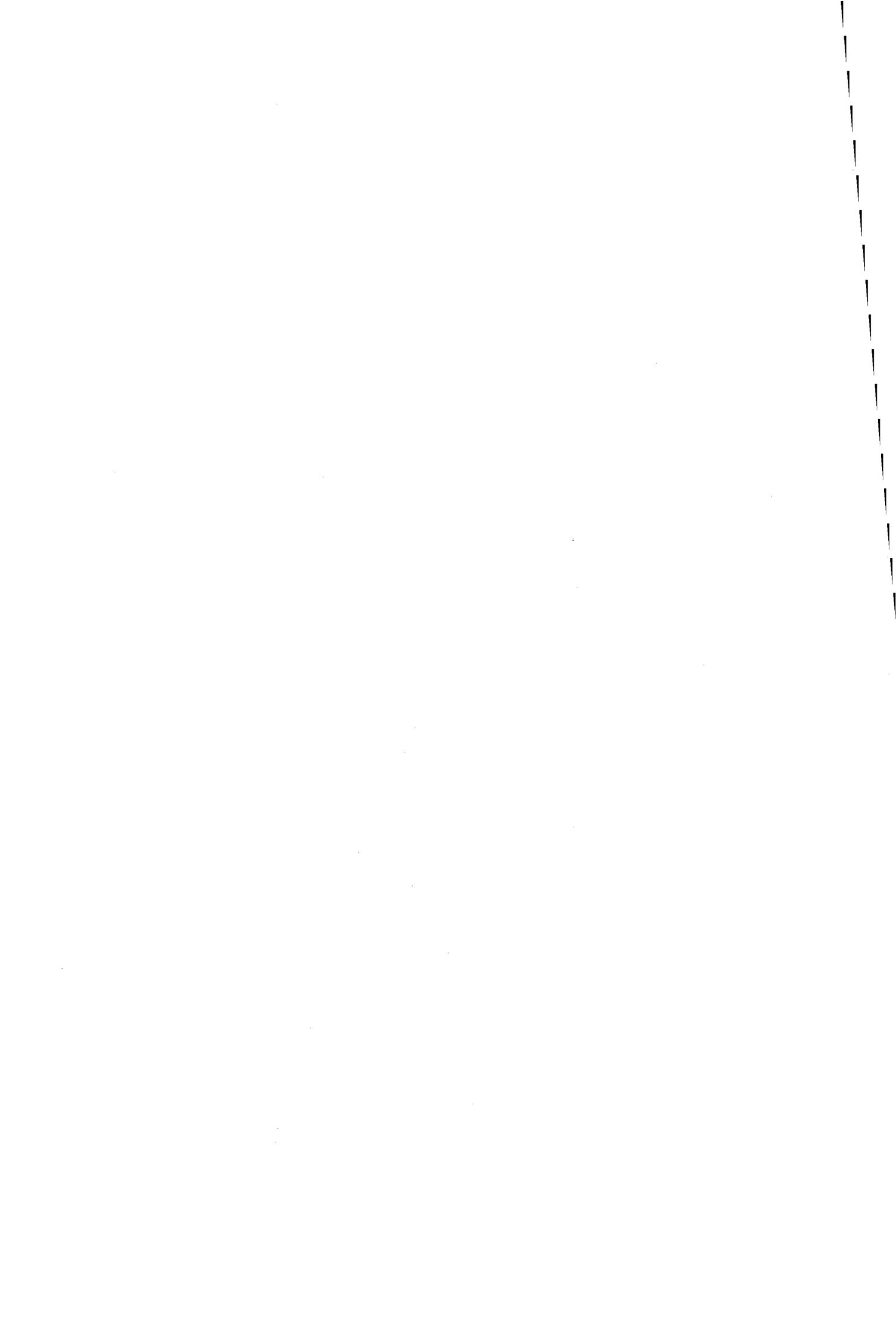
I- INTRODUCTION DU PROBLEME:	41
II- PASSAGE D'UN PROBLEME A DEUX COUCHES A UN PROBLEME A UNE COUCHE AVEC UNE REFLEXION DE SURFACE:	46
III- INFLUENCE DU SOL SUR LA LUMINANCE POLARISEE DESCENDANTE:	50
IV- LUMINANCE POLARISEE APRES REFLEXION SUR LA SURFACE:	54
IV-1 FORMALISME THEORIQUE:	54
IV-2 LES INTERACTIONS MULTIPLES SURFACE - ATMOSPHERE PEUVENT ETRE NEGLIGEEES:	55
IV-3 IMPORTANCE POUR LA REFLEXION DE L'ECLAIREMENT DIFFUS DE LA CONTRIBUTION DES DIFFUSIONS SUCCESSIVES:.....	58
IV-3.1 <i>Simulations à l'aide des OS proposées pour la réflexion de surface:</i>	58
IV-3.2 <i>Résultats pour une couche d'aérosols:</i>	62
IV-3.3 <i>Résultats pour une couche moléculaire:</i>	64
IV-4 CONTRIBUTION DE LA POINTE AVANT DE DIFFUSION POUR UNE COUCHE D'AEROSOLS:.....	68
IV-5 RESTITUTION DE LA BPDF DU SOL POUR UNE COUCHE DE MOLECULES ET D'AEROSOLS:	76
V- AU SOMMET DE L'ATMOSPHERE:	80
V-1 FORMALISME THEORIQUE:	80
V-2 IMPORTANCE DE LA CONTRIBUTION DE L'INTENSITE ISOTROPE REFLECHIE EN PROFONDEUR PAR LE SOL:	82
V-3 INVERSION DE LA BPDF DU SOL ET DES AEROSOLS A PARTIR DU FORMALISME PROPOSE:	84
V-3.1 <i>A partir d'une couche d'aérosols pure:</i>	84
V-3.1.a Inversion de la BPDF du sol:.....	84
V-3.1.b Inversion des aérosols:.....	87
V-3.2 <i>Pour un mélange de molécules et d'aérosols:</i>	89
V-3.2.a Inversion de la BPDF du sol:.....	89
V-3.2.b Inversion des aérosols:.....	95
V-4 ROBUSTESSE DU MODELE:	98
V-4.1 <i>Sensibilité à l'angle zénithal solaire:</i>	98
V-4.2 <i>Sensibilité au modèle de réflexion de surface:</i>	103
VI- CONCLUSION:	107

Chapitre 4: Correction des aérosols stratosphériques: Principes et performances

109

I- SCHEMA DE CORRECTION DES MESURES SUR OCEAN:	110
I-1 SCHEMA DE CORRECTION POUR LA LUMINANCE	111
I-2 SCHEMA DE CORRECTION POUR LA POLARISATION AU DESSUS DES OCEANS:.....	116
I-3 INTERPOLATION SUR LE MODELE D'AEROSOLS:.....	117
II- SCHEMA DE CORRECTION DES MESURES AU DESSUS DES TERRES EMERGEES ET DES NUAGES:	122
II-1 LUMINANCE:	122
II-2 LUMINANCE POLARISEE:	126
III- CONCLUSION:	130

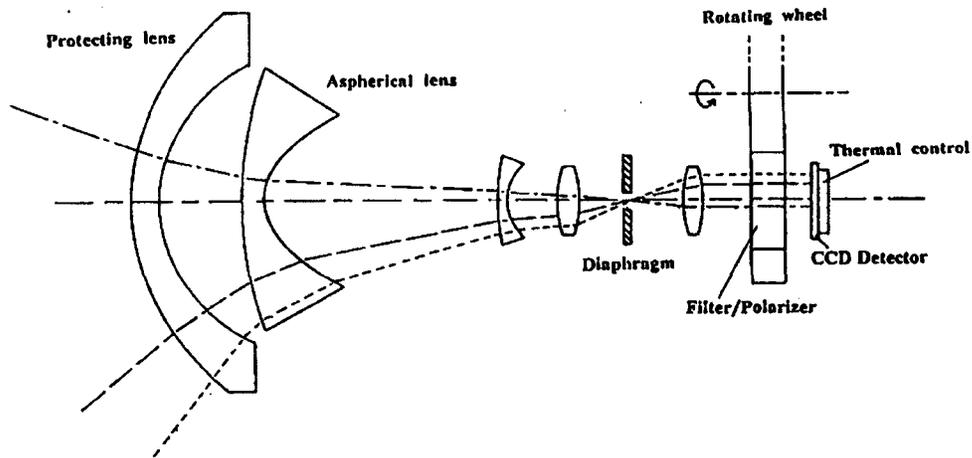
<u>Conclusion</u>	131
<u>Annexe A: Quelques points de formalisme</u>	133
I- PARAMETRES DE STOKES DANS LE FORMALISME DE VAN DE HULST:.....	133
II- LUMINANCE NORMALISEE:.....	136
III- PROPRIETES OPTIQUES CARACTERISANT UNE COUCHE DE PARTICULES - DIFFUSION:.....	137
IV- L'EQUATION DE TRANSFERT RADIATIF:.....	141
<u>Annexe B: Reprise de la paramétrisation de l'évolution temporelle de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques</u>	143
<u>Annexe C: Formation et évolution des aérosols stratosphériques</u>	155
I- INTRODUCTION: PRESENTATION ET PETIT HISTORIQUE.....	155
II- LES GAZ PRECURSEURS:.....	159
III- PROCESSUS MICROPHYSIQUES RESPONSABLES DE LA FORMATION DE LA COUCHE DES AEROSOLS STRATOSPHERIQUES :.....	162
III-1 NUCLEATION:.....	162
III-2 CONDENSATION:.....	163
III-3 COAGULATION:.....	164
III-4 SEDIMENTATION ET LESSIVAGES:.....	164
IV- DEPENDANCE SAISONNIERE ET LATITUDINALE DE L'EPAISSEUR OPTIQUE DE LA COUCHE DES AEROSOLS STRATOSPHERIQUES:.....	165
IV-1 ORIGINES POSSIBLES DES OSCILLATIONS SAISONNIERES:.....	165
IV-2 DEPENDANCE LATITUDINALE:.....	167
<u>Références bibliographiques</u>	177



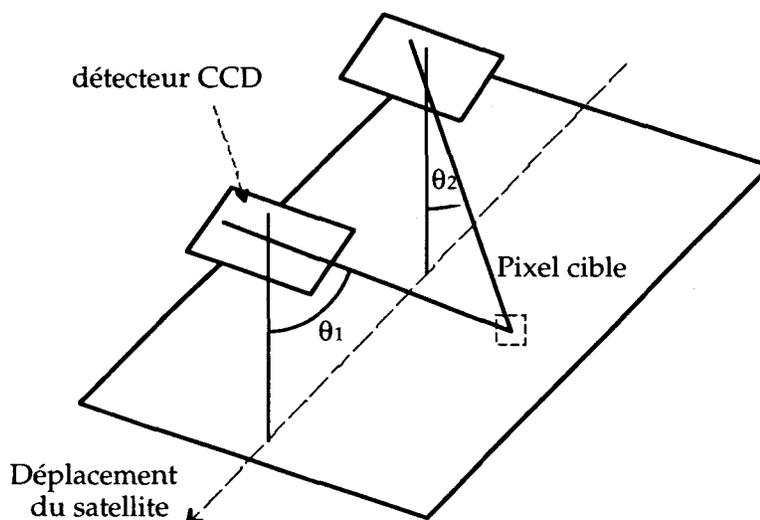
Introduction

L'instrument POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances), développé par le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), et installé sur ADEOS (Advanced Earth Observing Satellite), a été lancé le 17 Août 1996. Il a délivré des données jusqu'au 30 juin 1997, date à laquelle ADEOS a cessé de fonctionner. Ses particularités sont i) de fournir des images bidimensionnelles à large champ de vue qui permettent d'observer un même pixel sous 14 directions de visée pour un passage du satellite; et ii) de réaliser à la fois des mesures de réflectance et de polarisation dans le visible et le proche infrarouge. Une couverture quotidienne quasiment complète de la Terre est assurée par l'orbite polaire d'ADEOS. De plus, POLDER est le premier instrument dévolu à l'observation de la polarisation de la Terre et à la réalisation de mesures bidirectionnelles de réflectance et de polarisation (BRDF et BPDF) à l'échelle globale [Deschamps *et al.*, 1994].

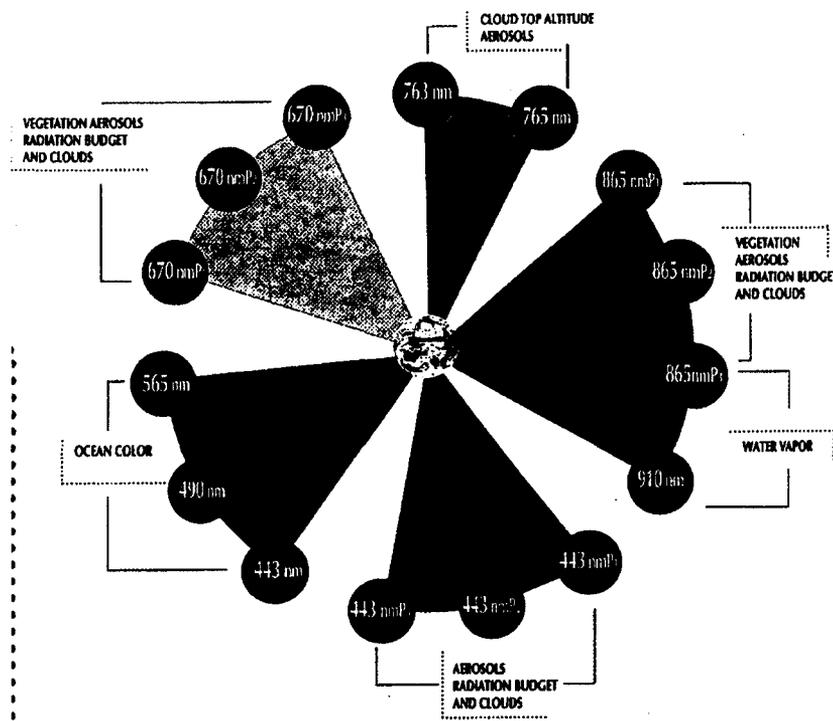
Cette mission s'inscrit dans le cadre de grands programmes d'observation de la Terre: World Climate Research Program (WCRP) et International Geosphere and Biosphere Program (IGBP). Les données POLDER sont traitées i) pour caractériser les aérosols (dimension, épaisseur optique, indice de réfraction), ii) pour évaluer certaines propriétés des nuages (contenu en eau liquide, altitude, type de nuage, bilan radiatif terrestre), iii) pour estimer la concentration en pigments chlorophylliens dans les océans (couleur de l'océan), et iv) pour caractériser les surfaces terrestres et leurs couvertures végétales.



Système optique de l'instrument POLDER. Le détecteur est une matrice CCD de $6.5 \times 8.8 \text{ mm}^2$, composée de 242×548 cellules photosensibles de $27 \times 16 \mu\text{m}^2$, couplées deux à deux en 242×274 pixels indépendants. Le système de lentilles a une focale de 3.57 mm , et permet de faire des mesures selon une ouverture angulaire de $\pm 43^\circ$ suivant le petit axe de la matrice, $\pm 51^\circ$ suivant son grand axe (perpendiculaire au déplacement du satellite), et au maximum de $\pm 57^\circ$ suivant sa diagonale. En tenant compte de la rotondité de la Terre, les directions de visée correspondantes sont respectivement de $\pm 50^\circ$, $\pm 61^\circ$ et $\pm 71^\circ$. Les observations sont faites pour un angle zénithal solaire maximum de 75° . (Source: Deschamps et al., 1994)



Principe de mesure: acquisition successive de deux mesures d'une même cible sous des géométries d'observation différentes correspondant à un déplacement du satellite. La figure n'est pas à l'échelle. La plate-forme ADEOS suit une orbite héliosynchrone à 796 km d'altitude. Une couverture globale de la Terre est assurée quotidiennement et tous les 4 jours, la situation d'observation redevient presque identique à celle du premier jour (cycle de 41 jours et sous-cycle de 4 jours). La trace observée au sol est large de 2200 km et la résolution d'un pixel au Nadir est de $6 \times 7 \text{ km}^2$, rééchantillonné en $6 \times 6 \text{ km}^2$ dans la grille POLDER. (Source: Deschamps et al., 1994)



16 filtres sont montés sur une roue qui en tournant les présente successivement devant le détecteur. 9 bandes spectrales de 443 à 910 nm sont ainsi sélectionnées par 6 filtres non polarisés et 9 polarisés (3 axes de polarisation orientés à 60 degrés les uns par rapport aux autres pour 3 différentes longueurs d'onde). Un filtre opaque supplémentaire permet d'estimer le bruit d'obscurité du détecteur. La roue fait un tour en 4.9 s, et une séquence d'acquisition est effectuée toutes les 19.6 s, soit tout les 4 tours de roue. (Source: CNES)

Les aérosols stratosphériques sont des gouttelettes d'acide sulfurique aqueux qui résultent de l'évolution du dioxyde de soufre injecté dans la stratosphère par les fortes éruptions volcaniques. Présents typiquement entre 12 et 30 km d'altitude, ils forment d'ordinaire une couche très ténue. Aussi, leur contribution dans les données de POLDER est très faible dans les conditions normales de la stratosphère, et pratiquement négligeable. Cependant, après une éruption intense, telle celle du Pinatubo en Juin 1991, une très grande quantité de particules est produite sur quelques mois et contamine fortement les observations satellitaires. Les particules décantent ensuite lentement dans la troposphère et la situation redevient semblable à celle précédant l'éruption au bout de plusieurs années. La possibilité d'une telle situation pendant la mission devait être envisagée.

De plus, les aérosols stratosphériques peuvent dégrader la qualité des grandeurs géophysiques déduites des observations de POLDER, même pour une stratosphère proche

des conditions normales. Tout d'abord, les aérosols stratosphériques étant de petites particules qui induisent une forte polarisation de la lumière diffuse, ils peuvent perturber les produits dérivés de la lumière polarisée, tels que l'altimétrie des nuages [Goloub *et al.*, 1994; Parol *et al.*, 1994] et les propriétés des aérosols troposphériques [Deuzé *et al.*, 1993; Herman *et al.*, in press]. Deuxièmement, nous savons que l'estimation de la couleur de l'océan demande une correction très précise de la contribution atmosphérique dans les signaux mesurés. La correction de l'influence des aérosols dans les canaux visibles de POLDER est déduite classiquement [Deschamps *et al.*, 1994] de leur signal dans les canaux proches infrarouges, en fonction du comportement spectral prévu des aérosols marins. Cependant, comme la dépendance spectrale des aérosols stratosphériques est différente, la performance de la correction sera améliorée en corrigeant au préalable les mesures de la contribution stratosphérique.

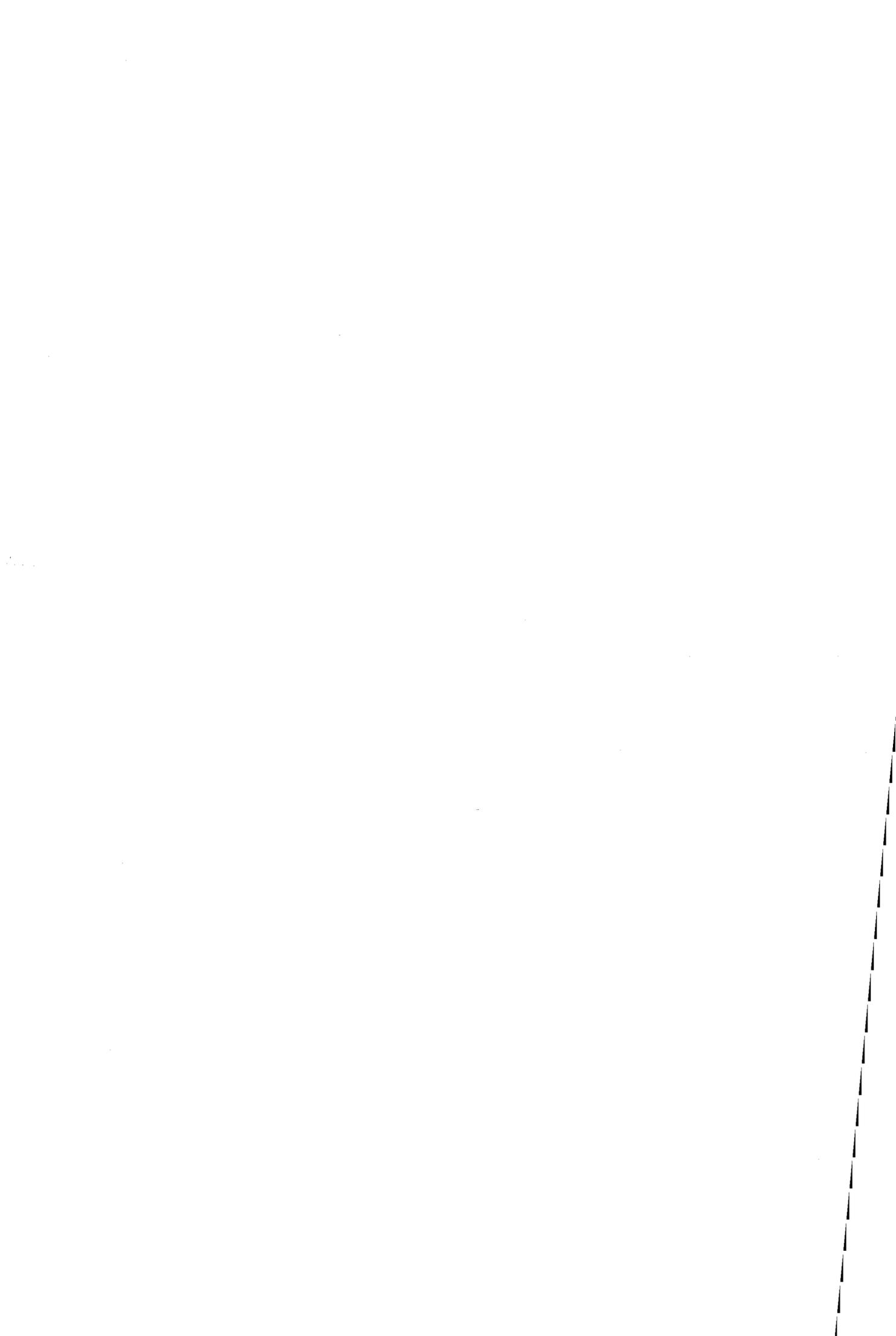
Une correction systématique de l'effet des aérosols stratosphériques sur les données de POLDER s'avère donc utile.

Par ailleurs, une telle correction est rendue possible par la surveillance permanente de la stratosphère. Les instruments d'occultation, spécialement SAGE II, fournissent en continu une information globale sur la stratosphère. Il est connu que les caractéristiques des aérosols stratosphériques évoluent lentement, aussi la variation temporelle des paramètres que nécessite la correction peut être anticipée sur quelques mois et entrée dans les schémas de correction. De plus, comme la contribution essentielle du signal stratosphérique correspond à la diffusion primaire, des schémas de correction simples sont envisageables.

Notre premier problème a donc été d'évaluer la précision avec laquelle nous pouvons obtenir les propriétés diffusantes des aérosols stratosphériques, en particulier leur polarisation, à partir des données de l'expérience d'occultation SAGE II. La prévision de l'évolution temporelle de ces propriétés a également été considérée, de sorte à pouvoir introduire dans les algorithmes de correction et ainsi de permettre une correction des données POLDER en continu.

Notre deuxième problème a été de concevoir les algorithmes de correction, avec le souci de faire une correction répondant à la fois au besoin en précision et au besoin en rapidité du traitement des mesures de POLDER, afin de traiter les grands flux de données. Il s'agissait de parvenir à découpler dans un système à deux couches, les effets radiatifs dus aux aérosols stratosphériques du reste du système "atmosphère - surface". La nature du problème se présente différemment selon que l'observation se fait en intensité ou en polarisation, et selon qu'elle se fait au dessus des océans - où le glitter constitue une seconde source d'éclairement de l'atmosphère, fortement polarisée -, au dessus des terres émergées ou au dessus des nuages. Les algorithmes ont été développés et testés en comparant leurs résultats à des simulations exactes.

La méthodologie développée pour la correction de la polarisation au dessus des surfaces terrestres nous a placé devant le problème plus général de l'interaction entre deux couches en polarisation. Ceci nous a amené à l'appliquer à l'étude de la perturbation de l'atmosphère dans l'observation de la polarisation des surfaces, et inversement de la perturbation de la surface dans l'observation de la polarisation des aérosols. Elle a montré notamment l'intérêt d'une correction de la contribution moléculaire dans les mesures polarisées de POLDER, pour l'observation directe de la polarisation du sol et des aérosols, dont l'interprétation est la clé de la détection des aérosols au dessus des terres émergées.



Chapitre premier

Analyse des mesures de SAGE II

Données aérosols stratosphériques

Les aérosols stratosphériques sont de petites gouttelettes d'acide sulfurique aqueux (60 à 80 % H_2SO_4). Ils résultent de l'évolution chimique du dioxyde de soufre (SO_2) injecté dans la stratosphère, spécialement par les volcans. Ils sont supposés sphériques, en accord avec la bonne concordance entre les signatures de polarisation mesurées in situ et leurs restitutions par des calculs de Mie (voir, par exemple, les exploitations des mesures de RADIBAL [Brogniez *et al.*, 1996]). Etant donnée leur nature chimique, l'indice de réfraction des particules $m = m_r - i.m_i$ sera calculé en fonction de la longueur d'onde pour une composition généralement adoptée de 75% H_2SO_4 [Rosen and Hofmann, 1986].

Du fait de la faible épaisseur optique de la couche des aérosols stratosphériques, la diffusion primaire y domine largement. Aussi, l'effet radiatif de la couche dépend principalement de son épaisseur optique et de ses propriétés de diffusion moyennes. De plus, hormis durant les premiers mois suivant une forte éruption volcanique, la distribution zonale des aérosols stratosphériques est quasiment uniforme [Brogniez and Lenoble, 1991]. Ceci nous permet de caractériser la distribution spatiale des aérosols stratosphériques par une simple dépendance latitudinale.

Finalement, nous décrirons la couche par son épaisseur optique et par ses propriétés de diffusion moyennes (lesquelles dépendent de la granulométrie moyenne des particules selon

la théorie de Mie) aux longueurs d'onde de POLDER (443 à 910 nm), et sur toute la planète grâce à 18 bandes de latitude de 10 degrés.

Ces données peuvent être obtenues à partir des mesures d'occultation de SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II), qui fournissent en continu les profils d'extinction des aérosols de 80°N à 80°S, dans 4 canaux centrés à 1020, 525, 453 et 385 nm, typiquement de 10 à 35 km d'altitude, avec une résolution verticale de 1 km [Mauldin III et al., 1979]. Aux hautes altitudes, la qualité de la séparation des aérosols dans les profils d'extinctions mesurés dépend des concentrations relatives d'aérosols, d'ozone (O₃) et de dioxyde d'azote (NO₂). Pour les basses couches, ce sont les hauts nuages et la diffusion moléculaire qui perturbent l'inversion. La précision des profils d'extinction des aérosols à 1020 nm est environ de 10% entre le sommet des nuages et 25 km d'altitude. Elle est environ de 30% à 385 nm entre 15 et 22 km [Chu et al., 1989].

I- Épaisseur optique:

La variation temporelle de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques, dans les canaux POLDER, a été anticipée pour le proche futur à partir de l'analyse de la variation mesurée au cours des dernières années.

En intégrant les profils $\sigma(z)$ de coefficients d'extinction des aérosols (σ est défini en annexe A-III), nous avons obtenu les épaisseurs optiques $\delta_\lambda(\text{lat}, t)$ pour les canaux de SAGE 385, 453, 525 et 1020 nm. Il s'agit de valeurs moyennes pour des bandes de latitude de 10 degrés et pour une période instrumentale (durée pour balayer le globe du Nord au Sud ou le contraire; environ un mois). A partir de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique, nous avons déduit δ pour les canaux POLDER [443 - 910] nm. La loi d'évolution spectrale a été modélisée par l'expression analytique suivante, inspirée des travaux de Brogniez and Lenoble [1988]:

$$\ln \delta_\lambda = \ln \delta_{\lambda_0} - \alpha \cdot \ln(\lambda / \lambda_0) - \beta \cdot \ln^2(\lambda / \lambda_0) \quad (\text{I.1})$$

où la longueur d'onde de référence est $\lambda_0 = 1020$ nm, et où les paramètres α et β sont obtenus par la méthode des moindres carrés. Le canal 385 nm, pour lequel les mesures sont fortement perturbées par la contribution moléculaire, n'est pas utilisé. D'ailleurs, la gamme de 453 à 1020 nm est suffisante pour permettre une interpolation dans les canaux POLDER [443 - 910] nm.

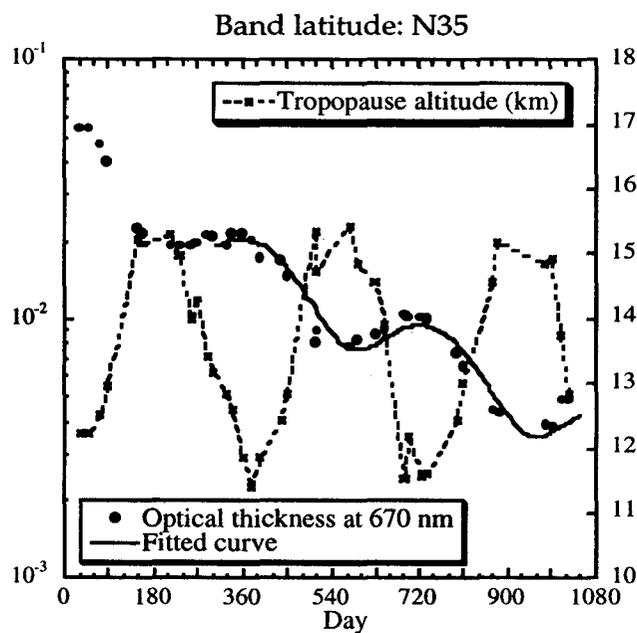


Figure I.1: Variation temporelle de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques dans le canal 670 nm de POLDER (pointillés, axe gauche), et de l'altitude de la tropopause (ligne hachurée, axe droit), pour la bande de latitude centrée sur 35° Nord. Le jour 0 est le 1er Février 1993, et le jour 1026 est le 24 Novembre 1995. Résultats de l'analyse des mesures de SAGE II. L'altitude de la tropopause est une donnée annexe de SAGE, fournie par la National Weather Service (NWS) de la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) [Chu et al, 1989].

A titre d'exemple, la Figure I.1 montre l'évolution de l'épaisseur optique dans le canal 670 nm de POLDER, obtenue pour la bande de latitude centrée sur 35° Nord, entre le 1er Février 1993 (jour 0) et le 24 Novembre 1995 (jour 1026). Une oscillation saisonnière, corrélée à l'altitude de la tropopause, apparaît distinctement dans cette bande méridionale [Yue et al., 1991; Brogniez and Lenoble, 1991].

L'épaisseur optique est bien restituée par

$$\delta(t) = \delta(t_0) \times \exp(-k \times (t - t_0)) \times \left[1 + B \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{365} \times (t - t_0)\right) \right] \quad (I.2)$$

où t est le nombre de jours depuis un jour initial t_0 , K exprime la décroissance exponentielle et B l'amplitude des oscillations saisonnières; K et B dépendent de la bande de latitude et de la longueur d'onde. Le terme B a été négligé pour la première banque de données aérosols stratosphériques de POLDER (fournie en Septembre 1996): il pourra être pris en compte dans les futurs algorithmes de POLDER.

De la même façon, les Figures I.2.a-c (insérées en fin de chapitre) présentent l'évolution de l'épaisseur optique à 670 nm pour l'ensemble des 18 bandes de latitude de SAGE. Les oscillations saisonnières, prononcées aux bandes méridionales, s'effacent à l'équateur où l'altitude de la tropopause est relativement constante. Près des pôles, il est difficile de cerner l'évolution saisonnière vu le peu de données dont nous disposons pour ces bandes. Le lecteur trouvera en annexe C de possibles explications concernant ces oscillations.

Le Tableau I.1 donne la liste des épaisseurs optiques au 1er Janvier 1996, extrapolées à partir de l'équation (I.2), et le Tableau I.2 celle des coefficients K et B correspondant. Mais, comme on l'a dit, seul K est utilisé dans l'algorithme de correction des aérosols stratosphériques, et sa dépendance spectrale a été négligée en faveur de sa valeur moyenne sur la gamme [443 - 865] nm. En absence d'information pour les pôles Nord et Sud, nous extrapolons les données des bandes N75 et S75, aux bandes N85 et S85.

Remarque:

L'équation (I.2) ne fait pas intervenir de terme de phase. La date de référence t_0 a été ajustée au cas par cas de sorte à compenser ce manque. Les calculs que nous venons de présenter ont été repris en annexe B, en tenant compte d'un terme de phase et/ou en prenant une zone de lissage plus grande. Une étude comparative a mis en évidence la difficulté pour bien déterminer le coefficient K de décroissance exponentielle de l'épaisseur optique. Elle

nous a montré que les écarts occasionnés sur les épaisseurs optiques n'ont que des effets négligeables sur les corrections stratosphériques, vues les faibles épaisseurs optiques rencontrées lors de la mission POLDER. La qualité de l'extrapolation prévue de l'épaisseur optique ne pourra vraiment être discutée que lorsque nous disposerons des données aérosols postérieures à la banque exploitée.

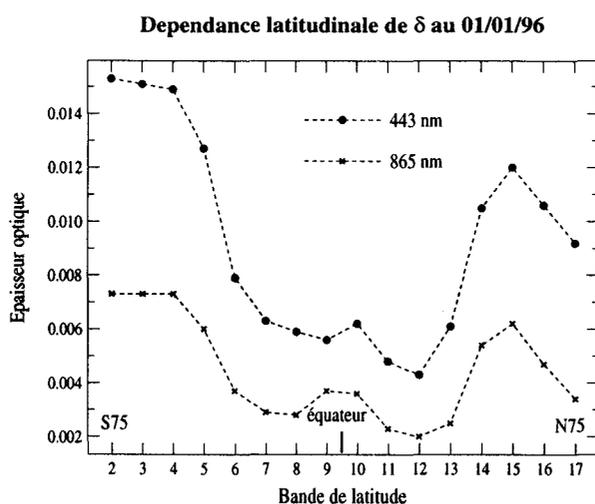


Figure I.3: Epaisseur optique extrapolée dans le temps au 1er Janvier 1996, pour les canaux 443 nm (points) et 865 nm (croix), en fonction de la bande de latitude de SAGE. La bande 2 est centrée sur 75° Sud; la bande 17 sur 75° Nord. La distance entre deux bandes est de 10°.

La Figure I.3 montre la dépendance latitudinale de l'épaisseur optique au 1er Janvier 1996, dans les canaux 443 et 865 nm. On constate notamment que l'épaisseur optique est plus faible autour de l'équateur, entre les bandes S35 et N35, que vers les Pôles, avec notamment deux puits autour des tropiques (S25 et N25). De plus, l'allure générale tend à être symétrique par rapport à l'équateur. Comme ont pu le constater Brogniez et Lenoble [1987] [1991], cette dépendance latitudinale suit la variation de l'altitude de la tropopause. Plus celle ci est élevée, plus l'épaisseur optique est faible. La tropopause est particulièrement haute autour de l'équateur (~17 km) et chute aux niveaux des tropiques -entraînant des

échanges entre la troposphère et la stratosphère [Rosen et al., 1975] qui pourraient être responsables des puits observés - pour descendre entre 8 et 10 km aux Pôles (Figures I.2.a-c). Notons qu'on observe un maximum en épaisseur optique autour du Pôle Sud (corrélé à un minimum en altitude de la tropopause - Figures I.2.a-c); ce qui correspond à une réalité expérimentale mais qui a été surestimé ici par le lissage de l'évolution de l'épaisseur optique, dû à un manque de mesures à ces latitudes. Une courte discussion concernant cette dépendance latitudinale est proposée en annexe C.

Tableau I.1: Epaisseur optique au 1er Janvier 1996 des données annexes utilisées dans l'exploitation actuelle de POLDER.

Bandes	Canaux POLDER					
	443 nm	490 nm	565 nm	670 nm	765 nm	865 nm
S75	0.0153	0.0146	0.0126	0.0106	0.0087	0.0073
S65	0.0151	0.0141	0.0126	0.0105	0.0086	0.0073
S55	0.0149	0.0138	0.0123	0.0102	0.0085	0.0073
S45	0.0127	0.0117	0.0105	0.0083	0.0073	0.0060
S35	0.0079	0.0073	0.0064	0.0054	0.0045	0.0037
S25	0.0063	0.0058	0.0052	0.0042	0.0035	0.0029
S15	0.0059	0.0055	0.0049	0.0041	0.0034	0.0028
S05	0.0056	0.0057	0.0055	0.0051	0.0043	0.0037
N05	0.0062	0.0060	0.0058	0.0050	0.0044	0.0036
N15	0.0048	0.0046	0.0039	0.0035	0.0030	0.0023
N25	0.0043	0.0040	0.0036	0.0030	0.0024	0.0020
N35	0.0061	0.0057	0.0047	0.0038	0.0030	0.0025
N45	0.0105	0.0097	0.0090	0.0075	0.0066	0.0054
N55	0.0120	0.0111	0.0099	0.0083	0.0073	0.0062
N65	0.0106	0.0100	0.0086	0.0070	0.0058	0.0047
N75	0.0092	0.0086	0.0072	0.0059	0.0043	0.0034

Tableau I.2: Coefficients K (en jour⁻¹) et B permettant de lisser, selon l'équation (I.2), les mesures d'épaisseur optique de SAGE, en fonction de la bande de latitude et de la longueur d'onde. L'épaisseur optique δ_0 correspond à la date t_0 . Cette date de référence n'est pas la même pour toutes les bandes de latitude, car le lissage n'est pas satisfaisant si t_0 est pris au hasard. Seule la moyenne spectrale de K est utilisée dans l'exploitation actuelle de POLDER.

Bande de latitude		Canaux POLDER							K moyen
		443 nm	490 nm	565 nm	670 nm	765 nm	865 nm	910 nm	
S75 $t_0=500$	δ_0	0.0241	0.0243	0.0234	0.0209	0.0181	0.0152	0.0140	0.0011
	k	0.0008	0.0009	0.0011	0.0012	0.0013	0.0013	0.0014	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
S65 $t_0=500$	δ_0	0.0251	0.0248	0.0234	0.0206	0.0178	0.0151	0.0140	0.0012
	k	0.0009	0.0010	0.0011	0.0012	0.0013	0.0013	0.0013	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
S55 $t_0=500$	δ_0	0.0248	0.0243	0.0228	0.0201	0.0176	0.0152	0.0141	0.0012
	k	0.0009	0.0010	0.0011	0.0012	0.0013	0.0013	0.0014	
	B	0.047	0.057	0.069	0.078	0.081	0.080	0.078	
S45 $t_0=500$	δ_0	0.0236	0.0231	0.0218	0.0194	0.0171	0.0148	0.0138	0.0014
	k	0.0011	0.0012	0.0013	0.0015	0.0015	0.0016	0.0016	
	B	0.187	0.198	0.211	0.220	0.223	0.222	0.221	
S35 $t_0=500$	δ_0	0.0173	0.0169	0.0158	0.0140	0.0123	0.0107	0.0100	0.0017
	k	0.0014	0.0015	0.0016	0.0017	0.0018	0.0019	0.0019	
	B	0.156	0.163	0.171	0.178	0.180	0.180	0.179	
S25 $t_0=700$	δ_0	0.0098	0.0096	0.0089	0.0078	0.0068	0.0058	0.0054	0.0016
	k	0.0012	0.0014	0.0015	0.0017	0.0018	0.0019	0.0020	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
S15 $t_0=700$	δ_0	0.0101	0.0099	0.0095	0.0085	0.0075	0.0065	0.0061	0.0020
	k	0.0015	0.0016	0.0018	0.0020	0.0022	0.0023	0.0024	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
S05 $t_0=700$	δ_0	0.0112	0.0110	0.0103	0.0091	0.0080	0.0069	0.0064	0.0017
	k	0.0019	0.0018	0.0017	0.0016	0.0017	0.0017	0.0017	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
N05 $t_0=700$	δ_0	0.0099	0.0097	0.0093	0.0083	0.0073	0.0063	0.0059	0.0014
	k	0.0013	0.0013	0.0013	0.0014	0.0014	0.0015	0.0015	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
N15 $t_0=270$	δ_0	0.0202	0.0207	0.0208	0.0199	0.0184	0.0167	0.0160	0.0022
	k	0.0018	0.0019	0.0021	0.0022	0.0023	0.0025	0.0025	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
N25 $t_0=570$	δ_0	0.0111	0.0108	0.0101	0.0089	0.0078	0.0067	0.0063	0.0022
	k	0.0019	0.0020	0.0021	0.0022	0.0023	0.0024	0.0024	
	B	0.088	0.098	0.109	0.118	0.121	0.121	0.120	

N35 t ₀ =300	δ ₀	0.0208	0.0208	0.0202	0.0188	0.0173	0.0156	0.0148	0.0021
	k	0.0016	0.0017	0.0019	0.0021	0.0023	0.0024	0.0025	
	B	0.251	0.254	0.259	0.266	0.272	0.278	0.281	
N45 t ₀ =500	δ ₀	0.0196	0.0191	0.0178	0.0157	0.0137	0.0119	0.0111	0.0013
	k	0.0011	0.0012	0.0012	0.0013	0.0013	0.0014	0.0014	
	B	-0.262	-0.275	-0.291	-0.304	-0.310	-0.313	-0.313	
N55 t ₀ =500	δ ₀	0.0211	0.0207	0.0195	0.0172	0.0151	0.0129	0.0121	0.0012
	k	0.0010	0.0011	0.0012	0.0013	0.0013	0.0013	0.0013	
	B	-0.118	-0.134	-0.151	-0.162	-0.163	-0.158	-0.155	
N65 t ₀ =300	δ ₀	0.0332	0.0341	0.0341	0.0321	0.0290	0.0255	0.0238	0.0019
	k	0.0015	0.0016	0.0018	0.0020	0.0021	0.0022	0.0022	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
N75 t ₀ =100	δ ₀	0.0521	0.0537	0.0548	0.0542	0.0524	0.0499	0.0486	0.0023
	k	0.0018	0.0019	0.0021	0.0023	0.0026	0.0028	0.0029	
	B	0	0	0	0	0	0	0	

II- Modèles et fonctions de phase:

Les aérosols stratosphériques sont supposés être des particules sphériques d'acide sulfurique à 75% H₂SO₄, dont la distribution en tailles suit une loi de type log-normale (LND). Le nombre de particules par unité de volume N(r) est donné en fonction du rayon des particules par:

$$\frac{dN(r)}{dr} = \frac{N_0}{r \cdot \ln s \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{[\ln(r/r_m)]^2}{2 \cdot (\ln s)^2}\right) \quad (I.3)$$

où r est le rayon des particules, r_m le rayon modal, et s la variance. Ces paramètres peuvent être associés au rayon effectif et à la variance effective [Hansen and Travis, 1974] qui sont définis par:

$$\begin{cases} R_{eff} = r_m \cdot \exp\left[\frac{5}{2} \cdot (\ln s)^2\right] \\ V_{eff} = \exp(\ln s)^2 - 1 \end{cases} \quad (I.4)$$

Suivant les travaux de Brogniez et Lenoble [1988], la dépendance spectrale de l'épaisseur optique est calculée pour un jeu de paramètres R_{eff} et V_{eff} (Tableau I.3). La comparaison entre dépendances spectrales mesurée et calculées permet de déterminer le modèle d'aérosol. Etant donnée l'incertitude des mesures SAGE de transmission, la variance effective V_{eff} ne peut pas être obtenue précisément. En effet, la Figure I.4 montre que différents modèles, associés à différentes valeurs de V_{eff} , permettent de retrouver la dépendance spectrale, sur l'intervalle 453 à 1020 nm, dans la gamme d'incertitude des mesures. Ainsi, on peut fixer la valeur de la variance effective à $V_{\text{eff}} = 0.45 \pm 0.25$. Par ailleurs, la Figure I.5 présente le rapport $\delta_{453}/\delta_{1020}$ obtenu à partir de SAGE II pour la bande de latitude centrée sur 35° Nord, du 1er Février 1993 au 24 Novembre 1995. Il est comparé aux rapports calculés pour différents modèles d'aérosols en fixant V_{eff} successivement à 0.20, 0.45 et 0.70; R_{eff} change selon le choix de V_{eff} . La Figure I.5 confirme que tout modèle ayant V_{eff} compris entre 0.2 et 0.7 donne des résultats concordants avec les mesures.

Ce résultat est en bon accord avec les travaux de Hansen et al. [1996] sur l'impact climatique de l'éruption du Pinatubo, qui indiquent qu'une variance effective de 0.35 permet de rendre compte à la fois des épaisseurs optiques mesurées par SAGE II de 0.385 à 1.02 μm , entre 1991 et 1994, et de celles mesurées par ISAMS (Improved Stratospheric and Mesospheric Sounder) à 12.1 μm , de fin 1991 à fin 1992.

Tableau I.3: Liste des rayons effectifs et variances effectives de la base de modèles utilisée dans l'algorithme d'inversion de Brogniez et Lenoble.

Rayons effectifs (en μm)							Variances effectives				
0.010	0.025	0.050	0.070	0.090	0.1	0.11	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1
0.12	0.13	0.14	0.15	0.16	0.17	0.18	0.125	0.15	0.175	0.2	0.25
0.19	0.20	0.21	0.22	0.23	0.24	0.25	0.3	0.35	0.4	0.45	0.528
0.26	0.27	0.28	0.29	0.30	0.31	0.32	0.7	1.0			
0.33	0.34	0.35	0.36	0.37	0.385	0.40					
0.425	0.45	0.475	0.50	0.525	0.55	0.60					
0.65	0.70	0.75	0.80	0.90	1.00						

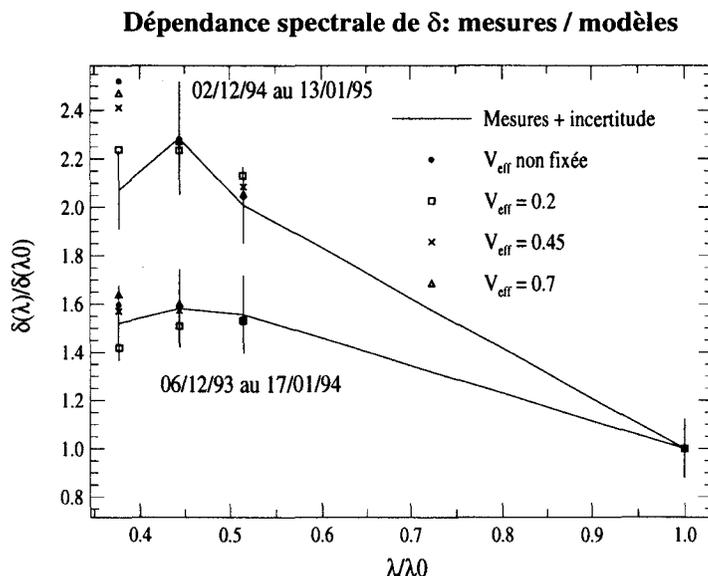


Figure I.4: Comparaison de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique mesurée à celle estimée par les modèles inversés i) en laissant le code d'inversion choisir librement la valeur de V_{eff} , ii) en fixant $V_{eff} = 0.2, 0.45$ ou 0.7 . Résultat pour les épaisseurs optiques des périodes du 02/12/94 au 13/01/95 et du 06/12/93 au 17/01/94.

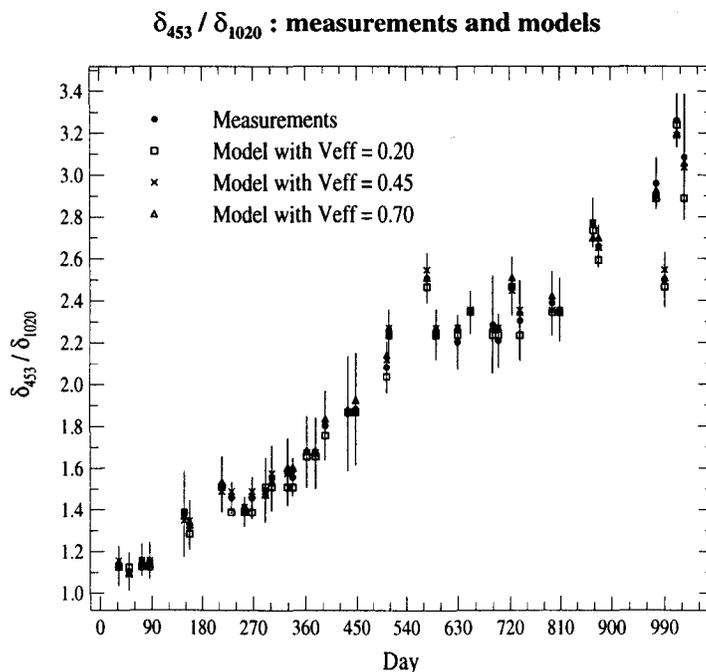


Figure I.5: Variation temporelle, du 1er Février 1993 au 24 Novembre 1995, du rapport $\delta_{453}/\delta_{1020}$ entre les épaisseurs optiques à 453 et 1020 nm i) mesuré par SAGE (points) et tracé avec la barre d'incertitude correspondante, et ii) obtenu par les modèles retenus

pour la variance effective fixée à 0.2 (carrés), 0.45 (croix) ou 0.7 (triangles). Bien entendu, le rayon effectif change selon le choix de V_{eff} . Résultats pour la bande de latitude centrée sur 35° Nord.

La Figure I.6 montre la décroissance temporelle du rayon effectif R_{eff} ainsi restitué, selon la valeur supposée de la variance effective V_{eff} . Il apparaît nettement une diminution de la taille des particules au cours du temps, qui correspond à la décantation des aérosols post Pinatubo - celle-ci étant plus rapide pour les plus grosses particules. On retrouve par ailleurs cette constatation sur la Figure I.5, puisque les effets spectraux deviennent plus prononcés au cours du temps, ce qui caractérise une diminution de la taille des aérosols.

De plus, étant donnée l'incertitude des données de SAGE, le rayon effectif des aérosols R_{eff} ne présente pas de variation significative en fonction de la latitude (Figure I.7), et nous utilisons simplement une valeur moyenne sur les latitudes.

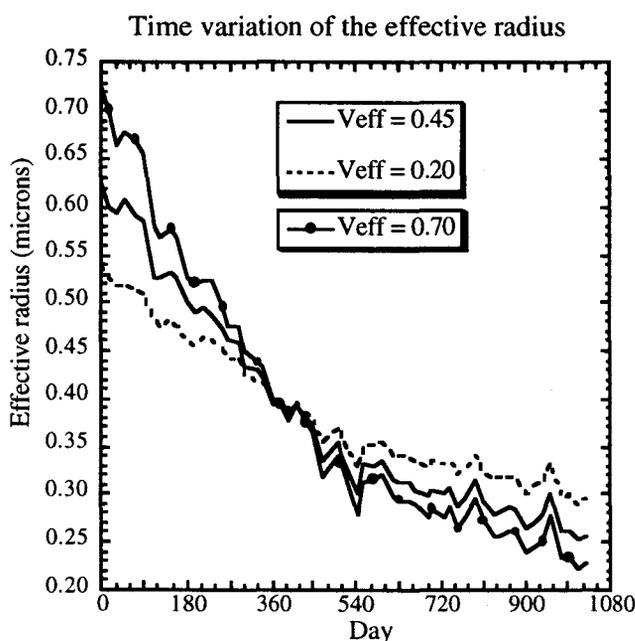


Figure I.6: Variation temporelle, du 1er Février 1993 au 24 Novembre 1995, du rayon effectif selon la variance effective retenue 0.45, 0.2 et 0.7. Les rayons (en μm) sont des valeurs moyennes sur les latitudes.

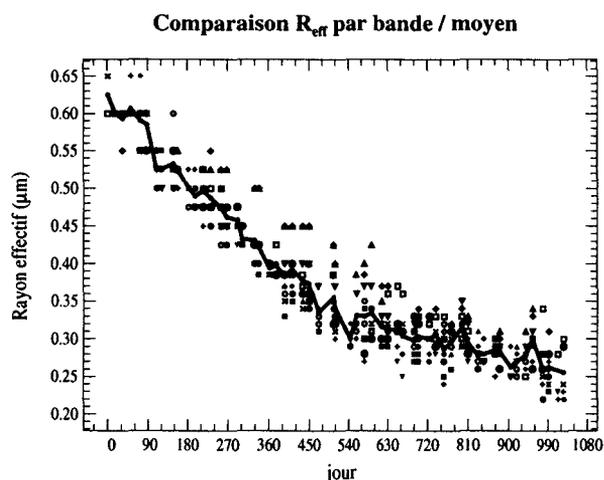


Figure I.7: Variation temporelle, du 1er Février 1993 au 24 Novembre 1995, du rayon effectif (en μm) par bande de latitude (différents symboles) comparé au rayon effectif moyen sur les latitudes (trait plein), pour une variance effective fixée de 0.45.

La prévision du modèle pour un proche avenir peut se faire par une simple extrapolation de R_{eff} . L'extrapolation au 1er Septembre 1996 (pour la première banque de données d'exploitation de POLDER) donne les trois couples suivant:

$$V_{\text{eff}} = 0.20 \rightarrow R_{\text{eff}} = 0.26 \mu\text{m}.$$

$$V_{\text{eff}} = 0.45 \rightarrow R_{\text{eff}} = 0.22 \mu\text{m}.$$

$$V_{\text{eff}} = 0.70 \rightarrow R_{\text{eff}} = 0.18 \mu\text{m}.$$

Malgré l'incertitude sur le modèle d'aérosol, la fonction de phase et la fonction de phase polarisée résultantes, de 443 à 865 nm, sont raisonnablement cohérentes (Figures I.8 et I.9). L'incertitude relative sur la fonction de phase est inférieure à 20% en utilisant le modèle moyen dans le canal 865 nm (même ordre d'incertitude dans le canal 443 nm). Elle peut être plus élevée pour la fonction de phase polarisée, notamment à 443 nm. Mais, dans l'état actuel de faible chargement de la stratosphère, ces différences n'entraînent que des erreurs négligeables puisque l'impact est très faible. Si la quantité de particules venait à augmenter, suite à une éruption volcanique, des mesures in situ par des polarimètres montés sur ballon pourraient aider à réduire l'incertitude sur le modèle des aérosols stratosphériques.

L'évolution temporelle de la matrice de phase est associée à celle du modèle. Cependant, elle n'est pas facilement paramétrisable. Mais, comme l'évolution du modèle est lente, l'information sur la matrice de phase, nécessaire à la correction des mesures de POLDER, peut être fournie par un modèle représentatif des mois à venir. La base de données est simplement à réactualiser régulièrement; typiquement tous les 6 mois ou tous les ans.

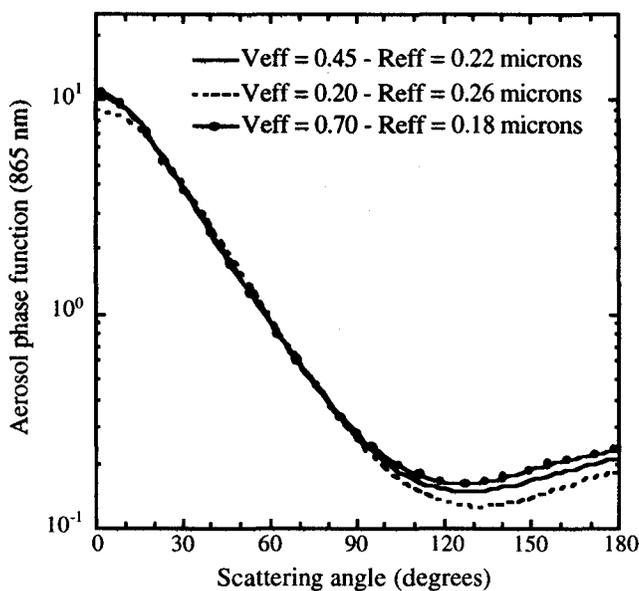


Figure I.8: Fonction de phase des aérosols à 865 nm, correspondant au modèle moyen inversé ($V_{eff} = 0.45$, $R_{eff} = 0.22 \mu m$) et aux deux modèles limites ($V_{eff} = 0.20$, $R_{eff} = 0.26 \mu m$) et ($V_{eff} = 0.70$, $R_{eff} = 0.18 \mu m$).

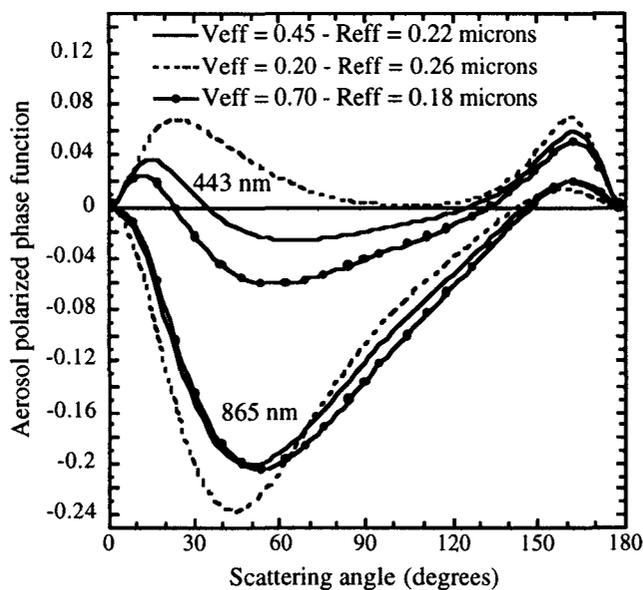


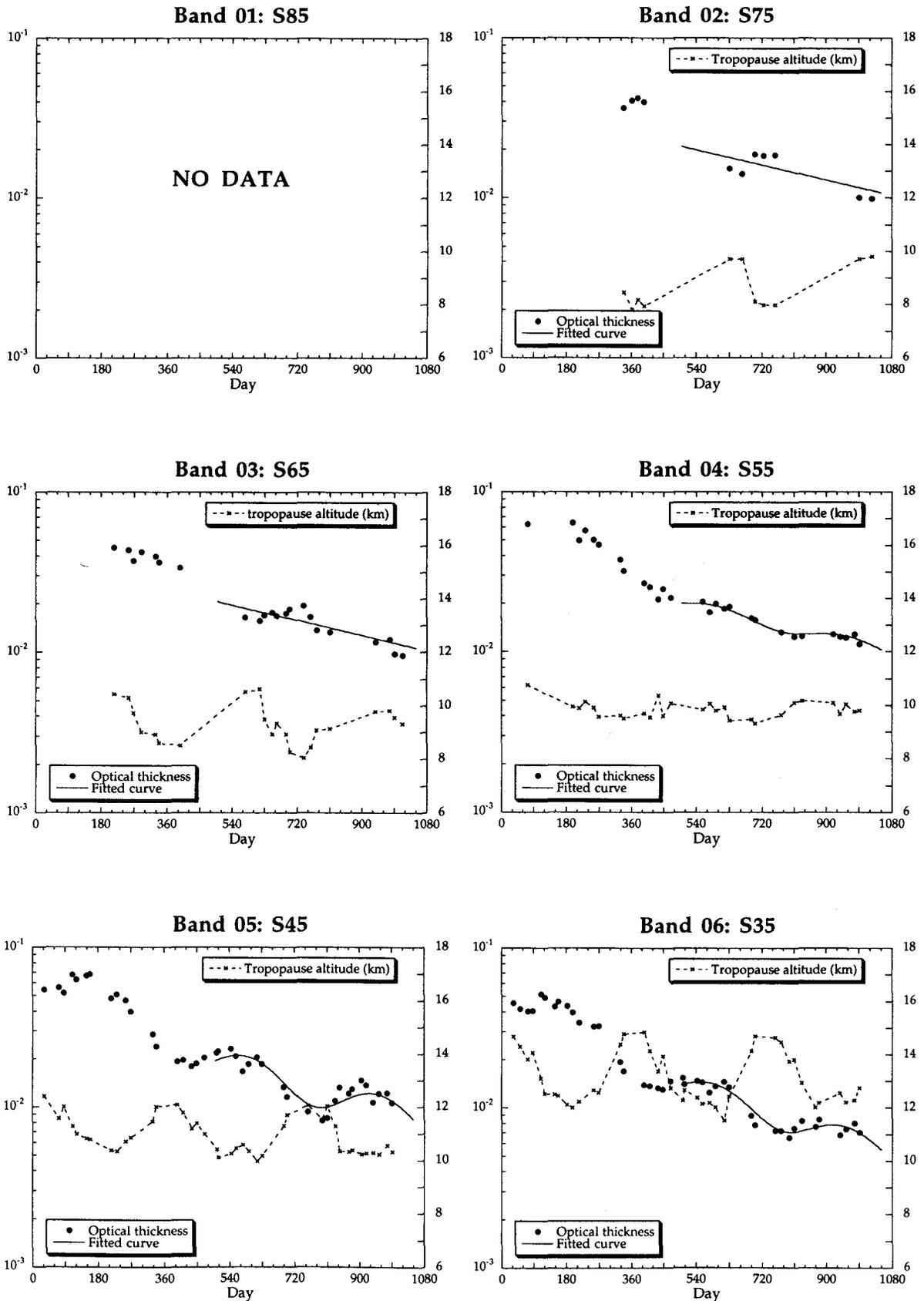
Figure I.9: Même légende que la Figure I.8 mais pour la fonction de phase polarisée à 443 et 865 nm.

III- Conclusion:

L'épaisseur optique des aérosols stratosphériques et la matrice de phase peuvent être déduites de l'analyse des données d'occultation de SAGE et peuvent être anticipées pour le proche futur. L'incertitude sur la fonction de phase est inférieure à 20% pour tous les canaux POLDER. Elle peut être plus élevée pour la fonction de phase polarisée, principalement à 443 nm. Dans le cas d'une augmentation de la quantité d'aérosols stratosphériques, la fonction de phase polarisée devrait être affinée par des mesures in situ, à l'aide de sondes ballons par exemple. Cette caractérisation globale et temporelle de la stratosphère est très bien adaptée à l'élaboration de schémas de correction pour les mesures de POLDER.

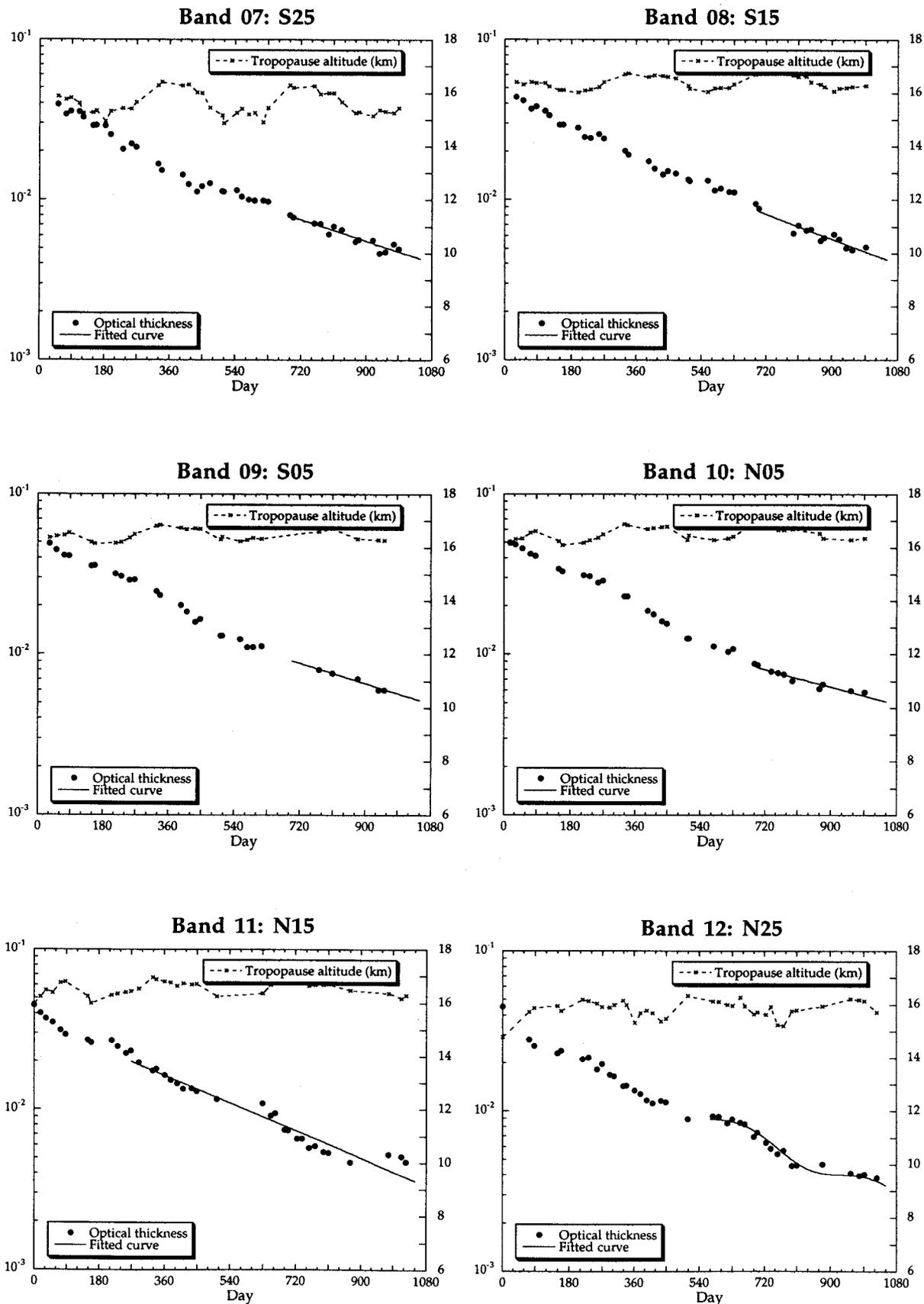
Il est clair que si un événement volcanique majeur advenait pendant la mission, cette étude devrait être reprise et les données de POLDER seraient à traiter avec les résultats de cette nouvelle étude.

Polder channel 670 nm Integration from tropopause to 30 km



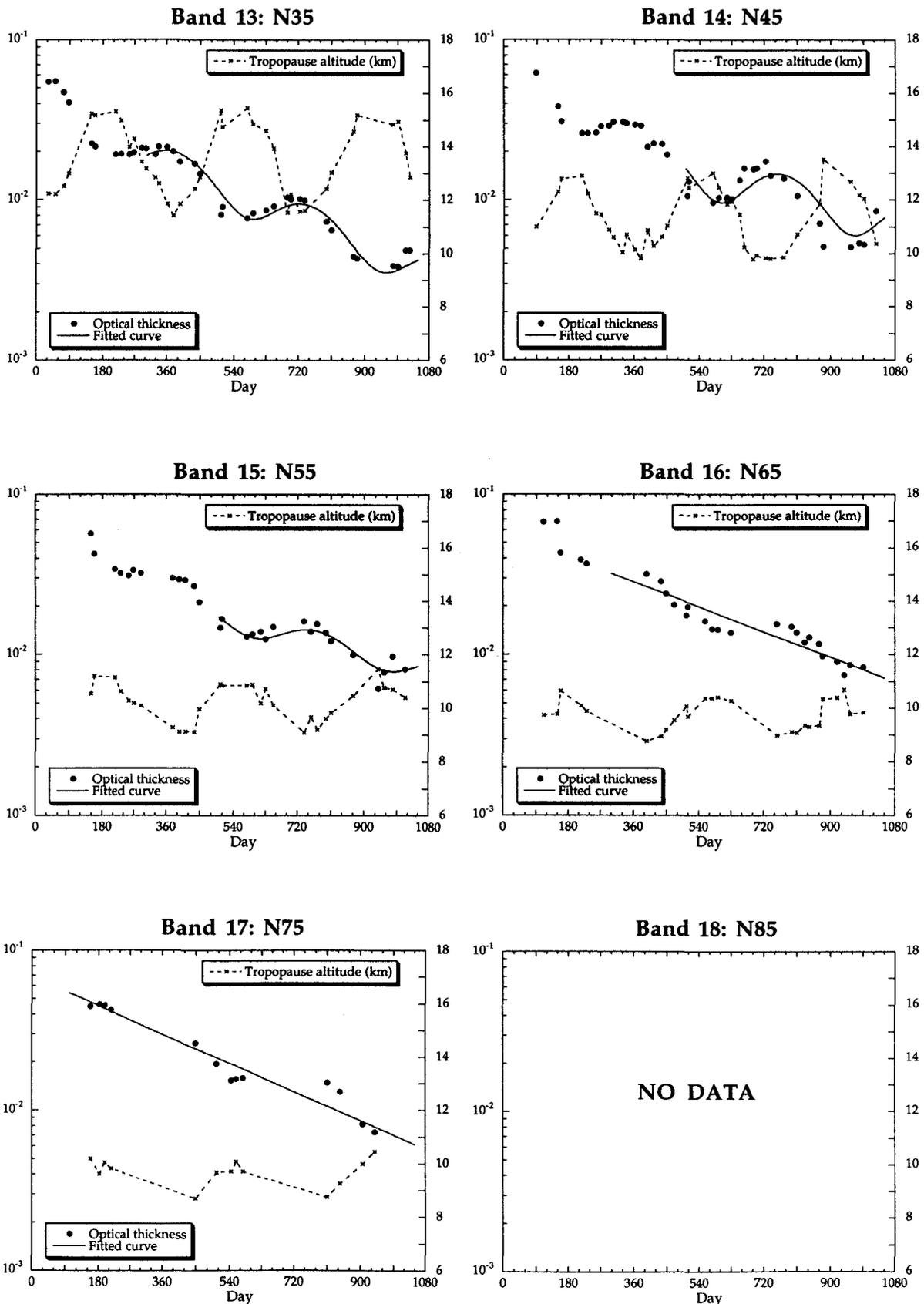
Figures I.2-A

Polder channel 670 nm Integration from tropopause to 30 km



Figures I.2-B

Polder channel 670 nm Integration from tropopause to 30 km



Figures I.2-C

Chapitre 2

Présentation du code des Ordres Successifs de diffusion

Développé par Jean-Luc Deuzé dans le cadre de sa thèse sur l'"*Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants, application à la polarisation localisée de Vénus*" [1974], le code des ordres successifs de diffusion, communément appelé code des OS, a été largement utilisé au cours de notre étude. En effet, le développement des algorithmes de correction des aérosols stratosphériques a été mené au regard de simulations exactes par les OS du champ de rayonnement au sommet de l'atmosphère. Aussi, convient-il ici de présenter sommairement le principe et les limites de ce code.

Le lecteur trouvera en annexe A un développement succinct de certains points du formalisme mathématique des calculs liés à ce code.

I- Principe des OS:

Le code des OS est un code de transfert radiatif permettant de simuler la luminance diffuse d'un système { surface - atmosphère } sans absorbant gazeux - et notamment sa polarisation. Il permet en outre de séparer les différents ordres d'interaction de la lumière dans ce système.

La prise en compte de la réflexion directionnelle et de la polarisation des surfaces - glitter sur l'océan, végétation sur les terres émergées ... - est possible. De même, la réflexion

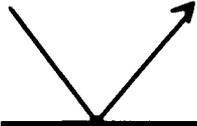
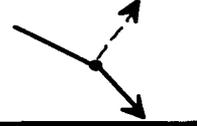
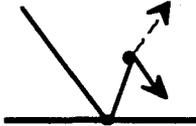
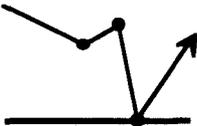
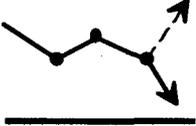
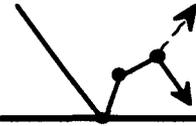
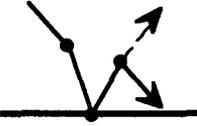
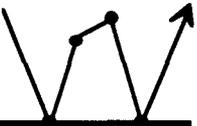
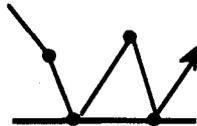
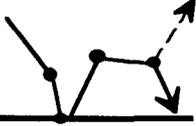
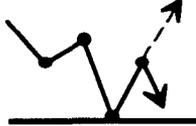
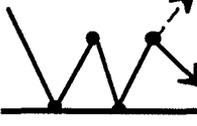
diffuse des surfaces, due aux interactions en profondeur, est prise en compte par une réflexion lambertienne ρ .

Le profil de concentration des particules atmosphériques (aérosols et molécules) est rendu par une découpe de l'atmosphère en une succession de couches. La découpe n'est pas faite en niveaux d'altitudes mais en niveaux d'épaisseurs optiques, plus adaptés à un calcul radiatif. Pour chaque niveau, une matrice de phase, tenant compte du mélange des particules, caractérise les propriétés de diffusion de la couche immédiatement au dessus.

Pour chaque niveau de ce profil, le code commence par calculer le champ de rayonnement dû à la diffusion du faisceau solaire direct. La constante solaire est prise égale à π de sorte à calculer des luminances normalisées. La propagation de la lumière au sein de l'atmosphère est décrite par l'équation de Transfert Radiatif. A partir de ce premier champ de rayonnement, on sait donc calculer le champ global de diffusion primaire. En intégrant l'équation de Transfert Radiatif par couche, pour le champ montant - en considérant la réflexion de surface du faisceau solaire direct - ou pour le champ descendant, on calcule de proche en proche la luminance de diffusion primaire globale émergeant au TOA ou bien éclairant le sol. Dans le Tableau II.1, on a explicité, à titre d'exemple, les différents ordres de formation du rayonnement remontant du sol (à gauche) et éclairant le sol (à droite). La luminance polarisée est également calculée.

Ce champ d'ordre 1 est la fonction source de la diffusion d'ordre 2 et de la seconde réflexion de surface. On reprend le même type de calcul que pour la diffusion primaire afin d'obtenir le champ de rayonnement d'ordre 2. En calculant ainsi de suite les termes successifs d'interaction et en les ajoutant, on obtient le champ global de rayonnement pour chaque couche.

Tableau II.1: Termes d'ordre ig calculés par les OS. La colonne de gauche schématise la lumière montante au niveau du sol, celle de droite la lumière descendante. Au TOA, on retrouve le terme de réflexion de surface (colonne de gauche) atténué et le terme de diffusion atmosphérique (colonne de droite) mais pour une diffusion vers le haut.

ig	Lumière montante au sol (L_{up})	Lumière descendante au sol (L_{down}) ou montante ou TOA
1	 <p style="text-align: center;">R_1</p>	 <p style="text-align: center;">D_1</p>
2	 <p style="text-align: center;">D_1R_1</p>	 <p style="text-align: center;">D_2</p>  <p style="text-align: center;">R_1D_1</p>
3	 <p style="text-align: center;">D_2R_1</p>  <p style="text-align: center;">$R_1D_1R_1$</p>	 <p style="text-align: center;">D_3</p>  <p style="text-align: center;">R_1D_2</p>  <p style="text-align: center;">$D_1R_1D_1$</p>
4	 <p style="text-align: center;">D_3R_1</p>  <p style="text-align: center;">$R_1D_2R_1$</p>  <p style="text-align: center;">$D_1R_1D_1R_1$</p>	 <p style="text-align: center;">D_4</p>  <p style="text-align: center;">R_1D_3</p>  <p style="text-align: center;">$D_1R_1D_2$</p>  <p style="text-align: center;">$D_2R_1D_1$</p>  <p style="text-align: center;">$R_1D_1R_1D_1$</p>

Ce principe est assez simple. Cependant, sa mise en oeuvre l'est moins. D'une part, l'introduction de la polarisation dans les calculs complique l'équation de Transfert Radiatif par l'usage des paramètres de Stokes (Annexe A). De plus, l'équation de Transfert nécessite d'adopter un système de repérage lié à l'observation; c'est à dire lié au plan méridien et fonction de l'angle zénithal de visée θ et de son azimut ϕ ; or, si l'expression de la matrice de phase est aisée pour un repérage lié au plan de diffusion (Annexe A), elle devient complexe pour un repérage lié au plan méridien, qui nécessite d'utiliser des matrices de rotations pour passer d'un repère à l'autre. En outre, la capacité des ordinateurs des années 70 étant bien inférieure à celle actuelle, à l'époque il était nécessaire de réduire le volume des calculs. Pour cela, une décomposition de la matrice de phase dans la base des fonctions généralisées de Legendre permet de séparer la dépendance azimutale de celle zénithale, et ainsi de ne garder dans les calculs qu'une expression fonction de l'angle de visée. Les paramètres de Stokes ainsi calculés correspondent aux éléments d'une série de Fourier dont une simple recombinaison, pour une direction azimutale donnée, permet de retrouver le vecteur luminance vraie simulée (Annexe A). Les temps de calculs en sont considérablement réduits, mais en revanche, le formalisme mathématique du code se trouve fortement compliqué par l'usage de polynômes et de fonctions peu usuels.

II- Précision des calculs:

Pour un profil d'atmosphère défini, les principales sources d'erreurs dans les calculs résident dans les intégrations sur les directions d'incidence $\mu = \cos \theta$ et sur l'épaisseur optique δ . Nous rappelons ici brièvement les conclusions sur la précision obtenus par J.L Deuzé [1974].

II-1 Intégration sur μ :

L'intégration sur μ utilise une discrétisation en quadrature de Gauss qui, pour $2N$ points de Gauss μ_j (avec $\mu_j = -\mu_j$) et $2N$ poids a_j ($a_j = a_j$), permet d'intégrer exactement, sur l'intervalle -1 à 1 , un polynôme de μ d'ordre $M \leq 2N-1$. Bien que les fonctions $f_n(\mu)$ qu'intègre le code ne soient pas des polynômes, un critère de qualité de l'intégration repose sur l'ordre $2p$ du développement en polynômes de Legendre de la matrice de phase. Si $N > p$, l'intégration est très satisfaisante [Deuzé, 1974]. Pour nos calculs où $2p = 48$, il suffit d'utiliser 24 points de Gauss pour faire une intégration angulaire de qualité.

II-2 Intégration sur δ :

Pour chaque ordre de diffusion, le code calcule le champ de rayonnement de proche en proche pour chaque niveau d'épaisseur optique. Ceci implique dans la résolution de l'équation de Transfert de devoir faire des intégrations sur δ entre deux niveaux consécutifs. Ces intégrations font intervenir les fonctions sources de diffusion, $f_n(\delta)$, de l'ordre de diffusion considéré (après intégration sur μ) qu'on va linéariser sur la couche en fonction de l'épaisseur optique. Cette linéarisation entraîne principalement des erreurs pour les premières diffusions, puisque les diffusions multiples ont tendance à homogénéiser le rayonnement et à réduire la variation de la fonction $f_n(\delta)$. C'est pour la diffusion primaire que la source, exponentielle, varie le plus vite avec l'épaisseur optique. Aussi, J.L. Deuzé [1974] s'est placé dans ce cas défavorable pour évaluer la précision de l'intégration sur δ .

L'erreur relative entre le calcul exact d'intégration de l'équation de Transfert sur $\Delta\delta$ en diffusion primaire, I_f , par rapport au calcul par linéarisation, I_g , est donnée pour l'intensité par:

$$\frac{I_f - I_g}{I_f} \approx \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\Delta\delta^2}{12} \quad (\text{II.1})$$

pour un développement par rapport à $\Delta\delta$ jusqu'au 3ème ordre [Deuzé, 1974]. $\mu_0 = \cos \theta_s$.

Pour nos simulations, l'épaisseur optique totale n'excédera jamais $\delta = 1$, et sera souvent inférieure à 0.5. Or, nous utilisons typiquement une découpe de l'atmosphère en 50 couches, ce qui nous donne des $\Delta\delta = 0.02$ au maximum. Aussi, pour un angle zénithal solaire θ , compris entre 0 et 75° , au pire l'erreur relative d'intégration sur $\Delta\delta$ est comprise entre 0.03 ‰ et 0.5 ‰. Cette grande finesse des calculs est donc tout à fait compatible avec l'utilisation du code pour estimer des variations de luminance de l'ordre de quelques 10^{-4} à quelques 10^{-5} .

II-3 longueur des développements:

Par souci de précision des calculs, nous avons de plus contraint le code à pousser le calcul des diffusions successives jusqu'à une erreur relative sur I^s , Q^s et U^s inférieure à 10^{-5} pour chaque ordre du développement en séries de Fourier.

De même, le calcul des termes de ce développement en séries de Fourier a été poussé jusqu'à avoir un rapport entre le dernier terme calculé et la somme des termes précédents inférieure à 10^{-6} .

III- Conclusion:

Le code des OS permet de simuler avec une grande précision le champ de rayonnement au TOA pour un profil atmosphérique choisi et pour différentes conditions de surface. Il est ainsi tout à fait adapté à une étude fine de l'impact des aérosols stratosphériques.

Nous pouvons maintenant aborder le problème spécifique de la modélisation de cet impact. Nous allons notamment commencer par une étude générale du couplage en polarisation d'un système à deux couches, dont découle le principe de correction de la polarisation des aérosols stratosphériques au dessus des terres émergées. Puis, dans le chapitre 4, nous ferons une présentation générale des algorithmes de correction et de leur performance.

Chapitre 3

Analyse de la formation de la lumière polarisée dans le système couplé { Atmosphère - Surface Terrestre }

L'objectif de ce chapitre est de rendre compte d'une manière simple de la luminance polarisée émergeant d'un système composé de deux couches superposées de diffusants, la couche supérieure étant d'épaisseur optique relativement faible (stratosphère ou troposphère claire). L'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER (chapitre 4) pourra être envisagé comme un cas particulier de cette étude pour un système { (sol + troposphère) et (couche d'aérosols stratosphériques) }.

I- introduction du problème:

Par ciel clair, le signal arrivant à un capteur tel que POLDER est la somme de la contribution atmosphérique (aérosols et molécules), de celle de la surface et de l'interaction entre les deux. Dans la mise en équation du signal détecté, il est intéressant de pouvoir séparer ces différentes contributions. C'est ce que permet une modélisation basée sur le code 5S [Tanré et al., 1990] pour l'intensité du signal.

Une des particularités essentielles de POLDER est de faire des mesures de polarisation dans les canaux 443, 670 et 865 nm du visible [Deschamps et al., 1994]. Ces mesures

permettent de déterminer la nature des aérosols atmosphériques et le type de nuages rencontrés. Nous ne nous intéresserons qu'à la détection des aérosols dans cette étude.

La modélisation de la façon dont se construit la polarisation est rendue compliquée par la nécessité de travailler avec les paramètres de Stokes pour additionner des contributions qui polarisent dans des directions différentes (contribution de l'atmosphère, de la surface, et interaction entre les deux). Cependant, contrairement au cas de l'intensité, les diffusions multiples contribuent peu au signal polarisé. En effet, elles ont tendance à rendre isotrope le champ de rayonnement et à briser les directions privilégiées. Aussi, le problème de la polarisation est essentiellement un problème de diffusion primaire. Ainsi, en première approximation, une modélisation simple de la luminance polarisée est proposée dans le traitement des données sur terres émergées pour l'inversion de l'épaisseur optique des aérosols [Deuzé et al., communication privée, 1996; Leroy et al., 1997]. Elle considère que

$$4 \cdot \mu_v \cdot L_{pol} = \delta_a \cdot q_a(\Theta) + \delta_m \cdot q_m(\Theta) + 4 \cdot \mu_v \cdot \mu_s \cdot \rho_{pol}(surface) \cdot f \quad (III.1)$$

$$\text{où} \quad f = \exp(-m \cdot (\alpha \cdot \delta_a + \beta \cdot \delta_m)) \quad (III.2)$$

avec $\mu_v = \cos\theta_v$, $\mu_s = \cos\theta_s$, $m = 1/\mu_v + 1/\mu_s$

et où q_a et q_m sont les indicatrices de diffusion en polarisation pour les aérosols (interpolées) et les molécules, δ_a et δ_m sont les épaisseurs optiques correspondantes, f est l'atténuation atmosphérique du rayonnement sur le trajet Soleil - surface - capteur, avec m la masse d'air, et où ρ_{pol} est la réflectance polarisée de surface. Ce dernier terme n'est pas directement mesuré par POLDER mais est estimé à partir de l'indice de végétation NDVI mesuré. Le critère empirique est que si le $NDVI \leq 0.1$ le sol correspond plutôt à un sol nu, représenté par le modèle de Bréon [1995], alors que si le $NDVI \geq 0.3$ il s'agit plutôt d'un couvert végétal que l'on représente par le modèle de Rondeaux [1991]. Pour les valeurs de NDVI intermédiaires, on combine les deux modèles par une relation de proportionnalité. Notons que cette méthode présente des limites, et que par exemple la neige a un $NDVI \leq 0.1$ mais polarise beaucoup moins que les sols nus.

L'atténuation du rayonnement sur le trajet Soleil - surface - capteur, f , n'est pas la transmission classique, mais introduit la possibilité de pondérer les épaisseurs optiques des aérosols et des molécules par des paramètres α et β .

Il a été montré sur l'exploitation de certaines mesures au sol de la réflectance polarisée de surface, obtenues lors de la campagne HAPEX au Sahel, que l'utilisation d'une telle pondération de l'épaisseur optique des aérosols ($\alpha = 0.7$) permet de retrouver l'indépendance spectrale de la réflectance propre du sol [Bréon *et al.*, 1995]. La forte pointe avant de diffusion fait que la lumière diffusée par les aérosols garde pratiquement la même direction que le faisceau solaire. De plus, elle ne se polarise quasiment pas. Cette lumière peut donc participer à la polarisation par réflexion sur la surface, et on peut la considérer comme transmise (non diffusée).

Cependant, ce principe physique, démontré par l'expérience, demande à être mieux maîtrisé et quantifié. Aujourd'hui, dans le cadre de l'exploitation de POLDER, on considère que les molécules atténuent la lumière d'une façon classique en posant $\beta = 1$, et, à défaut d'une meilleure connaissance, on pose $\alpha = 0$, c'est à dire qu'on néglige l'atténuation des aérosols. Nous verrons qu'il est préférable d'utiliser α dans la gamme [0.3 - 0.6], selon le modèle de particules. L'incertitude sur la polarisation du sol est la principale source d'erreur pour les exploitations actuelles. Une meilleure maîtrise des effets atmosphériques permettra de mieux déterminer la polarisation même du sol.

L'objectif essentiel de notre travail est de modéliser d'une façon simple l'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de polarisation de POLDER. Mais ce problème s'intègre tout à fait dans cette étude. Il s'agit en effet de découpler le signal des aérosols stratosphériques du signal de l'atmosphère sous-jacente et de la surface. C'est un problème à deux couches, où la couche basse joue le rôle de réflecteur de la lumière venant de la couche haute. Nous allons dans un premier temps aborder ce problème en assimilant la couche basse (la surface) à un réflecteur de BPDF connue et de forme simple, pour faire une étude en

polarisation du système général {surface - atmosphère}; les conclusions seront applicables au cas particulier du système {couche stratosphérique - réflecteur sous-jacent}.

A l'aide de simulations, nous étudierons les phénomènes physiques responsables de la formation de la luminance polarisée au niveau du sol, d'abord pour une observation de la lumière descendante (pour préciser la perturbation due à la surface dans des mesures de luminance polarisée du ciel), puis de celle montant après réflexion (pour préciser la perturbation due à l'atmosphère dans des mesures, au sol, de la réflectance polarisée des surfaces). Finalement, nous considérerons, dans la polarisation de la lumière émergeant au sommet de l'atmosphère, comment interviennent les contributions de l'atmosphère et de la surface.

Notations et choix de présentation des résultats:

Pour toute la suite de cette étude, nous parlerons en termes de luminances normalisées L et de luminances polarisées normalisées L_p (sans dimension), qui sont reliées aux luminances conventionnelles L' par $L = \pi L' / E_s$, où E_s est le flux solaire (Annexe A - II).

De plus, sauf exception, les résultats seront présentés en $L(\theta_v) \times \cos(\theta_v)$ plutôt qu'en luminance. Cette présentation est commode dans les analyses de mesures d'aérosols car elle donne presque directement l'information sur la fonction de phase des particules, dans l'approximation de diffusion primaire (Annexe A - IV) et tant qu'on n'approche pas du limbe. Dans le cadre de l'application de nos résultats à la mission POLDER, ces valeurs aux limbes ne nous intéressent pas (visée maximale de 71°).

La convention de signe des angles de visée est précisée sur la Figure III.1 pour des observations de lumière descendante ou montante dans le plan principal solaire.

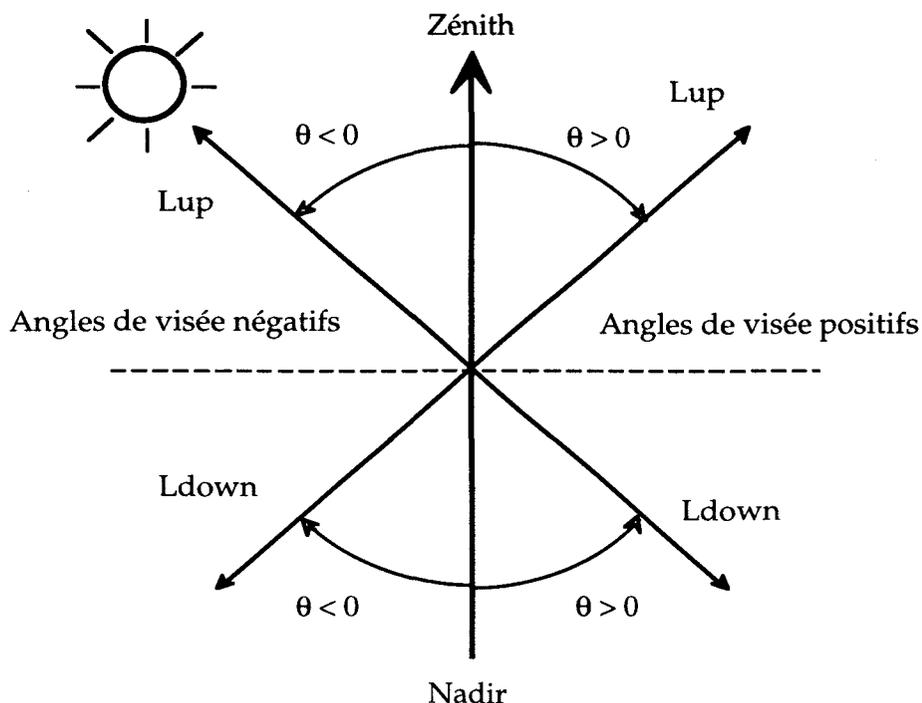


Figure III.1: Convention pour le signe des angles de visée dans le plan principal solaire, pour un champ de luminance descendante ou montante.

II- Passage d'un problème à deux couches à un problème à une couche avec une réflexion de surface:

Pour un modèle à deux couches, si on nomme L_p^1 et L_p^2 les luminances polarisées des couches (1) et (2) prises séparément, la couche (2) étant au dessus de la couche (1), la luminance polarisée au sommet de l'atmosphère (TOA) peut s'écrire formellement:

$$L_p^{TOA} = L_p^2 + L_p^1 \times \exp(-\delta_2.m) + L_p^C \quad (III.3)$$

où δ_2 est l'épaisseur optique de la couche (2), et L_p^C le terme de couplage entre les deux couches.

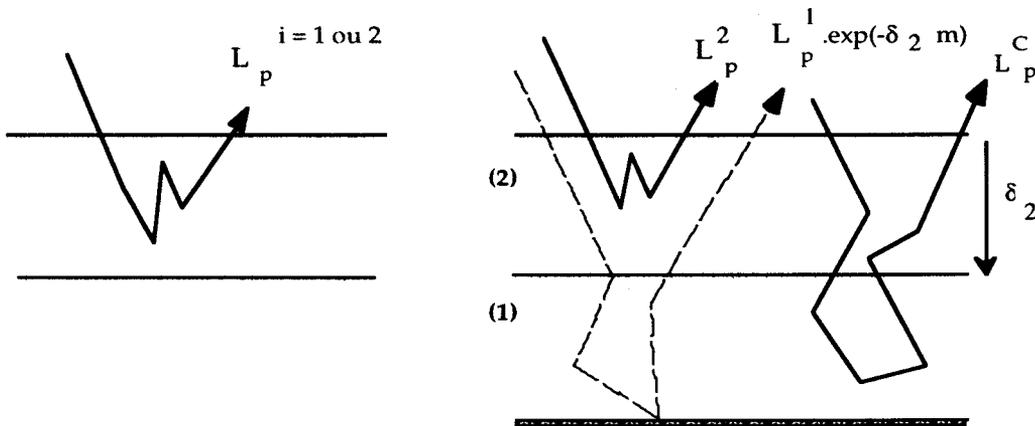
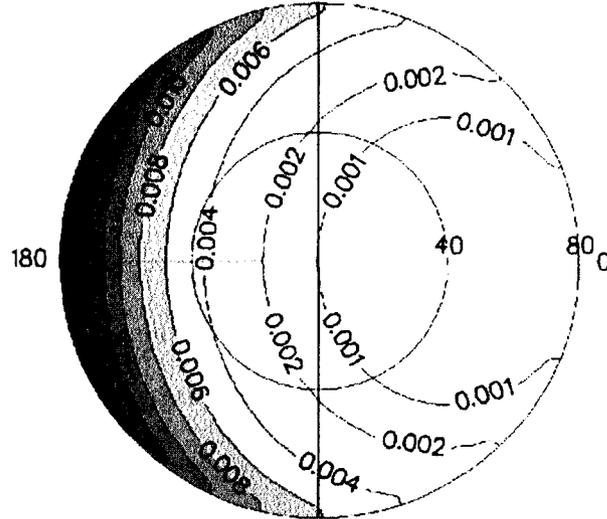


Figure III.2: Représentation des différents termes pour la luminance au TOA.

Dans le cadre de la correction des aérosols stratosphériques, nous voulons extraire le terme L_p^1 du signal mesuré. Nous supposons L_p^2 obtenu à partir des données de SAGE. Le terme inconnu est donc celui de couplage L_p^C .

Pour étudier ce couplage, il est plus commode d'utiliser un modèle numérique d'une seule couche d'aérosols au dessus d'une surface réfléchissante dont on a modélisé la BPDF. En effet, dans les OS, il est facile de substituer la couche (1) sous-jacente par une réflexion analytique de comportement directionnel similaire en polarisation. Ce qui permet de mieux

Reflexion du faisceau solaire direct sur veg.



Couche $\delta_{at}=0.05$ $\delta_{ray}=0.015$ sur sol noir Couche $\delta_{at}=0.1$ $\delta_{ray}=0.230$ sur sol noir

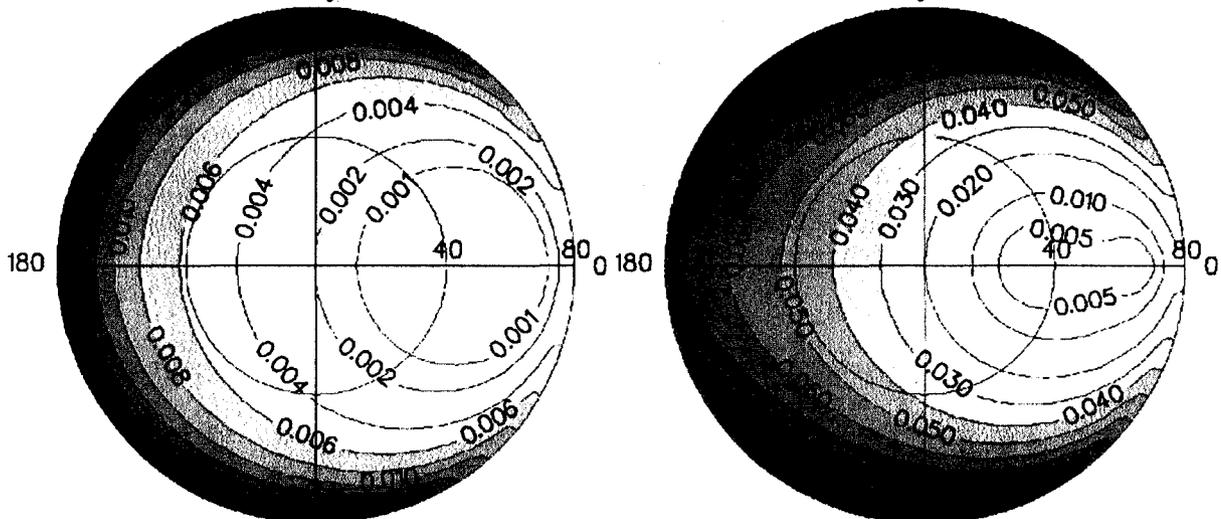


Figure III.3: Comparaison de la luminance normalisée polarisée i) par réflexion du faisceau solaire direct sur un couvert végétal de type "Rondeaux" (en haut) , ii) par une couche d'aérosols et de molécules au dessus d'un sol noir à 865 nm (en bas à gauche) et iii) à 443 nm (en bas à droite). Présentation polaire en fonction de l'angle de visée (de 0° au centre de l'image à 80°) et de l'azimut (0° à 360°, la direction spéculaire étant à 180°). La couverture végétale réfléchit la lumière selon la formule (III.4); les aérosols sont de type rural [Shettle et Fenn, 1979] avec pour épaisseur optique $\delta_{AT} = 0.05$ à 865 nm (0.1 à 443 nm); l'épaisseur optique moléculaire est $\delta_m = 0.015$ (0.230 à 443 nm); l'angle zénithal solaire est de 47.3°. On ne multiplie pas les luminances par $\cos \theta_v$.

séparer son action sur le signal au TOA et de calculer beaucoup plus facilement l'interaction de L_p^2 avec la couche (1), tout en réduisant les temps de calcul.

Le modèle de réflexion de surface introduit correspond à une couverture végétale uniforme avec une distribution isotrope de l'orientation des feuilles, dont la réflectance s'exprime par [Rondeaux et Herman, 1991]:

$$\bar{\rho}_g(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\bar{R}(\omega)}{4(u_v + u_s)} \quad (\text{III.4})$$

où $\bar{R}(\omega)$ est la matrice de réflexion de Fresnel qui dépend de l'angle d'incidence ω et de l'indice de réfraction m des feuilles ($m = 1.5$ dans le visible); θ_s est l'angle zénithal solaire et θ_v l'angle de visée, $u_s = \cos(\theta_s)$, $u_v = \cos(\theta_v)$ ¹; et ϕ_v est l'azimut relatif de visée (celui du Soleil étant posé nul).

Comme le montrent les diagrammes polaires de la Figure III.3, la polarisation par réflexion d'une telle surface végétale représente assez bien le comportement directionnel de la luminance polarisée d'une couche d'aérosols et de molécules à 865 nm, ou à 443 nm, à un facteur multiplicatif près.

La variation spectrale de l'indice de réfraction des feuilles est faible dans le domaine du visible; $m = 1.5$ est représentatif. Aussi, la réflectance polarisée de surface d'un couvert végétal reste sensiblement la même dans les différents canaux POLDER (443 à 865 nm). Par contre, ce n'est pas le cas de la diffusion atmosphérique {aérosols + molécules} dont la polarisation dépend beaucoup de la longueur d'onde de la lumière. Cependant, la polarisation étant essentiellement générée par la diffusion primaire, l'allure de la BPDF d'une telle couche reste la même et c'est davantage l'amplitude de la polarisation qui varie.

¹ Il est d'usage d'utiliser μ_s et μ_v plutôt que u_s et u_v . Cependant, nous préférons ici distinguer par u les cosinus définis positifs et par μ les cosinus pouvant prendre des valeurs négatives. Il s'agit d'une commodité d'écriture que nous retrouverons dans les équations (III.5) et suivantes, ainsi que dans l'annexe A.

On note au passage que cette forte analogie des signatures polarisées directionnelles d'une surface végétale et d'aérosols atmosphériques montre la difficulté qu'il y aura à identifier les aérosols au dessus des terres émergées dans les mesures de L_p^{TOA} .

En complément pour caractériser ce modèle de surface, la Figure III.4 présente la luminance normalisée et la luminance polarisée normalisée à 865 nm, en fonction de l'angle de visée dans le plan principal, pour la réflexion du faisceau solaire direct sur une couverture végétale de type "Rondeaux simplifié", et sans tenir compte de la réflexion diffuse des feuilles (se reporter à la Figure III.1 pour la convention de signe sur les angles de visée).

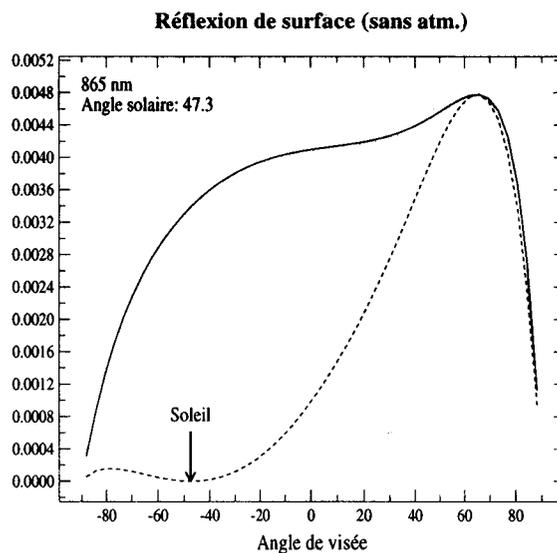


Figure III.4: Luminance normalisée (trait plein) et sa composante polarisée (pointillés) en fonction de l'angle de visée, pour la réflexion spéculaire du faisceau solaire, en absence d'atmosphère, sur un couvert végétal modélisé par (Eq. III.4). Observation à 865 nm, dans le plan principal et pour un angle zénithal solaire de 47.3°. Les luminances sont normalisées et multipliées par $\cos\theta_v$.

Pour mieux comprendre le problème du couplage, nous allons dans un premier temps nous intéresser à la polarisation au niveau de la surface, avant d'aborder le trajet de retour de la lumière au sommet de la couche.

III- Influence du sol sur la luminance polarisée descendante:

Dans l'analyse de mesures au sol de la lumière polarisée descendante (auréolemètres, Cimel), il est d'usage de supposer que le couplage en polarisation entre la lumière réfléchie sur la surface et l'atmosphère est négligeable. Ce qui revient à supposer que la surface est non réfléchissante. Nous allons montrer que si cette approximation est valable pour une observation sur un couvert végétal modélisé par "Rondeaux", elle ne l'est pas pour une observation sur océan.

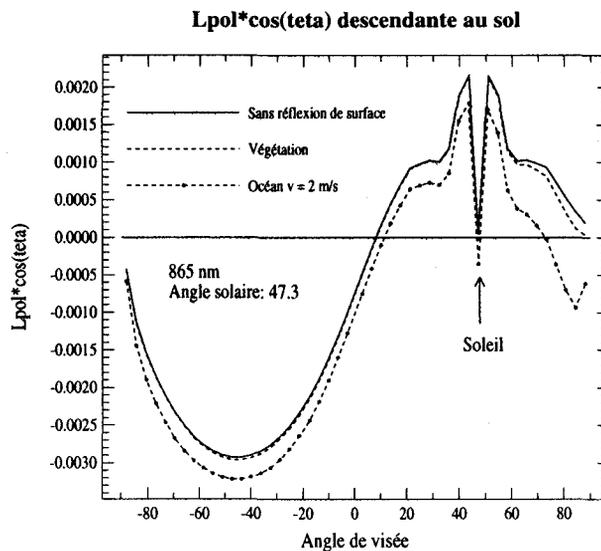


Figure III.5: Simulation de la luminance polarisée diffuse descendante au sol à 865 nm en fonction de l'angle de visée (0° au Nadir), dans le plan principal. La courbe en trait plein correspond à une observation pour une surface non réfléchissante. La courbe en pointillés et points correspond à une observation sur mer pour une atmosphère d'aérosols maritimes ($\delta_{AT} = 0.1$) et de molécules ($\delta_m = 0.015$), à 865 nm, en considérant l'effet du glitter sous un vent de 2 m/s; la réflexion diffuse de l'eau de mer est négligée. La courbe en pointillés simule une observation sur une couverture végétale, obéissant au modèle de Rondeaux simplifié et présentant une réflexion diffuse isotrope d'albédo 0.5, pour une composition de l'atmosphère identique à l'observation sur mer (observation sur les Landes, par exemple). L_{pol} est négative si la polarisation est perpendiculaire au plan de diffusion.

La Figure III.5 présente des simulations de telles mesures dans le plan principal solaire (Cf. Figure III.1 pour la convention de signe sur les angles de visée). On considère le cas de mesures sur mer et sur terre. On suppose que les aérosols atmosphériques sont de même nature dans les deux cas. Il s'agit d'aérosols maritimes selon le modèle de Shettle et Fenn[1979] qui est un mélange de particules " sea-salt" pour 1% du volume (origine océanique) et d'aérosols ruraux pour 99% (origine continentale), avec une épaisseur optique $\delta_a = 0.1$ à 865 nm; l'épaisseur optique moléculaire est $\delta_m = 0.015$. Sur mer, la lumière diffuse, venant de l'eau, est négligée car elle est très faible (moins de 1%); on ne tient compte que de la lumière réfléchiée spéculairement sur les facettes de vague selon le modèle de glitter de Cox et Munck [1954]. Cette réflexion est très directionnelle si le vent de surface est faible; et elle est très polarisée pour les angles de visée voisins de l'angle de Brewster. Sur terre, la lumière est réfléchiée spéculairement sur les feuilles selon le modèle de Rondeaux (Eq. III.4). Cette réflexion est similaire au glitter, à ceci près qu'elle est beaucoup plus dispersée (pour une distribution isotrope de l'orientation des feuilles). De plus, sur les terres, on doit aussi tenir compte d'une lumière diffuse naturelle générée en profondeur (sol, plantes) par des interactions multiples, qui peut, suivant la longueur d'onde, être très variable. On a modélisé ici cette contribution en la supposant lambertienne avec $\rho = 0.5$ à 865 nm (ρ tomberait à quelques 3-5% à 670 ou 443 nm). On compare la simulation de ces mesures, où les effets de sol sont pris en compte, à la luminance polarisée descendante propre à l'atmosphère, en supposant au contraire que le sol est noir et non réfléchissant.

On voit ainsi que négliger les effets de sol ne perturbe pas la localisation du zéro de polarisation (dans la direction du Soleil). De plus, l'allure du signal est conservée dans les deux cas. Cependant, il apparaît nettement qu'au dessus de la mer, dans le cas présent où le glitter est très directionnel (vent de 2 m/s), les effets de couplage surface - atmosphère modifient les valeurs obtenues. Ainsi, dans la zone de diffusion latérale (pour un angle de diffusion voisin de 90 degrés) où le signal est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$, ne pas tenir compte de l'effet de surface induit une erreur de $3 \cdot 10^{-4}$, soit environ 10% du signal. Cette erreur relative est encore plus grande autour de la direction du Soleil où le signal est plus faible. On note

que le couplage surface - atmosphère ne dépend que très peu de l'état des vagues dans la zone de diffusion latérale; la Figure III.6 montre que les simulations avec un vent de 2 m/s ou de 10 m/s donnent des signaux très voisins (1.10^{-4} d'écart au maximum). Par contre, autour de la diffusion avant, vers le limbe, la vitesse du vent conditionne fortement la luminance polarisée descendante.

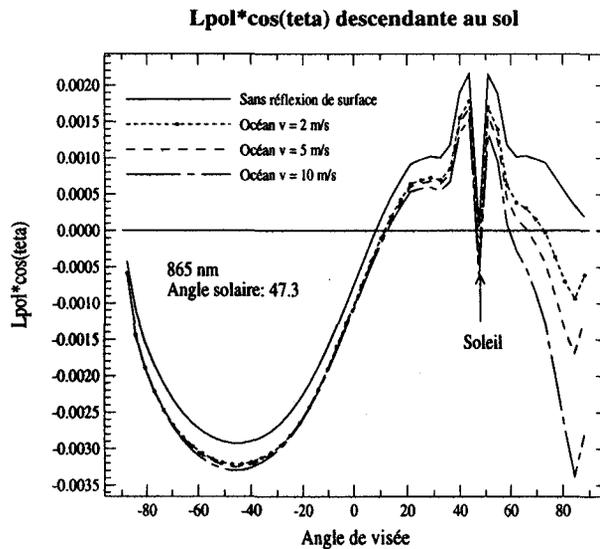


Figure III.6: Même légende que la Figure III.5 mais pour des simulations de mesures sur océan i) en supposant la mer non réfléchissante, ii) en tenant compte de la réflexion du Glitter pour un vent de 2 m/s, iii) de 5 m/s, ou iv) de 10 m/s.

Pour le cas d'une observation au dessus d'un couvert végétal, négliger les effets de sol en polarisation est beaucoup moins important (Fig. III.5). Dans la zone de diffusion latérale, l'écart entre la luminance polarisée descendante calculée en tenant compte du sol et celle calculée sans en tenir compte est inférieure à 1.10^{-4} , soit moins de 2-3% du signal. De plus, il est intéressant de remarquer que c'est essentiellement la réflexion directionnelle des feuilles, selon le modèle de Rondeaux, qui est responsable de ce petit écart. Car, comme le montre la Figure III.7, la lumière naturelle (non polarisée) et isotrope réfléchiée par le sol ne crée pratiquement pas de lumière polarisée en se diffusant dans l'atmosphère (contribution de quelques 10^{-5} sur le signal). Par contre, sa diffusion est une source importante de la luminance

totale descendante, dont elle peut représenter 30 à 65% du signal, en dehors de la pointe de diffusion avant (Figure III.8).

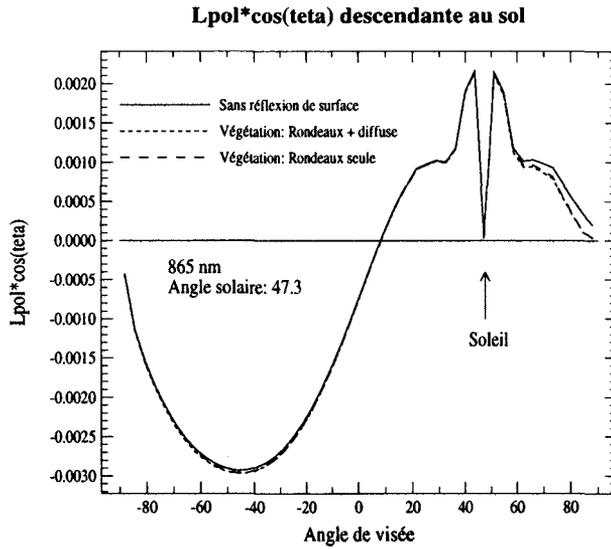


Figure III.7: Même légende que la Figure III.5 mais pour des simulations de mesures i) en négligeant la réflexion de surface, ii) sur un couvert végétal modélisé par Rondeaux en tenant compte de la réflexion directionnelle et diffuse ($\rho = 0.5$), ou iii) sans tenir compte de la réflexion diffuse ($\rho = 0$).

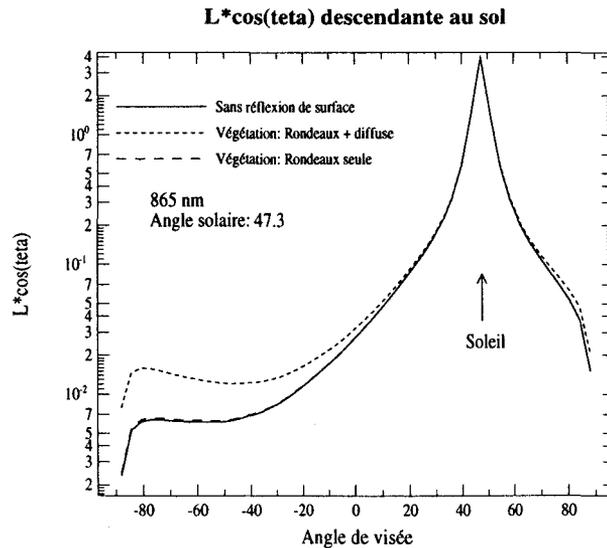


Figure III.8: même légende que la Figure III.7 pour la luminance diffuse descendante.

IV- Luminance polarisée après réflexion sur la surface:

Nous considérons maintenant la lumière polarisée montante, observée au niveau du sol sur terres émergées; et cherchons de quelle façon la présence de l'atmosphère perturbe ce signal. Notre objectif est de rendre compte le plus simplement possible des effets radiatifs intervenant dans la formation de la luminance polarisée montante.

Dans le cadre de la validation des mesures de POLDER, il est important de pouvoir déterminer la polarisation des surfaces à partir des mesures au sol. Il s'agit donc de pouvoir éliminer l'impact de la lumière atmosphérique sur les mesures de sol, afin de remonter à la polarisation propre de la surface.

IV-1 Formalisme théorique:

La réflexion de surface peut s'écrire [Deuzé et al., 1989]:

$$\tilde{L}_g(\delta^*, \mu, \phi) = \begin{pmatrix} I_g(\delta^*, \mu, \phi) \\ Q_g(\delta^*, \mu, \phi) \\ U_g(\delta^*, \mu, \phi) \end{pmatrix} = \tilde{L}_{g1}(\delta^*, \mu, \phi) + \tilde{L}_{g2}(\delta^*, \mu, \phi) \quad (\text{III.5.a})$$

avec

$$\tilde{L}_{g1}(\delta^*, \mu, \phi) = \tilde{M}(\mu, \phi, \mu_s, \phi_s) \cdot \pi \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \exp(-\delta^* / u_s) \quad (\text{III.5.b})$$

et

$$\tilde{L}_{g2}(\delta^*, \mu, \phi) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 \tilde{M}(\mu, \phi, \mu', \phi') \cdot \tilde{L}(\delta^*, \mu', \phi') \cdot d\mu' \cdot d\phi' \quad (\text{III.5.c})$$

où L_{g1} est le terme de réflexion du faisceau solaire, atténué par sa traversée de l'atmosphère d'épaisseur optique δ^* , et où L_{g2} est le terme de réflexion de la lumière atmosphérique diffuse. $\tilde{M}(\mu, \phi, \mu', \phi')$ est la matrice de réflexion de sol. Nous utiliserons le modèle de Rondeaux

[1991] simplifié ou le modèle de Bréon [1995]. $\tilde{M}(\mu, \phi, \mu', \phi')$ s'écrit alors respectivement en fonction de la matrice de Fresnel:

$$\tilde{M}_R(\mu, \phi, \mu', \phi') = \frac{\tilde{R}(\omega)}{4\pi \cdot (1 + |\mu / \mu'|)} \quad (\text{III.6})$$

ou

$$\tilde{M}_B(\mu, \phi, \mu', \phi') = \frac{\tilde{R}(\omega)}{4\pi \cdot \mu} \quad (\text{III.7})$$

avec ω l'angle d'incidence sur les feuilles. Nous prendrons pour indice de réfraction $m = 1,5$.

Le formalisme empirique proposé par Bréon et al. [1995] pour rendre compte des mesures sol de la campagne HAPEX est le suivant:

$$\tilde{L}_g(\delta^*, \mu, \phi) = \tilde{M}(\mu, \phi, \mu_s, \phi_s) \cdot \pi \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \exp\left(-\frac{1}{u_s}(\alpha \cdot \delta_a + \delta_m)\right) \quad (\text{III.8})$$

où δ_a est l'épaisseur optique des aérosols et δ_m celle des molécules, avec $\delta^* = \delta_a + \delta_m$. Un coefficient α de pondération de l'épaisseur optique aérosols est introduit.

Nous allons justifier l'utilisation de ce formalisme grâce à des simulations de mesures. Il est à noter toutefois que nous allons commencer par étudier la réflexion de la lumière sur un couvert végétal (modèle de Rondeaux) qui polarise moins fortement qu'un sol nu (modèle de Bréon). L'extension des résultats à d'autres polarisations de surface sera vue au paragraphe V-4.2.

IV-2 Les interactions multiples surface - atmosphère peuvent être négligées:

Concernant le calcul de la polarisation, il est inutile de tenir compte de la réflexion diffuse de surface, qui donne une composante naturelle et lambertienne, dont les réflexions

multiples surface - atmosphère contribuent d'une façon négligeable à la formation de la luminance polarisée montante. C'est ce que montrent les Figures III.9, pour une couche diffusante d'épaisseur optique $\delta = 0.2$, composée d'aérosols que nous dirons "ruraux" (il s'agit en fait d'un modèle d'aérosols stratosphériques dont la matrice de phase est comparable à celle des particules rurales de Shettle et Fenn [1979]: particules de 75% H_2SO_4 , d'indice $m = 1.425 - i. 2.12 \times 10^{-7}$ à 865 nm, $R_{eff} = 0.2 \mu m$ et $V_{eff} = 0.45$), au dessus d'une surface réfléchissant selon le modèle de Rondeaux (Eq. III.6). Que l'on prenne $\rho = 0$ ou $\rho = 0.5$, le calcul de la luminance polarisée montante au niveau du sol n'est modifié au maximum que de 1.4×10^{-5} autour de la direction spéculaire (soit moins de 0.4% du signal). Pour la suite nous pourrions donc négliger cette réflexion lambertienne pour la formation de la luminance polarisée au sol.

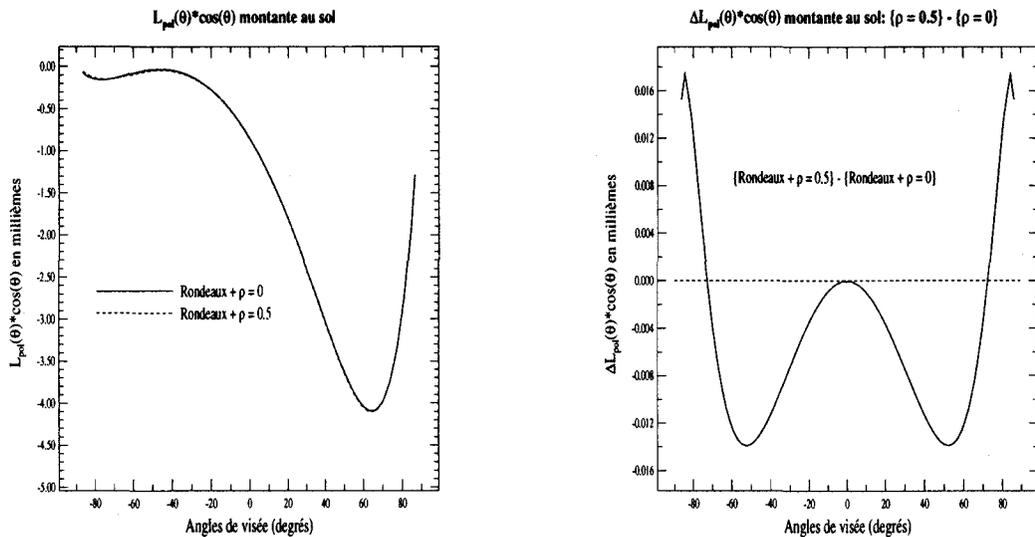
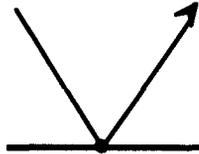


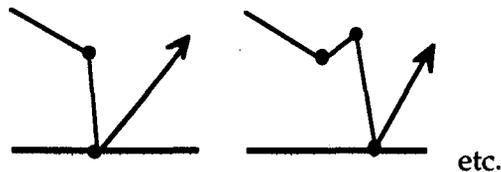
Figure III.9: : Importance sur la polarisation au sol de la réflexion lambertienne de surface pour un sol de type Rondeaux et une atmosphère composée uniquement d'aérosols de type rural, d'épaisseur optique $\delta_a = 0.2$. A gauche, comparaison d'un calcul de la luminance polarisée réfléchie au sol selon que $\rho = 0$ ou 0.5. A droite, écart entre le calcul pour $\rho = 0$ et $\rho = 0.5$. Simulations dans le plan principal solaire.

Ceci va nous permettre de distinguer les mécanismes réellement efficaces intervenant dans la formation de la luminance polarisée montante. Les mécanismes susceptibles de la générer sont:

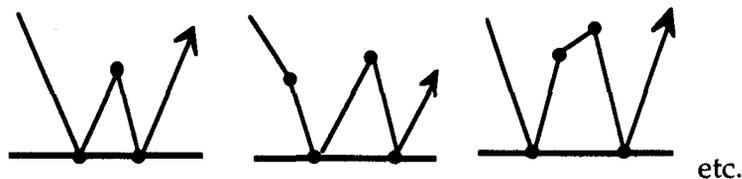
_ La réflexion du faisceau solaire:



_ La réflexion de la lumière atmosphérique diffuse:



_ Les réflexions multiples surface - atmosphère:



Les deux premiers mécanismes tiennent compte uniquement de la lumière descendante. Seul le troisième mécanisme fait intervenir la réflexion de la lumière sur le sol comme source éclairant l'atmosphère et engendrant des réflexions multiples surface - atmosphère. En pratique ce mécanisme ne crée plus aucune lumière polarisée. En effet, d'une part, nous venons de voir que la composante lambertienne du sol peut être négligée pour la formation de la polarisation au sol; et d'autre part, suivant les Figures III.7 et III.8, la composante spéculaire du sol ne modifiant pratiquement pas les champs de rayonnement L et L_{pol} descendant, sa participation aux interactions multiples n'entraîne pas de polarisation par réflexion. Les mécanismes de réflexions multiples surface - atmosphère sont donc inefficaces

pour la formation de la luminance polarisée montante. Ainsi, c'est la réflexion du faisceau solaire et de la lumière atmosphérique diffuse (pure) qui est responsable de sa formation.

IV-3 Importance pour la réflexion de l'éclairement diffus de la contribution des diffusions successives:

La réflexion du faisceau solaire est caractérisée par l'équation (III.5.b), celle de la lumière diffuse par l'équation (III.5.c). Il est intéressant maintenant de distinguer les contributions réellement significatives dans la réflexion de la lumière atmosphérique diffuse, comme l'importance du terme de diffusion primaire devant ceux de diffusions multiples et la possibilité de négliger la composante polarisée du champ de luminances descendantes. Pour cela, nous distinguons le cas d'une couche d'aérosols de celui d'une couche de molécules, dont les propriétés de diffusion sont très différentes.

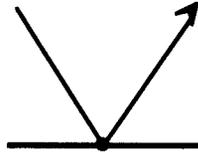
IV-3.1 Simulations à l'aide des OS proposées pour la réflexion de surface:

Le code des OS permet de distinguer les différents termes d'interactions successives, nommés $ig = 1, 2, 3$, etc. Le tableau I.1 (chapitre 1) précise quelles sont les contributions des ordres ig successifs pour la luminance montante ou descendante au niveau du sol. Nommons R une réflexion au sol et D une diffusion dans l'atmosphère, les réflexions et diffusions successives donnent des termes du type $R_1.D_x.R_1.D_y...$ ou $D_x.R_1.D_y...$

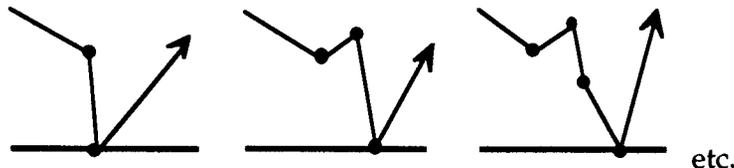
Les OS ne permettent pas de distinguer pour un ordre $ig \geq 3$ donné la contribution de la réflexion de la lumière atmosphérique diffuse (pure) des multiples réflexions sol - atmosphère. Mais nous avons vu que ces multiples réflexions ont un effet négligeable sur la luminance polarisée montante devant l'éclairement diffus du sol (Cf. paragraphe IV.2). Dans le Tableau I.1, les termes de réflexions multiples en R_x sont donc à négliger devant les termes

en R_1 ne faisant intervenir qu'une réflexion. En pratique, pour le calcul de la luminance polarisée montante seules sont donc à considérer les interactions suivantes:

_ La réflexion du faisceau solaire ($ig = 1$):



_ La réflexion de la lumière atmosphérique diffuse ($ig = 2, 3, 4 \dots$):



• Soit L_{sol} la luminance polarisée du sol sans atmosphère. $L_{sol} = L_g(\delta = 0)$

Grâce aux OS, nous calculons au niveau du sol les termes suivants:

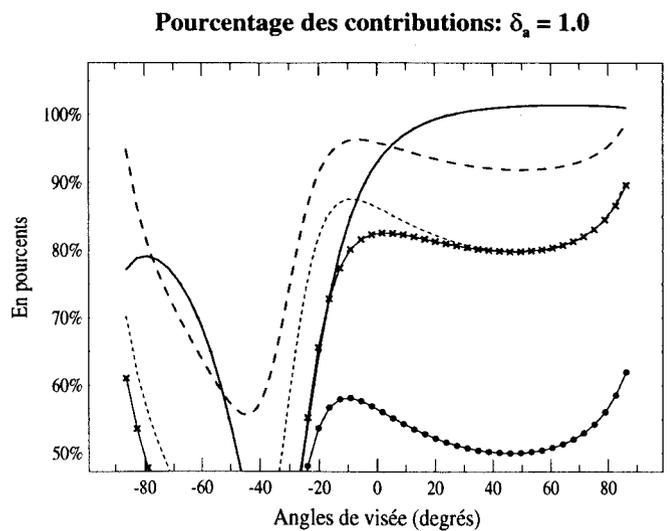
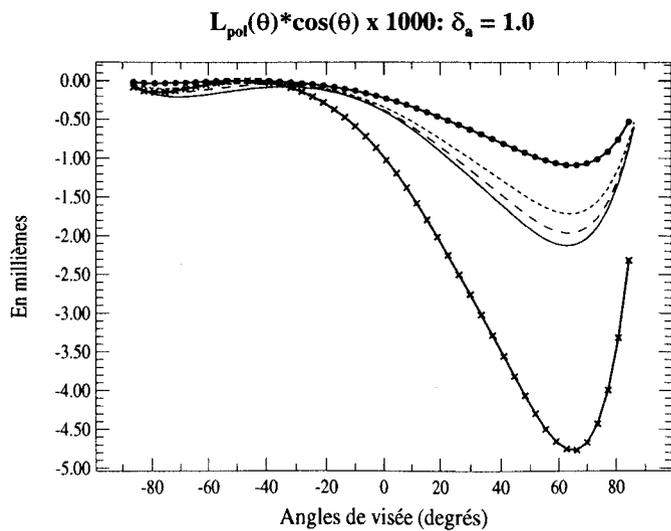
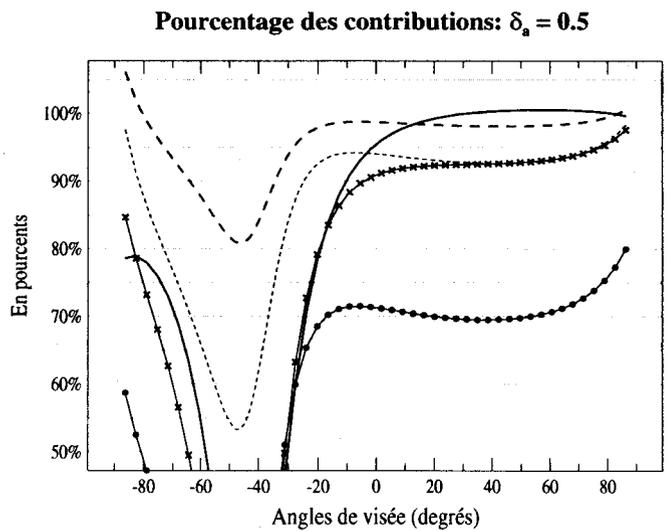
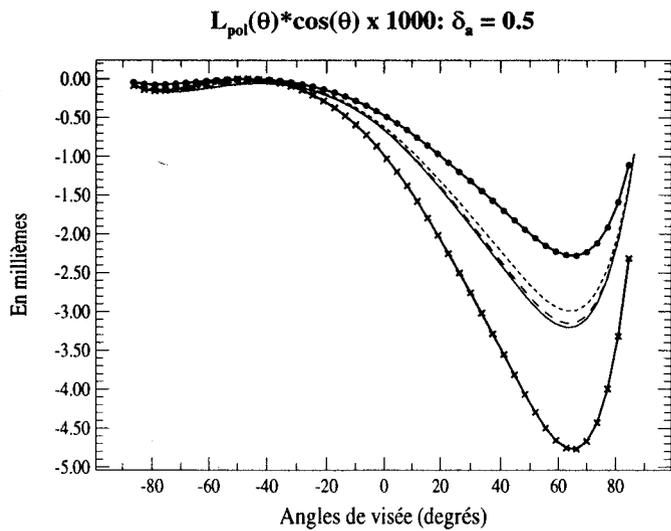
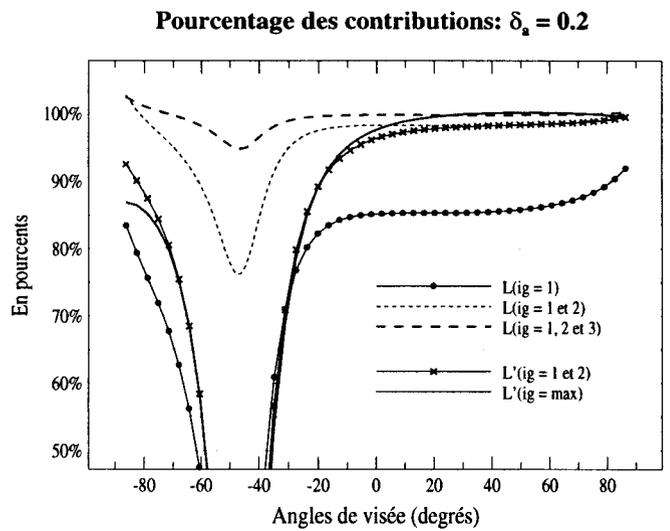
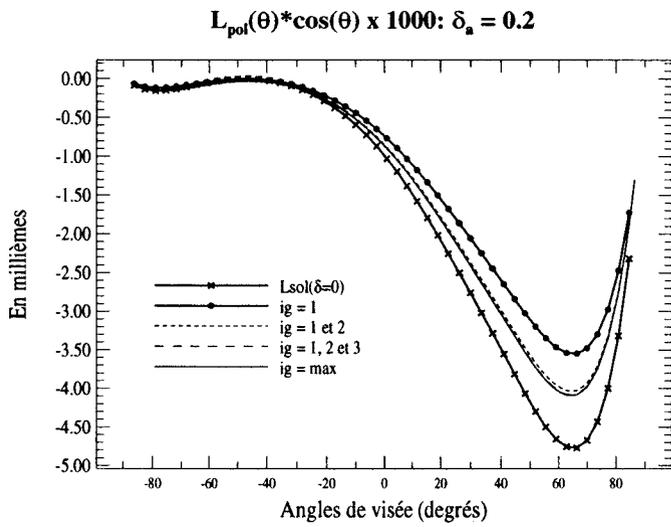
• $L(ig)$: La luminance polarisée calculée exactement jusqu'à l'ordre d'interaction ig . Au niveau du sol, si $ig=1$, on ne considère que la réflexion du faisceau solaire direct; si $ig=1+2$, on ajoute en plus la réflexion de la lumière diffusée une fois dans l'atmosphère, etc. Remarquons que $L(ig=1) = L_{sol} \times \exp(-\delta/u_s) = L_{g1}$.

• $L'(ig)$: La luminance polarisée calculée en considérant que la lumière diffuse qui éclaire le sol n'est pas polarisée.

On prend pour couche diffusante soit une couche pure de particules dites "rurales" qui diffusent fortement vers l'avant et polarisent beaucoup, soit une couche pure de molécules qui diffusent d'une façon beaucoup plus isotrope. Nous considérerons par la suite une atmosphère plus réaliste, où s'ajoutent les effets des aérosols et des molécules.

Couche d'aérosols RURAUX: SOL

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

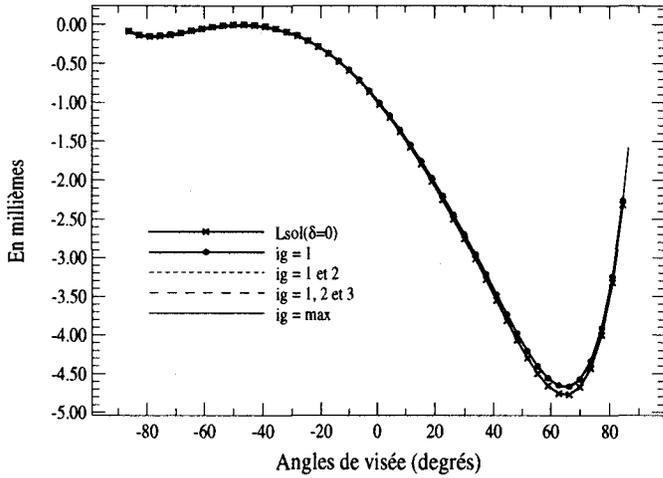


Figures III.10

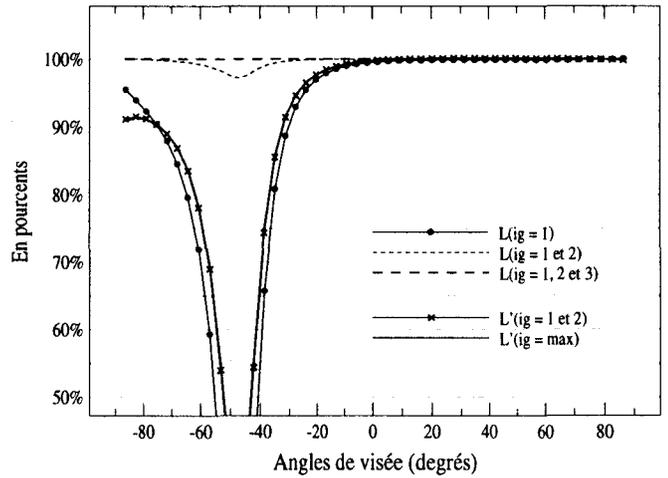
Couche MOLECULAIRE: SOL

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

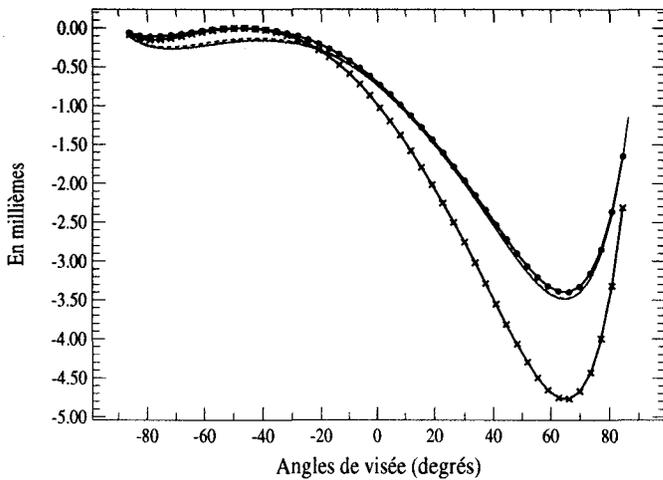
$L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta) \times 1000$; $\delta_m = 0.015$



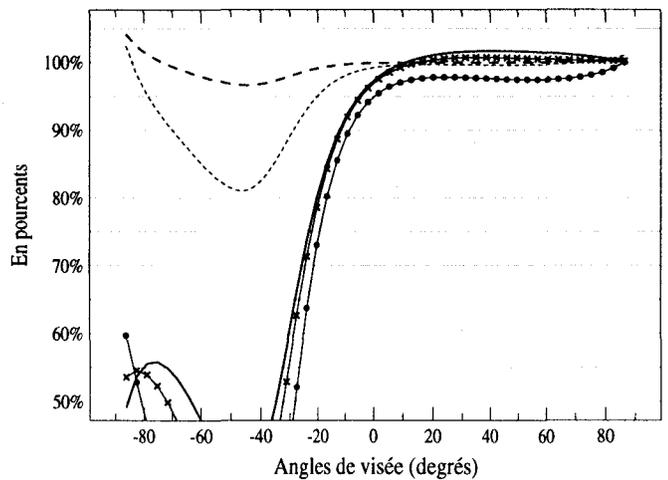
Pourcentage des contributions: $\delta_m = 0.015$



$L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta) \times 1000$; $\delta_m = 0.230$



Pourcentage des contributions: $\delta_m = 0.230$



Figures III.11

Les calculs sont faits pour les ordres successifs $ig = 1, 1+2, 1+2+3$ (avec à l'ordre 1, la réflexion du faisceau direct; et à l'ordre n , la réflexion au sol de la lumière diffuse d'ordre $n-1$), jusqu'à tenir compte de toutes les diffusions.

L'importance de l'abondance des particules est étudiée. Pour les aérosols nous prenons une couche d'épaisseur optique de 0.2, 0.5 ou 1.0 (à 865 nm), et pour les molécules, une épaisseur optique de 0.015 (865 nm), 0.043 (670 nm) et 0.230 (443 nm).

Le Soleil est à 47.35 degrés.

Les résultats des calculs sont reportés sur les Figures III.10 et III.11. On n'a donné les résultats que pour les observations dans le plan principal, en attribuant un signe à la luminance polarisée pour exprimer la nature de la polarisation (négatif si la polarisation est perpendiculaire au plan principal).

IV-3.2 Résultats pour une couche d'aérosols:

Pour une couche d'aérosols, l'éclairement de la surface par la lumière atmosphérique contribue d'une façon non négligeable à la création de la luminance polarisée par réflexion, et ceci d'autant plus que l'abondance des particules est grande. Les Figures III.10 comparent le calcul complet qui tient compte de toutes les interactions $L(ig = \max)$ à des calculs limités aux ordres d'interactions $ig = 1, 1 + 2$, etc. Ainsi, pour une épaisseur optique $\delta_a = 0.2$, la luminance polarisée montante varie entre 0 dans la direction de rétrodiffusion et 41×10^{-4} au maximum (Figure de gauche). On constate que les interactions d'ordre $ig \geq 2$ représentent au maximum environ 6×10^{-4} , soit près de 15% du signal autour de la direction spéculaire. Cependant, pour une couche d'aérosols de faible abondance, tenir compte uniquement des 2 premières interactions ($ig = 1$ et 2) suffit amplement pour retrouver le signal polarisé exact. En limitant le calcul aux ordres $ig = 1$ et 2 (réflexion du faisceau direct et réflexion de la lumière diffuse primaire), pour une abondance $\delta_a = 0.2$, l'erreur par rapport au calcul exact est inférieure à 1×10^{-4} , amenant la précision du calcul à mieux que 98% autour de la direction

spéculaire (Figure de droite). Ainsi, jusque $\delta_a = 0.2$, on peut considérer que le faisceau direct transmis et la lumière atmosphérique diffusée une fois rendent compte assez précisément de la polarisation de la lumière réfléchie par le sol.

De plus, dans le cas de la diffusion des aérosols, c'est essentiellement l'intensité de la lumière diffuse qui compte pour la polarisation par réflexion, hormis autour de la direction de rétrodiffusion. En effet, pour une abondance $\delta_a = 0.2, 0.5$ ou 1.0 , les Figures III.10 (Figures de droite) montrent que $L'(ig = \max)$ correspond presque exactement au calcul exact $L(ig = \max)$ autour de la direction spéculaire (près de 100% du signal exact), alors que par contre, autour de la direction de rétrodiffusion, l'essentiel de la polarisation de la lumière réfléchie est due à la réflexion de la lumière atmosphérique polarisée. De plus, il apparaît nettement, en comparant $L'(ig = 1 + 2)$ à $L'(ig = \max)$ et à $L(ig = 1 + 2)$, que dans cette direction, même la prise en compte des interactions successives n'apporte rien tant qu'on néglige la polarisation de la luminance descendante.

Notons qu'au niveau du sol, on constate que le signal polarisé tend à être de moins en moins important au fur et à mesure que l'épaisseur optique de la couche augmente. L'atténuation du faisceau solaire direct réfléchi n'est donc pas compensée par la contribution de la lumière diffuse.

En conclusion, il apparaît donc que pour les faibles abondances d'aérosols (disons $\delta_a \leq 0.2$), la réflexion du faisceau solaire direct et la réflexion de la lumière de diffusion primaire, restreinte à son intensité totale, permettent de rendre compte de la polarisation de surface à mieux que 98% dans la zone maximale de $L_{\text{pol}} \times \cos(\theta_v)$.

La réflexion au sol, pour la polarisation, peut donc être approximativement calculée, en modifiant les équations (III.5) pour des aérosols, par:

$$\begin{aligned} \tilde{L}_g(\delta^*, \mu, \phi) \approx & \tilde{M}(\mu, \phi, \mu_s, \phi_s) \cdot \pi \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \exp(-\delta^* / u_s) \\ & + \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 \tilde{M}(\mu, \phi, \mu', \phi') \cdot \begin{pmatrix} I_1(\delta^*, \mu', \phi') \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot d\mu' \cdot d\phi' \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

en négligeant la polarisation du champ diffus.

Appliqué à l'ensemble des directions de visée, ce formalisme permet de bien restituer la luminance polarisée montante autour de son maximum. Il génère les plus grandes erreurs relatives dans les directions où la polarisation est la plus faible, mais donc où l'erreur absolue reste faible. Pour analyser la luminance polarisée montante autour de la rétrodiffusion (où, suivant le modèle, la réflexion directe ne génère pas de lumière polarisée) il faudrait tenir compte de la polarisation du rayonnement diffus du ciel, ce qui complique le problème.

IV-3.3 Résultats pour une couche moléculaire:

En comparant les Figures III.10 et III.11, pour une couche d'aérosols $\delta_a = 0.2$ et pour une couche de molécules $\delta_m = 0.230$, on constate que, pour des épaisseurs optiques sensiblement égales, une couche moléculaire va induire, autour de la direction spéculaire, une luminance polarisée montante moins importante qu'une couche d'aérosols. C'est à dire que la contribution de la réflexion de la lumière atmosphérique est moins importante si elle provient de la diffusion par des molécules que par des aérosols (3% contre 15%). Elle est pratiquement négligeable.

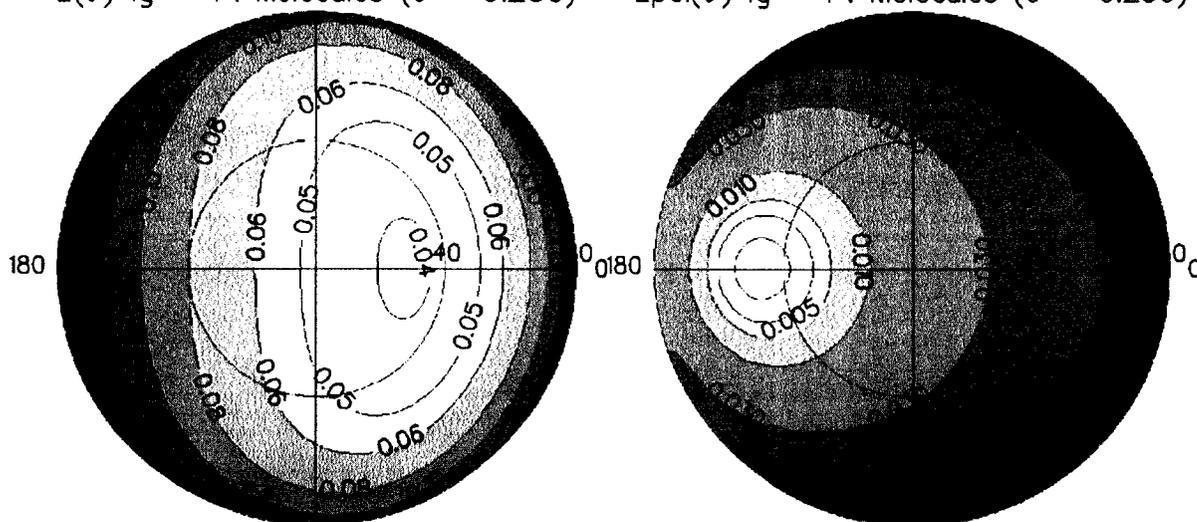
Ceci se comprend par le fait que le champ de luminance est assez isotrope pour la diffusion Rayleigh (Figures III.12) et qu'ainsi la polarisation générée par la réflexion de la lumière diffuse a tendance à s'annuler en combinant les contributions de toutes les directions d'incidence. Au contraire, pour une couche d'aérosols, la diffusion primaire est fortement directionnelle et préférentiellement vers l'avant (Figures III.13). Ainsi, elle contribue à créer une polarisation par réflexion engendrée essentiellement par la lumière diffusée dans les directions voisines du faisceau solaire, sans destruction par la polarisation beaucoup plus faible qui est générée par les autres directions d'incidence.

Dans la zone de rétrodiffusion, on observe comme pour les aérosols, mais d'une façon plus prononcée (car la polarisation de la luminance descendante est plus forte), que c'est la

réflexion du champ diffus polarisée qui est la principale source de la lumière polarisée observée au sol (Figures III.11).

$L(\theta)$ ig = 1 : Molécules ($\delta = 0.230$)

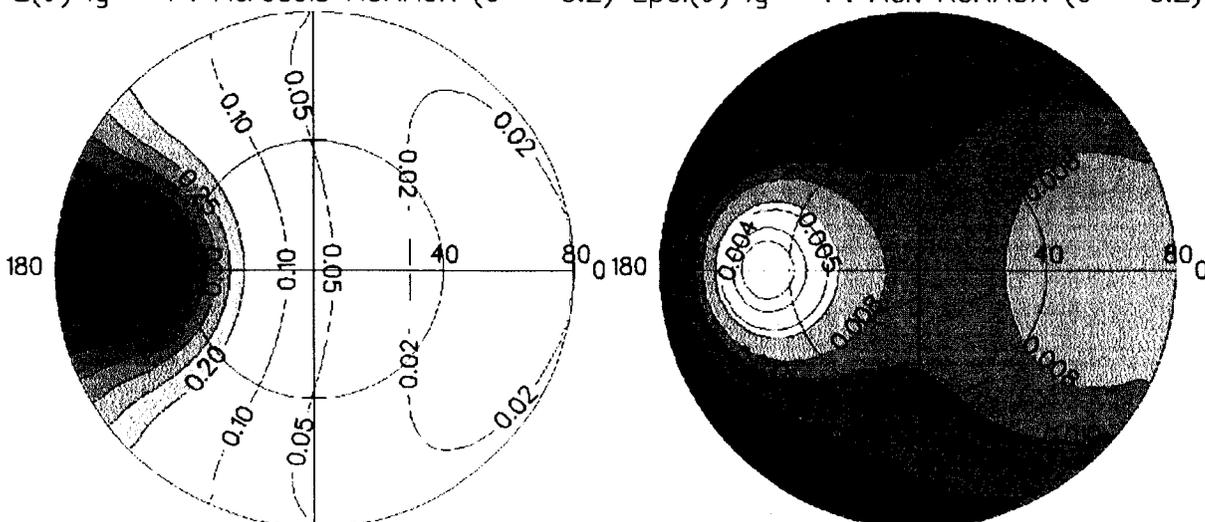
$L_{pol}(\theta)$ ig = 1 : Molécules ($\delta = 0.230$)



Figures III.12: Champ de luminance primaire descendante (à gauche) et polarisée (à droite) pour une couche moléculaire d'épaisseur optique $\delta_m = 0.230$, à 443 nm. Présentation polaire en fonction de l'angle de visée (de 0° au centre de l'image à 80°) et de l'azimut (0° à 360° , la direction du Soleil étant à 180° pour un angle zénithal de 47.3°). Les luminances ne sont pas multipliées par $\cos\theta_v$.

$L(\theta)$ ig = 1 : Aerosols RURAUX ($\delta = 0.2$)

$L_{pol}(\theta)$ ig = 1 : Aer. RURAUX ($\delta = 0.2$)



Figures III.13: Même légende que pour les Figures III.12, mais pour une couche d'aérosols ruraux.

Ainsi, pour une couche de molécules, dans le but de rendre compte d'une façon simple du signal montant polarisé par réflexion, notamment de son maximum, une première approximation acceptable est de limiter le calcul à la réflexion du faisceau solaire atténué par sa traversée de la couche (3% d'erreur). La modélisation sera satisfaisante autour de la direction spéculaire où le signal est maximal. Elle sera beaucoup moins performante dans les directions voisines de la rétrodiffusion pour lesquelles la réflexion de la lumière diffuse (polarisée) génère l'essentiel du signal.

Pour une couche moléculaire, la polarisation par réflexion au sol peut donc s'exprimer par l'équation (III.5.b) seule, en supposant nul le terme L_{g2} . Ce résultat est pleinement en accord avec l'équation expérimentale (III.8) utilisée pour l'exploitation des mesures de la campagne HAPEX, où les molécules n'interviennent sur les mesures que pour atténuer le faisceau solaire direct en $\exp(-\delta_m/u_s)$.

Ce formalisme a été testé sur l'inversion de la luminance polarisée propre du sol, L_{sol} , à partir de simulations de mesures sous une atmosphère purement moléculaire, c'est à dire dépourvue d'aérosols ($\delta_a = 0$). Partant de la lumière polarisée montante, mesurée au niveau du sol, L_{mes} , on écrit que la lumière polarisée vraie du sol, L_g , sous un faisceau incident purement directionnel (sans atmosphère) serait ici:

$$L_g = L_{mes} \times \exp(+\delta_m/u_s) \quad (III.10)$$

Les Figures III.14 montrent que l'équation (III.10) permet alors de très bien restituer le signal dans les canaux 670 et 865 nm (bien sûr, en rétrodiffusion les erreurs sont plus importantes). Cependant, l'inversion est moins performante à 443 nm où l'erreur d'inversion atteint 2.10^{-4} , soit moins de 5%, autour de la direction spéculaire. On peut toutefois, parvenir à une inversion quasi parfaite autour du maximum de polarisation, en pondérant l'épaisseur optique moléculaire en $0.9 \times \delta_m$. Aussi, nous proposons plutôt d'écrire

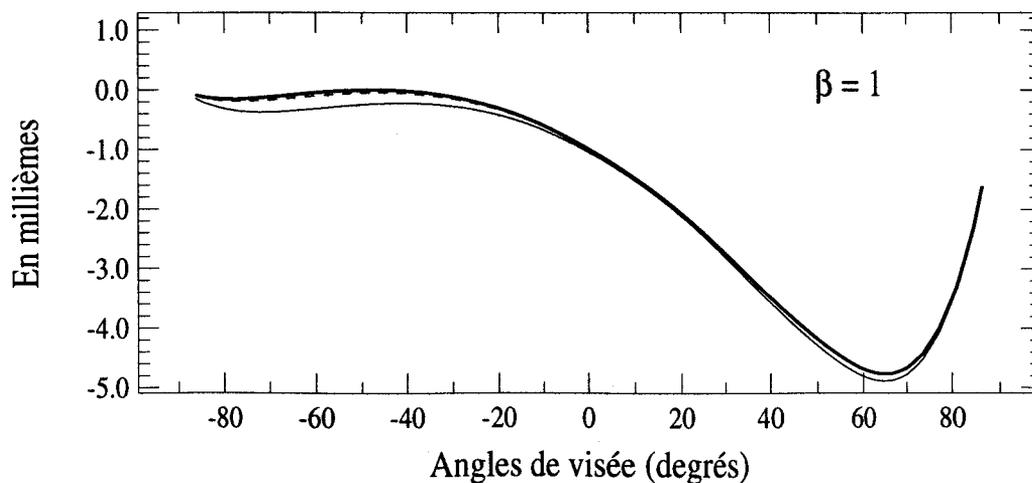
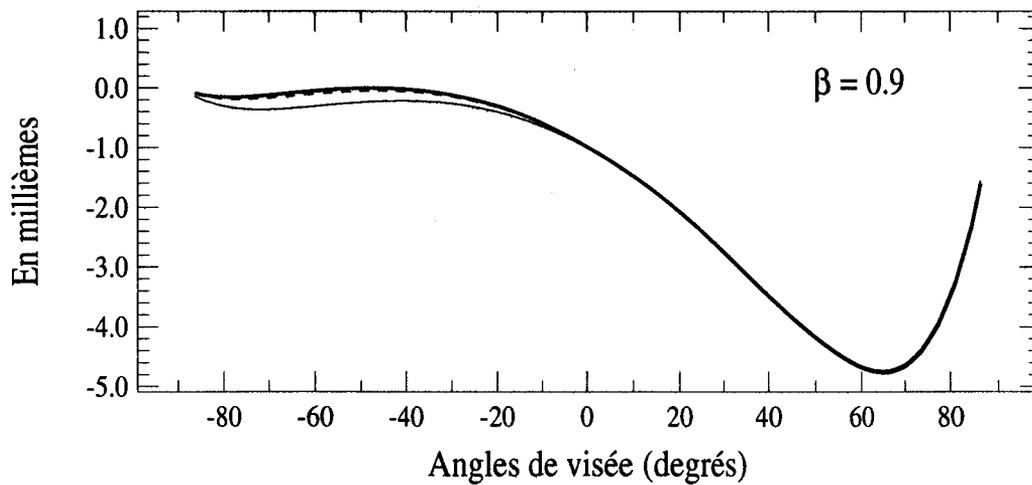
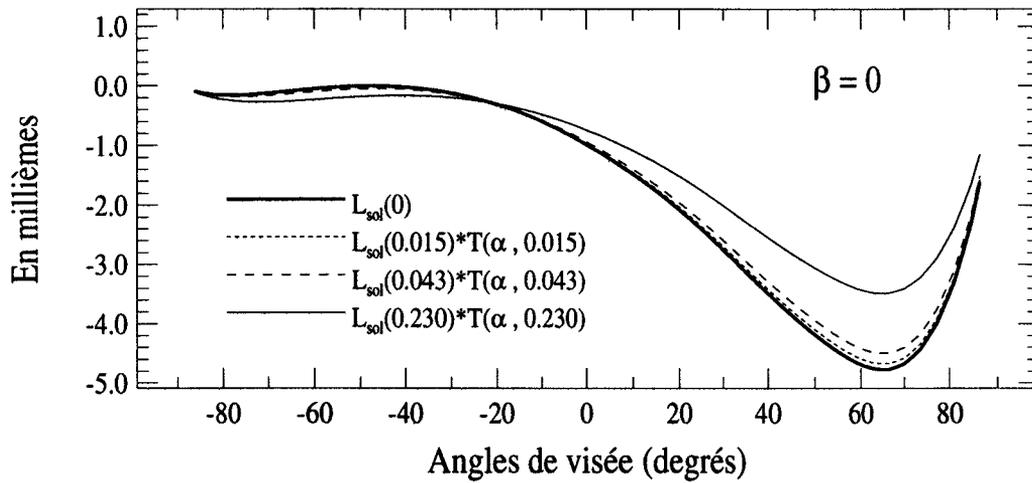
$$\tilde{L}_g(\delta_m, \mu, \phi) = \bar{M}(\mu, \phi, \mu_s, \phi_s) \cdot \pi \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \exp(-0.9 \times \delta_m / u_s) \quad (III.11)$$

dans le cas où l'atmosphère est dépourvue d'aérosols.

Couche moléculaire: Test β , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données SOL



Figures III.14: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$.
 $T(\beta, \delta) = \exp(\beta \cdot \delta / u_s)$. Soleil à 47.3 degrés. $u_s = \cos(\theta_s)$

IV-4 Contribution de la pointe avant de diffusion pour une couche d'aérosols:

Nous venons de voir que pour la polarisation par réflexion de la lumière diffusée par des aérosols (ici "ruraux") c'est la luminance de diffusion primaire qui domine (cf. Eq. III.9). La directionnalité de cette luminance primaire est un indicateur de l'importance de sa contribution à la formation de la luminance polarisée par réflexion. A contrario, comme nous l'avons vu pour les molécules, un champ à tendance isotrope n'apporte qu'une faible contribution. Il est donc intéressant de calculer la proportion $F(\Theta_{max})$ de photons diffusés dans un cône d'angle Θ_{max} donné.

$$F(\Theta_{max}) = \iint_{\text{cône } \Theta_{max}} \frac{p(\Theta') \cdot d\omega'}{4\pi} \tag{III.12}$$

où $p(\Theta')$ est la fonction de phase des aérosols (annexe A-III), et où $d\omega' = 2\pi \cdot \sin\Theta' \cdot d\Theta'$ est un angle solide élémentaire.

Soit aussi: $F(\Theta_{max}) = \frac{1}{2} \cdot \int_0^{\Theta_{max}} p(\Theta') \cdot \sin\Theta' \cdot d\Theta'$ (III.13)

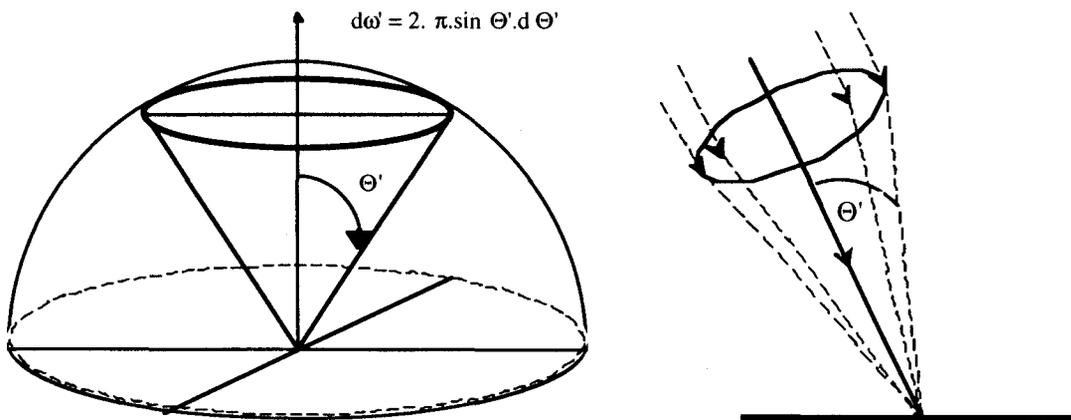


Figure III.15: Représentation du cône d'intégration Θ autour de la direction d'incidence du Soleil

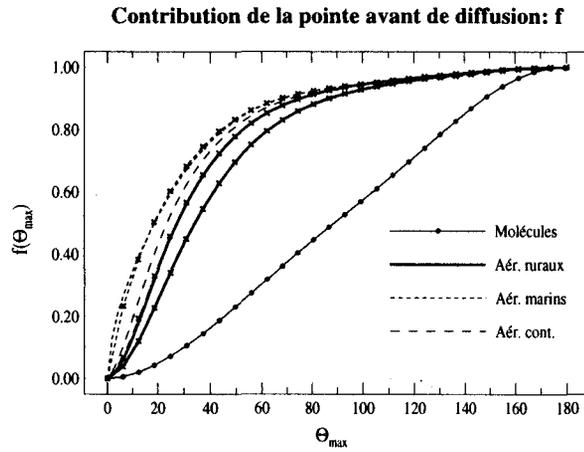


Figure III.16: Fonction $F(\Theta_{max})$ pour une ouverture du cône de 0 à 180 degrés. Les courbes avec des croix sont à 865 nm, celles sans croix sont à 443 nm. Pour des molécules (courbe avec des points) F est la même dans les deux canaux.

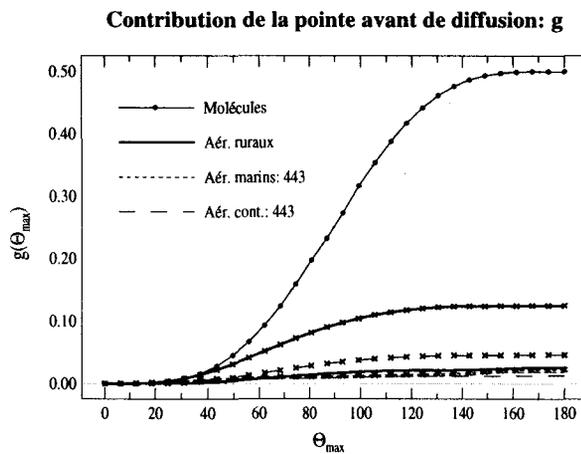


Figure III.17: Même légende que pour la Figure III.16 mais pour la fonction $G(\Theta_{max})$.

De même, il est intéressant d'avoir une indication sur la proportion de lumière diffusée qui se polarise.

$$G(\Theta_{\max}) = \iint_{\text{cône } \Theta_{\max}} \frac{p(\Theta') \cdot |T(\Theta')| d\omega'}{4\pi} \quad (\text{III.14})$$

$$\text{ou encore: } G(\Theta_{\max}) = \frac{1}{2} \cdot \int_0^{\Theta_{\max}} p(\Theta') \cdot |T(\Theta')| \cdot \sin\Theta' \cdot d\Theta' \quad (\text{III.15})$$

avec $T(\Theta')$ le taux de polarisation pour une déviation d'un angle Θ' .

Sur les Figures III.16 et III.17, nous présentons ainsi $F(\Theta_{\max})$ et $G(\Theta_{\max})$ pour des molécules et des aérosols de type rural, maritime ou continental ($R_{\text{eff}} = 0.32 \mu\text{m}$, $V_{\text{eff}} = 0.915$, $m = 1.4$). Ces trois modèles d'aérosols correspondent à des particules de tailles différentes. Un indicateur de leur dimension est le coefficient d'Angström. Ce coefficient s'obtient à partir de l'évolution spectrale des sections efficaces, selon:

$$\tilde{\sigma}(\lambda) = B \cdot \lambda^{-A} \quad (\text{III.16})$$

où A est le coefficient d'Angström et B une constante indépendante de la longueur d'onde λ .

$$\text{Soit } A = \frac{\ln\left(\frac{\tilde{\sigma}(\lambda_1)}{\tilde{\sigma}(\lambda_2)}\right)}{\ln(\lambda_2/\lambda_1)} \quad (\text{III.17})$$

Calculés à partir des canaux limites 443 et 865 nm, nous obtenons:

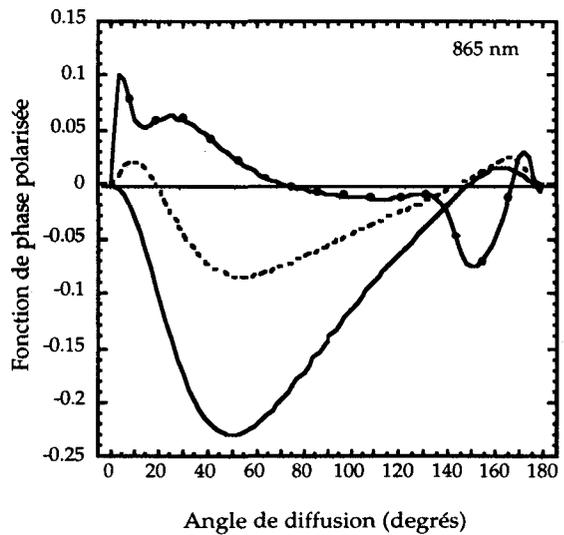
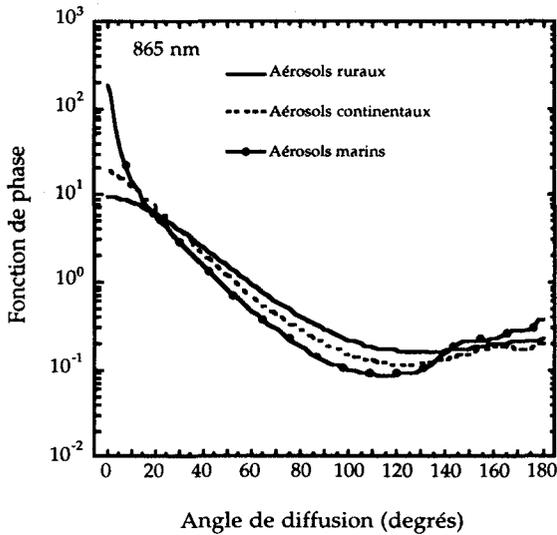
$$A_{\text{RUR}} = 1.488,$$

$$A_{\text{CONT}} = 0.820,$$

$$A_{\text{MAR}} = 0.192.$$

Tableau III.1: Sections efficaces en μm^2 des aérosols de type rural, continental ou maritime à 443 et 865 nm. Coefficients d'Angström associés.

modèle	rural	continental	maritime
$\tilde{\sigma}(443 \text{ nm})$	0.0796	0.0980	0.0493
$\tilde{\sigma}(865 \text{ nm})$	0.0294	0.0566	0.0434
A	1.488	0.820	0.190



Figures III.18: Fonction de phase et fonction de phase polarisée normalisées, à 865 nm, pour un modèle d'aérosols de type rural ($R_{eff} = 0.2 \mu\text{m}$ et $V_{eff} = 0.45$, $m = 1.425$), de type continental (de $R_{eff} = 0.32 \mu\text{m}$, $V_{eff} = 0.915$, $m = 1.4$), et de type maritime [Shettle and Fenn, 1979].

Plus les particules sont grosses, plus leur coefficient d'Angström est petit, plus elles diffusent fortement vers l'avant et moins elles polarisent, comme le montrent les fonctions de phase de ces modèles (Figures III.18).

Ainsi, la fonction F converge plus rapidement pour des aérosols maritimes ($A = 0.190$) que pour des aérosols ruraux ($A = 1.448$). Un cône de 35 degrés contient près de 75% de l'intensité diffusée par les aérosols maritimes, contre 50% pour des aérosols ruraux, à 865 nm

(Figure III.16). La quantité de photons polarisés dans ce cône est faible: dans les deux cas, elle représente moins de 1.5% de la lumière diffusée (Figure III.17).

On constate donc que le coefficient d'Angström est aussi un indicateur de l'importance de la pointe avant de diffusion.

A ce stade, le plus simple pour rendre compte du terme $\iint \tilde{M} \cdot I_1 \cdot d\mu' \cdot d\phi'$ de l'équation (III.9) est de ne tenir compte que de la réflexion de la lumière dont la direction d'incidence est dans un cône $\Delta\omega$ autour de celle du Soleil. Schématiquement, on a

$$\iint_{\Delta\omega} \tilde{M} \cdot I_1 \cdot d\mu' \cdot d\phi' \approx \langle \tilde{M} \rangle \iint_{\Delta\omega} I_1 \cdot d\mu' \cdot d\phi' \quad (\text{III.18})$$

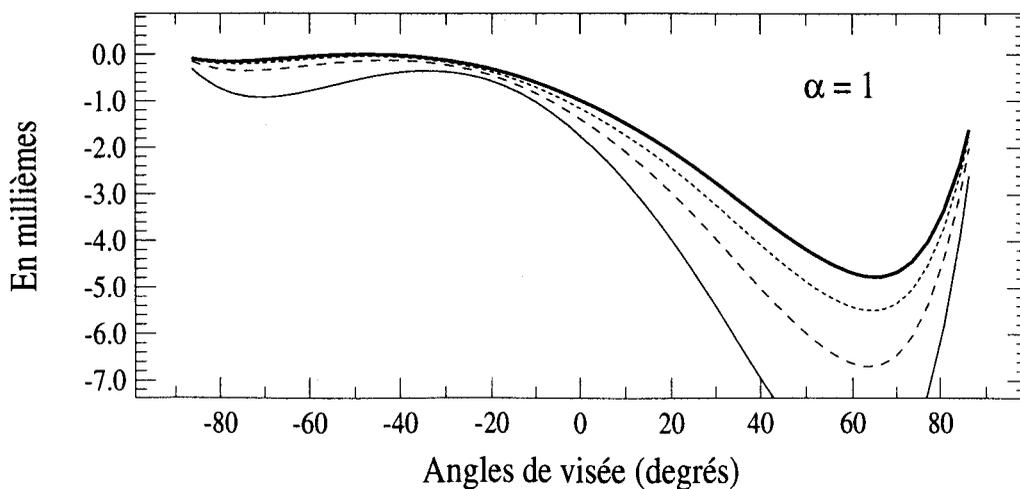
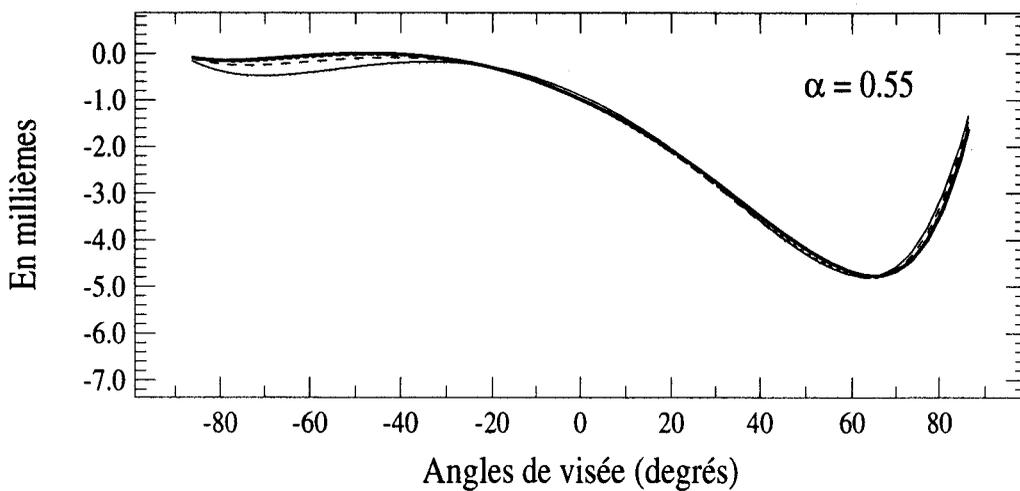
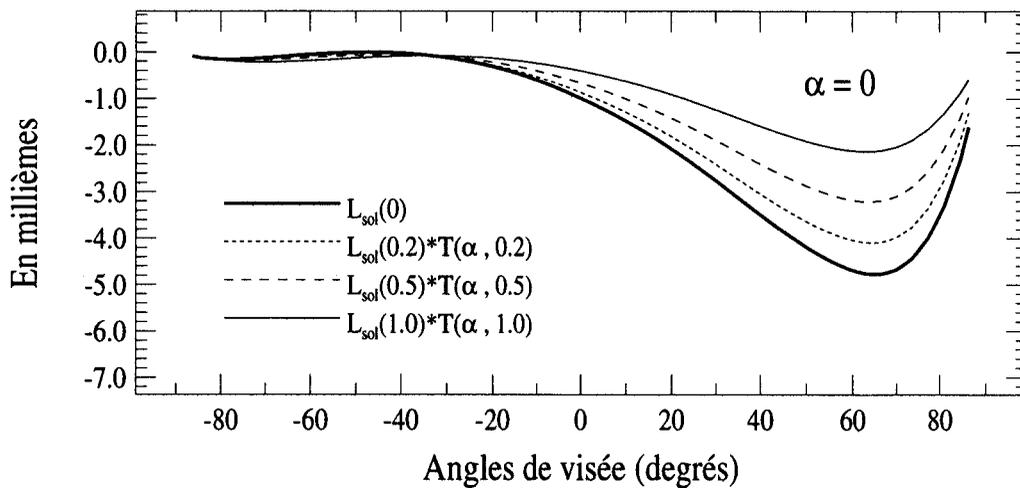
où $\langle \tilde{M} \rangle$ est représentatif de \tilde{M} pour la réflexion du faisceau solaire direct dans la direction de visée considérée. Ce qui revient à ajouter à la réflexion du faisceau solaire une composante diffuse de même incidence. La prise en compte de cette composante peut être introduit par la modification de l'atténuation du faisceau solaire direct, $\exp(-\delta_s/u_s)$, en $\exp(-\alpha \cdot \delta_s/u_s)$, comme le suggéraient Bréon et al. [1995] dans l'équation (III.8).

En effet, une réflexion de Fresnel engendre une polarisation perpendiculaire au plan de réflexion. Considérons un cône d'angle solide Θ autour de la direction du Soleil, c'est à dire l'ensemble des rayons lumineux diffusés d'un angle Θ . Si ce cône est très petit, pour une direction d'observation donnée (proche des maximum de polarisation), les plans de réflexion correspondant à chaque point du cône sont très voisins et les polarisation engendrées sont orientées de la même façon. Par contre, si le cône est large, les polarisations vont avoir une dispersion de leur orientation bien plus importante et vont avoir tendance à se détruire mutuellement. On a donc un "seuil" d'efficacité en polarisation par réflexion sur la largeur du cône. Un champ diffus très directionnel sera donc bien plus générateur de polarisation par réflexion qu'un champ diffus isotrope. Et ainsi, le coefficient d'Angström, renseignant sur cette directionnalité, renseigne aussi sur l'importance de la contribution du champ diffus des aérosols pour la polarisation par réflexion sur le sol. Il renseigne donc sur le coefficient α de pondération de l'épaisseur optique aérosol.

Couche d'aer. ruraux: Test α , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données SOL

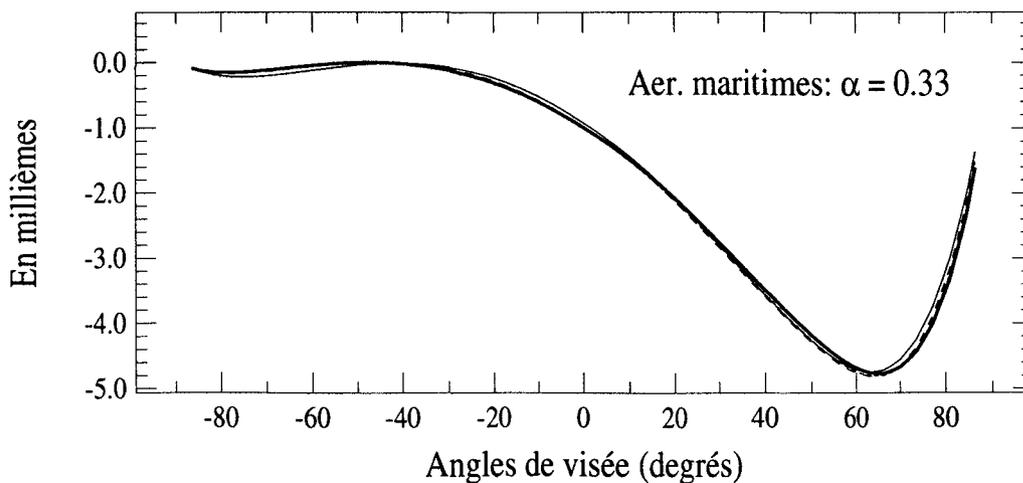
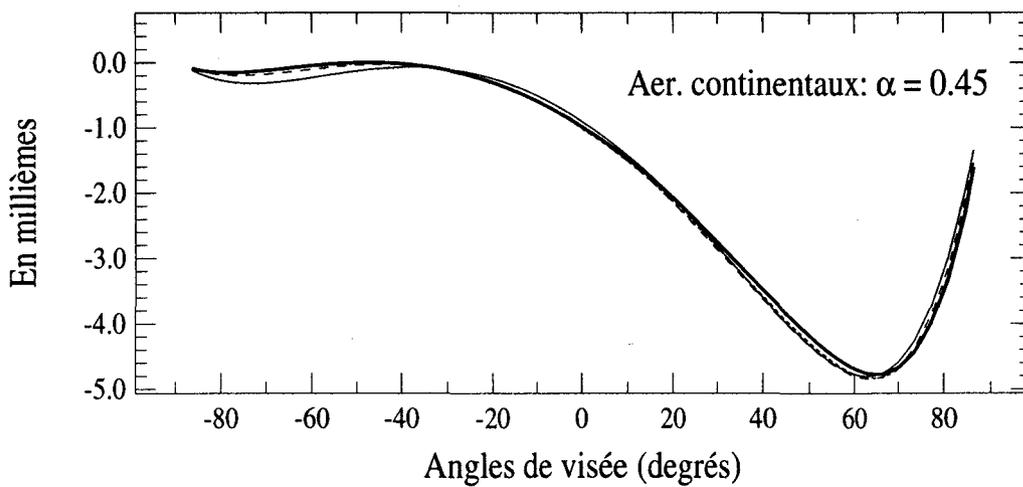
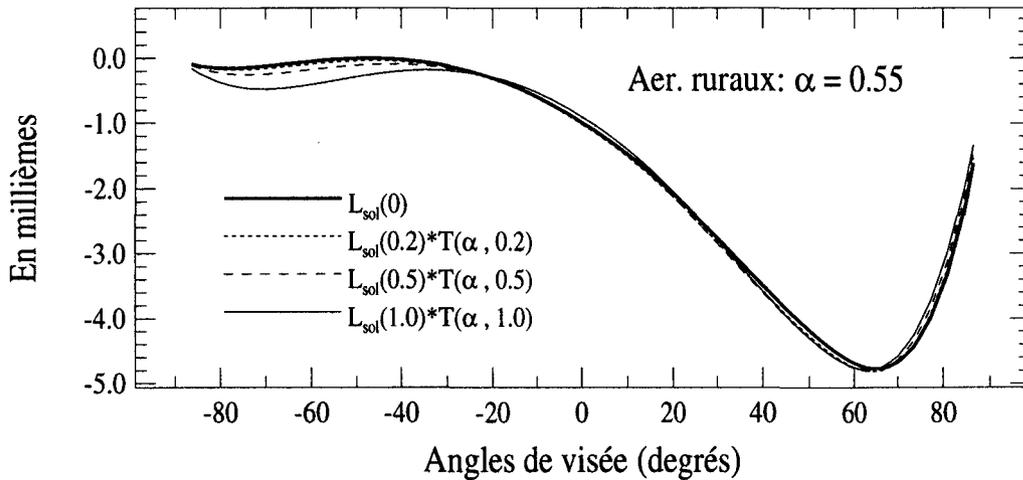


Figures III.19: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$.
 $T(\alpha, \delta) = \exp(\alpha \cdot \delta / u_s)$. Soleil à 47.3 degrés. $u_s = \cos(\theta_s)$

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données SOL



Figures III.20: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$. Test pour différents modèles d'aérosols. $T(\alpha, \delta) = \exp(\alpha \cdot \delta / u_s)$. Soleil à 47.3 degrés. $u_s = \cos(\theta_s)$

Les Figures III.19 et III.20 présentent l'inversion, selon le formalisme de l'équation (III.8), de la luminance polarisée propre du sol L_{sol} pour des simulations de mesures qui supposent l'atmosphère uniquement composée d'aérosols ($\delta_m = 0$). Les Figures III.19 montrent que, pour des aérosols ruraux, négliger l'effet des aérosols amène à sous estimer la polarisation du sol ($\alpha \approx 0$), alors qu'on la surestime pour $\alpha \approx 1$, en considérant alors que l'effet des aérosols est purement une atténuation classique en $\exp(-\delta_a/u_s)$. On constate que prendre $\alpha \approx 0.55$ permet de restituer L_{sol} à mieux que 1.10^{-4} sur l'ensemble des directions d'observation dans le plan d'incidence, pour des épaisseurs optiques $\delta_a \leq 0.5$; c'est à dire avec moins de 2% d'erreur pour le maxima du signal quand $\delta_a = 0.5$. Les Figures III.20 montrent que pour des aérosols continentaux, $\alpha \approx 0.45$ convient mieux et donne une précision de l'inversion du même ordre. Pour des aérosols maritimes c'est plutôt $\alpha \approx 0.33$.

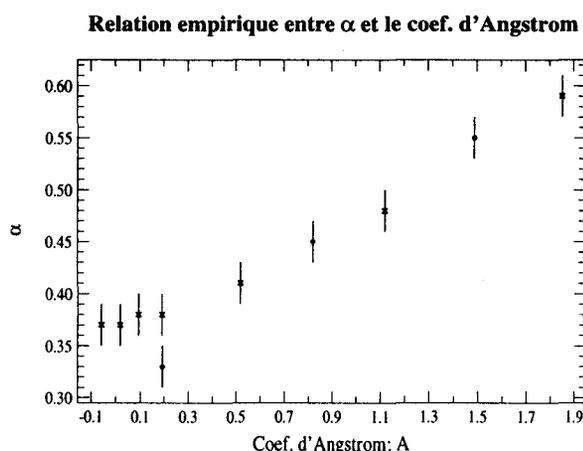


Figure III.21: Relation empirique entre le coefficient d'Angström des aérosols et le coefficient de pondération à appliquer à l'épaisseur optique δ_a . Les cercles pleins correspondent aux modèles maritimes, continentaux et ruraux précités. Les croix correspondent à des modèles de particules d'indice de réfraction $m = 1.40$ (supposé spectralement blanc dans le visible), avec $V_{\text{eff}} = 0.915$ et R_{eff} valant de gauche à droite: 1.268, 1.014, 0.862, 0.725, 0.456, 0.228 et 0.101 μm . Rappelons que le modèle continental, correspondant au cercle plein central, est un modèle semblable (même indice et variance) avec $R_{\text{eff}} = 0.230 \mu\text{m}$; le modèle rural (cercle plein à droite), d'indice $m_{443} \approx 1.436$ et $m_{865} \approx 1.425$, a pour granulométrie $R_{\text{eff}} = 0.2 \mu\text{m}$ et $V_{\text{eff}} = 0.45$; le modèle maritime (cercle plein à gauche) quant à lui est un mélange de petites et grosses particules qui prend en compte un effet d'absorption avec un indice voisin de $m_{443} \approx 1.44 - i 3.10^{-3}$ et $m_{865} \approx 1.44 - i 6.10^{-3}$. Cet effet d'absorption, qui n'est pas inclus dans les autres modèles, doit être la cause de la légère diminution de α par rapport au modèle d'indice 1.40 et de même coefficient d'Angström A.

On peut ainsi établir une relation empirique entre le coefficient d'Angström des particules et la valeur de α à utiliser pour pondérer l'épaisseur optique aérosols, en positionnant les couples (A, α) sur la Figure III.21. L'intérêt de cela est que, lorsqu'on fait des mesures de luminance polarisée de surface, il est assez facile de mesurer l'épaisseur optique des aérosols $\delta(\lambda)$ (mesures de transmission), d'en déduire leur coefficient d'Angström A , et donc de prévoir le coefficient de correction α à appliquer aux mesures.

IV-5 Restitution de la BPDF du sol pour une couche de molécules et d'aérosols:

Considérons maintenant le cas général d'une inversion de la BPDF du sol pour des mesures de luminance polarisée du sol correspondant à une observation au dessus d'un couvert végétal de type Rondeaux, sous une atmosphère composée de molécules et d'aérosols. Nous avons vu que la contribution des molécules est essentiellement un effet d'atténuation du faisceau solaire, alors que l'éclairement diffus provenant de la diffusion des aérosols est responsable d'une proportion non négligeable de la luminance polarisée montante, dont on peut tenir compte par un coefficient $\alpha < 1$ atténuant l'épaisseur optique des aérosols.

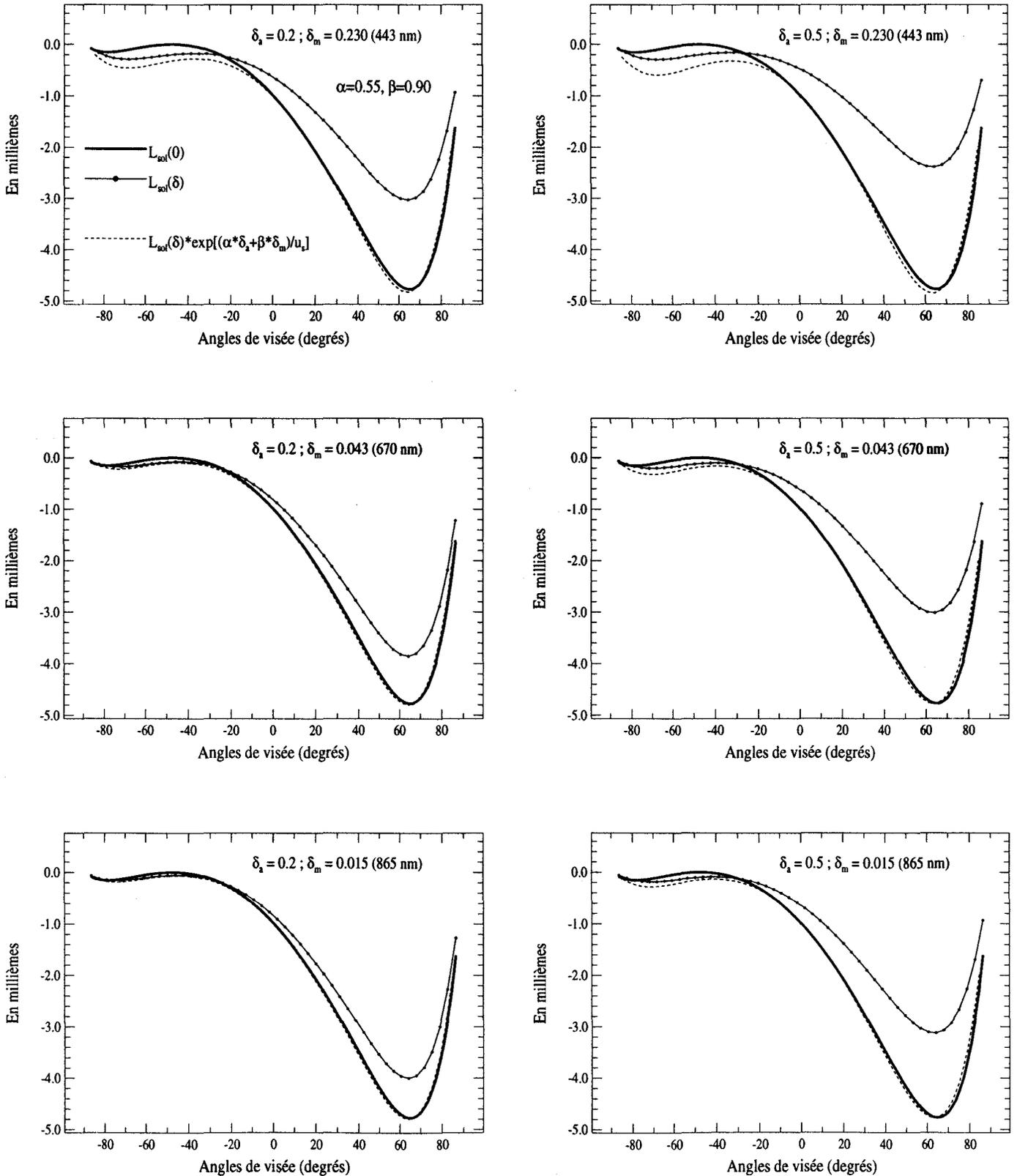
Pour tenir compte des conclusions obtenues pour une couche pure de molécules ou d'aérosols, et en négligeant les interactions entre ces composants, nous proposons de restituer la BPDF vraie (sans atmosphère) du sol à partir des mesures expérimentales, par:

$$L_{\text{pol}}(\delta^* = 0) = L_{\text{pol}}^{\text{mes}}(\delta^*) \times \exp\left(\frac{1}{u_s}(\alpha \cdot \delta_a + \beta \cdot \delta_m)\right) \quad (\text{III.19})$$

où $\delta^* = \delta_m + \delta_a$ est l'épaisseur optique totale de l'atmosphère, $\alpha < 1$ et $\beta = 0.9$ pondèrent respectivement l'épaisseur optique aérosol et moléculaire, pour tenir compte de l'éclairement diffus. La valeur de α dépend du type de particules.

Couche d'aérosols RURAUX + Molécules: Inversion L_{sol}

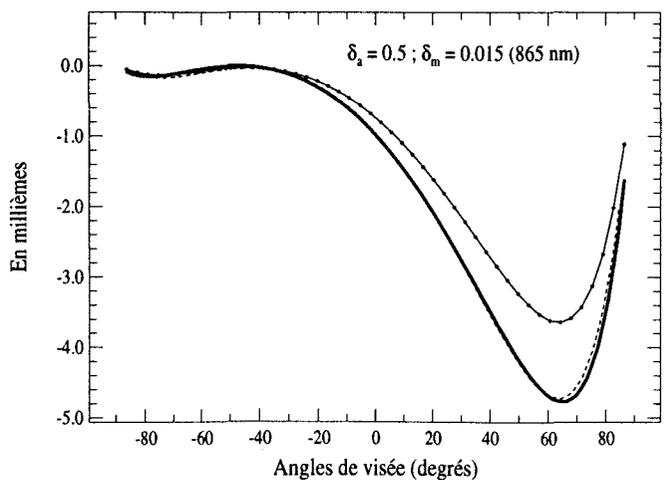
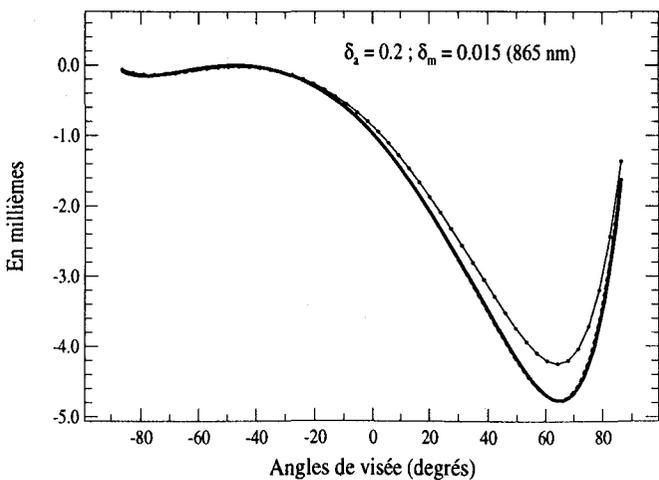
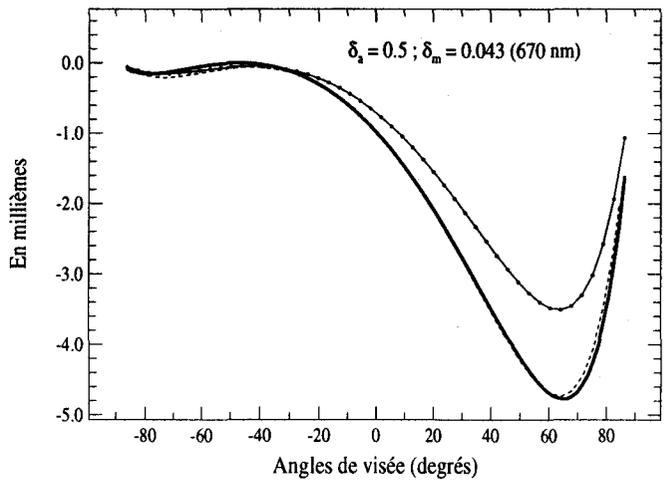
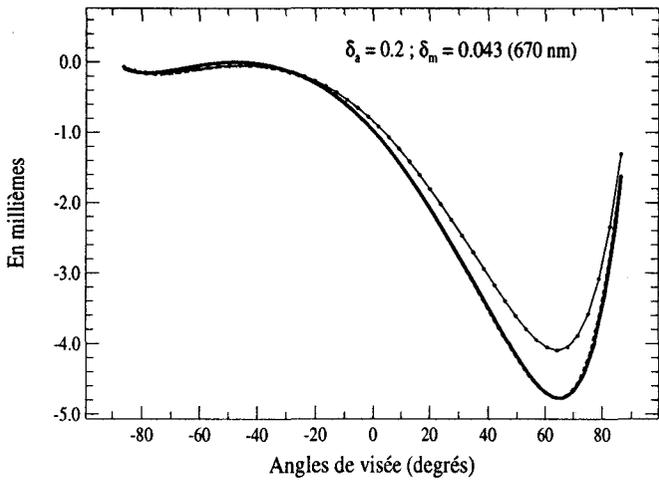
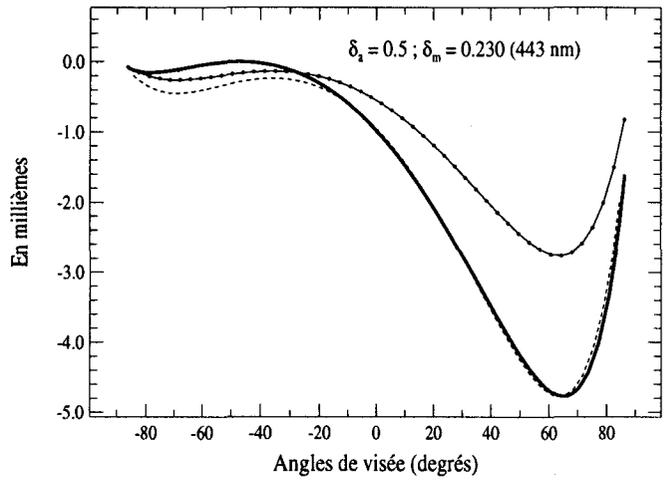
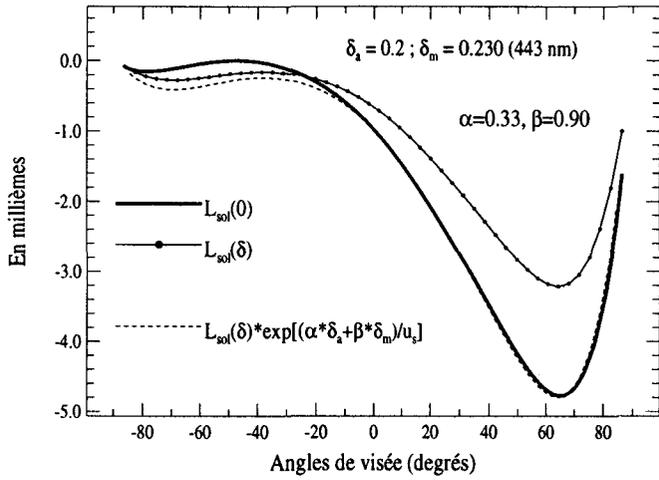
Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$



Figures III.22: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au sol. Test pour différentes abondances des aérosols δ_a (modèle rural) et des molécules δ_m . Soleil à 47.3 degrés.

Couche d'aérosols MARITIMES + Molécules: Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$



Figures III.23: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au sol.
 Test pour différentes abondances des aérosols δ_a (modèle maritime) et des molécules δ_m . Soleil à 47.3° .

Les Figures III.22 et III.23 présentent les résultats d'inversion dans le plan principal solaire, obtenues dans le cas où les aérosols sont de type rural ou maritime à 865 nm, d'épaisseur optique $\delta_a = 0.2$ ou 0.5. L'épaisseur optique moléculaire correspond à celle des canaux 443, 670 ou 865 nm de POLDER. On tient également compte de la réflexion lambertienne de surface $\rho = 0.5$ dans le calcul de $L_{sol}(\delta^*)$. On retrouve que les paramètres α et β déterminés séparément peuvent également être utilisés pour un mélange d'aérosols et de molécules au dessus de végétation. L'inversion est satisfaisante et n'entraîne des erreurs que de l'ordre de 1×10^{-4} autour de la direction spéculaire, pour une abondance $\delta_a = 0.2$, et de 5×10^{-4} dans la zone de rétrodiffusion. Les erreurs sont du même ordre pour $\delta_a = 0.5$.

V- Au sommet de l'atmosphère:

Nous venons de voir qu'en utilisant un modèle très simple, il est possible de corriger avec précision les effets d'atmosphère sur des mesures au sol de la polarisation de surface. POLDER faisant des mesures de la lumière émergeant de l'atmosphère vers l'espace (TOA), il nous reste à considérer la traversée de l'atmosphère par la lumière réfléchi au sol. Cette étape supplémentaire est motivée par notre objectif de modélisation de l'impact des aérosols stratosphériques, mais aussi par les objectifs propres à la mission POLDER. Ainsi, nous nous intéresserons à l'application de nos résultats pour l'inversion du signal aérosols en polarisation (canaux 443, 670 et 865 nm).

V-1 Formalisme théorique:

Reprenons le formalisme proposé par l'équation (III.3):

$$L_p^{TOA} = L_p^{atm} + L_p^{sol}(\delta^*) \times \exp(-\delta^* / \mu) + L_p^C \quad (III.20)$$

où le premier terme est la contribution intrinsèque de l'atmosphère, le second terme exprime l'atténuation de la lumière réfléchi au sol, et L_p^C est le terme de couplage. Nous avons vu que $L_p^{sol}(\delta^*)$ peut être modélisée par l'équation:

$$L_p^{sol}(\delta^*) = L_p^{sol}(\delta^* = 0) \times \exp\left(-\frac{1}{u_s}(\alpha \cdot \delta_a + \beta \cdot \delta_m)\right) \quad (III.21)$$

Les principes physiques responsables de la formation de la polarisation de surface doivent également intervenir pour le trajet sol - TOA. On a maintenant un champ de rayonnement polarisé éclairant l'atmosphère (Figure III.24); une diffusion déviant légèrement la lumière vers une direction d'observation donnée \vec{v} ne la dépolarise pas; et la contribution de toutes les diffusions aux faibles angles est constructive (car les directions de polarisation de la lumière réfléchi sur le sol sont identiques dans un petit cône autour de la direction de

visée); alors que par contre, si les photons diffusés dans la direction \vec{v} sont dispersés dans un cône trop large, les contributions des différentes directions tendent en se combinant à détruire la polarisation.

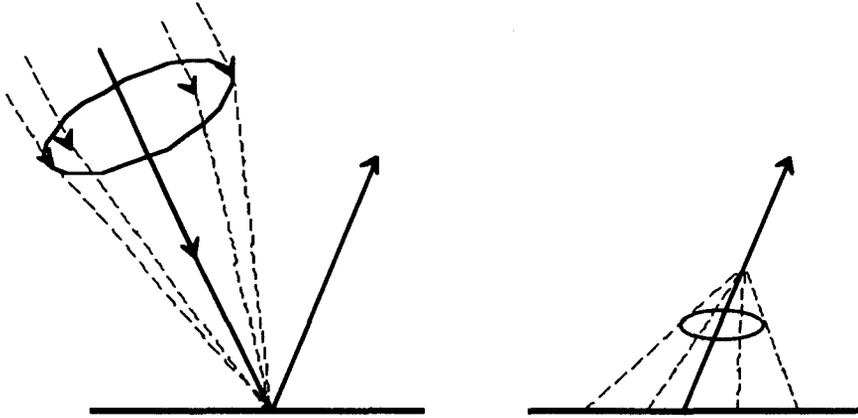


Figure III.24: Similitude de l'addition des luminances diffusées dans un cône de diffusion avant par rapport à la direction du Soleil (à gauche) ou par rapport à la direction de visée (à droite).

Inspirés des algorithmes de POLDER, nous proposons d'utiliser le formalisme suivant:

$$L_p^{\text{TOA}}(\delta^*, \mu, \phi) = L_p^{\text{mol}}(\delta_m, \mu, \phi) + L_p^{\text{aer}}(\delta_a, \mu, \phi) \times e^{(-m \cdot \delta_m)} + L_p^{\text{sol}}(\delta^* = 0, \mu, \phi) \times e^{-m \cdot (\alpha \cdot \delta_a + \beta \cdot \delta_m)} \quad (\text{III.22})$$

pour le cas d'une atmosphère réaliste, où les aérosols troposphériques se trouvent dans les premiers kilomètres et sont en partie masqués par les molécules. Rappelons que $L_p^{\text{sol}}(\delta^* = 0, \mu, \phi)$ est la BPDF intrinsèque du sol

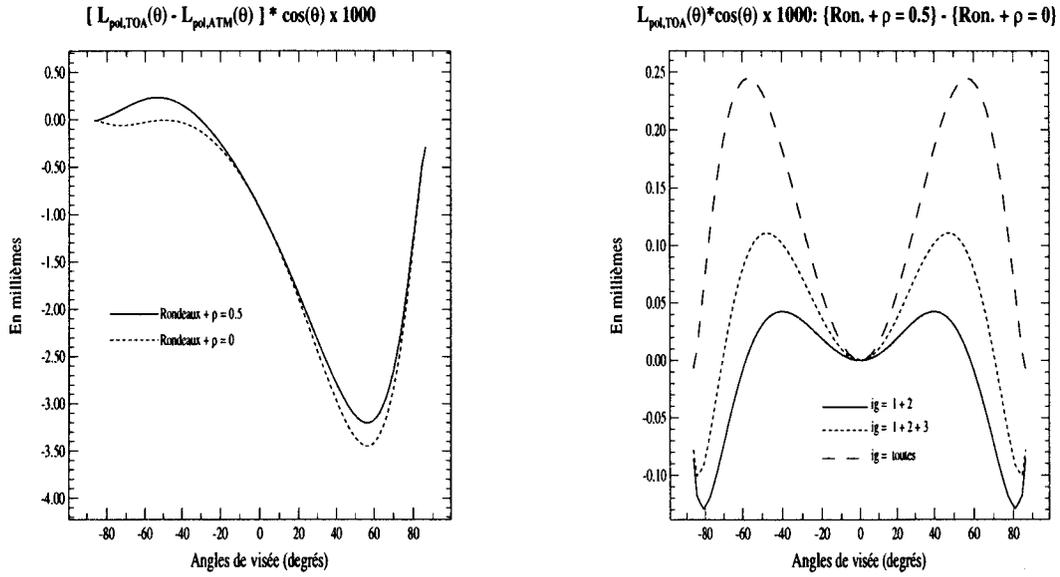
Cependant, une première limite apparaît d'emblée dans ce formalisme. Elle est liée à la polarisation formée par l'interaction de l'atmosphère et de la lumière diffuse isotrope réfléchi par le sol, qui n'est pas prise en compte par ce modèle.

V-2 Importance de la contribution de l'intensité isotrope réfléchie en profondeur par le sol:

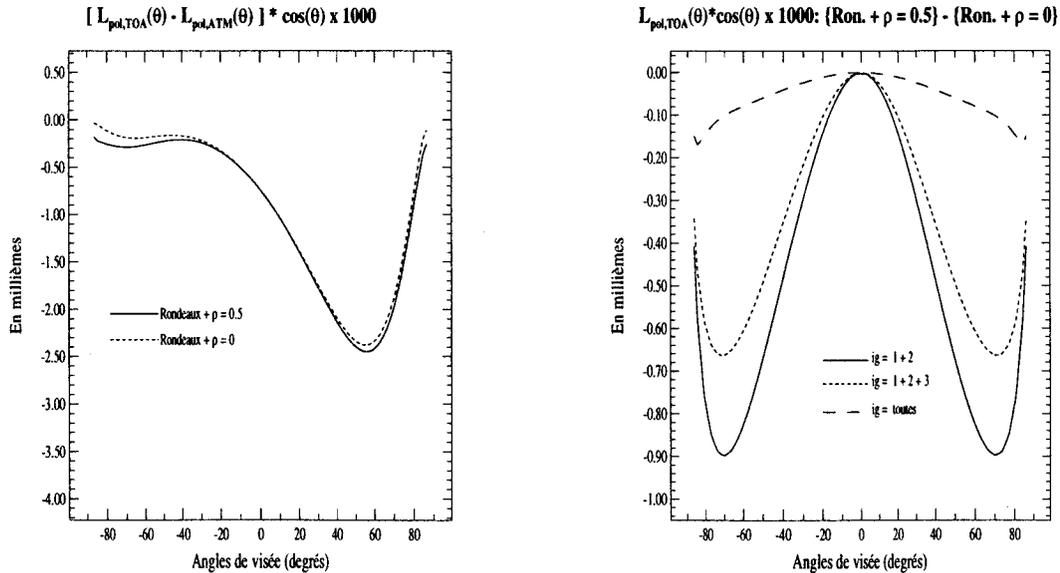
Pour une couche d'aérosols ruraux, la Figure III.25 de gauche présente la luminance polarisée $L_p^{TOA} - L_p^{atm}$, selon que l'on tient compte ou non d'une réflexion diffuse de surface ρ . La différence entre les deux tracés représente la contribution à la polarisation de l'intensité isotrope réfléchie par le sol (Figure de droite). On constate que l'intensité isotrope réfléchie par le sol tend à générer par son interaction avec la couche une polarisation parallèle au plan d'observation (zénith, direction de visée) au maximum de l'ordre 2.5×10^{-4} en luminance polarisée. Pour une couche de molécules, l'effet tend cette fois à ajouter une polarisation perpendiculaire au plan d'observation, mais d'intensité plus faible. Ainsi, la Figure III.26 montre qu'à 443 nm, avec une épaisseur optique $\delta_m = 0.230$, cet effet est inférieur à 1.8×10^{-4} . Il est tout à fait négligeable à 865 nm (inférieur à 4.10^{-6}).

On vérifie bien que cette contribution respecte la symétrie de révolution autour du zénith. La polarisation engendrée par la lumière isotrope réfléchie au sol est la même pour toutes les directions dans un même cône Θ autour du zénith: même orientation par rapport au plan de visée, même amplitude. Aussi, dans la direction du zénith, cette contribution est donc nulle: elle se détruit par addition deux à deux de vecteurs E perpendiculaires et de même intensité.

Les Figures III.25 et III.26 montrent en outre que cette polarisation est engendrée par les interactions multiples entre le sol et l'atmosphère, et par les diffusions d'ordre élevé de cette lumière dans l'atmosphère. Ce n'est donc pas une contribution simple à modéliser. On la négligera par la suite, bien que, pour une couche d'aérosols $\delta_a = 0.2$, elle représente près de 10% du signal utile $L_p^{TOA} - L_p^{atm}$ pour la détermination de L_p^{sol} à partir des données satellitaires.



Figures III.25: Influence de la réflexion lambertienne de surface pour une atmosphère composée uniquement d'aérosols de type rural, d'épaisseur optique $\delta_a = 0.2$. A gauche, comparaison d'un calcul de la luminance polarisée $L_{toa} - L_{atm}$ (composante du sol atténuée et terme de couplage) selon que $\rho = 0$ ou 0.5 . A droite, écart entre un calcul au TOA pour $\rho = 0$ et $\rho = 0.5$, en limitant le calcul à l'ordre $ig = 2$ ou 3 , ou pour un calcul complet.



Figures III.26: Même légende que pour la Figure III.25 mais pour une atmosphère composée uniquement de molécules, d'épaisseur optique $\delta_m = 0.230$.

V-3 inversion de la BPDF du sol et des aérosols à partir du formalisme proposé:

Nous allons étudier la validité du modèle proposé (III.22) en l'utilisant pour retrouver le signal polarisé propre du sol ou des aérosols à partir de la luminance polarisée au TOA. Nous allons d'abord considérer le cas simplifié d'une couche atmosphérique composée uniquement d'aérosols, pour ensuite considérer un mélange réaliste de molécules et d'aérosols.

V-3.1 A partir d'une couche d'aérosols pure:

Considérons tout d'abord l'équation (III.22), pour une atmosphère fictive composée uniquement d'aérosols, c'est à dire pour $\delta_m = 0$. Nous examinons le cas d'un modèle d'aérosols ruraux et d'un modèle d'aérosols de type maritime.

V-3.1.a Inversion de la BPDF du sol:

L'inversion de (III.22) pour déduire le signal propre du sol, en absence de molécules, donne:

$$L_p^{\text{sol inv}}(\delta^* = 0, \mu, \phi) = \left[L_p^{\text{TOA}}(\delta^*, \mu, \phi) - L_p^{\text{aer}}(\delta_a, \mu, \phi) \right] \times e^{(\alpha.m.\delta_a)} \quad (\text{III.23})$$

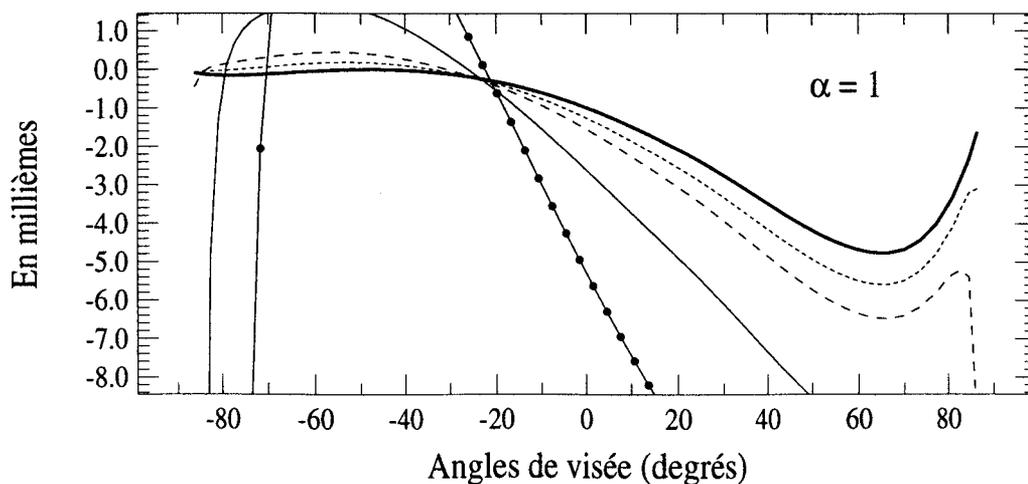
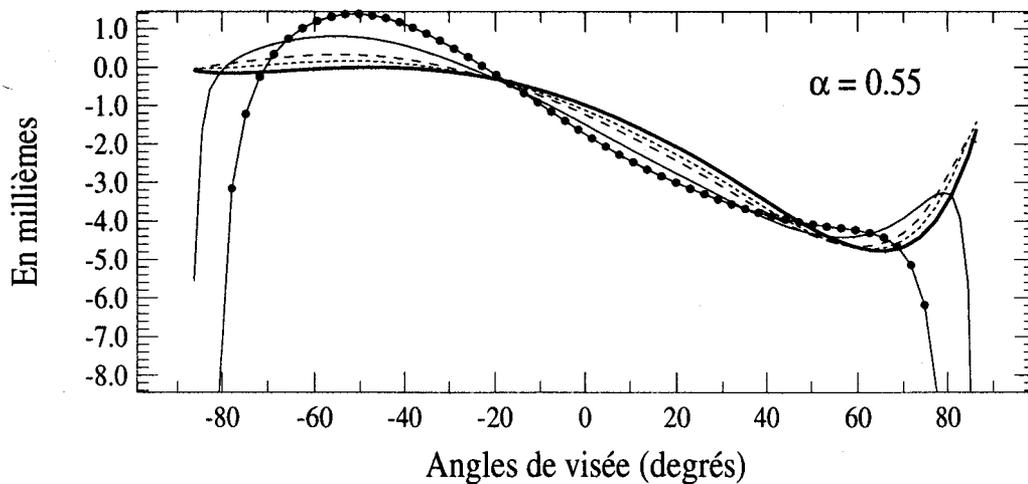
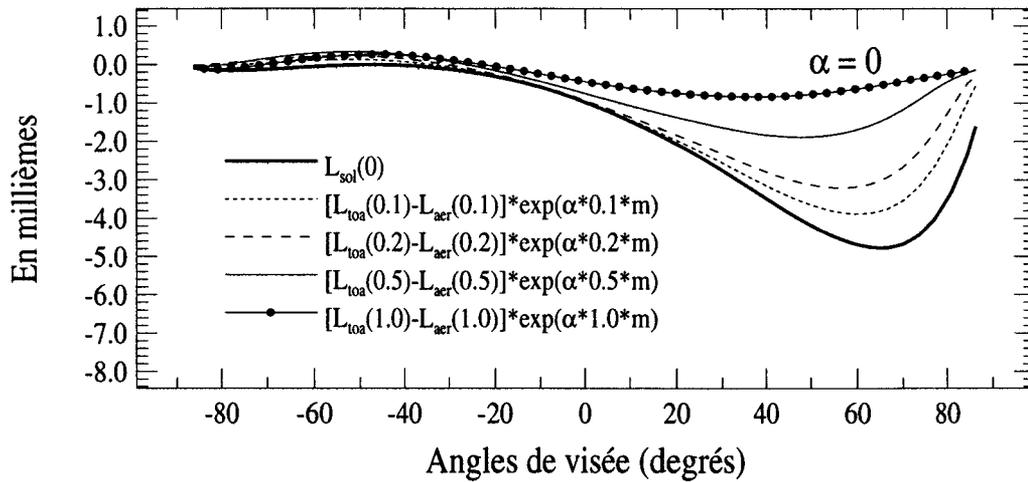
où nous supposons connu le signal propre des aérosols L_{aer} , obtenu ici par un calcul exact. Dans la pratique, c'est le problème qu'on aurait pour retrouver la BPDF d'une surface, à partir d'observations POLDER, sur un site où des mesures simultanées, faites au sol, permettraient de caractériser les aérosols.

En se limitant dans un premier temps à une observation dans le plan principal solaire, les Figures III.27 comparent la luminance polarisée propre au couvert végétal L_{sol} et son inversion $L_p^{\text{sol inv}}$ obtenue à partir de la luminance polarisée au TOA pour une couche d'aérosols ruraux, d'épaisseur optique $\delta_a = 0.1, 0.2, 0.5$ ou 1 . L'inversion obtenue avec $\alpha = 0$

Couche d'aer. ruraux: Test α , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données TOA

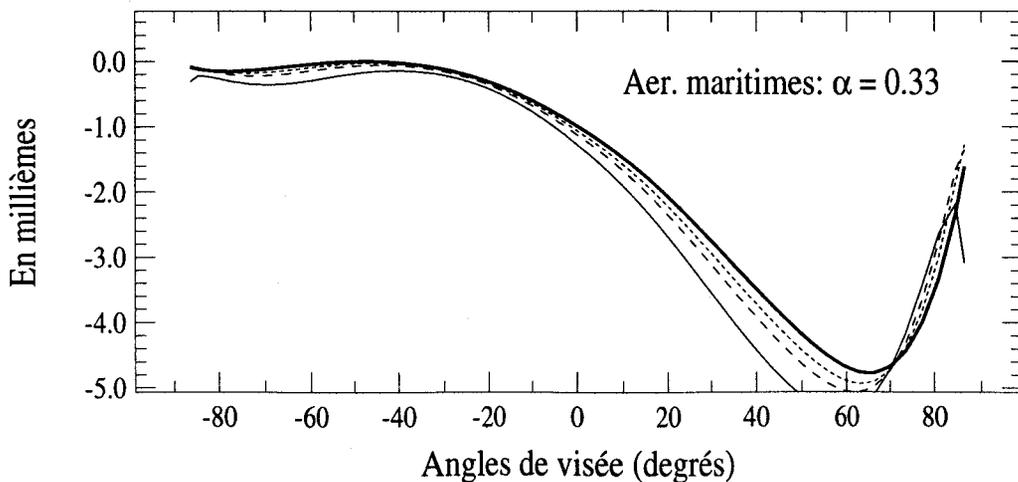
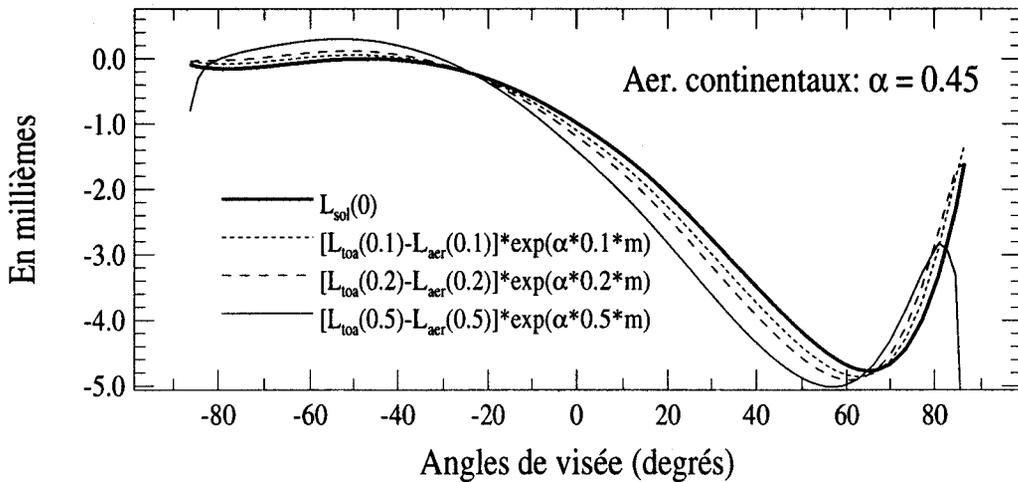
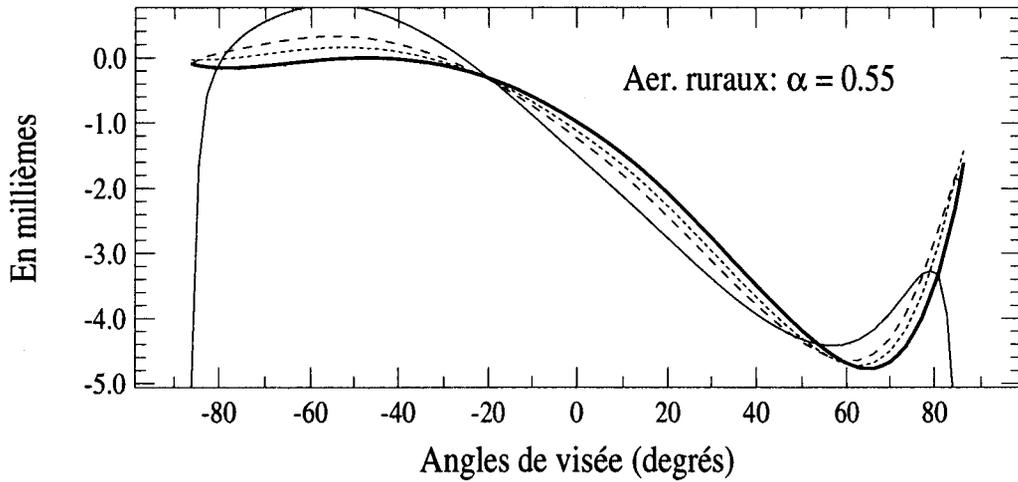


Figures III.27: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au TOA. Test pour différentes valeurs de α . Surface: Modèle de Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 47.3^\circ$. m est la masse d'air.

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données TOA



Figures III.28: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au TOA. Test pour différents modèles d'aérosols. Surface: Modèle de Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 47.3^\circ$.

donne la différence $L_{\text{toa}} - L_{\text{aer}}$ et correspond à une inversion qui néglige toute atténuation par la couche; celle pour $\alpha = 1$ donne $(L_{\text{toa}} - L_{\text{aer}}) \times \exp(\delta_a \cdot m)$ qui suppose au contraire que l'atténuation est exactement $\exp(\delta_a \cdot m)$. Il apparaît clairement qu'une atténuation intermédiaire avec, à nouveau, $\alpha = 0.55$ optimise l'inversion. L'erreur est inférieure à 4×10^{-4} pour une abondance des aérosols ruraux $\delta_a \leq 0.2$. Pour les plus fortes épaisseurs optiques, $\delta_a = 0.5$ ou 1, l'inversion se dégrade considérablement. La polarisation engendrée par la diffusion dans l'atmosphère de l'intensité réfléchie au sol (lambertienne $\rho = 0.5$ et directionnelle), par les diffusions multiples dans l'atmosphère, et par les réflexions multiples sol - atmosphère, n'est pas représentée par le modèle (III.22) et prend de l'importance quand l'épaisseur optique augmente.

Pour une couche d'aérosols continentaux avec $\alpha = 0.45$, ou pour des aérosols maritimes avec $\alpha = 0.33$, on retrouve la même précision sur l'inversion de L_{sol} (Figures III.28).

V-3.1.b Inversion des aérosols:

L'extraction du signal aérosols de la luminance polarisée au TOA est meilleure. Nous supposons connaître cette fois le signal propre du sol. L'inversion se fait par l'équation:

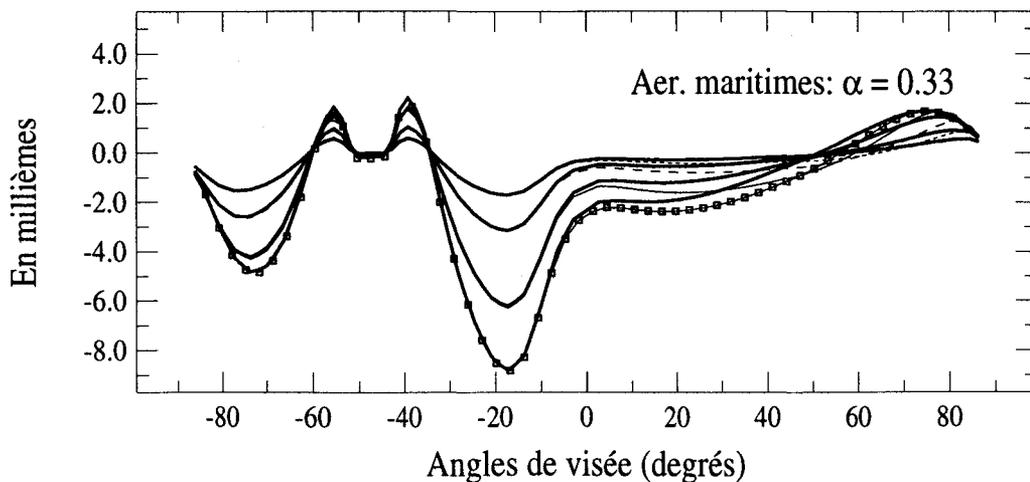
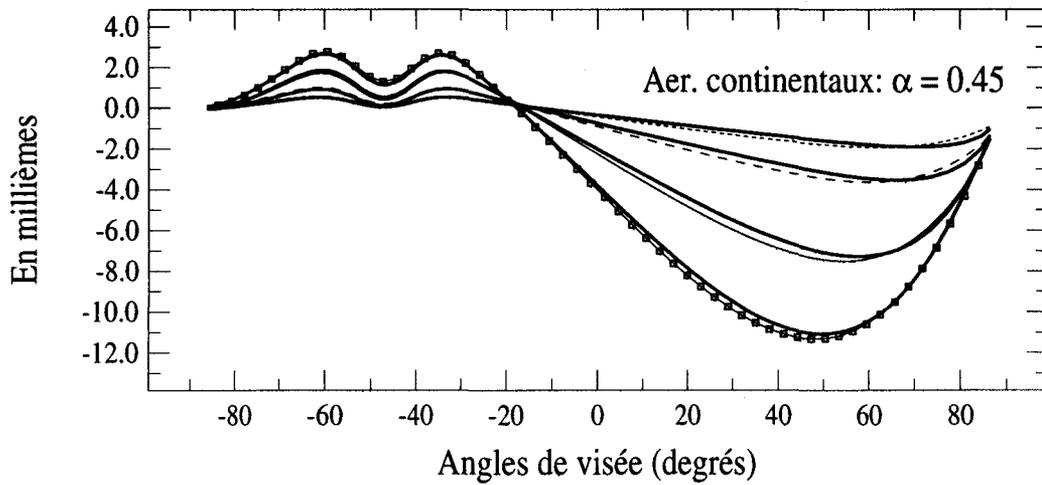
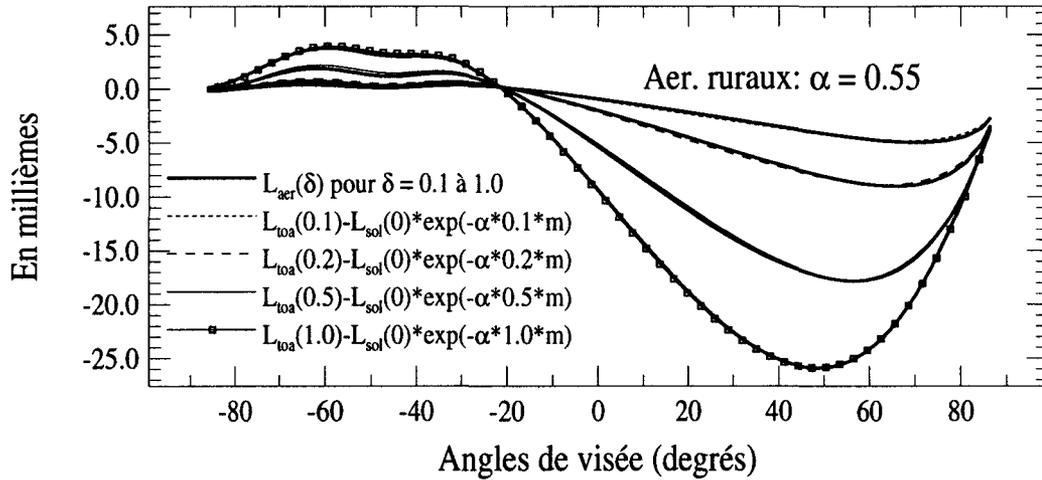
$$L_p^{\text{aer}}(\delta_a, \mu, \phi) = L_p^{\text{TOA}}(\delta^*, \mu, \phi) - L_p^{\text{sol}}(\delta^* = 0, \mu, \phi) \times e^{(-\alpha \cdot m \cdot \delta_a)} \quad (\text{III.24})$$

Pour une observation dans le plan principal solaire, les Figures III.29 comparent le signal polarisé intrinsèque des aérosols au signal restitué par inversion, pour des épaisseurs optiques $\delta_a = 0.1, 0.2, 0.5$ et 1, et pour des particules rurales, continentales ou maritimes en affectant respectivement α des valeurs 0.55, 0.45 et 0.33. Nous vérifions à nouveau que l'usage de ces coefficients permet de restituer le signal des aérosols avec précision essentiellement autour des maxima. L'inversion demeure moins bonne dans les zones de minima de polarisation, notamment pour le modèle maritime.

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{aer}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ aérosols à partir des données TOA



Figures III.29: Inversion de $L_{pol}(\delta)$ aérosols à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au TOA. Test pour différents modèles d'aér., $\delta = 0.1, 0.2, 0.5$ et 1 . Surface: Modèle Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 47.3^\circ$.

V-3.2 Pour un mélange de molécules et d'aérosols:

Considérons maintenant le cas d'une observation spatiale réaliste, en tenant compte de l'existence des molécules.

V-3.2.a Inversion de la BPDF du sol:

En partant de l'équation (III.22), nous inversons la luminance polarisée du sol par:

$$L_p^{\text{sol}}(\delta^* = 0, \mu, \phi) = \left[L_p^{\text{TOA}}(\delta^*, \mu, \phi) - L_p^{\text{mol}}(\delta_m, \mu, \phi) \right] \times e^{m \cdot (\alpha \cdot \delta_a + \beta \cdot \delta_m)} - L_p^{\text{aer}}(\delta_a, \mu, \phi) \times e^{(-m \cdot \delta_m)} \quad (\text{III.25})$$

Nous étudions la qualité de cette inversion en fonction du mélange considéré. Nous avons vu que, pour une couche pure d'aérosols, l'inversion de la luminance polarisée du sol est meilleure que $4 \cdot 10^{-4}$ pour une épaisseur optique $\delta_a \leq 0.2$, mais qu'elle se dégrade rapidement quand l'abondance des particules augmente. Aussi, nous nous limitons à $\delta_a = 0.2$.

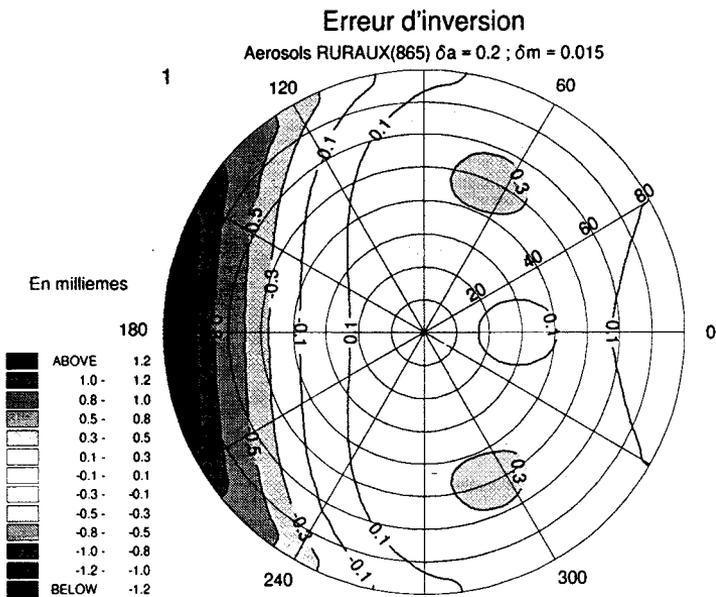
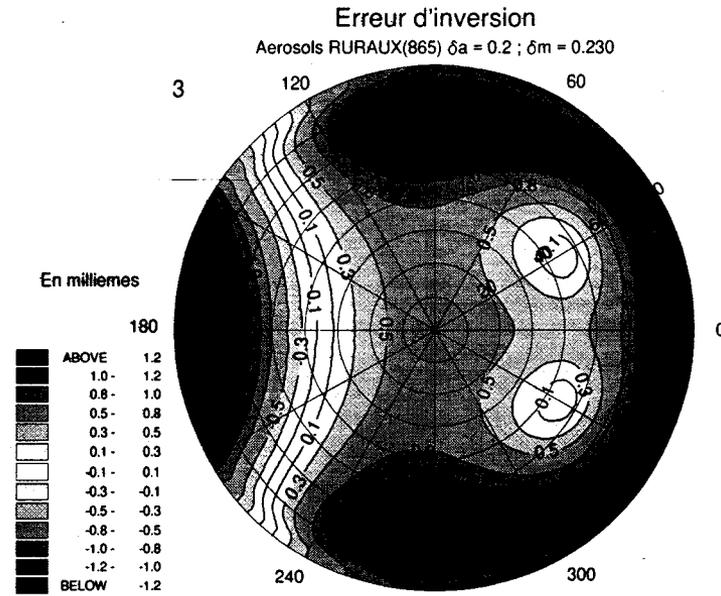
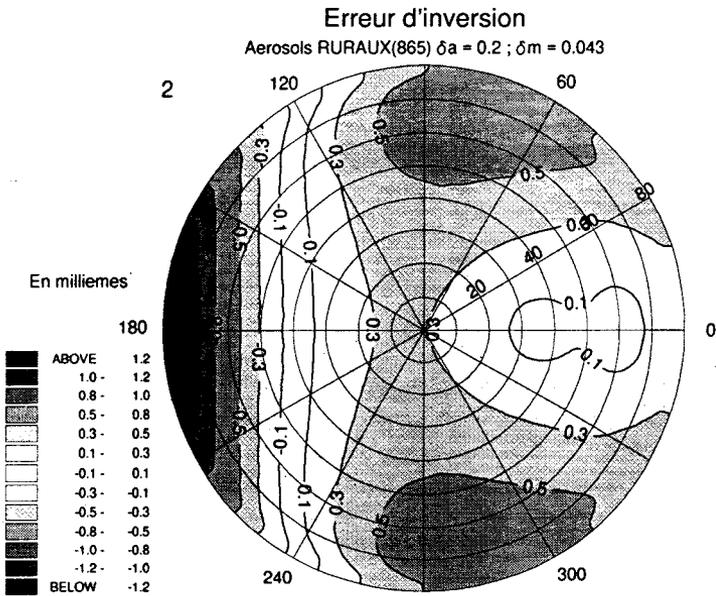
Par exemple, les Figures III.30 présentent les résultats de l'inversion de la BPDF du sol pour une atmosphère composée d'aérosols ruraux avec $\delta_a = 0.2$ et de molécules avec $\delta_m = 0.015$ à 865 nm. Nous donnons une vue globale des résultats, sous forme de diagrammes bipolaires fonctions de l'angle de visée (zéro au centre de l'image à 80 degrés) et de l'azimut (0 à 360 degrés, avec $\phi = 180^\circ$ dans la direction spéculaire). Nous traçons i) la luminance polarisée exacte du sol, sans atmosphère, pour un couvert végétal de type Rondeaux; ii) la luminance inversée à partir du signal au TOA; et iii) l'erreur sur la luminance du sol restituée après avoir réalisé l'inversion ($L_{\text{sol}}(\text{inversée}) - L_{\text{sol}}(\text{intrinsèque})$). Les simulations sont faites en tenant compte d'une réflexion lambertienne de surface avec $\rho = 0.5$. Les paramètres α et β de l'équation (III.25) valent $\alpha = 0.55$ et $\beta = 0.9$. Les diagrammes sont exprimés en millièmes.

La luminance polarisée intrinsèque du sol varie entre 0 dans la direction de rétrodiffusion et $4 \cdot 10^{-3}$ autour de la direction spéculaire (Fig. III.30.1). Pour le canal 865 nm où la contribution moléculaire est faible, son inversion à partir du champ au TOA est tout à

fait acceptable: les isocontours retrouvés sont comparables à ceux du signal recherché (Fig. III.30.2), et les erreurs d'inversion pour des aérosols ruraux sont inférieures en valeur absolue à 0.5×10^{-3} pour la plupart des directions d'observation, excepté vers le limbe, dans la direction spéculaire, où le signal est maximal (Fig. III.30.3). Notons que l'inversion tend à sous-estimer la polarisation du sol autour de la direction spéculaire alors qu'elle tend à la surestimer dans la zone de rétrodiffusion.

Pour évaluer la validité de l'inversion en fonction de la longueur d'onde, les Figures III.31 comparent les erreurs d'inversion pour des épaisseurs optiques moléculaires δ_m de 0.015 (865 nm, Fig. III.31.1), de 0.043 (670 nm, Fig. III.31.2), ou de 0.230 (443 nm, Fig. III.31.3). Il apparaît clairement que l'effet radiatif des molécules tend à dégrader l'inversion et n'est pas bien représenté par le modèle (III.22) pour le cas d'une forte épaisseur optique δ_m . Ainsi pour $\delta_m = 0.230$ (canal 443 nm), les erreurs d'inversion sont souvent supérieures à 0.5×10^{-3} et la BPDF inversée est très différente de la BPDF du sol. De même, les Figures III.32 présentent des résultats comparables (bien que sensiblement meilleurs) pour des aérosols de type maritime, avec $\alpha = 0.33$.

Si nous envisageons l'inversion de la luminance polarisée du sol dans le cas d'une très faible abondance des aérosols, pour une épaisseur optique $\delta_a = 0.05$ sur les Figures III.33, l'inversion est très bonne, avec des erreurs en dessous de 0.3×10^{-3} sur l'ensemble de l'image pour $\delta_m = 0.015$ (865 nm) et $\delta_m = 0.043$ (670 nm), soit avec une précision à mieux de $\pm 10\%$ à $\pm 5\%$ dans les directions où le signal est maximum. Dans le cadre de la mission POLDER, on peut donc envisager de déterminer la BPDF de surface à partir des mesures réalisées par jour de faible chargement de l'atmosphère. La BPDF ainsi déterminée pourra alors être utilisée ultérieurement comme condition de surface pour les mesures par jour de forte abondance des aérosols, afin cette fois d'inverser la signature des aérosols. Ceci fait l'objet du paragraphe suivant.



Inversion luminance polarisee de sol

- 1) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.2$, $\delta m = 0.015$ (865 nm)
- 2) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.2$, $\delta m = 0.043$ (670 nm)
- 3) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.2$, $\delta m = 0.230$ (443 nm)

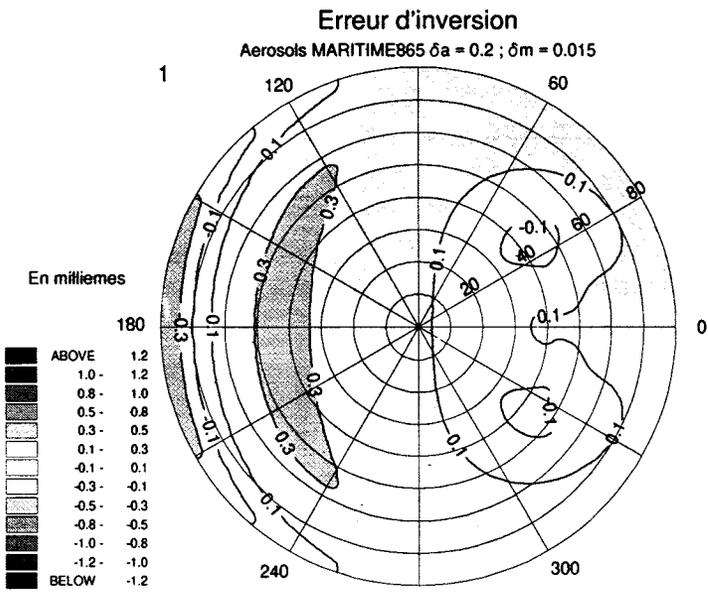
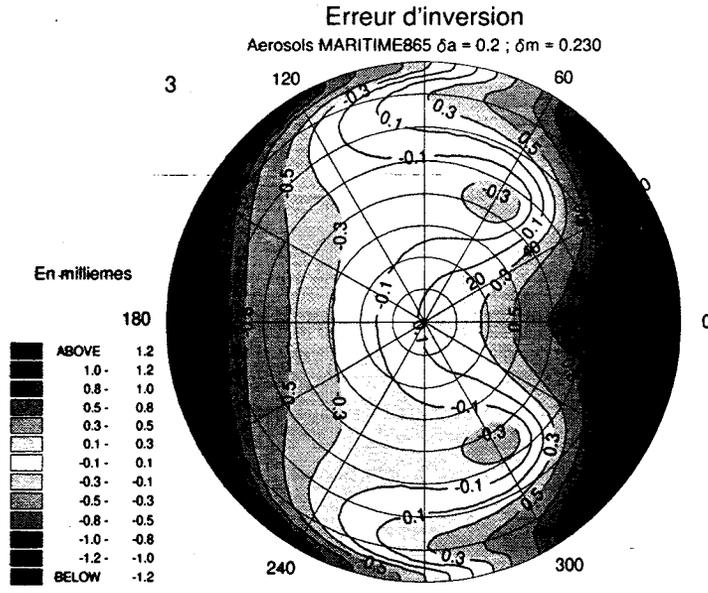
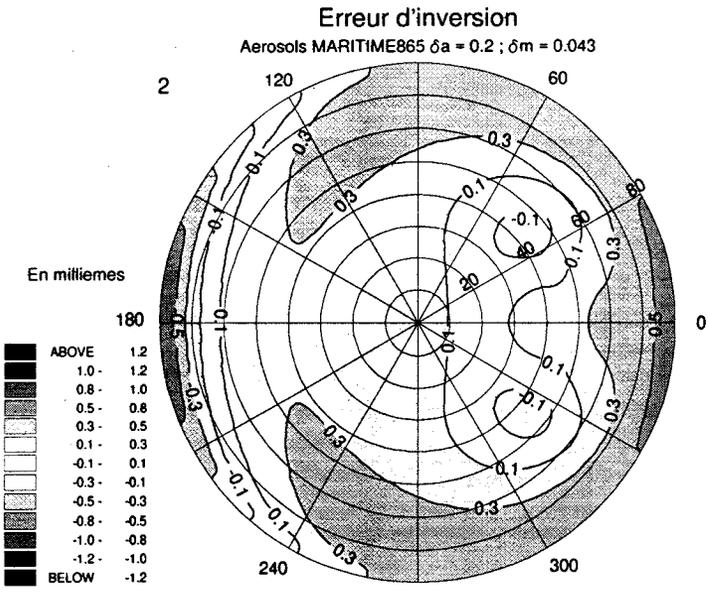
Aerosols RURAUX: $Reff = 0.20 \mu m$; $Veff = 0.45$; $\delta a = 0.2$

Surface: Couvert vegetal de type Rondeaux + $\rho = 0.5$.

$\alpha = 0.55$, $\beta = 0.9$

Soleil a 47.35 degres.

FIGURES III.31



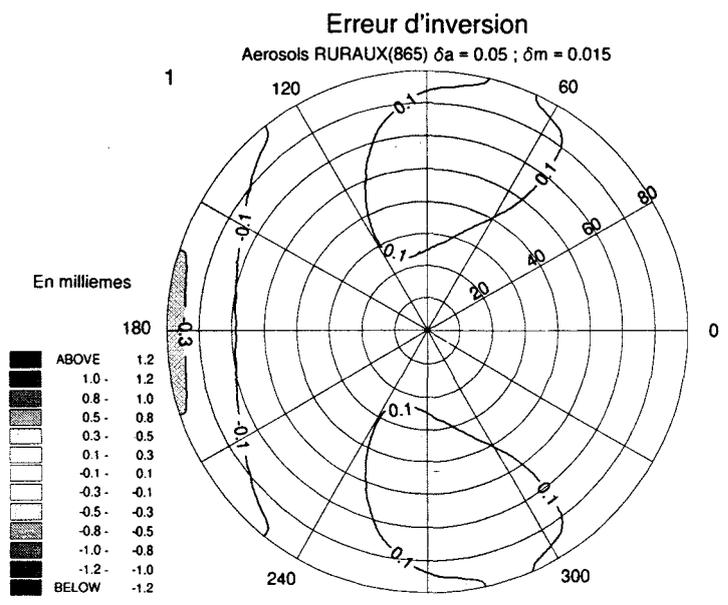
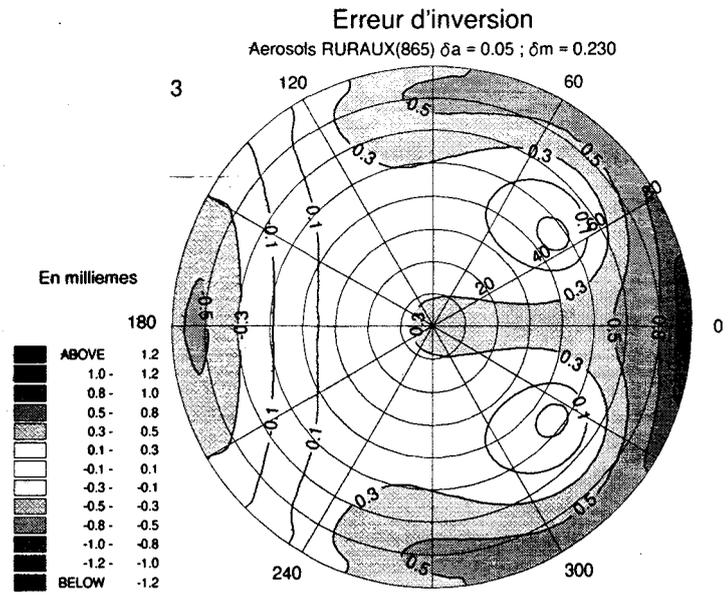
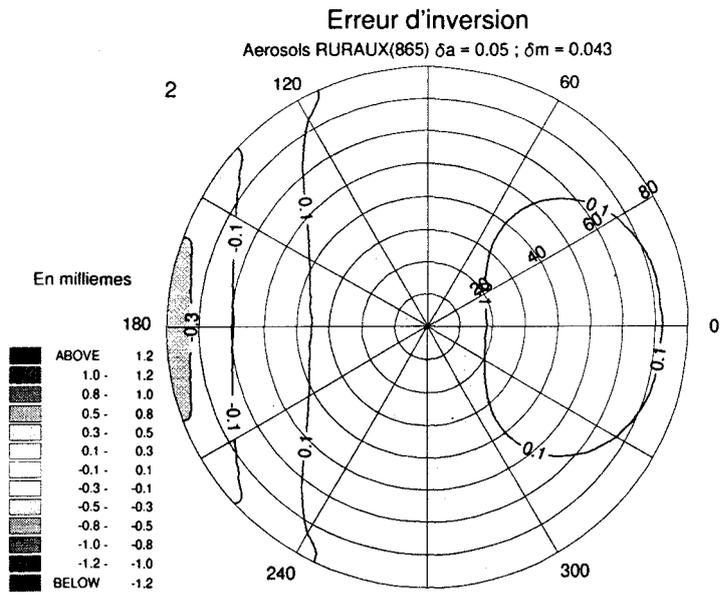
Inversion luminance polarisee de sol

- 1) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.2$, $\delta m = 0.015$ (865 nm)
- 2) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.2$, $\delta m = 0.043$ (670 nm)
- 3) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.2$, $\delta m = 0.230$ (443 nm)

Aerosols: Modele maritime de Shettle & Fenn ; $\delta a = 0.2$

Surface: Couvert vegetal de type Rondeaux + $\rho = 0.5$
 $\alpha = 0.33$, $\beta = 0.9$
 Soleil a 47.35 degres.

FIGURES III.32



Inversion luminance polarisee de sol

- 1) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.05$, $\delta m = 0.015$ (865 nm)
- 2) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.05$, $\delta m = 0.043$ (670 nm)
- 3) Erreur d'inversion: $\delta a = 0.05$, $\delta m = 0.230$ (443 nm)

Aerosols RURAUX: $Reff = 0.20 \mu m$; $Veff = 0.45$; $\delta a = 0.05$

Surface: Couvert vegetal de type Rondeaux + $\rho = 0.5$.
 $\alpha = 0.55$, $\beta = 0.9$
 Soleil a 47.35 degrees.

FIGURES III.33

V-3.2.b Inversion des aérosols:

Toujours à partir de l'équation (III.22), nous inversons la luminance polarisée montante propre des aérosols par:

$$L_p^{\text{aer}}(\delta_a, \mu, \phi) = \left[L_p^{\text{TOA}}(\delta^*, \mu, \phi) - L_p^{\text{mol}}(\delta_m, \mu, \phi) \right] \times e^{m \cdot \delta_m} \quad (\text{III.26})$$

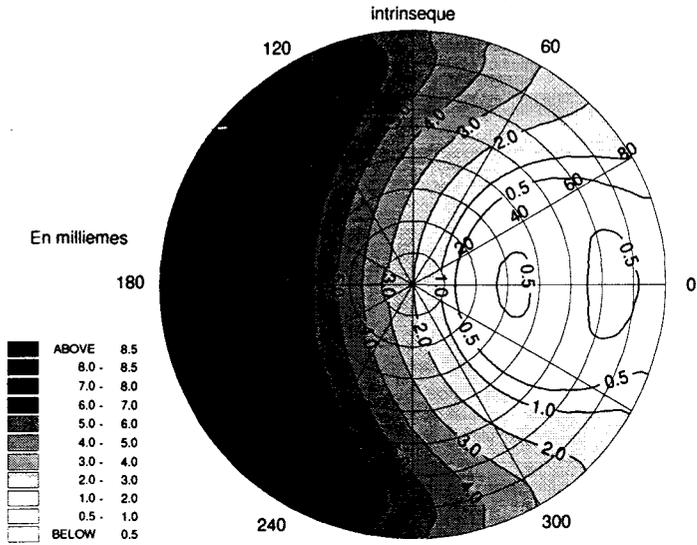
$$\left[-L_p^{\text{sol}}(\delta^* = 0, \mu, \phi) \times e^{-m \cdot (\alpha \cdot \delta_a + \beta \cdot \delta_m)} \right]$$

Les Figures III.34 et III.35 présentent les résultats de cette inversion dans les mêmes conditions que précédemment, respectivement pour des aérosols de type rural et de type maritime à 865 nm, avec une épaisseur optique $\delta_a = 0.2$. On compare la luminance polarisée propre des aérosols aux erreurs d'inversion.

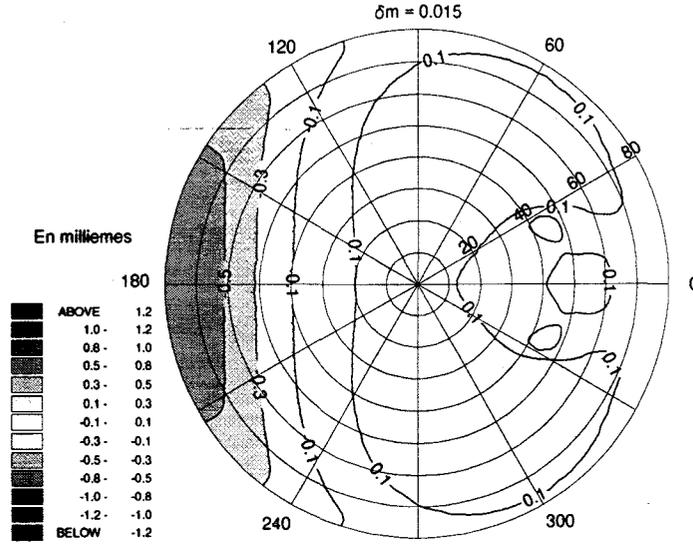
A l'instar de leurs fonctions de phase polarisées (Figures III.18), les luminances polarisées montantes intrinsèques des aérosols ruraux et des aérosols maritimes sont très différentes. Le signal des aérosols ruraux est marqué par un minimum net autour de la direction de rétrodiffusion et par un maximum vers le limbe autour de la direction spéculaire; par contre, le signal des aérosols maritimes présente un maximum encerclant le zéro de polarisation de la rétrodiffusion alors qu'il est relativement stable et faible en dehors de ce maximum. Par ailleurs, la polarisation des aérosols ruraux est plus forte que celle des aérosols maritimes. Elle atteint plus de 8×10^{-3} pour les aérosols ruraux alors qu'elle ne s'élève au maximum qu'à 3×10^{-3} pour les aérosols maritimes.

A nouveau l'inversion est meilleure pour des épaisseurs optiques moléculaires correspondant aux canaux 670 et 865 nm, où l'effet des molécules est le plus faible. Elle permet de très bien retrouver les signaux aérosols dans les zones où ils sont les plus importants, c'est à dire détectables, avec une restitution à $\pm 5\%$, pour des erreurs globalement bien inférieures à 0.5×10^{-3} .

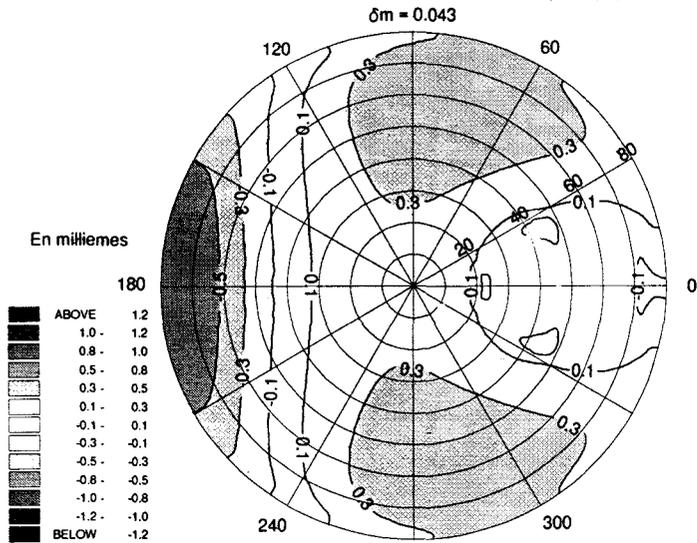
Lpol TOA: aerosols RURAUX(865) ($\delta = 0.2$)



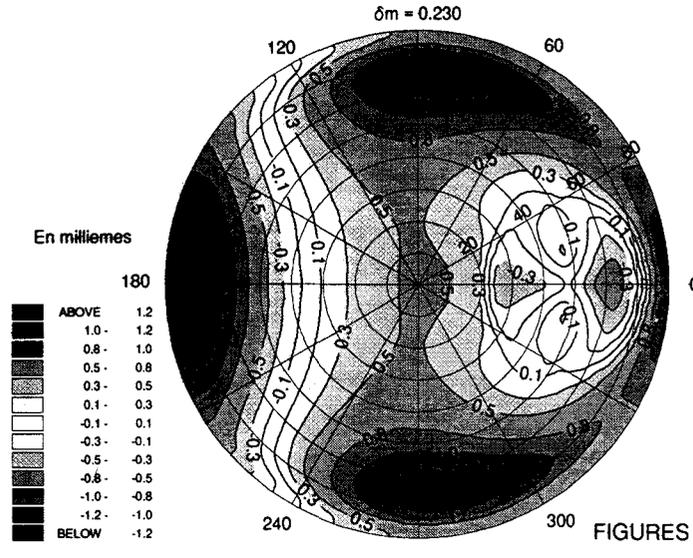
Erreur d'inversion: aerosols RURAUX(865) ($\delta = 0.2$)



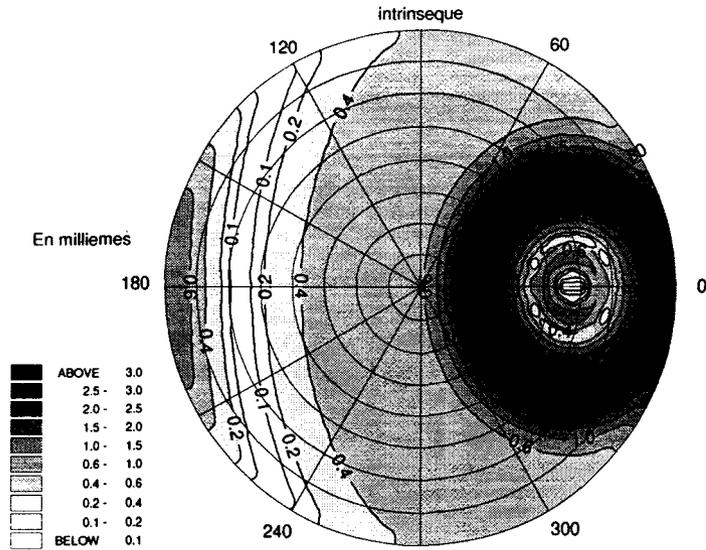
Erreur d'inversion: aerosols RURAUX(865) ($\delta = 0.2$)



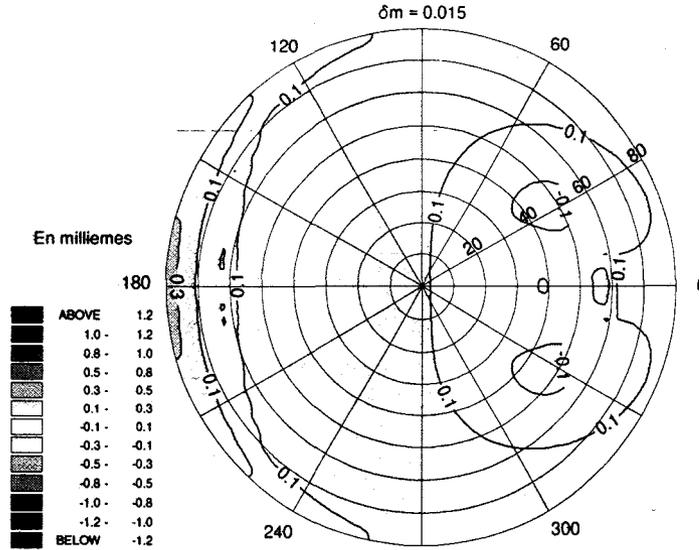
Erreur d'inversion: aerosols RURAUX(865) ($\delta = 0.2$)



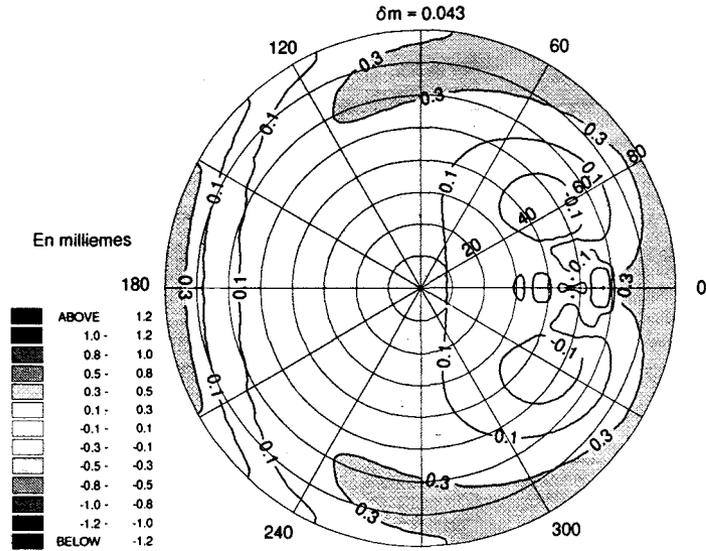
Lpol TOA: aerosols MARITIME865 ($\delta = 0.2$)



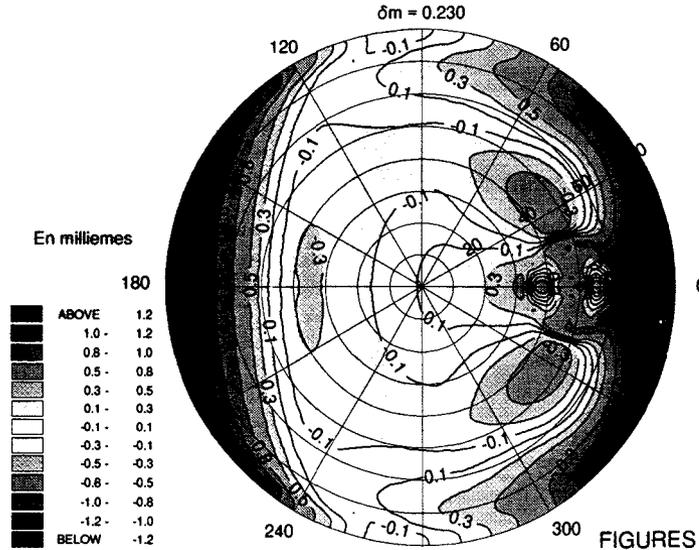
Erreur d'inversion: aerosols MARITIME865 ($\delta = 0.2$)



Erreur d'inversion: aerosols MARITIME865 ($\delta = 0.2$)



Erreur d'inversion: aerosols MARITIME865 ($\delta = 0.2$)



V-4 Robustesse du modèle:

Jusqu'à présent, les simulations présentées correspondent à une même incidence du Soleil ($\theta_s = 47.3$) et à une même BPDF de surface (modèle de Rondeaux). Or la pondération de l'épaisseur optique en $\alpha \cdot \delta_a$ repose principalement sur l'idée qu'il existe une limite géométrique pour l'ouverture du cône d'incidence des rayons lumineux éclairant le sol avant réflexion (ou bien des rayons réfléchis se diffusant dans une direction d'observation donnée) au delà de laquelle les polarisations induites par réflexion (ou celles se diffusant dans une direction donnée) ont tendance à se détruire mutuellement. Aussi, notre modèle devrait être peu sensible à la valeur de l'angle zénithal solaire ou au type de BPDF de surface.

V-4.1 Sensibilité à l'angle zénithal solaire:

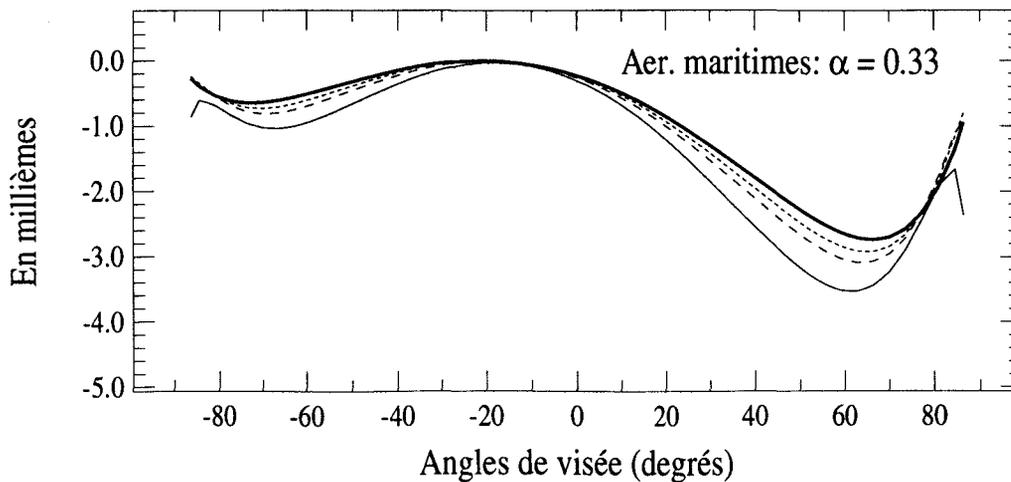
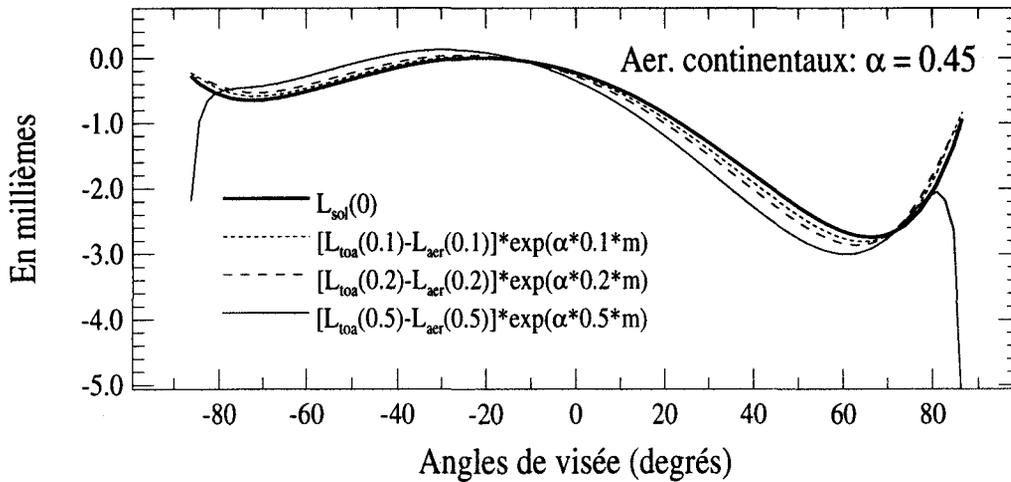
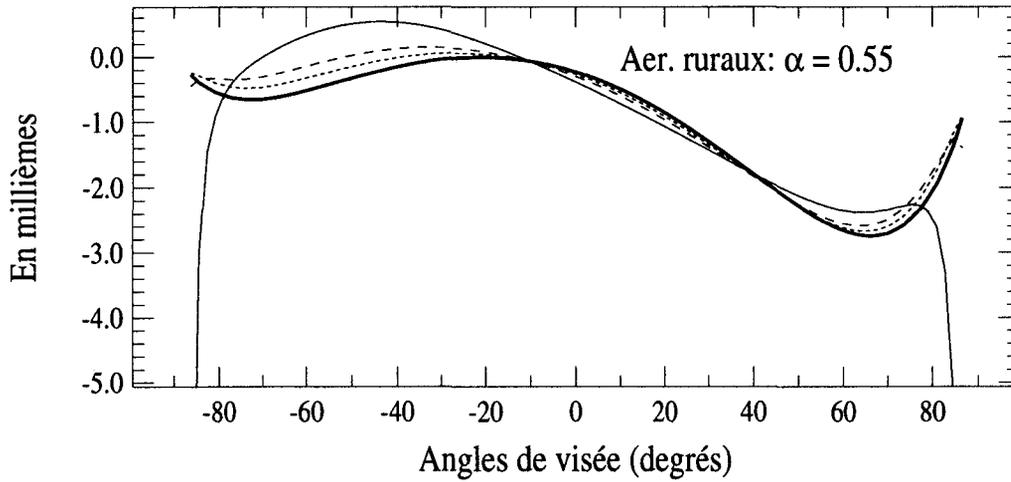
Les Figures III.36 et III.37 présentent, respectivement pour $\theta_s = 21.3^\circ$ et $\theta_s = 65.9^\circ$, l'inversion de la luminance polarisée du sol à partir de simulations d'observation au TOA pour une couche pure d'aérosols d'épaisseur optique $\delta_a = 0.1, 0.2$ ou 0.5 . On a utilisé à nouveau les trois modèles précédants avec les coefficients de pondération α correspondants; à savoir: le modèle rural ($\alpha = 0.55$), le modèle continental ($\alpha = 0.45$), et le modèle maritime ($\alpha = 0.33$). On constate que l'inversion de la BPDF du sol est aussi bonne pour $\theta_s = 21.3^\circ$ que pour $\theta_s = 47.3^\circ$ (Figure III.28) mais qu'une légère dégradation apparaît pour $\theta_s = 65.9^\circ$, où les erreurs peuvent atteindre le millième pour $\delta_a = 0.2$.

Cependant, l'inversion de la luminance polarisée des aérosols reste aussi bonne pour ces trois angles solaires (voir les Figures III.29, III.38 et III.39). Notre formulation simplifiée de la luminance polarisée au TOA est donc relativement robuste au changement d'angle zénithal solaire, qui n'influe pas sur le paramètre α de pondération de l'épaisseur optique. Ce paramètre dépend donc du type d'aérosols, mais pas de la position du Soleil tant qu'on ne considère pas des incidences trop rasantes.

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 21.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données TOA

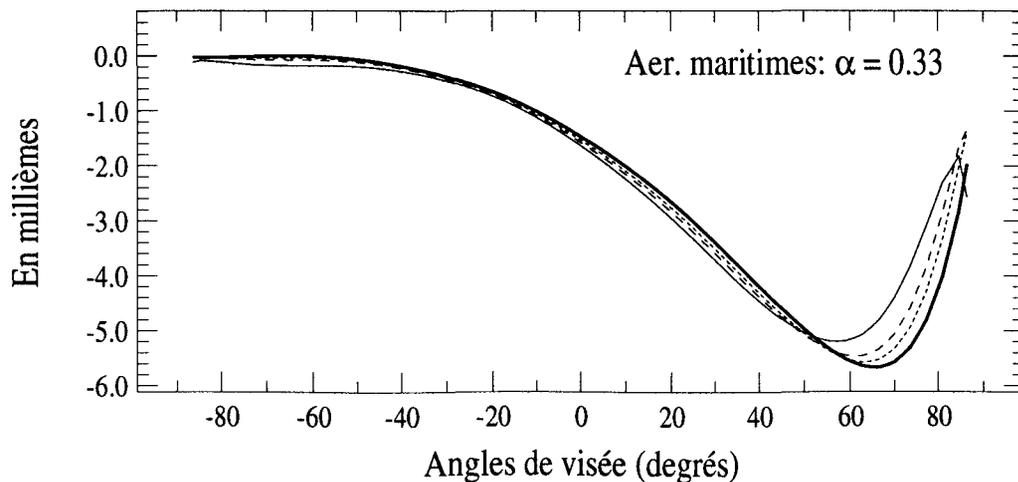
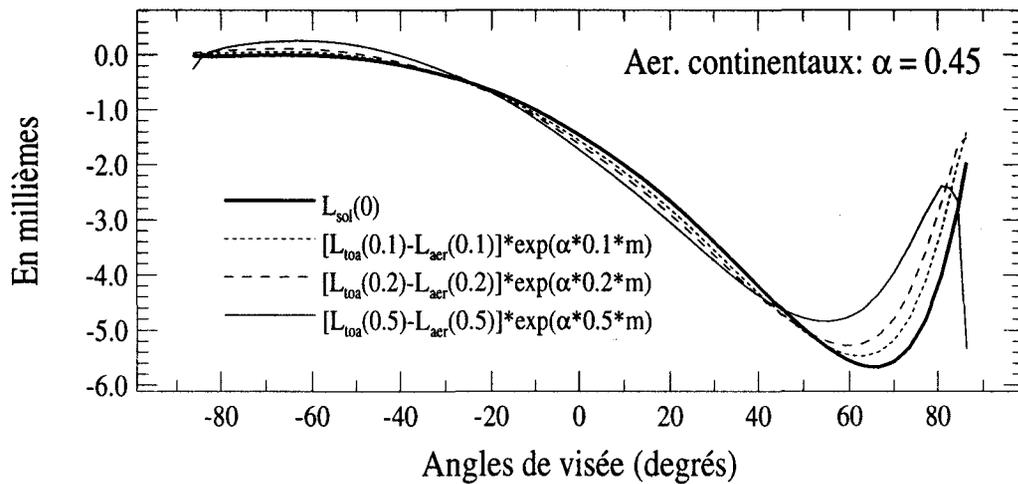
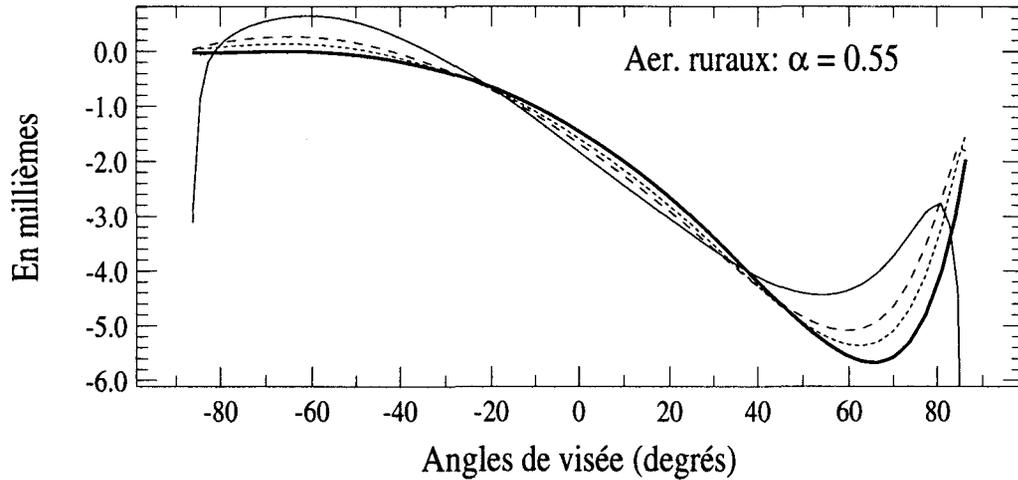


Figures III.36: Inversion de $L_{pol}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au TOA. Test pour différents modèles d'aérosols. Surface: Modèle de Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 21.3^\circ$.

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{sol}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 65.9^\circ$

Inversion de $L_{\text{pol}}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données TOA

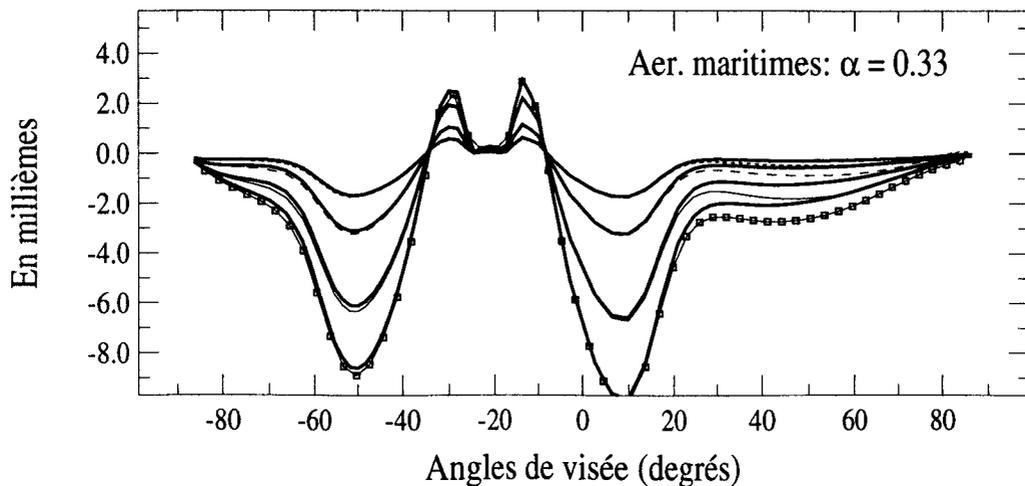
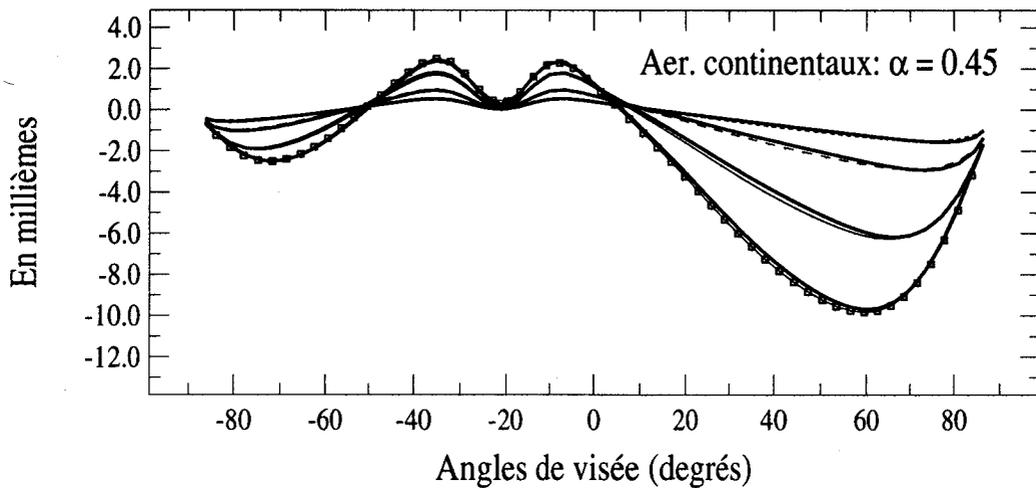
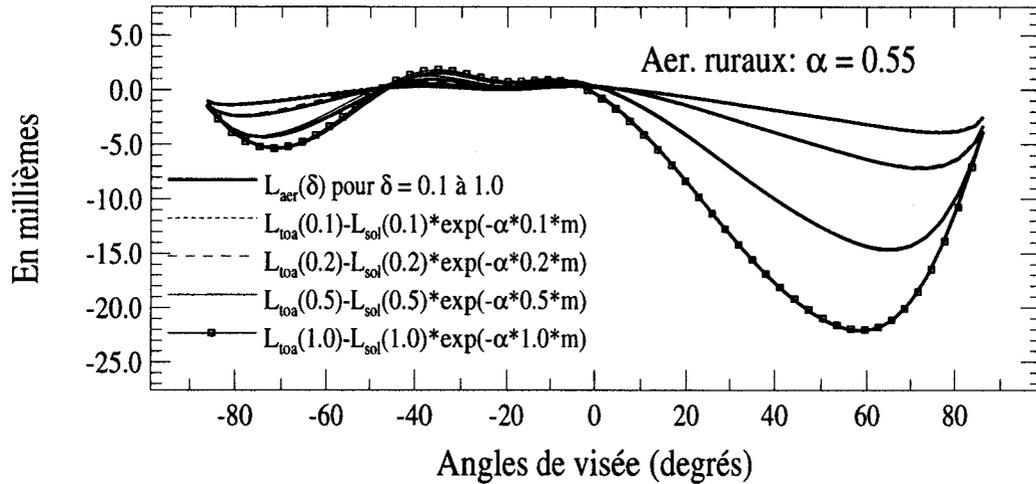


Figures III.37: Inversion de $L_{\text{pol}}(\delta=0)$ du sol à partir de simulations de mesures $L_{\text{pol}}(\delta)$ au TOA. Test pour différents modèles d'aérosols. Surface: Modèle de Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 65.9^\circ$.

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{aer}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 21.3^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ aérosols à partir des données TOA

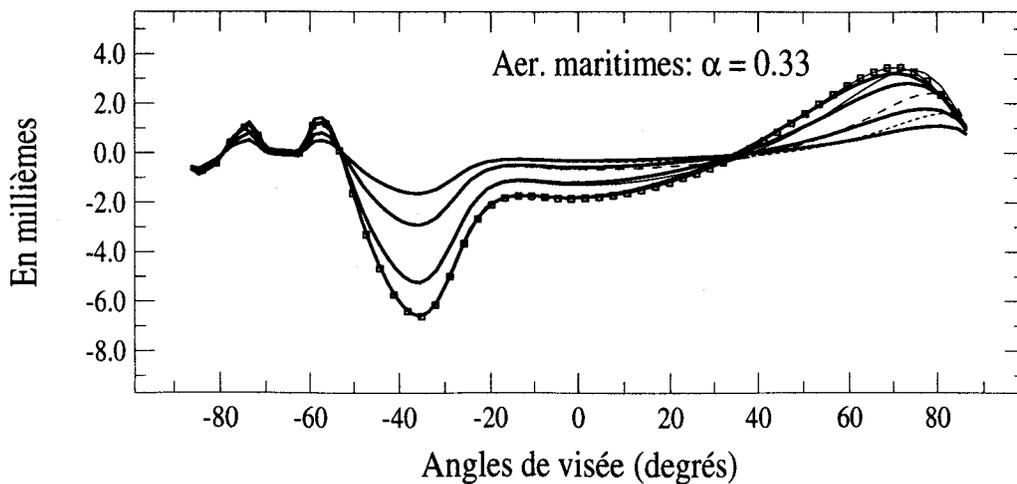
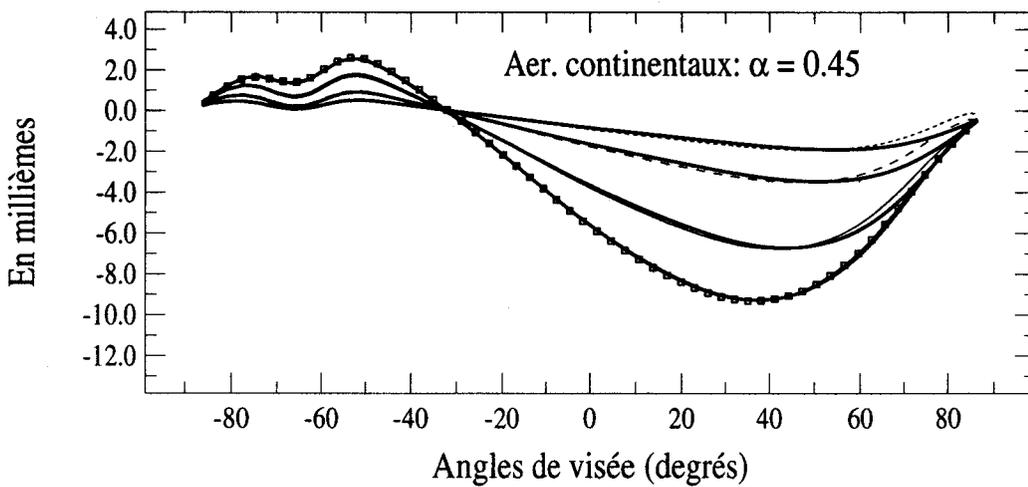
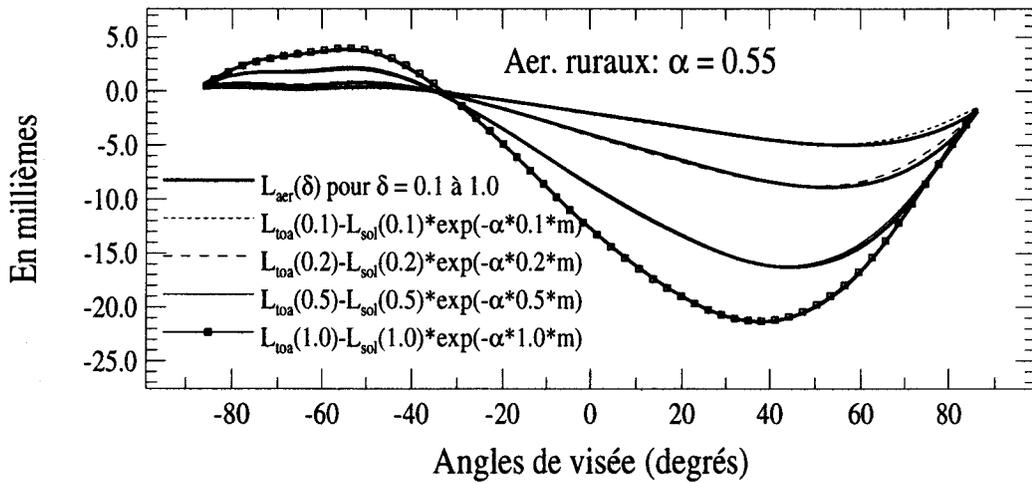


Figures III.38: Inversion de $L_{pol}(\delta)$ aérosols à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au TOA. Test pour différents modèles d'aér., $\delta = 0.1, 0.2, 0.5$ et 1 . Surface: Modèle Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 21.3^\circ$.

Couche d'aérosols: Test α , Inversion L_{aer}

Plan d'incidence ; $\theta_s = 65.9^\circ$

Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ aérosols à partir des données TOA



Figures III.39: Inversion de $L_{pol}(\delta)$ aérosols à partir de simulations de mesures $L_{pol}(\delta)$ au TOA. Test pour différents modèles d'aér., $\delta = 0.1, 0.2, 0.5$ et 1 . Surface: Modèle Rondeaux + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 65.9^\circ$.

V-4.2 Sensibilité au modèle de réflexion de surface:

Modifions maintenant le modèle de BPDF de surface. Tout d'abord, nous considérons une surface réfléchissant selon le modèle de Bréon (équation III.7), pour un angle zénithal solaire de 47.3 degrés. Les Figures III.40 montrent que l'inversion de la luminance polarisée du sol ou de celle des aérosols (type rural, $\delta_a = 0.2$), à partir de simulations au TOA, est alors beaucoup moins bonne, les erreurs d'inversion atteignant quelques 3 à $5 \cdot 10^{-3}$. Cependant, ce modèle qui rend compte de la polarisation d'un sol nu, en supposant la surface composée d'un ensemble de sphères de rayons différents, néglige les effets d'ombre, ce qui entraîne une forte augmentation de la réflectance de surface pour les grands angles zénithaux. Ce comportement peut ne pas être réaliste au limbe. Si nous conservons l'allure de la BPDF d'un modèle de Rondeaux mais en l'amplifiant d'un facteur 3, de sorte à avoir une polarisation comparable à celle du modèle de Bréon jusqu'à une visée de $+60^\circ$, mais qui se réduit au limbe, les Figures III.41 montrent que l'inversion de la luminance polarisée du sol ou des aérosols (type rural, $\delta_a = 0.2$) reste correcte, avec des erreurs maximales de $1 \cdot 10^{-3}$. Certes, la qualité de ces résultats est moins bonne que pour une inversion avec une BPDF de Rondeaux non amplifiée, notamment pour l'inversion des aérosols. Cependant, elle reste acceptable et montre que notre formulation supporte assez bien la modification des propriétés de réflexion de surface.

En définitive, notre modélisation simplifiée de la polarisation au TOA est peu sensible à la hauteur du Soleil ou à la nature de la surface, mais elle peut devenir insuffisante dans le cas d'un milieu inférieur beaucoup plus polarisant que la couche supérieure. Dans ces conditions, il manque visiblement un terme de couplage dans la modélisation.

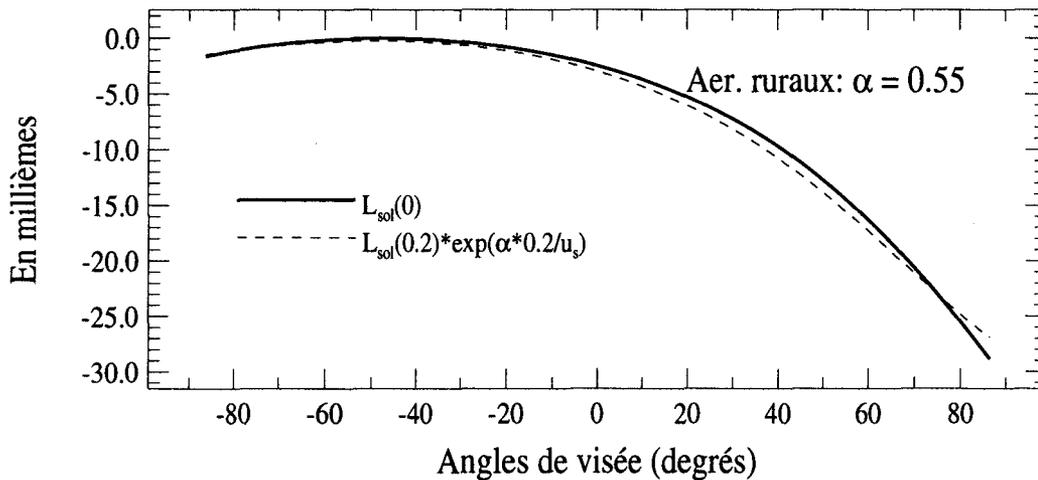
La Figure III.40 supérieure montre que la rediffusion, par la couche inférieure, du rayonnement diffus descendant est assez bien prise en compte par le formalisme. Le terme manquant doit donc correspondre à la rediffusion, par la couche supérieure, du rayonnement polarisé intense qu'elle reçoit de la couche inférieure.

Ces différents défauts montrent donc les limites d'un modèle très simplifié qui réduit les couplages au seul rayonnement diffus de directions voisines du faisceau solaire. Cependant, pour aller plus loin, il faudrait tenir compte de la globalité du champs diffus, et on perdrait du même coup l'intérêt d'un modèle simple. Nous nous limiterons ici à notre approximation, en notant les performances très correctes dans les situations examinées plus haut, mais en gardant à l'esprit ses limites d'applicabilité.

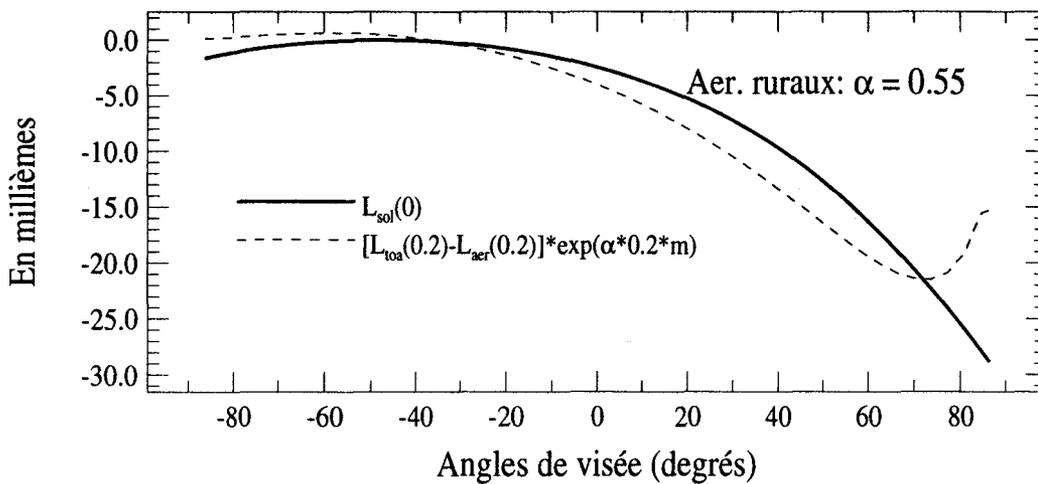
Couche d'aérosols: Test α , Modèle de Bréon

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

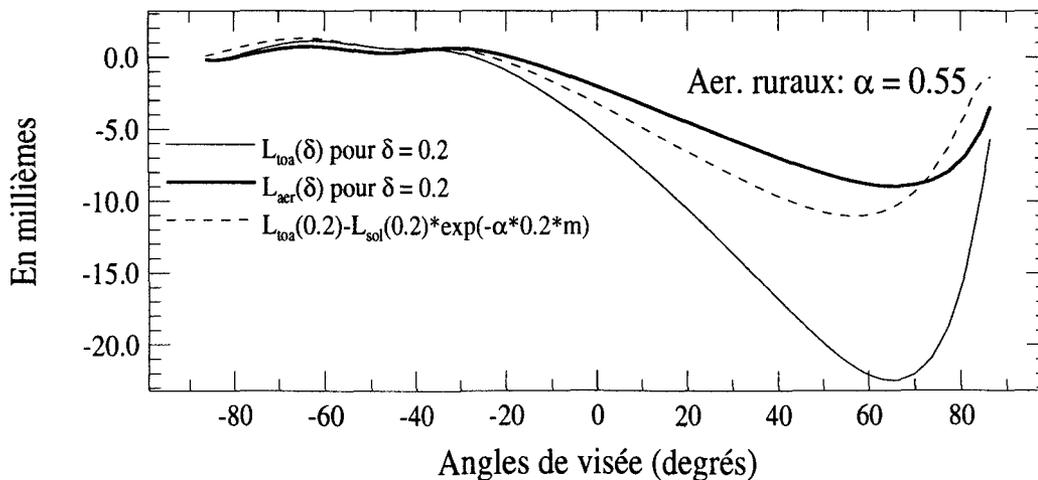
Inversion de $L_{\text{pol}}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données SOL



Inversion de $L_{\text{pol}}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données TOA



Inversion de $L_{\text{pol}}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ aérosols à partir des données TOA

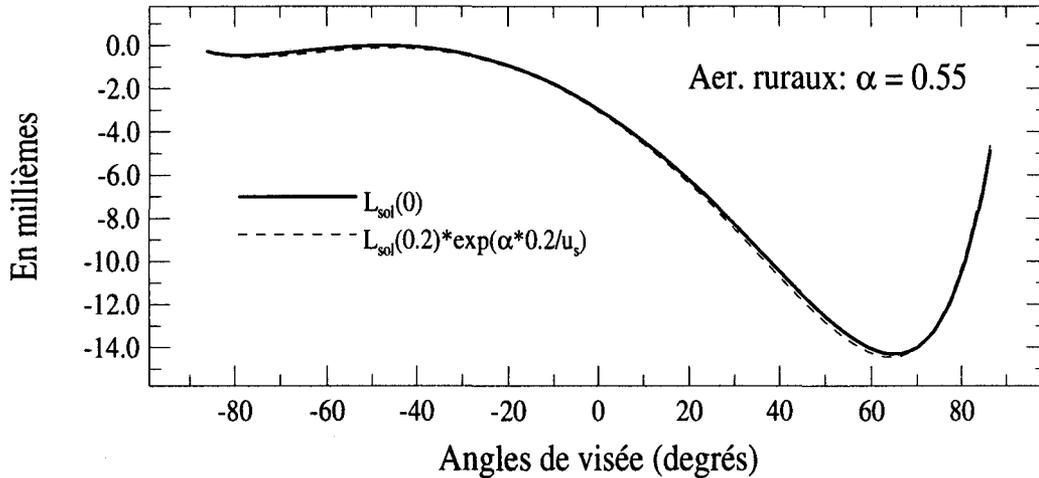


Figures III.40: Inversion de L_{pol} du sol ou des aérosols à partir de simulations au SOL ou au TOA. Test pour le modèle d'aér. ruraux, $\delta = 0.2$. Surface: Modèle Bréon + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 47.3^\circ$.

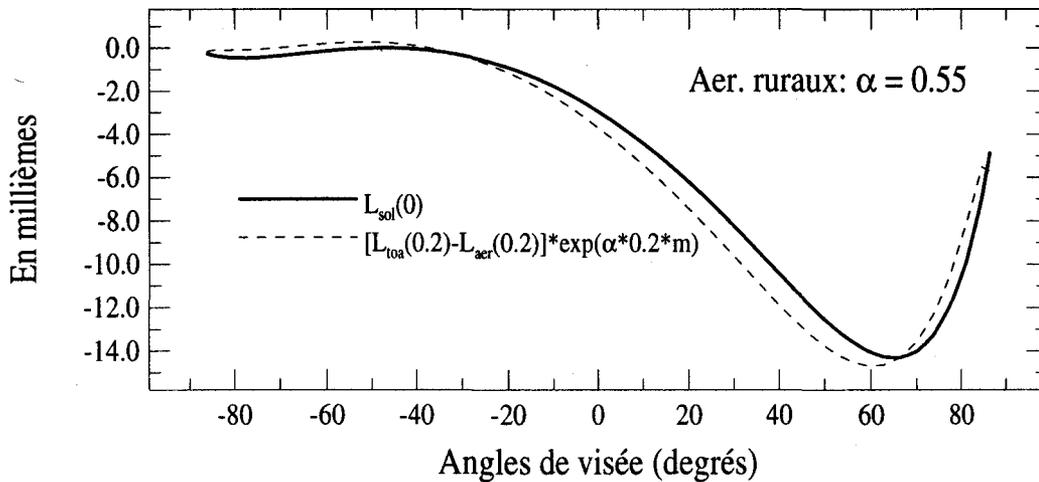
Couche d'aérosols: Test α , Modèle de Rondeaux*3

Plan d'incidence ; $\theta_s = 47.3^\circ$

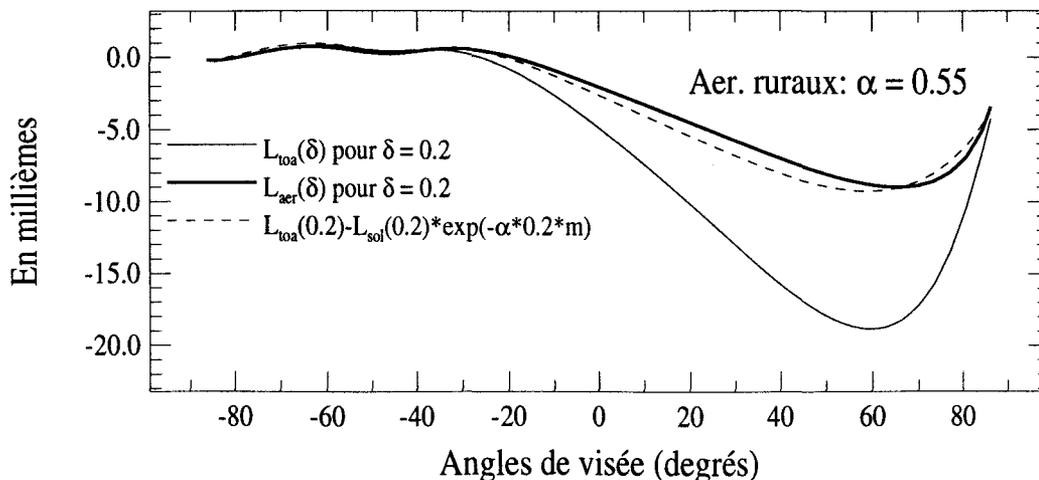
Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données SOL



Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ du sol à partir des données TOA



Inversion de $L_{pol}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ aérosols à partir des données TOA



Figures III.41: Inversion de L_{pol} du sol ou des aérosols à partir de simulations au SOL ou au TOA. Test pour le modèle d'aér. ruraux, $\delta = 0.2$. Surface: Modèle Rondeaux*3 + $\rho = 0.5$. $\theta_s = 47.3^\circ$.

VI- Conclusion:

Le formalisme simplifié de l'équation (III.22) est donc satisfaisant pour rendre compte de la formation de la polarisation émergeant au TOA, dans les canaux proches infrarouges de POLDER (670 à 865 nm) où l'épaisseur optique moléculaire est faible, et pour des chargements modérés de l'atmosphère ($\delta_a \leq 0.2$). Dans ces conditions, il permet d'inverser, à partir du signal au TOA, la BPDF du sol ou la composante polarisée des aérosols (en supposant l'autre terme connu), avec des erreurs typiquement inférieures à $5 \cdot 10^{-4}$ en luminance normalisée polarisée.

Dans le cadre de la correction des aérosols stratosphériques, où c'est la BPDF du réflecteur {surface + troposphère} qui est recherchée, la couche d'aérosols a une faible épaisseur optique, souvent très inférieure à 0.2 dans le visible. Le formalisme proposé semble donc adapté à la correction des aérosols stratosphériques pour les mesures de polarisation de POLDER. Le coefficient de pondération de l'épaisseur optique $\alpha = 0.55$ doit donc convenir, puisqu'il a été obtenu pour des aérosols stratosphériques qui étaient assimilés à des aérosols "ruraux".

Chapitre 4

Correction des aérosols stratosphériques: Principes et performances

La correction des aérosols stratosphériques doit être réalisée au début de la chaîne de traitement de POLDER, sans la moindre connaissance des propriétés de la surface et de l'atmosphère sous-jacentes, en utilisant uniquement les informations sur les aérosols stratosphériques obtenues par l'exploitation antérieure des données de SAGE II. De plus, des milliards de pixels seront à traiter pendant la durée de la mission. Aussi, afin de réaliser une correction en temps réel, avec un faible coût en mémoire, des algorithmes de correction simples sont nécessaires.

La correction consiste en l'estimation de l'impact des aérosols stratosphériques, qui sera ôté du signal mesuré au TOA pour obtenir le signal sans aérosols stratosphériques. En fonction des différents objectifs et contraintes, le principe de correction est différent selon que les observations se font au dessus des océans ou au dessus des terres émergées et des nuages. 1) Au dessus des océans, où une correction précise de la luminance est requise et où l'influence du glitter est complexe, des pré-calculs exacts de l'impact stratosphérique sont réalisés. 2) Au dessus des terres émergées et des nuages, une méthode plus rustique peut être utilisée pour corriger la luminance car il n'y a pas d'exigence de grande précision. L'impact est essentiellement dû à la diffusion primaire dans la couche des aérosols stratosphériques. La correction de la luminance est réalisée simplement en soustrayant la contribution intrinsèque

de la stratosphère, calculée dans l'approximation de diffusion primaire. De façon similaire, la luminance polarisée troposphérique est obtenue en corrigeant les mesures de la contribution intrinsèque de la stratosphère et en tenant compte de la transmission à travers la stratosphère (Cf. Chapitre 3).

Nous examinons ici la validité de ces schémas de correction, à partir de simulations numériques, en supposant les propriétés des aérosols stratosphériques parfaitement connues.

I- Schéma de correction des mesures sur océan:

Sur océan, l'objectif principal de la mission POLDER est de déduire le contenu en chlorophylle de l'eau de mer à partir de l'estimation de sa réflectance dans les canaux de courtes longueurs d'onde [Deschamps *et al.*, 1994]. Pour cela, à partir des mesures de luminance dans les canaux proche infrarouge de POLDER, on estime l'influence, sur les mesures aux courtes longueurs d'onde, des aérosols troposphériques, de l'écume et du glitter. Cette estimation est basée sur des pré-calculs du comportement spectral de la luminance pour différents modèles d'aérosols troposphériques. Le deuxième objectif est d'obtenir les caractéristiques des aérosols troposphériques à partir des mesures dans le proche infrarouge (665 - 865 nm), où l'océan est noir et la diffusion moléculaire est faible. L'inversion des aérosols utilise le comportement spectral et directionnel de la luminance, ainsi que les mesures de polarisation à 865 nm, qui permettent d'évaluer l'indice de réfraction des particules.

I-1 Schéma de correction pour la luminance

Notre premier objectif est de réaliser une correction précise de l'effet des aérosols stratosphériques sur les luminances, à partir desquelles la couleur de l'océan est obtenue. En termes de luminance normalisée L (i.e. $\pi.L^*/E_s$, où L^* est la luminance conventionnelle et E_s est le flux solaire), la précision prévue est de 4.10^{-4} dans les canaux de la couleur de l'océan (443, 490 and 565 nm) et de 2.10^{-4} dans les autres canaux (665, 765 and 865 nm), qui est le bruit radiométrique équivalent de POLDER [Deschamps et al., 1994]. Comme une formule simple ne permet pas d'obtenir facilement une aussi bonne précision, nous utilisons des pré-calculs exacts d'impacts stratosphériques, c'est à dire de la différence entre la luminance calculée avec ou sans la couche d'aérosols stratosphériques. On soustraira cet impact du signal mesuré pour obtenir les données corrigées à entrer dans la chaîne de traitement de la couleur de l'océan.

L'impact est pré-calculé pour des conditions maritimes standards de la troposphère et de la surface; nous nous attendons à ce qu'il dépende peu de ces conditions, et essentiellement de celles de la stratosphère. Cette hypothèse a été testée en appliquant la correction sur un champ de luminances simulé au TOA pour des conditions de troposphère et de surface différentes de celles standards. L'impact est calculé à l'aide du code des OS [Deuzé, 1973; Deuzé et al., 1989] qui calcule les diffusions successives dans l'atmosphère de la lumière réfléchiée par les vagues et de la luminance diffusée par l'eau (Cf. Chapitre 2). Les conditions standards de la situation océanique correspondent (i) à un modèle d'aérosols maritimes [Shettle and Fenn, 1979] qui est un mélange de particules " sea-salt" pour 1% du volume (origine océanique) et d'aérosols ruraux pour 99% (origine continentale) avec une épaisseur optique de 0.1 à 865 nm; (ii) une vitesse de vent moyenne de 7 m/s, dans le modèle de vagues de Cox et Munk [1954]; et (iii) une concentration en chlorophylle de 0.3 mg/m^3 , en se référant au cas I de Morel [1988], qui définit la réflectance lambertienne associée à la lumière diffusée par l'eau.

Les impacts sont pré-calculés pour une gamme de différentes conditions stratosphériques et d'observation. Les conditions de bases retenues sont tablées pour 3 modèles d'aérosols (particules à 75% H_2SO_4 ; granulométrie log-normale avec R_{eff} de 0.1, 0.2 et 0.3 μm , et un constant V_{eff} de 0.45), pour 4 épaisseurs optiques (0.01, 0.02, 0.03 et 0.04) dans les canaux 443, 490, 565, 670, 765 et 865 nm de POLDER, et pour 1900 géométries d'observation (10 angles zénithaux solaires θ_s et 10 angles de visée θ_v de 0 à 81 degrés, et 19 azimuts ϕ de 0 à 180 degrés, la direction spéculaire correspondant à $\phi = 180^\circ$). Les interpolations, pour des conditions intermédiaires, sont étudiées dans le paragraphe I-3.

Les simulations sont faites en termes de luminance normalisée. A 443 nm, la Figure IV.1 présente les résultats de la correction de luminance dans le plan principal solaire, pour des conditions de troposphère et de surface différentes des conditions standards, et pour des aérosols stratosphériques différents de la base de données. Nous traçons la luminance exacte au TOA, l'impact stratosphérique exact, et l'erreur résiduelle (en valeur absolue) sur la luminance troposphérique restituée après avoir réalisé la correction. La performance de la correction a été testée pour une épaisseur optique de la couche des aérosols stratosphériques environ 6 fois plus importante qu'en Janvier 1997, avec $\delta_{SA} = 0.035$ à 443 nm, représentative de la situation du second semestre de 1993, c'est à dire deux ans après Pinatubo. L'angle zénithal solaire est de 21.3 degrés.

A 443 nm, la luminance au TOA est environ de 0.100 à 0.300 et l'impact stratosphérique de -0.012 à 0.007. Hormis dans la région du glitter et du limbe, la correction est efficace avec une erreur résiduelle inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$. Dans la région du glitter, l'erreur est plus importante que $1 \cdot 10^{-3}$. Ceci est dû à la grande différence entre l'intensité du glitter pour les pré-calculs (vent de 7 m.s^{-1}) et pour le test (2 m.s^{-1}). Vers le limbe, comme le gradient d'impact est fort, et l'impact pré-calculé échantillonné par pas de 9 degrés seulement sur les angles de visée, l'interpolation angulaire ne peut pas être aussi efficace que pour une zone de faible variation de l'impact.

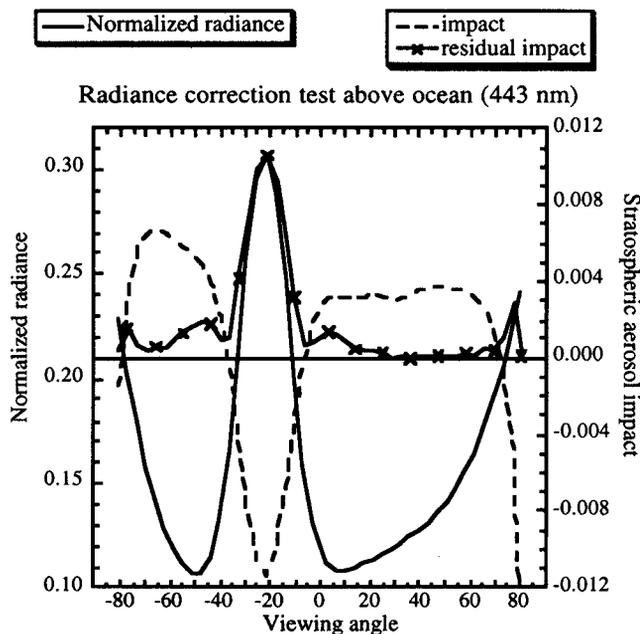
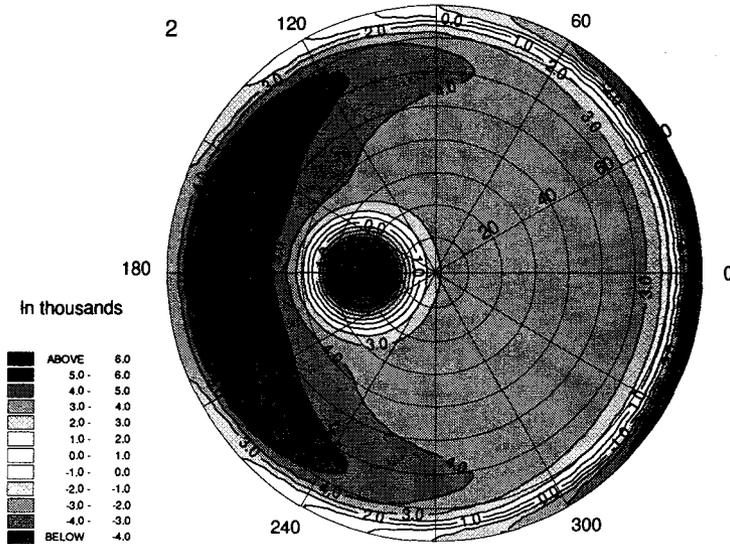


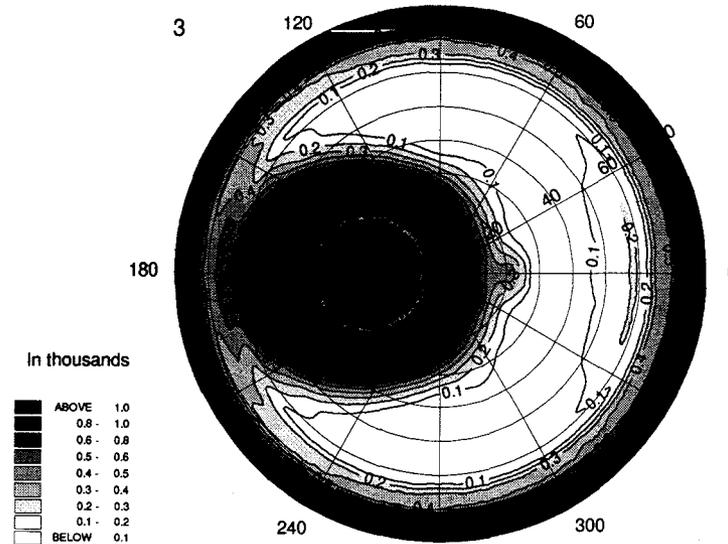
Figure IV.1: Luminance normalisée au TOA (axe gauche), impact des aérosols stratosphériques (axe droit) et impact résiduel (axe droit; en valeur absolue) après réalisation de la correction, en fonction de l'angle de visée, pour des observations dans le plan principal solaire. L'angle zénithal solaire est $+21.3^\circ$. Simulation à 443 nm au dessus de l'océan, pour un ciel clair. Calcul pour une couche d'aérosols stratosphériques et des conditions de troposphère et de surface différentes de celles utilisées dans les pré-calculs. Le modèle d'aérosol stratosphérique est une LND de variance effective 0.45 et rayon effectif $0.25 \mu\text{m}$ (au lieu de 0.2 ou $0.3 \mu\text{m}$ dans les données annexes), avec une épaisseur optique $\delta_{SA} = 0.035$ (au lieu de 0.03 ou 0.04). Le modèle d'aérosol troposphérique est une LND de particules rurales selon Shettle et Fenn [1979] (au lieu du modèle maritime utilisé dans les données annexes), avec une épaisseur optique $\delta_{TA} = 0.05$ (au lieu de 0.114). L'épaisseur optique moléculaire est $\delta_m = 0.23$. La vitesse du vent est de 2 m/s (au lieu de 7 m/s), et l'albédo de la mer est de 1% (au lieu de 2%).

Les Figure IV.2 sont des images bidimensionnelles des résultats (azimut de 0 à 360°). Elles montrent que la correction de luminance est satisfaisante avec un impact stratosphérique résiduel plus petit que $5 \cdot 10^{-4}$ dans le domaine de l'image utile pour l'obtention de la couleur de l'océan, i.e. pour des angles zénithaux de visée inférieurs à 60° et en dehors de la zone du glitter. Les résultats seront encore meilleurs pour l'épaisseur optique actuelle de la couche des aérosols stratosphériques, qui est plus faible que dans cet exemple. A 865 nm , la correction mène au même ordre de précision.

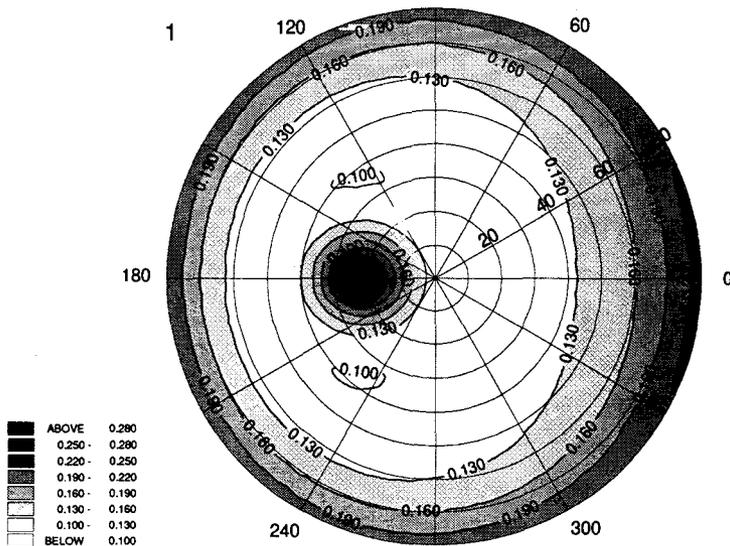
Stratospheric aerosol impact for I at 443 nm



Residual impact for I at 443 nm



I443 TOA (op. thick. SA = 0.035)

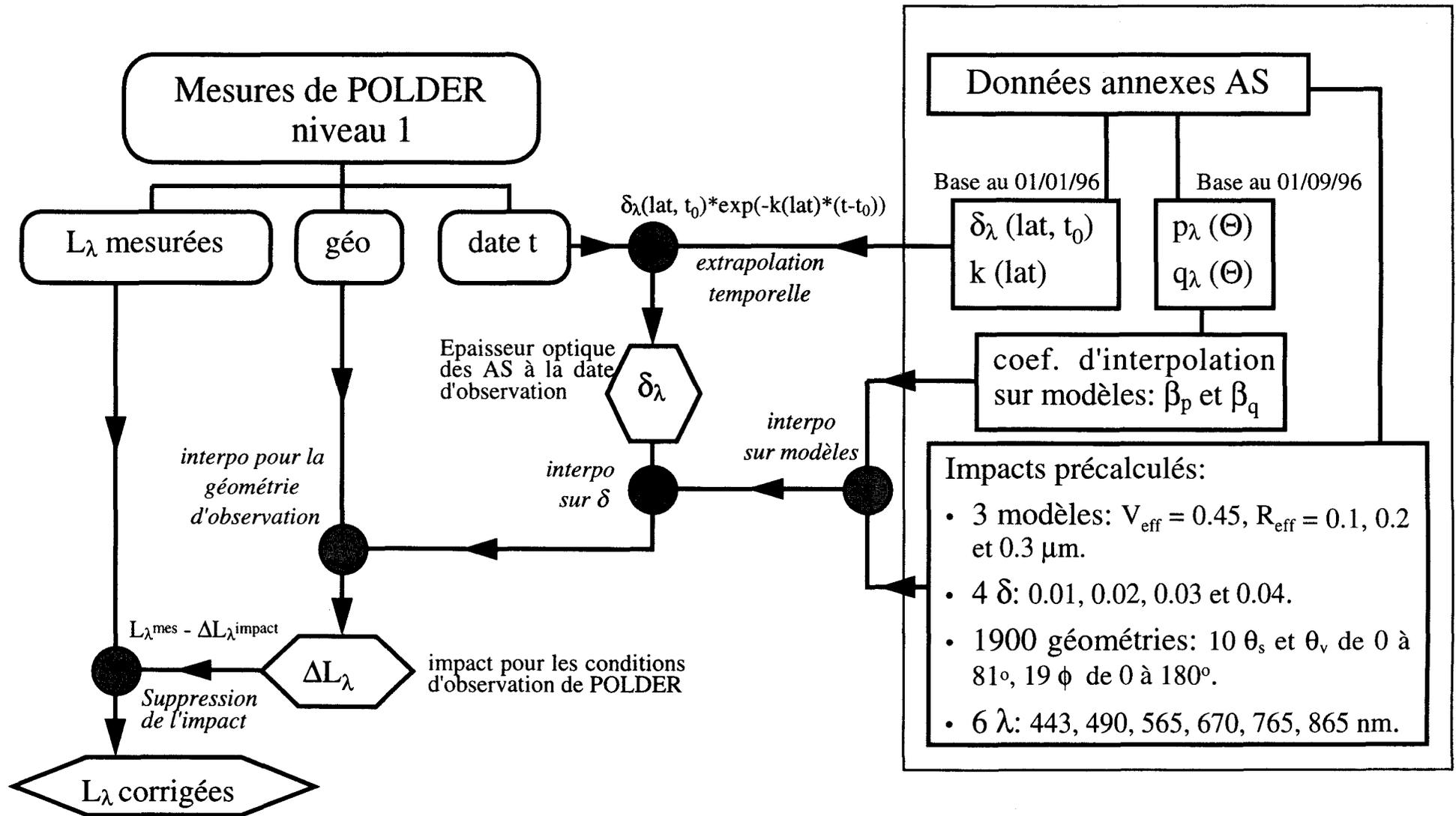


OC: GLOBAL CORRECTION TEST AT 443 nm

- 1) Normalized radiance at the TOA.
- 2) Impact.
- 3) Residual impact (absolute values).

FIGURES IV.2

Correction sur océans



I-2 Schéma de correction pour la polarisation au dessus des océans:

Le même schéma de correction est appliqué pour la polarisation dans le canal 865 nm. Il est appliqué sur les paramètres de Stokes Q et U (Annexe A), qui sont liés à la luminance normalisée polarisée L_{pol} et à l'angle de polarisation χ , entre la direction de polarisation et le plan méridien, par:

$$L_{pol} = \sqrt{Q^2 + U^2} \quad (IV.1)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \cdot \text{Arctan} \frac{U}{Q} \quad (IV.2)$$

Pour les mêmes conditions que la Figure IV.1, mais dans le canal 865 nm, la Figure IV.3 présente la luminance polarisée normalisée L_{pol} , l'impact des aérosols stratosphériques et l'erreur résiduelle de correction pour des observations dans le plan principal solaire.

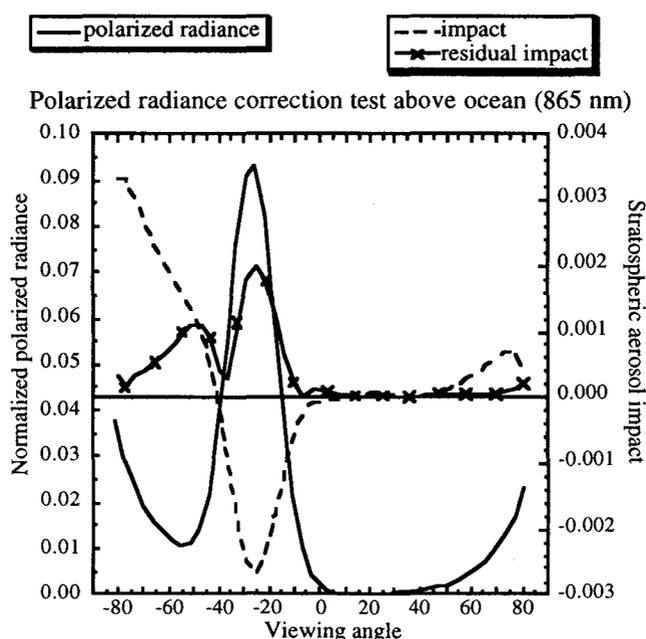


Figure IV.3: Même légende que Figure IV.1, mais pour la luminance polarisée normalisée à 865 nm. $\delta_{SA} = 0.016$ (au lieu de 0.01 et 0.02 dans les données annexes), $\delta_{TA} = 0.03$ (au lieu de 0.10), $\delta_m = 0.015$, albédo de la mer 0.1% (au lieu de 0.01%).

Hormis dans la région du glitter et du limbe, la polarisation est faible, seulement quelques 10^{-3} , mais le taux de polarisation est de 5% à 50%. L'impact des aérosols stratosphériques représente globalement environ 10% de L_{pol} pour une épaisseur optique stratosphérique $\delta_{SA} = 0.016$. La correction est efficace, et l'erreur de correction résiduelle est globalement en dessous de 2% de L_{pol} , avec des valeurs inférieures à $5 \cdot 10^{-5}$, sauf dans la région du glitter pour la même raison que précédemment pour la correction de luminance.

De plus, notons que le changement de la direction de polarisation induit par les aérosols stratosphériques est négligeable, moins de 1 degré, sauf dans les directions de rétrodiffusion où la polarisation est pratiquement nulle. La correction réduit la déviation à moins de 0.5 degré dans le domaine où la polarisation n'est pas négligeable.

I-3 Interpolation sur le modèle d'aérosols:

L'analyse des données SAGE, de Janvier 1993 à Décembre 1995, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, montre qu'elles peuvent être interprétées avec un modèle de variance effective $V_{eff} = 0.45$ et de rayon effectif de 0.1 à 0.3 μm , pour le proche futur. La base d'impacts des aérosols stratosphériques est donc calculée pour 3 modèles de référence de variance effective constante 0.45 et de rayons effectifs 0.1, 0.2 et 0.3 μm . Nous nous intéressons ici à l'interpolation à partir de cette base de l'impact correspondant à un modèle de rayon intermédiaire.

Empiriquement, étant donnés 2 modèles standards d'aérosols avec la même variance effective, V_{eff} , et avec des rayons effectifs R_1 (modèle 1) et R_2 (modèle 2), les propriétés de diffusion d'un modèle correspondant à un rayon intermédiaire peuvent être obtenues par une simple combinaison linéaire des fonctions de diffusion des modèles 1 et 2. Par exemple, fixons la variance effective à 0.45 et considérons un modèle de rayon effectif R entre les

valeurs $R_1 = 0.2 \mu\text{m}$ et $R_2 = 0.3 \mu\text{m}$ de la banque de données. La matrice de phase (avec le plan de diffusion pour référence et Θ l'angle de diffusion) peut être écrite sous la forme:

$$\tilde{P}(\cos\Theta) = \begin{bmatrix} p(\cos\Theta) & q(\cos\Theta) & 0 \\ q(\cos\Theta) & p(\cos\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & u(\cos\Theta) \end{bmatrix} \quad (\text{IV.3})$$

en se limitant aux paramètres I, Q et U de Stokes. La luminance polarisée L_{pol} est donnée par l'équation (IV.1). Seules la fonction de phase $p(\Theta)$ et la fonction de phase polarisée $q(\Theta)$ interviennent dans la diffusion primaire du faisceau solaire, qui est la principale contribution de la diffusion pour une fine couche d'aérosols. Nous avons alors $I' = p(\Theta) \times E_s$ et $Q' = q(\Theta) \times E_s$. Ces fonctions peuvent être interpolées comme suit:

$$\begin{cases} p_{\beta}(\Theta) = \beta_p \times p_1(\Theta) + (1 - \beta_p) \times p_2(\Theta) \\ q_{\beta}(\Theta) = \beta_q \times q_1(\Theta) + (1 - \beta_q) \times q_2(\Theta) \end{cases} \quad (\text{IV.4})$$

avec les coefficients β_p et β_q ajustés numériquement en minimisant respectivement:

$$\begin{cases} \sum_j [p_{\beta}(\Theta_j) - p(\Theta_j)]^2 \\ \sum_j [q_{\beta}(\Theta_j) - q(\Theta_j)]^2 \end{cases} \quad (\text{IV.5})$$

l'indice j correspondant à des valeurs discrètes de l'angle de diffusion.

Tableau IV.1: Meilleurs coefficients β_p et β_q pour l'interpolation des fonctions radiatives correspondant à un modèle LND de rayon effectif $R = 0.22, 0.25$ ou $0.27 \mu\text{m}$ et de variance effective fixée $V_{\text{eff}} = 0.45$. L'interpolation est basée sur les modèles 1 et 2, de rayons $R_1 = 0.2 \mu\text{m}$ et $R_2 = 0.3 \mu\text{m}$. Les lignes sombres donnent les coefficients à 443 nm, et les lignes claires à 865 nm. Le coefficient η est obtenu à partir de la relation (IV.6) sur les rayons.

R (μm)	η	β_p (443 - 865 nm)	β_q
0.22	0.8	0.78	0.73
		0.78	0.75
0.25	0.5	0.48	0.40
		0.47	0.43
0.27	0.3	0.28	0.22
		0.27	0.24

Le Tableau IV.1 présente, pour $R = 0.22, 0.25$ et $0.27 \mu\text{m}$, les différentes valeurs de β_p et β_q obtenues par cette méthode pour les canaux 443 et 865 nm de POLDER; le modèle présent (i.e. le modèle d'aérosols stratosphériques utilisé pour les données annexes), correspond à $R = 0.22 \mu\text{m}$. Le Tableau IV.1 montre que la dépendance spectrale des coefficients β est négligeable pour les canaux de POLDER. Le coefficient β_q est toujours plus petit que β_p (environ 4% à 7% inférieur à β_p pour le modèle d'interpolation actuel). Nous donnons également, dans le Tableau IV.1, le coefficient η tel que

$$R = \eta \times R_1 + (1 - \eta) \times R_2 \quad (\text{IV.6})$$

β_p est pratiquement égal à η , mais pas β_q . Dans le cas d'un modèle intermédiaire de rayon $R = 0.25 \mu\text{m}$ (entre $R_1 = 0.2 \mu\text{m}$ et $R_2 = 0.3 \mu\text{m}$), les Figures IV.4 et IV.5 montrent qu'en utilisant seulement β_q dans le système d'équations (IV.4) (i.e. en supposant $\beta_p = \beta_q$) l'interpolation est très bonne. A 443 nm, la fonction de phase $p(\Theta)$, qui est le plus important paramètre de diffusion pour la correction de luminance, est retrouvée à mieux de 4% quelque soit l'angle de diffusion (2.5% pour les directions de diffusion avant), et la fonction de phase polarisée $q(\Theta)$ est bien restituée également. Des résultats comparables sont obtenus dans le canal 865 nm.

Aussi, l'impact $\Delta R(\lambda)$ pour le modèle (R, V_{eff}) sera déduit des impacts pré-calculés pour les modèles $(R_{\text{eff}_1}, V_{\text{eff}})$ et $(R_{\text{eff}_2}, V_{\text{eff}})$ par:

$$\begin{aligned} \Delta R(\lambda) &= \beta \times \Delta R_1(\lambda) + (1 - \beta) \times \Delta R_2(\lambda) \\ \Delta Q(\lambda) &= \beta \times \Delta Q_1(\lambda) + (1 - \beta) \times \Delta Q_2(\lambda) \\ \Delta U(\lambda) &= \beta \times \Delta U_1(\lambda) + (1 - \beta) \times \Delta U_2(\lambda) \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

avec $\beta = (\beta_q^{443} + \beta_q^{865}) / 2$.

Phase function interpolation (443 nm)

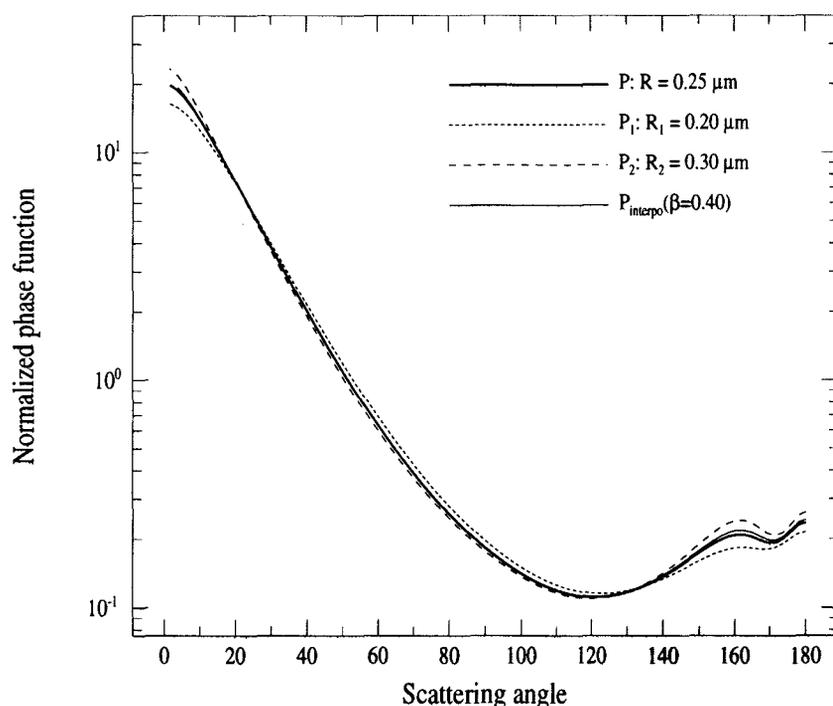


Figure IV.4: Fonctions de phase, à 443 nm, pour des modèles LND d'aérosols de variance effective $V_{\text{eff}} = 0.45$ et de rayons effectifs $R_{\text{eff}} = 0.25 \mu\text{m}$ (P), $R_{\text{eff}} = 0.2 \mu\text{m}$ (P_1), ou $R_{\text{eff}} = 0.3 \mu\text{m}$ (P_2). L'indice de réfraction des aérosols à 443 nm est $m = 1.436 - i \cdot 10^{-8}$. $P_{\text{interpo}}(\Theta)$ est la fonction de phase obtenue à partir de $P_1(\Theta)$ et $P_2(\Theta)$ par l'équation (IV.4) avec $\beta = 0.40 = \beta_q$, i.e. le meilleur coefficient pour l'interpolation de la fonction de phase polarisée $q(\Theta)$. Utiliser $\beta = 0.40$ au lieu 0.48 ne réduit pas la qualité de l'interpolation: l'erreur d'interpolation reste inférieure à 4% pour tout angle de diffusion.

Polarized phase function interpolation (443 nm)

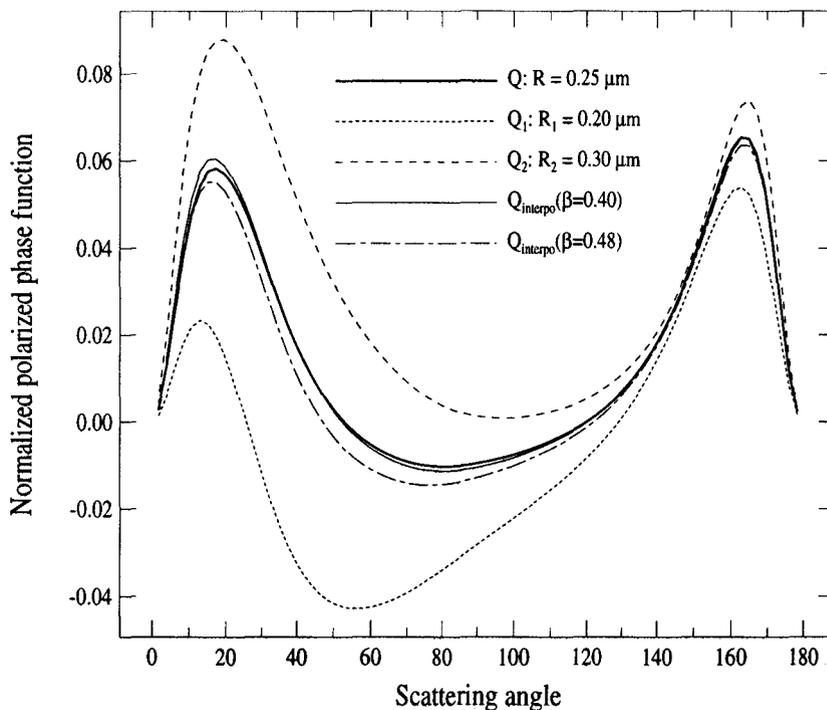


Figure IV.5: Fonctions de phase polarisées, à 443 nm, pour des modèles LND d'aérosols de variance effective $V_{\text{eff}} = 0.45$ et de rayons effectifs $R_{\text{eff}} = 0.25 \mu\text{m}$ (Q), $R_{\text{eff}} = 0.2 \mu\text{m}$ (Q_1), ou $R_{\text{eff}} = 0.3 \mu\text{m}$ (Q_2). $Q_{\text{interpo}}(\Theta)$ est le résultat obtenu à partir de l'équation (IV.4) en utilisant $\beta = 0.40$ ou 0.48 . Selon l'équation (IV.5), $\beta = 0.40$ est ici le meilleur coefficient pour la fonction de phase polarisée, et $\beta = 0.48$ est le meilleur pour la fonction de phase.

II- Schéma de correction des mesures au dessus des terres émergées et des nuages:

La précision requise sur les mesures de réflectance de scènes nuageuses ou des terres émergées, par ciel clair, n'est pas aussi importante que pour les réflectances de l'eau de mer. Nous voulons davantage réaliser une correction précise de la luminance polarisée, qui est utilisée, au dessus des nuages à 443 nm, pour obtenir l'altitude du sommet des nuages [Goloub *et al.*, 1994; Parol *et al.*, 1994] et, au dessus des surfaces terrestres (443, 665 et 865 nm), pour caractériser les aérosols troposphériques [Deuzé *et al.*, 1993; Herman *et al.*, in press].

II-1 Luminance:

Contrairement aux conditions océaniques, la grande variabilité des surfaces (végétation, sable, neige ...), des nuages et des aérosols troposphériques rend difficilement réalisables des pré-calculs d'impacts des aérosols stratosphériques. Ces calculs demandent une estimation préliminaire de la contribution de la surface et de l'atmosphère alors que ce sont des produits finaux de la chaîne de traitement des données.

Nous avons dans un premier temps essayé de réaliser une correction des réflectances basée sur le modèle 5S [Tanré *et al.*, 1990], en utilisant l'approximation de diffusion primaire pour le calcul des termes stratosphériques. Mais, des simulations ont montré qu'une telle correction n'est pas efficace. Nous obtenons de meilleurs résultats par une simple soustraction de la contribution intrinsèque de la stratosphère calculée dans l'approximation de diffusion primaire:

$$L^{TOA}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = L^{STRATO}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) + L^{TROPO}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) \quad (IV.8)$$

avec
$$L^{STRATO}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\delta_{SA} \cdot P(\Theta)}{4 \cdot \mu_v} \quad (IV.9)$$

et où L^{TROPO} est la luminance normalisée qui serait observée au TOA sans la couche des aérosols stratosphériques, comme l'indique la Figure IV.6.

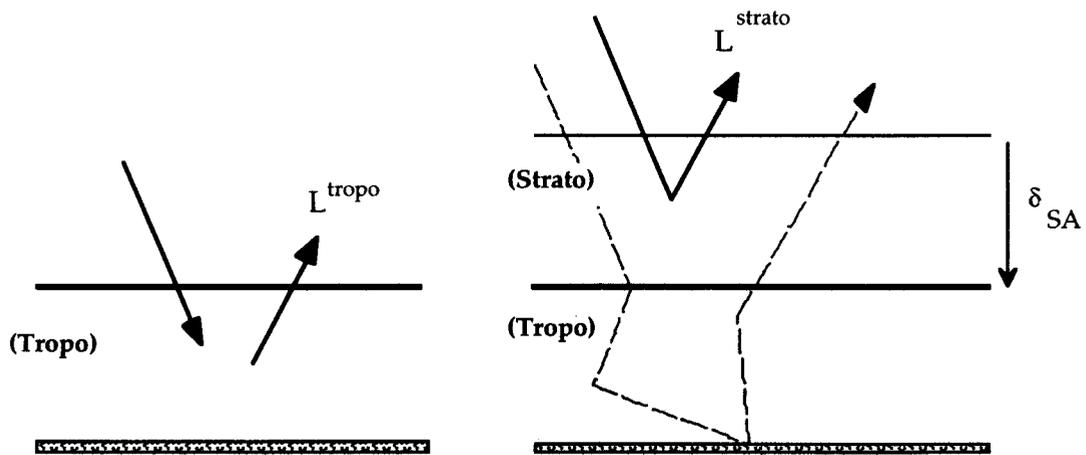
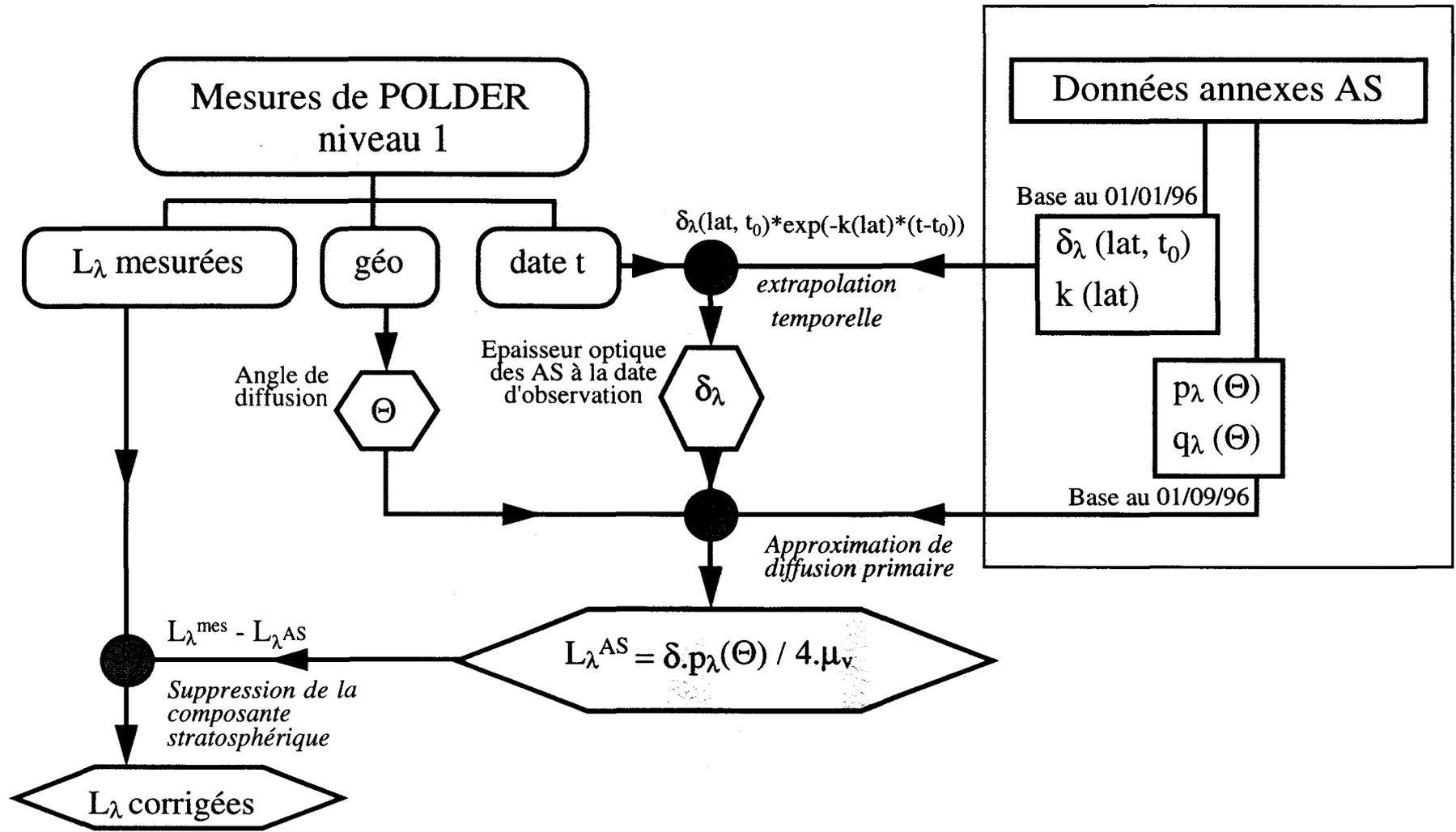


Figure IV.6: Représentation des différentes contributions de la luminance au TOA.

Correction sur terres émergées et nuages: luminances

$$L_{\text{mesurée}} = L_{\text{tropo}} + L_{\text{strato}}$$



La Figure IV.7 présente les résultats obtenus pour des observations au dessus de végétation dans le canal 443 nm ($\delta_{SA} = 0.035$). L'impact stratosphérique est de quelques 10^{-3} et l'erreur résiduelle est environ deux ou trois fois moins, sauf bien sûr dans la région où l'impact est négatif, c'est à dire principalement vers le limbe.

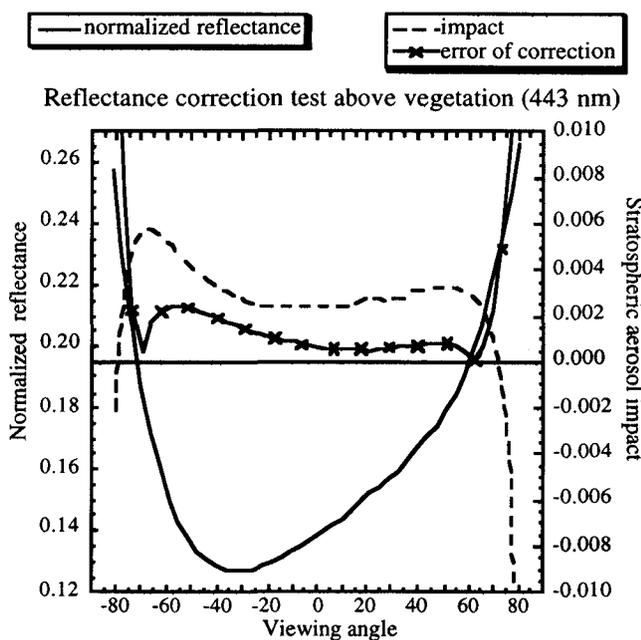


Figure IV.7: Luminance normalisée au TOA (axe gauche), impact des aérosols stratosphériques (axe droit) et impact résiduel (axe droit; en valeur absolue) après réalisation de la correction, en fonction de l'angle de visée, pour des observations dans le plan principal solaire. L'angle zénithal solaire est $+21.3^\circ$. Simulation à 443 nm au dessus d'un couvert végétal d'albédo 5%, pour un ciel clair. Le modèle d'aérosol stratosphérique est le modèle utilisé actuellement dans la correction opérationnelle (LND de variance effective 0.45 et rayon effectif $0.22 \mu\text{m}$), avec une épaisseur optique $\delta_{SA} = 0.035$. Les aérosols troposphériques sont des particules rurales [Shettle et Fenn, 1979], avec une épaisseur optique $\delta_{TA} = 0.15$. L'épaisseur optique moléculaire est $\delta_m = 0.23$. Correction basée sur la soustraction de la luminance stratosphérique de diffusion primaire à la luminance au TOA.

II-2 Luminance polarisée:

La lumière polarisée est essentiellement due aux molécules et aux particules dans l'atmosphère. Nous nous attendons à ce que la luminance polarisée au TOA soit pratiquement la somme de la contribution stratosphérique intrinsèque et de la contribution polarisée de la troposphère, simplement atténuée par sa traversée de la stratosphère. Donc, nous écrivons la luminance polarisée au TOA sous la forme approchée:

$$L_{pol}^{TOA}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = L_{pol}^{TROPO}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) \cdot \exp\left[-\alpha \cdot \delta \cdot \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_v}\right)\right] + L_{pol}^{STRATO}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) \quad (IV.10)$$

où le terme stratosphérique intrinsèque est calculé selon l'approximation de diffusion primaire. On notera qu'une épaisseur optique réduite, $\alpha\delta$, est utilisée dans le terme de transmission, $\exp(-\delta \cdot m)$. Ceci permet de prendre en compte la grande quantité de lumière qui est diffusée aux faibles angles par les aérosols, avec une polarisation négligeable, et, donc, qui peut être considérée comme une lumière transmise (non diffusée), ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre 3.

Nous considérons d'abord la validation de cette approximation pour des observations de nuages. Une méthode utilisée avec POLDER pour trouver la pression au sommet d'un nuage [Goloub *et al.*, 1994; Parol *et al.*, 1994] consiste à estimer l'épaisseur optique moléculaire surplombant le nuage, à partir des mesures de polarisation à 443 nm (où la contribution moléculaire est maximale et où les nuages n'induisent pas de polarisation). La Figure IV.8 montre un test de correction de la luminance polarisée normalisée L_{pol} au dessus d'un nuage d'albédo 0.5, et de sommet à 8 km; i.e. surplombé par une couche moléculaire d'épaisseur optique $\delta_m = 0.085$. La couche d'aérosols stratosphériques est la même que dans le test précédent: variance effective $V_{eff} = 0.45$ et rayon effectif $R_{eff} = 0.22 \mu\text{m}$, épaisseur optique $\delta_{SA} = 0.035$ à 443 nm. L'angle zénithal solaire est 21.35 degrés.

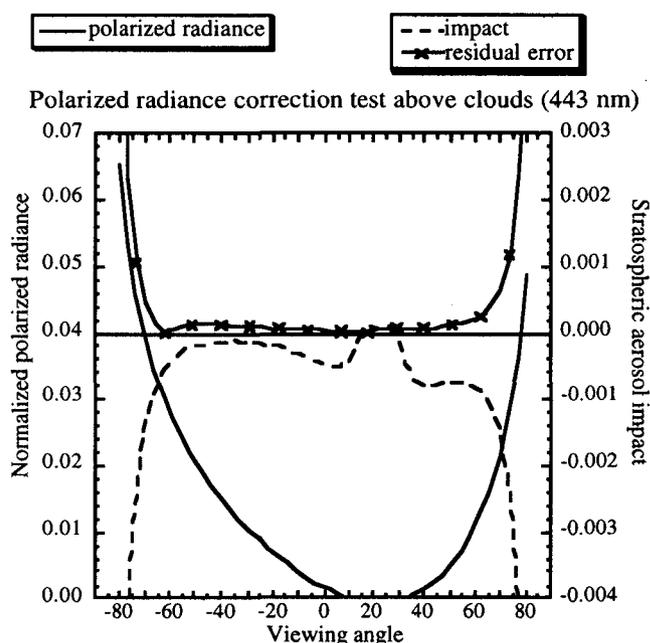


Figure IV.8: Luminance polarisée normalisée au TOA (axe gauche), impact des aérosols stratosphériques (axe droit) et impact résiduel (axe droit; en valeur absolue) après réalisation de la correction, en fonction de l'angle de visée, pour des observations dans le plan principal solaire. L'angle zénithal solaire est $+21.3^\circ$. Simulation à 443 nm au dessus d'un nuage d'albédo 50% et non polarisant. Le modèle d'aérosol stratosphérique est le modèle utilisé actuellement dans la correction opérationnelle (LND de variance effective 0.45 et rayon effectif $0.22 \mu\text{m}$), avec une épaisseur optique $\delta_{SA} = 0.035$. L'épaisseur optique moléculaire au dessus du nuage (altitude du sommet à 8 km) est $\delta_m = 0.085$. Correction basée sur l'équation (IV.10) avec $\alpha = 0.25$.

La valeur de L_{pol} au TOA est comprise entre 0 (dans la direction de rétrodiffusion) et 0.065. Pour un angle de diffusion de 90° (angle de visée de -70°), pour lequel l'intensité de la polarisation moléculaire est maximale, l'impact des aérosols stratosphériques (-1.6×10^{-3}) représente environ 4% de L_{pol} au TOA ($4 \cdot 10^{-2}$); l'erreur sur la pression au sommet du nuage est du même ordre. La Figure IV.8 montre que l'impact résiduel, après une correction basée sur l'équation (IV.10), peut être ramené à environ $5 \cdot 10^{-4}$, ici 1,3% de L_{pol} pour cette direction. Le paramètre α a été ajusté pour minimiser l'erreur résiduelle, i.e. $\alpha = 0.25$.

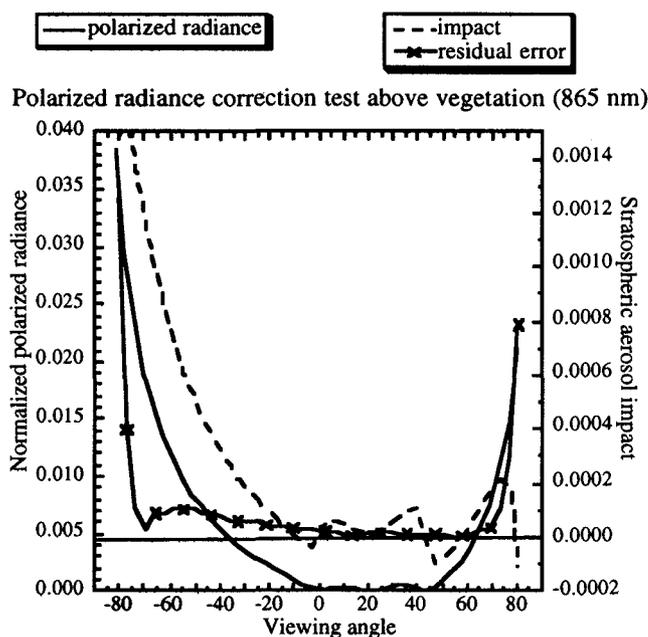


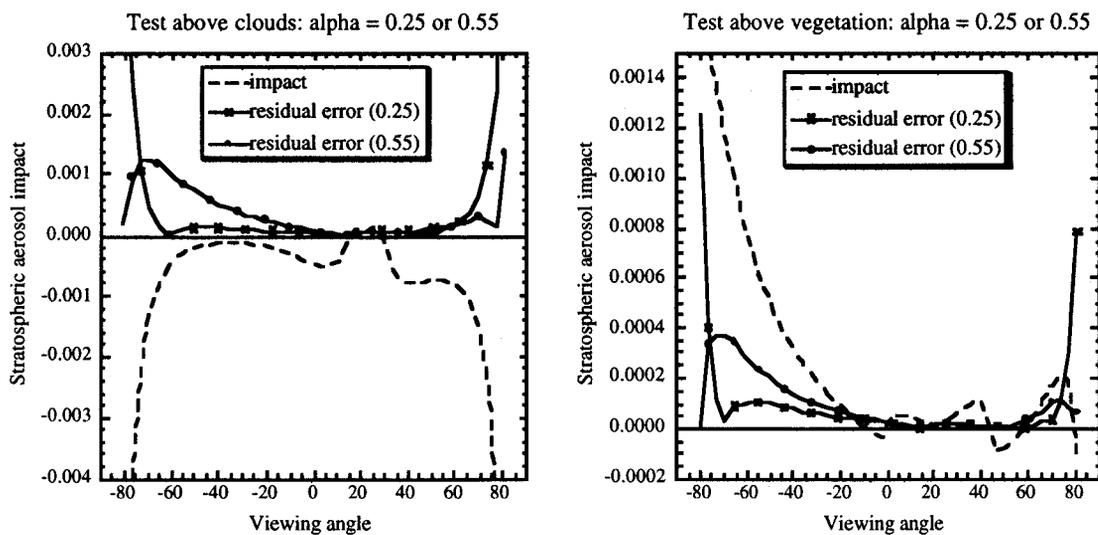
Figure IV.9: Luminance polarisée normalisée au TOA (axe gauche), impact des aérosols stratosphériques (axe droit) et impact résiduel (axe droit; en valeur absolue) après réalisation de la correction, en fonction de l'angle de visée, pour des observations dans le plan principal solaire. L'angle zénithal solaire est $+21.3^\circ$. Simulation à 865 nm au dessus d'une couverture végétale d'albédo 50%, pour un ciel clair. Le modèle d'aérosol stratosphérique est le modèle utilisé actuellement dans la correction opérationnelle (LND de variance effective 0.45 et rayon effectif $0.22 \mu\text{m}$), avec une épaisseur optique $\delta_{SA} = 0.016$. Les aérosols troposphériques sont des particules rurales, avec une épaisseur optique $\delta_{TA} = 0.10$. L'épaisseur optique moléculaire est $\delta_m = 0.015$. Correction basée sur l'équation (IV.10) avec $\alpha = 0.25$.

La Figure IV.9 présente une simulation, dans le canal 865 nm. Elle correspond typiquement à une observation des aérosols troposphériques au dessus de végétation. L'épaisseur optique stratosphérique est $\delta_{SA} = 0.016$. La correction réduit l'impact à quasiment zéro, sauf en direction du limbe, lorsqu'on utilise à nouveau $\alpha = 0.25$.

Au regard des conclusions du chapitre 3, la logique serait plutôt de prendre $\alpha = 0.55$, mais les Figures IV.10 montrent que les résultats ainsi obtenus sont un peu insuffisants; on maîtrise bien l'impact stratosphérique, en particulier au limbe, mais la qualité de la correction est justement médiocre dans la zone utile (ici, au dessus de nuages, pour $\Theta_d \approx 90^\circ$). On

retrouve probablement le défaut mis en évidence avec le modèle de Bréon, lié à la disproportion entre les effets polarisant de la troposphère et de la stratosphère.

Les simulations montrent qu'en ajustant α à 0.25, on réalise un compromis satisfaisant qui permet de compenser les défauts de l'approximation sans recourir à une modélisation plus complexe. La correction devient très mauvaise au limbe (l'opacité de la stratosphère est trop sous-estimée), mais les directions concernées sont très peu observées par POLDER. Dans la majeure partie de l'image l'approximation est convenable, et la valeur de α convient pour les observations, par ciel clair, dans les canaux du proche infrarouge.



Figures IV.10: Impact des aérosols stratosphériques et impact résiduel après réalisation de la correction pour $\alpha = 0.25$ ou $\alpha = 0.55$, en fonction de l'angle de visée, pour des observations dans le plan principal solaire. L'angle zénithal solaire est $+21.3^\circ$. La Figure de gauche correspond à une simulation à 443 nm au dessus d'un nuage d'albédo 50% et non polarisant. La Figure de droite correspond à une simulation à 865 nm au dessus d'une couverture végétale d'albédo 50%, pour un ciel clair.

III- Conclusion:

Des schémas de correction des aérosols stratosphériques ont été développés pour les mesures de POLDER. Ils sont basés sur la soustraction de l'impact, qui est estimé en fonction des propriétés radiatives de la couche d'aérosols stratosphériques. Cette information a été obtenue par l'analyse de la variation temporelle des données d'occultation de SAGE.

Le schéma de correction au dessus des océans réalise une correction précise de la luminance et de la polarisation à l'aide de pré-calculs exacts. L'impact résiduel est du même ordre que le bruit radiométrique de POLDER. La correction de luminance au dessus des surfaces terrestres ou des nuages est moins efficace. Il s'agit d'une simple soustraction de la luminance stratosphérique de diffusion primaire. La polarisation est corrigée en soustrayant la contribution stratosphérique et en tenant compte d'une transmission convenable. Les résultats sont satisfaisants pour les objectifs de POLDER.

Conclusion

L'analyse sur deux ans des mesures d'occultation de SAGE-II nous a permis de caractériser la couche des aérosols stratosphériques à l'échelle du globe. A partir du suivi de son épaisseur optique, nous avons formalisé son évolution temporelle et nous l'avons paramétrisée. A partir de sa variation spectrale dans le domaine [453 - 1020] nm, nous avons déduit un modèle représentatif des propriétés de diffusion des particules dont découlent la fonction de phase et la fonction de phase polarisée des aérosols. Dans les canaux de courtes longueurs d'onde, les propriétés de polarisation des aérosols stratosphériques sont un peu moins précises; des mesures in-situ par ballon sonde seraient à envisager en cas d'accroissement de leur abondance, et donc de leur impact. La possibilité de caractériser les propriétés radiatives des particules stratosphériques, permet d'envisager une correction de leur effet sur les mesures de télédétection spatiale, notamment pour POLDER.

Une étude de la formation de la lumière polarisée au sol et émergeant de l'atmosphère a permis de valider une approche empirique déjà envisagée sur des mesures sols de la campagne HAPEX [Bréon *et al.*, 1995] et prévue dans les chaînes de traitement des aérosols troposphériques pour la mission POLDER [Deuzé *et al.*, 1996]. Elle montre que la lumière polarisée par réflexion sur le sol provient essentiellement de la réflexion de la lumière directe du Soleil et de la lumière atmosphérique de diffusion primaire non polarisée; les contributions des diffusions d'ordres supérieurs et la polarisation de la lumière diffuse interviennent principalement pour la formation de la lumière polarisée dans la direction de rétrodiffusion où la réflexion du faisceau principal ne crée pas de polarisation. La forte directionnalité de la diffusion des aérosols, privilégiant les diffusions aux faibles angles, non polarisées, nous incite à considérer la lumière atmosphérique diffuse comme un terme

partiellement compensateur de l'atténuation du faisceau solaire. Ceci amène à pondérer l'épaisseur optique δ_a des aérosols en $\alpha\delta_a$. Nous avons établi une relation empirique entre le coefficient d'Angström de différentes particules et le coefficient α de pondération de leur épaisseur optique.

Ce formalisme simplifié a trouvé une application directe dans la correction de l'impact en polarisation des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER, au dessus des terres émergées et des nuages. Quant aux corrections de luminance, elles sont faites par une simple soustraction sur les mesures de la contribution intrinsèque de diffusion primaire des aérosols stratosphériques. Pour les mesures sur océans, où les exigences de performance sont les plus importantes et où le glitter rend difficile une modélisation simple, des calculs exacts d'impact sont retranchés des mesures. Ils utilisent une base d'impacts pré-calculés à partir desquels des interpolations sont faites pour se ramener aux conditions de la stratosphère - connues au moment de l'observation par l'extrapolation dans le proche futur des données de SAGE. Les performances de correction sont compatibles avec des traitements rapides, en temps réel, avec la précision des mesures de POLDER et avec les exigences de précision requises selon le type de cible observée.

Annexe A

Quelques points de formalisme

Nous développons ici sommairement quelques aspects mathématiques liés à la description de la polarisation et à l'expression de l'équation de Transfert Radiatif dans le code des Ordres Successifs. Le lecteur se reportera à l'article "*Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system*" de J.L. Deuzé et al. [1989] pour avoir une présentation complète du formalisme des OS. Précisons finalement que la plupart des développements ci dessous sont inspirés du livre "*Atmospheric Radiative Transfer*" de J. Lenoble [1993]

I- Paramètres de Stokes dans le formalisme de Van De Hulst:

- Considérons une onde électromagnétique polarisée elliptiquement et se propageant dans la direction \mathbf{v} . Le champ électrique $\mathbf{E} \cdot \exp(i\omega t)$, perpendiculaire à la direction de propagation, est parfaitement représenté par ses composantes selon un système d'axes (\mathbf{l}, \mathbf{r}) orthogonaux à \mathbf{v} , avec pour convention $\mathbf{v} = \mathbf{l} \wedge \mathbf{r}$.

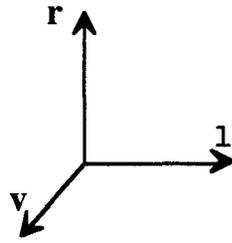


Figure A.1: Trièdre $\mathbf{v} = \mathbf{l} \wedge \mathbf{r}$

Le champ électrique \mathbf{E} s'écrit:

$$\mathbf{E} = \text{Re}(\epsilon_1 \cdot \mathbf{l} + \epsilon_r \cdot \mathbf{r}) \quad (\text{A.1})$$

Une autre façon de représenter l'onde est donnée par le formalisme de Stokes [Van de Hulst, 1957]. On définit quatre paramètres relativement à la base (\mathbf{l}, \mathbf{r}) :

$$\begin{cases} I_{\text{lr}} = \epsilon_r \cdot \epsilon_r^* + \epsilon_1 \cdot \epsilon_1^* \\ Q_{\text{lr}} = \epsilon_r \cdot \epsilon_r^* - \epsilon_1 \cdot \epsilon_1^* \\ U_{\text{lr}} = \epsilon_r \cdot \epsilon_1^* + \epsilon_1 \cdot \epsilon_r^* \\ V_{\text{lr}} = i(\epsilon_r \cdot \epsilon_1^* - \epsilon_1 \cdot \epsilon_r^*) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où I est associé à la luminance ordinaire, et où Q , U et V renseignent sur l'état de polarisation de l'onde. Pour un train d'onde complètement polarisé, on a:

$$I_{\text{lr}} = \sqrt{Q_{\text{lr}}^2 + U_{\text{lr}}^2 + V_{\text{lr}}^2} \quad (\text{A.3})$$

• Mais, dans un train d'onde, la lumière n'est généralement qu'en partie polarisée. On peut montrer qu'on a:

$$\begin{cases} I_{\text{lr}} = I_{\text{nat}} + I_{\text{p}} \\ Q_{\text{lr}} = I_{\text{p}} \cdot \cos(2\beta) \cdot \cos(2\chi) \\ U_{\text{lr}} = I_{\text{p}} \cdot \cos(2\beta) \cdot \sin(2\chi) \\ V_{\text{lr}} = I_{\text{p}} \cdot \sin(2\beta) \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

$$\text{où} \quad I_{\text{p}} = \sqrt{Q_{\text{lr}}^2 + U_{\text{lr}}^2 + V_{\text{lr}}^2} \quad (\text{A.5})$$

est la luminance polarisée, et où $I = I_{\text{nat}} + I_{\text{p}}$ est la luminance globale classique.

L'avantage de l'utilisation du formalisme de Stokes réside dans l'additivité des paramètres I, Q, U et V pour le calcul de la superposition de deux champs incohérents.

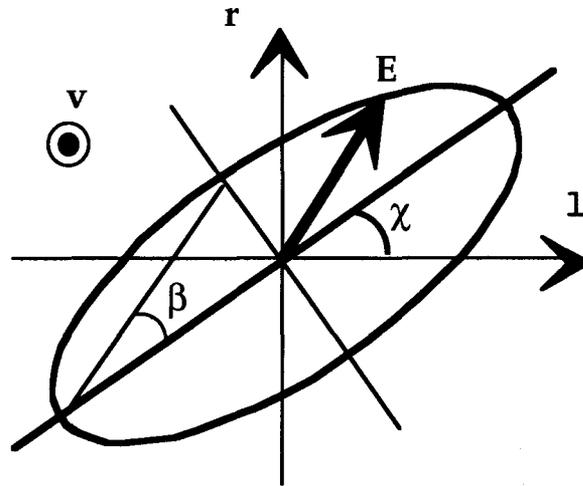


Figure A.2: Représentation d'une polarisation elliptique dans la base $(1, r)$.

- Le code des OS ne prend pas en compte l'ellipticité de la polarisation et suppose que les polarisations sont rectilignes, c'est à dire que $\beta = 0$ (Figure A.3). En effet, sous un éclairage naturel, les interactions de la lumière avec le sol ou l'atmosphère ne génèrent pratiquement pas d'ellipticité. Deuzé [1974] a montré que négliger le paramètre V modifie d'une façon négligeable le taux de polarisation de la lumière émergeant de l'atmosphère (pour des particules sphériques). On a un écart relatif entre le taux de polarisation calculé en tenant compte de V ou non qui est inférieur à $3 \cdot 10^{-6}$, pour des calculs correspondant à l'atmosphère dense de Vénus $\delta = 4$ (sous un éclairage naturel, et pour des particules sphériques, seules les diffusions multiples peuvent engendrer de l'ellipticité). On a alors:

$$\begin{cases} I_{1r} = I_{\text{nat}} + I_p \\ Q_{1r} = I_p \cdot \cos(2\chi) \\ U_{1r} = I_p \cdot \sin(2\chi) \\ V_{1r} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

L'angle χ se calcule à partir de Q et U par:

$$\chi = \frac{1}{2} \cdot \arctan(U/Q) \quad (\text{A.7})$$

On a $\mathbf{P} = \cos \chi \cdot \mathbf{l} + \sin \chi \cdot \mathbf{r}$ (A.8)

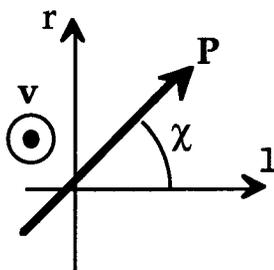


Figure A.3: Représentation d'une polarisation rectiligne dans la base (\mathbf{l}, \mathbf{r}) .

Connaissant la base de référence (\mathbf{l}, \mathbf{r}) , la polarisation est alors complètement définie soit par sa direction χ et par son amplitude I_p , soit par Q et U. En raison de leur additivité, le code des OS travaille en utilisant les paramètres I, Q, U. Ils sont représentés par un vecteur luminance:

$$\tilde{\mathbf{L}} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

II- Luminance normalisée:

La réflectance bidirectionnelle du système { surface - atmosphère }, pour une longueur d'onde λ donnée, est:

$$\rho(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\pi \cdot L^*(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)}{E_s \cdot \cos \theta_s} \quad (\text{A.10})$$

où L^* est la luminance monochromatique émergente, exprimée en $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$, $\pi.L^*$ ayant la dimension d'un flux; E_s est l'éclairement solaire à la longueur d'onde λ , en $W.m^{-2}.\mu m^{-1}$ (1368 $W.m^{-2}$ intégré sur tout le spectre); θ_s et θ_v sont respectivement les angles zénithaux solaires et de visée, ϕ_s et ϕ_v leurs azimuts.

Il est commode de pouvoir comparer les mesures à différentes longueurs d'onde en s'affranchissant de la variation spectrale de l'éclairement solaire. Aussi, il est d'usage d'utiliser la luminance normalisée:

$$L = \frac{\pi.L^*}{E_s} \quad (A.11)$$

soit
$$\rho = \frac{L}{\cos\theta_s} \quad (A.12)$$

Le code des OS calcule les paramètres de Stokes normalisés.

III- Propriétés optiques caractérisant une couche de particules - diffusion:

- Une particule peut diffuser ou absorber une partie de l'éclairement quelle reçoit. Elle peut aussi émettre des photons. Nous nous intéressons ici essentiellement à ses effets de diffusion.

L'atténuation de la luminance par diffusion au cours de la traversée d'un élément dx d'une couche, s'exprime par:

$$dL = -\sigma_d.L.dx \quad (A.13)$$

où σ_d est le coefficient de diffusion, de dimension inverse à celle d'une longueur. Le théorie de Mie [Stratton, 1941] permet de le calculer pour une particule sphérique par:

$$\sigma_d(\lambda) = \int_0^{\infty} \pi.r^2.Q_d(m,\alpha).n(r).dr \quad (A.14)$$

où $\pi.r^2.Q_d$ est la section efficace d'une particule de rayon r à la longueur d'onde λ , avec $\alpha = 2\pi.r / \lambda$ et m l'indice de réfraction, et où $n(r)$ est le nombre de particules par unité de volume ayant un rayon compris entre r et $r + dr$. Q_d est le coefficient d'efficacité en diffusion calculé par la théorie de Mie. A titre d'exemple, la Figure A.4 présente l'allure de cette fonction pour un indice de réfraction des particules $m = 1.40$.

On définit de même le coefficient d'absorption σ_a . L'addition des deux effets donne le coefficient d'extinction $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_d + \sigma_a$. De ces définitions se déduisent celle de l'albédo de diffusion simple:

$$\omega_0 = \sigma_d / \sigma_{\text{ext}} \quad (\text{A.15})$$

et de l'épaisseur optique totale pour une traversée Δx :

$$\delta(\lambda) = \int_{\Delta x} \sigma_{\text{ext}}(\lambda, x). dx \quad (\text{A.16})$$

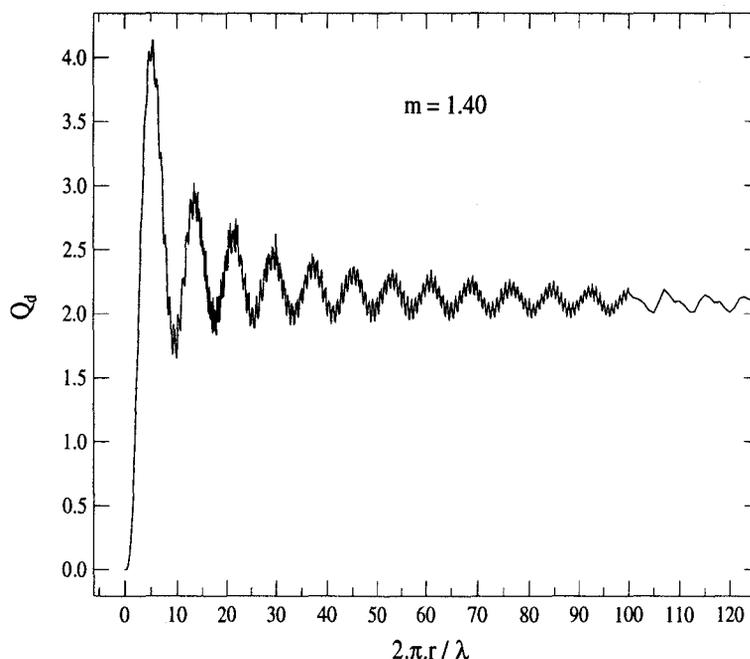


Figure A.4: Coefficient d'efficacité en diffusion en fonction de $\alpha = 2\pi.r / \lambda$, pour un indice de réfraction des particules $m = 1.40$.

• Pour une expression de la lumière en fonction du vecteur de Stokes, si on se limite aux paramètres I, Q et U, la diffusion d'un vecteur L en L' s'écrit:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p(\Theta) & q(\Theta) & 0 \\ q(\Theta) & p(\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & u(\Theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

où $\tilde{P}(\Theta)$ est la matrice de phase exprimée pour un repère lié au plan de diffusion.

$$\tilde{P}(\Theta) = \begin{pmatrix} p(\Theta) & q(\Theta) & 0 \\ q(\Theta) & p(\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & u(\Theta) \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

avec $p(\Theta)$ la fonction de phase des particules, $q(\Theta)$ la fonction de phase polarisée, et $u(\Theta)$ une fonction n'intervenant que pour la diffusion d'une lumière déjà polarisée. Ces fonctions sont aisément calculables à partir de codes numériques, par:

$$p_\lambda(\Theta) = \frac{1}{\sigma_d(\lambda)} \int_0^\infty \pi.r^2.Q_d(m,\alpha).I_{mie}(\lambda,r,\Theta).n(r).dr \quad (\text{A.19})$$

$$q_\lambda(\Theta) = \frac{1}{\sigma_d(\lambda)} \int_0^\infty \pi.r^2.Q_d(m,\alpha).Q_{mie}(\lambda,r,\Theta).n(r).dr \quad (\text{A.20})$$

$$\text{et } u_\lambda(\Theta) = \frac{1}{\sigma_d(\lambda)} \int_0^\infty \pi.r^2.Q_d(m,\alpha).U_{mie}(\lambda,r,\Theta).n(r).dr \quad (\text{A.21})$$

où I_{mie} , Q_{mie} et U_{mie} sont des fonctions obtenues par la théorie de Mie [Stratton, 1941].

La fonction de phase exprime la probabilité de diffusion dans un angle solide $d\omega$ ($d\omega = \sin\Theta.d\Theta.d\phi$) par:

$$\frac{p(\Theta).d\omega}{4.\pi} \quad (\text{A.22})$$

Elle est normalisée à 1; c'est à dire:

$$\iint_{\text{espace}} \frac{p(\Theta).d\omega}{4.\pi} = 1 \text{ ou encore } \frac{1}{2} \int_0^\pi p(\Theta).\sin\Theta.d\Theta = 1 \quad (\text{A.23})$$

• Pour les OS, le mélange des particules pour chaque sous-couche de la découpe de l'atmosphère est pris en compte par une pondération des différentes fonctions de phase intervenant:

$$\tilde{P}(\Theta) = \frac{\Delta\delta_1 \times \tilde{P}_1(\Theta) + \Delta\delta_2 \times \tilde{P}_2(\Theta)}{\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2} \quad (\text{A.24})$$

où $\Delta\delta_i$ est l'épaisseur optique de la sous-couche pour le composant i , et $\tilde{P}_i(\Theta)$ sa matrice de phase. On se limite dans cet exemple au mélange de 2 composants, comme des molécules et des aérosols.

En effet, pour une couche très fine du composant i , d'épaisseur optique $\Delta\delta_i$, la luminance de diffusion primaire est la principale source de luminance. En supposant la couche homogène, elle est donnée au 1er ordre par (Cf. Eq. A.29):

$$\tilde{L}_i(\mu, \phi) \approx \frac{\Delta\delta_i \cdot \tilde{P}_i(\Theta)}{4\pi\mu} \cdot \begin{pmatrix} E_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.25})$$

Comme la contribution des 2 composants est additive pour la diffusion primaire, on peut globalement écrire

$$\tilde{L}(\mu, \phi) \approx \frac{\Delta\delta \cdot \tilde{P}(\Theta)}{4\pi\mu} \cdot \begin{pmatrix} E_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \tilde{L}_1(\mu, \phi) + \tilde{L}_2(\mu, \phi) \quad (\text{A.26})$$

en exprimant la matrice de phase globale par $\tilde{P}(\Theta)$ selon l'équation (A.24), avec $\Delta\delta$ l'épaisseur optique totale.

IV- L'Equation de Transfert Radiatif:

• Pour l'ordre n d'interaction, l'équation de Transfert Radiatif, sous sa forme intégrodifférentielle, s'exprime en fonction des paramètres de Stokes et de la matrice de phase, ramenée à une base liée au plan méridien, par:

$$\mu \cdot \frac{\partial \tilde{L}_n(\delta, \mu, \phi)}{\partial \delta} = \tilde{L}_n(\delta, \mu, \phi) - \tilde{f}_n(\delta, \mu, \phi) \quad (\text{A.27.a})$$

avec pour l'ordre 1:

$$\tilde{f}_1(\delta, \mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \tilde{\mathbf{P}}_{sr}(\delta, \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \exp(\delta / \mu_0) \quad (\text{A.27.b})$$

et pour l'ordre n:

$$\tilde{f}_n(\delta, \mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi+1} \int_{-1}^1 \tilde{\mathbf{P}}_{sr}(\delta, \mu, \phi, \mu', \phi') \cdot \tilde{L}_n(\delta, \mu', \phi') \cdot d\mu' \cdot d\phi' \quad (\text{A.27.c})$$

où $\mu = \cos \theta$, avec θ l'angle zénithal ($-1 \leq \mu \leq 1$), et où ϕ est l'angle azimutal.

• A l'ordre 1, en absence de réflexion de surface, la luminance intrinsèque d'une couche homogène est:

$$\tilde{L}_1(0, \mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi \cdot \mu \cdot m} \tilde{\mathbf{P}}_{sr}(\mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot [1 - \exp(-\delta^* \times m)] \quad (\text{A.28})$$

dont le développement limité à l'ordre 1 en épaisseur optique donne la formule approchée:

$$\tilde{L}_1(0, \mu, \phi) \approx \frac{\omega_0 \cdot \delta^* \cdot \tilde{\mathbf{P}}_{sr}(\Theta)}{4\pi \cdot \mu} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.29})$$

• Ce formalisme est toutefois compliqué dans le code des OS par la décomposition de la matrice de phase en fonction des polynômes généralisés de Legendre, qui permet une séparation des dépendances azimutale et zénithale; et les paramètres de Stokes calculés sont

décomposés en éléments de séries de Fourier I^s , Q^s et U^s [Deuzé et al., 1989]. La recombinaison de I, Q et U se fait pour un azimut relatif entre le soleil et la visée $\phi - \phi_0$ par:

$$\begin{bmatrix} I(\delta, \mu, \phi) \\ Q(\delta, \mu, \phi) \\ U(\delta, \mu, \phi) \end{bmatrix} = \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_{0s}) \cdot \begin{bmatrix} I^s(\delta, \mu) \cdot \cos[s \cdot (\phi - \phi_0)] \\ Q^s(\delta, \mu) \cdot \cos[s \cdot (\phi - \phi_0)] \\ U^s(\delta, \mu) \cdot \sin[s \cdot (\phi - \phi_0)] \end{bmatrix} \quad (\text{A.30})$$

Annexe B

Reprise de la paramétrisation de l'évolution temporelle de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques

Nous reprenons la paramétrisation de l'évolution de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques déjà vue dans le chapitre 1, mais en introduisant ici un terme de phase supplémentaire dans l'équation (I.2). Nous restituons l'épaisseur optique par:

$$\delta(t) = \delta(t_0) \times \exp(-k \times (t - t_0)) \times \left[1 + B \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi}{365} \times (t - t_0 + P)\right) \right] \quad (\text{B.1})$$

Les Tableaux B.1 et B.2 présentent respectivement les paramètres ainsi obtenus et les épaisseurs optiques prévues au 1er Janvier 1996. Le nouveau lissage des mesures SAGE par l'équation (B.1) est présenté sur les Figures B.1.a-c, pour le canal 670 nm.

Les différences de paramétrisation (I.2) et (B.1) modifient les valeurs de K_{moy} (moyenne sur la gamme [443 - 865] nm), ce qui a pour conséquence d'entraîner des écarts sur l'extrapolation de l'épaisseur optique utilisée pour la correction des données POLDER. Afin d'analyser les écarts prévisionnels, les Figures B.2.a-c présentent l'évolution de l'épaisseur optique à 670 nm extrapolée jusqu'au 30 juin 1997 (date des dernières mesures de POLDER), selon l'ancien et le nouveau jeu de coefficients K_{moy} . Notons que, pour certaines bandes de latitudes où les oscillations saisonnières ne sont pas prises en compte dans le lissage de $\delta(t)$, le domaine utilisé pour le lissage de la courbe a pu être modifié par rapport à celui précédent. Il s'en suit une possible modification de la valeur du paramètre K qui est sensible à l'intervalle de temps pris en compte pour le lissage.

Au 30 Juin 1997, soit 18 mois après la date d'actualisation des données d'épaisseurs optiques (01/01/96), les écarts relatifs ϵ calculés selon " $\delta(\text{nouveau}) = (1+\epsilon).\delta(\text{ancien})$ " sont dans l'ensemble de -17% à +17%. Ils sont plus prononcés pour certaines bandes de latitudes où la prise en compte du terme de phase des oscillations modifie plus fortement les coefficients K (N45 et N55), ou bien où le lissage ne tient pas compte d'oscillations mais est fait sur un intervalle différent (N05 et N75).

Cependant, les épaisseurs optiques rencontrées pendant la mission POLDER restent trop faibles pour induire un biais significatif sur les corrections stratosphériques. En ordre de grandeur, l'influence des aérosols stratosphériques sur le signal mesuré est

$$\Delta L \approx L^{\text{strato}} \approx \frac{\omega_0 \cdot \delta \cdot p(\Theta)}{4 \cdot \mu_v} \quad (\text{B.2})$$

exprimée en luminance normalisée (voir l'annexe A pour la définition des grandeurs utilisées).

Une erreur $\Delta\delta$ sur l'épaisseur optique nous donne donc un biais approximatif de

$$\Delta(\Delta L) \approx \frac{\omega_0 \cdot \Delta\delta \cdot p(\Theta)}{4 \cdot \mu_v} \quad (\text{B.3})$$

Pour une visée quasiment verticale, en prenant la couche purement diffusante, on obtient $\Delta(\Delta L) \approx \Delta\delta \times p(\Theta)/4$, où Θ est ici l'angle de rétrodiffusion. On peut le prendre entre 150° et 180°. Ce qui, selon la Figure I.8, nous donne une valeur de la fonction de phase de l'ordre de 0.2 (du même ordre de grandeur à 670 nm qu'à 865 nm), et donc $\Delta(\Delta L) \approx 0.05 \times \Delta\delta$. Les écarts sur les épaisseurs optiques extrapolées au 30 Juin 1997 n'excèdent pas 2×10^{-3} pour les bandes de latitudes où ils sont les plus importants. L'erreur sur l'estimation de l'influence des aérosols stratosphériques n'excède alors pas 1×10^{-4} , ce qui est inférieure à la précision requise pour la correction.

Finalement, il est difficile de trancher sur la qualité de ces extrapolations sans une comparaison avec des mesures a posteriori de SAGE. Ce travail demandera à être fait dès que le LOA recevra de la NASA les données SAGE acquises depuis 1996.

Tableau B.1: Coefficients δ_0 , K (en jour⁻¹), B et P (en jours) permettant de lisser, selon l'équation (B.1), les mesures d'épaisseur optique de SAGE, en fonction de la bande de latitude et de la longueur d'onde. L'épaisseur optique δ_0 correspond à la date $t_0 = 500$. Le coefficient de corrélation, Cor, est précisé.

		Canaux FOLDER							K moyen
Bande de latitude		443 nm	490 nm	565 nm	670 nm	765 nm	865 nm	910 nm	
S75 $t_0=500$	Cor	0.89	0.81	0.75	0.74	0.76	0.80	0.83	0.00115
	δ_0	0.0241	0.243	0.0234	0.0209	0.0181	0.0152	0.0140	
	k	0.00081	0.00095	0.00109	0.00122	0.00129	0.00134	0.00136	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
S65 $t_0=500$	Cor	0.83	0.83	0.82	0.83	0.85	0.87	0.89	0.00117
	δ_0	0.0251	0.0248	0.0234	0.0206	0.0178	0.0151	0.0140	
	k	0.00090	0.00099	0.00111	0.00122	0.00128	0.00133	0.00135	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
S55 $t_0=500$	Cor	0.88	0.91	0.93	0.94	0.95	0.95	0.96	0.00126
	δ_0	0.0255	0.0252	0.0238	0.0212	0.0186	0.0160	0.0149	
	k	0.00097	0.00107	0.00119	0.00131	0.00139	0.00144	0.00145	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
S45 $t_0=500$	Cor	0.86	0.90	0.93	0.95	0.95	0.95	0.95	0.00136
	δ_0	0.0231	0.0225	0.0211	0.0186	0.0163	0.0140	0.0131	
	k	0.00111	0.00119	0.00130	0.00140	0.00147	0.00153	0.00155	
	B	0.204	0.222	0.243	0.262	0.272	0.278	0.279	
	P	+ 16.1	+ 18.8	+ 21.6	+ 24.3	+ 26.1	+ 27.7	+ 28.4	
S35 $t_0=500$	Cor	0.91	0.94	0.97	0.98	0.98	0.98	0.98	0.00177
	δ_0	0.0175	0.0170	0.0159	0.0142	0.0125	0.0109	0.0102	
	k	0.00141	0.00150	0.00163	0.00178	0.00191	0.00204	0.00209	
	B	0.154	0.163	0.172	0.179	0.180	0.179	0.179	
	P	+ 4.4	+ 5.9	+ 7.0	+ 6.9	+ 5.8	+ 4.0	+ 3.0	
S25 $t_0=500$	Cor	0.91	0.95	0.97	0.99	0.99	0.99	0.99	0.00184
	δ_0	0.0141	0.0139	0.0132	0.0118	0.0104	0.0089	0.0083	
	k	0.00153	0.00162	0.00175	0.00188	0.00197	0.00205	0.00208	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
S15 $t_0=500$	Cor	0.94	0.96	0.98	0.99	0.99	0.99	0.99	0.00219
	δ_0	0.0152	0.0154	0.0152	0.0141	0.0127	0.0111	0.0104	
	k	0.00176	0.00189	0.00207	0.00225	0.00238	0.00248	0.00252	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	

S05 $t_0=500$	Cor	0.94	0.97	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.00175
	δ_0	0.0139	0.0142	0.0141	0.0132	0.0121	0.0108	0.0102	
	k	0.00143	0.00150	0.00161	0.00176	0.00188	0.00200	0.00205	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
N05 $t_0=500$	Cor	0.94	0.97	0.98	0.99	0.99	0.98	0.98	0.00184
	δ_0	0.0140	0.0140	0.0137	0.0128	0.0116	0.0104	0.0099	
	k	0.00151	0.00157	0.00169	0.00184	0.00198	0.00212	0.00218	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
N15 $t_0=500$	Cor	0.86	0.88	0.90	0.91	0.91	0.91	0.91	0.00208
	δ_0	0.0127	0.0129	0.0128	0.0119	0.0108	0.0096	0.0090	
	k	0.00156	0.00174	0.00196	0.00218	0.00231	0.00240	0.00243	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
N25 $t_0=500$	Cor	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.00209
	δ_0	0.0129	0.0126	0.0119	0.0105	0.0092	0.0080	0.0074	
	k	0.00189	0.00195	0.00203	0.00212	0.00218	0.00223	0.00225	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	
N35 $t_0=500$	Cor	0.98	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.00194
	δ_0	0.0149	0.0145	0.0136	0.0120	0.0107	0.0094	0.0088	
	k	0.00148	0.00161	0.00179	0.00199	0.00213	0.00227	0.00232	
	B	- 0.281	- 0.285	- 0.292	- 0.304	- 0.314	- 0.325	- 0.330	
	P	+ 40.5	+ 40.6	+ 40.9	+ 41.5	+ 42.1	+ 42.8	+ 43.1	
N45 $t_0=500$	Cor	0.97	0.98	0.98	0.98	0.98	0.98	0.98	0.00177
	δ_0	0.0199	0.0195	0.0184	0.0166	0.0147	0.0129	0.0121	
	k	0.00138	0.00149	0.00163	0.00180	0.00193	0.00205	0.00210	
	B	-0.322	- 0.340	- 0.361	- 0.381	- 0.392	- 0.398	- 0.400	
	P	+ 48.5	+ 48.1	+ 47.9	+ 48.4	+ 49.3	+ 50.6	+ 51.3	
N55 $t_0=500$	Cor	0.98	0.99	0.99	0.99	0.99	0.98	0.98	0.00164
	δ_0	0.0229	0.0227	0.0217	0.0196	0.0173	0.0151	0.0141	
	k	0.00128	0.00141	0.00157	0.00172	0.00180	0.00186	0.00187	
	B	- 0.177	- 0.204	- 0.235	- 0.259	- 0.269	- 0.270	-0.269	
	P	+ 29.0	+ 30.0	+ 30.8	+ 31.3	+ 31.4	+ 31.4	+ 31.3	
N65 $t_0=500$	Cor	0.94	0.93	0.92	0.91	0.91	0.92	0.92	0.00193
	δ_0	0.0247	0.0246	0.0237	0.0214	0.0189	0.0164	0.0153	
	k	0.00148	0.00163	0.00183	0.00203	0.00214	0.00221	0.00222	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	

N75 $t_0=500$	Cor	0.94	0.92	0.89	0.88	0.88	0.89	0.90	0.00183
	δ_0	0.0243	0.0239	0.0226	0.0201	0.0177	0.0152	0.0141	
	k	0.00147	0.00159	0.00174	0.00189	0.00198	0.00205	0.00207	
	B	0	0	0	0	0	0	0	
	P	---	---	---	---	---	---	---	

Tableau B.2: Epaisseur optique au 1er Janvier 1996, pour la nouvelle exploitation.

Canaux POLDER						
Bandes	443 nm	490 nm	565 nm	670 nm	765 nm	865 nm
S75	0.0153	0.0142	0.0127	0.0105	0.0087	0.0071
S65	0.0151	0.0142	0.0125	0.0104	0.0086	0.0071
S55	0.0148	0.0138	0.0122	0.0101	0.0085	0.0071
S45	0.0124	0.0115	0.0101	0.0084	0.0071	0.0059
S35	0.0079	0.0073	0.0063	0.0052	0.0043	0.0034
S25	0.0059	0.0056	0.0049	0.0041	0.0034	0.0028
S15	0.0056	0.0053	0.0047	0.0040	0.0033	0.0027
S05	0.0062	0.0061	0.0057	0.0049	0.0042	0.0035
N05	0.0060	0.0058	0.0053	0.0045	0.0038	0.0031
N15	0.0053	0.0048	0.0042	0.0035	0.0029	0.0025
N25	0.0044	0.0042	0.0038	0.0032	0.0027	0.0023
N35	0.0065	0.0058	0.0050	0.0039	0.0032	0.0026
N45	0.0091	0.0084	0.0073	0.0060	0.0049	0.0041
N55	0.0111	0.0102	0.0090	0.0074	0.0063	0.0053
N65	0.0107	0.0098	0.0084	0.0068	0.0057	0.0047
N75	0.0106	0.0097	0.0085	0.0069	0.0058	0.0048

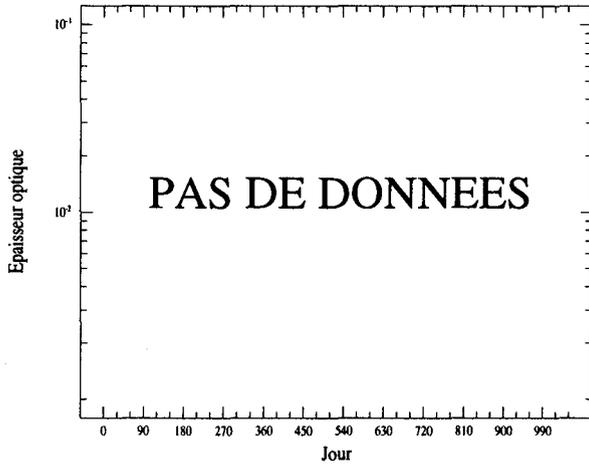
Tableau B.3: Pourcentage d'écart ε entre les épaisseurs optiques extrapolées au 30 Juin 1997 à partir des résultats du jeu de k_{moy} établis par (B.1) et par (I.2), ce dernier étant utilisé lors du traitement des données de POLDER.
 $\delta(\text{selon (B.1)}) = (1+\varepsilon) \cdot \delta(\text{selon (I.2)})$.

Canaux POLDER						
Bandes	443 nm	490 nm	565 nm	670 nm	765 nm	865 nm
S75	- 1.2	- 2.6	0.0	- 1.8	0.0	- 2.6
S65	0.0	0.0	- 1.5	- 1.8	- 2.2	- 2.6
S55	- 6.3	- 5.5	- 6.2	- 5.6	- 4.4	- 7.7
S45	0.0	0.0	- 2.0	2.6	0.0	0.0
S35	- 3.2	- 3.5	- 7.7	- 4.8	- 11.1	- 13.3
S25	- 15.4	- 16.7	- 14.3	- 11.8	- 7.1	- 16.7
S15	- 15.0	- 15.8	- 17.7	- 14.3	- 9.1	- 20.0
S05	9.1	4.6	0.0	- 5.0	- 5.9	- 7.1
N05	- 24.1	- 25.0	- 29.6	- 26.1	- 33.3	- 29.4
N15	13.3	14.3	16.7	0.0	0.0	14.3
N25	7.7	8.3	9.1	11.1	28.6	16.7
N35	10.0	11.1	13.3	16.7	10.0	12.5
N45	- 34.0	- 33.3	- 37.8	- 39.5	- 42.4	- 44.4
N55	- 27.4	- 26.3	- 29.4	- 30.2	- 29.7	- 31.3
N65	0.0	- 2.9	- 3.3	0.0	0.0	- 5.9
N75	50.0	50.0	55.0	62.5	75.0	100.0

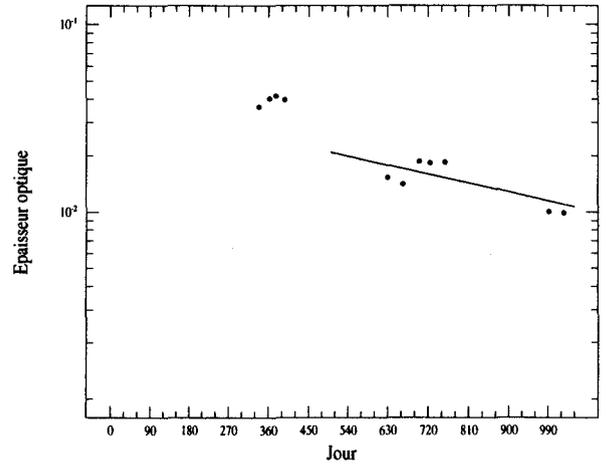
Canal POLDER 670 nm

Intégration de la tropopause à 30 km.

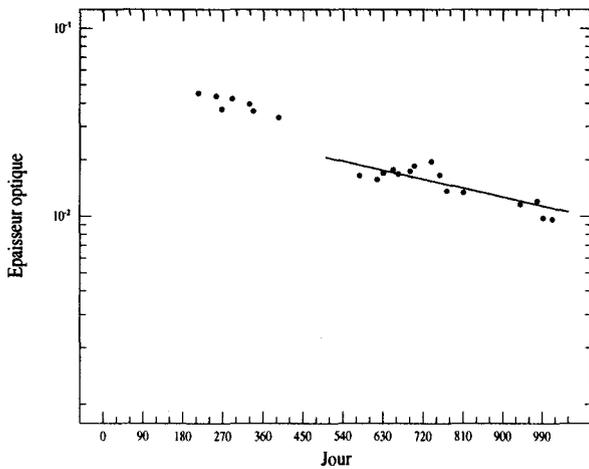
Bande de latitude 1: S85



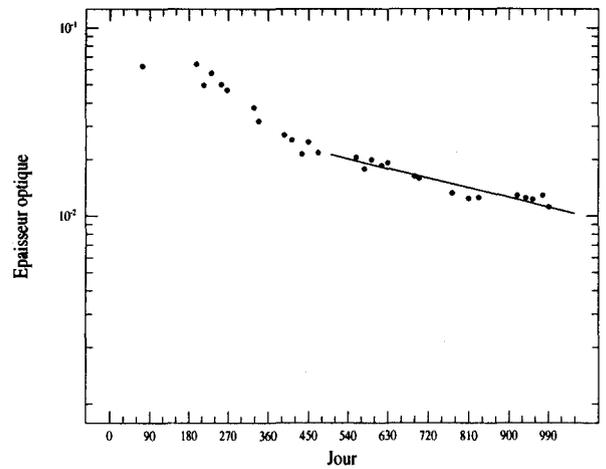
Bande de latitude 2: S75



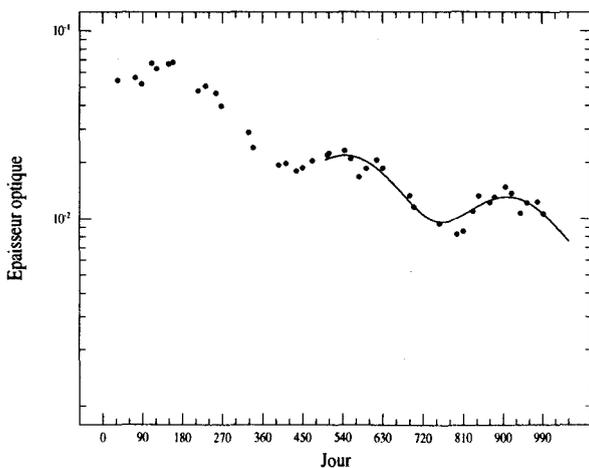
Bande de latitude 3: S65



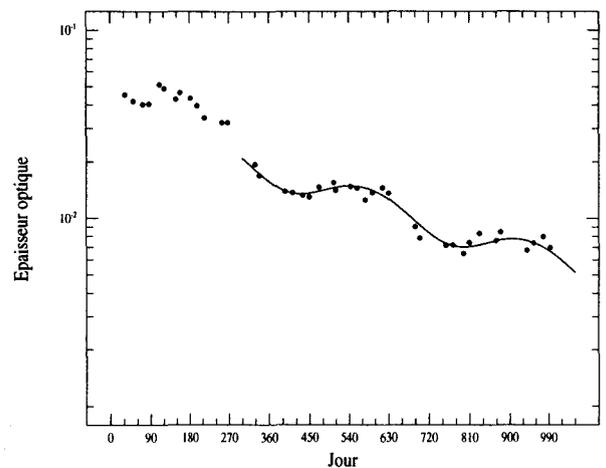
Bande de latitude 4: S55



Bande de latitude 5: S45



Bande de latitude 6: S35

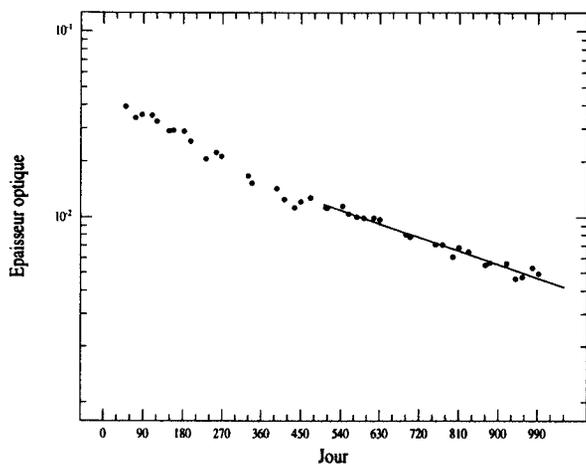


Figures B.1.a: Nouveau lissage de l'épaisseur optique selon l'équation (B.1)

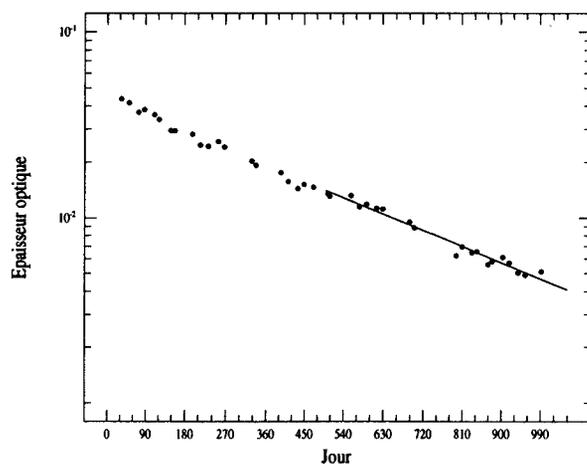
Canal POLDER 670 nm

Intégration de la tropopause à 30 km.

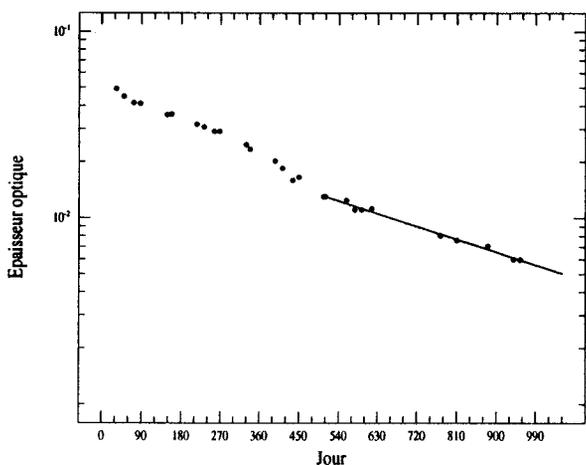
Bande de latitude 7: S25



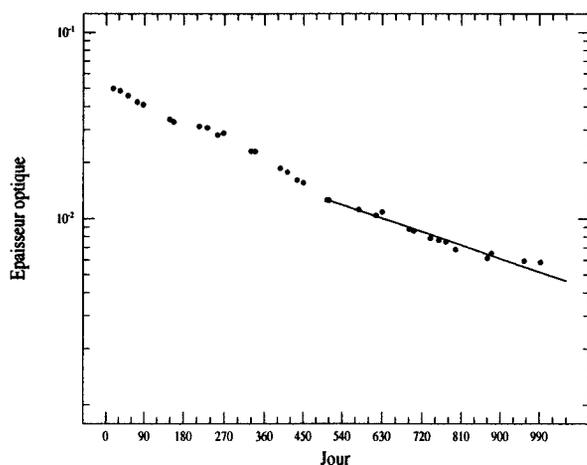
Bande de latitude 8: S15



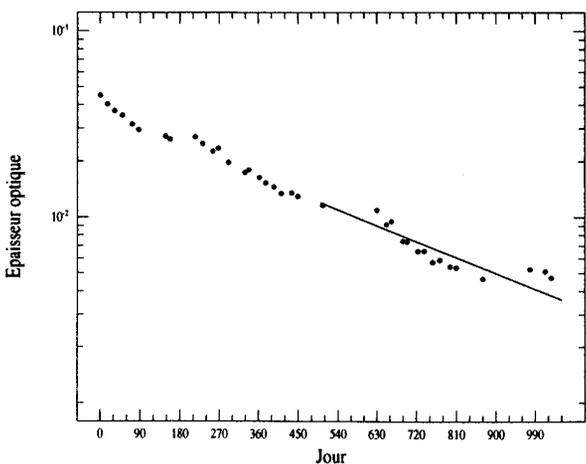
Bande de latitude 9: S05



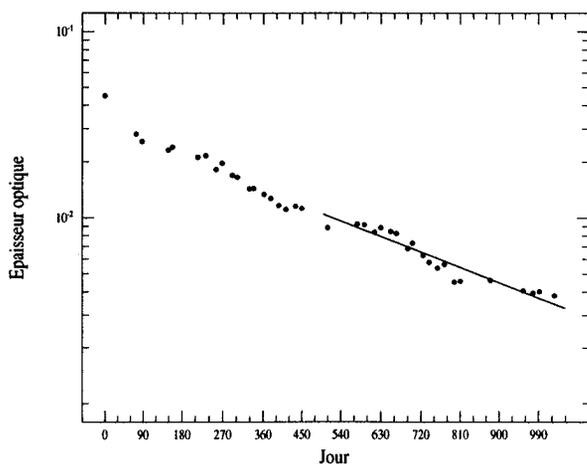
Bande de latitude 10: N05



Bande de latitude 11: N15



Bande de latitude 12: N25

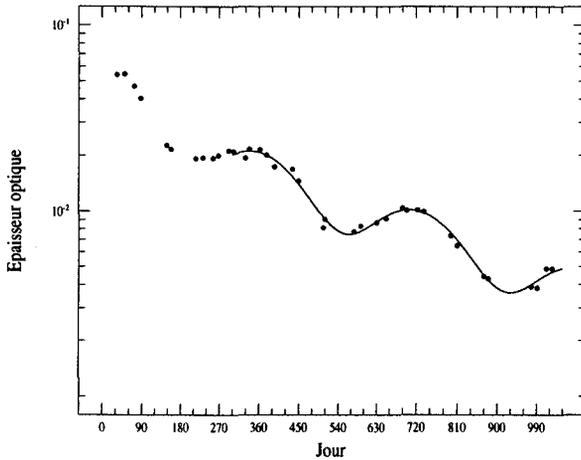


Figures B.1.b: Nouveau lissage de l'épaisseur optique selon l'équation (B.1)

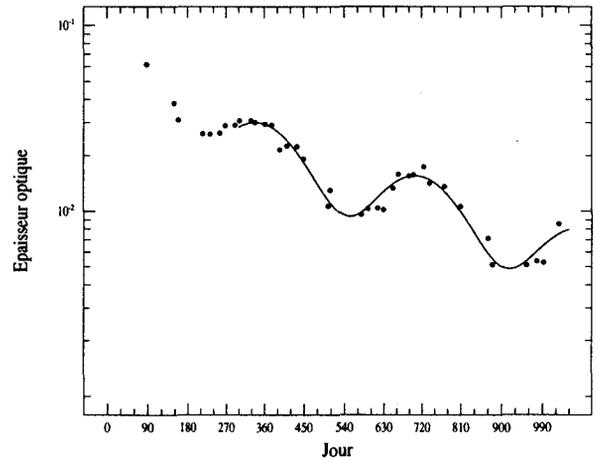
Canal POLDER 670 nm

Intégration de la tropopause à 30 km.

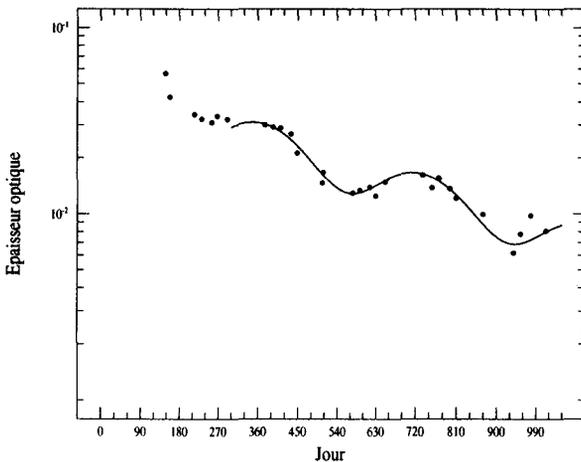
Bande de latitude 13: N35



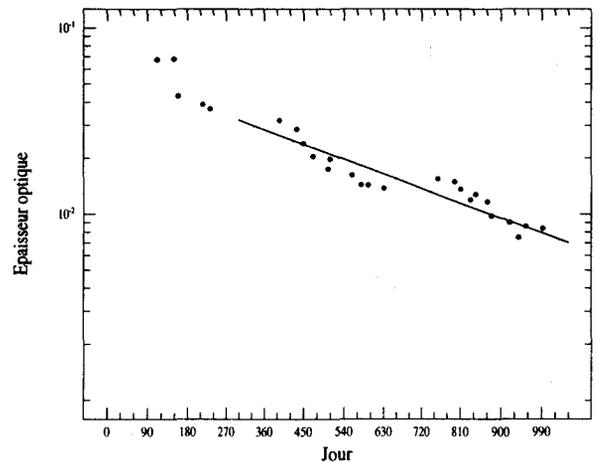
Bande de latitude 14: N45



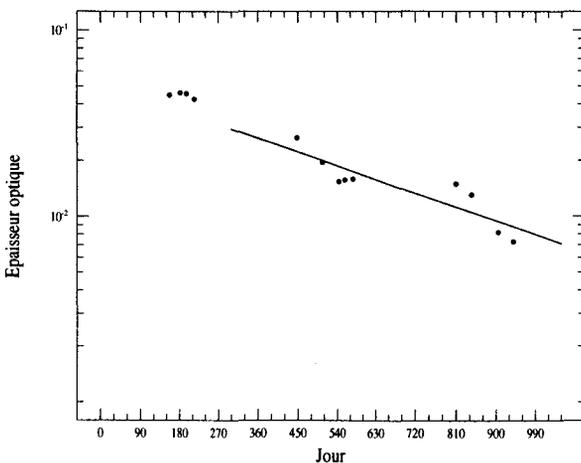
Bande de latitude 15: N55



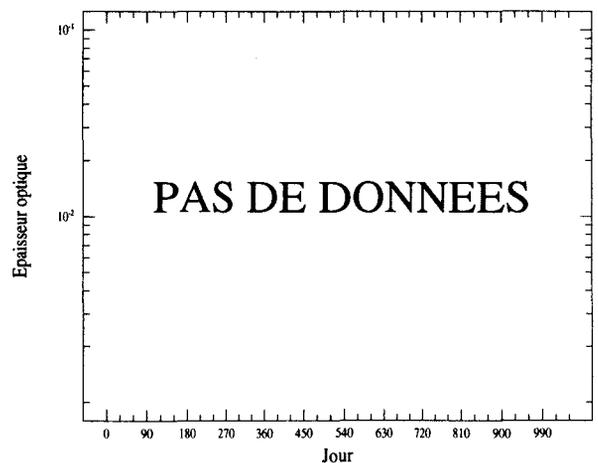
Bande de latitude 16: N65



Bande de latitude 17: N75



Bande de latitude 18: N85

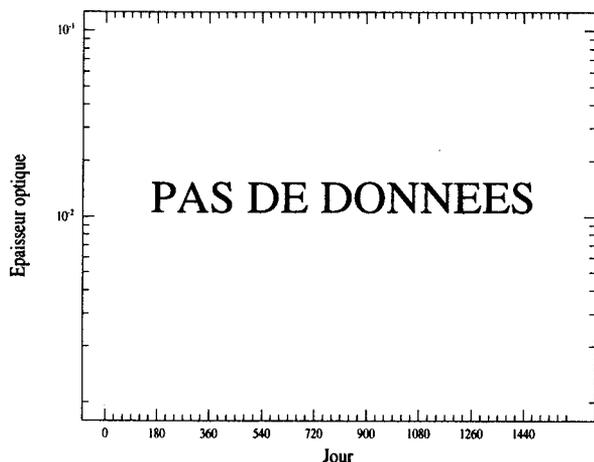


Figures B.1.C: Nouveau lissage de l'épaisseur optique selon l'équation (B.1)

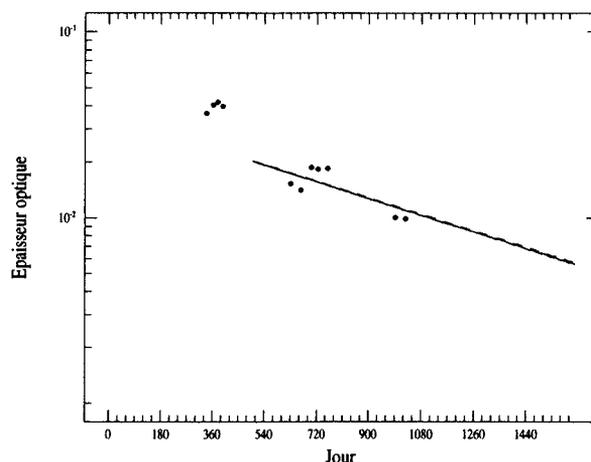
Canal POLDER 670 nm

Intégration de la tropopause à 30 km.

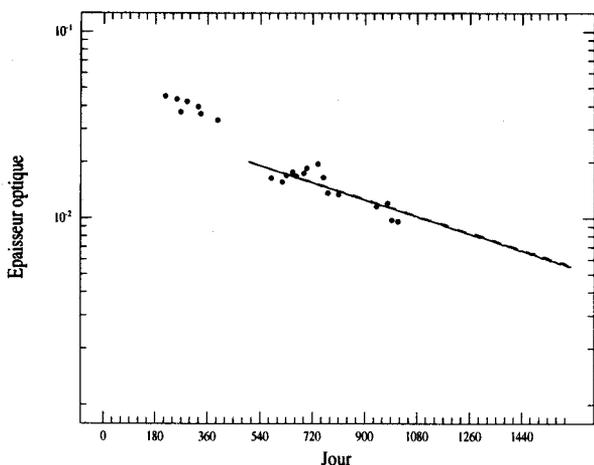
Bande de latitude 1: S85



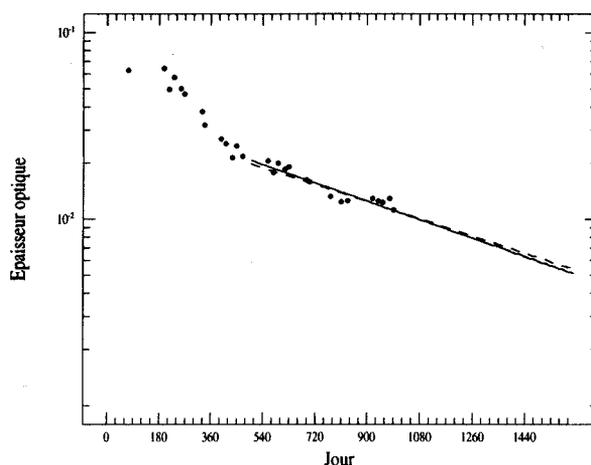
Bande de latitude 2: S75



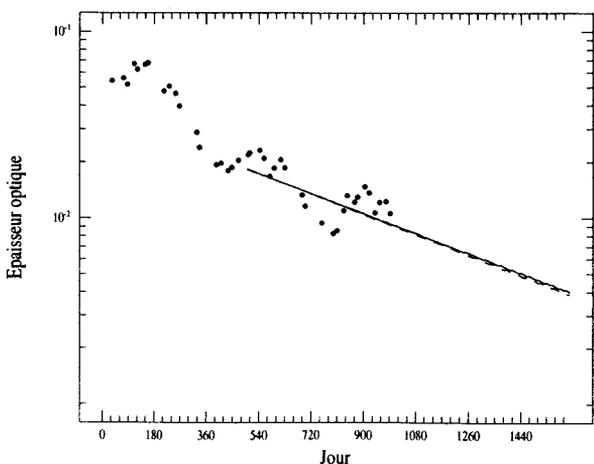
Bande de latitude 3: S65



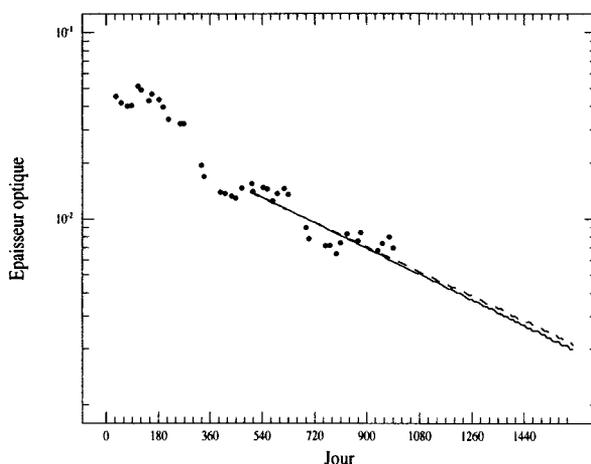
Bande de latitude 4: S55



Bande de latitude 5: S45



Bande de latitude 6: S35

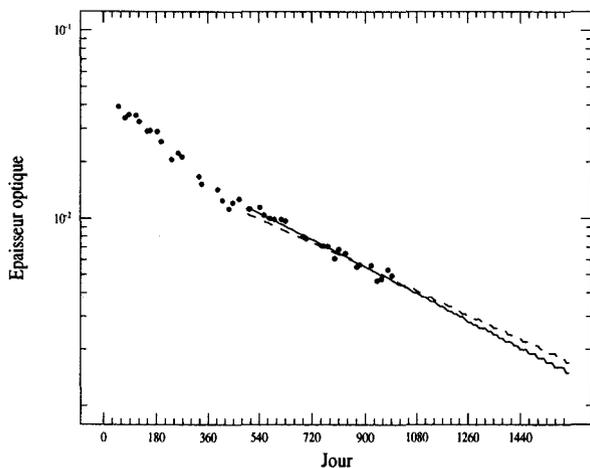


Figures B.2.a: Extrapolation de l'épaisseur optique au 30 juin 1997 (jour 1610) pour les paramètres K initiaux (pointillés) et recalculés (trait plein)

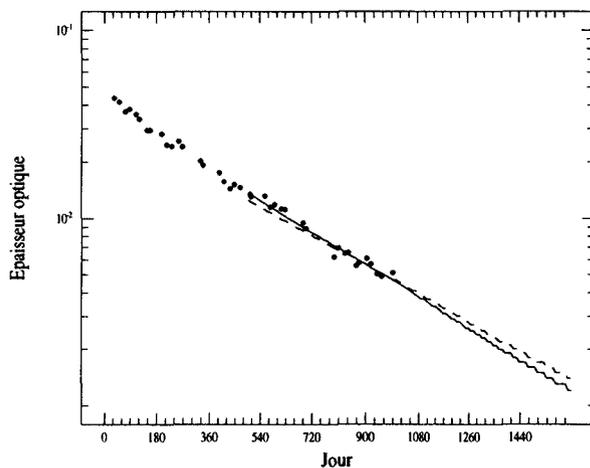
Canal POLDER 670 nm

Intégration de la tropopause à 30 km.

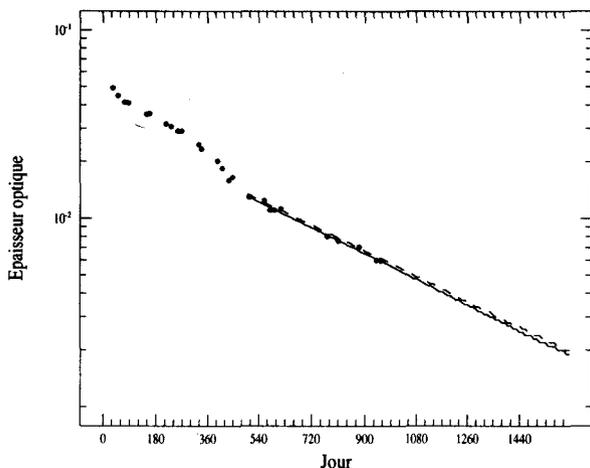
Bande de latitude 7: S25



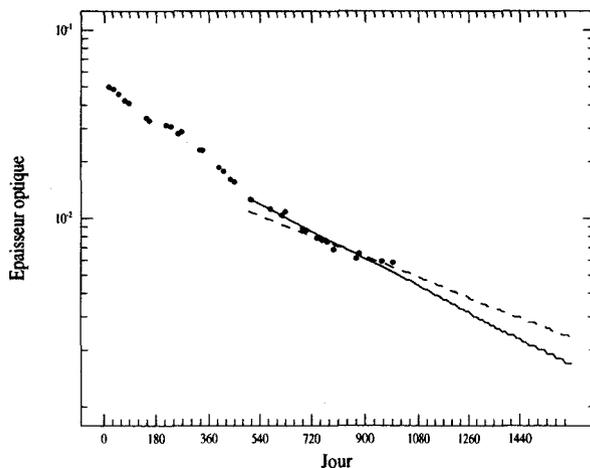
Bande de latitude 8: S15



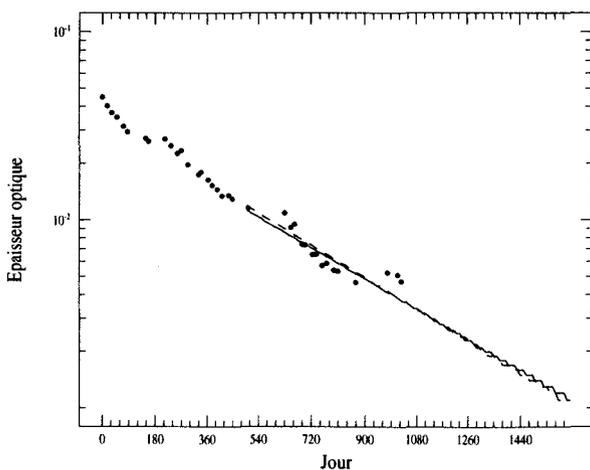
Bande de latitude 9: S05



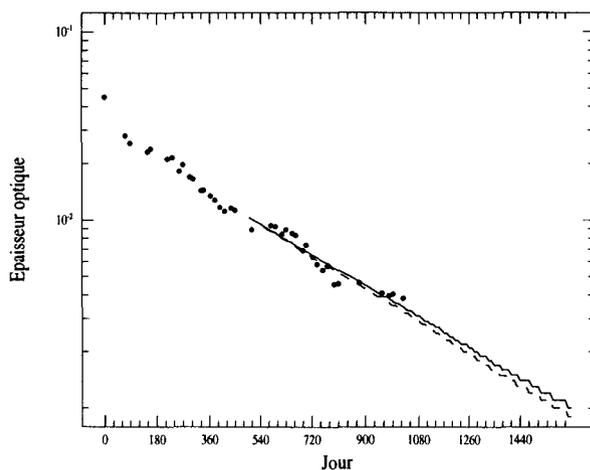
Bande de latitude 10: N05



Bande de latitude 11: N15



Bande de latitude 12: N25

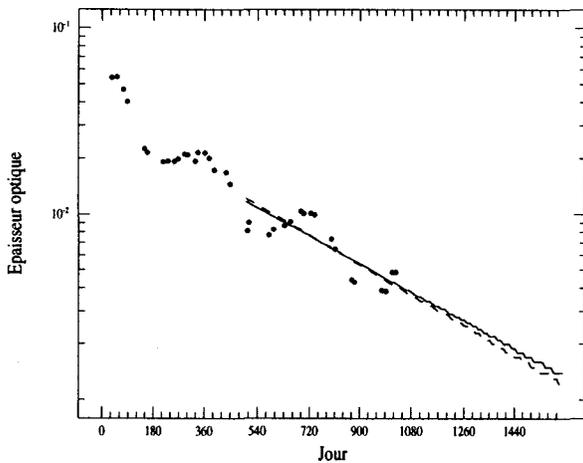


Figures B.2.b: Extrapolation de l'épaisseur optique au 30 juin 1997 (jour 1610) pour les paramètres K initiaux (pointillés) et recalculés (trait plein)

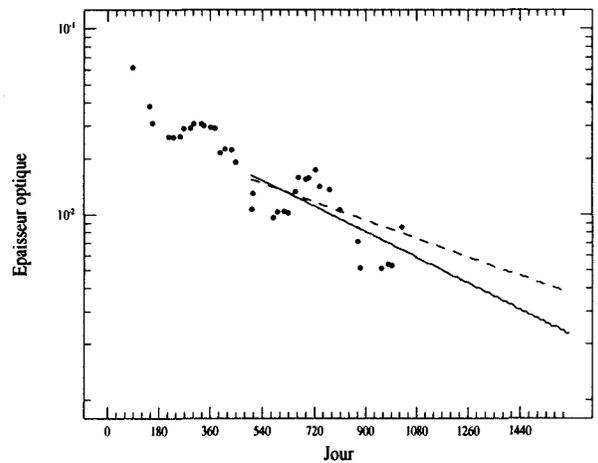
Canal POLDER 670 nm

Intégration de la tropopause à 30 km.

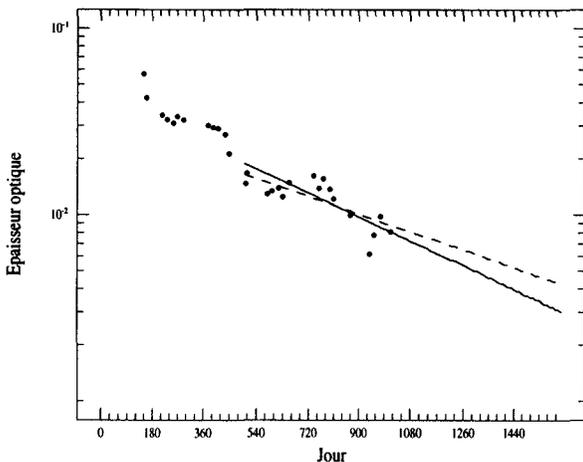
Bande de latitude 13: N35



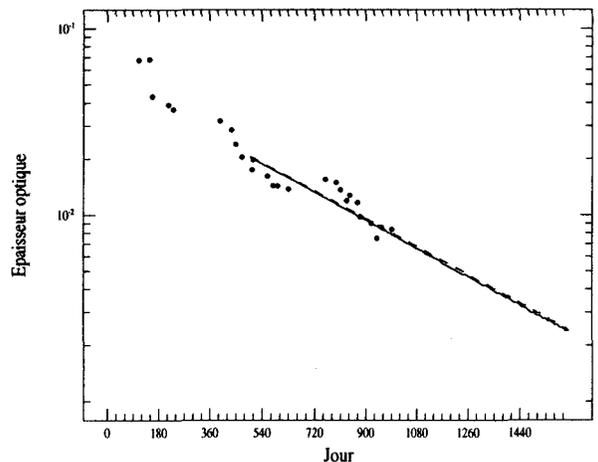
Bande de latitude 14: N45



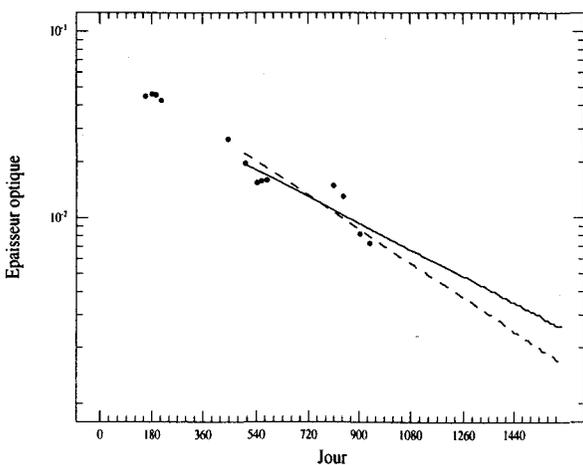
Bande de latitude 15: N55



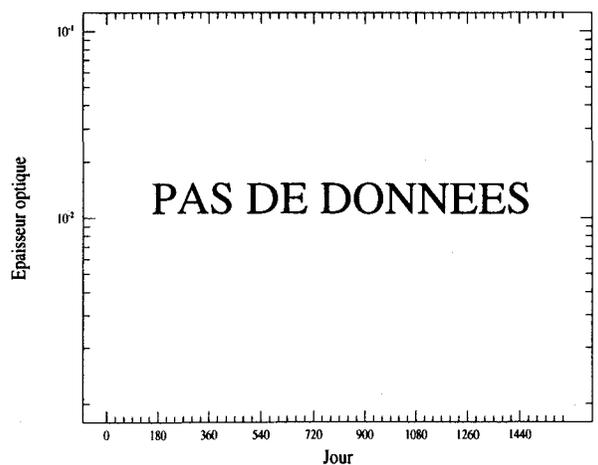
Bande de latitude 16: N65



Bande de latitude 17: N75



Bande de latitude 18: N85



Figures B.2.c: Extrapolation de l'épaisseur optique au 30 juin 1997 (jour 1610) pour les paramètres K initiaux (pointillés) et recalculés (trait plein)

Annexe C

Formation et évolution des aérosols stratosphériques

Nous présentons ici un aperçu général sur l'observation des aérosols stratosphériques, et sur la modélisation microphysique de leur origine. Des explications sur leur évolution temporelle et sur leur répartition spatiale sont proposées. La rédaction de cette annexe repose essentiellement sur la lecture des articles de Turco et al. [1979], Kent et al. [1995], ainsi que du livre "The stratospheric aerosol layer", édité par Whitten [1982].

I- Introduction: Présentation et petit historique.

La couche des aérosols stratosphériques est composée de gouttelettes d'acide sulfurique aqueux, essentiellement comprises entre 15 et 30 km d'altitude, et réparties sur tout le globe. Son existence fut suggérée dès 1927 par Gruner et Kleinert [1927], par des observations au crépuscule de la lumière pourpre, mais sa découverte par mesures in-situ est due à Junge et al. [1961].

L'origine physique des aérosols stratosphériques repose principalement sur la condensation de sulfates qui proviennent de la photodissociation de sulfure de carbone (OCS) par la lumière UV du Soleil [Crutzen; 1976] et de l'injection de dioxyde de soufre SO₂ dans la stratosphère durant les fortes éruptions volcaniques [Lamb; 1970].

La répartition globale et la longue durée de vie des aérosols stratosphériques, pouvant atteindre plusieurs années, leur donnent une importance climatique. Suite à une éruption volcanique intense, l'abondance des aérosols stratosphériques augmente d'une façon considérable sur l'ensemble du globe, pour ne revenir à la situation normale qu'après plusieurs années. Cette augmentation constitue une importante cause primaire de forçage climatique [Lamb, 1970; Pollack et al., 1976a,b; Hansen et al., 1996] qui se traduit par un réchauffement de la stratosphère (par absorption locale du rayonnement solaire et tellurique) et par un refroidissement de la troposphère (par diminution du flux de courte longueur d'onde atteignant la surface de la planète). Ainsi, dans les trois à quatre premiers mois après l'éruption du Mont Pinatubo, la température à 30hPa (soit à un peu plus de 20 km d'altitude) augmenta d'environ 4 K à l'équateur et de 2.5 K en moyenne zonale à 20°N; et le flux solaire à la surface diminua de près de 13% dans le Pacifique [André, 1994]. De plus, l'apport croissant de soufre et de particules dans la stratosphère, lié à l'activité humaine, peut également perturber le climat et affecter la couche d'ozone par des interactions chimiques entre composants [Cadle et al, 1975a]. Cette importance climatique de la couche des aérosols stratosphériques fait que de grands moyens ont été développés pour l'étudier, tant par l'approche expérimentale que théorique.

De nombreux échantillonnages in-situ des aérosols stratosphériques ont été menés: par exemple, à l'aide de ballons - sondes munis de chambres de diffusion¹ [Junge et al, 1961; Kyselau et al., 1974] ou de compteurs optiques de particules² [Rosen, 1964; Hofmann et al., 1975a, 1976; Rosen et al., 1975; Rosen and Hofmann, 1986], mais aussi à l'aide d'avions volant à hautes altitudes équipés de fils collecteurs (par exemple du carbone enduit de palladium) ou de filtres³ [Lazrus and Gandrud, 1974; Bigg, 1975; Castleman et al., 1974; Farlow et al., 1979]. Des mesures de télédétection sont également utilisées pour caractériser les particules:

¹ Détection de l'intensité de la lumière diffusée par des particules passant à travers un rayonnement émis dans une cellule.

² Les particules passant entre une source de rayonnement et un capteur diffusent la lumière et modifient ainsi le signal détecté en fonction de leur taille et de leur indice.

³ Les filtres sont imprégnés de réactifs chimiques pour détecter les gaz et collecter les aérosols.

par exemple, par mesures de l'épaisseur optique au dessus d'un avion équipé d'un photomètre [Spinhirne and King, 1985], par l'usage de tirs lasers utilisant la technologie des Lidars depuis le sol [Russel and Hake, 1977; Fernald and Schuster, 1977; Fiocco, 1984] ou aéroporté [McCormick and Swissler, 1983], ainsi que par ballon à l'aide d'un polarimètre infrarouge scannant des plans horizontaux à différentes altitudes [Herman et al., 1986], ou par des observations au limbe [Ackerman et al., 1981; Ramon et al., 1995], ou encore par sonde de rétrodiffusion⁴ [Rosen and Kjome; 1991]. Avec l'avènement de la technologie spatiale, l'observation globale et permanente de la stratosphère est devenue possible dès la fin des années soixante-dix, grâce aux instruments d'occultation solaire. L'instrument SAM (Stratospheric Aerosol Measurement), manipulé par les astronautes de la mission Apollo 1975, fut le premier appareil à effectuer quelques observations spatiales des aérosols stratosphériques [Pepin and McCormick, 1976]. Il fut l'instigateur d'une série d'instruments d'occultation réalisés par la NASA: SAM II qui réalisa des profils d'extinction à 1000 nm pour les régions polaires de Octobre 78 à 94 [McCormick et al., 1979]; SAGE (Stratospheric and Gas Experiment) lancé en Février 1979 qui délivra des données dans les canaux 1000, 600, 450 et 385 nm, pour une couverture globale de la Terre de 80°N à 80°S, jusqu'en Novembre 1981; SAGE II, toujours opérationnel depuis Octobre 1984, qui fournit des données similaires à celles de SAGE [Mauldin et al., 1985; Chu et al., 1985]. Citons également, parmi d'autres, POAM (Polarization Ozone and Aerosol Measurement) ainsi que l'instrument japonais ILAS (Improved Limb Atmospheric Spectrometer).

Les résultats de ces nombreuses expérimentations ont permis d'accumuler un grand nombre d'informations et d'avoir une représentation globale satisfaisante de la couche des aérosols stratosphériques. Ainsi, elle présente un maximum de concentration des particules de rayons supérieurs à 0.15 μm (ainsi que de la concentration en masse) essentiellement compris entre 20 et 25 km d'altitude aux latitudes moyennes, et qui est relié à l'altitude de la tropopause [Hofmann et al., 1975a; Rosen et al., 1975]. La couche présente des variations

⁴ Détection de l'intensité de la lumière d'un laser diffusée en rétrodiffusion.

saisonniers, latitudinales et à petites échelles, et peut être fortement augmentée suite à une intense activité volcanique.

De nombreux modèles représentatifs de la couche des aérosols stratosphériques ont été développés pour étudier les processus d'évolution des aérosols tels que leur formation, coagulation et sédimentation [Junge *et al.*, 1961; Friedlander, 1961; Martell, 1966; Kritz, 1975; Burgmeier and Blifford, 1975; Rosen *et al.*, 1978; Turco *et al.*, 1979]. En parallèle, la photochimie des composants soufrés de l'atmosphère a été modélisée [Scott *et al.*, 1969; Friend *et al.*, 1973; Castleman *et al.*, 1975; Davis and Klauber, 1975; Hamill, 1975; Crutzen, 1976] et des modèles tenant compte des transports à une dimension [Hunten, 1975; Hofmann *et al.*, 1975b, Turco *et al.*, 1979], ou à deux dimensions [Cadle *et al.*, 1976, 1977] ont été établis. Ces modèles se sont développés et ont été largement utilisés pour rendre compte de l'évolution des panaches volcaniques consécutifs aux éruptions majeures du Mont St. Helens en 1980, du El Chichón en 1982 et du Mont Pinatubo en 1991. A partir de modèles à une dimension, Turco *et al.* [1983] ont étudié la chimie, les propriétés physiques et l'évolution des nuages stratosphériques produits par l'éruption du Mont St. Helens; Pinto *et al.* [1989] ont étudié les effets des nuages stratosphériques générés par les éruptions intenses; Turco [1990] a simulé le nuage de l'éruption du El Chichón; Zhao *et al.* [1995] ont simulé les propriétés microphysiques et radiatives des aérosols stratosphériques produits par l'éruption du Mont Pinatubo. Des modèles à deux dimensions, incluant un modèle de circulation méridionale en plus des transports verticaux, ont également été utilisés pour simuler la dispersion globale des nuages volcaniques comme celui du El Chichón [Capone *et al.*, 1983; Tie *et al.*, 1994]. D'autres efforts de modélisation ont été menés sur la dynamique du transport des nuages volcaniques ou sur leurs effets sur la composition et la circulation atmosphérique [Boville *et al.*, 1991; Brasseur and Granier, 1992; Pitari, 1993; Young *et al.*, 1994].

II- Les gaz précurseurs:

Les composants gazeux soufrés jouent un rôle prépondérant dans la formation et la maintenance de la couche des aérosols stratosphériques. Les éruptions volcaniques rejettent dans l'atmosphère des quantités importantes de dioxyde de soufre (SO_2). Par exemple, l'explosion du Mont Pinatubo, aux Philippines, en juin 1991, a injecté près de 20 millions de tonnes de SO_2 dans l'atmosphère (mesures de TOMS, Total Ozone Mapping Spectrometer), et le nuage volcanique a atteint jusqu'à 40 km d'altitude [Blutch et al., 1992]. Mais l'activité industrielle rejette également dans l'atmosphère des quantités importantes de dioxyde de soufre (SO_2), d'hydrogène sulfuré (H_2S), de sulfure de carbone (CS_2) et de sulfure de carbonyle (OCS) [Butcher and Charlson, 1972; Bach, 1976; Peyton et al., 1976]. Des sources naturelles (plantes, minéraux) de H_2S , OCS et de sulfure de diméthyle ($\text{CH}_3)_2\text{S}$ existent également [Friend, 1973; Lovelock et al., 1972; Lovelock, 1974; Cadle, 1975b; Maroulis and Bandy, 1977].

Parmi ces composants, le dioxyde de soufre et le sulfure de carbonyle sont les plus importants précurseurs des aérosols stratosphériques. Le dioxyde de soufre, fortement présent dans les émanations volcaniques, est souvent injecté directement dans la stratosphère par les éruptions. Il est ainsi le principal précurseur des aérosols stratosphériques post-volcaniques. Cependant, pendant les longues périodes de faible activité volcanique, le sulfure de carbonyle est apparemment le principal précurseur soufré [Crutzen, 1976]. En effet, le dioxyde de soufre étant soluble dans l'eau, la montée dans la stratosphère de ses émanations industrielles est limitée par le lessivage des pluies [Dana et al., 1975; Stedman et al., 1975], et la durée de vie du SO_2 troposphérique a été estimée de quelques jours seulement [Friend, 1973; Levy, 1974]. Par contre, le sulfure de carbonyle a une durée de vie possible dans la troposphère de plusieurs années. Turco et al. [1980] ont par ailleurs montré que le niveau ambiant de OCS atmosphérique est suffisant pour tenir compte de presque toutes les propriétés de la couche d'aérosols en période de faible activité volcanique.

Le sulfure de carbone (OCS) atteint la stratosphère essentiellement par les processus dynamiques de diffusion à travers la troposphère [Crutzen, 1976]. Il est alors décomposé pour produire des molécules gazeuses de H_2SO_4 selon un ensemble de réactions photochimiques, comme indiqué sur la Figure C.1. Le dioxyde de soufre (SO_2), directement injecté dans la stratosphère par les éruptions volcaniques, est converti en H_2SO_4 par oxydation OH (Figure C.1).

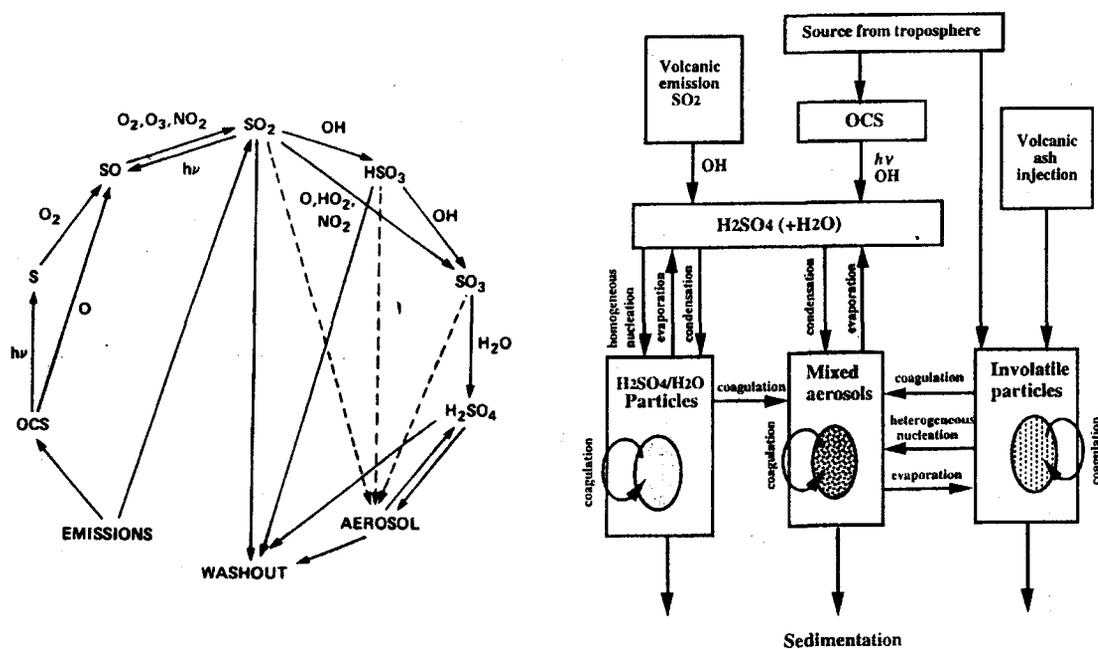


Figure C.1: Représentation des réactions chimiques principales lors de la formation des aérosols stratosphériques à partir du sulfure de carbone (OCS) et du dioxyde de soufre (SO_2). [Source: Figure de gauche: Turco et al., 1979; Figure de droite: Zhao et al., 1995]

Turco et al. [1979] estimèrent, pour l'usage de leur modèle à une dimension de la formation et de l'évolution des aérosols stratosphériques, que la masse de SO_2 diffusée dans la stratosphère depuis la troposphère est de 2×10^5 tonnes par an, en période dépourvue d'activité volcanique. La quantité totale de sulfate quittant la stratosphère sous forme d'aérosols a été estimée équivalente à 1.2×10^5 tonnes de SO_2 par an, selon Lazrus et Gandrud [1974], et à 3×10^5 tonnes de SO_2 par an, selon Hofmann et al. [1975a]. Le SO_2 atteignant la stratosphère est converti en sulfate juste au dessus de la tropopause et quitte rapidement la

stratosphère sous forme d'aérosols. Plus au dessus de la tropopause, ce sont les molécules de OCS qui forment l'essentiel des aérosols stratosphériques. Dans le modèle de Turco et al. [1979], le flux descendant d'aérosols dû à la décomposition du OCS est équivalent à environ 9×10^4 tonnes de SO_2 par an.

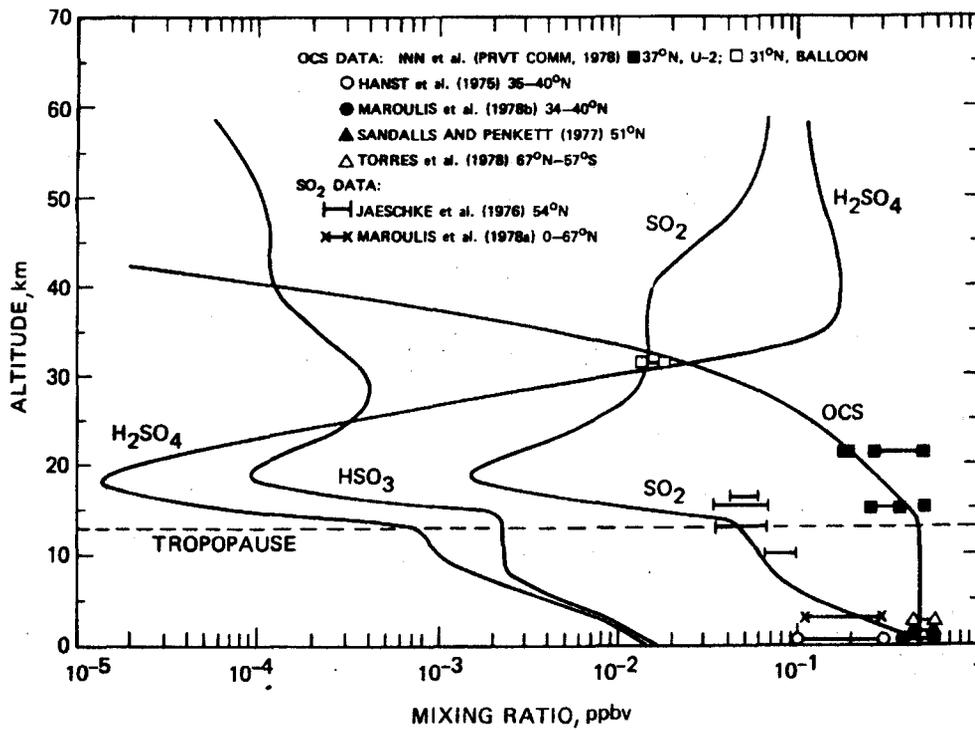


Figure C.2: Profils typiques des composants soufrés prévus par le modèle à une dimension de Turco et al. [1979], pour une période dépourvue d'activité volcanique. Les profils sont comparés à des données expérimentales. La proportion de sulfure de carbone (OCS) est constante dans la troposphère, où ce composant est relativement inerte, puis décroît uniformément au dessus de la tropopause pour maintenir un flux montant de molécules et s'effondre rapidement au dessus de 25 km par photodissociation. La proportion de dioxyde de soufre (SO_2) diminue du sol à la tropopause sous l'effet des pluies. Dans la basse stratosphère, elle décroît encore plus fortement car le SO_2 est piégé et oxydé à ces altitudes. Au dessus de la couche d'aérosols, la proportion de SO_2 augmente dans la région où le OCS est photolysé (car il libère l'atome de soufre S qui s'oxyde en SO_2), et augmente aussi dans la zone où le H_2SO_4 est photodissocié. La quantité de H_2SO_4 est minimale dans la couche des aérosols en raison de sa conversion en aérosols. Elle augmente au dessus de la couche par évaporation des gouttelettes d'acide sulfurique qui atteignent cette région d'air chaud et sec. [Source: Turco et al., 1979]

III- Processus microphysiques responsables de la formation de la couche des aérosols stratosphériques :

La vapeur d'acide sulfurique (H_2SO_4) et d'eau présente dans la stratosphère va pouvoir former des aérosols par nucléation, qui vont grossir, en fonction des concentrations et de la température ambiante, en se condensant et en se coagulant par collision.

Trois sortes de particules stratosphériques sont à distinguer: les particules pures et non volatiles (particules de Aitken provenant de la diffusion troposphérique ou poussières volcaniques), les gouttelettes pures et volatiles de (H_2SO_4/H_2O), et les aérosols composés d'une particule du premier type pour noyau et entouré d'une solution de (H_2SO_4/H_2O). Les particules de premier type sont largement transportées depuis la troposphère pour des conditions non volcaniques, mais sont fortement perturbées par les poussières volcaniques. Les particules d'acide sulfurique pure résultent de la nucléation homogène. Les particules de troisième type résultent de la nucléation hétérogène de (H_2SO_4/H_2O) sur des particules solides de premier type, ou de la coagulation entre les deux premiers types de particules.

Les aérosols ainsi formés décantent lentement vers la troposphère où ils se trouvent lessivés par les pluies.

III-1 Nucléation:

L'explication la plus probable de la formation des aérosols stratosphériques réside dans la nucléation d'acide sulfurique (H_2SO_4) et d'eau. En effet, ce mécanisme de formation est particulièrement favorable en terme de thermodynamique puisque l'acide sulfurique en solution a une très faible pression de vapeur; aussi la nucléation en gouttelettes d'acide sulfurique se produit même pour des quantités très faibles d'acide sulfurique gazeux.

La nucléation est essentiellement une nucléation hétérogène sur des noyaux de condensation préexistants ou particules de Aitken. Les taux de nucléation stratosphérique

par nucléation homogène ou par nucléation sur des ions sont en effet beaucoup plus petits pour des conditions non volcaniques [Hamill et al., 1977a]. Cependant, après une éruption, la nucléation homogène est un processus significatif de la formation des aérosols stratosphériques au sein du nuage volcanique [Turco, 1990]; en peu de temps, une grande quantité de petites gouttelettes pures de ($\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}$) est produite; elles grossissent rapidement ou se coagulent avec les deux autres types de particules pour former des aérosols pourvus d'un noyau. Les noyaux de condensation sont des particules qui remontent de la troposphère par transport atmosphérique [Turco et al., 1979], ou bien qui sont déposés par les avions, les éruptions volcaniques ou par l'ablation météoritique [Rosen, 1964; Turco et al., 1981].

III-2 Condensation:

Une fois formée, selon les conditions thermodynamiques locales, une particule grossit par condensation hétéromoléculaire de H_2SO_4 et de H_2O ou bien s'évapore [Hamill et al., 1977b; Hamill, 1975; Hoppel, 1976].

Considérons une gouttelette d'acide sulfurique aqueux, en suspension dans la stratosphère. Elle est soumise à un bombardement continu par les molécules gazeuses de l'air, dont la vapeur d'eau et les molécules d'acide sulfurique. Sous les conditions stratosphériques normales, la gouttelette subit un million d'impacts de molécules d'eau pour un impact de molécule d'acide sulfurique. A l'équilibre, il y a autant de molécules d'eau captées que de molécules d'eau qui s'évaporent. En terme de thermodynamique, la pression de vapeur d'eau dans la goutte est égale à la pression partielle d'eau dans l'air. A une température donnée, cet équilibre des vapeurs d'eau détermine le pourcentage en masse de H_2SO_4 dans la solution, et donc, la pression de vapeur de H_2SO_4 sur la goutte [Toon and Pollack, 1973]. Dans la stratosphère, cette condition d'équilibre conduit à des gouttelettes contenant environ 70% d'acide par masse [Rosen, 1971]. Si la pression partielle de H_2SO_4

autour de la gouttelette est supérieure à la pression de vapeur de H_2SO_4 sur la goutte, il y a absorption de molécules d'acide sulfurique (évaporation dans le cas inverse). L'équilibre de la goutte est alors perturbé et peut uniquement être rétabli, pratiquement instantanément, par l'absorption de molécules d'eau (environ 2).

Un point intéressant est que, pour une pression partielle donnée de H_2SO_4 , la croissance par condensation des particules de taille inférieure à $0.5 \mu m$ est plus rapide aux basses altitudes alors que celle des plus grosses particules est plus rapide aux hautes altitudes.

III-3 Coagulation:

Le mouvement Brownien entraîne des collisions entre les particules, dont un grand nombre se coagulent deux à deux en uniques particules dont le volume est la somme des volumes des particules initiales. Ce processus physique est très important dans l'évolution des aérosols.

III-4 Sédimentation et lessivages:

Sous l'effet de la force de gravitation terrestre, contrecarrée par la poussée d'Archimède et celle de résistance de l'air, les particules décantent lentement [Junge et al, 1961; Kasten, 1968]. A 20 km d'altitude, une particule de $0.1 \mu m$ a une vitesse de chute de $5 \times 10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$, soit de 1 km en 6 mois.

En atteignant la troposphère, les particules sont lessivées par les pluies.

IV- Dépendance saisonnière et latitudinale de l'épaisseur optique de la couche des aérosols stratosphériques:

IV-1 Origines possibles des oscillations saisonnières:

Notre analyse de l'évolution temporelle de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques, obtenue à partir des profils de coefficients d'extinction de SAGE II, met en évidence l'existence d'oscillations saisonnières. Les Figures I.1 et I.2 montrent clairement que ces oscillations se produisent essentiellement entre 20 et 70° de latitude, avec un maximum prononcé au niveau des bandes méridionales (30 à 50° de latitude). On devine des oscillations aux hautes latitudes (Bandes S75 et N75), mais le manque de données pour ces bandes rend difficile toute confirmation. Par contre, autour de l'équateur et entre les tropiques, ces oscillations sont quasiment inexistantes. Il est à noter que les oscillations sont plus prononcées dans l'hémisphère Nord. Une corrélation entre les variations saisonnières de l'altitude de la tropopause et ces oscillations est manifeste pour les bandes méridionales. Au niveau de l'équateur, où ces oscillations n'existent pas, l'altitude de la tropopause varie moins.

Cette observation est en accord avec celles d'autres auteurs. Par une série de mesures par compteur optique de particules monté sur ballon, et volant au dessus du Wyoming (~N45), en 1972 et 1973, pour une période dépourvue d'activité volcanique, Hofmann et al. [1975a] ont constaté que la couche d'aérosols est fortement stable en été, avec une haute troposphère et une basse stratosphère relativement peu chargées de particules. En hiver, l'altitude de la tropopause diminue, la couche devient plus homogène et les aérosols dans la basse stratosphère deviennent plus nombreux. Il a été mis en évidence que des processus d'échanges complexes entre la stratosphère et la troposphère ont lieu au cours du printemps. Hofmann et al. ont aussi conclu que l'élimination des particules stratosphériques se produit principalement au printemps et en été.

Thomason et al. [1996] aboutissent à des conclusions semblables en estimant l'évolution de la densité de surface S des aérosols stratosphériques sur une climatologie des aérosols stratosphériques de 1984 à 1994, par des mesures de SAGE II et par des mesures in-situ à l'aide d'un compteur optique de particules lâché également au Wyoming (Laramie, 41°N). S représente la surface disponible pour les réactions hétérogènes par unité de volume (en $\mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-3}$), elle dépend de la granulométrie et de la concentration des particules. Sur trois ans et demi suivant l'éruption du Mont Pinatubo, S diminue régulièrement et présente des oscillations, essentiellement dans la basse stratosphère, avec un maximum en hiver et au printemps, un minimum en été pour une bande de latitude entre 35 et 45 degrés Nord. Nous pouvons déduire de cette observation que les particules grossissent ou deviennent plus abondantes en hiver et au printemps, essentiellement dans les basses couches de la stratosphère.

Une explication séduisante aurait pu se trouver dans les écarts de température entre l'hiver et l'été. En effet, les aérosols ont tendance à se condenser quand les températures diminuent et à s'évaporer quand elles augmentent. Cependant, les travaux de Steele et Hamill [1981] ont montré que la croissance et les propriétés optiques des aérosols stratosphériques, aux latitudes méridionales, sont à peine affectées par les fluctuations stratosphériques de vapeur d'eau et de température autour des températures ordinaires (215-240 K). Pour ces latitudes, les larges oscillations observées ne peuvent pas être attribuées uniquement à ces variations météorologiques. Par contre, si les températures passent au dessous d'environ 220 K, le rayon des particules peut augmenter d'une façon considérable. Par exemple, une chute de 220 à 190 K entraîne une augmentation du rayon d'un facteur 1.55. De tels écarts de températures se produisent au niveau des pôles, où les températures peuvent chuter de 20° (entre 225 et 205°K) dans les basses couches de la stratosphère (moins dans les hautes). Aussi, si les oscillations saisonnières de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques dépendent peu des variations de température rencontrées aux latitudes méridionales, elles doivent davantage en dépendre aux hautes latitudes.

D'autres mécanismes doivent également intervenir, tels que des processus d'échanges de particules. Ainsi, Kent et al. [1995] ont établi une climatologie à partir des données de SAGE II, de Octobre 1984 à Mai 1991, sur l'ensemble du globe (par bandes de latitude de 20°), qui met en évidence l'existence d'échanges de particules entre la stratosphère et la troposphère en hiver et au printemps pour les latitudes extratropicales. Une montée de grosses particules se produit dans la haute troposphère et peut pénétrer la stratosphère. Ce phénomène apparaît essentiellement entre 40 et 60° de latitude. Il est surtout prononcé dans l'hémisphère Nord. Aux basses latitudes, cet apport peut provenir des régions arides, alors qu'aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord une source anthropogénique est envisageable.

IV-2 Dépendance latitudinale:

Dans le chapitre 1, nous présentons sur la Figure I.3 la dépendance latitudinale de l'épaisseur optique pour l'hiver boréal. Elle est marquée par un minimum autour de l'équateur, avec des minimums absolus au niveau des tropiques, et un maximum, doublant l'épaisseur optique, aux hautes latitudes.

Dans leur article, Kent et al. [1995] rappellent que les modèles actuels de transport à travers la tropopause suggèrent que des mouvements ascendants vers la stratosphère ont lieu essentiellement dans les régions équatoriales, le mécanisme d'échange réel impliquant l'activité convective sous forme de cumulonimbus [*World Meteorological Organization (WMO)*, 1985; *Andrews et al.*, 1987]. Le flux descendant se fait au niveau des moyennes et hautes latitudes, principalement par foliation de la tropopause. Ce phénomène se produit en réponse à la frontogénèse, au niveau des tropiques. La foliation de la tropopause (brisure) entraîne un écoulement de l'air stratosphérique sous les courants jet streams d'Ouest provoquant un brassage important de l'air stratosphérique et troposphérique. Andrews et al. [1987] estimèrent à environ 10% la masse totale, originaire essentiellement de la basse stratosphère, entrant dans la haute troposphère par ce mécanisme. Ces échanges sont

communiqués aux moyennes et hautes latitudes par advections méridionales. Ce produisant au niveau des tropiques, ils peuvent expliquer les puits d'épaisseur optique observés à ces latitudes.

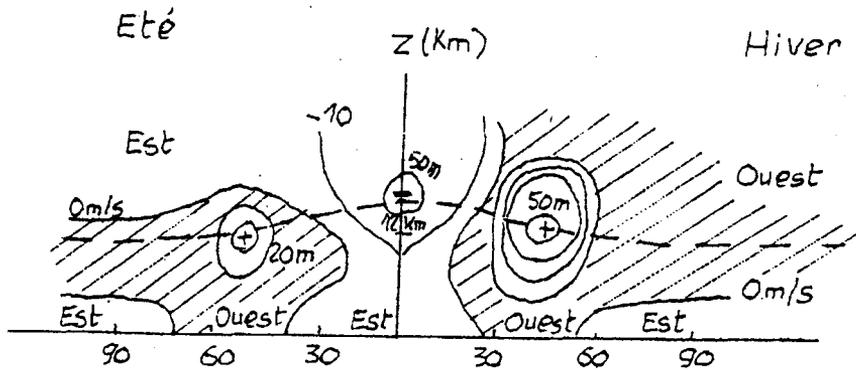


Figure C.3: représentation de la circulation des vents dans la troposphère et la stratosphère. Les vents d'Ouest sont représentés par des zones hachurées, les vents d'Est par des zones sans hachures (hormis les jet streams). La circulation n'est pas purement zonale: les vents d'Ouest sont des vents de Sud-Ouest pour l'hémisphère Nord ou de Nord-Ouest pour l'hémisphère Sud; les vents d'Est sont de directions opposées. La ligne de démarcation entre les vents d'Ouest et d'Est correspond à des vents nuls. [Source: cours de R.G. Soulage, Université de Clermont-Ferrand]

L'altitude de la tropopause est voisine de 16 km à l'équateur. Elle décroît jusqu'à une altitude moyenne d'environ 9 km aux pôles. Le temps de décantation des aérosols dans la stratosphère est ainsi plus important aux pôles qu'à l'équateur. Un plus long séjour dans la stratosphère doit leur permettre de se condenser davantage et d'augmenter ainsi l'épaisseur optique de la couche. D'où une possible explication du maximum d'épaisseur optique constaté aux pôles.

Références bibliographiques de l'annexe C

Les nombreuses références proposées dans cette annexe constituent une source d'informations fort intéressante sur les aérosols stratosphériques. Cependant, nous préférons les distinguer des références plus spécifiquement en rapport avec l'objectif notre travail, en les rassemblant ici.

M. Ackerman, C. Lippens and C. Müller, "Stratospheric aerosol properties from earth limb photography", *Nature*, vol. 292, pp. 587-591, 1981.

J.C. André, "Les impacts atmosphériques des éruptions volcaniques majeures", *La Vie des Sciences, Comptes rendus, série générale*, tome 11, n. 1, pp. 1-10, 1994.

D. G. Andres, J. R. Holton and C. B. Leovy, *Middle Atmosphere Dynamics*, 489 pp., Academic Press, San Diego, Calif., 1987.

W. Bach, "Global air pollution and climatic change", *Rev. Geophys. Space Phys.*, vol. 14, pp. 429-474, 1976.

E. K. Bigg, "Stratospheric particles", *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, pp. 910-917, 1975.

G. J. Bluth, S. D. Doiron, C. C. Schneetzler, A. J. Krueger and L. S. Walter, "Global tracking in the SO₂ clouds from the June 1991 Mount Pinatubo eruptions", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 19, pp. 151-154, 1992.

B. A. Boville, J. R. Holton and P. W. Mote, "Simulation of the Pinatubo aerosol cloud in general circulation model", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 18, pp. 2281-2284, 1991.

G. Brasseur and C. Granier, "Mount Pinatubo aerosols, chlorofluorocarbons, and ozone depletion", *Science*, vol. 257, pp. 1239-1242, 1992.

- J. W. Burgmeier and I. H. Blifford Jr., "A reinforced coagulation-sedimentation model for stratospheric aerosols", *Water, Air, Soil Poll.*, vol. 5, pp. 133-147, 1975.
- S. S. Butcher and R. J. Charlson, *An introduction to Air Chemistry*. Academic Press, pp. 103-106, 1972.
- R. D. Cadle, P. Crutzen and D. Ehha,t, "Heterogeneous chemical reactions in the stratosphere", *J. Geophys. Res.*, vol. 80, pp. 3381-3385, 1975a.
- R. D. Cadle, "Volcanic emission of halides and sulfur compounds to the troposphere and stratosphere", *J. Geophys. Res.*, vol. 80, pp. 1650-1652, 1975b.
- R. D. Cadle, C. S. Kiang and J.-F. Louis, "The global dispersion of the eruption clouds from major volcanic eruptions", *J. Geophys. Res.*, vol. 81, pp. 3125-3132, 1976.
- R. D. Cadle, F. G. Fernald and C. L. Frush, "Combined use of lidar and numerical diffusion models to estimate the quantity and dispersion of volcanic eruption clouds in the stratosphere: Vulcan Fuego, 1974, and Augustine, 1976", *J. Geophys. Res.*, vol. 82, pp. 1783-1786, 1977.
- L. A., Capone, O. B. Toon, R. C. Whitten, R. P. Turco, C. A. Riegel and K. Santhanam, "A two-dimensional model simulation of the El Chichón volcanic eruption cloud", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 10, pp. 1053-1056, 1983.
- A. W. Castleman, H. M. Munkelwitz and B. Manowitz, "Isotopic studies of the sulfate component of the stratospheric aerosol layer", *Tellus*, vol. 26, pp. 222-234, 1974.
- A. W. Castleman, R. E. Davis Jr., H. M. Munkelwitz, I. N. Tang and W. P. Wood, "Kinetics of association reactions pertaining to H₂SO₄ aerosol formation", *Int. J. Chem. Kin. Symp.*, vol. 1, pp. 629-640, 1975.
- W. P. Chu, M. P. McCormick, J. Lenoble, C. Brogniez and P. Pruvost, "SAGE II inversion algorithm", *J. Geophys. Res.*, vol. 94, pp. 8339-8351, 1989.
- P. J. Crutzen, "The possible importance of CSO for the sulfate layer of the stratosphere", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 3, pp. 73-76, 1976.
- M. T. Dana, J. M. Hales and M. A. Wolf, "Rain scavenging of SO₂ and sulfate from power plant plumes", *J. Geophys. Res.*, vol. 80, pp. 4119-4130, 1975.

D. D. Davis and G. Klauber, "Atmospheric gas phase oxidation mechanisms for the molecule SO₂", *Int. J. Chem. Kin. Symp.*, vol. 1, pp. 543-556, 1975.

N. H. Farlow, G. V. Ferry, H. Y. Lem and D. M. Hayes, "Latitudinal variations of stratospheric aerosols", *J. Geophys. Res.*, vol. 84, pp. 733-743, 1979.

F. G. Fernald and B. H. Schuster, "Wintertime 1973 airborne lidar measurements of stratospheric aerosols", *J. Geophys. Res.*, vol. 82, pp. 433-437, 1977.

G. Fiocco, "Lidar systems of aerosol studies: an outline", in *Handbook for MAP*, vol. 13, R. A. Vincent (ed.). SCOSTEP, pp. 56-68, 1984.

J. P. Friend, "The global sulfur cycle", *Chemistry of the Lower Atmosphere*, S. I. Rasool, Ed., Plenum Press, pp. 177-201, 1973.

J. P. Friend, R. Leifer and M. Trichon, "On the formation of stratospheric aerosols", *J. Atmos. Sci.*, vol. 30, pp. 465-479, 1973.

S. K. Friendlander, "Theoretical considerations for the particle size spectrum of the stratospheric aerosol", *J. Meteor.*, vol. 18, pp. 753-759, 1961.

P. Gruner and H. Kleinert, *Prob. Kosm. Phys.*, vol. 10, 1927.

P. Hamill, "The time-dependent growth of H₂O-H₂SO₄ aerosols by heteromolecular condensation", *J. Aerosol Sci.*, vol. 6, pp. 475-482, 1975.

P. Hamill, C. S. Kiang and R. D. Cadle, "The nucleation of H₂SO₄ solution aerosol particles in the stratosphere", *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, pp. 150-162, 1977a.

P. Hamill, O. B. Toon and C. S. Kiang, "Microphysical processes affecting stratospheric aerosol particles", *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, pp. 1104-1119, 1977b.

J. E. Hansen, M. Sato, R. Ruedy, A. Lacis, K. Asamoah, S. Borenstein, E. Brown, B. Cairns, G. Caliri, M. Campbell, B. Curran, S. de Castro, L. Druryan, M. Fox, C. Johnson, J. Lerner, M. P. McCormick, R. Miller, P. Minnis, A. Morrison, L. Pandolfo, I. Ramberran, F. Zaucker, M. Robinson, P. Russel, K. Shah, P. Stone, I. Tegen, L. Thomason, J. Wilder and H. Wilson, "A Pinatubo Climate Modeling Investigation", *NATO ASI Series*, vol. I42, *The Mount Pinatubo Eruption Effects on the Atmosphere and Climate*, pp 233-272, 1996.

- M. Herman, J. Y. Balois, L. Gonzalez, P. Lecomte, J. Lenoble, R. Santer and C. Verwaerde, "Stratospheric aerosol observations from a balloon-borne polarimetric experiment", *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 3573-3584, 1986.
- D. J. Hofmann, J. M. Rosen, T. J. Pepin and R. G. Pinnick, "Stratospheric Aerosol measurements. I: Time variations at northern mid-latitudes", *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, pp. 1446-1456, 1975a.
- D. J. Hofmann, D. E. Carroll and J. M. Rosen, "Estimate of the contribution of the Space Shuttle effluent to the natural stratospheric aerosol", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 2, pp. 113-116, 1975b.
- D. J. Hofmann, J. M. Rosen, J. M. Kiernan and J. Laby, "Stratospheric Aerosol measurement, IV. Global time variations of the aerosol burden and some considerations", *J. Atmos. Sci.*, vol. 33, pp. 1782-1788, 1976.
- W. A. Hoppel, "Growth of condensation nuclei by heteromolecular condensation", *J. Rech. Atmos.*, vol. 9, pp. 167-180, 1976.
- D. M. Hunten, "Residence times of aerosols and gases in the stratosphere", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 2, pp. 26-28, 1975.
- C. E. Junge, C. W. Chagnon and J. E. Manson, "Stratospheric aerosols", *J. Meteorol.*, vol. 18, pp. 81-108, 1961.
- K. H. Käselau, P. Fabian and H. Rohrs, "Measurements of aerosol concentration up to a height of 27 km", *Pure Appl. Geophys.*, vol. 112, pp. 877-885, 1974.
- F. Kasten, "Falling speed of aerosol particles", *J. Appl. Meteor.*, vol. 7, pp. 944-947, 1968.
- G. S. Kent, P. H. Wang, M. P. McCormick and K. M. Skeens, "Multiyear Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II measurements of upper tropospheric aerosol characteristics", *J. Geophys. Res.*, vol. 100, No. D7, pp. 13875-13899, 1995.
- M. A. Kritz, "Formation mechanisms of the stratospheric aerosols", Ph.D. Dissertation, Yale University, 165 pp., 1975.
- H. H. Lamb, "Volcanic dust in the atmosphere, with a chronology and assessment of its meteorological significance", *Proc. Roy. Soc. London*, vol. A266, pp. 425-533, 1970.

A. L. Lazrus and B. W. Gandrud, "Stratospheric sulfate aerosol", *J. Geophys. Res.*, vol. 79, pp. 3424-3431, 1974.

H. Levy, "Photochemistry of the troposphere", *Advances in Photochemistry*, vol. 9, J. N. Pitts, G. S. Hammond and K. Gollrich, Eds., Wiley, pp. 372-524, 1974.

J. E. Lovelock, R. J. Maggs and R. A. Rasmussen, "Atmospheric dimethyl sulfide and the natural sulfur cycle", *Nature*, vol. 237, pp. 452-453, 1972.

J. E. Lovelock, "CS₂ and the natural sulfur cycle", *Nature*, vol. 248, pp. 625-626, 1974.

P. J. Maroulis and A. R. Bandy, "Estimate of the contribution of biologically produced dimethyl sulfide to the global sulfur cycle", *Science*, vol. 196, pp. 647-648, 1977.

E. A. Martell, "The size distribution and interaction of radioactive and natural aerosols in the stratosphere", *Tellus*, vol. 18, pp. 486-498, 1966.

L. E. Mauldin III, N. H. Zaun, M. P. McCormick Jr., J. H. Guy and W. R. Vaughn, "Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II instrument: a functional

description," *Optical Engineering*, vol. 24, no. 2, pp. 307-312, March-April, 1985.

M. P. McCormick, P. Hamill, T. J. Pepin, W. P. Chu, T. J. Swissler and L. R. McMaster, "Satellite studies of stratospheric aerosol", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol. 60, 1038-1046, 1979.

M. P. McCormick and T. T. Swissler, "Stratospheric aerosol mass and latitudinal distribution of the El chichón eruption cloud for October 1982", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 10, pp. 877-880, 1983.

T. J. Pepin and M. P. McCormick, "Observations of stratospheric aerosols from the Apollo-Soyuz Test Project (A.S.T.P.)", *Proc. IAMAP Symp. Radiation in the Atmosphere*, H.-J. Bolle, Ed., Garmisch-Partenkirchen, Germany, Science Press, pp. 151-152, 1976.

T. O. Peyton, R. V. Steele and W. R. Mabey, "Carbon disulfide, carbonyl sulfide: Literature review and environmental assessment", Stanford Res. Inst. Rep. 68-01-2940, Menlo Park, Calif., 57 pp., 1976, [NTIS PB-257-947/2ST.].

J.P. Pinto, R. P. Turco and O. B. Toon, "Self-limiting physical and chemical effects in volcanic eruption

clouds", *J. Geophys. Res.*, vol. 94, pp. 11165-11174, 1989.

G. Pitary, "A numerical study of the possible perturbation of stratospheric dynamics due to Pinatubo aerosols: Implication for tracer transport", *J. Atmos. Sci.*, vol. 50, pp. 2443-2461, 1993.

J. B. Pollack, O. B. Toon, C. Sagan, A. Summers, B. Baldwin and W. Van Camp, "Volcanic explosions and climatic change: A theoretical assessment", *J. Geophys. Res.*, vol. 81, pp. 1071-1083, 1976a.

J. B. Pollack, A. Summers, B. Baldwin, C. Sagan and W. Van Camp, "Stratospheric aerosols and climatic change", *Nature*, vol. 263, pp. 551-555, 1976b.

D. Ramon, C. Brogniez, P. Lecomte, J. Lenoble, C. Verwaerde, P. C. Simon and C. Muller, "Detection of aerosols from balloon limb observation", *Atmospheric Sensing And Modeling II* 2582, pp. 100-111, 1995.

J. M. Rosen, "The Vertical Distribution of Dust to 30 kilometers", *J. Geophys. Res.*, vol. 69, pp. 4673-4676, 1964.

J. M. Rosen, D. J. Hofmann and J. Laby, "Stratospheric Aerosol measurements. II: The

worldwide distribution", *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, pp. 1457-1462, 1975.

J. M. Rosen, D. J. Hofmann and S. P. Singh, "A steady-state stratospheric aerosol model", *J. Atmos. Sci.*, vol. 35, pp. 1304-1313, 1978.

J. M. Rosen and D. J. Hofmann, "Optical modeling of stratospheric aerosols: present status", *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 410-419, 1986.

J. M. Rosen and N. T. Kjöme, "Backscatter sonde: a new instrument for atmospheric aerosol reserach", *Appl. Opt.*, vol. 30, pp. 1552-1561, 1991.

P. B. Russel and R. D. Hake Jr., "The post-Fuego stratospheric aerosol: Lidar measurements, with radiative and thermal implications", *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, pp. 163-177, 1977.

W. D. Scott, D. Lamb and D. Duffy, "The stratospheric aerosol layer and anhydrous reactions between ammonia and sulfur dioxide", *J. Atmos. Sci.*, vol. 26, pp. 727-733, 1969.

J. D. Spinhirne and M. D. King, "Latitudinal variation of spectral optical thickness and columnar size distribution of the El chichón stratospheric

aerosol layer", *J. Geophys. Res.*, vol. 90, pp. 10607-10619, 1985.

H. M. Steele and P. Hamill, "Effects of temperature and humidity on the growth and optical properties of sulphuric acid-water droplets in the stratosphere", *J. Aerosol Sci.*, vol. 12, No. 6, pp. 517-528, 1981.

L. W. Thomason, L. R. Poole and T. Deshler, "A global climatology of stratospheric aerosol surface area density deduced from Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II measurements: 1984 - 1994", *J. Geophys. Res.*, vol. 102, No. D7, pp. 8967-8976, 1997.

X. Tie, X. Lin and G. Brasseur, "Two dimensional coupled dynamical/ chemical/ microphysical simulation of global distribution of El Chichón volcanic aerosols", *J. Geophys. Res.*, vol. 99, pp. 16779-16792, 1994.

O. B. Toon and J. B. Pollack, "Physical properties of the stratospheric aerosols", *J. Geophys. Res.*, vol. 78, pp. 7051-7059, 1973.

O. B. Toon, R. P. Turco, P. Hamill, C. S. Kiang and R. C. Whitten, "A One-Dimensional Model Describing Aerosol Formation and Evolution in the Stratosphere: II. Sensitivity Studies and Comparison

with Observations", *J. Atmos. sci.*, vol. 36, pp. 718-736, 1979.

R. P. Turco, P. Hamill, O. B. Toon, R. C. Whitten and C. S. Kiang, "A One-Dimensional Model Describing Aerosol Formation and Evolution in the Stratosphere: I. Physical Processes and Mathematical Analogs", *J. Atmos. sci.*, vol. 36, pp. 699-717, 1979.

R. P. Turco, R. C. Whitten, O. B. Toon, J. B. Pollack and P. Hamill, *Nature London*, vol. 283, pp. 283-286, 1980.

R. P. Turco, O. B. Toon, P. Hamill and R. C. Whitten, "Effects of Meteoric Debris on Stratospheric Aerosols and Gases", *J. Geophys. Res.*, vol. 86, pp. 1113-1128, 1981.

R. P. Turco, O. B. Toon, R. C. Whitten, P. Hamill and R. G. Keesee, "The 1980 eruptions of Mount St. Helens: Physical and chemical processes in the stratospheric clouds", *J. Geophys. Res.*, vol. 88, pp. 5299-5319, 1983.

R. P. Turco, "Volcanic aerosols: Chemistry, microphysics, evolution and effects, in *Volcanism-Climatic Interactions*", *NASA Conf. Publ.*, 10062, D1-D30, 1990.

R. C. Whitten, A. W. Castleman Jr., W. P. Chu, N. H. Farlow, P. Hamill, E. C. Y. Inn, R. G. Keesee, M. P. McCormick, J. B. Pollack, P. B. Russel, O. B. Toon and R. P. Turco, *The Stratospheric Aerosol Layer*, collection Topics in Current Physics, Edited by R.C. Whitten, 152 pp., 1982.

World Meteorological Organization (WMO), "Atmospheric ozone 1985", *WMO Rep. 16(1)*, pp. 151-240, Geneva, 1985.

E. R. Young, H. Houben and O. B. Toon, "Radiatively forced dispersion of the Mt. Pinatubo volcanic cloud and induced temperature perturbations in the stratosphere during the first few months following the eruption", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 21, pp. 369-372, 1994.

J. Zhao, R. P. Turco and O. B. Toon, "A model simulation of Pinatubo volcanic aerosols in the stratosphere", *J. Geophys. Res.*, vol. 100, pp. 7315-7328, 1995.

Références bibliographiques

F.M. Bréon, D. Tanré, P. Lecomte and M. Herman, "Polarized Reflectance of Bare Soils and Vegetation: Measurements and Models", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 33, pp. 487-499, 1995.

C. Brogniez and J. Lenoble, "Modeling of the stratospheric background aerosols from zonally averaged SAGE profiles," *J. Geophys. Res.*, vol. 92, pp. 3051-3060, 1987.

C. Brogniez, and J. Lenoble, "Size distribution of stratospheric aerosols from SAGE II multiwavelength extinction," in *Aerosols and Climate*, eds. P. V. Hobbs and M. P. McCormick, Hampton: A. Deepack Publ., pp. 305-312, 1988.

C. Brogniez and J. Lenoble, "Analysis of 5-year aerosol data from the Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II," *J. Geophys. Res.*, vol. 96, no. D8, pp. 15479-15497, August, 1991.

C. Brogniez, J. Lenoble, M. Herman, P. Lecomte and C. Verwaerde, "Analysis of two balloon experiments in coincidence with SAGE II in case of large stratospheric aerosol amount: Post-Pinatubo period," *J. Geophys. Res.*, vol. 101, no. D1, pp. 1541-1552, January, 1996.

W. P. Chu, M. P. McCormick, J. Lenoble, C. Brogniez and P. Pruvost, "SAGE II Inversion Algorithm", *J. Geophys. Res.*, vol. 94, no. D6, pp. 8339-8351, June, 1989.

C. Cox, and W. H. Munk, "Measurements of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter", *J. Optical Soc. America*, Vol. 44, No. 11, 1954.

P. Y. Deschamps, F.M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.C. Buriez, and G. Sèze' "The POLDER Mission: Instruments Characteristics and Scientific Objectives," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 32, pp. 598-615, 1994.

J.L. Deuzé, "Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants, application à la polarisation localisée de Vénus", thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille, 1974.

J.L. Deuzé, M. Herman, and R. Santer, "Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 41, no. 6, pp. 483-494, 1989.

J.L. Deuzé, F.M. Bréon, P.Y. Deschamps, C. Devaux, M. Herman, A. Podaire, J.L. Roujean, "Analysis of the POLDER (POLarization and Directionality of Earth's Reflectances) Airborne Instrument Observations over Land Surfaces," *Remote Sensing Environ.*, vol. 45, pp. 137-154, 1993.

J. L. Deuzé, P. Goloub et M. Herman, "Caractérisation de l'atmosphère à l'aide du simulateur POLDER", communication privée, pour l'atelier "Expérimentation, instrumentation", Météo France, 1996.

P. Goloub, J.L. Deuzé, M. Herman, Y. Fouquart, and P.Y. Deschamps, "Analysis of the POLDER Airborne Instrument Observations over Cloud Covers," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol 32, pp. 78-88, 1994.

J. E. Hansen and L. D. Travis, "Light scattering in planetary atmospheres," *Space Sci. Rev.*, vol. 16, pp. 527-610, 1974.

J. E. Hansen, M. Sato, R. Ruedy, A. Lacis, K. Asamoah, S. Borenstein, E. Brown, B. Cairns, G. Caliri, M. Campbell, B. Curran, S. de Castro, L. Druryan, M. Fox, C. Johnson, J. Lerner, M. P. McCormick, R. Miller, P. Minnis, A. Morrison, L. Pandolfo, I. Ramberran, F. Zaucker, M. Robinson, P. Russel, K. Shah, P. Stone, I. Tegen, L. Thomason, J. Wilder and H. Wilson, "A Pinatubo Climate Modeling Investigation", *NATO ASI Series*, vol. I42, *The Mount Pinatubo Eruption Effects on the Atmosphere and Climate*, pp 233-272, 1996.

M. Herman, J.L. Deuzé, C. Devaux, P. Goloub, F.M. Bréon, and D. Tanré, "Remote sensing of aerosols over land surfaces, including polarization measurements. Application to POLDER measurements", *J. Geophys. Res.* In press.

J. Lenoble, *Atmospheric radiative Transfer*, A. Deepak Publishing, 532 pp., 1993.

M. Leroy, J. L. Deuzé, F. M. Bréon, O. Hautecoeur, M. Herman, J. C. Buriez, D. Tanré, S. Bouffiès, P. Chazette, and J. L. Roujean, "Retrieval of atmospheric properties and surface bidirectional reflectances over land from POLDER/ADEOS", *J. Geophys. Res.*, vol. 102, pp. 17023-17037, 1997.

L. E. Mauldin III, N.H. Zaun, M.P. McCormick Jr., J.H. Guy, W.R. Vaughn, "Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II instrument: a functional description," *Optical Engineering*, vol. 24, no. 2, pp. 307-312, March-April, 1985.

F. Parol, P. Goloub, M. Herman, and J.C. Buriez, "Cloud altimetry and water phase retrieval from POLDER instrument during EUCREX'94," *Atmospheric Sensing and Modeling*, Richard P. Santer, Editor, Proc. SPIE 2311, pp. 171-181, 1994.

Rondeaux, G., and M. Herman, "Polarization of Light Reflected by Crop Canopies", *Remote Sens. Environ.*, 1991.

J. M. Rosen, D. J. Hofmann, and J. Laby, "Stratospheric aerosol measurements, II, The worldwide distribution," *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, pp. 1457-1462, 1975.

J. M. Rosen and D. J. Hofmann, "Optical modeling of stratospheric aerosol: Present Status," *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 410-419, 1986.

E. P. Shettle, and R. W. Fenn, "Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties", *Rep. AFGL-TR-79-0214, No. 676.*, *Air Force Geophysics Laboratory Environ, Res. Papers*, 1979.

J.A. Stratton, *Electromagnetic theory*. McGraw Hill Book, New York, USA, 615 pp., 1941.

D. Tanré, C. Deroo, P. Duhaut, M. Herman, J.J. Morcrette, J. Perbos, P.Y. Deschamps, "Description of a computer code to Simulate the Satellite Signal in the Solar Spectrum," *Int. J. Remote Sensing*, vol. 11, no. N4, pp. 659-668, 1990.

H.C. Van de Hulst, *Light scattering by small particles*. John Wiley, New York, USA, 470 pp., 1957.

G. K. Yue, M. P. McCormick, and E. Chiou, "Stratospheric aerosols optical depth observed by the SAGE II experiment: Decay of the El Chichon and Ruiz volcanic perturbations," *J. Geophys. Res.*, vol 96, pp. 5209-5219, 1991.

