jan 2000 297

N° d'ordre : 1711

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

UNIVERSITÉ DES SC. ET TECHN. BIBLIOTHÈQUE UNIVERSITAIRE LILLE

par

Anne VERMEULEN

"Caractérisation des aérosols à partir de mesures optiques passives au sol : apport des luminances totale et polarisée mesurées dans le plan principal"

soutenue le 30 avril 1996 devant la commission d'examen :

Mme	J. LENOBLE	Professeur au LOA, Université de Lille I	Présidente
M.	G. BERGAMETTI	Dir. de Recherche CNRS, Université de Paris VII	Rapporteurs
Mme	V. CACHORRO	Maître de Conférences, Université de Valladolid	
M.	C. DEVAUX	Professeur au LOA, Université de Lille I	Directeur de thèse
M.	M. HERMAN	Professeur au LOA, Université de Lille I	Examinateurs
M.	R. SANTER	Professeur, Université du Littoral	
M.	M. VERBRUGGHE	Ingénieur, INRA, Avignon	

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

B.U. LILLE 1
D 030 129432 3

Résumé

Les aérosols de l'atmosphère terrestre ont une influence confirmée sur le climat et jouent un rôle important dans les cycles bio-géochimiques. En raison de l'importante variabilité spatio-temporelle de leurs propriétés, une surveillance intensive à l'échelle globale est nécessaire et est assurée par les satellites. L'étude des aérosols est également réalisée à partir de mesures photométriques au sol, pour lesquelles les conditions d'observation sont plus favorables que dans le cas de mesures satellitaires. Cette étude permet le développement et la validation d'algorithmes pour la télédétection spatiale des aérosols et l'étalonnage en vol de capteurs satellitaires. En outre, elle contribue à établir des modèles d'aérosols et à évaluer l'impact climatique de ceux-ci.

L'étude présentée dans ce mémoire vise à améliorer la détermination des propriétés optiques et physiques des aérosols à partir de mesures au sol dans le domaine visible et proche infrarouge. Les mesures de transmission et d'auréole solaire sont très largement répandues. Elles fournissent la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols et des informations sur leur distribution en taille au moyen d'une méthode d'inversion. Les mesures du rayonnement diffusé et de sa polarisation effectuées dans le plan principal sont quant à elles plus difficiles à exploiter à cause de l'importance accrue des diffusions multiples dans l'atmosphère aux grands angles de diffusion et de l'influence du sol qui perturbent le signal en diffusion primaire. A partir de simulations numériques, nous avons mis au point une méthode originale pour corriger les mesures de ces effets parasites en utilisant un code radiatif et la théorie de Mie. Cette méthode s'est révélée très efficace pour déterminer avec précision les propriétés de diffusion des aérosols : l'albédo de diffusion simple et la fonction de phase – qui, avec l'épaisseur optique, constituent des paramètres clefs dans la détermination de l'impact des aérosols sur le bilan radiatif terrestre – ainsi que la fonction de phase polarisée. Les propriétés microphysiques des aérosols (distribution en taille, indice de réfraction) en sont dérivées dans une seconde étape.

Cette méthode a été appliquée avec succès sur différentes campagnes de mesures, en particulier celles qui ont été effectuées en France dans la Plaine de La Crau, et au Niger. Les situations étudiées correspondent à des contenus en aérosols très variés. Nos résultats montrent que l'on peut dégager des tendances locales des caractéristiques des aérosols, et que l'absorption des aérosols, corroborée par des mesures de flux, est plus importante que celle communément admise. En outre, le modèle d'aérosols obtenu permet une bonne restitution des luminances totale et polarisée mesurées dans le plan principal sur toute la gamme d'angles de visée, y compris la rétrodiffusion. L'évaluation de la contribution atmosphérique au signal satellitaire, et donc la qualité de l'étalonnage en vol des capteurs satellitaires est ainsi améliorée. Enfin, ce travail aide à préparer l'expérience satellitaire POLDER dont la validation algorithmique s'appuie sur des réseaux de photomètres.

Abstract

Atmospheric aerosols are known to have an important influence on climate and in biogeochemical cycles. The spatial and temporal variability of their properties makes an intensive satellite survey necessary. The study of the optical and physical properties of aerosol particles from ground-based measurements is important to develop and validate more accurate remote sensing procedures of aerosol particles from satellite and to calibrate satellite sensors. In addition, this study contributes to provide aerosol models and to assess their effect on climate.

The aim of this work is to improve the quality of aerosol properties retrieved from ground-based measurements. Sun-photometer and aureole measurements have been widely performed to characterize aerosol particles. However, since multiple scattering rapidly increases at low solar elevation, measurements in the principal plane were difficult to carry out. Nevertheless, these measurements are well-known to give very valuable information about aerosols. A scheme to retrieve simultaneously the single scattering albedo and the simple scattering phase function, and also the polarized phase function of aerosols has been developed. These parameters, with the optical depth, are key parameters to assess the effect of aerosol particles on the Earth's radiation budget. The size distribution and the refractive index of aerosols are derived in a second step.

The full scheme has been applied successfully to different campaigns of measurements, especially during the campaigns carried out in the site of La Crau (France) for the calibration of SPOT and Hélios sensors. These campaigns encompass a wide range of aerosol loading. The results show local trends in aerosol properties. They also show that absorption by aerosols can be much important than expected and are confirmed by independent flux measurements. The retrieved aerosol models allow a good retrieval of measurements of sky radiance and skylight polarization in the whole range of viewing angles, including backscattering directions. This study will improve the quality of in-flight calibrations of satellite sensors and prepare the validation of the POLDER experiment based on a network of automatic sunphotometers.

Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Claude Devaux qui m'a encadrée durant ces années. Je le remercie pour la grande disponibilité dont il a fait preuve, pour les précieux conseils et l'aide qu'il m'a prodigués, aussi bien au laboratoire que lors des missions sur le terrain. De plus, j'ai beaucoup apprécié le soutien et la confiance qu'il m'a accordés dans les moments difficiles.

Je remercie Maurice Herman pour son accueil au Laboratoire d'Optique Atmosphérique et pour ses conseils avisés qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je suis très honorée que Mme Jacqueline Lenoble, fondatrice du LOA, ait accepté de présider mon jury de thèse et je la remercie pour le vif intérêt qu'elle n'a cessé de témoigner tout au long de ma thèse.

Je remercie Gilles Bergametti et Victoria Cachorro d'avoir accepté d'être rapporteurs et pour l'intérêt qu'ils ont d'emblée manifesté pour mon travail. Leurs encouragements à la fin de la thèse m'ont été d'un grand réconfort.

Ma reconnaissance va également à Richard Santer qui m'a régulièrement fait part de ses remarques. Je lui adresse mes remerciements pour sa participation au jury ainsi qu'à Michel Verbrugghe qui a, de plus, avec son équipe de l'INRA, fourni les *précieuses* mesures de flux solaire.

J'ai pu bénéficier au LOA des compétences et de la collaboration de nombreuses autres personnes. Je remercie tout particulièrement Didier Tanré et Jean-Luc Deuzé, toujours disponibles pour répondre à mes questions, Frédéric Lemire pour son aide en informatique à maintes reprises, Léliane Devaux pour son aide dans les démarches administratives et sa gentillesse, Jacques Descloitres pour son concours en des occasions multiples et variées. Un

grand merci à tous ceux – collègues et amis – qui m'ont témoigné leur sympathie, qui m'ont soutenue et encouragée.

Je garde un excellent souvenir de la mission au Cap Vert en compagnie de mes collègues du LISA et du LMCE. Je leur adresse mes remerciements pour leur esprit d'entraide et leur bonne humeur.

Je réserve une pensée particulière pour mes parents, frère et sœurs, surtout Bernadette, Béatrice et Fabienne, confidentes et complices, en toutes circonstances ...

Sommaire

Introduction 11

Chapitre 1 : Apport de la mesure de luminance totale dans le plan principal 17

Introduction 17

1. Simulations de mesures à partir de modèles d'aérosols 19

2. Inversion simultanée de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de la fonction de phase des aérosols en prodiffusion 26

3. Expression de la luminance primaire 29

4. Sensibilité du rapport de la luminance primaire à la luminance multiple aux paramètres optiques des aérosols à 850 nm 30

4.1 Sensibilité à la fonction de phase des aérosols 31

4.2 Sensibilité à l'épaisseur optique des aérosols 36

4.3 Sensibilité à l'albédo de diffusion simple des aérosols 39

4.4 Effet des échelles de hauteur sur le rapport primaire-multiple 41

5. Protocole de détermination de la fonction de phase des aérosols 43

6. Application du protocole aux mesures simulées 46

6.1 Résultats obtenus avec l'indice "exact" 46

6.1.1. Comparaison des fonctions de phase exacte et issue de l'inversion *47*

6.1.2. Résultats de l'application du protocole *48*

6.1.3. Calcul de la norme des fonctions de phase *50*

6.2 Résultats obtenus avec un autre indice 54

7. Inversion de la fonction de phase des aérosols 57

7.1 Méthode utilisée 58

7.2 Inversion de fonctions de phase 58

7.2.1. Stabilité de l'inversion *58*

7.2.2. Inversion avec un autre indice.....59
7.3 Inversion des fonctions de phase issues du protocole.....61
Conclusion.....65

Chapitre 2 : Apport de la mesure de luminance polarisée dans le plan principal 67

Introduction.....67
1. Calcul des luminances polarisées primaire et multiple.....68
1.1 Paramètres de Stokes.....68
1.2 Calcul de la luminance polarisée multiple - Découplage de la polarisation des aérosols et des molécules.....70
1.3 Expression de la luminance polarisée primaire.....71
2. Sensibilité du rapport primaire-multiple polarisé aux paramètres optiques des aérosols.....72
2.1 Sensibilité à la fonction de phase des aérosols.....73
2.2 Sensibilité à l'épaisseur optique.....77
2.3 Sensibilité à l'albédo de diffusion simple.....79
2.4 Cas des faibles polarisations.....80
3. Protocole de détermination de la fonction de phase polarisée des aérosols.....82
3.1 Première méthode : mélange.....82
3.2 Deuxième méthode : aérosols.....83
4. Application des protocoles aux mesures simulées.....86
4.1 Résultats obtenus avec l'indice "exact" et avec un autre indice.....86
4.1.1 Indice "exact".....*86*
4.1.2 Autre indice.....*89*
4.2 Aérosols polarisant comme du Rayleigh.....92
4.2.1 Cas 2.....*93*
4.2.2 Cas 1.....*96*
5. Détermination de l'indice de réfraction.....98
5.1 Effet de m_r sur le calcul de la polarisation.....99
5.2 Effet de m_i sur le calcul de la polarisation.....100

Conclusion 103

Chapitre 3 : Application à des campagnes de mesures 105

Introduction 105

1. Campagnes de mesures sur le site de la Crau 106

1.1 Cadre des mesures 106

1.2 Présentation générale des campagnes 1994 et 1995 et sélection des données à inverser 107

1.3 Résultats du protocole 113

1.4 Inversion de la fonction de phase 120

1.5 Inversion de la fonction de phase et de la fonction de phase polarisée 121

1.6 Récapitulatif des caractéristiques des aérosols 128

1.7 Restitution des mesures effectuées dans le plan principal 132

2. Campagne Hapex-Sahel au Niger 135

2.1 Cadre des mesures 135

2.2 Présentation générale de la campagne et sélection des données 136

2.3 Inversion de la fonction de phase 139

2.4 Récapitulatif des caractéristiques des aérosols 142

2.5 Restitution des mesures effectuées dans le plan principal 144

Conclusion 145

Conclusion 147

Annexes 151

A : Description et étalonnage des photomètres 151

B : Description de l'auréolemètre et détermination de la fonction de phase des aérosols en prodiffusion 167

C : Inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols et de l'auréole..... 177

D : Description du radio-polarimètre 183

Références bibliographiques..... 187

Bibliographie..... 194

Introduction

L'environnement terrestre est affecté tant par les activités humaines (industrielles, agricoles...) que par les processus naturels tels que la désertification ou les éruptions volcaniques. Outre leur impact sur les ressources terrestres, ces événements modifient la composition de l'atmosphère terrestre en y injectant quantité de particules solides ou liquides et de gaz. Les aérosols comptent parmi les particules solides ou liquides en suspension dans l'atmosphère, de diverses compositions chimiques, dont la taille peut s'étendre de 10^{-3} µm à une dizaine de µm. Les aérosols ont une influence confirmée sur le climat. Ils jouent de plus un rôle important dans les cycles bio-géochimiques et dans la chimie de la troposphère. Leur effet sur le climat se manifeste directement par la diffusion du rayonnement vers l'espace et par l'absorption. L'effet indirect se manifeste par leur capacité à déclencher le processus de formation des nuages en se comportant en noyaux de condensation et en modifiant les propriétés optiques des nuages.

Les études de ces dernières années mettent en effet en évidence le rôle non négligeable des aérosols sur le climat (par exemple Kaufman et al., 1991, Charlson et al., 1992, Penner et al., 1992). Les aérosols pourraient induire un effet radiatif de même importance que celui des gaz à effet de serre mais de signe opposé (IPCC, 1994) et constituent l'une des composantes les moins bien connues du bilan radiatif terrestre (Hansen et Lacis, 1990). Des discussions sur l'évolution des concentrations et les effets potentiels des aérosols sur le climat sont également données par Andreae (1995) et dans le rapport IPCC (1994).

La plupart des aérosols sont générés à la surface de la Terre par soulèvement sous l'action du vent dans des zones appelées zones sources : les océans (soulèvement de sels marins) et les régions arides et semi-arides (poussières désertiques). Ils proviennent également d'éruptions volcaniques et de l'activité biologique. Les sources secondaires de production d'aérosols sont les réactions chimiques au sein de l'atmosphère, les feux de forêts, les rejets directs anthropiques (industries, trafic, chauffage) (d'Almeida et al., 1991). Andreae (1995)

estime que 20% de la charge totale en aérosols proviennent d'émissions anthropiques. Les aérosols peuvent être transportés par les masses d'air sur de longues distances allant jusqu'à quelques milliers de kilomètres. Ils sont en majorité localisés dans les plus basses couches de la troposphère où leur temps de résidence est de l'ordre d'un à plusieurs jours avec une très forte variabilité spatiale et temporelle de leur abondance. Le transport des aérosols dans l'atmosphère et leur retombée progressive sur les terres ou les océans (par dépôt sec, lessivage ou évaporation) provoquent une interaction avec l'atmosphère elle-même, la biosphère, l'hydrosphère, la cryosphère. Les aérosols constituent en ce sens pour beaucoup de disciplines un centre d'intérêt qui a considérablement grandi ces dernières années.

Pour comprendre et estimer l'impact radiatif des aérosols, il faut connaître la distribution spatiale et temporelle de leurs propriétés. Les propriétés optiques des aérosols sont l'épaisseur optique (ou abondance), la fonction de phase de diffusion (reliée à leur efficacité de diffusion du rayonnement) et l'albédo de diffusion simple (reliée de plus à leur efficacité d'absorption). Ces propriétés sont directement reliées à leurs propres propriétés physico-chimiques : granulométrie (ou distribution en taille), indice de réfraction (fixé par la composition chimique), et forme. Toutes ces caractéristiques, de même que la masse et la répartition verticale des particules, sont étroitement liées au lieu d'origine, aux conditions de production, à la durée et aux conditions de transport dans l'atmosphère. Ceci explique l'importante variabilité spatio-temporelle des propriétés des aérosols et la difficulté du problème à appréhender à l'échelle du globe. Diverses techniques sont utilisées pour les observer et les étudier : l'impacteur à cascade, les compteurs de particules, les sondages LIDAR, et enfin la télédétection passive grâce aux satellites et aux mesures photométriques au sol. Stowe et al. (1990) font le point sur les techniques d'observations satellitaires et photométriques dont nous parlerons principalement.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude des mesures photométriques faites au sol avec les instruments optiques du LOA. Notre objectif est d'améliorer les méthodes de détermination des caractéristiques des aérosols à partir des mesures de la lumière du ciel dans le proche infrarouge effectuées avec un radiomètre-polarimètre. Ce sont des mesures directionnelles et polarisées, qui complètent les mesures spectrales de transmission et d'auréole solaire.

Les observations satellitaires sont les seules susceptibles de fournir une surveillance à grande échelle et un suivi temporel des aérosols. Jusqu'à ce jour, c'est principalement l'estimation de l'épaisseur optique des aérosols qui est déterminée par satellite. Pour des observations de régions océaniques, citons par exemple l'établissement de cartes hebdomadaires de l'épaisseur optique à une longueur d'onde telle 0.5 μm (Nagaraja Rao et al., 1989) ou l'établissement d'une climatologie des événements de poussières sur cinq ans à partir de l'imagerie Météosat au-dessus de l'océan Atlantique qui a permis de quantifier l'impact radiatif des brumes sèches (Jankowiak et Tanré, 1992). Au-dessus des continents, la détection des aérosols est plus complexe. Tanré et al. (1988) ont évalué l'épaisseur optique des aérosols par la méthode de dégradations des contrastes. Avec la nouvelle génération de capteurs multispectraux (MODIS[1] (King et al., 1992)) et en plus multiangulaires avec polarisation (POLDER[2] (Deschamps et al., 1994)), il sera possible prochainement d'avoir une estimation de la granulométrie et de l'indice de réfraction des aérosols. Le gain d'information sur la granulométrie associé à l'utilisation d'une relation plus réaliste entre la masse et l'épaisseur optique devrait en outre permettre une estimation plus précise du contenu en masse des aérosols sur la colonne atmosphérique (Cachorro et Tanré, 1994).

Les mesures photométriques au sol demeurent un complément essentiel des mesures satellitaires. Elles permettent notamment le développement et la validation d'algorithmes satellitaires et d'expériences en ballon stratosphérique (Deuzé et al., 1989) ou en avion (Deuzé et al., 1993). De plus, elles permettent l'étalonnage en vol de capteurs satellitaires (Santer et al., 1992). Enfin, elles contribuent à préciser les propriétés des aérosols par l'intermédiaire de mesures locales intensives (par exemple Deuzé et al., 1988; Tanré et al., 1988b et 1993; Nakajima et al., 1989; Tanaka et al., 1989; Kaufman et al., 1994). Notons que la validation d'algorithmes satellitaires concerne non seulement ceux dédiés à la télédétection des propriétés des aérosols (par exemple Deuzé et al., 1988; Tanré et al., 1988a; Holben et al., 1992; Dulac et al., 1992), mais aussi les algorithmes de correction atmosphérique pour la télédétection des surfaces. Les avantages des mesures au sol résident dans le fait que les conditions d'observations sont nettement moins réduites que dans le cas d'observations satellitaires, tant au

[1] Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
[2] Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances

niveau de la fréquence d'observation que de la directionnalité des mesures. En effet, au sol les mesures peuvent être effectuées toute la journée et couvrir un très large domaine angulaire (prodiffusion et rétrodiffusion), alors que depuis satellite, on observe principalement la rétrodiffusion. De plus, lors de mesures sur le terrain, le problème des propriétés de surface ne se pose pas de façon aussi cruciale que dans le cas de la télédétection spatiale.

Ces dernières années, la réalisation de campagnes de mesures sur le terrain par le LOA vise principalement deux objectifs. Le premier objectif est la préparation et prochainement la validation des algorithmes de l'expérience POLDER. La caractérisation des aérosols à l'échelle globale est l'un des objectifs majeurs de POLDER et est basée sur l'analyse des mesures multiangulaires et des mesures de polarisation, qui seront mises en œuvre pour la première fois depuis satellite. La validation repose d'une part sur la comparaison de ces mesures directionnelles, polarisées et spectrales à des mesures de même type plus fiables effectuées au sol et d'autre part sur la comparaison de la granulométrie et de l'indice retrouvés à partir d'algorithmes d'inversion des mesures. Différentes campagnes intensives ont été réalisées en parallèle avec des mesures aéroportées avec le prototype POLDER en France et au Niger (Deuzé et al., 1993; Tanré et al., 1993), et sont à analyser. Le deuxième objectif est l'étalonnage des capteurs HRV de SPOT (Haute Résolution Visible du Système Pour l'Observation de la Terre) pour lequel il faut caractériser précisément l'atmosphère et la surface (Santer et al., 1992).

Le LOA réalise ces objectifs à partir d'instruments permettant la mesure de la lumière directe ou diffuse atteignant le sol à plusieurs longueurs d'onde dans le domaine visible et proche infrarouge : photomètres multispectraux (450-1610 nm), auréolemètre (870 nm), radiomètre-polarimètre (850, 1650 nm) (voir annexes A, B et D). A cause de la variabilité spatiale et temporelle des propriétés des aérosols, les mesures doivent être effectuées au même moment que le passage du satellite au-dessus du site. Le photomètre multispectral est soigneusement étalonné lors de chaque campagne et les mesures fournissent la variation spectrale de l'épaisseur optique avec une bonne précision. Elles sont complétées par des mesures de la lumière diffusée dans l'auréole solaire pour lesquelles la diffusion primaire est prépondérante et permettent d'accéder à la fonction de phase en prodiffusion (typiquement dans les 30 premiers degrés). Epaisseur optique spectrale et fonction de phase en prodiffusion sont très sensibles à la taille des particules (par exemple King et al., 1978; Santer et Herman, 1983;

Nakajima et al., 1983 et 1986; Devaux et al., 1988; voir aussi l'annexe C). Leur inversion est très répandue pour obtenir la granulométrie (par exemple Tanré et al., 1988b; Tanaka et al., 1989; Kaufman et al., 1994). C'est à partir de cette granulométrie et en se fixant un indice de réfraction que sont calculés par la théorie de Mie la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple –paramètres indispensables pour les calculs de transfert radiatif–. C'est en effet jusqu'à présent le seul moyen de les calculer, ils ne peuvent en outre pas être mesurés directement.

Nous avons appliqué cette méthode aux mesures effectuées dans le cadre de la campagne HAPEX au Niger (Tanré et al., 1993). Mais, elle s'est révélée inapte à restituer les mesures de luminance effectuées avec le radio-polarimètre dans les grands angles de diffusion. Or, ce sont précisément les angles concernés dans les observations satellitaires. Pour améliorer la restitution des mesures, il est apparu évident que l'inversion doit aussi porter sur la fonction de phase aux grands angles de diffusion et non pas uniquement sur la prodiffusion.

L'étude présentée dans la thèse est consacrée aux mesures de la lumière totale du ciel et de sa polarisation effectuées avec le radio-polarimètre dans le plan principal car elles peuvent potentiellement fournir des informations sur la fonction de phase pour de plus grands angles de diffusion qu'avec la mesure d'auréole, sur la fonction de phase polarisée et sur l'indice de réfraction. Elles sont en effet sensibles aux propriétés des aérosols, notamment à leur taille. La polarisation est de plus particulièrement sensible à l'indice de réfraction (Herman et al., 1986; Santer et al., 1988; Deuzé, 1993b). Elles sont cependant nettement moins répandues que les mesures de transmission et d'auréole car il n'est pas aisé d'en déduire les caractéristiques de diffusion, principalement à cause de la part importante des diffusions multiples dans le signal qui s'amplifient avec l'angle de diffusion. La réflectance de surface perturbe également la diffusion primaire, mais à un moindre degré. Notre objectif est de mettre au point une méthode pour corriger les luminances des diffusions multiples et des effets de surface. Il s'agit d'accéder aux propriétés de diffusion, à partir desquelles les propriétés physiques pourront être déduites.

Dans le premier chapitre, à partir de simulations de mesures et de calculs avec un code radiatif, nous quantifions soigneusement les effets de diffusions multiples et de réflectance de surface dans la lumière totale mesurée en étudiant séparément l'influence de chacun des paramètres des aérosols. Nous présentons ensuite de façon détaillée notre méthode de correction

des effets perturbateurs. Elle permet, pour la première fois avec ce type de mesures, de déterminer la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple. Nous montrons l'apport de l'inversion de cette fonction de phase pour la détermination d'un modèle d'aérosols. Le deuxième chapitre s'articule de la même façon pour l'étude de la lumière polarisée mesurée. Nous montrons que notre méthode permet également de déterminer la fonction de phase polarisée et comment il est possible de déterminer l'indice de réfraction. Nous montrons enfin dans quelle mesure toutes les caractéristiques des aérosols ainsi retrouvées permettent de restituer les mesures dans le plan principal. Dans la troisième partie, nous appliquons cette méthode à des mesures réalisées lors de campagnes en divers sites géographiques, pour des contenus en aérosols très variés.

Chapitre 1

Apport de la mesure de luminance totale dans le plan principal

Introduction

Dans le domaine des longueurs d'onde du visible et proche infrarouge (de 0.4 à 1.6 μm) qui concerne cette étude, la principale source de rayonnement est le faisceau solaire. Ce rayonnement solaire parvenant au sommet de l'atmosphère est quasi-directionnel et non polarisé. Au cours de la traversée dans l'atmosphère claire, c'est-à-dire non nuageuse, ce rayonnement est en partie diffusé par les molécules et les aérosols, absorbé partiellement par les aérosols ou par les constituants gazeux tels que la vapeur d'eau et l'ozone, réfléchi par la surface terrestre.

Les mesures radiométriques au sol contribuent largement depuis des années à la caractérisation des aérosols. Parmi elles, les mesures les plus répandues sont les mesures de transmission par visée directe du soleil. Effectuées en dehors des bandes spectrales où l'absorption gazeuse est importante, elles fournissent la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols. Elles sont souvent accompagnées par des mesures d'auréoles solaires dans l'almucantar (voir l'annexe B) qui permettent d'accéder à la fonction de phase en prodiffusion. Ces deux types de mesures sont très sensibles à la taille des particules et sont complémentaires. Leur inversion permet d'obtenir la granulométrie des aérosols en se fixant un

indice de réfraction (voir par exemple Shaw, 1979; Nakajima et al., 1983 et 1986; Devaux et al., 1988). Nous renvoyons le lecteur aux annexes A, B et C pour de plus amples détails sur ces mesures et méthodes d'inversion classiques. L'avantage de ces mesures est qu'elles ne sont pas très sensibles à l'indice de réfraction et que de plus, dans l'auréole, l'effet des diffusions multiples a nettement moins d'importance qu'en rétrodiffusion. En général, seules les directions de prodiffusion (de 1° jusqu'à 30° typiquement) sont exploitées pour retrouver la granulométrie. Kaufman et al. (1994) ont quant à eux utilisé des mesures de luminance du ciel dans l'almucantar sur un plus grand domaine d'angles. Ils ont appliqué la procédure de correction des diffusions multiples et d'inversion de la fonction de phase de Nakajima et al. (1983) et ont obtenu une pseudo-fonction de phase d'aérosols jusqu'à Θ=120°, qui est en fait le produit de la fonction de phase et de l'albédo de diffusion simple.

Les études reportées dans la littérature relatives à l'inversion de mesures de la luminance du ciel concernent des mesures effectuées dans l'almucantar. En effet, jusqu'à présent, les mesures du rayonnement diffusé dans le plan principal sont rarement utilisées. A partir de mesures effectuées avec le radio-polarimètre du LOA, Tanré et al. (1988) et Deuzé et al. (1993a et b) ont montré qu'elles sont très sensibles également aux propriétés des aérosols.

Le début de ce chapitre présente les limites de la méthode d'inversion de l'épaisseur optique et de la prodiffusion. Cette partie illustre typiquement les difficultés que nous avons rencontrées sur les données de la campagne HAPEX pour déterminer un modèle d'aérosols qui restitue les mesures du plan principal. Elle met en évidence la nécessité de trouver une méthode de détermination de la fonction de phase (et non plus uniquement de la prodiffusion) et de l'albédo de diffusion simple. Nous verrons les mesures de luminance dans le plan principal présentent non seulement l'avantage de pouvoir atteindre le domaine de rétrodiffusion pour de faibles hauteurs solaires (Annexe D) mais qu'en plus, dans cette géométrie de visée, la luminance primaire est directement proportionnelle à la fonction de phase des aérosols, à l'albédo de diffusion près (voir le paragraphe 3). Le problème se ramène donc à établir un moyen de remonter à la luminance primaire à partir de la luminance multiple, c'est-à-dire à évaluer la contribution de la luminance primaire dans le signal total.

La méthode analytique de Weinman et al. (1975) est bien adaptée pour la correction des diffusions multiples de la mesure d'auréole, et elle est utilisée au LOA. C'est une méthode itérative, basée sur l'évaluation du rapport entre la luminance primaire et la luminance multiple, que l'on applique sur la luminance multiple (luminance mesurée) pour obtenir une estimation de la luminance primaire mesurée, et par suite de la fonction de phase. Mais cette méthode ne s'applique qu'aux petits angles de diffusion et par conséquent ne convient pas aux mesures dans plan principal. Partant de cette idée de rapport des luminances, nous avons envisagé une méthode de correction numérique. A l'aide de simulations de mesures et de calculs radiatifs, nous avons mené une étude de sensibilité de ce rapport aux paramètres aérosols. Nous avons répété ces calculs pour différents types et de contenus en aérosols pour couvrir le domaine possible de variation réelle des aérosols. Nous détaillons et expliquons les résultats de l'étude de sensibilité. Puis, nous proposons une méthode de correction des effets de diffusion multiples et de réflectance de surface que nous testons sur les mesures simulées. Enfin, nous inversons la fonction de phase obtenue et montrons comment les mesures de luminance totale sont maintenant restituées.

1. Simulations de mesures à partir de modèles d'aérosols

Nous avons sélectionné deux modèles d'aérosols pour simuler toutes les mesures des instruments de la station de mesures du LOA : épaisseurs optiques (de 450 nm à 870 nm), auréole (à 870 nm) et luminances totale et polarisée dans le plan principal (à 850 nm). Nous utilisons ces modèles pour faire l'étude de sensibilité et pour illustrer l'apport de la mesure de luminance dans le plan principal dans la caractérisation des aérosols.

Dans l'atmosphère, le problème de la diffusion de la lumière est généralement décomposé en diffusion simple (ou primaire) et en diffusion multiple. Nous traitons la diffusion primaire par la théorie de Mie (pour les aérosols) et par la théorie de Rayleigh (pour les molécules). Les calculs en diffusion multiple ne peuvent être obtenus que par la résolution de l'équation de transfert. De nombreuses méthodes de résolution ont été proposées. Elles sont

détaillées par Lenoble (1986). Nous avons choisi le code de Deuzé et al. (1989), basé sur les ordres successifs de diffusion, qui permet de traiter la polarisation.

Pour caractériser la diffusion des aérosols, il faut connaître leur propriétés physico-chimiques, qui sont la distribution en taille ou granulométrie N(r) (*N(r)dr* représente le nombre de particules de rayon compris entre r et r+dr), l'indice de réfraction et la forme. L'indice de réfraction complexe :

$$m=m_r-im_i \qquad (1)$$

est fixé par la nature chimique des aérosols. La partie réelle fixe la vitesse de propagation dans le milieu. La partie imaginaire, reliée à l'absorption des aérosols, détermine leur albédo de diffusion simple. Parties réelles et imaginaires dépendent un peu de la longueur d'onde dans le domaine visible et proche infrarouge (voir le tableau 4.3 de d'Almeida et al., 1991). La partie réelle est comprise entre 1.33 (aérosols saturés d'eau) et 1.55 (aérosol minéral SiO_2 sec, présent en abondance dans la troposphère), m_r peut toutefois atteindre la valeur 1.75 dans le visible dans le cas de suies. Si les particules ne sont pas absorbantes, l'indice est réel et l'albédo de diffusion simple vaut 1. Si elles sont absorbantes, l'indice est complexe, généralement inférieur à 0.01 et l'albédo de diffusion simple est inférieur à 1. Dans les atmosphères polluées, m_i peut prendre des valeurs considérables (par exemple 0.45 à 550 nm dans le cas extrême de suies). Les particules liquides sont généralement sphériques et de taille inférieure au micron. Les particules solides peuvent avoir une forme irrégulière et sont plus grosses. Nous supposerons que les aérosols sont distribués aléatoirement dans l'espace et qu'ils se comportent comme des particules sphériques dans les processus de diffusion et d'absorption. Cette hypothèse nous permet d'utiliser la théorie de Mie (Van de Hulst, 1957).

La théorie de Mie nous permet de calculer les sections efficaces de diffusion, d'absorption et d'extinction de la particule $\pi r^2 Q_{diff}(\alpha,m)$, $\pi r^2 Q_{abs}(\alpha,m)$ et $\pi r^2 Q_{ext}(\alpha,m)$ qui dépendent du paramètre de taille ($\alpha=2\pi r/\lambda$) (où λ est la longueur d'onde exprimée en μm) et de l'indice de réfraction. En sommant les contributions de chaque particule, on calcule les caractéristiques optiques des aérosols : l'épaisseur optique, la fonction de phase et la fonction de phase polarisée des aérosols, et enfin l'albédo de diffusion simple.

L'épaisseur optique dépend principalement de la granulométrie n(r) et à un degré moindre de l'indice de réfraction des aérosols :

$$\delta(\lambda) = \int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{ext}(\alpha, m) \cdot n(r) dr \qquad (2)$$

Elle traduit les interactions entre les particules et le rayonnement (par diffusion ou par absorption) au cours d'une traversée verticale de l'atmosphère.

La fonction de phase normalisée représente la probabilité pour que le rayonnement arrivant sur une particule soit diffusé dans l'angle Θ (angle entre la direction d'incidence et la direction de diffusion) :

$$P_A(\Theta) = \int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{diff}(\alpha, m) \cdot p(\alpha, m, \Theta) \cdot n(r) dr \qquad (3)$$

De même, la fonction de phase polarisée des aérosols est donnée par :

$$Q_A(\Theta) = \int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{diff}(\alpha, m) \cdot q(\alpha, m, \Theta) \cdot n(r) dr \qquad (4)$$

L'albédo pour une diffusion, défini par :

$$\omega_0 = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{diff}(\alpha, m) \cdot n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{ext}(\alpha, m) \cdot n(r) dr} \qquad (5)$$

caractérise l'absorption du rayonnement solaire, il dépend surtout de l'indice imaginaire et de la répartition granulométrique des particules.

De plus, nous pouvons calculer le rayon moyen de diffusion défini par :

$$r_{diff} = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} r \cdot \pi r^2 Q_{diff}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, m\right) \cdot n(r) \cdot dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{diff}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, m\right) \cdot n(r) \cdot dr} \qquad (6)$$

correspondant au rayon moyen des particles participant le plus efficacement à la diffusion de la lumière, chaque particule y participant proportionnellement à $\pi r^2 Q_{diff}$.

Ces caractéristiques, associées à la totalité des particules en suspension dans l'atmosphère sont intégrées sur toute la colonne atmosphérique. C'est également ce que mesurent les instruments de la station de mesures.

Le premier modèle d'aérosols (cas 1) que nous avons choisi pour les simulations est assez représentatif des situations rencontrées sur le site d'étalonnage de La Crau ces dernières années. Le deuxième modèle (cas 2) est assez représentatif de modèles obtenus lors de la campagne Hapex-Sahel au Niger. La granulométrie n(r) du cas 1 est une loi de Junge de paramètre 4.6. n(r) correspond à la granulométrie intégrée sur toute la colonne atmosphérique, c'est-à-dire le nombre de particules par unité de surface par unité de rayon :

$$n(r) = \frac{dN(r)}{dr} = Cr^{-v} \qquad (7)$$

où r est le rayon de la particule exprimé en µm, C est une constante. Nous avons pris 1.40-0.005i comme indice de réfraction.

La granulométrie du cas 2 est une distribution bimodale, composée de deux distributions log-normales :

$$n(r) = \frac{dN(r)}{dr} = \sum_{i=1}^{2} \frac{N_i}{\sqrt{2\pi}\,\mathrm{Log}\sigma_i}\,\frac{1}{r}\,e^{-\frac{(\mathrm{Log}r - \mathrm{Log}r_i)^2}{2(\mathrm{Log}\sigma_i)^2}} \qquad (8)$$

où N_i est le nombre total de particules pour la distribution i, r_i est le rayon moyen géométrique des particules provenant de la distribution i, Log σ_i est la déviation standard de Log r_i. L'indice vaut 1.50-0.001i.

Les paramètres des deux granulométries choisies sont résumés dans le tableau 1. Nous avons de plus reporté dans ce tableau la valeur du coefficient d'Angström α, calculé à partir de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique des aérosols entre 450 et 870 nm (voir Annexe A, équation A.12), ainsi que les valeurs des fonctions de phase P à 2° et 30° à 850 nm. Le coefficient d'Angström est un bon indicateur de la taille des particules : plus sa valeur est faible (c'est-à-dire plus la dépendance spectrale est faible), plus les particules sont grosses. Le rayon

moyen de diffusion vaut respectivement pour ces deux cas 0.5 et 1.35 µm. Dans ce tableau figurent enfin les paramètres des aérosols nécessaires –avec la fonction de phase– pour simuler les mesures du plan principal avec le code de transfert radiatif : l'épaisseur optique des aérosols à 850 nm ainsi que l'albédo de diffusion simple. Nous avons fixé une épaisseur optique relativement faible pour le cas 1 (0.1), et relativement forte pour le cas 2 (0.4). Nous avons choisi un angle solaire zénithal moyen de 60°.

	distribution	m_r	m_i	ω_0	δ_A	$\alpha_{450\text{-}870}$	P(2°)	P(30°)
cas 1	Junge, ν=4.6 0.01≤r≤12µm	1.40	0.005	0.90	0.1	1.54	21.469	3.533
cas 2	bimodale 0.05≤r≤12µm r_1=0.1 µm, σ_1=1.5 r_2=0.5 µm, σ_2=2 N_1/N_2=33.33	1.50	0.001	0.95	0.4	0.33	82.404	2.588

Tableau 1 : Paramètres des distributions granulométriques et propriétés optiques des modèles d'aérosols sélectionnés.

La figure 1a présente les 2 granulométries retenues, ainsi que la dépendance spectrale de l'épaisseur optique des aérosols entre 450 et 870 nm (figure 1b) et les fonctions de phase (c) et (d). Notons que pour le cas 2, les particules étant plus grosses, la prodiffusion est plus importante que pour le cas 1 et elles polarisent peu le rayonnement. Les mesures simulées du plan principal pour le mélange aérosols-molécules sont représentées sur la figure 2.

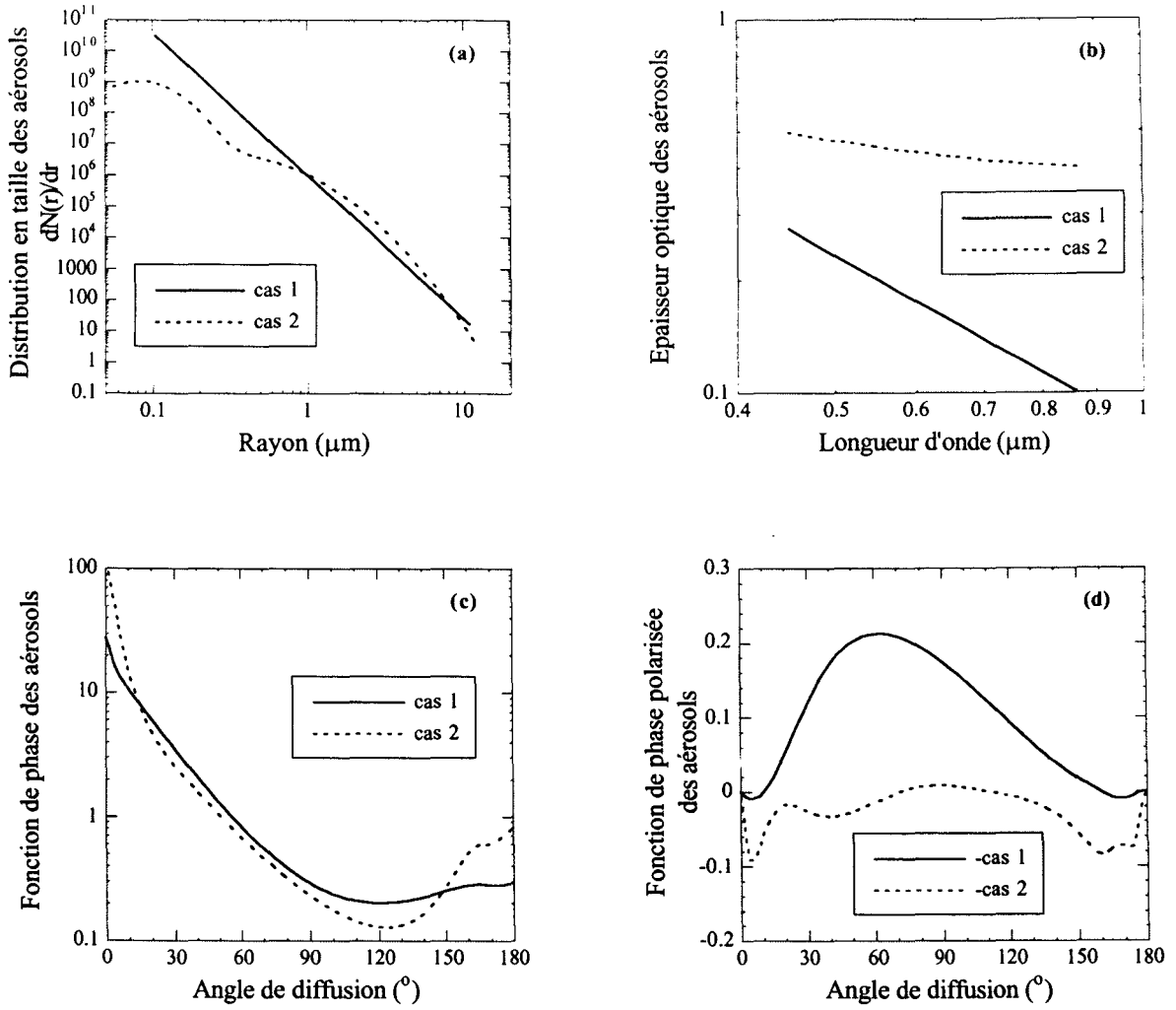


figure 1: Granulométries des 2 modèles d'aérosols sélectionnés (a). (b), (c) et (d) représentent respectivement leur dépendance spectrale d'épaisseur optique, leur fonction de phase et leur fonction de phase polarisée calculées à partir de la théorie de Mie à 850 nm.

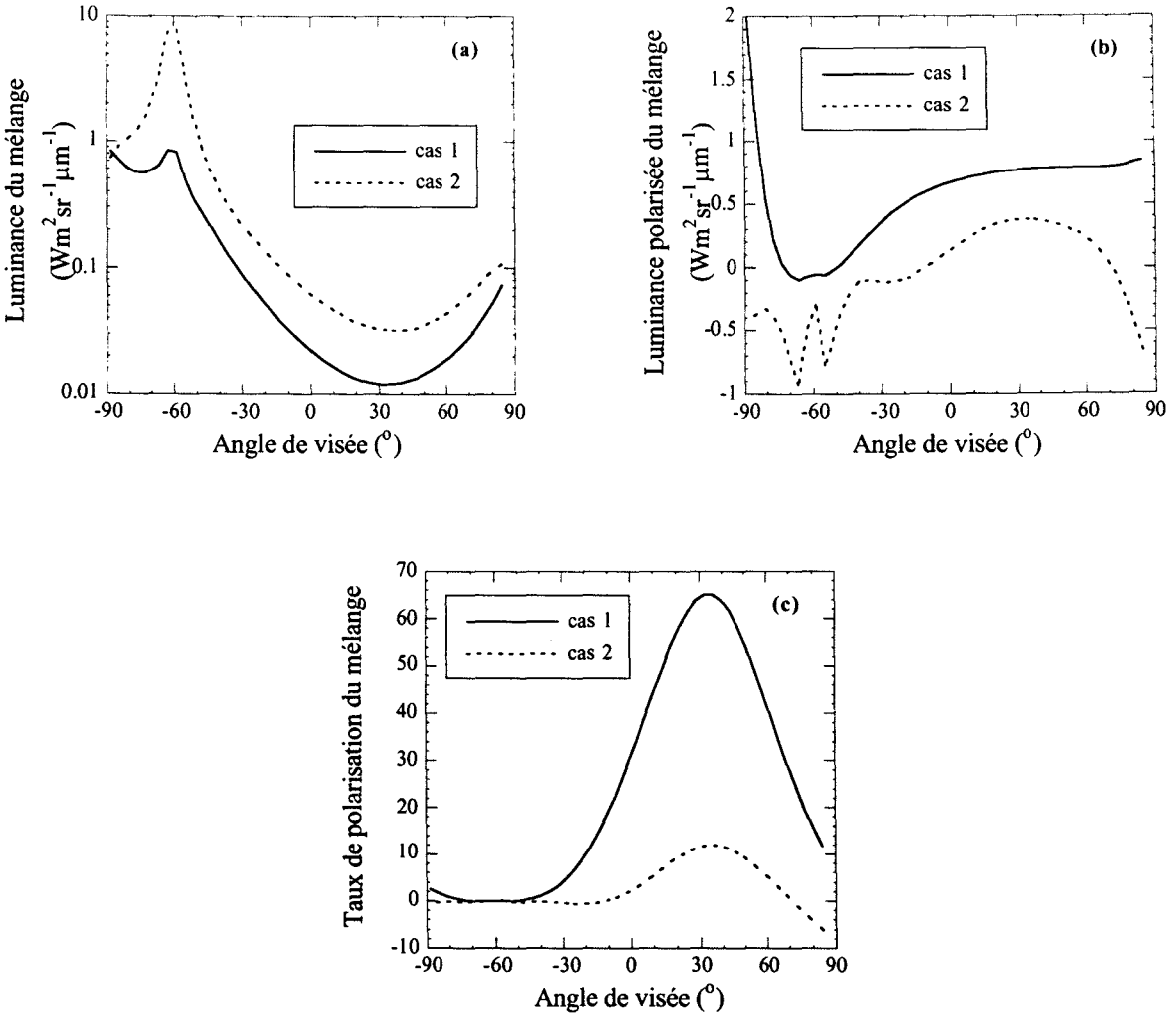


figure 2: Luminance (a), luminance polarisée (b) et taux de polarisation (c) du mélange aérosols et molécules calculés avec les ordres successifs de diffusion pour les 2 cas. L'angle solaire zénithal vaut 60 degrés, la réflectance de surface est nulle.

2. Inversion simultanée de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de la fonction de phase des aérosols en prodiffusion

Parmi les caractéristiques des aérosols, seule la variation spectrale de l'épaisseur optique est directement fournie par les mesures ; elle repose sur une bonne détermination des constantes d'étalonnage. Pour caractériser complètement un modèle d'aérosols, il faut de plus pouvoir obtenir leur granulométrie en nombre et leur indice de réfraction. Pour cela, il faut avoir recours à des méthodes numériques d'inversion des mesures faisant appel à la théorie de Mie ainsi qu'à un code de transfert radiatif.

Les mesures d'extinction et d'auréole sont faites simultanément avec un photomètre multispectral (Annexe A) et un auréolemètre fonctionnant à 870 nm (Annexe B). Les mesures d'extinction fournissent l'épaisseur optique des aérosols après un étalonnage minutieux du photomètre multispectral, la correction de l'effet de diffusion des molécules et éventuellement la correction de l'absorption gazeuse. La mesure d'auréole fournit quant à elle l'allure de la fonction de phase des aérosols dans les trente premiers degrés en angle de diffusion, après correction de l'effet de diffusion des molécules et de la contribution des diffusions multiples par la méthode analytique de Weinman et al. (1975). Ces deux types de mesures sont complémentaires. En effet, d'une part l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols caractérise la granulométrie des aérosols dans la gamme de rayons de 0.1 à quelques μm environ ; elle sera d'autant mieux déterminée pour les petites particules que la longueur d'onde d'observation est courte. D'autre part l'inversion de la prodiffusion caractérise la granulométrie dans la gamme de rayons allant de quelques microns à 10 μm environ ; elle sera d'autant mieux déterminée pour les grosses particules que l'angle de diffusion est petit (voir annexe C).

Le début de ma thèse a coïncidé avec le retour de la station de mesures d'une campagne intensive au Niger (mi-août–mi-octobre 1992), pour préparer notamment l'expérience POLDER (Tanré et al., 1993). La première étape de la thèse a consisté à étalonner les photomètres multispectraux sur toute la campagne et à corriger les mesures d'auréole des diffusions multiples par la méthode analytique de Weinman (1975). Nous avons reporté dans les annexes A et B le principe de ce travail préparatoire. Puis, nous avons procédé à l'inversion de la

variation spectrale de l'épaisseur optique et la fonction de phase en prodiffusion des aérosols pour chaque journée de mesures. Nous avons utilisé la méthode classique d'inversion linéaire développée par King et al. (1978) que nous exposons dans l'annexe C. La granulométrie ainsi obtenue et l'indice de réfraction supposé dans l'inversion sont utilisés pour calculer par la théorie de Mie l'albédo de diffusion simple (ω_0) et la fonction de phase ($P_A(\Theta)$) complète des aérosols (de 0 à 180°). ω_0 et $P_A(\Theta)$ sont, avec l'épaisseur optique mesurée à 850 nm ($\delta_A(\lambda=850$ nm)), les données d'entrée du code de transfert radiatif qui permet de calculer les luminances dans le plan principal. Nous utilisons le code de Deuzé et al. (1989) basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion ("code des OS"). La réflexion de surface est également prise en compte. Ce calcul est effectué à 850 nm pour les conditions géométriques expérimentales θ_s et θ_v (angles zénithaux solaire et de visée, voir la figure 4). Enfin, nous comparons aux mesures la distribution angulaire de la luminance ainsi calculée. Mais, la fonction de phase en prodiffusion et l'épaisseur optique des aérosols sont peu sensibles à l'indice de réfraction, et il faut répéter ces calculs pour différentes valeurs d'indice jusqu'à obtenir le meilleur accord entre les mesures et les calculs. Pour la campagne au Niger, cette méthode s'est révélée impuissante à faire évoluer le modèle pour avoir un bon accord entre calculs et mesures. Si le modèle ne parvient même pas à restituer les luminances descendantes, il ne peut pas donner une bonne estimation du signal que reçoit le satellite. Il était clair que la restitution des mesures du plan principal nécessitait la prise en compte dans l'inversion de la fonction de phase des aérosols pour les grands angles de diffusion (concernés par les mesures satellitaires) et non pas seulement dans les 30 premiers degrés.

Comme illustration, nous montrons sur la figure ci-dessous les luminances simulées des cas 1 et 2 représentées avec des barres d'erreur de 10% et les luminances recalculées à partir des résultats de l'inversion effectuée pour l'indice exact de simulation et des indices différents de l'indice de simulation. 10% correspond à l'incertitude maximale sur la mesure de luminance à 850 nm. Les résultats de ces simulations montrent que si la fonction de phase n'est pas correctement estimée sur tout le domaine d'angles de diffusion, il n'est pas possible d'obtenir des résultats satisfaisants sur les luminances mesurées. Dans certains cas pour la campagne HAPEX, les différences relatives entre la luminance mesurée et restituée peuvent même largement dépasser 20% aux grands angles de diffusion.

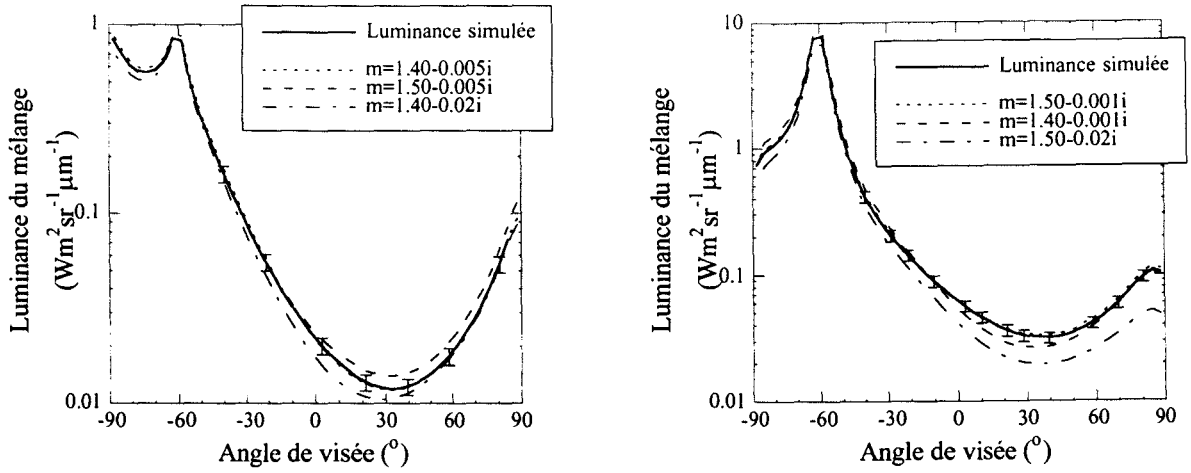


figure 3 : Luminances simulées et recalculées à partir de la granulométrie et de l'indice de réfraction utilisés dans l'inversion de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole. cas 1 à gauche, cas 2 à droite

Nous allons examiner s'il est possible de retrouver des informations sur la fonction de phase des aérosols à partir des mesures de luminance dans le plan principal avec le radio-polarimètre RADISOL. Dans cette géométrie de visée et pour de faibles hauteurs de soleil, il est possible d'atteindre le domaine de rétrodiffusion. En effet, dans le plan principal, l'angle de diffusion Θ est directement relié à l'angle de visée θ_v :

$$\Theta=\theta_v-\theta_s \qquad (9)$$

où θ_s est l'angle zénithal solaire. Par convention, les angles sont comptés négativement dans le demi-plan contenant le soleil. La géométrie d'observation de RADISOL et satellitaire est illustré sur la figure 4 pour un angle solaire zénithal de 60° et nous constatons qu'ils ont en commun des visées aux grands angles de diffusion (voir aussi l'annexe D).

Nous avons vu qu'une approche possible de correction des diffusions multiples est celle présentée par Weinman et al. (1975). Elle est basée sur le calcul du rapport entre la luminance primaire et la luminance multiple que nous allons maintenant étudier. Nous donnons ci-après l'expression de la luminance en diffusion primaire. Nous avons eu recours au code des ordres successifs de diffusion pour le calcul de la luminance multiple. Nous commençons par définir les différentes propriétés des aérosols qui influencent l'intensité des luminances, puis nous étudions la sensibilité du rapport à ces différentes propriétés.

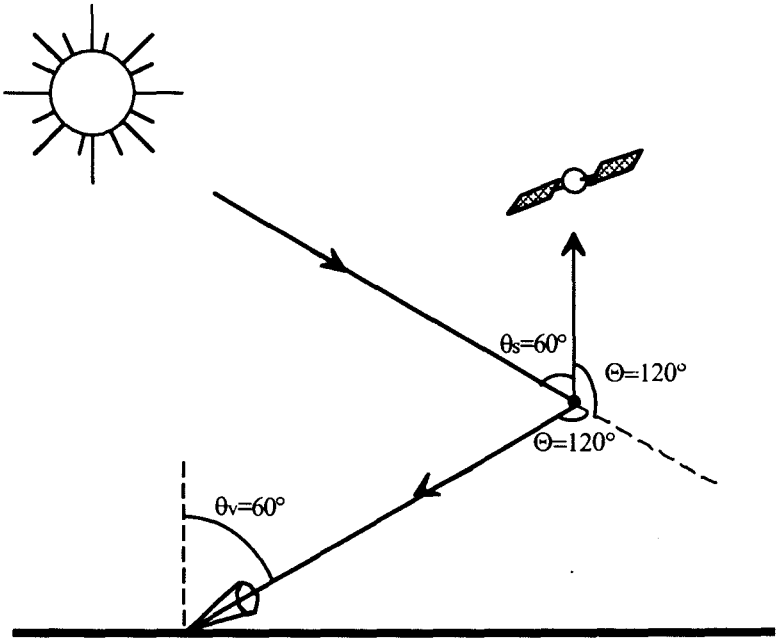


figure 4 : Géométrie d'observation du satellite et du radiomètre au sol pour un angle solaire zénithal de 60°°. Le satellite observe au nadir et le radio-polarimètre à 60° et tous deux visent le même angle de diffusion de 120

3. Expression de la luminance primaire

Pour conserver à la luminance primaire son caractère analytique, on fait l'hypothèse que l'atmosphère est une couche plane-parallèle composée d'un mélange aérosols-molécules verticalement homogène et que la surface est noire (la réflectance de surface est nulle : ρ_s=0). La luminance descendante due aux photons n'ayant subi qu'une seule diffusion s'écrit :

$$L(\theta_v) = \frac{E_S}{4\pi}\omega_{Mel}P_{Mel}(\Theta)\left(e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_V}} - e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_S}}\right)\frac{\mu_S}{\mu_V-\mu_S} \qquad (10)$$

où E_s est le flux solaire normal incident au sommet de l'atmosphère, $\mu_{s,v}=\cos\theta_{s,v}$

$P_{Méi}(\Theta)$ est la fonction de phase normalisée du mélange aérosols-molécules. Elle est définie par :

$$P_{Mel}(\Theta) = \frac{\omega_0\delta_A P_A(\Theta)+\delta_R P_R(\Theta)}{\omega_0\delta_A+\delta_R} \qquad (11)$$

où $P_A(\Theta)$ est déterminée à l'aide de la théorie de Mie et la fonction de phase Rayleigh $P_R(\Theta)$ est donnée par :

$$P_R(\Theta) = \frac{3}{4}\left(1 + \cos^2\Theta\right) \qquad (12)$$

L'épaisseur optique moléculaire δ_R est donnée par la formule de Rayleigh suivant une loi en λ^{-4} et dépend de la pression atmosphérique au point considéré. A 850 nm, à 1013 mb, l'épaisseur optique Rayleigh vaut 0.017. La composante moléculaire de l'atmosphère est bien connue et le calcul de ses caractéristiques ne pose pas de problèmes particuliers.

Enfin, l'albédo de diffusion simple du mélange est :

$$\omega_{0Mel} = \frac{\omega_0\delta_A + \delta_R}{\delta_A + \delta_R} \qquad (13)$$

Ainsi, la luminance primaire du mélange peut s'écrire :

$$L^{(1)}_{Mel}(\theta_v) = \frac{E_S}{4\pi}\frac{\omega_0\delta_A P_A(\Theta) + \delta_R P_R(\Theta)}{\delta_A + \delta_R}\left(e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_V}} - e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_S}}\right)\frac{\mu_S}{\mu_V - \mu_S} \qquad (14)$$

4. Sensibilité du rapport de la luminance primaire à la luminance multiple aux paramètres optiques des aérosols à 850 nm.

L'expression de la luminance primaire (équation 14) indique qu'elle dépend de paramètres mesurés (δ_A), calculés (δ_R, $P_R(\Theta)$), mais aussi de grandeurs non accessibles directement par la mesure et qui sont donc inconnus au premier stade du traitement des données : l'albédo de diffusion simple ω_0 et la fonction de phase des aérosols $P_A(\Theta)$. Nous proposons dans cette partie d'étudier la sensibilité du rapport de la luminance primaire à la luminance multiple du mélange aérosols-molécules à l'épaisseur optique, à la fonction de phase et à l'albédo de diffusion simple des aérosols. Nous cherchons à déterminer :

- si l'épaisseur optique est mesurée de façon assez précise.

- l'influence sur le rapport primaire-multiple de la connaissance très approximative de la fonction de phase des aérosols issue de l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole.

- comment ce rapport répond aux variations de l'albédo de diffusion simple.

Comme la luminance primaire est calculée pour une réflectance de surface nulle, nous faisons de même pour la luminance multiple dans un premier temps. Nous présentons ici les résultats de l'étude de sensibilité menée avec le cas 1 : ils sont sensiblement les mêmes avec les autres cas. Comme la valeur de l'épaisseur optique des aérosols influence fortement les luminances, nous avons traité chaque sensibilité avec les valeurs 0.1 et 0.4 à 850 nm, fourchette englobant presque toutes nos mesures. L'angle solaire zénithal vaut 60°. Dans ce cas de figure, l'angle de diffusion maximum accessible est de 150 degrés ($\Theta=\theta_v-\theta_s$) avec θ_s=-60° et $\theta_{v,Max}$= +90°, selon la convention de signe adoptée. L'influence de l'angle solaire zénithal est étudié après la section 4.3.

4.1 Sensibilité à la fonction de phase des aérosols

L'inversion simultanée des mesures d'épaisseur optique (450-870 nm) et d'auréole (de 2 à 30 degrés) pour un indice de réfraction fixé fournit une granulométrie. Quel que soit l'indice utilisé, l'inversion est toujours possible. Une valeur différente d'indice modifie légèrement la granulométrie en distribuant un nombre différent de particules dans certaines classes. Ainsi, chacun de ces modèles, défini par une granulométrie N(r) et un indice m, est approprié pour restituer la fonction de phase des aérosols de 2 à 30 degrés. Cependant, ils ne permettent d'avoir qu'une estimation très approximative de la fonction de phase au-delà de 30°. Nous voulons déterminer comment joue cette inconnue sur le rapport primaire-multiple.

Nous en chiffrons l'effet maximum en calculant la fonction de phase à l'aide de la théorie de Mie, en fixant la granulométrie du cas 1 et nous obtenons différentes fonctions de phase en choisissant différentes parties réelles ou imaginaires de l'indice autour de la valeur de référence ($m_{réf}$=1.40-i0.005). Ainsi, ces fonctions de phase ne résultant pas de l'inversion de l'épaisseur optique et de l'auréole, elles ne coïncident même pas avec la simulation de l'auréole. Les tests sont effectués pour les indices suivants : 1.33-i0.005, 1.50-i0.005, 1.60-i0.005 et

pour 1.40-i0.0 et 1.40-i0.02. Les fonctions de phase correspondantes sont représentées sur la figure 5. De plus, nous avons représenté sur la figure 6 les différences relatives de chacune de ces fonctions de phase en prenant comme fonction de phase de référence celle qui est calculée avec l'indice 1.40-0.005i. Ces courbes indiquent un comportement très différent avec un changement d'indice, surtout avec la partie réelle de l'indice (figure 5a et figure 6a). Une augmentation de la partie réelle induit un affaiblissement de l'asymétrie de la fonction de phase. La partie imaginaire (figure 5b et figure 6b) influence principalement la rétrodiffusion et un peu la prodiffusion. Les courbes de la figure 6 montrent que les différences relatives sont différentes de 0 pour tout angle de diffusion, excepté autour de 30 degrés, où, comme cela a été remarqué en annexe au moment de la normalisation de l'auréole, la valeur de la fonction de phase est assez indépendante de la valeur de l'indice. Ainsi que nous l'avons déjà remarqué, ces fonctions de phase ne coïncident même pas avec la fonction de phase de référence dans les 30 premiers degrés (correspondant à l'auréole) ; les différences relatives atteignent même -35% à 2 degrés pour le cas où m=1.60-i0.005.

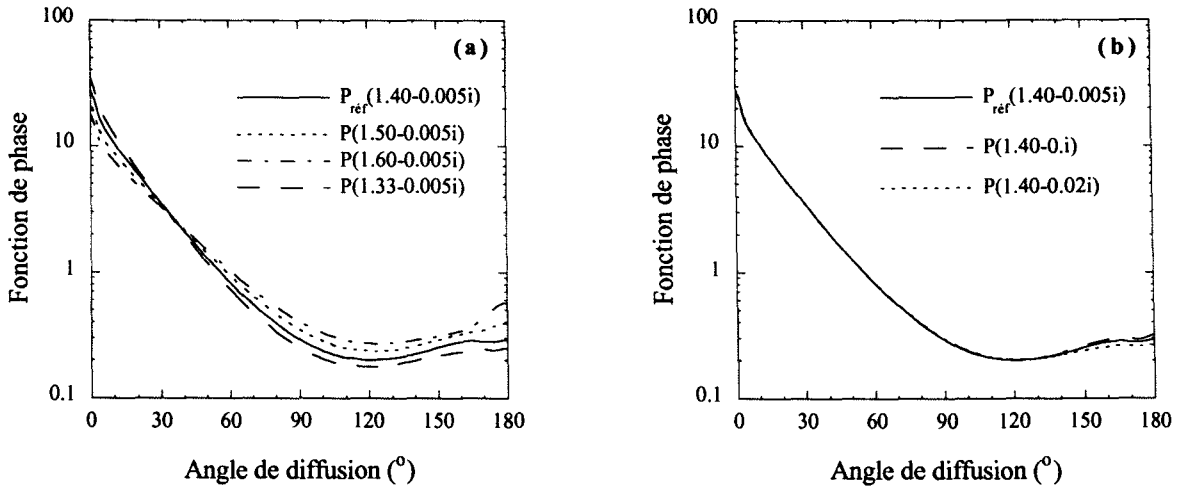


figure 5 : fonctions de phase obtenues en faisant varier la partie réelle de l'indice de réfraction (a) et en faisant varier la partie imaginaire (b).

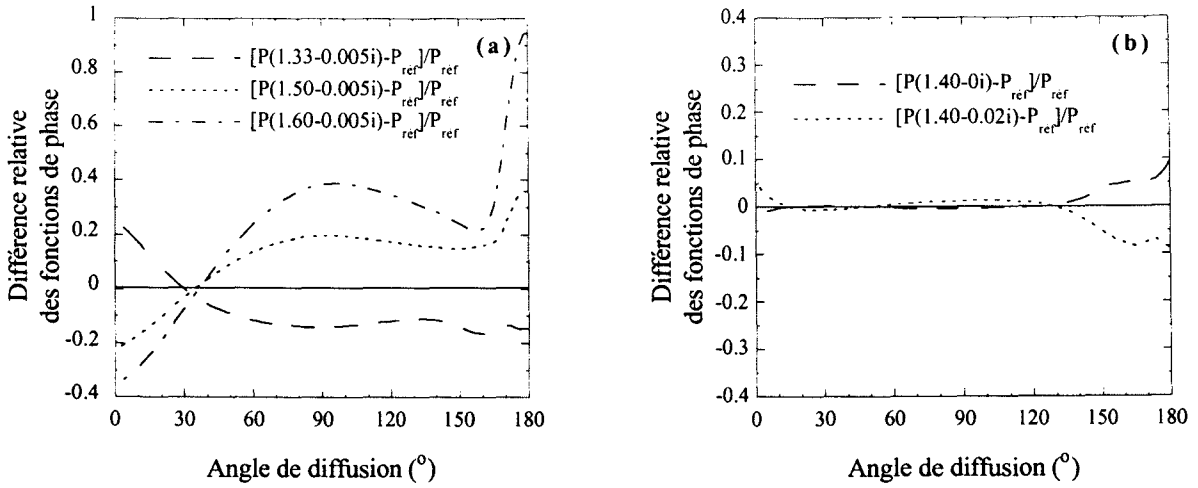


figure 6: différence relative de chacune des fonctions de phase de la figure précédente en prenant comme référence $P_{réf}$=P(1.40-0.005i).

Nous avons calculé la luminance primaire avec la relation (1) et la luminance multiple avec le code des ordres successifs de diffusion pour chacune de ces fonctions de phase en fixant tous les autres paramètres d'entrée (ω_0=0.9, θ_s=60°). Nous avons tracé les luminances multiples et les rapports de luminances sur les figures 7 et 8 (variation de m_r dans le calcul des fonctions de phase) et sur la figure 9 (variation de m_i). Nous résumons dans le tableau 1 les résultats pour le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour le cas d'un changement de fonction de phase due à une autre partie réelle : m=1.60-i0.005. Pour chaque angle θ_i, nous calculons les différences relatives :

$$X(\theta_i) = [\ F(m,\theta_i)-F(m_{réf},\theta_i)\ ] \ / \ F(m_{réf},\theta_i) \qquad (15)$$

où F représente soit la fonction de phase des aérosols P_A, soit la luminance multiple du mélange (LM), soit le rapport primaire-multiple (R_L). Nous calculons aussi la différence des rapports :

$$X(\theta_i) = R_L(m,\theta_i)-R_L(m_{réf},\theta_i) \qquad (16)$$

Puis, on calcule le Root Mean Square :

$$RMS = \left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} X^2(\theta_i)\right]^{1/2} \qquad (17)$$

Les écarts entre les différentes fonctions de phase se répercutent sur les luminances multiples et de façon sensiblement identique sur les luminances primaires, si bien que le rapport des deux s'en trouvent très peu affecté : une moyenne de 29.3% des différences relatives de la fonction de phase n'implique qu'une différence relative moyenne des rapports de 0.8% pour δ_A=0.1 et 3.95% pour δ_A=0.4 ; si ces mêmes calculs sont faits dans les 30 premiers degrés autour du soleil (ce domaine correspondant à la mesure d'auréole), la moyenne des différences relatives de la fonction de phase reste assez importante (25.8%), mais en revanche, elle est nettement plus faible sur la moyenne des différences relatives des rapports : 0.4% pour δ_A=0.1 et 0.7% pour δ_A=0.4 (voir tableau 2). Ainsi, une importante variation de la fonction de phase implique une importante variation des luminances, mais le rapport primaire-multiple n'est pratiquement pas touché.

Une variation de la partie imaginaire de l'indice provoque une variation de la fonction de phase nettement plus faible qu'une variation de la partie réelle (figure 6). Comme on pouvait s'y attendre, elle est sans effet sur les rapports de luminances : la moyenne des différences relatives des rapports vaut au plus 0.4%.

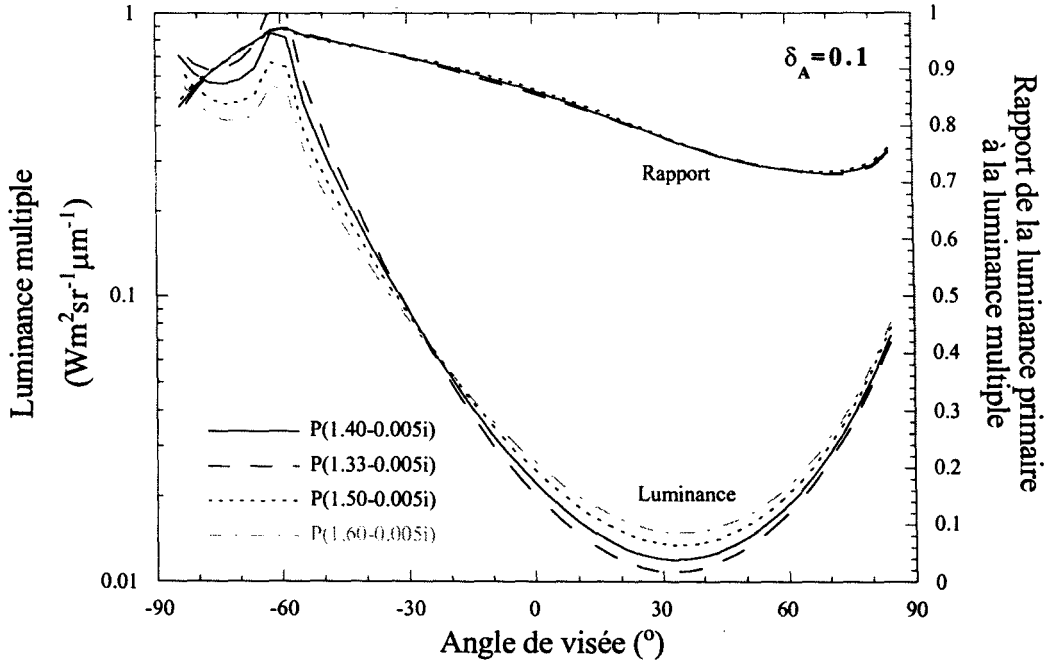


figure 7 : Sensibilité du rapport des luminances à la fonction de phase (variation de la partie réelle de l'indice de réfraction) pour une épaisseur optique d'aérosols de 0.1

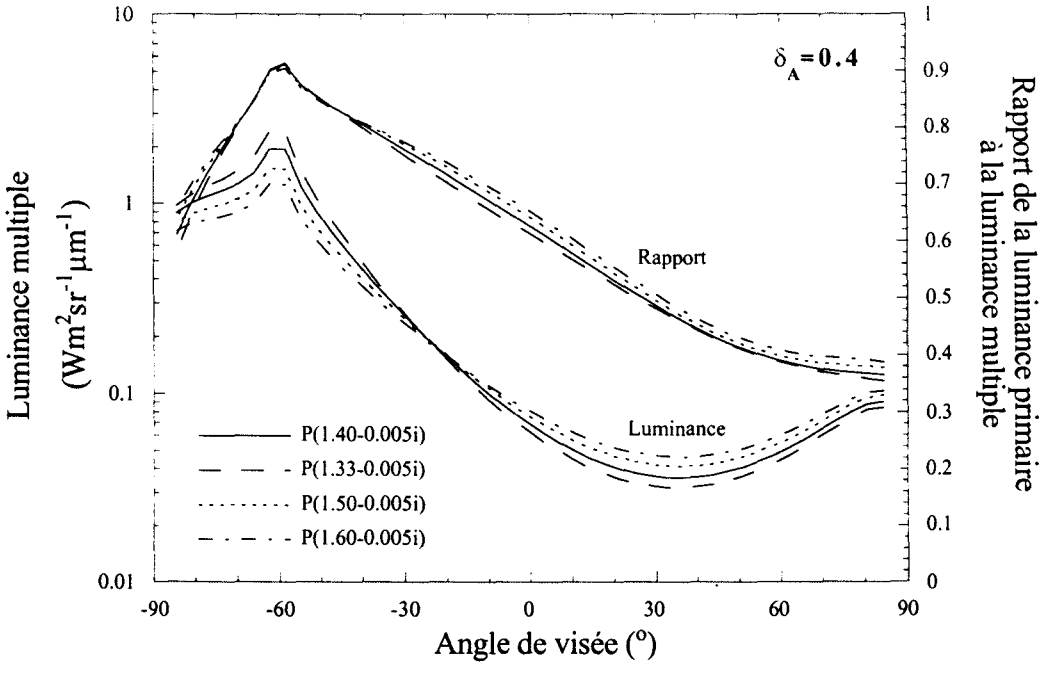


figure 8 : Même légende mais pour une épaisseur optique d'aérosols de 0.4

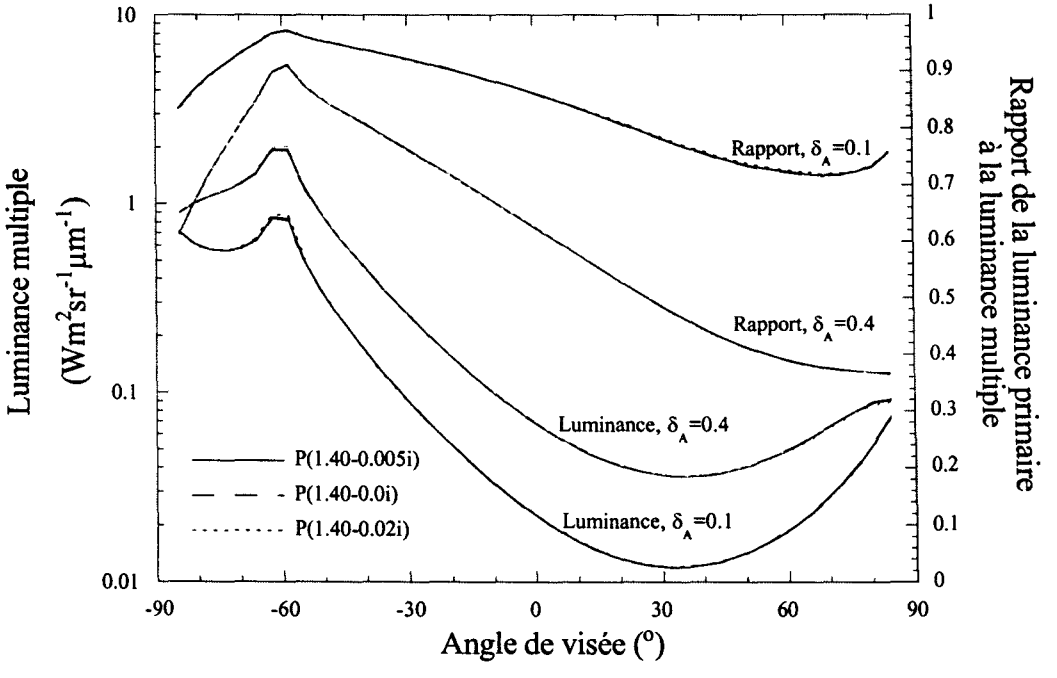


figure 9: Sensibilité du rapport des luminances à la fonction de phase (variation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction) pour une épaisseur optique de 0.1 et de 0.4

	RMS sur les différences relatives			RMS sur les diff. absolues
	P_A	LM	R_L	R_L
δ_A=0.1	29.3%	19.7%	0.8%	0.006
δ_A=0.4		22.0%	3.95%	0.019

tableau 1: RMS pour des angles θ_v compris entre -60° et 90° pour les luminances multiples (LM) et les rapports primaire-multiple (R_L), cette gamme de θ_v correspond à des angles de diffusion Θ compris entre 0° et 150° pour la fonction de phase des aérosols P_A

	RMS sur les différences relatives			RMS sur les diff. absolues
	P_A	LM	R_L	R_L
δ_A=0.1	25.8%	24.4%	0.4%	0.004
δ_A=0.4		25.0%	0.7%	0.006

tableau 2: même légende mais pour des calculs effectués dans les 30 premiers degrés du soleil : $-60° \leq \theta_v \leq -30$, soit encore $0° \leq \Theta \leq 30°$

4.2 Sensibilité à l'épaisseur optique des aérosols

L'épaisseur optique des aérosols est l'un des principaux paramètres conditionnant l'intensité du rayonnement parvenant au sol. La figure 10 présente les luminances primaires et multiples pour deux épaisseurs optiques. Puisqu'elle est déterminée expérimentalement, il s'agit en fait de quantifier l'effet de l'incertitude sur sa valeur sur le rapport des luminances. Pour cela, nous faisons des simulations avec une épaisseur optique faible (0.1) et une forte (0.4) que nous faisons varier de ±0.02. Les rapports des luminances de ces cas sont présentés sur la figure 11. Le trait continu correspond au rapport des luminances pour la valeur "exacte" de l'épaisseur optique. Le rapport diminue avec l'angle de visée et d'autant plus vite que l'épaisseur optique est grande.

Les écarts entre le rapport des luminances obtenu pour l'épaisseur optique minimale ou maximale (notée $R_L(\delta_A-0.02)$ et $R_L(\delta_A+0.02)$ respectivement) et le rapport des luminances obtenu pour l'épaisseur optique "exacte" (notée $R_L(\delta_A)$) sont tracés sur la figure 12. Cette figure montre que ces écarts augmentent avec l'angle de visée : pour une épaisseur optique faible

(δ_A=0.1, 20% de la mesure) ces écarts atteignent 0.04 en rétrodiffusion tandis qu'elles restent inférieures à 0.015 pour une épaisseur optique forte (δ_A=0.4, l'incertitude de ±0.02 représente 5%).

En conséquence, l'effet de cette incertitude sur le rapport des luminances est plus important pour une épaisseur optique faible. Cependant, la moyenne des erreurs relatives sur le rapport des luminances $[(R_L(\delta_A \pm 0.02)-R_L(\delta_A))/R_L(\delta_A)]$, résultant de l'incertitude sur l'épaisseur optique, reste assez faible, elle est inférieure ou égale à 3.4% d'après le tableau 3. C'est ici que le soin accordé à l'étalonnage des photomètres prend tout son sens.

Remarque : L'incertitude absolue de ±0.02 sur les épaisseurs optiques correspond à l'incertitude absolue maximale, c'est-à-dire pour une masse d'air de 1. Or, les mesures du plan principal sont faites en général peu après le lever du soleil ou peu avant le coucher afin d'atteindre la zone de rétrodiffusion, soit pour des masses d'air supérieures à 2 dans tous les cas. L'incertitude absolue se ramène à ±0.02/m.

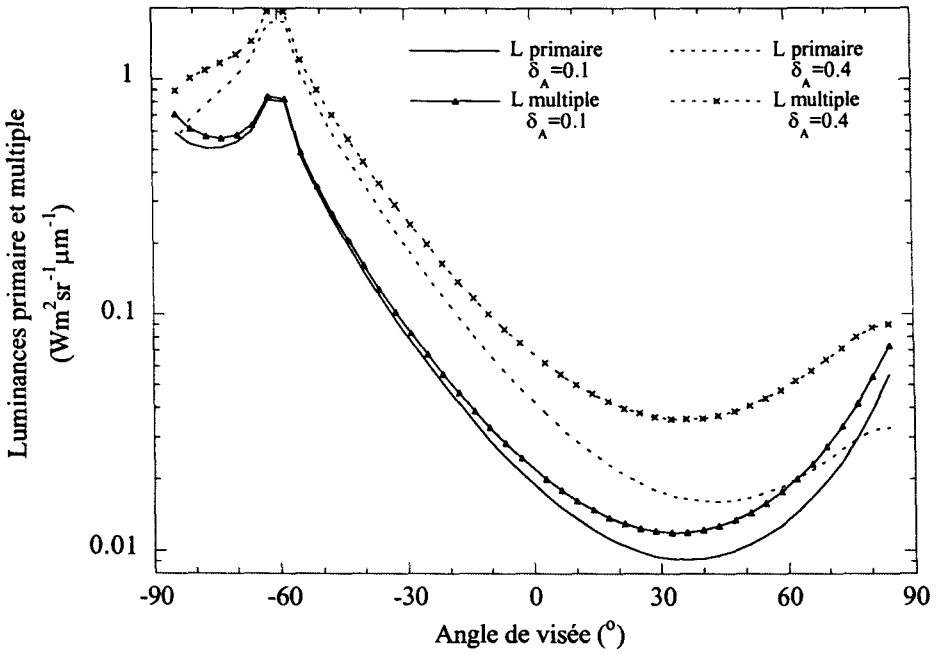


figure 10: Luminances primaires et multiples pour 2 épaisseurs optiques

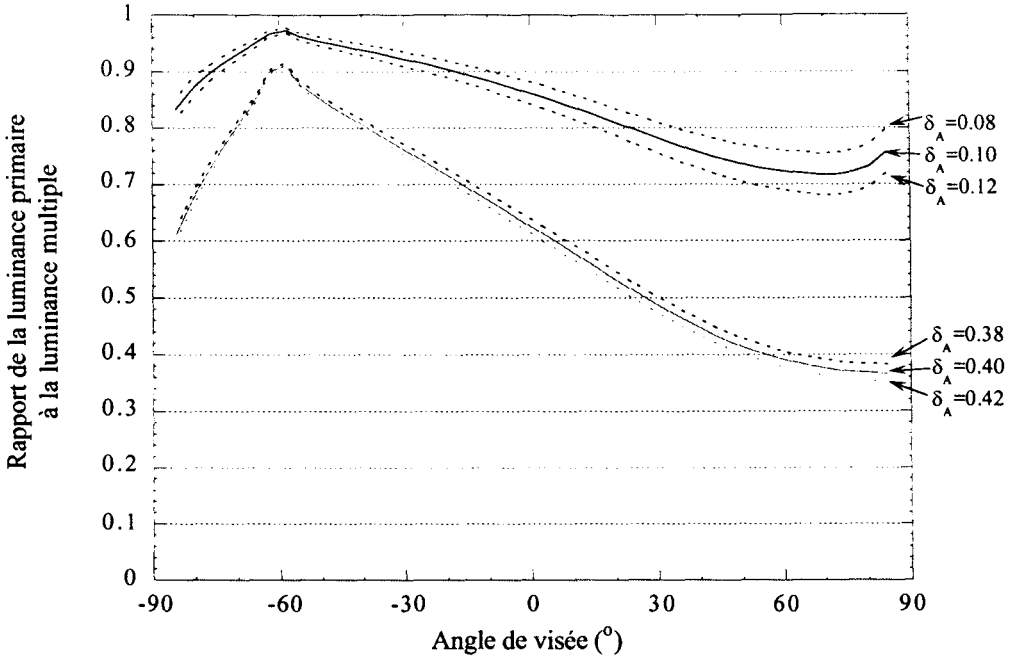


figure 11: Sensibilité du rapport des luminances à l'épaisseur optique des aérosols. Les pointillés correspondent à $\delta_A \pm 0.02$, avec $\delta_A = 0.10$ ou 0.40

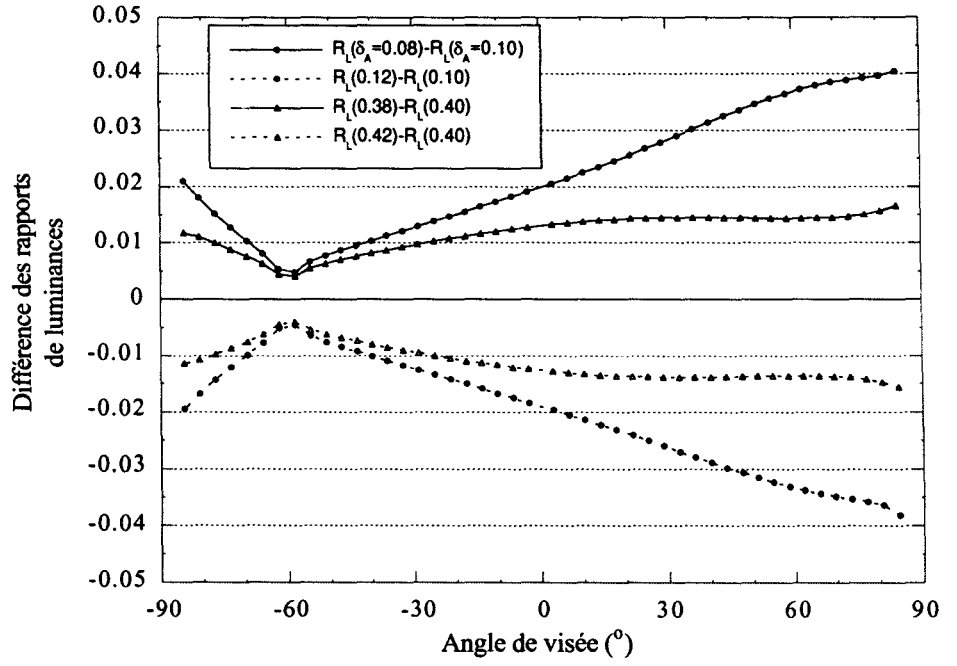


figure 12: Différence entre le rapport des luminances obtenu pour l'épaisseur optique "exacte" ± 0.02 et le rapport des luminances obtenu pour l'épaisseur optique "exacte", pour $\delta_A = 0.10$ et 0.40

$\delta_A \pm 0.02$	RMS des diff. relatives	RMS des diff. absolues
0.08	3.4%	0.026
0.12	3.2%	0.024
0.38	2.7%	0.013
0.42	2.6%	0.012

tableau 3 : RMS des différences relatives et absolues sur le rapport primaire-multiple (voir texte)

4.3 Sensibilité à l'albédo de diffusion simple des aérosols

Nous avons simulé l'effet de l'albédo de diffusion simple des aérosols (noté ω_0) en le faisant varier dans un domaine de 0.5 à 1 pour les épaisseurs optiques de 0.10 et 0.40. Par exemple, pour les modèles de la WMO (1986) "Maritime", "Continental" et "Urbain", les albédos de diffusion simple à 850 nm valent respectivement 0.986, 0.841 et 0.588.

L'albédo de diffusion simple commande le rôle de l'absorption dans un milieu diffusant. La figure 13 montre l'effet d'une diminution de l'albédo (c'est-à-dire une augmentation de l'absorption) sur les luminances multiples pour l'épaisseur optique de 0.4 : l'augmentation de l'absorption atténue bien sûr considérablement le rayonnement parvenant au sol.

Il apparaît donc que le rapport primaire-multiple est très sensible à l'albédo de diffusion simple des aérosols.

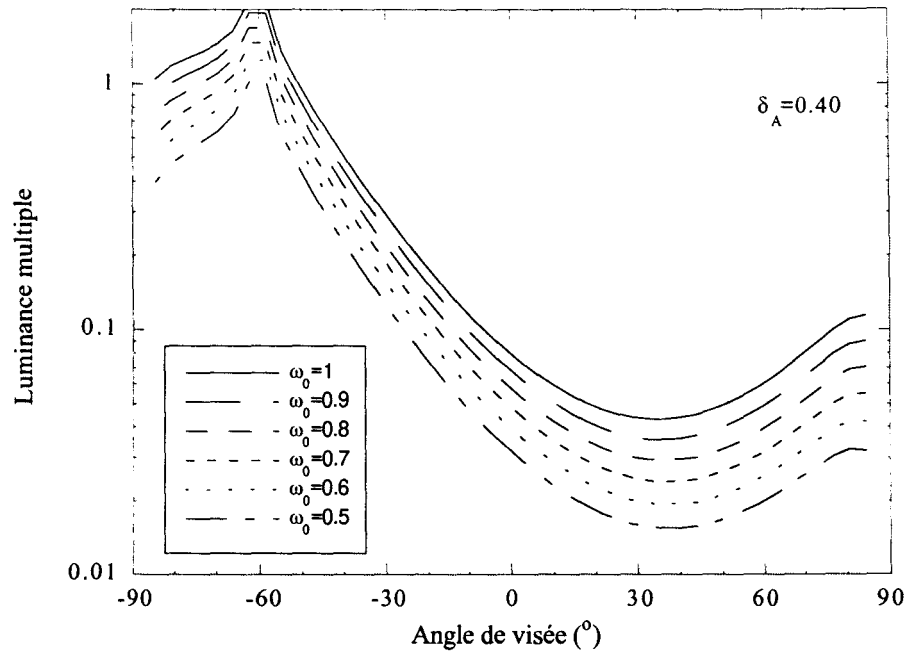


figure 13 : variation de la luminance multiple en fonction de l'albédo de diffusion simple des aérosols pour l'épaisseur optique de 0.4.

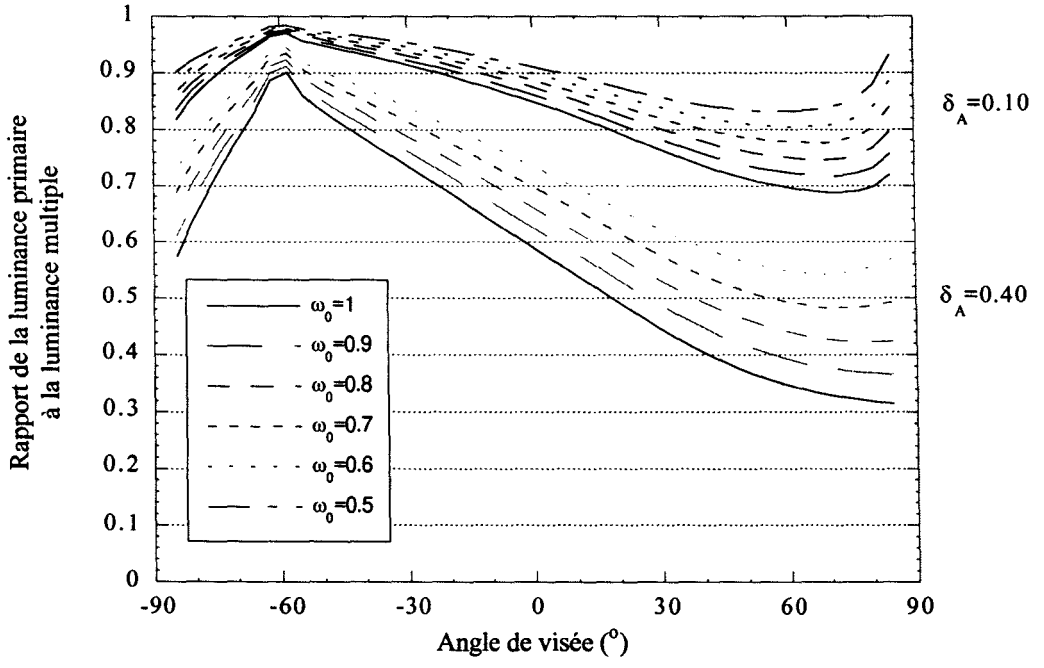


figure 14 : Rapports des luminances pour un albédo de diffusion simple variant de 0.5 à 1 pour 2 épaisseurs optiques.

Influence de l'angle solaire zénithal

Le nombre des diffusions multiples augmente lorsque l'épaisseur optique augmente ou pour une incidence solaire ou une visée instrumentale rasante ($1/\mu_s$ ou $1/\mu_v$ grand). C'est ce que l'on peut constater sur la figure 15 montrant les rapports primaire-multiple pour 30° et 75° et pour δ_A=0.1 et 0.4. L'angle solaire zénithal et l'épaisseur optique sont connus lors de la mesure. On peut voir que l'effet de l'albédo de diffusion simple est d'autant plus important que les diffusions multiples sont importantes.

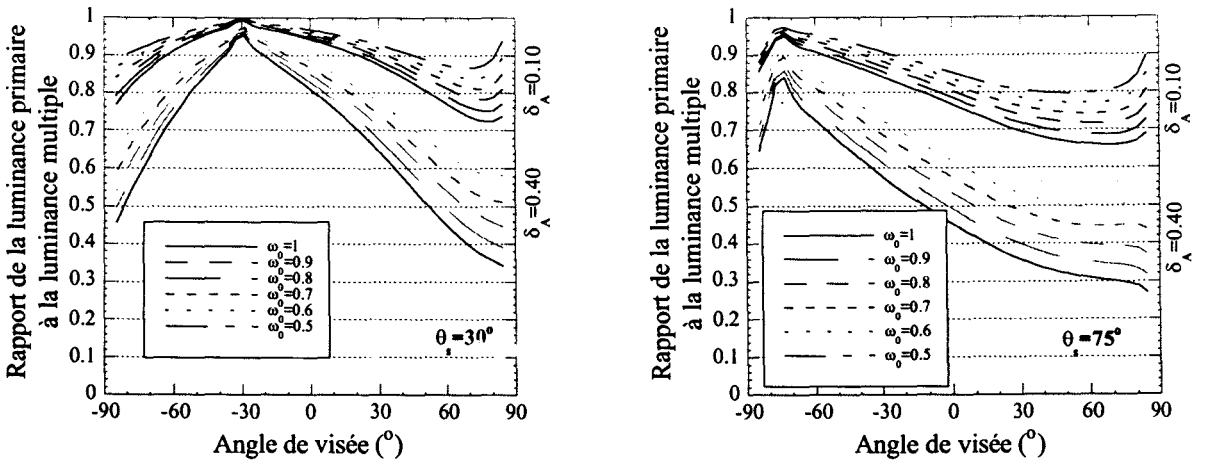


figure 15 : Rapports primaire-multiple pour un albédo de diffusion simple variant de 0.5 à 1 pour 2 épaisseurs optiques, pour l'angle solaire zénithal de 30° (figure de gauche) et de 75° (figure de droite).

4.4 Effet des échelles de hauteur sur le rapport primaire-multiple

La description du profil atmosphérique d'un modèle d'aérosols est faite en donnant d'une part la valeur de l'épaisseur optique et d'autre part le coefficient d'extinction linéaire de la couche considérée, ce dernier étant directement relié à l'épaisseur optique : $d\delta_A=\sigma_e dz$, z est l'altitude (km), σ_e s'exprime en km^{-1}. Il peut être constant, linéaire ou varier exponentiellement avec l'altitude :

$$\sigma_e = \sigma_0 \, e^{-z/H} \qquad (18)$$

où H est l'échelle de hauteur exprimée en kilomètre.

Dans le calcul de la luminance primaire, on fait l'hypothèse d'un mélange aérosols-molécules verticalement homogène dans la couche atmosphérique : cela revient à dire qu'ils ont la même échelle de hauteur. En revanche, dans le code des ordres successifs de diffusion, le coefficient d'extinction linéaire des aérosols et des molécules suit la loi exponentielle et nous pouvons choisir leur échelle de hauteur. Les valeurs généralement utilisées sont 2 km et 8 km pour les aérosols et les molécules respectivement. Nous avons voulu voir si le choix de ces échelles de hauteur dans le code des OS est capital pour le calcul du rapport primaire-multiple.

Nous avons fait varier l'échelle de hauteur de 2 à 8 km pour les aérosols (H_A) dans les donnés d'entrées du code des O.S.. Pour une épaisseur optique de 0.1, la différence relative entre la luminance calculée avec H_A=2 km et H_A=8 km est de ±0.2% jusqu'à 60°, pour une épaisseur optique de 0.4, elle est de ±0.5% jusqu'à 60°, atteignant dans les deux cas près de 5 % à 80° (figure 16). On peut considérer que la luminance multiple du mélange n'est pas affectée par le choix de l'échelle de hauteur des aérosols dans le code des OS.

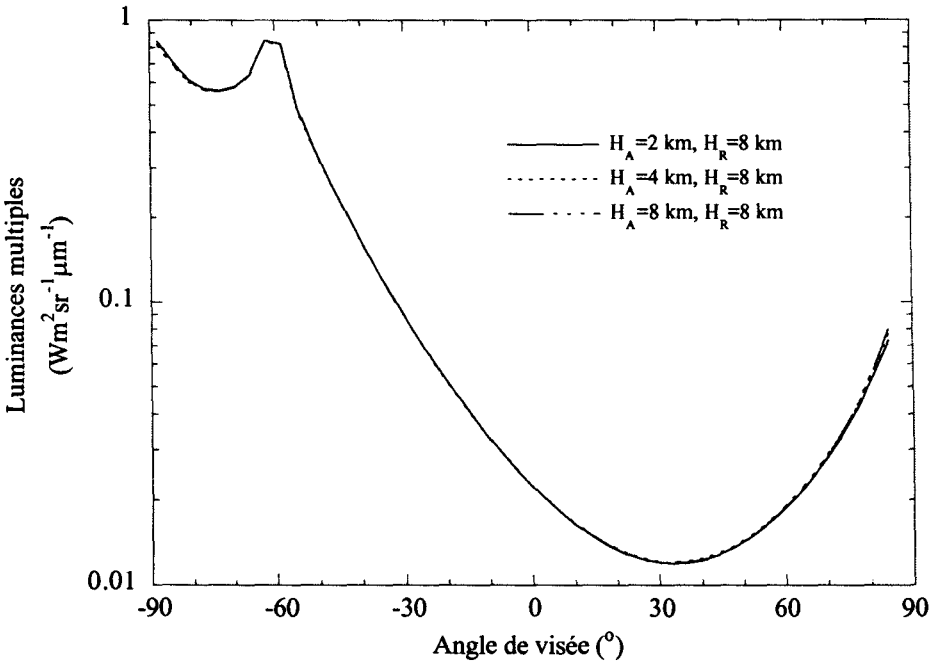


figure 16 : Luminance multiple calculée pour différentes échelles de hauteur des aérosols et des molécules

4.5 Conclusion de l'étude de sensibilité

Nous pouvons tirer les conclusions suivantes de cette étude de sensibilité :

1 – Si les luminances primaires et multiples dépendent de la fonction de phase des aérosols, ce n'est en revanche pas le cas pour leur rapport. En conséquence, nous pouvons considérer que le modèle d'aérosols issu de l'inversion simultanée de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole fournit une fonction de phase de départ raisonnable pour calculer le rapport primaire-multiple du mélange avec une bonne précision.

2 – L'épaisseur optique mesurée des aérosols est connue avec une précision suffisante. En effet, malgré une erreur de 20% sur la mesure (erreur de ± 0.02 sur la valeur 0.1), les résultats sur le rapport primaire-multiple restent satisfaisants.

3 – L'angle solaire zénithal, l'épaisseur optique des aérosols et l'albédo de diffusion simple conditionnent le plus l'allure du diagramme de luminance et le rapport primaire-multiple. Les deux premiers sont connus lors de mesures sur le terrain. Une diminution de la valeur de l'albédo de diffusion simple (ou une augmentation de l'absorption), même dans le cas d'une faible épaisseur optique, entraîne une variation significative du rapport primaire-multiple, variation d'autant plus grande que l'angle de visée est grand. Ces effets sont amplifiés avec une épaisseur optique plus importante. Le seul problème restant pour l'instant en suspens pour est l'albédo de diffusion simple.

5. Protocole de détermination de la fonction de phase des aérosols à partir de la luminance dans le plan principal

Nous utilisons en premier lieu la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols et la fonction de phase en prodiffusion, que nous inversons simultanément. A partir de la granulométrie obtenue et l'indice de réfraction, la théorie de Mie fournit la fonction de phase (entre 0 et 180°) que nous utilisons comme fonction de phase de départ pour le calcul du rapport primaire-multiple.

Nous calculons la luminance multiple pour une réflectance de surface nulle ($L_{mel}^{(mul)}(\theta_V, \rho_S = 0)$). Parallèlement, nous calculons la luminance primaire ($L_{mel}^{(1)}(\theta_V)$). Puisqu'à

ce stade du traitement nous n'avons aucune estimation de l'albédo de diffusion simple des aérosols, nous calculons ce rapport pour une série de valeurs d'albédos. Enfin, nous obtenons le rapport de la luminance primaire à la luminance multiple pour une réflectance de sol nulle : $R_{L,mel}(\theta_V) = L^{(1)}_{mel}(\theta_V) \Big/ L^{(mul)}_{mel}(\theta_V, \rho_S = 0)$ et pour chacune des valeurs d'albédo.

Avec le code des OS, nous pouvons estimer la contribution du sol au champ de rayonnement. Nous calculons la luminance multiple en tenant compte de la réflectance de surface du site et en supposant qu'elle est lambertienne ($L^{(mul)}_{mel}(\theta_V, \rho_S)$). $L^{(mul)}_{mel}(\theta_V, \rho_S)$ comprend la luminance du ciel ainsi que celle provenant des interactions multiples entre la surface et l'atmosphère. Nous obtenons une estimation de l'effet du sol ($L_{sol}(\theta_v)$) en soustrayant la luminance purement atmosphérique $L^{(mul)}_{mel}(\theta_V, \rho_S = 0)$ à $L^{(mul)}_{mel}(\theta_V, \rho_S)$:

$$L_{sol}(\theta_v) = L^{(mul)}_{mel}(\theta_v, \rho_s) - L^{(mul)}_{mel}(\theta_v, \rho_s = 0) \qquad (19)$$

Ensuite, nous retranchons cette quantité de la luminance mesurée pour obtenir une estimation de la luminance du ciel :

$$L_{mesure}(\theta_v) - L_{sol}(\theta_v) = L_{mel,mes}(\theta_v) \qquad (20)$$

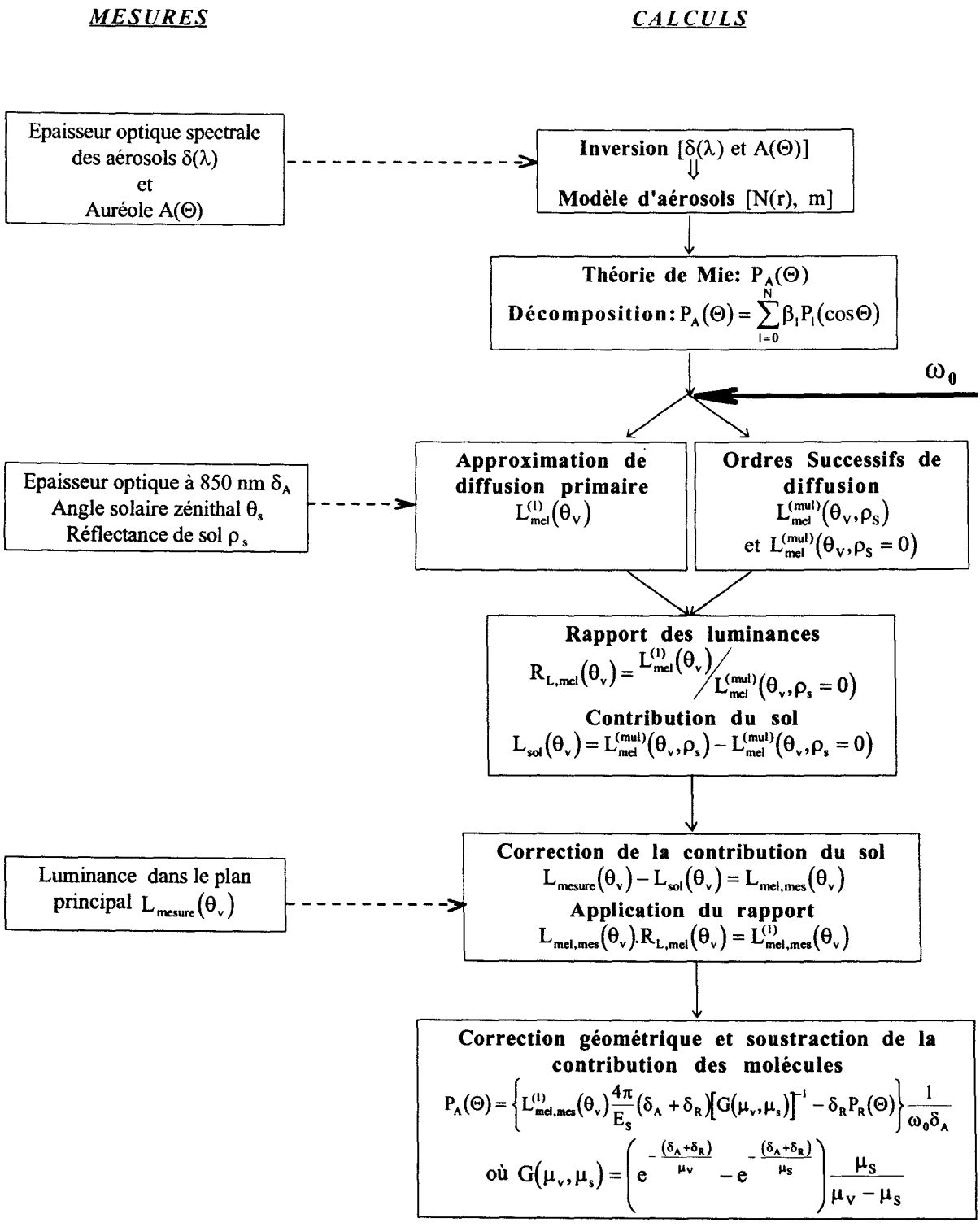
En appliquant le rapport des luminances à ce résultat, nous obtenons enfin une estimation de la luminance primaire du mélange :

$$L^{(1)}_{mel,mes}(\theta_v) = L_{mel,mes}(\theta_v).R_{L,mel}(\theta_v) \qquad (21)$$

Avec cette luminance primaire "mesurée", nous obtenons une estimation de la fonction de phase des aérosols à partir de la relation 10:

$$P_A(\Theta) = \left\{ L^{(1)}_{mel,mes}(\theta_v) \frac{4\pi}{E_S} (\delta_A + \delta_R) \left[\left(e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_V}} - e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_S}} \right) \frac{\mu_S}{\mu_V - \mu_S} \right]^{-1} - \delta_R P_R(\Theta) \right\} \frac{1}{\omega_0 \delta_A} \qquad (22)$$

Ces différentes étapes sont résumées sur l'organigramme.



Organigramme de la méthode d'obtention de la fonction de phase des aérosols

6. Application du protocole aux mesures simulées

Nous allons tester le protocole précédemment défini en l'appliquant aux deux modèles d'aérosols sélectionnés. Pour s'assurer de la validité de cette méthode dans tous les cas pouvant être rencontrés expérimentalement, ces 2 modèles ont été choisis de façon à présenter des caractéristiques d'épaisseur optique, d'albédo de diffusion simple et de taille d'aérosols très différentes. Nous effectuons les tests pour une valeur moyenne d'angle solaire zénithal égale à 60°. Nous avons suivi les différentes étapes résumées sur l'organigramme. Pour chacun des deux cas, nous présentons les résultats du protocole concernant la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple retrouvés.

Dans un premier temps, nous présentons les résultats du protocole dans le cas où nous partons d'une fonction de phase relativement proche de la fonction de phase "exacte" : cette fonction de phase $P_{inv}(\Theta)$ est obtenue lorsque l'indice "exact" (celui qui a servi à la simulation des mesures d'épaisseurs optiques et de fonctions de phase) est utilisé dans l'inversion de l'épaisseur optique et de l'auréole. Nous verrons dans ce cas quelle est la précision de la méthode. Dans un second temps, nous nous plaçons véritablement dans la situation de vraies mesures. En effet, puisque dans le cas de vraies mesures l'indice n'est *a priori* pas connu, nous avons mené l'inversion avec un indice différent de l'indice "exact", ce qui donne une fonction de phase de départ pour le protocole très différente de la fonction de phase exacte. Nous pourrons ainsi évaluer les performances que l'on peut attendre de la méthode lorsqu'elle sera confrontée à des données réelles.

6.1 Résultats obtenus avec l'indice "exact"

Le cas 1 est représentatif d'un modèle de petites particules de rayon moyen égal à 0.5 µm. L'indice utilisé pour les simulations est 140-0.005i et l'albédo de diffusion simple correspondant vaut 0.90. Le cas 2 est représentatif d'un modèle de grosses particules de rayon

moyen égal à 1.35 µm. L'indice utilisé pour les simulations est 1.50-0.001i et l'albédo de diffusion simple correspondant vaut 0.95.

6.1.1. Comparaison des fonctions de phase exacte et issue de l'inversion

Les deux figures suivantes représentent pour chacun des deux cas la fonction de phase exacte et celle calculée par la théorie de Mie avec la granulométrie provenant de l'inversion de l'épaisseur optique et de l'auréole menée avec ce même indice. Ces figures montrent aussi la différence relative de ces deux fonctions de phase. L'allure de la fonction de phase est respectée dans les 30 premiers degrés, mais pas au-delà. Pour le cas 1, la différence relative de ces deux fonctions de phase est comprise entre 3% et -7.5% (moyenne de 3.7%), pour le cas 2 entre -5 et +5% (moyenne de 2.7%).

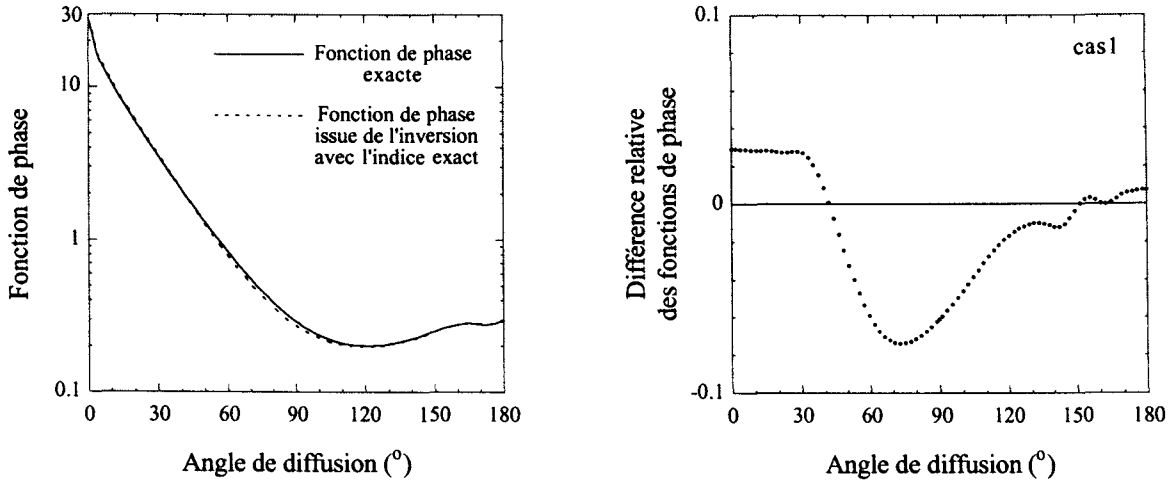


figure 17 : Fonction de phase exacte et fonction de phase issue de l'inversion menée avec le bon indice (figure de gauche), différence relative de ces fonctions de phase (figure de droite).

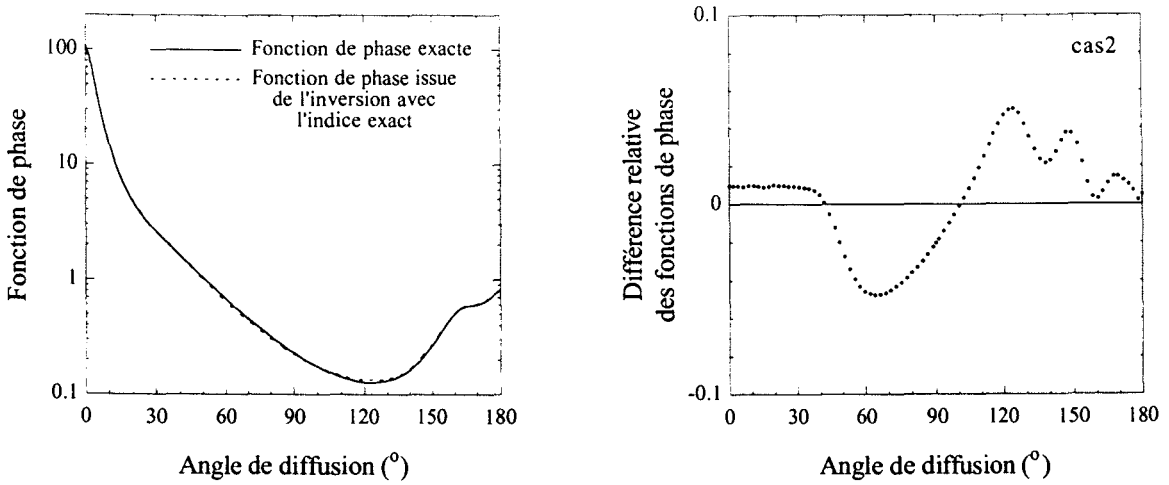


figure 18 : Id. pour le cas 2

6.1.2. Résultats de l'application du protocole

En suivant pas à pas le protocole d'obtention de la fonction de phase pour les cas 1 et 2, nous avons estimé la fonction de phase des aérosols pour plusieurs albédos de diffusion simple ω_{0i}. Nous appelons $P_{pp}(\Theta,\omega_{0i})$ ces fonctions de phase ainsi obtenues à partir des mesures de luminance dans le plan principal. Elle sont obtenues pour les angles de diffusion compris entre 20° et Θ_{max}.

En-deçà d'une vingtaine de degré d'angle de diffusion, la tête de RADISOL est éclairée par de la lumière parasite. Ainsi, pour compléter $P_{pp}(\Theta,\omega_{0i})$ en prodiffusion, nous utilisons la fonction de phase relative obtenue avec la mesure d'auréole. Pour chaque ω_{0i} , ces deux "morceaux" de fonctions de phase sont raccordés à 30° en normalisant l'auréole par la valeur de $P_{pp}(\Theta=30°,\omega_{0i})$. Ainsi, pour les angles de diffusion de 2 à 30°, la fonction de phase devient :

$$P_{pp}\left(\Theta,\omega_{0_i}\right) = P_{Aur}(\Theta)\,\frac{P_{pp}\left(\Theta=30°,\omega_{0_i}\right)}{P_{Aur}(\Theta=30°)} \quad , \quad 2° \le \Theta < 30° \qquad (23)$$

Au-delà de 30°, nous gardons les valeurs $P_{pp}(\Theta,\omega_{0i})$. Pour plusieurs albédos de diffusion simple, nous obtenons alors un réseau de courbes représenté sur la figure 19 pour le cas 1 et la figure 20 pour le cas 2.

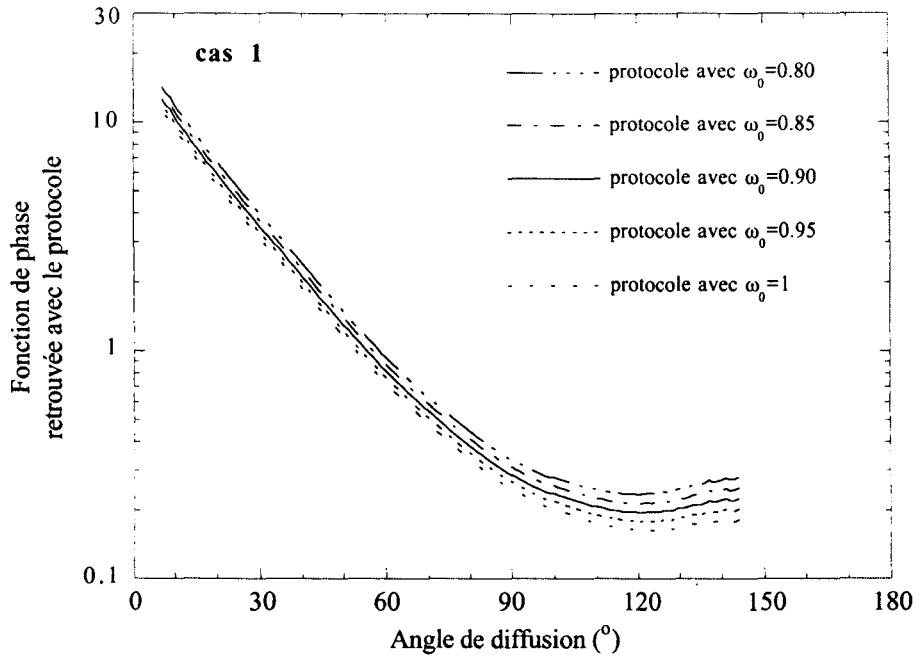


figure 19 : Cas 1, différentes fonctions de phase retrouvées avec le protocole pour plusieurs albédos de diffusion simple.

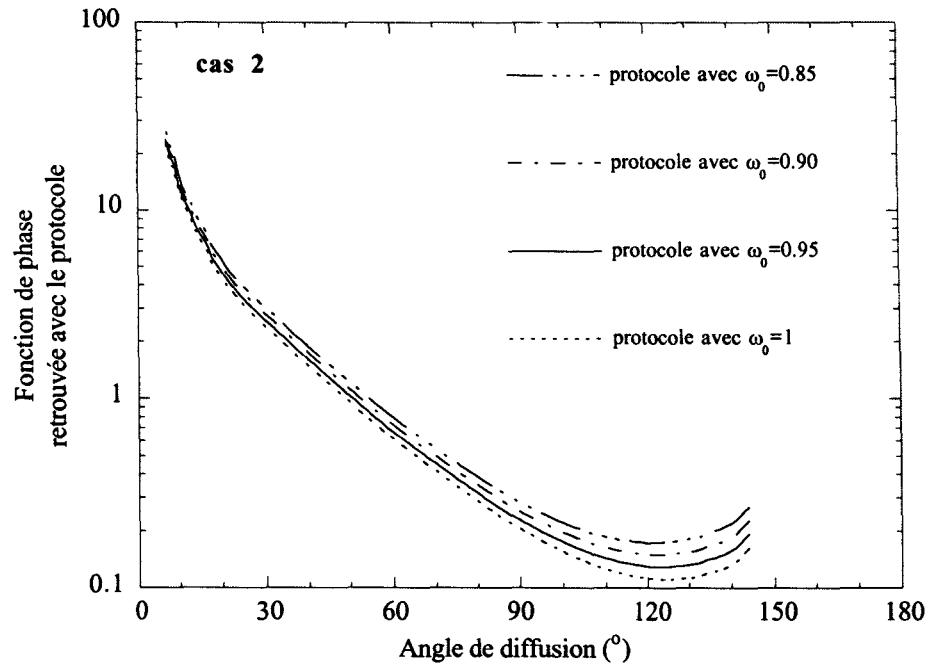


figure 20 : Id. pour le cas 2

6.1.3. Calcul de la norme des fonctions de phase

Le problème est maintenant de savoir retrouver la bonne fonction de phase et donc le bon albédo de diffusion simple. Pour cela, nous utilisons le fait que la fonction de phase doit être normalisée :

$$\int_0^{\pi} P(\Theta)\ \sin\Theta\ d\Theta = 2 \qquad (24)$$

Les fonctions de phase obtenues pour plusieurs albédos pour un cas donné diffèrent par leur forme et par conséquent, le calcul intégral pour chacune sera également différent. Nous cherchons à déterminer celle qui donne la valeur 2.

Or, compte tenu des contraintes instrumentales (pas de signal précis entre 0 et 2° avec l'auréolemètre) et des contraintes expérimentales (l'angle solaire zénithal fixe l'angle de diffusion maximal accessible Θ_{max} par la relation $\Theta_{max}=\theta_{v,max}-\theta_s$), le domaine angulaire accessible est limité à l'intervalle [2° ; Θ_{max}]. Pour avoir une estimation de l'intégrale en dehors de cet intervalle, nous utilisons la fonction de phase, notée $P_{inv}(\Theta)$, provenant de l'inversion de l'épaisseur optique et de l'auréole. Nous translatons la portion de cette fonction comprise entre Θ_{max} et 180° vers $P_{pp}(\Theta,\omega_{0i})$. Avec la méthode des trapèzes, au pas d'un degré entre 2 et 180°, nous calculons ensuite la somme :

$$N = \frac{\pi}{180}\left[\sum_{\Theta=2}^{\Theta_{max}} P_{pp}\left(\Theta_i,\omega_{0_i}\right)\sin\Theta_i \ + \sum_{\Theta=\Theta_{max}+1}^{180} P_{inv}\left(\Theta_i\right)\frac{P\left(\Theta_{max},\omega_{0_i}\right)}{P_{inv}\left(\Theta_{max}\right)}\sin\Theta_i\right] \qquad (25)$$

Nous avons reporté sur la figure 21 (cas 1) et sur la figure 22 (cas 2) les résultats des figures 19 et 20 en les multipliant par sinΘ. Nous y avons rajouté le produit $P_{inv}(\Theta).\sin\Theta$, $P_{inv}(\Theta)$ nous servant à estimer l'intégrale de Θ_{max} à 180°. Ces figures montrent la sensibilité de ce produit à ω_0 et que la contribution principale à la somme est située en dehors des domaines angulaires où les données sont manquantes. Graphiquement, nous pouvons évaluer l'influence de ces données manquantes : la figure 23 représente la valeur de l'intégrale $P_{pp}(\Theta,\omega_{0i}).\sin\Theta$ en fonction de ω_{0i} : en trait continu l'intégrale est calculée entre 2 à 180° et en pointillé l'intégrale est calculée entre 2° à Θ_{max}=144°. Le décalage entre ces deux courbes correspond donc à la contribution des mesures manquantes et ne représente que 1 à 2% dans le calcul de la norme.

La figure 23 montre qu'avec cette méthode, nous pouvons retrouver exactement la valeur de l'albédo de diffusion simple des cas que nous avons simulés : le ω_0 correspondant à la norme 2 vaut ω_0=0.895 pour le cas 1 (contre 0.90) et ω_0=0.945 pour le cas 2 (contre 0.95).

La figure 24 et la figure 25 montrent que la fonction de phase obtenue pour la norme valant 2 est de plus en parfait accord avec la fonction de phase exacte (différence relative en moyenne=1%).

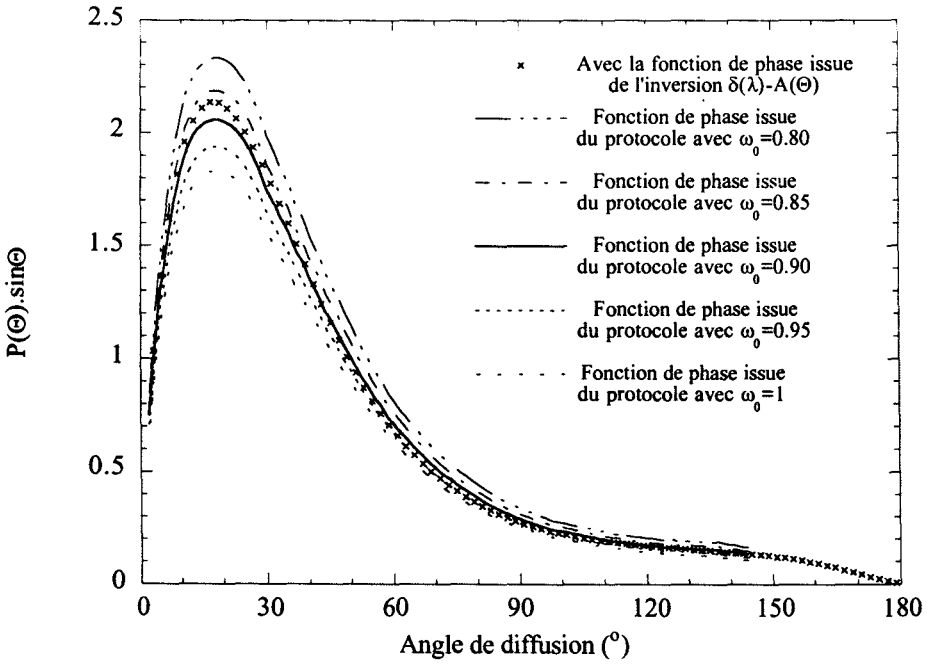


figure 21 : Cas 1, valeur de P(Θ)sinΘ en tout point d'angle de diffusion où les différentes fonctions de phase sont les fonctions de phase restituées par le protocole pour les différents albédos de diffusion simple

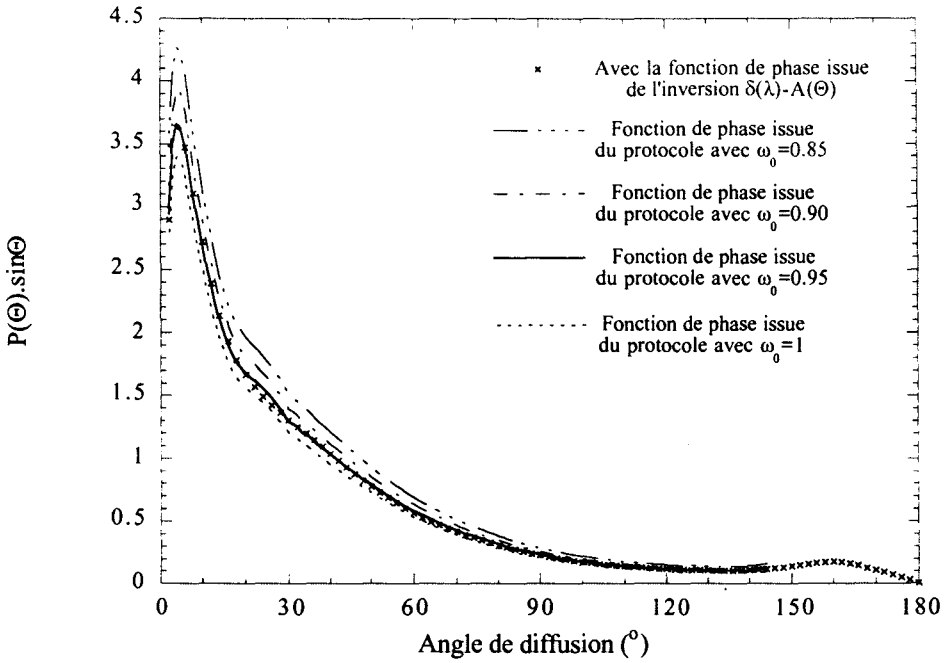


figure 22 : Id. pour le cas 2

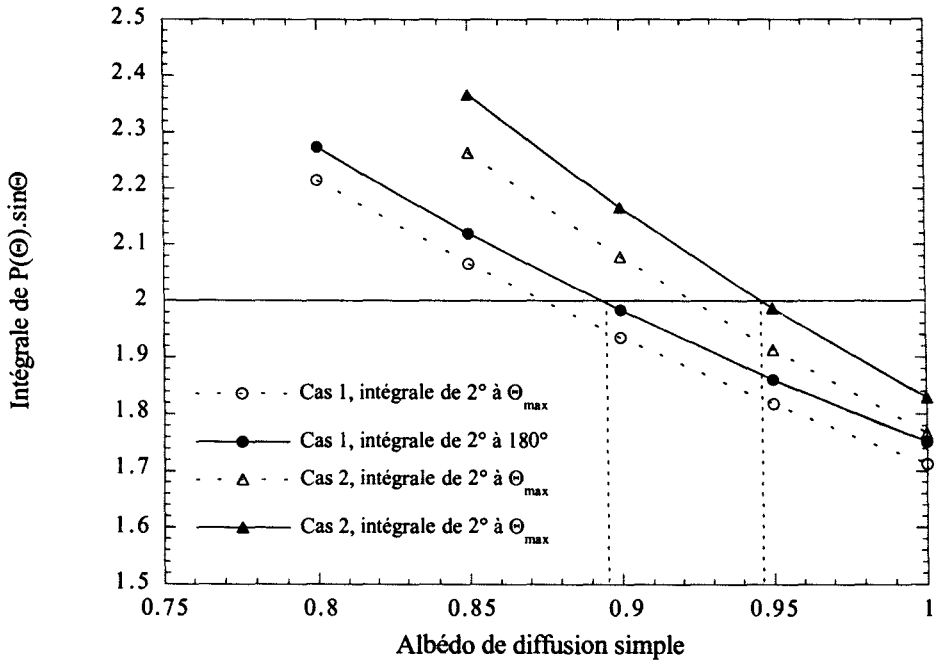


figure 23: Pour les cas 1 et 2, valeur de la norme de chacune des fonctions de phase obtenue avec le protocole. En trait continu : le calcul est effectué de 2 à 180°; en pointillé : le calcul est effectué de 2° à Θ_{max}.

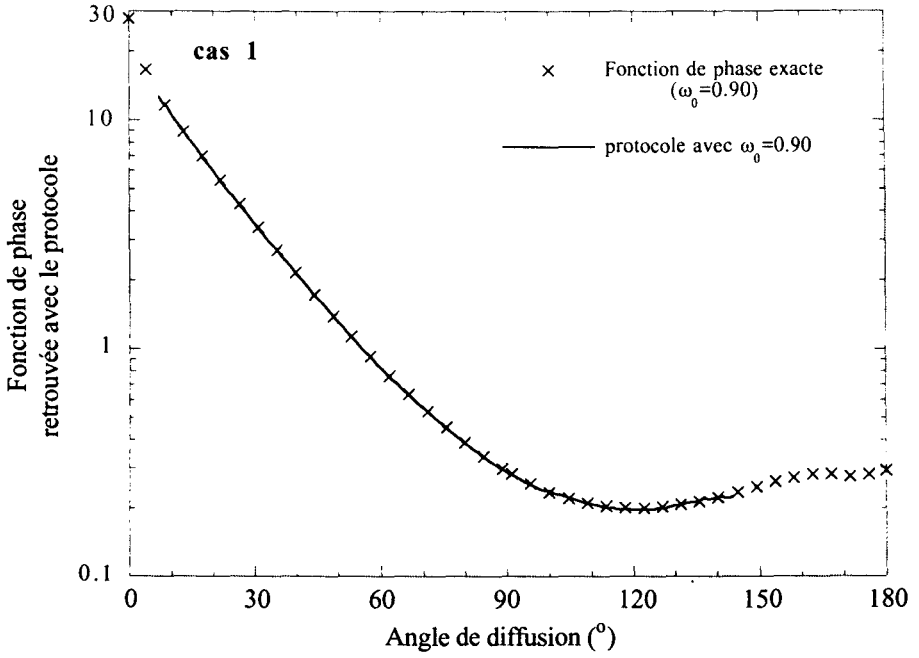


figure 24 : Cas 1, fonction de phase retrouvée avec le protocole pour ω_0=0.90 et fonction de phase exacte

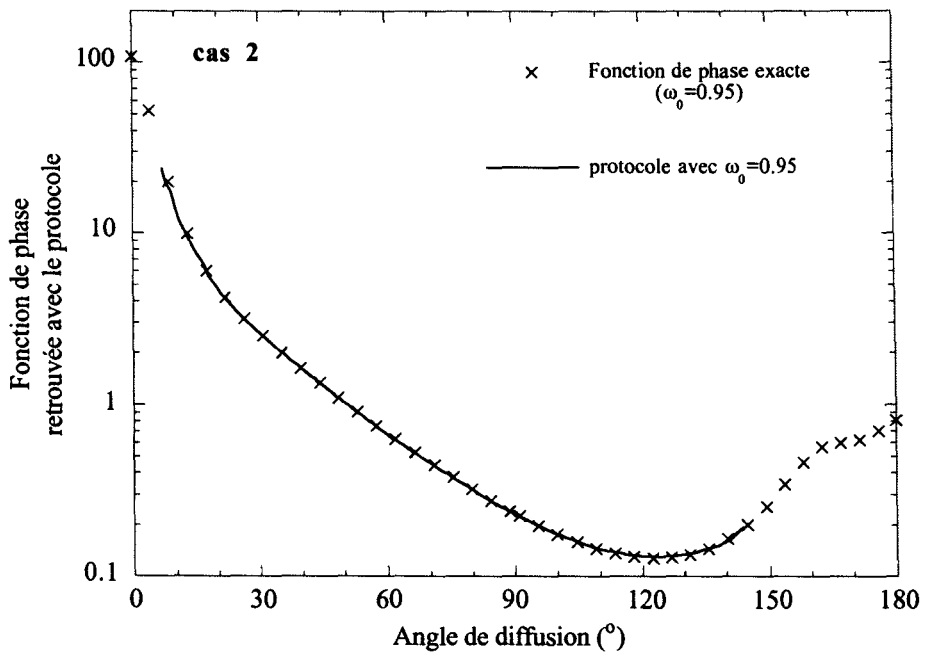


figure 25 : Cas 2, fonction de phase retrouvée avec le protocole pour ω_0=0.95 et fonction de phase exacte

6.2 Résultats obtenus avec un autre indice

Dans ce cas-ci, les différences relatives entre la fonction de phase exacte et celle issue de l'inversion s'étendent de -7 à 55% (cas 1) et de 10 à -55% (cas 2). Malgré ces grandes différences, l'albédo de diffusion simple est retrouvé à 0.01 près (figure 30) et la fonction de phase à 1.% près pour le cas 1 (figure 31) et 2.6% pour le cas 2 (figure 32).

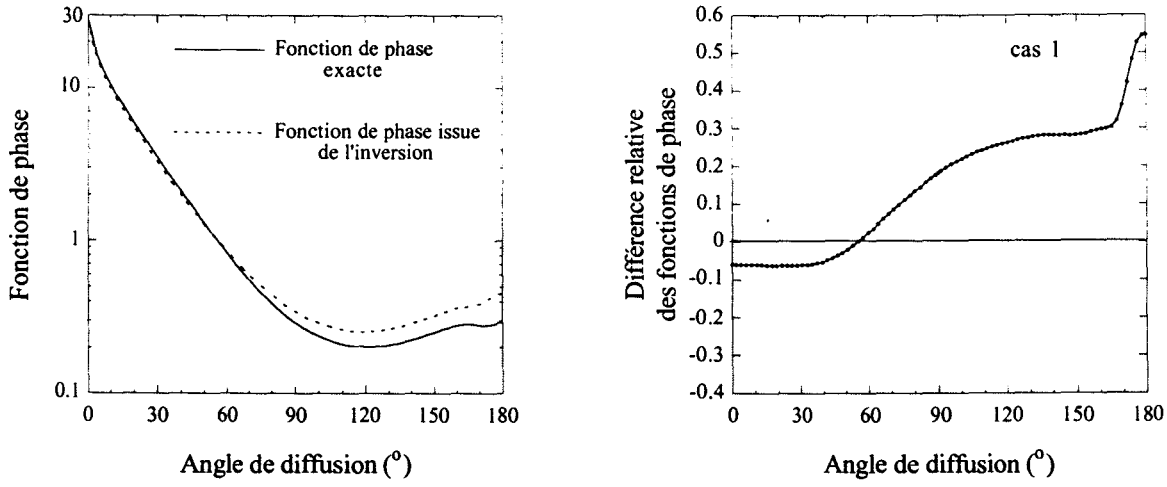


figure 26 : Cas 1. Fonction de phase exacte et fonction de phase issue de l'inversion de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole avec m=1.50-0.005i, les différences relatives sont en moyenne de 22.4%

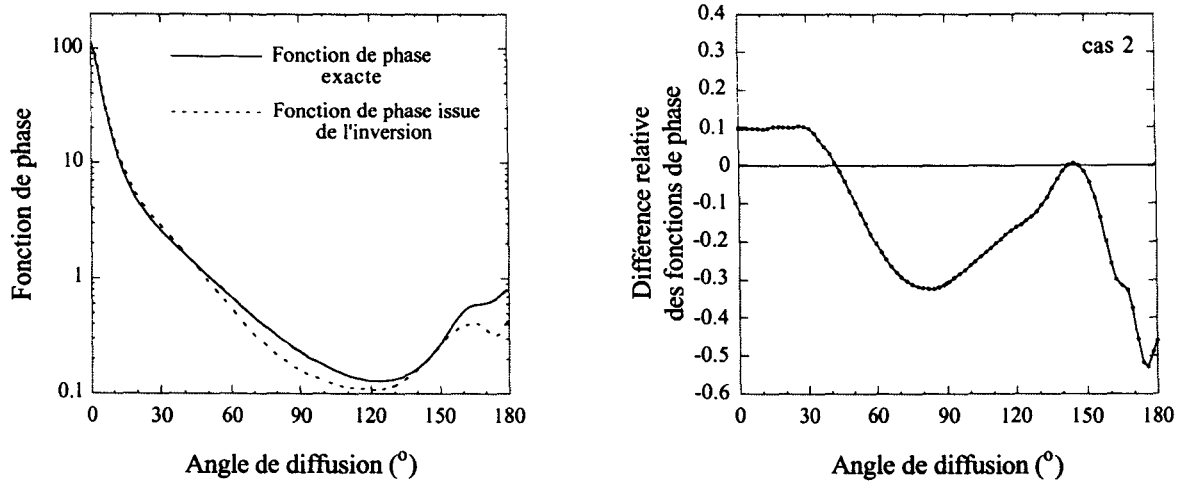


figure 27 : Id. pour le cas 2 avec m=1.40-0.001i dans l'inversion, moyenne 22.6%

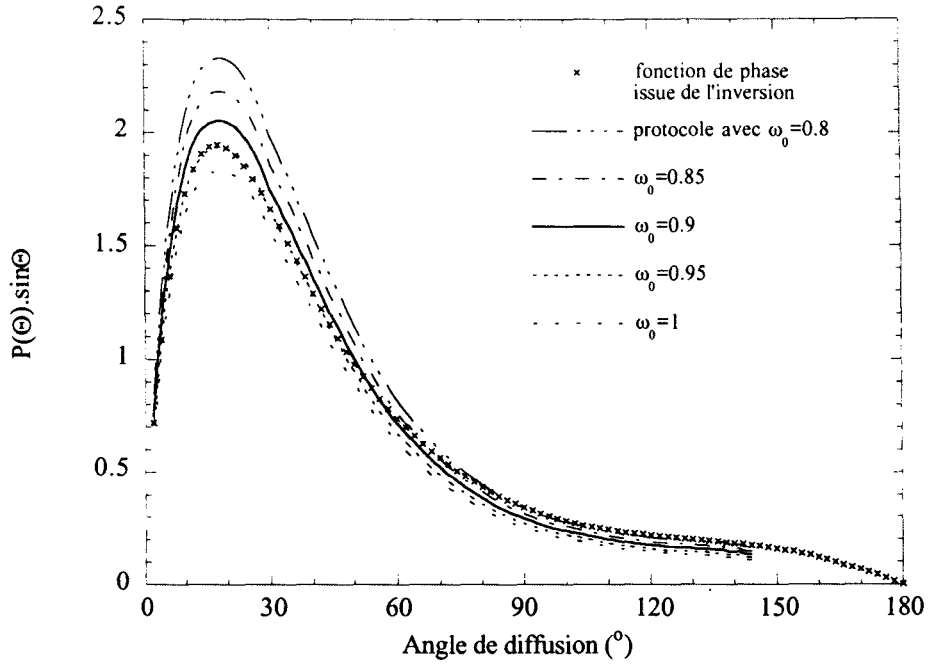


figure 28 : Cas 1, valeur de P(Θ)sinΘ en tout point d'angle de diffusion où les différentes fonctions de phase sont les fonctions de phase restituées par le protocole pour les différents albédos de diffusion simple

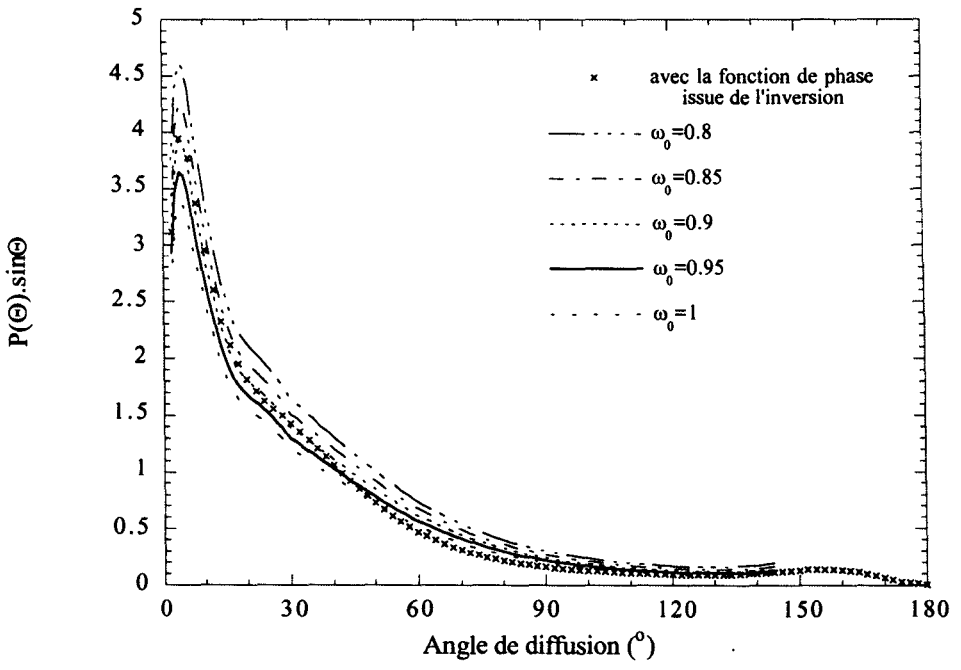


figure 29 : Même légende pour le cas 2

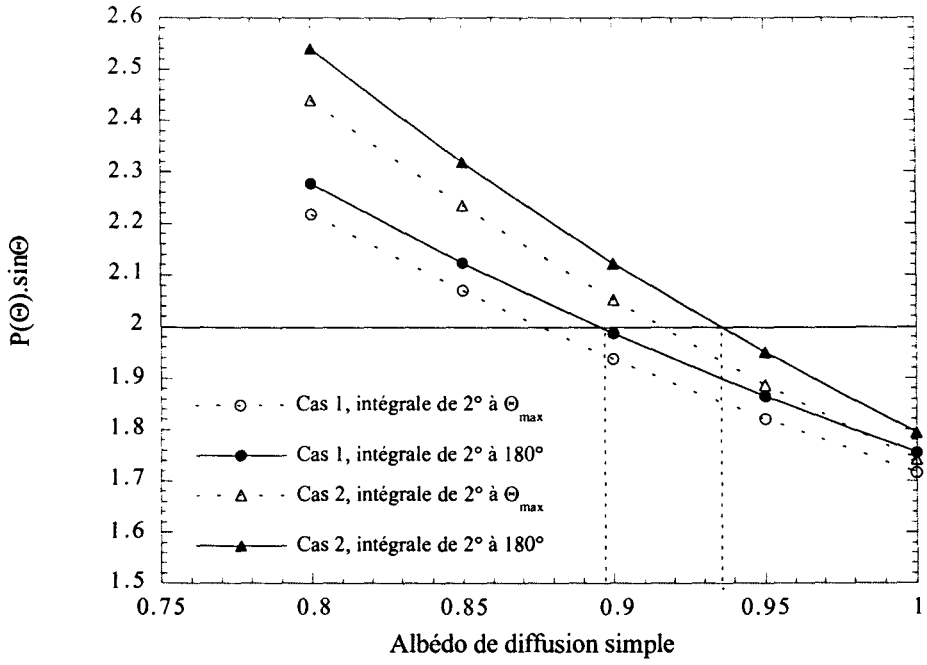


figure 30 : Pour les cas 1 et 2, valeur du calcul intégral de $P(\Theta)\sin\Theta d\Theta$ pour chacune des fonctions de phase obtenue avec le protocole en fonction de phase de l'albédo de diffusion simple. En trait continu : le calcul est effectué de 2 à 180°; en pointillé : le calcul est effectué de 2° à Θ_{max}.

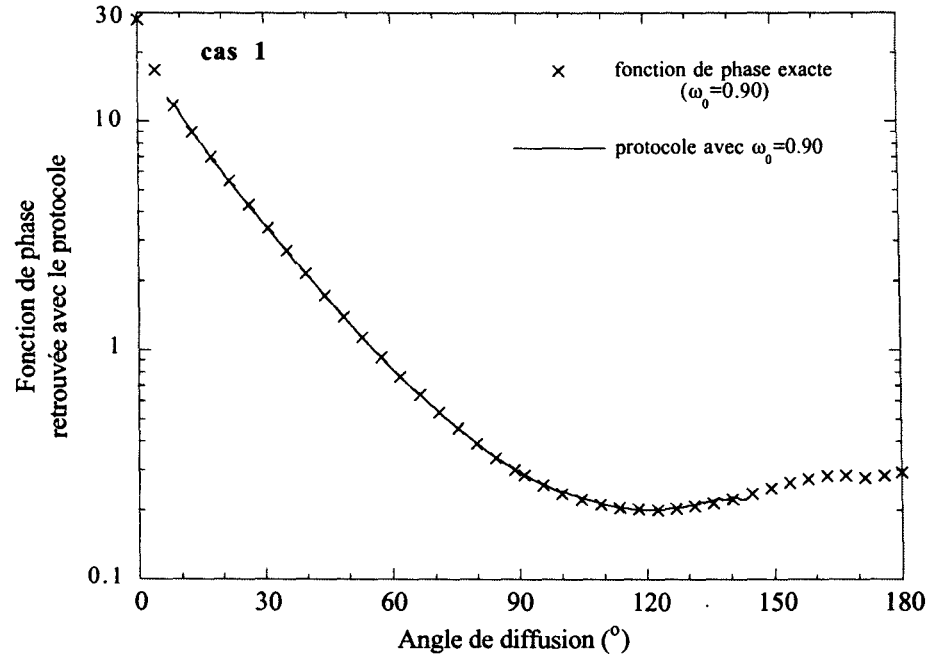


figure 31 : Cas 1, fonction de phase retrouvée avec le protocole pour ω_0=0.90 et fonction de phase exacte

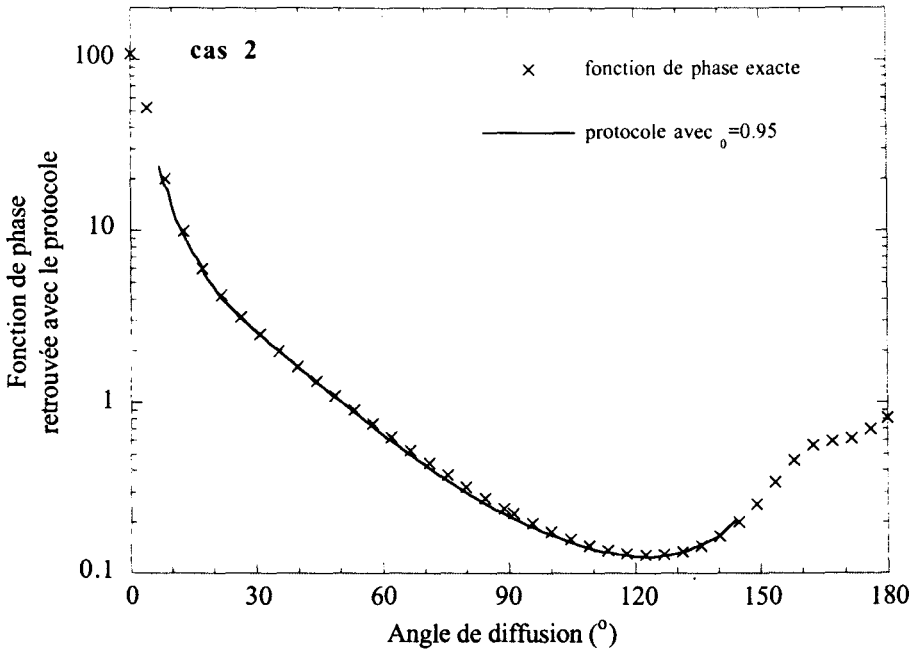


figure 32 : Cas 2, fonction de phase retrouvée avec le protocole pour ω_0=0.95 et fonction de phase exacte

Conclusion

Nous avons développé une méthode très fiable permettant de déterminer simultanément l'albédo de diffusion simple à ±0.01 près (c'est la valeur d'albédo donnant une fonction de phase normalisée) et la fonction de phase des aérosols à partir de simulations de mesures radiométriques au sol. Nous allons maintenant inverser cette fonction de phase.

7. Inversion de la fonction de phase des aérosols

Notre but est maintenant de déterminer si la fonction de phase issue du protocole est inversible. Nous voulons également déterminer s'il est possible d'obtenir un modèle d'aérosols qui puisse restituer les mesures dans le plan principal.

7.1 Méthode utilisée

Nous utilisons à nouveau la méthode de contrainte linéaire de King (1978) utilisée pour l'inversion simultanée de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole. Nous inversons ici uniquement la fonction de phase obtenue avec le protocole, la dépendance spectrale de l'épaisseur optique n'est pas prise en compte. Les "grosses" particules ont une contribution maximale dans les petits angles de diffusion et les petites particules dans les plus grands angles et par conséquent, la granulométrie peut être retrouvée avec une bonne précision dans le domaine $0.05 \leq r \leq 8$ µm. L'avantage d'inverser uniquement la fonction de phase est que l'on se situe à une seule longueur d'onde. En effet, lors de l'inversion de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique, on est obligé de faire l'hypothèse d'un indice identique de 450 à 870 nm.

La procédure itérative est stoppée à l'itération p lorsque l'écart quadratique moyen entre les mesures et les restitutions est minimum ou du même ordre de grandeur que la précision des mesures :

$$\sigma_p = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{P_{mes}(\Theta_i) - P^{(p)}(\Theta_i)}{P_{mes}(\Theta_i)} \right)^2 \right]^{1/2} \qquad (26)$$

7.2 Inversion de fonctions de phase

7.2.1. Stabilité de l'inversion

Nous avons testé la stabilité de l'algorithme et déterminé le bruit algorithmique en inversant des fonctions de phase simulées non bruitées. Nous donnons les résultats obtenus avec les fonctions de phase exactes de nos deux cas qui ont été inversées avec l'indice de réfraction exact (cas 1, m_{exact}=1.40-0.005i ; cas 2, m_{exact}=1.50-0.001i).

Dans de telles conditions et quelle que soit la granulométrie utilisée, la convergence de l'écart quadratique moyen est typiquement atteinte en quelques itérations puis se stabilise à la valeur de 0.3 à 0.5% (selon la granulométrie) sur les itérations suivantes. Si toutefois on poursuit les itérations, les résultats se détériorent et la granulométrie commence à osciller.

La figure 33 illustre pour ces conditions tout à fait idéales l'efficacité de l'inversion pour la restitution de la granulométrie (granulométrie simulée en trait épais et celle obtenue avec l'inversion en trait continu fin). Les résultats sont excellents sur tout le domaine de rayons où les classes de particules ont du poids dans le calcul de la fonction de phase : le choix des rayons limites est en effet primordial pour éviter toutes oscillations dans la granulométrie obtenue. En revanche, celle-ci est assez peu sensible au choix de la valeur du paramètre de Junge pour la granulométrie initiale et rend en fait la convergence plus ou moins rapide. D'ailleurs, les résultats obtenus avec le cas 2 (loi bimodale) montrent bien l'efficacité de l'inversion à perturber l'hypothèse de départ sur la granulométrie.

7.2.2. Inversion avec un autre indice

Nous avons testé l'effet d'un indice incorrect sur les résultats de l'inversion : nous avons modifié la partie réelle de l'indice de ±0.05 et la partie imaginaire de ±0.005. Le résultat est que l'inversion effectuée avec un indice incorrect ne modifient pas de façon significative la granulométrie et les écarts quadratiques moyens sont similaires aux résultats obtenus dans le cas de l'inversion avec l'indice exact.

Pour des inversions faites avec Δm_r=0.1 et Δm_i=0.02, les écarts quadratiques moyens sont typiquement de 0.8% pour le cas 1 et 1.3% pour le cas 2. Nous avons reporté sur la même figure 33 les granulométries correspondant à une inversion avec une autre partie réelle en pointillé court (cas 1 avec 1.50-0.005i et cas 2 avec 1.40-0.001i), et les granulométries correspondant à une inversion avec une autre partie imaginaire en pointillé long (cas 1 avec 1.40-0.02i et cas 2 avec 1.50-0.2i).

Les résultats commencent à se dégrader lorsque l'on inverse avec une partie réelle et/ou une partie imaginaire très différents de l'indice exact (Δm_r>0.1 et Δm_i>0.02).

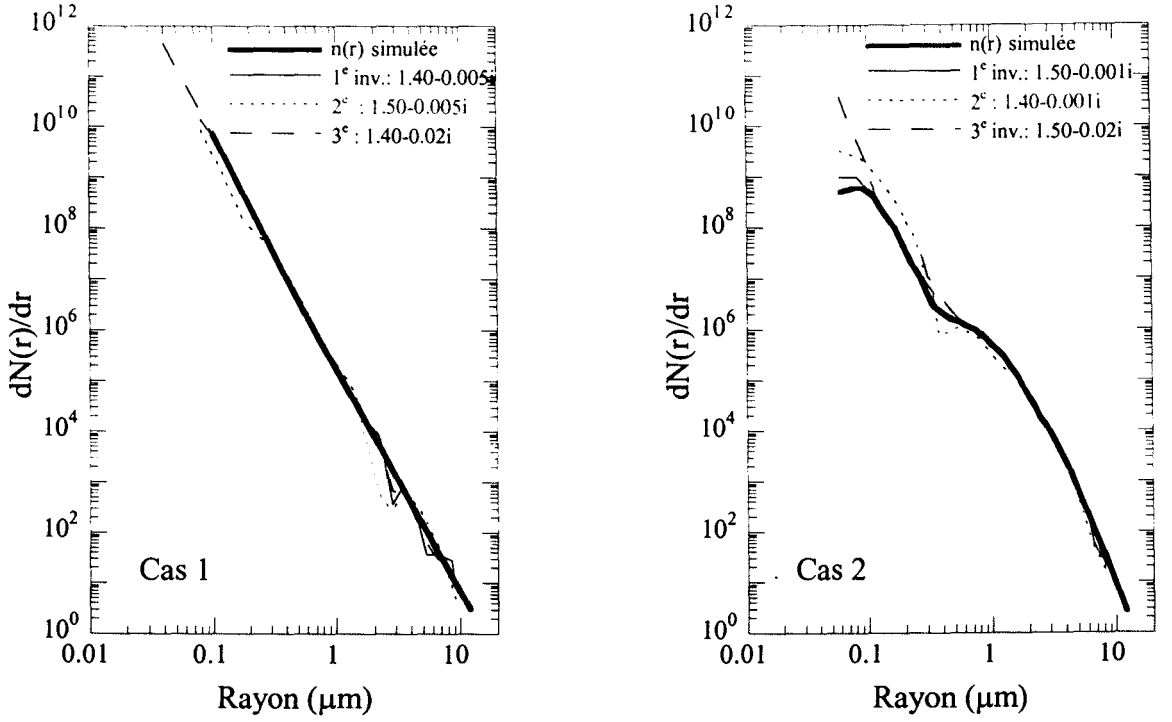


figure 33 : Granulométrie exacte (trait épais) et inversée avec l'indice exact (trait fin), et effet d'un choix incorrect de l'indice dans l'inversion (pointillés)

Remarque sur la normalisation de la fonction de phase:

Nous venons d'inverser des fonctions de phase simulées, elle sont donc normalisées. L'inversion fournit une granulométrie à partir de laquelle nous recalculons une fonction de phase $\bar{P}$. Pour chaque angle Θ_i, cette fonction de phase $\bar{P}$ est calculée en sommant les contributions de chaque classe de particules :

$$\bar{P}(m,\Theta_i) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} P(m,r/\lambda,\Theta_i)\, \pi\, r^2 Q_{diff}(m,r/\lambda)\, n(r)\, dr \qquad (27)$$

Sa norme vaut :

$$\int_0^{\pi} \bar{P}(m,\Theta_i)\sin\Theta d\Theta = \int_0^{\pi}\int_{r_{min}}^{r_{max}} P(m,r/\lambda,\Theta_i)\, \pi\, r^2 Q_{diff}(m,r/\lambda)\, n(r)\, dr\, \sin\Theta d\Theta \qquad (28)$$

s'écrivant encore en inversant l'ordre d'intégration:

$$\int_0^{\pi} \bar{P}(m,\Theta_i)\sin\Theta d\Theta = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi\, r^2 Q_{diff}(m,r/\lambda)\, n(r) \left[\int_0^{\pi} P(m,r/\lambda,\Theta_i)\sin\Theta d\Theta\right] dr \qquad (29)$$

Or, d'après la théorie de Mie, l'intégrale sur Θ vaut 2. Quand la convergence est atteinte, nous devons donc obtenir que l'intégrale :

$$\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi\, r^2 Q_{diff}(m, r/\lambda)\, n(r)\, dr = 1 \qquad (30)$$

puisque la fonction de phase restituée P est elle aussi normalisée à 2 aux erreurs près dues au protocole et à l'inversion.

Nous avons vérifié que quelque soit l'indice utilisé dans l'inversion, la granulométrie est telle que l'intégrale (1) est en effet voisine de 1 à ±1%.

Dans le cas de fonctions de phase obtenues avec notre protocole à partir de mesures réelles, ce calcul nous permettra d'avoir une confirmation de la valeur de l'albédo de diffusion simple.

7.3 Inversion des fonctions de phase issues du protocole

Pour divers indices de réfraction, nous allons maintenant inverser les fonctions de phase issues du protocole (figures 31 et 32). Rappelons qu'elles diffèrent en moyenne de 1% (cas 1) et de 2.6% (cas 2) de la fonction de phase exacte. Les indices choisis sont résumés dans le tableau 4. Dans le cas de mesures réelles, l'indice de réfraction est inconnu. Nous voulons voir l'effet d'une erreur d'indice sur la fonction de phase restituée puis sur les luminances dans le plan principal.

	m exact	$\Delta m_r = \pm 0.05$		$\Delta m_i = \pm 0.005$		$\Delta m_r = 0.1$	$m_i = 0.02$
cas 1	1.40-0.005i	1.35-0.005i	1.45-0.005i	1.40-0i	1.40-0.01i	1.50-0.005i	1.40-0.02i
cas 2	1.50-0.001i	1.45-0.001i	1.55-0.001i	1.50-0.005i		1.40-0.001i	1.50-0.02i

tableau 4 : Indices utilisés dans l'inversion de la fonction de phase

Pour chacun de ces cas, la valeur de l'intégrale (30) vaut 0.995 pour le cas 1 quelque soit l'indice de réfraction utilisé dans l'inversion et varie entre 0.98 et 1.015 pour le cas 2, confirmant la valeur de l'albédo de diffusion simple obtenue avec le protocole.

Avec chacune des granulométries obtenues, la fonction de phase a été recalculée avec la théorie de Mie et tracées sur la figure 34. Pour les deux cas, nous observons que les différences relatives avec la fonction de phase exacte sont bien sûr minimales en-deçà de 140°, l'écart quadratique moyen de ces différences relatives est reporté dans le tableau 5.

Puis, avec le code des OS, la luminance a été recalculée pour chacune de ces fonctions de phase et pour le ω_0 déterminé par le protocole. Ces luminances sont tracées sur la figure 35. Elles sont bien restituées sur toute la gamme d'angle de visée pour les indices autour de l'indice exact. Bien sûr, le meilleur résultat est obtenu pour l'indice exact (voir tableau 6). Lorsque l'indice est très différent de l'indice exact (Δm_r=0.1 et pour m_i=0.02), les résultats sont encore très raisonnables jusqu'à 150° du soleil (θ_v=70°) avec moins de 4% d'écart par rapport à la luminance simulée. Nous avons grandement améliorer la restitution des luminances dans le plan principal.

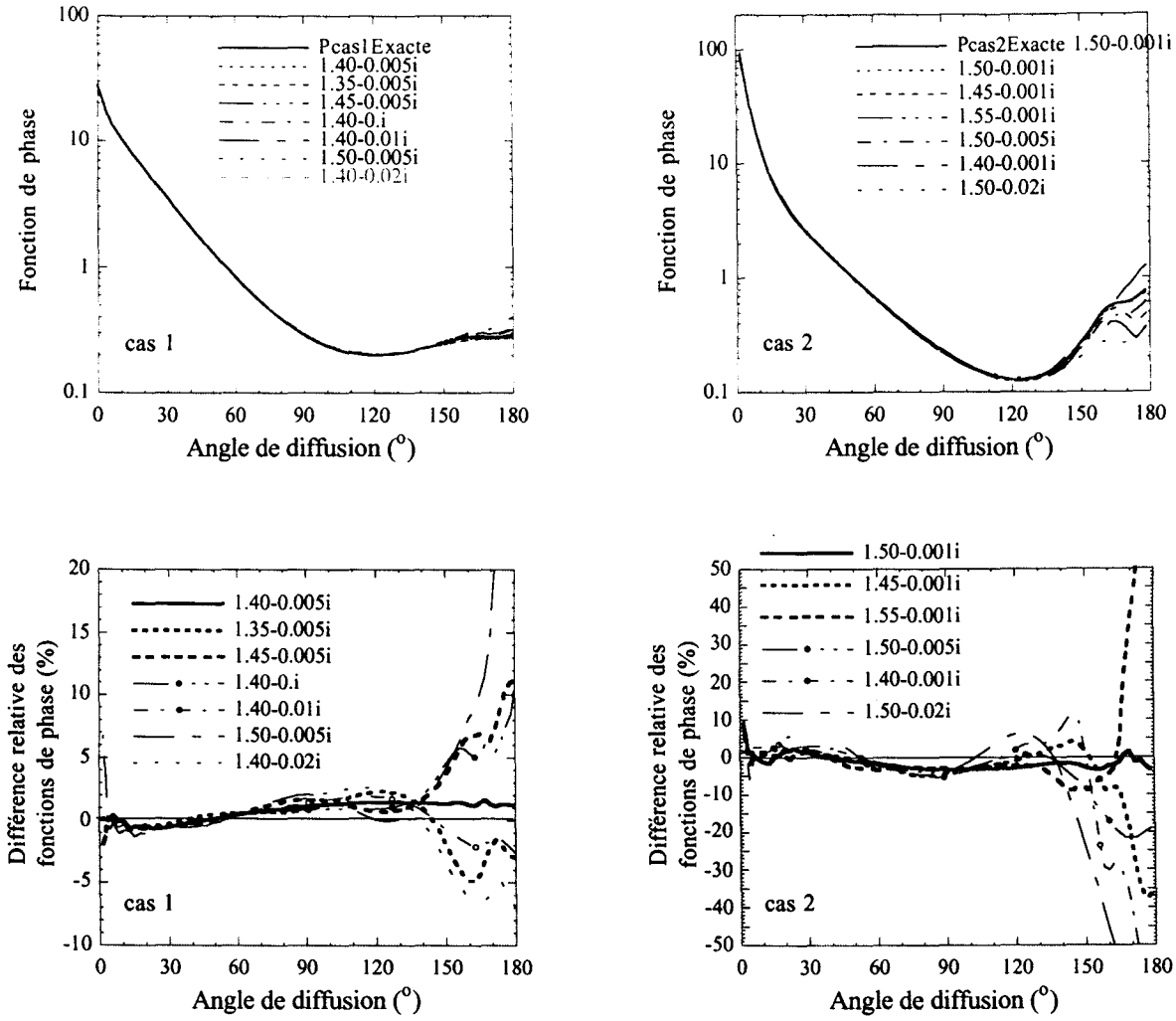


figure 34 : Fonctions de phase recalculées avec chacun des indices utilisés dans l'inversion pour les cas 1 et 2 (en haut), différences relatives des fonctions de phase (en bas). Dans la gamme des angles de diffusion qui ont servi à l'inversion, l'écart ne dépasse pas 1 à 2%

	m exact	$\Delta m_r = \pm 0.05$		$\Delta m_i = \pm 0.005$		$\Delta m_r = 0.1$	$m_i = 0.02$
σ[P(Θ=0-140°)] % cas 1	1.2	1.6	1.5	1.2	1.5	1.6	1.8
σ[P(Θ=0-140°)] % cas 2	3.2	2.7	3.8	2.2		3.8	3.4

tableau 5 : Ecart quadratique des différences relatives des fonctions de phase pour chacun des indices utilisés dans l'inversion

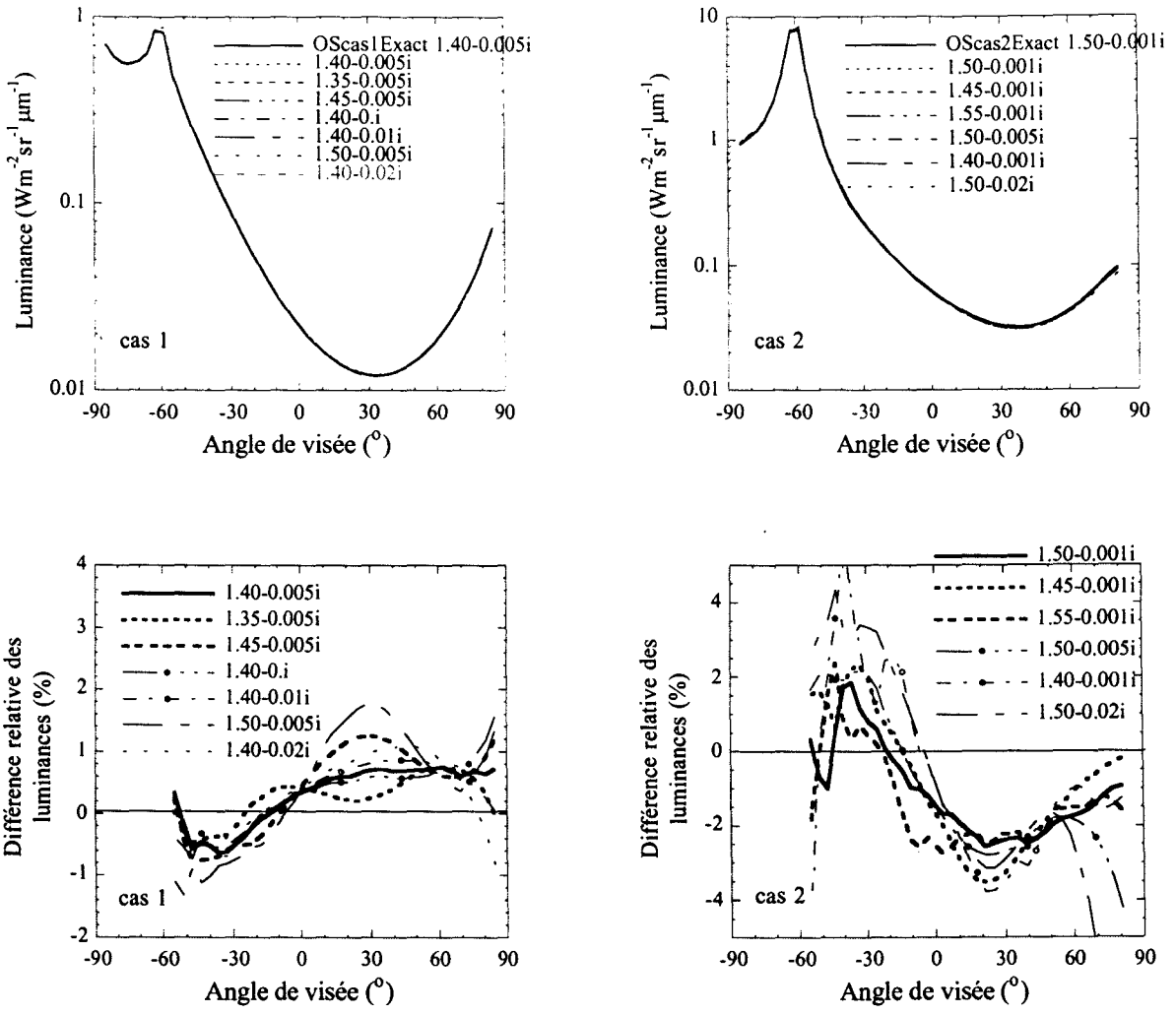


figure 35 : Luminance dans le plan principal recalculée pour chacun des indices utilisés dans l'inversion (en haut) et différences relatives des luminances (en bas)

	m exact	$\Delta m_r = \pm 0.05$		$\Delta m_i = \pm 0.005$		$\Delta m_r = 0.1$	$m_i = 0.02$
$\sigma[L(-60 \le \theta_v \le 85°)]$ % cas 1	0.5	0.5	0.8	0.6	0.6	1	0.8
$\sigma[L(-60 \le \theta_v \le 85°)]$ % cas 2	1.7	2	1.9	2.2		2.5	3.7

tableau 6 : Ecart quadratique des différences relatives des luminances pour chacun des indices utilisés dans l'inversion

Conclusion

A partir de mesures simulées, nous avons montré dans ce chapitre qu'il est possible de retrouver les caractéristiques de diffusion des aérosols à 850 nm à partir du plan principal : à la fois la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple sont retrouvés de manière très précise. Nous avons pour cela mis au point une méthode numérique de correction précise des effets de diffusions multiples et de correction des effets de réflexion de surface. Elle est efficace sur toute la gamme d'angles de diffusion, y compris la rétrodiffusion. Elle repose sur le calcul du rapport entre la luminance primaire et la luminance multiple. L'étude de sensibilité a montré que ce rapport est peu sensible à la fonction de phase utilisée, qu'il est très sensible à l'épaisseur optique (mais que celle-ci est mesurée avec une précision suffisante), et qu'il est très sensible à l'albédo de diffusion simple.

La méthode complète est en fait un enchaînement de trois procédures. Premièrement, l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de la fonction de phase en prodiffusion fournit une fonction de phase de départ. Deuxièmement, à partir de cette fonction de phase de départ, nous déterminons l'estimation de la fonction de phase sur un grand domaine d'angles : nous appliquons notre méthode originale de correction des diffusions multiples et des effets de réflectance de surface, ainsi que de la diffusion moléculaire et des effets géométriques. Simultanément, nous déterminons l'albédo de diffusion simple. Enfin, l'inversion de cette fonction de phase fournit un modèle d'aérosols qui, avec l'albédo de diffusion simple, permet de recalculer la luminance dans le plan principal. Cette fonction de phase pourrait éventuellement servir à son tour de fonction de phase de départ pour refaire les étapes (2) et (3) si toutefois les résultats sur les luminances ne sont pas satisfaisants.

Sur les simulations de mesures que nous avons étudiées, une seule itération a suffit pour retrouver la fonction de phase à mieux que 3%, l'albédo de diffusion simple à 1% et la luminance dans le plan principal à mieux que 2.5%, et ceci dans des conditions représentatives d'observations réelles, dans des cas où les diffusions multiples sont très importantes. Afin d'avoir la fonction de phase sur un grand domaine d'angles et de pouvoir déterminer l'albédo de diffusion simple avec précision, nous avons montré qu'il faut que l'angle solaire zénithal soit d'au moins 60° de façon à atteindre l'angle de diffusion de 140°. De plus, cette étude a montré

tout l'intérêt de la complémentarité des mesures effectuées dans l'almucantar et dans le plan principal. La méthode est prometteuse pour des mesures réelles.

A ce stade de l'étude, nous obtenons une excellente caractérisation de la fonction de phase et de l'albédo de diffusion simple, ainsi qu'une excellente restitution de la luminance dans le plan principal sur toute la gamme d'angles de visée. Pour avoir une description plus complète des caractéristiques des aérosols, et notamment de la fonction de phase polarisée et des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, nous allons maintenant étudier la luminance polarisée.

Chapitre 2

Apport de la mesure de luminance polarisée dans le plan principal

Introduction

Des expériences menées ces dernières décennies ont montré que les mesures de la polarisation du rayonnement peuvent permettre la télédétection des aérosols. Hansen et Hovenier (1974) ont par exemple montré la sensibilité de la polarisation à la présence des aérosols en analysant des mesures de l'atmosphère de Vénus. Par ailleurs, plusieurs expériences prometteuses concernant les aérosols de l'atmosphère terrestre ont été effectuées avec le radio-polarimètre RADIBAL (RADIance BALloon), développé au LOA dans les années 80 (Herman et al., 1986). Ce radio-polarimètre mesure la luminance et le taux de polarisation de la lumière diffusée dans le domaine proche infrarouge (850 et 1650 nm). Des observations au limbe effectuées en ballon ont montré que la polarisation permet d'obtenir des informations sur la distribution en taille et sur l'indice de réfraction des aérosols stratosphériques (Santer et al., 1988). Une autre expérience en ballon a permis de caractériser les propriétés optiques des aérosols troposphériques ; les observations ont été effectuées au-dessus de l'océan (pour minimiser la contribution de la surface) et cette fois avec l'instrument pointé vers le bas (Deuzé et al., 1989). RADIBAL a été "transformé" en RADISOL (voir l'annexe D) en 1987 de façon à mesurer la lumière diffuse du ciel (naturelle et polarisée) depuis le sol, dans le plan principal. Des mesures de polarisation du rayonnement solaire diffusé, effectuées avec RADISOL, ont

montré que les aérosols atmosphériques peuvent polariser le rayonnement de façon significative et aider à la détermination de l'indice (Deuzé et al., 1988 et 1993ab).

Les mesures de polarisation vont être utilisées beaucoup plus largement dans un futur proche : la mise en orbite du radiomètre-polarimètre imageur POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances, Deschamps et al., 1994) sur la plate-forme japonaise ADEOS (ADvanced Earth Observing Satellite) est prévue pour le mois d'août 1996. De telles mesures de polarisation – effectuées pour la première fois depuis satellite – seront faites dans les canaux 443, 670 et 865 nm et ont pour objectif majeur de caractériser les propriétés des aérosols à l'échelle globale.

Ces dernières années, de nombreuses mesures de polarisation ont été collectées au sol avec RADISOL dans le but d'approfondir l'étude de la polarisation des aérosols et préparer l'expérience POLDER. Les mesures au sol sont moins problématiques à analyser que pour des observations depuis l'espace, pour lesquelles il faut parvenir à distinguer la polarisation de l'atmosphère de celle de la surface. Avant toute utilisation de ces mesures, nous avons étudié la polarisation des aérosols en simulant des mesures. Les résultats significatifs sont présentés dans ce chapitre. Nous avons adapté le protocole défini au chapitre précédent à la luminance polarisée. Nous montrons les résultats obtenus sur la détermination de la fonction de phase polarisée, l'indice de réfraction des aérosols, ainsi que sur la restitution des mesures de luminance polarisée.

1. Calcul des luminances polarisées primaire et multiple

1.1 Paramètres de Stokes

La description complète d'une onde lumineuse (intensité et état de polarisation) en tout point de l'espace et dans n'importe quelle direction nécessite la connaissance des paramètres de Stokes. Ils fournissent :

- l'intensité totale du rayonnement

- le taux de polarisation
- le plan de polarisation
- l'ellipticité

Dans le cas général, l'onde est polarisée elliptiquement, c'est-à-dire que l'extrémité de la projection du champ électrique dans le plan d'onde décrit une ellipse. Mais dans le cas de l'atmosphère, Kawata (1978) a monté que l'ellipticité de la lumière générée par des interactions avec l'atmosphère ou le sol est négligeable. Le rayonnement est alors polarisé linéairement et trois paramètres suffisent à le décrire (I,Q,U). D'une façon générale, le rayonnement I est partiellement polarisé. Il peut être représenté comme la superposition d'une onde naturelle d'intensité I_0 et d'une onde polarisée caractérisée par I_{pol}, Q et U. Les trois paramètres décrivant ce rayonnement sont :

- L'intensité totale I ($I=I_0+I_{pol}$)
- Le taux de polarisation $P = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}$
- La direction du plan de polarisation $tg(2\chi) = \frac{U}{Q}$

La polarisation du rayonnement peut se produire soit par diffusion, soit par réflexion. Dans le cas d'atmosphères très claires où la diffusion moléculaire est prépondérante, le rayonnement solaire diffus est très fortement polarisé. En effet, la diffusion moléculaire (ou diffusion Rayleigh) engendre la polarisation totale du rayonnement diffusé à 90° par rapport à la direction d'incidence et est de signe positif (par convention) dans le plan perpendiculaire au plan de diffusion. Ce rayonnement polarisé est partiellement polarisé dans les autres directions suivant la loi $3/4*(1-\cos^2\Theta)$. La présence d'aérosols au sein de l'atmosphère modifie cet état de polarisation et l'intensité de cette polarisation dépend de leurs caractéristiques physico-chimiques (dimension et indice de réfraction).

Lors d'une interaction avec la surface terrestre, la polarisation produite dépend de la taille des rugosités. Mais en général, les sols sont peu polarisants et le rayonnement qu'ils renvoient est distribué dans toutes les directions. Une partie de ce rayonnement peut être diffusée dans le champ du détecteur mais la polarisation supplémentaire est négligeable.

1.2 Calcul de la luminance polarisée multiple - Découplage de la polarisation des aérosols et des molécules

Le champ de luminance polarisée est calculé avec le code de transfert radiatif basé sur les ordres successifs de diffusion. Les termes de la matrice de phase intervenant dans l'équation de transfert sont développés en polynômes de Legendre :

$$P(\cos\Theta) = \begin{bmatrix} \sum_{l=0}^{L}\beta_l P_l(\cos\Theta) & \sum_{l=2}^{L}\gamma_l P_l^2(\cos\Theta) & 0 & 0 \\ \sum_{l=2}^{L}\gamma_l P_l^2(\cos\Theta) & \sum_{l=0}^{L}\beta_l P_l(\cos\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{l=0}^{L}\delta_l P_l(\cos\Theta) & -\sum_{l=2}^{L}\varepsilon_l P_l^2(\cos\Theta) \\ 0 & 0 & \sum_{l=2}^{L}\varepsilon_l P_l^2(\cos\Theta) & \sum_{l=0}^{L}\delta_l P_l(\cos\Theta) \end{bmatrix}$$

La fonction de phase des aérosols est développée en 80 moments (termes β_l), la fonction de phase moléculaire est développée en trois moments (β_l=1,0 et 1/2). La fonction de phase polarisée des aérosols est également décomposée en 80 moments (termes γ_l). Le seul terme $\gamma_2=(3/2)^{1/2}$ suffit au calcul de la fonction de phase polarisée moléculaire.

Nous avons calculé la contribution respective des aérosols et des molécules à la luminance polarisée du mélange. La luminance polarisée résultant de la polarisation seule des molécules, notée $Q_{Ray}^{(mul)}$, est obtenue en mettant à zéro tous les termes γ_l des aérosols; la diffusion des aérosols et des molécules n'est pas affectée car les termes β_l restent inchangés. De même, la luminance polarisée résultant de la polarisation seule des aérosols, notée $Q_{aer}^{(mul)}$, est obtenue en fixant le terme γ_2 à zéro et ne modifie ni la diffusion des aérosols ni la diffusion moléculaire. Nous avons comparé la somme de ces 2 contributions à la luminance polarisée du mélange $Q_{mel}^{(mul)}$ et calculé la différence relative : $100 \cdot \dfrac{\left(Q_{aer}^{(mul)} + Q_{Ray}^{(mul)}\right) - Q_{mel}^{(mul)}}{Q_{mel}^{(mul)}}$.

Ces calculs, effectués dans plusieurs cas, sont reportés sur les figures 1 et 2. Ils montrent qu'il n'y a aucun couplage en polarisation entre les aérosols et les molécules : en dehors du voisinage d'un zéro de polarisation, la différence relative est quasiment nulle. Cette remarque est très intéressante car elle va permettre d'envisager la correction des diffusions multiples de deux façons différentes. Ces figures permettent en outre de constater que la polarisation des aérosols est prépondérante pour le cas 1 et que celle des molécules est prépondérante pour le cas 2.

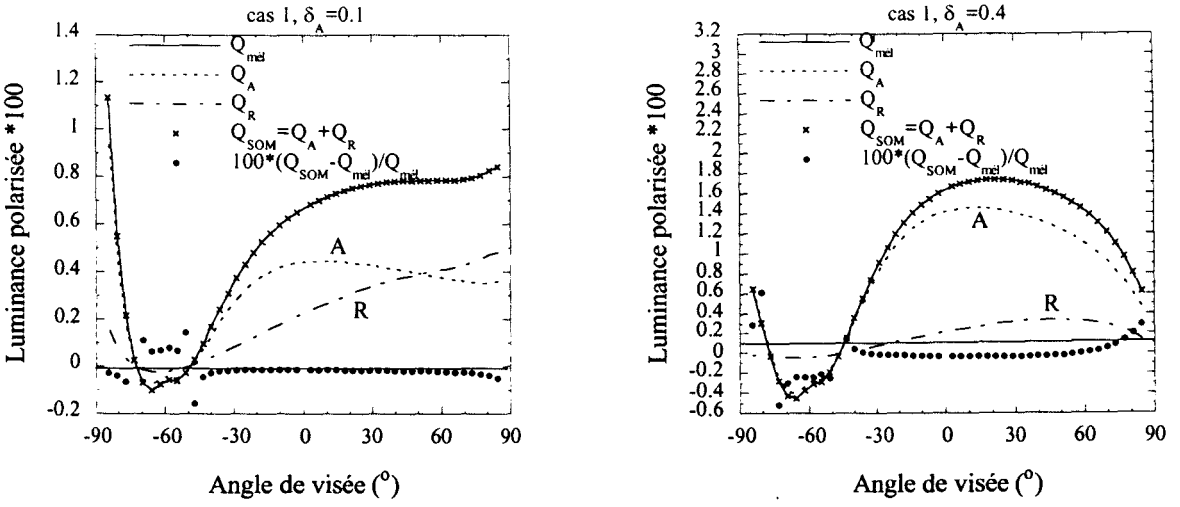


figure 1 : Cas 1, contribution respective des aérosols et des molécules à la luminance polarisée, comparaison de leur somme à la luminance polarisée du mélange (δ_A(850 nm)= 0.1 à gauche et δ_A(850 nm)=0.4 à droite)

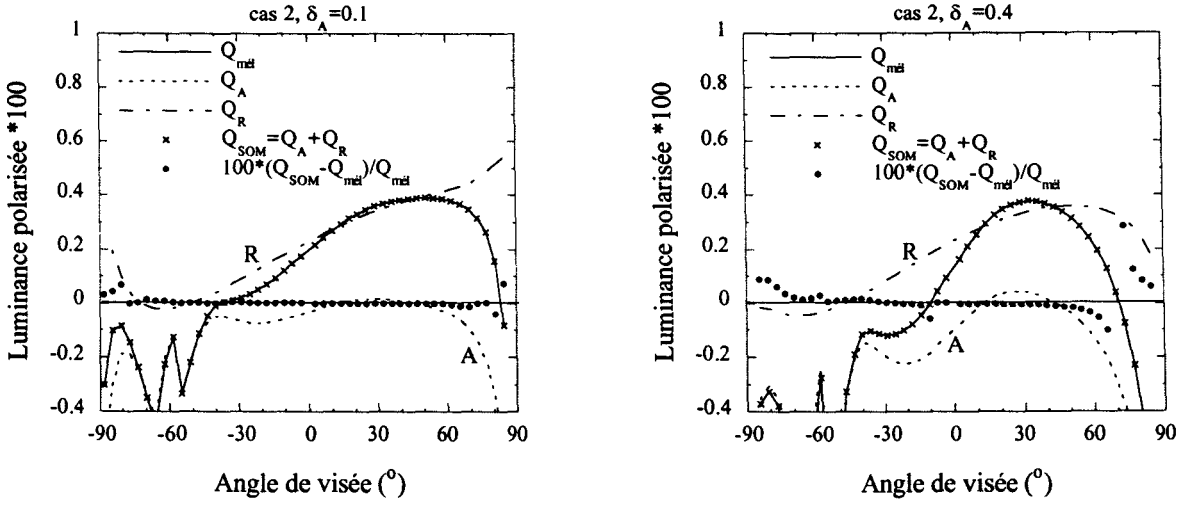


figure 2 : Même légende pour le cas 2

1.3 Expression de la luminance polarisée primaire

Suivant les mêmes considérations que dans le chapitre précédent, l'expression de la luminance primaire polarisée descendante est pour le mélange aérosols-molécules :

$$Q_{Mel}^{(1)}(\theta_v) = \frac{E_S}{4\pi} \frac{\omega_0 \delta_A Q_A(\Theta) + \delta_R Q_R(\Theta)}{\delta_A + \delta_R} \left(e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_V}} - e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_S}} \right) \frac{\mu_S}{\mu_V - \mu_S} \quad (1)$$

où $Q_A(\Theta)$ est déterminée à l'aide de la théorie de Mie et la fonction de phase polarisée Rayleigh est donnée par :

$$Q_R(\Theta) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2 \Theta) \quad (2)$$

De plus, la luminance primaire polarisée due aux aérosols seuls et la luminance primaire polarisée due aux molécules seules se calculent indépendamment l'une de l'autre :

$$Q_A^{(1)}(\theta_v) = \frac{E_S}{4\pi} \frac{\omega_0 \delta_A Q_A(\Theta)}{\delta_A + \delta_R} \left(e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_V}} - e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_S}} \right) \frac{\mu_S}{\mu_V - \mu_S} \quad (3)$$

$$Q_R^{(1)}(\theta_v) = \frac{E_S}{4\pi} \frac{\delta_R Q_R(\Theta)}{\delta_A + \delta_R} \left(e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_V}} - e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_S}} \right) \frac{\mu_S}{\mu_V - \mu_S} \quad (4)$$

2. Sensibilité du rapport primaire-multiple polarisé aux paramètres optiques des aérosols à 850 nm.

La luminance polarisée dépend de la fonction de phase polarisée, de l'épaisseur optique et de l'albédo de diffusion simple des aérosols. L'étude de sensibilité à ces paramètres a été faite pour le rapport des luminances polarisées du mélange $\frac{Q_{mel}^{(1)}(\theta_v)}{Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v, \rho_s = 0)}$ et pour le rapport des luminances polarisées des aérosols $\frac{Q_{aer}^{(1)}(\theta_v)}{Q_{aer}^{(mul)}(\theta_v, \rho_s = 0)}$. Ces rapports diffèrent légèrement mais leur sensibilité à un paramètre reste la même. Nous nous en tenons donc à montrer les résultats de l'étude de sensibilité menée sur le rapport de la luminance primaire polarisée du mélange à la luminance multiple polarisée du mélange, que nous appellerons "rapport primaire-multiple polarisé".

2.1 Sensibilité à la fonction de phase des aérosols

Partant de la granulométrie du cas 1, nous calculons les fonctions de phase polarisées pour les différents indices de réfraction déjà utilisés pour l'étude de sensibilité au chapitre 1, (la valeur de l'indice de référence étant encore 1.40-i0.005). Ainsi, la sensibilité à la fonction de phase est étudiée pour une variation de la partie réelle de l'indice de réfraction : 1.33, 1.50 et 1.60, puis pour une variation de la partie imaginaire : 0. et 0.02. Les fonctions de phase polarisées correspondantes sont représentées sur la figure 3 et les différences relatives sur la figure 4 :

• l'augmentation de la partie réelle de l'indice entraîne une diminution du maximum de polarisation pouvant atteindre -40% en dehors d'un zéro de polarisation, elle fait de plus apparaître une polarisation négative en rétrodiffusion pour les indices les plus élevés,

• l'augmentation de la partie imaginaire (et donc de l'absorption) augmente la polarisation de quelques %.

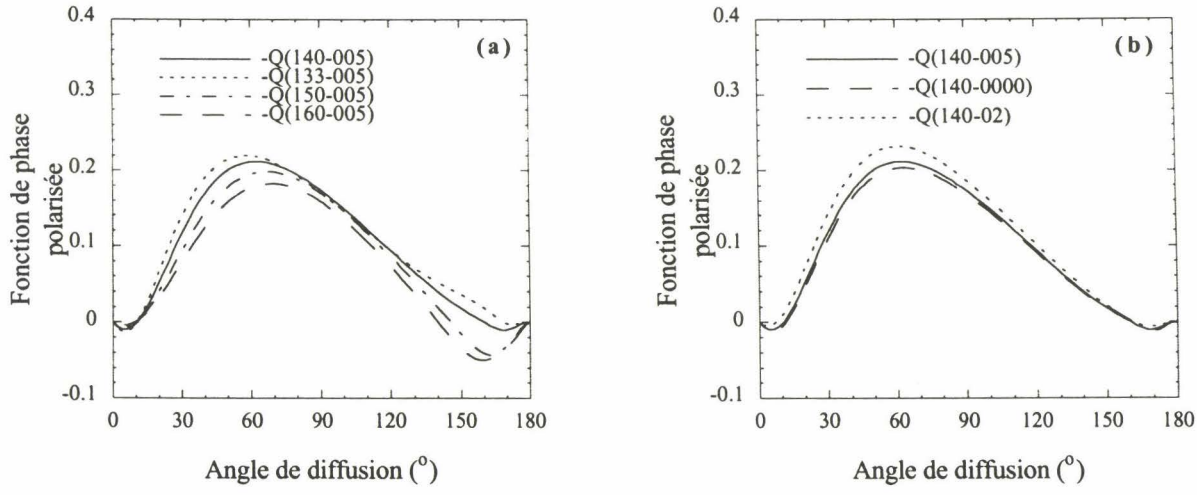


figure 3 : fonctions de phase polarisées obtenues en faisant varier la partie réelle de l'indice de réfraction (à gauche) et la partie imaginaire (à droite).

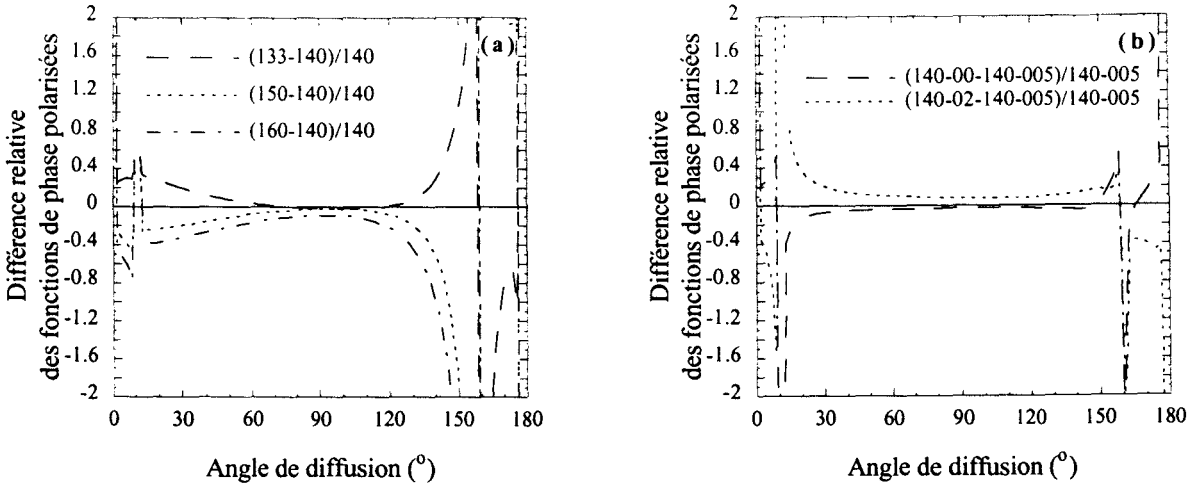


figure 4 Différence relative de chacune des fonctions de phase polarisées de la figure précédente en prenant comme référence $Q_{réf}=Q(m=1.40-0.005i)$

Le rapport primaire-multiple polarisé R_Q calculé pour les fonctions de phase polarisées obtenues en modifiant la partie réelle de l'indice est reporté sur la figure 5 pour $\delta_A=0.1$ et sur la figure 6 pour $\delta_A=0.4$. Le rapport calculé pour les fonctions de phase polarisées obtenues en modifiant la partie imaginaire de l'indice est reporté sur la figure 7. L'allure de ce rapport est différente de l'allure du rapport dans le cas non polarisé. En effet, l'intensité polarisée se sature plus vite que l'intensité totale lors des diffusions multiples, et cette saturation est sensible à l'épaisseur optique des aérosols et à la masse d'air. Ainsi, pour le cas où l'épaisseur optique des aérosols vaut 0.1 où les diffusions multiples sont peu nombreuses (10%), le rapport est constant. Le RMS des différences relatives entre $R_Q(m=1.40)$ et $R_Q(m=1.60)$ (cas le plus défavorable), vaut 2% en dehors des domaines d'angles où les luminances polarisées (primaires ou multiples) passent par un zéro de polarisation, c'est-à-dire entre -30 et 70°. Une épaisseur optique plus grande entraîne une augmentation du nombre des diffusions multiples, et le rapport décroît légèrement avec l'angle de visée, c'est-à-dire avec la masse d'air. Pour cette épaisseur optique, la sensibilité du rapport à la fonction de phase polarisée est plus grande : le RMS des différences relatives entre $R_Q(m=1.40)$ et $R_Q(m=1.60)$ (cas le plus défavorable) vaut 6.5%. Dans le cas où c'est la partie imaginaire de l'indice qui varie, le RMS des différences relatives est constamment inférieur à 0.4%, quelles que soient les valeurs de m_i et de δ_A.

Nous avons reporté sur la figure 8 la sensibilité du rapport des luminances polarisées des aérosols $\frac{Q_{aer}^{(1)}(\theta_v)}{Q_{aer}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)}$ à la fonction de phase polarisée qui affiche bien le même comportement que le rapport $\frac{Q_{mel}^{(1)}(\theta_v)}{Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)}$ (à comparer à la figure 5).

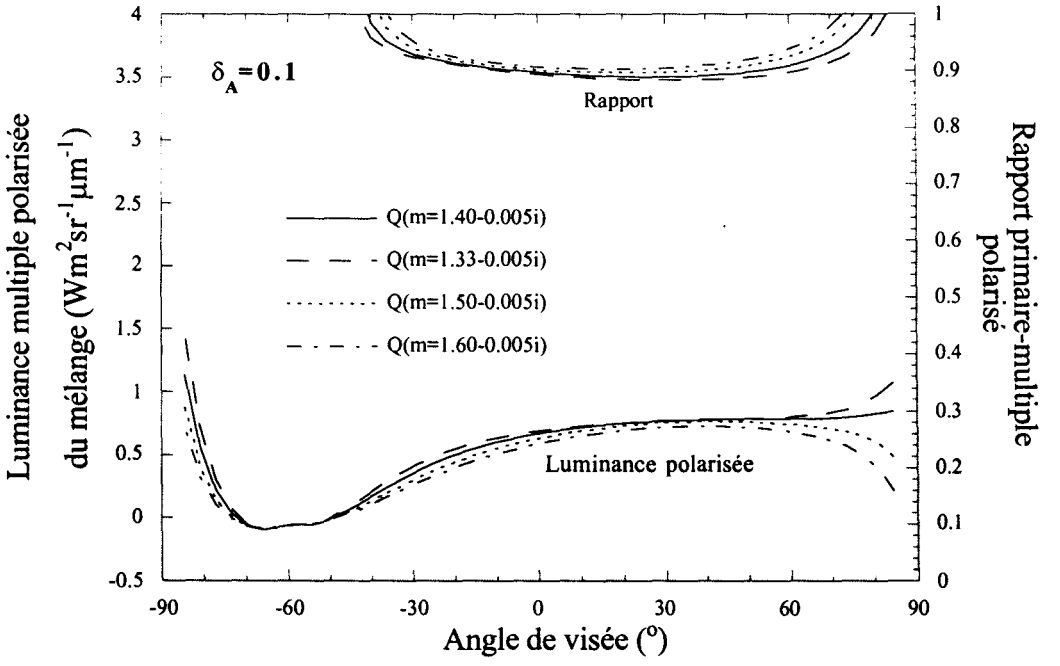


figure 5 : Sensibilité du rapport primaire-multiple polarisé à la fonction de phase polarisée (par une variation de la partie réelle de l'indice de réfraction) pour une épaisseur optique de 0.1

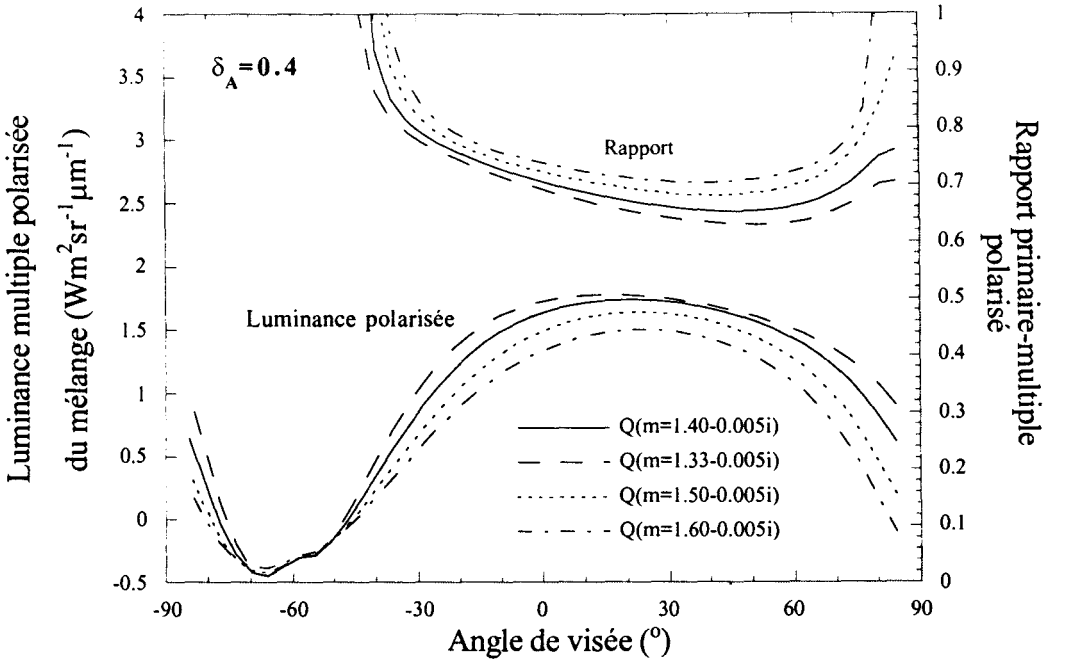


figure 6: Même figure mais pour une épaisseur optique de 0.4

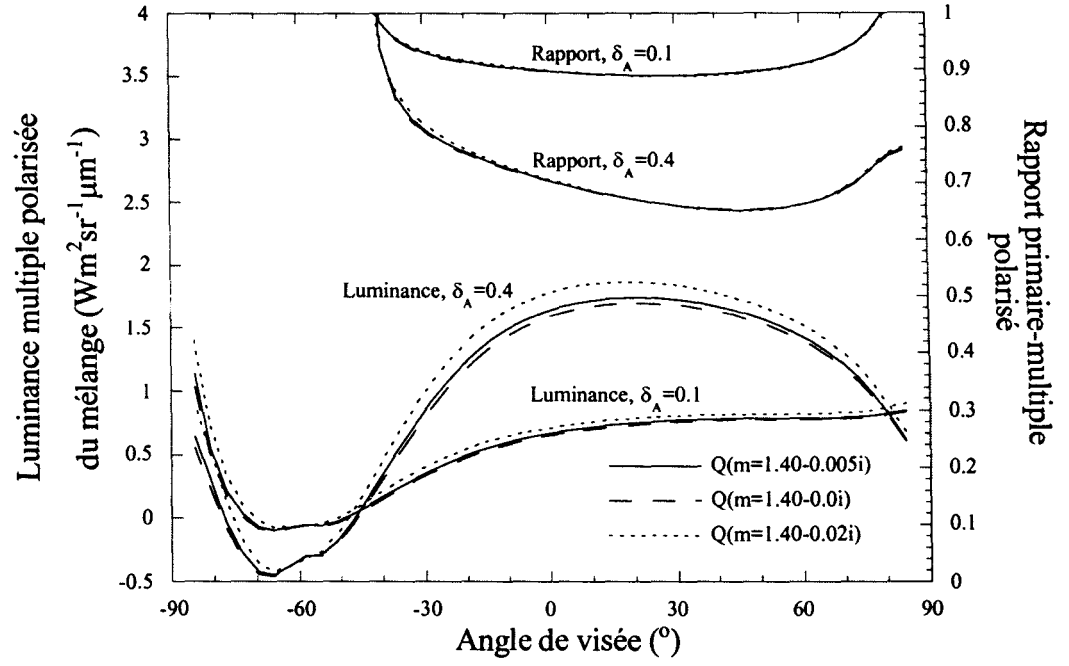


figure 7 : Sensibilité du rapport primaire-multiple polarisé à la fonction de phase polarisée (par l'intermédiaire d'une variation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction) pour une épaisseur optique de 0.1 et 0.4

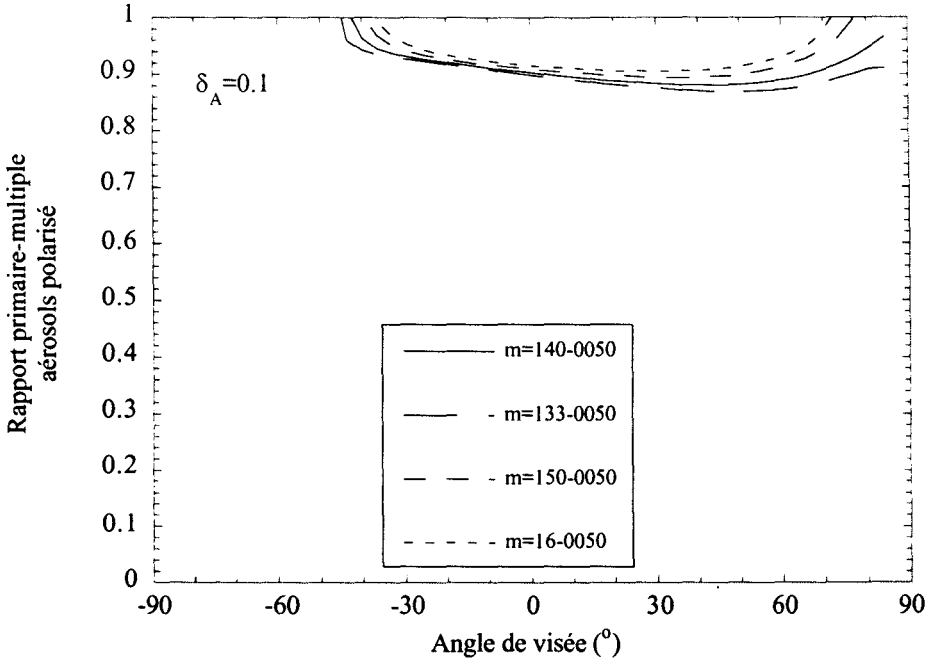


figure 8 : Sensibilité du rapport des luminances polarisées des aérosols à la fonction de phase polarisée, cas 1, à comparer à la figure 5

2.2 Sensibilité à l'épaisseur optique des aérosols

Rappelons que l'épaisseur optique est déterminée expérimentalement à ±0.02 près en valeur absolue pour une masse d'air de 1. Nous voulons déterminer l'effet de cette incertitude sur le rapport des luminances polarisées. Le rapport primaire-multiple polarisé a été calculé pour les valeurs d'épaisseur optique de 0.1±0.02 et 0.4±0.02 et représenté sur la figure 9. Pour δ_A=0.1, le rapport est constant. Il signifie que si le nombre des diffusions multiples augmentent avec l'angle de visée (voir la figure 11 du chapitre 1, la courbe de sensibilité de R_L à l'épaisseur optique montre que R_L diminue fortement avec l'angle de visée), la luminance diffusée ne génère pas de luminance polarisée supplémentaire. Pour δ_A=0.4, la luminance polarisée générée au cours des diffusions multiples se sature : la décroissance du rapport R_Q est lente alors que R_L suit une décroissance linéaire (voir encore figure 11 du chapitre 1)

Les différences absolues $[R_Q(\delta_A)-R_Q(\delta_A\pm0.02)]$ sont représentées sur la figure 10 et indiquent que même dans le cas d'une faible épaisseur optique, les différences sont faibles : elles sont en moyenne inférieure à $|0.02|$. Une variation de ±0.02 de l'épaisseur optique

entraîne une différence relative des rapports de 2% en moyenne pour δ_A=0.1 et 1.7% pour δ_A=0.4.

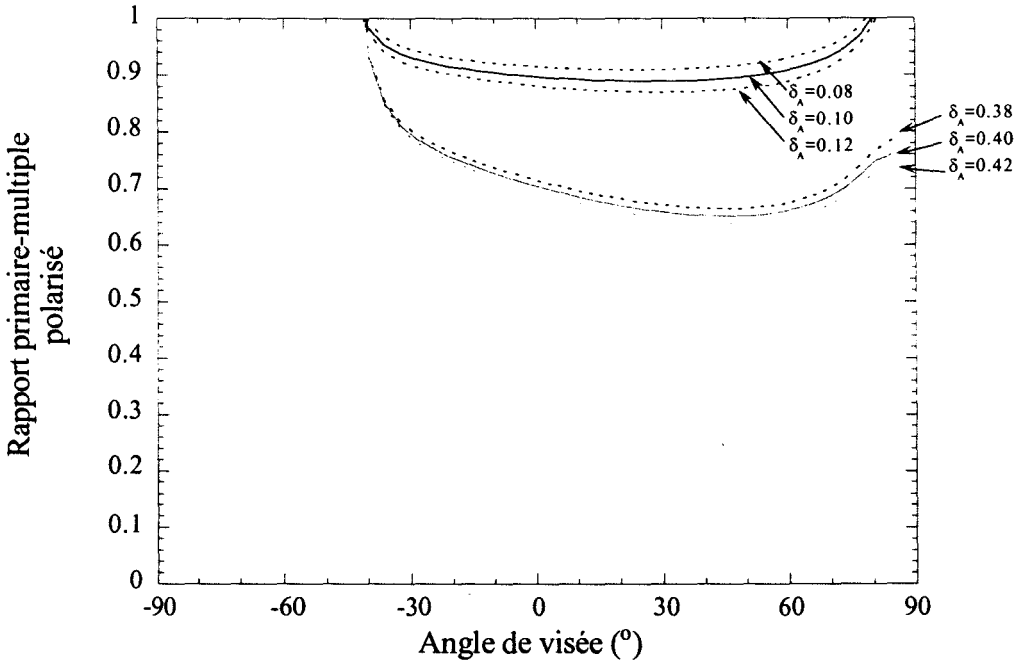


figure 9 : Sensibilité du rapport primaire-multiple polarisé à l'épaisseur optique des aérosols. Les pointillés correspondent à δ_A±0.02, avec δ_A=0.1 ou 0.4

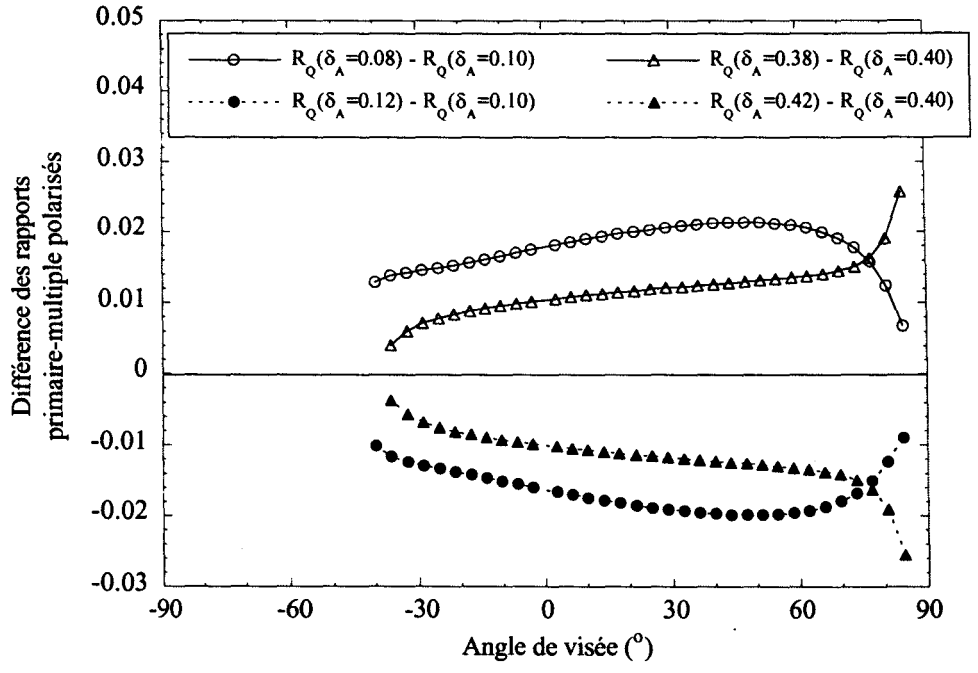


figure 10 : Différence entre le rapport primaire-multiple polarisé obtenu pour l'épaisseur optique "exacte" ±0.02 et le rapport primaire-multiple obtenu pour l'épaisseur optique "exacte", soit 0.1, soit 0.4

2.3 Sensibilité à l'albédo de diffusion simple

La figure 11 montre la diminution de la luminance polarisée avec l'albédo de diffusion simple pour une épaisseur optique de 0.4. Le rapport primaire-multiple polarisé est moins sensible à l'albédo de diffusion simple que R_L.

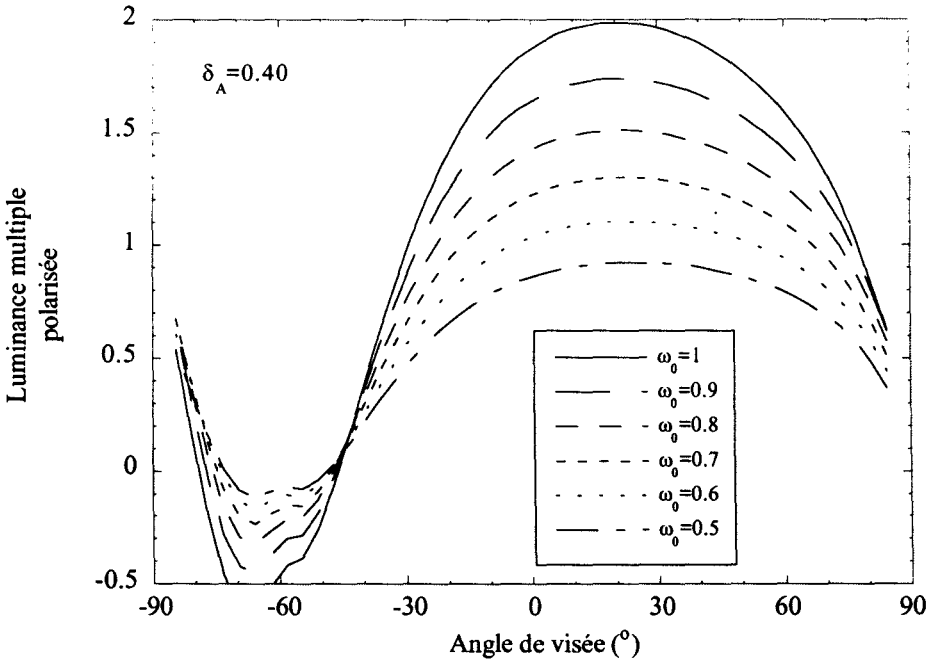


figure 11 : Variation de la luminance multiple polarisée en fonction de l'albédo de diffusion simple pour l'épaisseur optique 0.4

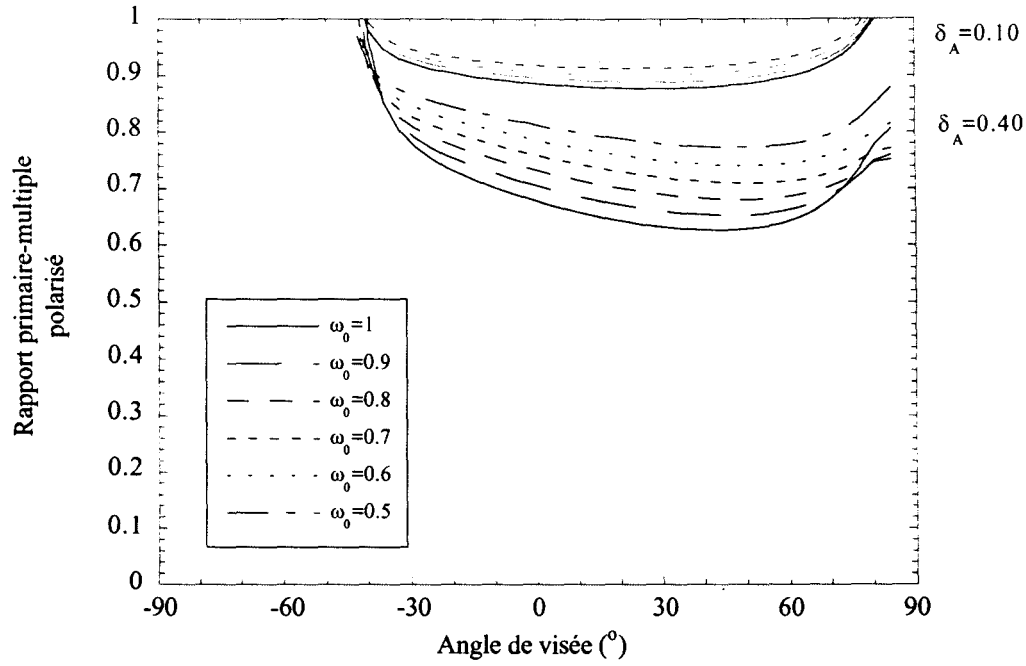


figure 12 : Sensibilité du rapport primaire-multiple polarisé à l'albédo de diffusion simple pour deux épaisseurs optiques

2.4 Cas des faibles polarisations

Le cas 2 est un cas typique de faible polarisation, les particules étant grosses (r_{eff}=1.35 μm) et l'indice de réfraction assez élevé (1.50). Le passage des luminances polarisées primaire et multiple par des zéros de polarisation ne se produisent pas exactement pour le même angle de visé (figure 13) et, au voisinage de cet angle, le rapport varie très vite, parfois de façon discontinue (figure 14). Pour ce cas, le domaine d'angles de visée où le rapport est stable est assez restreint et il était plus commode de représenter les résultats de l'étude de sensibilité pour le cas 1 pour lequel le rapport ne varie pas de façon discontinue entre les angles de -40° et 85° environ.

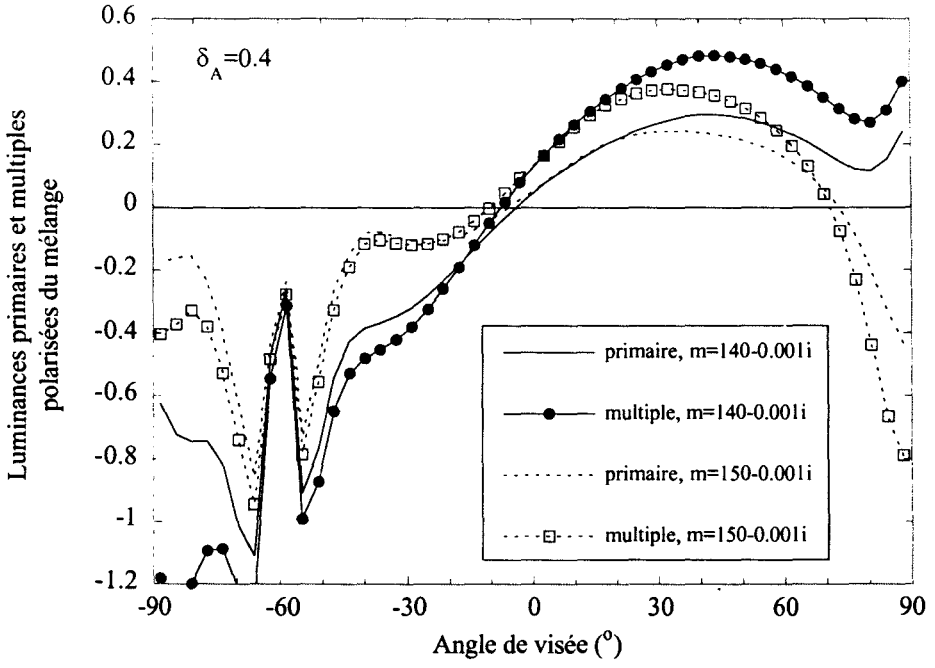


figure 13 : Cas 2, luminance polarisée primaire et multiple du mélange pour deux fonctions de phase polarisées

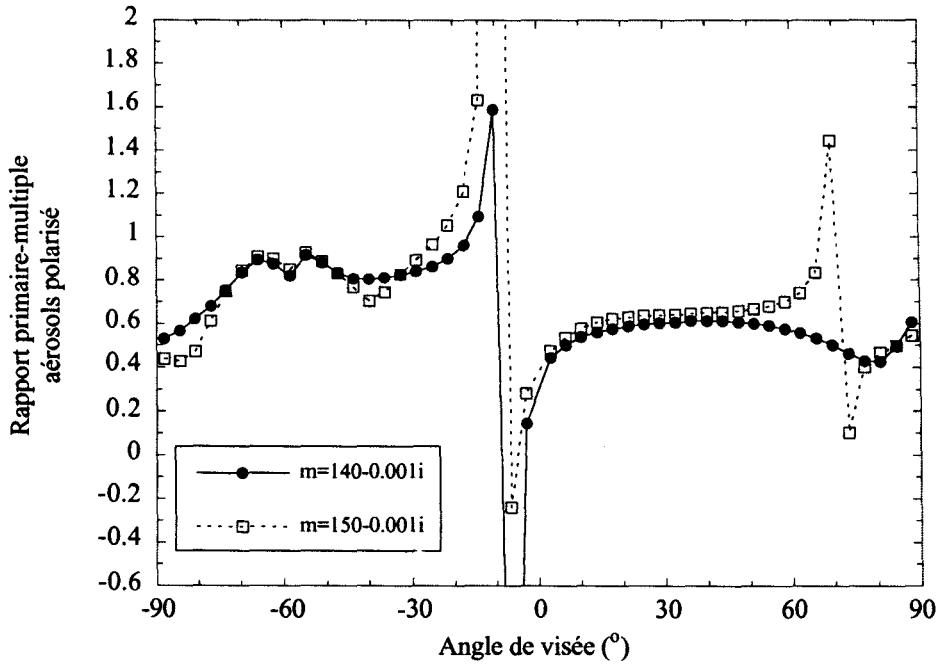


figure 14 : Rapports primaire-multiple correspondants à la figure précédente

Conclusion de l'étude de sensibilité :

- On peut s'attendre à obtenir le rapport primaire-multiple polarisé à ±6% dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire quand on n'a aucune idée de l'indice de réfraction. Sinon, plus généralement, le rapport peut raisonnablement être obtenu à ±3% pour δ_A=0.4 et à ±1% pour δ_A=0.1.

- L'épaisseur optique des aérosols est connue avec une précision suffisante, on peut s'attendre à une obtenir le rapport primaire-multiple polarisé à mieux que 2%.

- R_Q est moins sensible à l'albédo de diffusion simple que R_L. On utilisera la valeur d'albédo obtenue avec une bonne précision avec le protocole de détermination de la fonction de phase des aérosols.

3. Protocole de détermination de la fonction de phase polarisée des aérosols

La détermination de la fonction de phase polarisée suit le même schéma de principe que pour la détermination de la fonction de phase : la luminance polarisée descendante mesurée est corrigée de la réflexion de surface, des diffusions multiples, de la diffusion moléculaire et des effets de masse d'air. Cependant, puisqu'il n'y a pas de couplage entre les aérosols et les molécules en luminance polarisée, la correction des diffusions multiples peut être envisagée de deux façons différentes : en appliquant soit le rapport primaire-multiple polarisé du mélange, soit le rapport primaire-multiple polarisé des aérosols.

3.1 Première méthode : mélange

La première étape consiste à calculer les luminances primaire et multiple polarisées du mélange pour l'épaisseur optique aérosols mesurée, l'angle solaire zénithal au moment de la mesure de luminance, la réflectance de surface (ρ_s) connue et pour la fonction de phase

polarisée $Q_{A,"départ"}(\Theta)$. $Q_{A,"départ"}(\Theta)$ est obtenue par la théorie de Mie à partir de la granulométrie issue de l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole.

La luminance primaire polarisée du mélange $Q_{mel}^{(1)}(\theta_v)$ est calculée dans les conditions d'un sol noir et d'un mélange homogène d'aérosols et de molécules selon l'expression (1). Les luminances multiples polarisées du mélange sont calculées avec le code des ordres successifs de diffusion pour ρ_s connue : $Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s)$, et pour un sol noir : $Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)$.

La deuxième étape consiste à déduire de ces calculs le rapport primaire-multiple polarisé et la contribution du sol :

$$R_{Q,mel}(\theta_v)=\frac{Q_{mel}^{(1)}(\theta_v)}{Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)} \qquad (5)$$

et

$$\Delta Q(\theta_v)=Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s)-Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0) \qquad (6)$$

L'étape suivante consiste à estimer la luminance primaire polarisée du mélange, notée $Q_{mel,mes}^{(1)}(\theta_v)$, en corrigeant la luminance polarisée mesurée $Q_{mesure}(\theta_v)$ des effets de réflectance de surface et des diffusions multiples :

$$Q_{mel,mes}^{(1)}(\theta_v)=R_{Q,mel}(\theta_v).\left(Q_{mesure}(\theta_v)-\Delta Q(\theta_v)\right) \qquad (7)$$

Enfin, en remplaçant $Q_{mel}^{(1)}(\theta_v)$ par $Q_{mel,mes}^{(1)}(\theta_v)$ dans l'équation 1, nous obtenons la fonction de phase polarisée des aérosols $Q_{A,mel}(\Theta)$ après la correction géométrique et la soustraction de la diffusion moléculaire.

3.2 Deuxième méthode : aérosols

Comme dans la première méthode, les paramètres δ_A, θ_v et $Q_{A,"départ"}(\Theta)$ étant fixés, la première étape consiste à calculer la luminance primaire polarisée des aérosols $Q_{aer}^{(1)}(\theta_v)$ selon l'expression (3) , la luminance multiple polarisée du mélange pour ρ_s $Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s)$ et un sol noir $Q_{mel}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)$, la luminance multiple polarisée des aérosols pour un sol noir $Q_{aer}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)$ et des molécules (sol noir) $Q_{Ray}^{(mul)}(\theta_v,\rho_s=0)$.

La deuxième étape consiste à en déduire le rapport primaire-multiple polarisé des aérosols et la contribution du sol :

$$R_{Q,aer}(\theta_v) = \frac{Q^{(1)}_{aer}(\theta_v)}{Q^{(mul)}_{aer}(\theta_v, \rho_s = 0)} \quad (8)$$

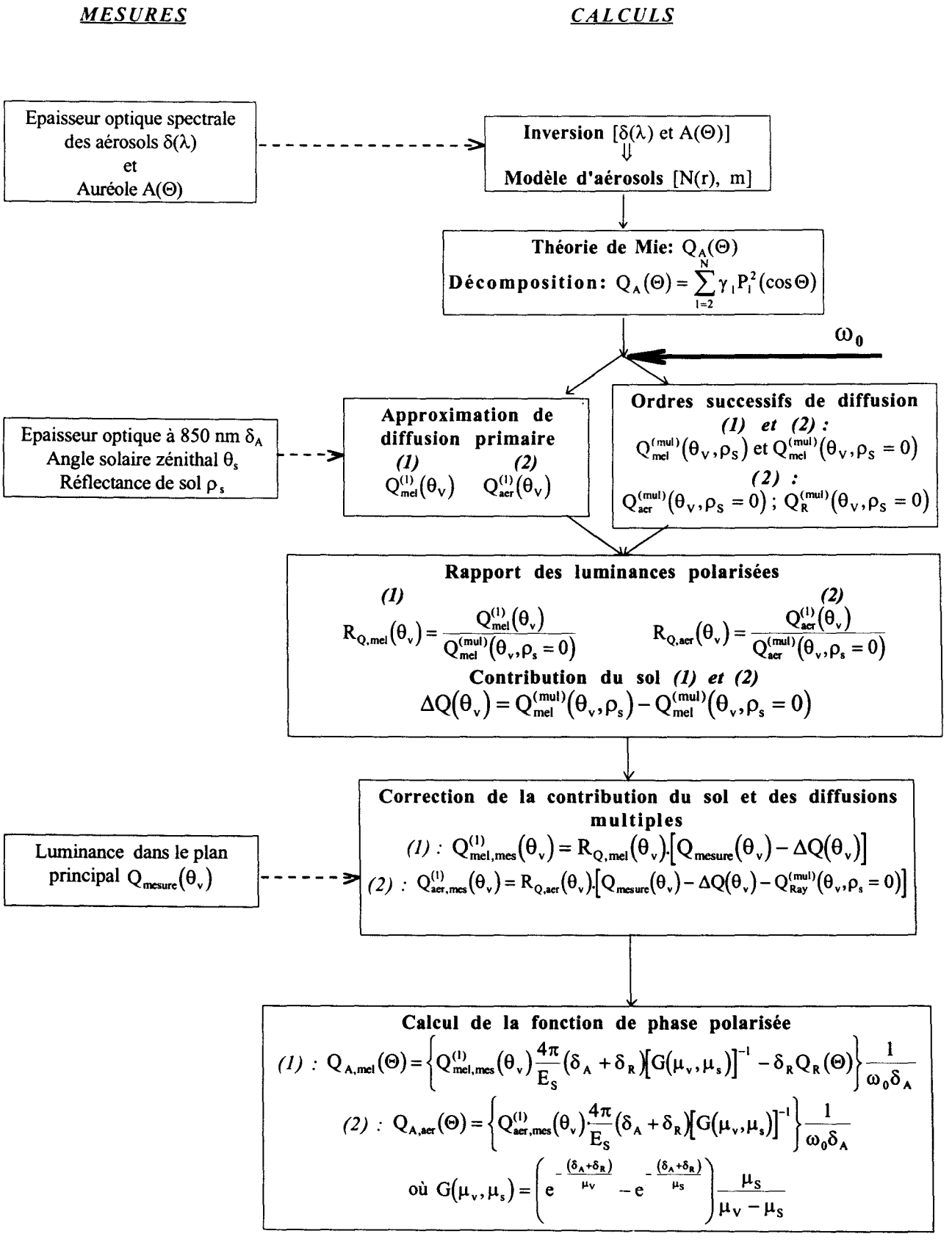
et $$\Delta Q(\theta_v) = Q^{(mul)}_{mel}(\theta_v, \rho_s) - Q^{(mul)}_{mel}(\theta_v, \rho_s = 0) \quad (9)$$

L'étape suivante consiste à estimer la luminance primaire polarisée des aérosols, notée $Q^{(1)}_{aer,mes}(\theta_v)$, en corrigeant la luminance polarisée mesurée $Q_{mesure}(\theta_v)$ des effets de sol, de la contribution moléculaire et des diffusions multiples :

$$Q^{(1)}_{aer,mes}(\theta_v) = R_{Q,aer}(\theta_v).\left[Q_{mesure}(\theta_v) - \Delta Q(\theta_v) - Q^{(mul)}_{Ray}(\theta_v, \rho_s = 0)\right] \quad (10)$$

Enfin, en remplaçant $Q^{(1)}{}_A(\theta_v)$ par $Q^{(1)}_{aer,mes}(\theta_v)$ dans l'équation 3, nous obtenons la fonction de phase polarisée des aérosols $Q_{A,aer}(\Theta)$ après la correction géométrique.

Ces deux méthodes sont résumées sur l'organigramme où "(1)" fait référence à la méthode "mélange" et "(2)" à la méthode "aérosols".



Organigramme de la méthode d'obtention de la fonction de phase polarisée des aérosols

4. Application des protocoles aux mesures simulées

Nous avons appliqué les protocoles "mélange" et "aérosols" sur les cas 1 et 2. Ils ont été appliqué avec l'albédo de diffusion simple obtenu par le calcul de la norme lors de la détermination de la fonction de phase des aérosols.

4.1 Résultats obtenus avec l'indice "exact" et avec un autre indice

4.1.1 Indice "exact"

Dans ce paragraphe, l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole pour les cas 1 et 2 a été faite avec l'indice de simulation (1.40-0.005i pour le cas 1 et 1.50-0.001i pour le cas 2). Pour chacun de ces cas, la théorie de Mie nous donne ensuite la fonction de phase polarisée "de départ" $Q_{A,"départ"}(\Theta)$. Elles sont tracées sur les figures 15 et 16 et leur comparaison à la fonction de phase polarisée "exacte" montre que leur allure générale est la même. Pour le cas 1, la différence relative entre la fonction de phase polarisée "exacte" et calculée atteint au maximum16% (à 60°) en dehors des zéros de polarisation; pour le cas 2, à cause des faibles valeurs de polarisation mises en jeu, la différence relative peut atteindre 81% à 20° et augmente considérablement lorsque l'on s'approche d'un zéro de polarisation.

Les fonctions de phase polarisées ($Q_{A,mél}$ et $Q_{A,aér}$) obtenues après application des protocoles sont comparées aux fonctions de phase exactes sur les figures 17 et 18 et montrent un accord parfait. Les résultats du cas 2 mettent en évidence la complémentarité et par conséquent la nécessité d'utiliser les deux protocoles.

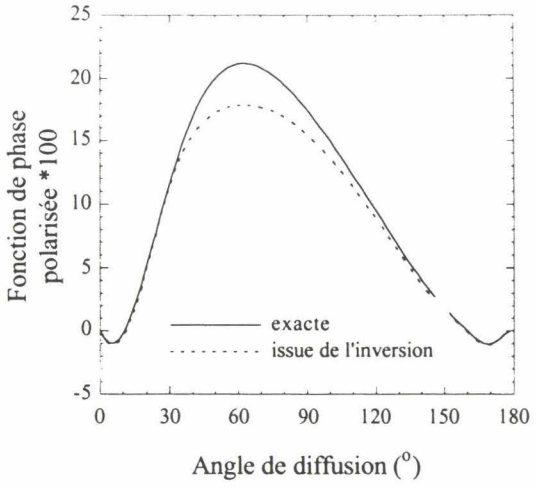


figure 15 : Cas 1, fonction de phase exacte et fonction de phase issue de l'inversion de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole menée avec l'indice exact

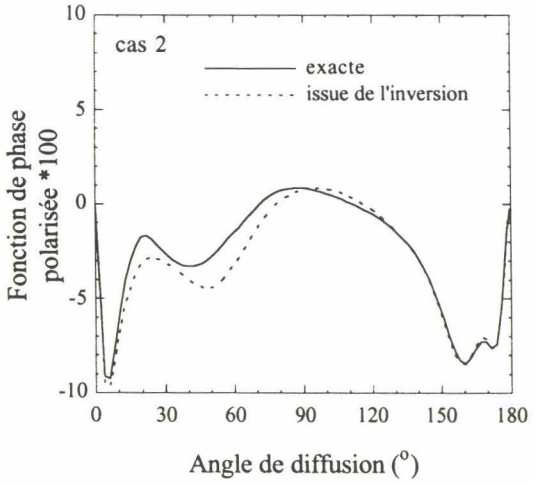


figure 16 : Même légende pour le cas 2

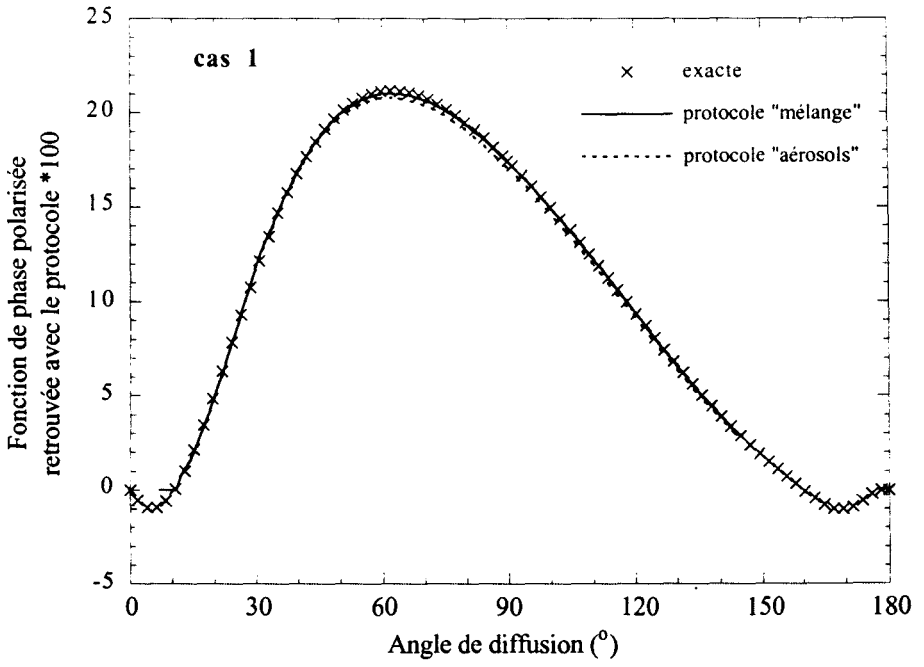


figure 17 : Cas 1, fonction de phase polarisée retrouvée avec les deux protocoles

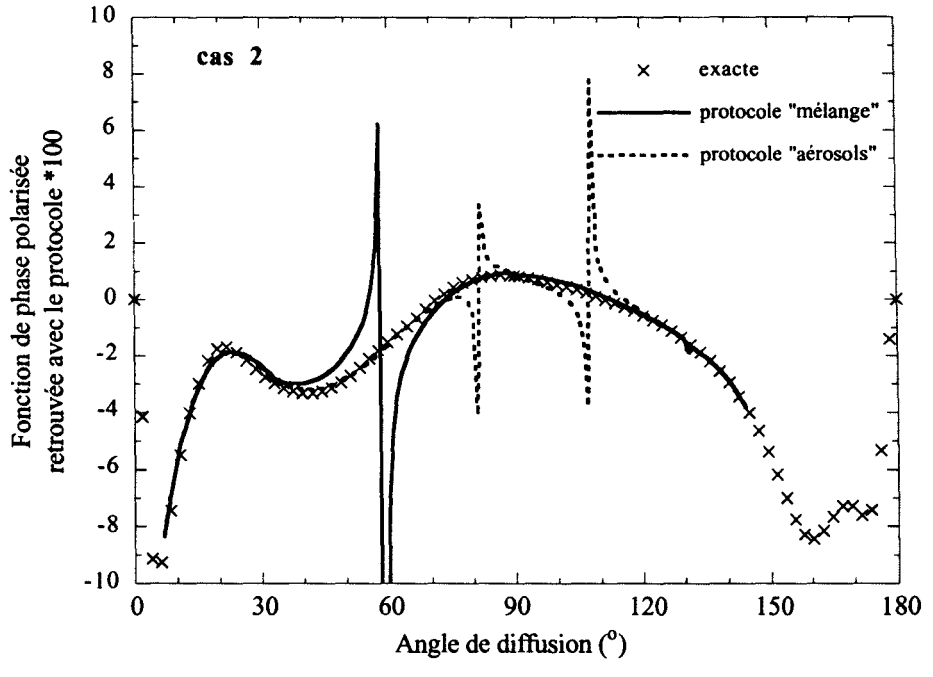


figure 18 : Même légende pour le cas 2

4.1.2 Autre indice

L'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole menée avec un autre indice fournit une fonction de phase polarisée de départ dont l'allure est complètement différente de la fonction de phase polarisée exacte. En effet, comme l'indiquent les deux figures suivantes, l'amplitude est différente, les zéros de polarisation sont décalés jusqu'à 25°, pour le cas 1 un arc de polarisation apparaît en rétrodiffusion, pour le cas 2 l'arc de polarisation en rétrodiffusion est inversé et est de plus faible amplitude.

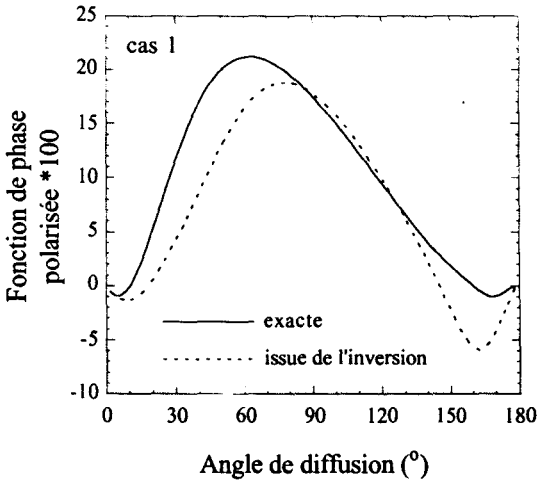


figure 19 : Cas 1, fonction de phase polarisée exacte et fonction de phase issue de l'inversion de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique et de l'auréole menée avec l'indice 1.50

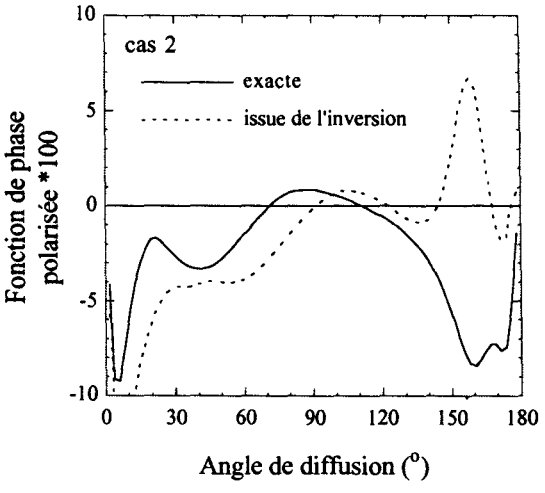


figure 20 : Même légende pour le cas 2, indice 1.40

L'application des protocoles "mélange" et "aérosols" pour chacun des cas fournit les fonctions de phase polarisées tracées sur les figures 21 et 22 sur lesquelles la fonction de phase polarisée exacte est également reportée. Bien que la fonction de phase polarisée de départ utilisée dans les protocoles soit très différente de la fonction de phase exacte, ces deux figures montrent que nous parvenons à d'excellents résultats. Le rapport primaire-multiple polarisé pour le cas 1 ne présentant pas de discontinuité sur une gamme étendue d'angles, la restitution de la fonction de phase polarisée peut être prise telle quelle. Pour le cas 2, les domaines autour d'une discontinuité sont à éliminer.

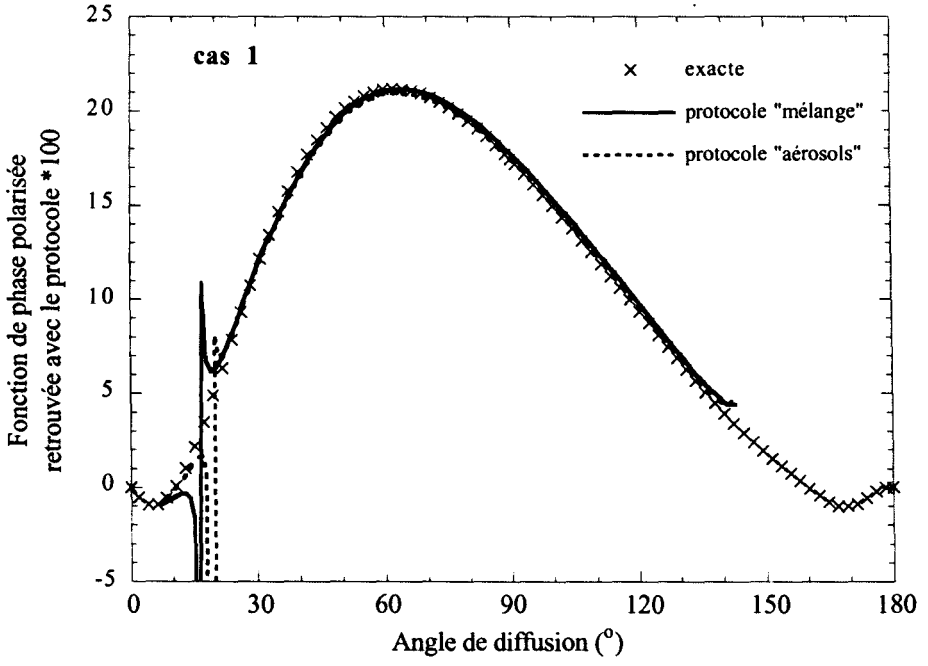


figure 21 : Cas 1, comparaison de la fonction de phase polarisée exacte avec la fonction de phase polarisée retrouvée avec les protocoles

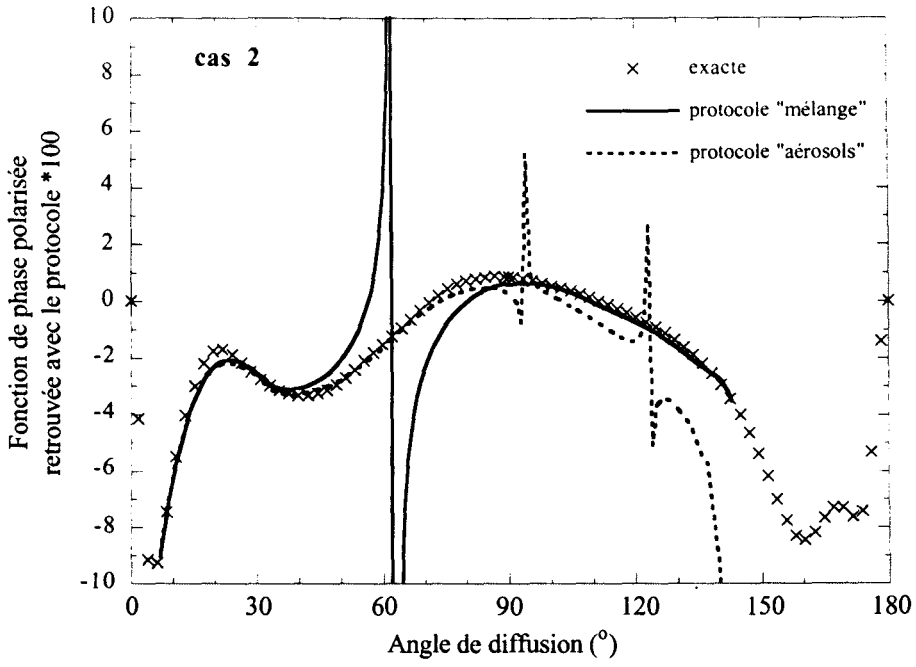


figure 22 : Même légende pour le cas 2

La figure 23 (cas 1) montre les résultats intermédiaires pour chacune des méthodes "Mélange" et "Aérosols" : sur la figure de gauche sont représentés (trait plein) le rapport "Mélange", soit $R_{Q,mél}(\theta_v)$, et la luminance polarisée du mélange mesurée $Q_{mesure}(\theta_v)$. Le produit de ces quantités fournit la luminance primaire polarisé du mélange estimée $Q^{(1)}_{mel,mes}(\theta_v)$ (en trait plein sur la figure de droite) à partir de laquelle est obtenue la fonction de phase polarisée des aérosols après la correction géométrique et de la contribution moléculaire. En pointillé, sur la figure de gauche sont représentés le rapport "Aérosols", soit $R_{Q,aér}(\theta_v)$, et la luminance polarisée des aérosols mesurée. Le produit de ces quantités fournit la luminance primaire polarisée des aérosols estimée $Q^{(1)}_{aer,mes}(\theta_v)$ (en pointillé sur la figure de droite) à partir de laquelle est obtenue la fonction de phase polarisée des aérosols après la correction géométrique. La figure 24 représente les mêmes courbes pour le cas 2. Les discontinuités qui apparaissent sur le rapport primaire-multiple polarisé se retrouvent bien sûr sur la luminance primaire estimée et par suite, sur la fonction de phase polarisée. Les domaines angulaires où le rapport évolue très vite ne sont d'aucune utilité pour obtenir la fonction de phase polarisée. Ce "défaut" est partiellement compensé par le fait que $R_{Q,mél}(\theta_v)$ et $R_{Q,aér}(\theta_v)$ ne sont pas discontinus dans le même domaine angulaire. Nous allons proposer une solution pour éviter l'apparition de ces discontinuités.

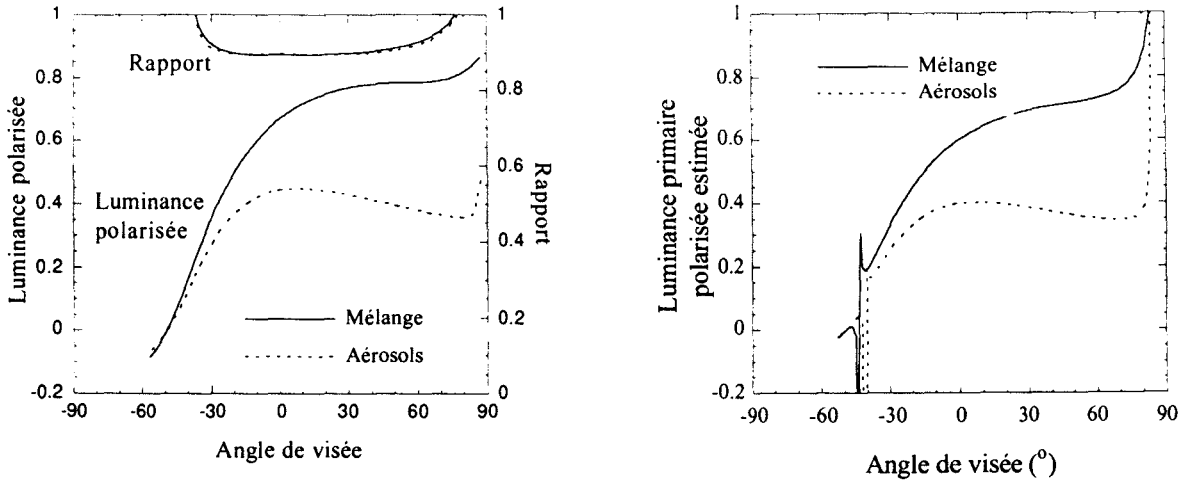


figure 23 : Cas 1, tracé des étapes intermédiaires : rapport primaire-multiple polarisé pour les protocoles "mélange" et "aérosols", luminance polarisée mesurée du mélange et des aérosols, et à droite la luminance primaire polarisée estimée suivant les deux protocoles.

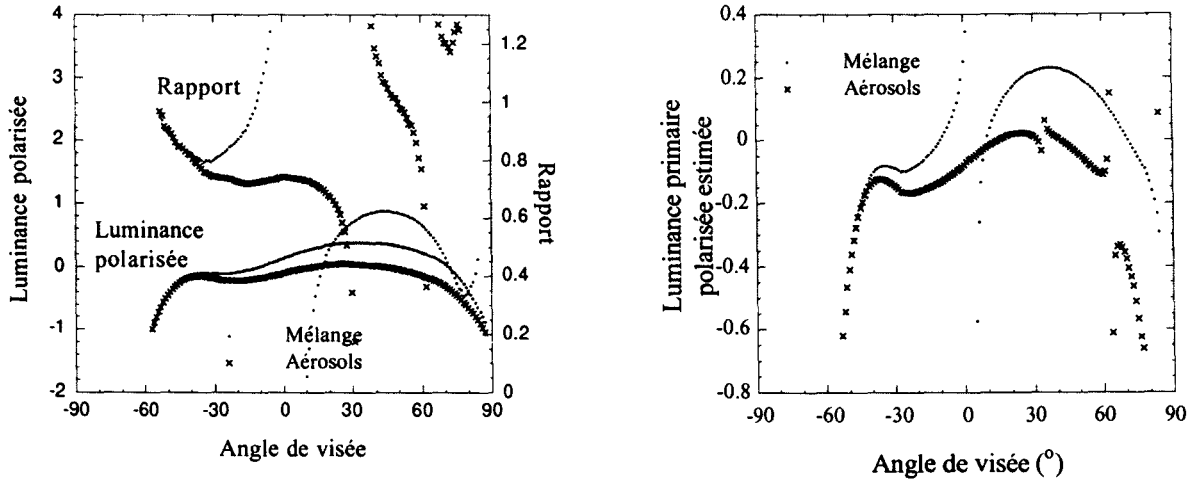


figure 24 : Même légende pour le cas 2

4.2 Aérosols polarisant comme du Rayleigh

L'exemple du cas 2 dans le paragraphe 2.4 met en évidence que ce sont les faibles valeurs de luminance polarisée des aérosols et le passage par des zéros de polarisation qui donnent des rapports qui évoluent très vite, parfois de façon discontinue. Comme le rapport est peu sensible à la fonction de phase polarisée et que de plus, la polarisation des aérosols et des molécules est découplée, on peut se demander ce que restituerait le protocole si on substituait à

$Q_{A,"départ"}$ une fonction de phase polarisée relativement monotone et ne changeant pas de signe. Ceci pourrait nous permettre d'échapper aux évolutions rapides ou discontinues du rapport. Une solution est de considérer que les aérosols polarisent comme les molécules, mais dix fois moins fortement ; ce facteur dix étant choisi arbitrairement. C'est donc l'expression :

$$Q_A(\Theta) = \frac{3}{40}\left(1 - \cos^2\Theta\right)$$

que nous utilisons pour calculer la luminance primaire polarisée du mélange et des aérosols. Dans le code des ordres successifs de diffusion, les termes γ_l sont fixés à zéros sauf γ_2 qui est fixé à $\frac{1}{10}\left(\frac{3}{2}\right)^{1/2}$. Ce n'est dons plus $Q_{A,"départ"}$ qui est utilisée.

Ce faisant, la luminance primaire polarisée est bien sûr erronée, mais la luminance multiple polarisée étant elle aussi erronée, on peut espérer que l'erreur soit en partie compensée du fait qu'on utilise le rapport des deux.

4.2.1 Cas 2

Nous avons d'abord effectué ces calculs pour le cas 2 puisqu'il pose problème. Nous avions déjà remarqué au paragraphe 1.2 (voir figure 2) que c'est la polarisation due aux molécules qui est prépondérante dans la luminance polarisée totale, la luminance polarisée des aérosols étant négative sur presque tout le domaine d'angles de visée. Ainsi, pour le cas 2, le fait de fixer la polarisation des aérosols au 1/10 de la polarisation des molécules augmente la polarisation des aérosols (figure 25) et par suite fait augmenter les luminances primaire et multiple polarisées du mélange (voir figure 26), ainsi que les luminances primaire et multiple polarisées des aérosols (figure 27). Sur la figure 28, nous avons reporté les rapports "mélange" (points) et les rapports "aérosols" (croix) obtenus avec la vraie polarisation des aérosols, puis les rapports "mélange" (trait continu) et "aérosols" (pointillé) obtenu avec les aérosols polarisant comme les molécules. Ces deux derniers sont continus et permettent donc d'obtenir une estimation de la fonction de phase polarisée des aérosols (figure 29) sans présenter de discontinuité. Cependant, comme ces rapports sont sous-estimés jusqu'à une dizaine de degré d'angle de visée, la fonction de phase polarisée retrouvée est surestimée jusqu'à environ 70° d'angle de diffusion.

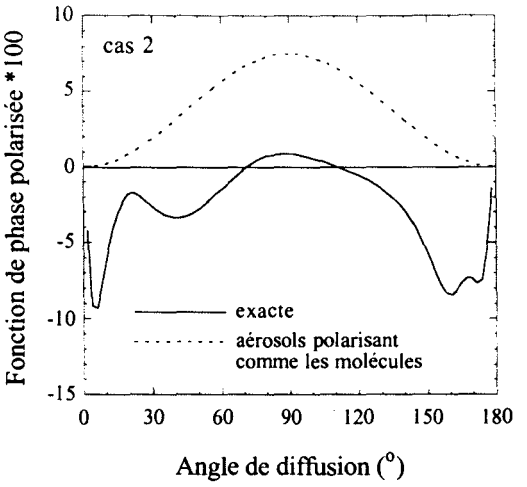


*figure 25 : Polarisation vraie des aérosols (trait continu) et aérosols polarisant comme les molécules *1/10 (pointillé)*

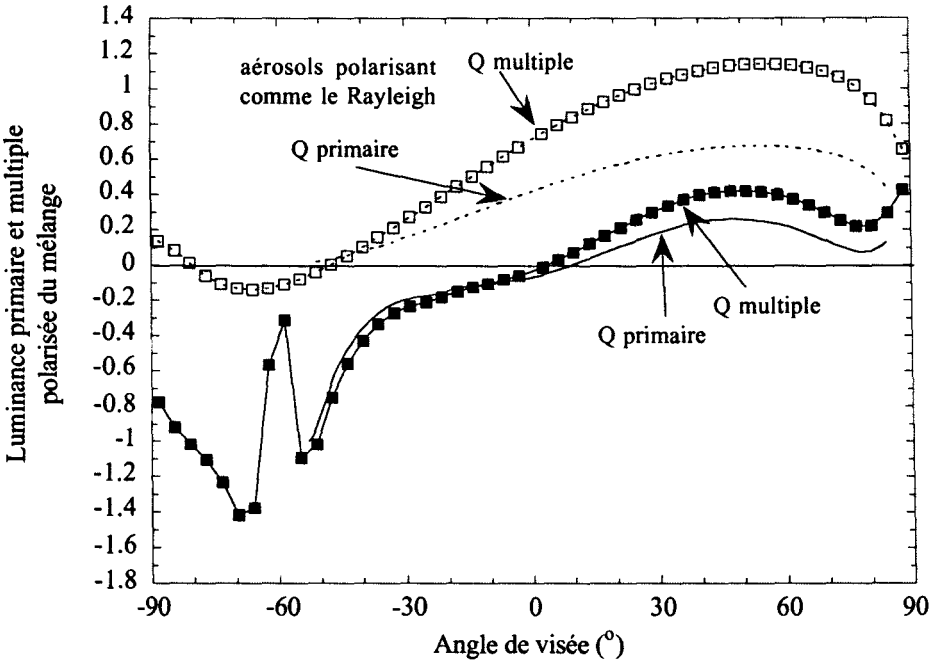


figure 26 : Luminances primaire et multiple du mélange servant au protocole "mélange". Les deux courbes du bas correspondent à la vraie polarisation des aérosols, les deux courbes du haut correspondent aux aérosols polarisant comme les molécules.

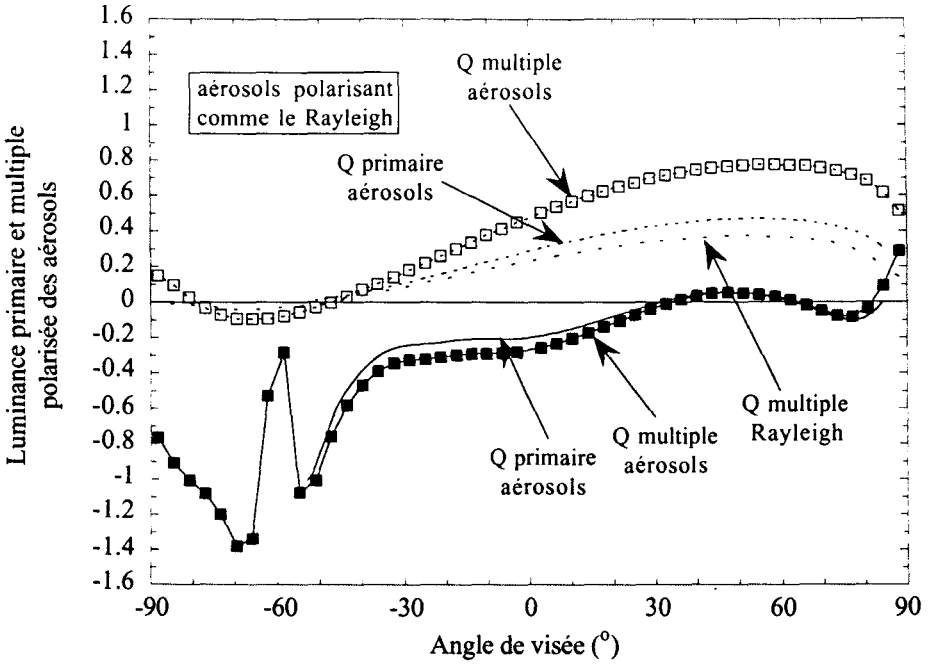


figure 27 : Même figure que la précédente pour les luminances primaire et multiple des aérosols servant au protocole "aérosols".

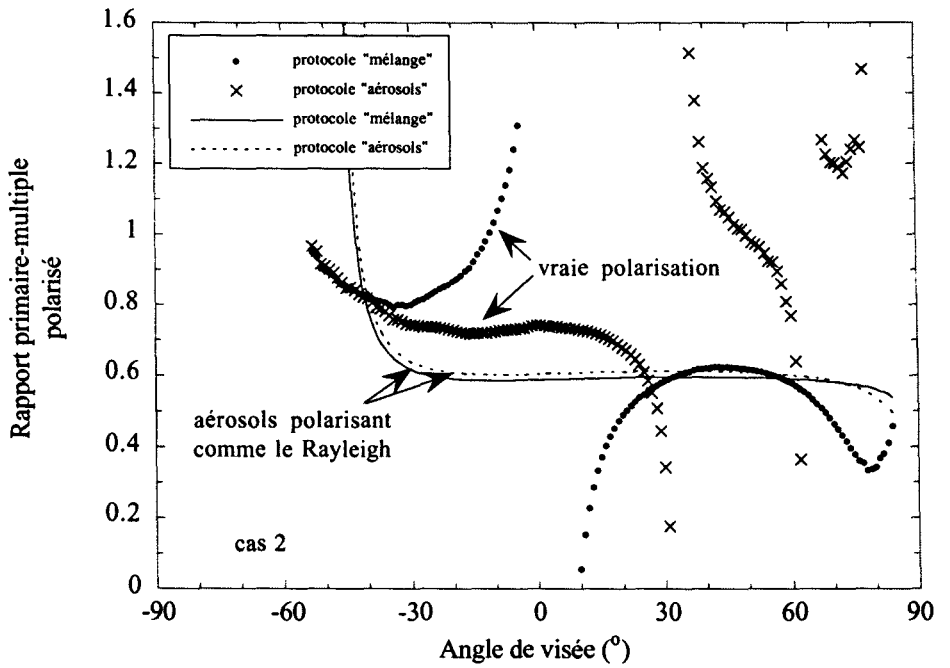


figure 28 : Comparaison des rapports "mélange" et "aérosols" pour la vraie polarisation des aérosols et pour les aérosols polarisant comme les molécules.

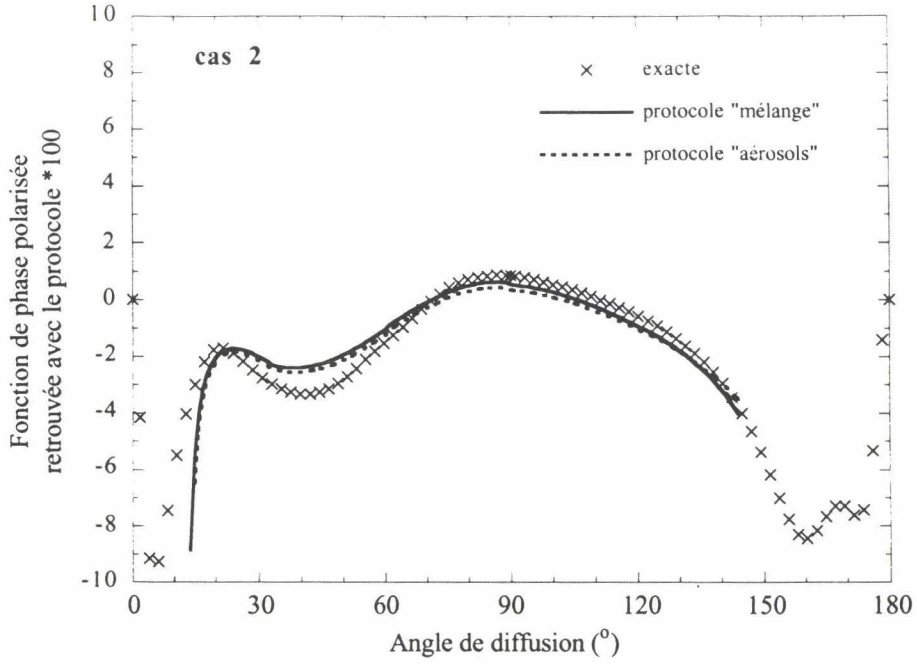


figure 29 : Fonctions de phase polarisées retrouvées avec les protocoles "mélange" et "aérosols", les aérosols polarisant comme les molécules

4.2.2 Cas 1

Le cas 1 ne présente aucune difficulté lors de l'application des protocoles "Mélange" et "Aérosols", mais par curiosité, nous avons voulu savoir ce que restitueraient ces protocoles en considérant que les aérosols polarisent comme les molécules. Pour le cas 1, le fait de fixer la polarisation des aérosols au 1/10e de la polarisation des molécules diminue la polarisation des aérosols (figure 30) et diminue également les luminances primaires et multiples polarisées du mélange et des aérosols. La figure 31 montre que la fonction de phase polarisée est très bien restituée par les deux protocoles.

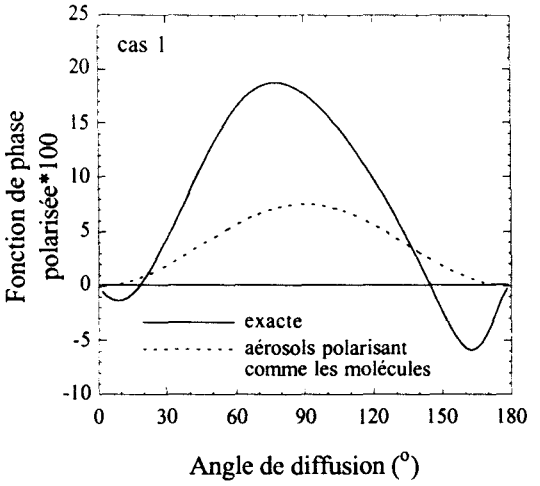


*figure 30 : Fonction de phase polarisée vraie des aérosols (trait continu) et fonction de phase polarisée obtenue lorsque l'on considère que les aérosols polarisent comme les molécules*1/10 (pointillés)*

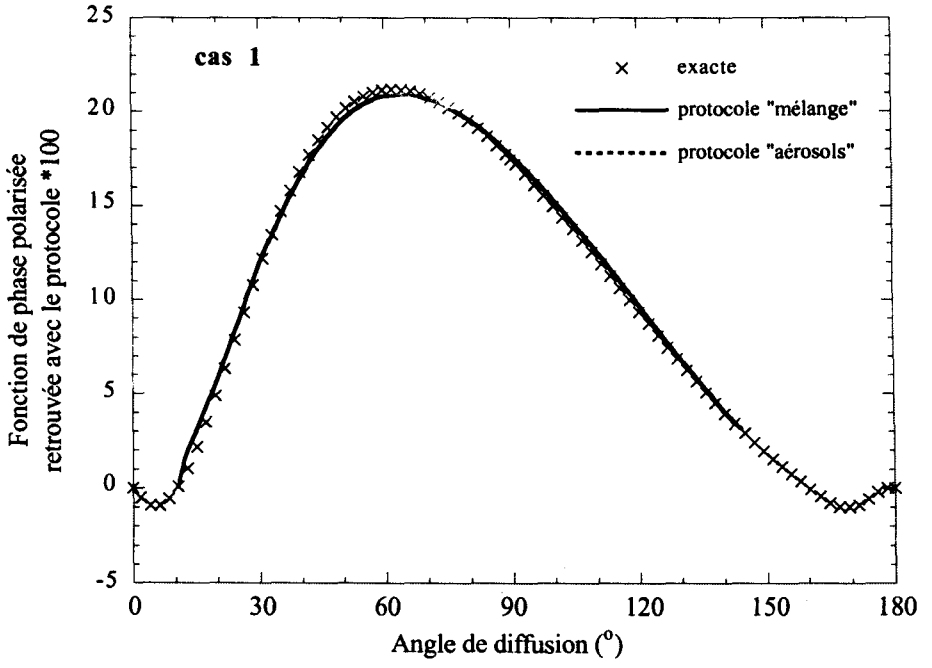


figure 31 : Fonctions de phase polarisées retrouvées avec les protocoles "Mélange" et "Aérosols", les aérosols polarisant comme les molécules

Conclusion de l'application des protocoles

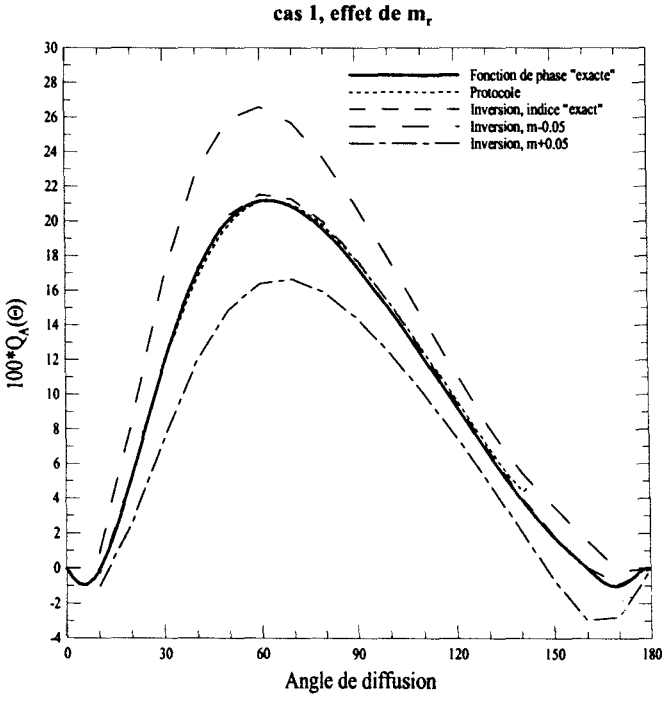
- Cas des polarisations importantes et toujours positives : les deux protocoles se valent et la fonction de phase polarisée est quasiment parfaitement restituée
- Cas des faibles polarisations : il est nécessaire d'utiliser les deux protocoles à cause de leur complémentarité
- La solution "aérosols polarisant comme les molécules" est une alternative intéressante car elle évite toute discontinuité. La fonction de phase polarisée peut être dans certains domaines d'angles un peu moins bien restituée qu'avec la vraie polarisation des aérosols, mais cette méthode alternative est capable de la donner un bon ordre de grandeur.

5. Utilisation de la fonction de phase polarisée

L'application du protocole de détermination de la fonction de phase polarisée sur des mesures simulées s'est révélée efficace : elle peut être déterminée sur un domaine d'angles de diffusion dont la limite supérieure Θ_{max} est fixée par l'angle solaire zénithal (Θ_{max}=140° dans le cadre des simulations présentées). Nous avons vu au chapitre 1 que l'inversion de la fonction de phase est possible pour une grande gamme d'indices de réfraction, et nous allons voir si la polarisation peut apporter des informations sur l'indice. Pour cela, nous moyennons d'abord les fonctions de phase polarisées déterminées par les protocoles "Aérosols" et "Mélange", puis nous la comparons à celles qui sont recalculées par la théorie de Mie à partir de la granulométrie obtenue et l'indice utilisé dans l'inversion de la fonction de phase (voir le paragraphe 7.3 du chapitre 1). Comme il s'agit ici de simulations, nous reportons également la fonction de phase polarisée simulée. Rappelons que dans le §7.3, les inversions ont été faites pour l'indice exact, puis pour des variations d'indice : $m_r \pm 0.05$ et $m_i \pm 0.005$.

5.1 Effet de m_r sur le calcul de la polarisation

Pour le cas 1, la fonction de phase polarisée est recalculée à partir des inversions effectuées pour m_r=1.35, 1.40 et 1,45 avec m_i fixé à 0.005 et le cas 2 pour m_r =1.45, 1.50 et 1.55 avec m_i =0.001. Les résultats sont tracés sur les figures 32 et 33. Ces résultats montrent très nettement qu'il est possible de retrouver la partie réelle de l'indice avec la polarisation : avec l'indice exact, nous retrouvons la polarisation avec le bon ordre de grandeur. En effet, si l'indice réel est sous-estimé de 0.05, la fonction de phase polarisée est surestimée de façon significative et inversement (±25% pour le cas 1). Pour le cas 2, avec un indice sous-estimé, la polarisation est positive de 50° à 130° et avec un indice surestimé elle est toujours négative. Avec un indice différent de l'indice exact, elles sont très éloignées de la vraie fonction de phase polarisée.



BU LILLE I

figure 32 : Effet d'un changement de la partie réelle de l'indice sur les fonctions de phase polarisées recalculées pour le cas 1

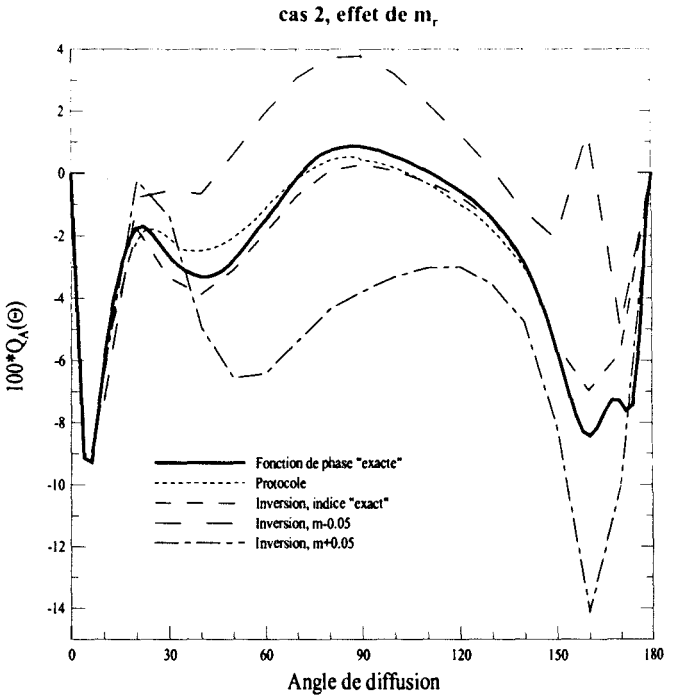


figure 33 : Même légende pour le cas 2

5.2 Effet de m_i sur le calcul de la polarisation

Les deux figures suivantes représentent les fonctions de phase polarisées recalculées à partir des résultats d'inversion pour différentes parties imaginaires de l'indice (pour le cas 1, m_i =0., 0.005 et 0.01, m_r fixé à 1.40, et pour le cas 2, m_i=0.001 et 0.005, m_r fixé à 1.50). Ces courbes montrent que la fonction de phase polarisée n'est pas sensible à une telle variation de la partie imaginaire et ne permet donc pas sa détermination.

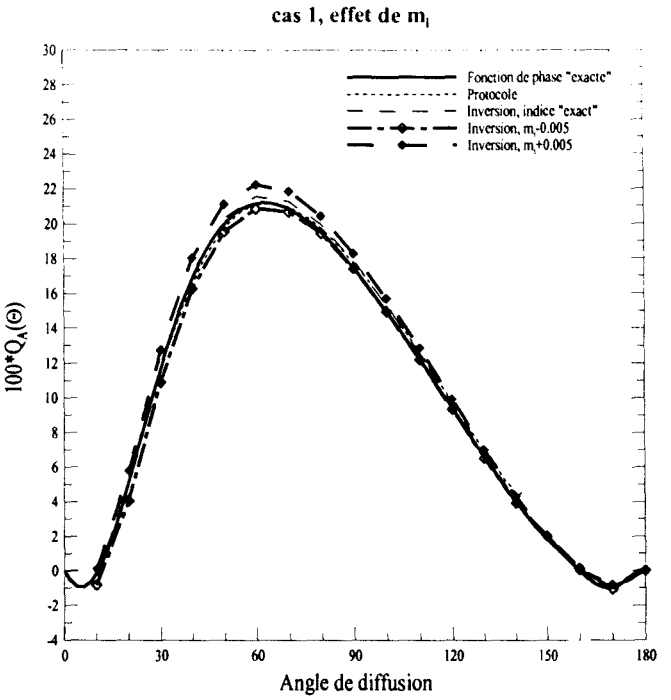


figure 34 : Effet d'un changement de la partie imaginaire de l'indice sur les fonctions de phase polarisées recalculées pour le cas 1

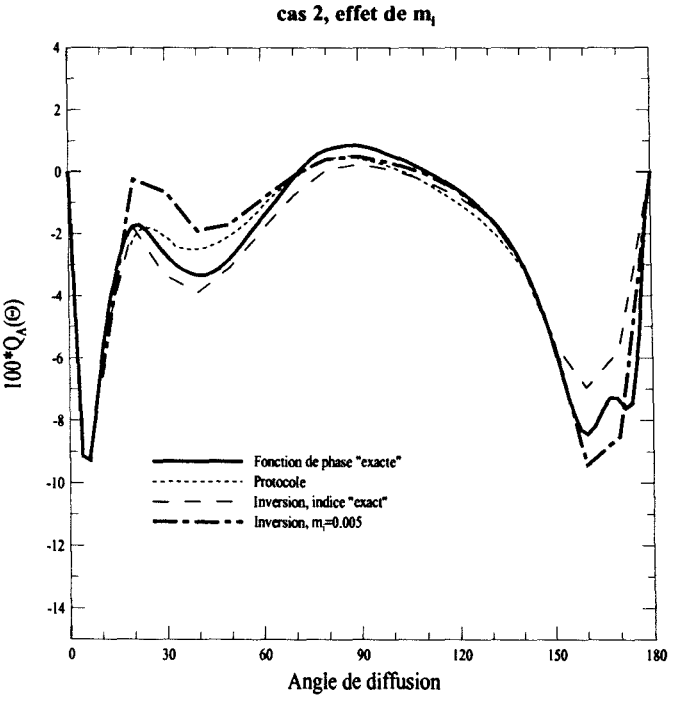


figure 35 : Même légende pour le cas 2

La partie imaginaire de l'indice ne peut pas non plus être déterminée par la variation spectrale recalculée de l'épaisseur optique. Nous pouvons en revanche avoir une idée de sa valeur en comparant l'albédo de diffusion simple déterminé avec le protocole avec le calcul retrouvé par la théorie de Mie. Sa valeur est principalement fixée par la partie imaginaire et non pas par la partie réelle. Pour le cas 1, la valeur des ω_0 donnés par la théorie de Mie indique que la partie imaginaire doit être comprise entre 0.005 et 0.01 (pour m_i=0, ω_0=1; pour m_i =0.005, ω_0=0.92; pour m_i =0.01, ω_0=0.87). Pour le cas 2, la théorie de Mie indique que la partie imaginaire doit être comprise entre 0.001 et 0.005 (pour m_i=0.001, ω_0=0.97; pour m_i =0.005, ω_0=0.91). Dans l'hypothèse où l'absorption n'est due qu'aux aérosols, il semble donc possible d'avoir une bonne estimation de la partie imaginaire.

Nous sommes donc parvenus à retrouver la fonction de phase polarisée des aérosols. Nous avons également retrouvé l'albédo de diffusion simple, et nous savons que dans le cas de mesures réelles, l'épaisseur optique des aérosols est connue avec une bonne précision. Nous calculons alors la luminance polarisée dans le plan principal avec le code des OS que nous comparons à la mesure simulée de luminance polarisée. La figure 36 montre les calculs obtenus pour trois valeurs de la partie réelle de l'indice et indique que la luminance polarisée est parfaitement restituée pour l'indice exact.

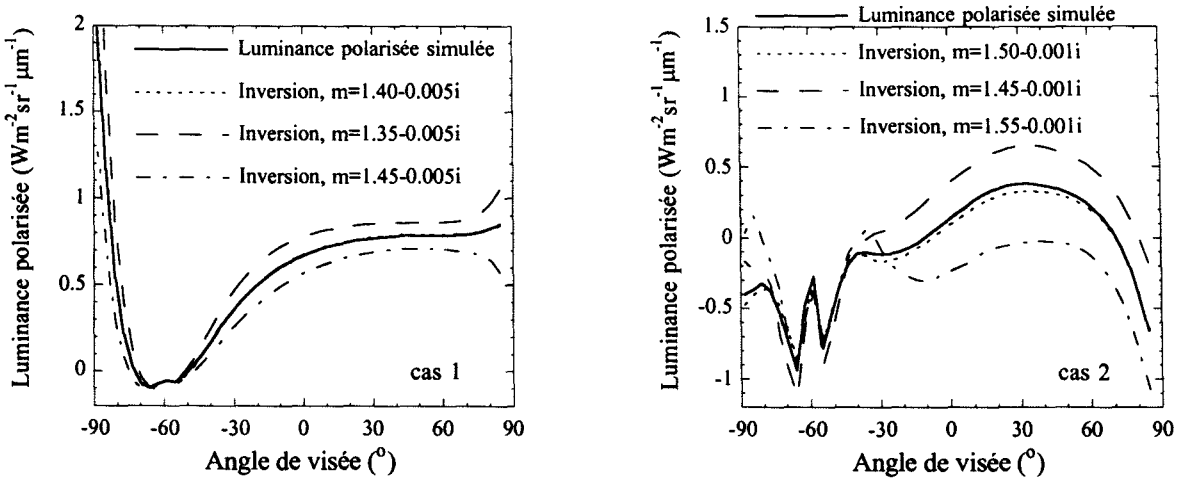


figure 36 : Luminance polarisée recalculée pour l'indice exact et ±0.05, cas 1 à gauche et cas 2 à droite

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il est possible d'obtenir la fonction de phase polarisée des aérosols à partir d'une méthode numérique qui permet de corriger des diffusions multiples le signal polarisé mesuré. Analogue à la méthode décrite au chapitre 1, elle est basée sur le calcul du rapport entre la luminance primaire polarisée et la luminance multiple polarisée. De plus, puisque la polarisation des aérosols et des molécules est découplée, il y a en fait deux méthodes possibles, l'une basée sur le rapport primaire-multiple polarisé des aérosols, l'autre sur le mélange aérosols-molécules. Elles sont tous deux valables compte tenu de leur sensibilité assez faible à la fonction de phase polarisée "de départ" et que l'épaisseur optique des aérosols est connue avec une précision suffisante. Ces rapports ont de plus une sensibilité plus faible à l'albédo de diffusion simple que le rapport primaire-multiple des luminances, si bien qu'il n'est pas possible ni de confirmer ni d'infirmer la valeur de l'albédo de diffusion simple. En revanche, nous pouvons déterminer la partie imaginaire en comparant l'albédo de diffusion simple déterminé par le protocole du chapitre 1 à ceux obtenus par la théorie de Mie. De plus, en recalculant la fonction de phase polarisée des aérosols à partir de la granulométrie issue de l'inversion de la fonction de phase, et simplement en la comparant à la fonction de phase polarisée du protocole, il est maintenant possible d'obtenir la partie réelle de l'indice de réfraction. Etant donné que cette granulométrie est déjà capable de restituer la fonction de phase polarisée, il est clair que l'inversion simultanée des deux fonctions de phase n'apportera pas d'informations supplémentaires sur la granulométrie. Cette inversion simultanée ne présente aucune difficulté particulière, et elle sera abordée sur les mesures réelles dans le chapitre 3.

Au terme de ces deux premiers chapitres, à partir de mesures simulées, nous avons montré qu'il est possible de déterminer la fonction de phase et la fonction de phase polarisée sur un grand domaine d'angles, l'albédo de diffusion simple et l'indice de réfraction des aérosols. Avec la granulométrie issue de l'inversion de la fonction de phase et avec l'indice ainsi déterminé, les fonctions de phase sont recalculées complètement (0°-180°) avec la théorie de Mie. Nous avons également montré que les luminances totale et polarisée dans le plan principal sont bien restituées.

Chapitre 3

Application à des campagnes de mesures

Introduction

Ce chapitre présente les résultats obtenus en appliquant la méthode décrite dans les deux chapitres précédents à des mesures réelles. Ces mesures ont été effectuées par le LOA sous la responsabilité de Claude Devaux, lors de campagnes de terrain auxquelles je contribue depuis 1993. Ces dernières années, elles permettent la préparation de l'expérience satellitaire POLDER (Deschamps et al., 1994). Les mesures multispectrales, multidirectionelles et de polarisation sont beaucoup plus facilement mise en œuvre à partir du sol. Elles contribuent au développement et à l'amélioration des algorithmes (campagnes MEDIMAR en Méditerranée et dans la plaine de la Crau, Deuzé et al., 1993). Ces mesures constituent de plus des "vérités terrains" lors d'expériences aéroportées du simulateur. Prochainement, elles permettront la validation de ces algorithmes. Ces mesures aident enfin à réaliser l'étalonnage en vol des capteurs satellitaires de SPOT (Santer et al., 1992).

Les campagnes considérées ici ont été menées dans le cadre de l'étalonnage des capteurs de SPOT en 1994 et en 1995 sur le site de la Crau en France (Santer et al., 1992), et dans le cadre de l'expérience HAPEX-SAHEL au Niger en 1992 (Tanré et al., 1993). Elles concernent donc les aérosols de type continental et désertique. Les mesures réalisées incluent :

• l'épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde de référence de 450 nm du photomètre ETAL, régulièrement étalonné à partir de ballons stratosphériques ou en haute altitude (Observatoire de la Jungfrau ou du Pic du Midi),

• l'épaisseur optique dans 7 canaux entre 450 et 1610 nm avec l'instrument EOP, et dans 4 canaux entre 440 et 870 nm avec un photomètre CIMEL pour les campagnes dans la plaine de la Crau,

• l'auréole solaire à 870 nm,

• la luminance totale et la luminance polarisée dans le plan principal à 850 et 1650 nm.

Rappelons que le premier maillon de toute la chaîne de traitement des données est l'étalonnage minutieux du photomètre multispectral (EOP ou le photomètre CIMEL) ainsi que la correction des diffusions multiples de l'auréole dans le but d'obtenir puis d'inverser la variation spectrale de l'épaisseur optique (entre 450 et 870 nm) et de la fonction de phase relative (entre 2° et 30°). Puisque nous avons déjà amplement commenté ce travail, nous nous limiterons à en montrer le résultat primordial qui sert de point de départ du protocole : la fonction de phase "de départ".

Pour chacune des campagnes citées, après présentation du cadre général des mesures, nous donnons en premier lieu les jeux de données sélectionnés pour analyse. Leur nombre est limité par les conditions atmosphériques et les contraintes expérimentales. En second lieu, nous montrons les résultats de l'application du protocole nous permettant de déterminer définitivement la valeur de l'albédo de diffusion simple et d'obtenir la fonction de phase des aérosols. Ensuite, nous montrons et discutons les résultats de l'inversion de la fonction de phase seule et avec la fonction de phase polarisée. Enfin, nous donnons un récapitulatif des caractéristiques des aérosols ainsi déterminées : l'albédo de diffusion simple, la granulométrie, les fonctions de phase (polarisée et non polarisée) et l'indice de réfraction. Nous montrons enfin la restitution des mesures du plan principal.

1. Campagnes de mesures sur le site de la Crau

1.1 Cadre des mesures

Depuis 1989, le L.O.A. participe contractuellement à l'étalonnage des capteurs HRV des satellites SPOT depuis 1989 : SPOT 1 (lancé en 1986), puis de SPOT 2, SPOT 3 et Hélios depuis leur mise en orbite (janvier 1990, septembre 1993 et juillet 1995 respectivement). Les résultats présentés ici s'inscrivent dans le cadre de ces campagnes d'étalonnage en 1994 et 1995.

Pour réaliser l'étalonnage en vol de ces capteurs qui opèrent dans le domaine spectral du visible, le site étalon français choisi est situé dans la Crau sèche à 40 km au sud d'Avignon (Latitude 43.57°N, Longitude 4.82°E). C'est l'ancien cône de déjection de la Durance, et la plaine est ainsi recouverte de galets de dimensions relativement homogènes entre lesquels pousse une maigre végétation servant de pâturage d'hiver pour les troupeaux de moutons transhumants. Le sol se prête mal à la culture et la zone – protégée – a été déclarée zone inconstructible pour les années à venir. Ce site a toutes les qualités requises pour servir de surface d'étalonnage : bonne uniformité spatiale, bonne stabilité temporelle de l'état de surface avec des effets directionnels faibles, une atmosphère souvent claire avec un faible taux de couverture nuageuse pendant une période significative de l'année pour permettre un étalonnage régulier. Les réflectances sont supérieures à la moyenne (ρ=0.3 dans le canal XS3) mais peu élevées comparativement au site de White Sands au Nouveau Mexique (ρ=0.65) où sont effectués les étalonnages par les Américains.

Pour utiliser la source terrestre comme source étalon, il faut être en mesure de définir le signal reçu par le capteur satellitaire. La méthode utilisée consiste à caractériser l'atmosphère et la surface au moment du passage du satellite au-dessus du site : des mesures photométriques sont effectuées par la station-sol du L.O.A. (Santer et al., 1992) et associées à des mesures de réflectance de surface effectuées par l'INRA d'Avignon (Gu et al., 1991). Le modèle d'aérosols, obtenu par inversion des mesures photométriques, et la réflectance de surface servent de données d'entrée à un code de transfert radiatif qui simule alors en terme de luminance le signal reçu par le capteur. Cette luminance est ensuite comparée aux comptes

numériques enregistrés par le capteur. La précision de l'étalonnage dépend bien sûr fortement de la qualité du modèle d'aérosols défini et de la précision sur la mesure de réflectance.

1.2 Présentation générale des campagnes 1994 et 1995 et sélection des données à inverser

La campagne 1994 a eu lieu du 18 juin au 1er juillet. Les mesures ont toutes été effectuées le matin (sauf pour le 28 juin), l'après-midi le ciel était partiellement nuageux et empêchait toute mesure d'auréole ou de luminance dans le plan principal. Du 25 au 27 juin, les conditions météorologiques défavorables n'ont pas permis de faire des mesures. La campagne 1995, qui a eu lieu du 1er au 22 juillet, a été marquée par plusieurs journées nuageuses consécutives surtout en début de campagne. Les figures 1 et 2 (campagnes 1994 et 1995 respectivement) représentent la valeur moyenne journalière de l'épaisseur optique des aérosols à 450 et à 870 nm, leur variabilité sur la période de temps considérée, ainsi que les coefficients d'Angström moyens. La valeur du coefficient d'Angström "visible", généralement comprise entre 1.3 et 1.7, (échelle de droite) est représentative de petites particules.

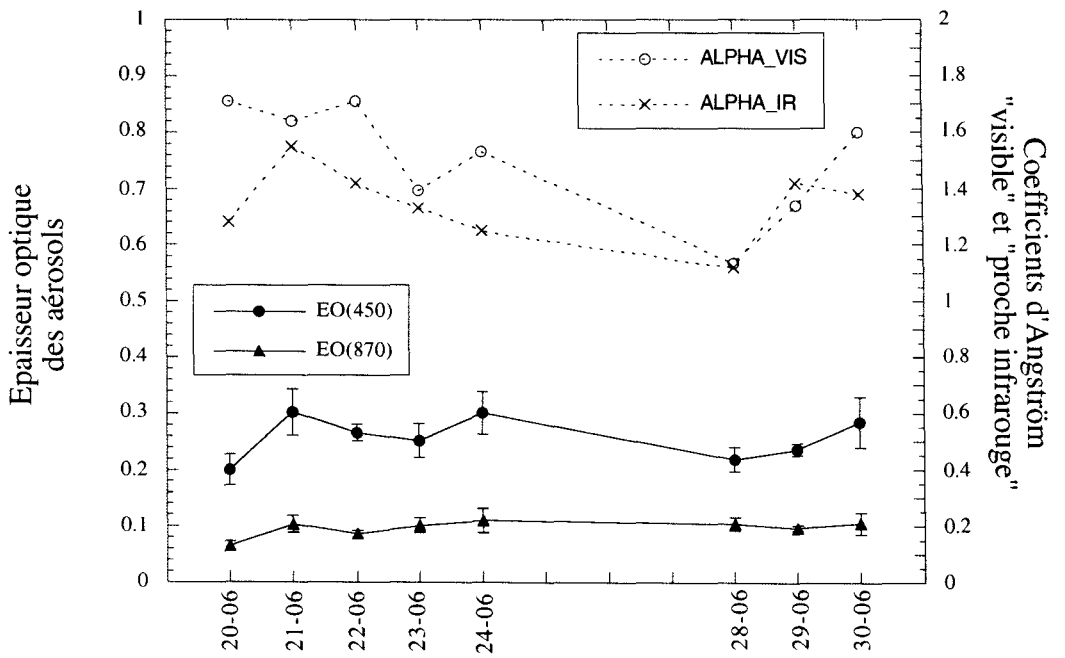


figure 1 : Epaisseur optique des aérosols à 450 et 870 nm, et coefficient d'Angström "visible"(calculé entre 450 et 870 nm) et "proche infrarouge" (calculé entre 870 et 1610 nm) durant la campagne 1994

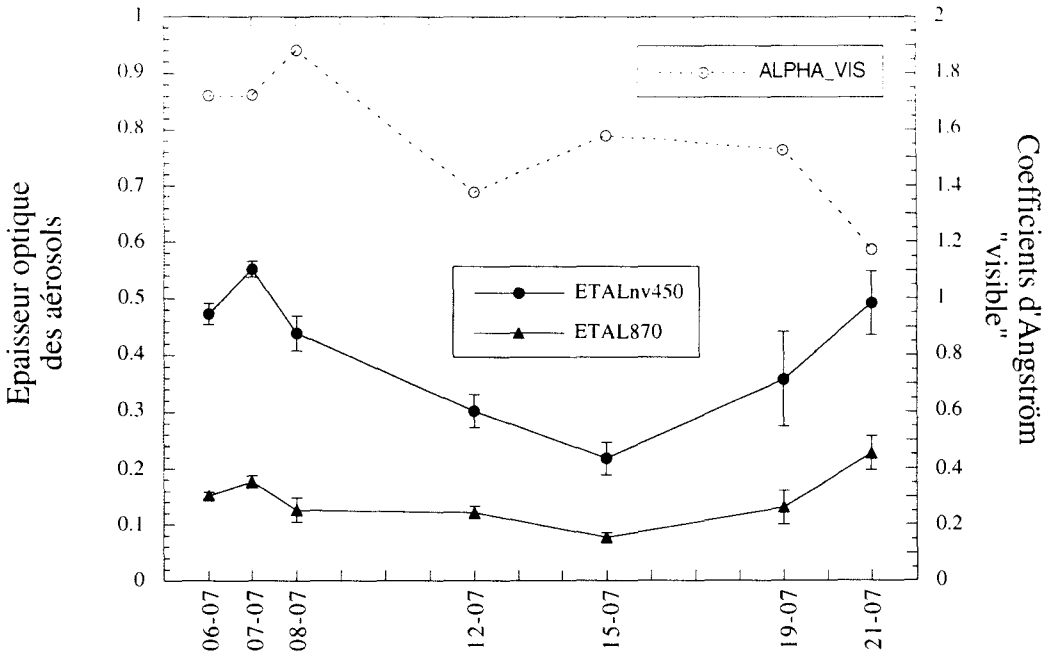


figure 2 : Epaisseur optique des aérosols à 450 et 870 nm, et coefficient d'Angström "visible"(450-870 nm) durant la campagne 1995

Huit jours au total ont été sélectionnés car l'ensemble des mesures radiométriques a pu être effectué dans de bonnes conditions. Nous disposons de plus des mesures de flux global et diffus effectuées par l'équipe de l'INRA-Avignon qui sont capitales pour valider l'albédo de diffusion simple. Ces journées correspondent aux journées d'étalonnage des capteurs de SPOT ou d'Hélios. La réduction des jeux de données est en partie liée aux contraintes expérimentales. En effet, d'une part la mesure de luminance dans le plan principal doit être faite pour de faibles élévations solaires pour pouvoir atteindre la zone de rétrodiffusion (l'avantage supplémentaire est que la surface est faiblement illuminée et les incertitudes concernant la réflectance de surface n'ont qu'une très faible influence). D'autre part, la mesure d'auréole doit être faite lorsque l'élévation solaire est plus grande, correspondant à une masse d'air de l'ordre de 1.3 à 3, pour permettre de corriger le signal des diffusions multiples de façon satisfaisante avec la méthode de Weinman et al. (1975). Ces mesures ne sont donc pas toujours faites simultanément, et l'intervalle de temps peut parfois atteindre 2 heures 30. Il faut par conséquent s'assurer que les propriétés des aérosols n'ont pas varié entre-temps. Nous utilisons pour cela le coefficient d'Angström qui renseigne sur la taille des particules : s'il n'a pas varié de façon significative (voir les courbes 3 et 4 comme exemple), nous considérons que le type d'aérosols n'a pas évolué. Bien sûr, l'acquisition de jeux de données complets dépend fortement des conditions

météorologiques dont nous subissons parfois les caprices : il arrive que le ciel soit parfaitement dégagé au lever du soleil, et que des nuages se développent en cours de demi-journée (cumulus en général). La mesure de luminance dans le plan principal est donc faisable, mais pas la mesure d'auréole. Un vent trop fort peut également empêcher toute mesure d'auréole à cause de la longueur du canon de l'auréolemètre.

Nous avons représenté sur les figures 3 et 4 les variations journalières de l'épaisseur optique des aérosols à 450 nm données par ETAL et du coefficient d'Angström calculé en moyennant sur une demi-heure les épaisseurs optiques à 450 et 870 nm. Pour chaque jour, nous avons également reporté l'heure de la mesure d'auréole (A) et de la luminance dans le plan principal (P) sélectionnées pour l'inversion. Nous pouvons remarquer que le coefficient d'Angström n'a pas varié entre ces deux mesures. Le tableau 1 résume pour RADISOL (en grisé) : l'angle solaire zénithal, l'angle de diffusion maximum accessible correspondant et l'épaisseur optique des aérosols à 850 nm ; pour l'auréolemètre : le coefficient d'Angström et la masse d'air au moment de la mesure. La valeur moyenne de la réflectance de surface mesurée sur le site expérimental et confirmée par la mesure de SPOT est de $\rho_s(850\ nm)=0.3$.

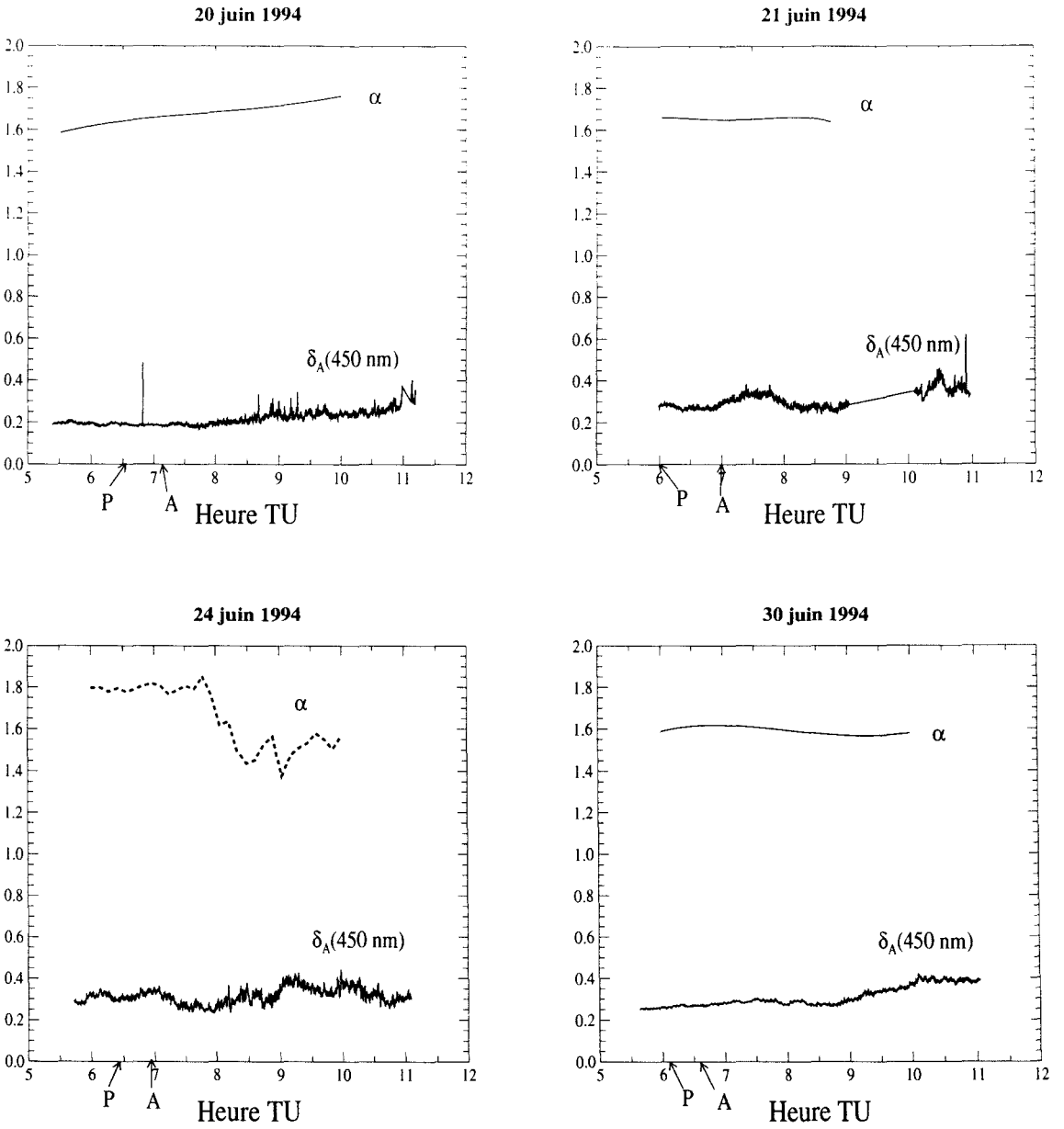


figure 3 : Campagne 1994 : Variations journalières de l'épaisseur optique à 450 nm et du coefficient d'Angström. Heure des mesures sélectionnées pour l'inversion et l'application du protocole (luminance dans l'almucantar (A) et dans le plan principal (P))

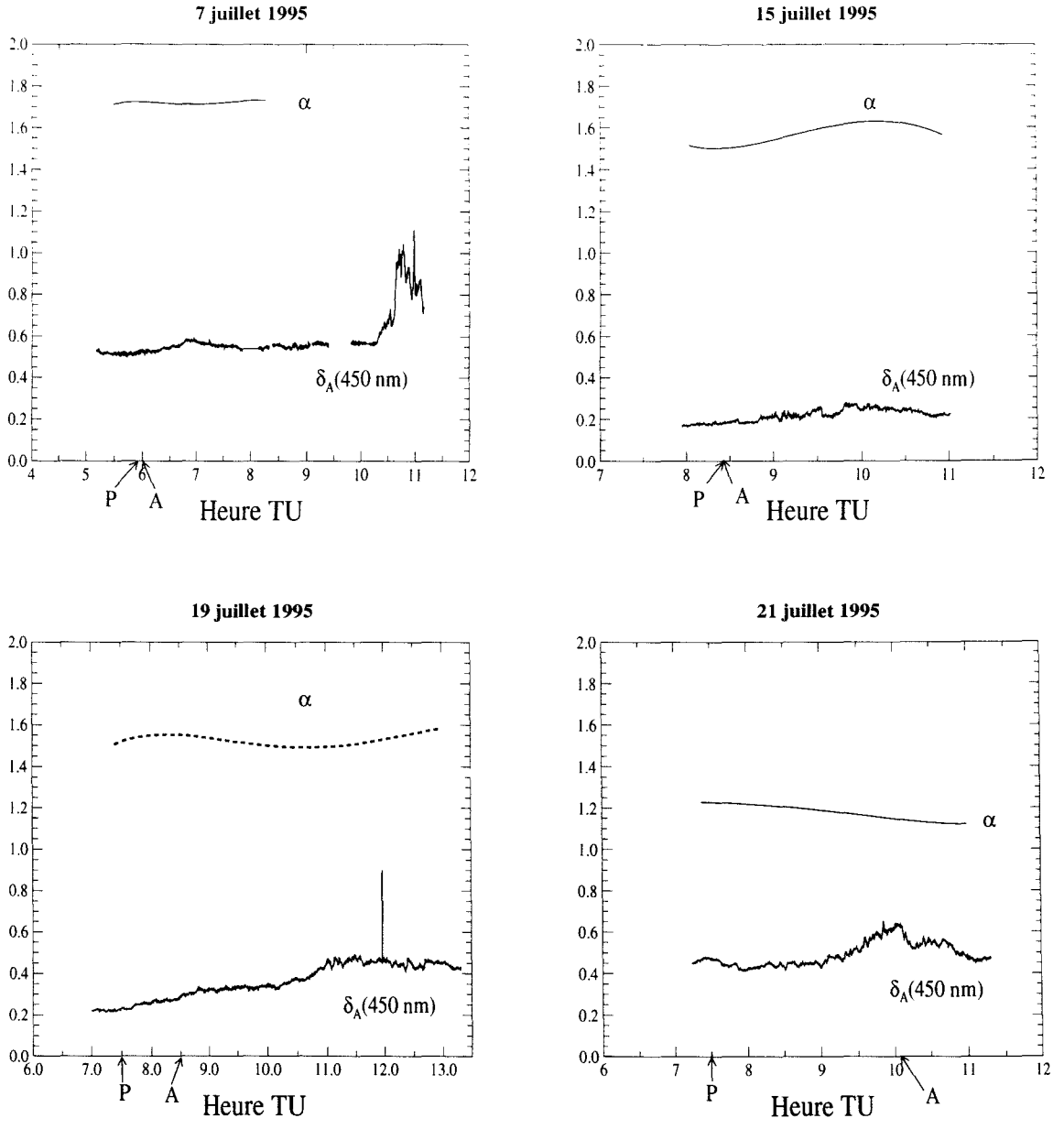


figure 4 : Même légende pour la campagne 1995

Date	θ_s (Θ_{max})	$\delta_A(\lambda=850\ nm)$	α	m
20 juin 1994	-64.90° (140°)	0.057	1.65	1.9
21 juin 1994	-70.48° (140°)	0.100	1.65	2
24 juin 1994	-67.09° (140°)	0.125	1.7	2.1
30 juin 1994	-70.57° (140°)	0.140	1.6	2.3
7 juillet 1995	-72.64° (150°)	0.172	1.7	3.1
15 juillet 1995	-47.15° (120°)	0.075	1.55	1.4
19 juillet 1995	-57.41° (130°)	0.085	1.55	1.4
21 juillet 1995	-58.11° (140°)	0.215	1.15	1.1

tableau 1 : Angle solaire zénithal et épaisseur optique des aérosols au moment de la mesure de luminance dans le plan principal, coefficient d'Angström et masse d'air au moment de la mesure d'auréole.

1.3 Résultats du protocole

Les résultats des calculs préliminaires pour déterminer la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple des aérosols sont illustrés par le 21 juin 1994 (figures 5a à 9a) et par le 7 juillet 1995 (figures 5b à 9b). Ces calculs ont été effectués pour des valeurs d'albédo de diffusion simple (ω_0) variant de 0.85 à 0.95 pour le 21-06-94 et variant de 0.70 à 0.90 pour le 07-07-95. Leur fonction de phase "de départ" respective est montrée sur la figure 7.

La figure 5 montre les luminances primaire $L_{mel}^{(1)}(\theta_V)$ et multiple $L_{mel}^{(mul)}(\theta_V,\rho_S=0)$, ainsi que leur rapport. L'angle solaire zénithal est élevé et pour les grands angles de visée, la contribution des diffusions multiples peut atteindre près de la moitié de la luminance totale.

Nous avons reporté sur la figure 6 l'estimation de la contribution du sol [notée $\Delta L(\theta_v)$] dans la luminance mesurée, elle correspond à la différence entre $L_{mel}^{(mul)}(\theta_V,\rho_S)$ (le sol est supposé lambertien dans le code des ordres successifs de diffusion) et $L_{mel}^{(mul)}(\theta_V,\rho_S=0)$. Nous constatons que son influence est faible dans la luminance descendante et s'explique par la faible élévation solaire. Nous pourrions montrer que le choix de la fonction de phase "de départ" n'est

pas critique pour la correction de la luminance descendante de l'effet de sol et que l'ordre de grandeur de $\Delta L(\theta_v)$ reste le même. La figure 7 montre les fonctions de phase obtenues pour la série de ω_0 et la figure 8 montre ces mêmes fonctions de phase multipliées par $\sin\Theta$ servant au calcul de la norme. A cause de la valeur de l'angle solaire zénithal, Θ_{max} vaut 150° environ et les mesures ne sont pas accessibles de 0 à 2° car l'auréolemètre sature. La figure 8 montre aussi que, dans le domaine d'angles où la fonction de phase n'est pas accessible par la mesure, la contribution de $P_A(\Theta).\sin\Theta$ dans le calcul de la norme est relativement faible. Ceci est justifié par les figures 9a et 9b sur lesquelles nous avons tracé en fonction de l'albédo de diffusion simple, la valeur de l'intégrale calculée sur le domaine d'observation de 2 à 150° (en pointillé) et de 0 à 180° en translatant la fonction de phase de départ (de Θ_{max} à 180°) comme expliqué au chapitre 1 (paragraphe 6.1.3, équation n° 25). La figure 9c montre la valeur de cette intégrale en fonction de l'albédo de diffusion simple pour les deux campagnes de mesures. Les valeurs d'albédos de diffusion simple déterminées par cette méthode sont reportées dans la tableau 2 §1.6.

Pour chaque jour, nous avons ainsi déterminé simultanément la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple : ce sont ceux pour lesquels la norme vaut 2.

Puisque que la valeur de l'albédo de diffusion simple est connue, nous pouvons ensuite calculer la luminance primaire polarisée, la luminance multiple polarisée ainsi que leur rapport. Nous pouvons donc appliquer le protocole de détermination de la fonction de phase polarisée, défini au deuxième chapitre, à la luminance polarisée mesurée. Nous avons ainsi également obtenu les fonctions de phase polarisées de 2 à Θ_{max} (Θ_{max}=120°, 130°, 140° ou 150° selon les cas) pour chaque journée de mesures.

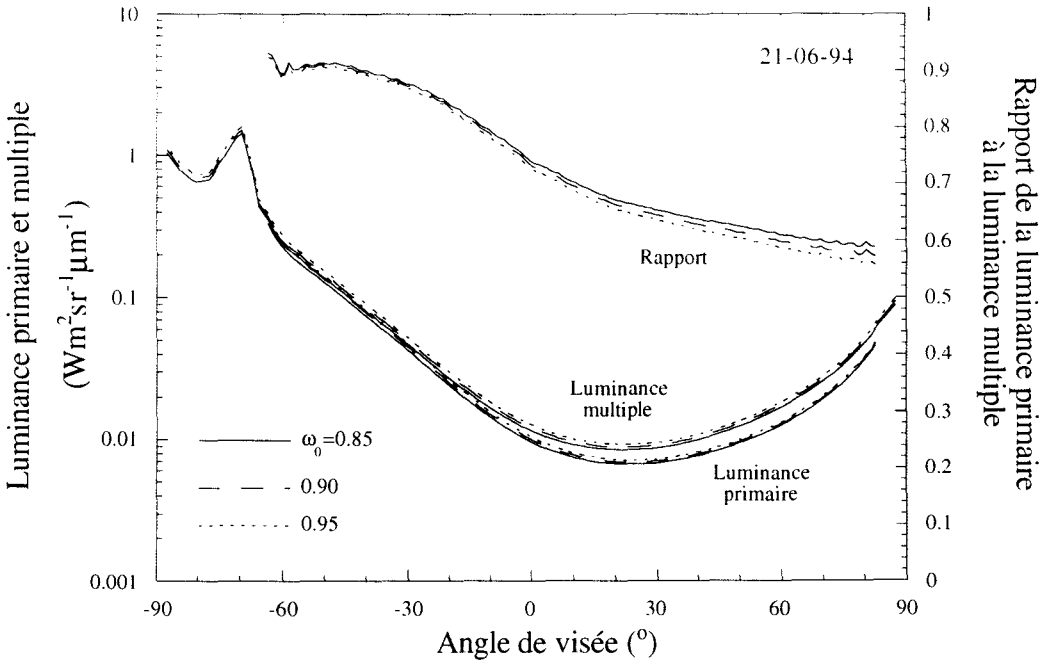


figure 5a : Luminances primaire et multiple et leur rapport obtenus pour 3 ω_0, cas du 21-06-94

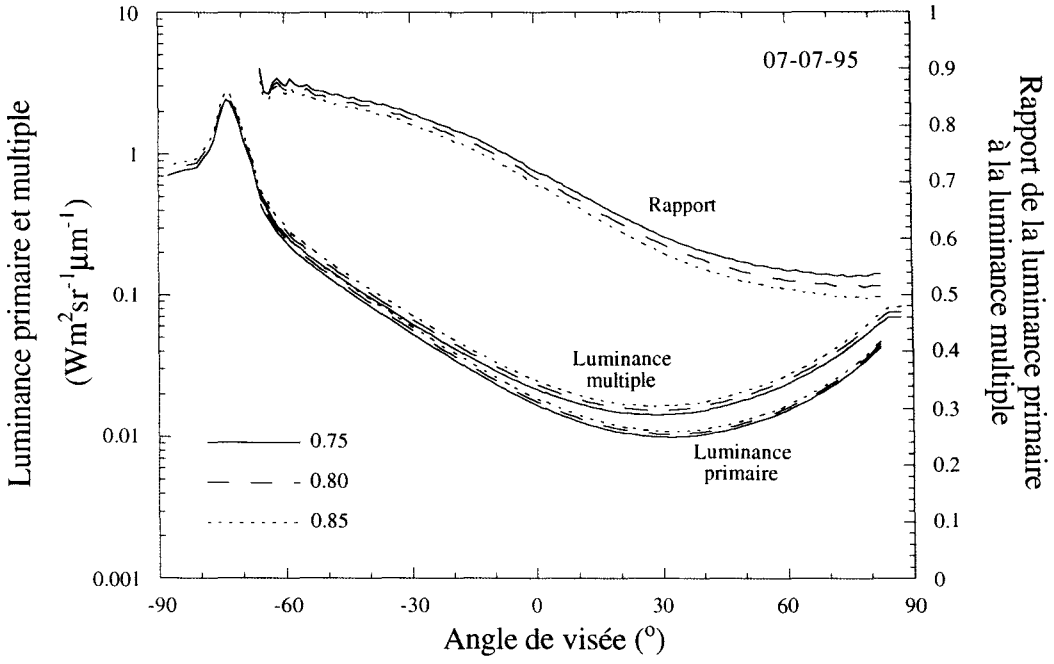


figure 5b : Même légende pour le 07-07-95

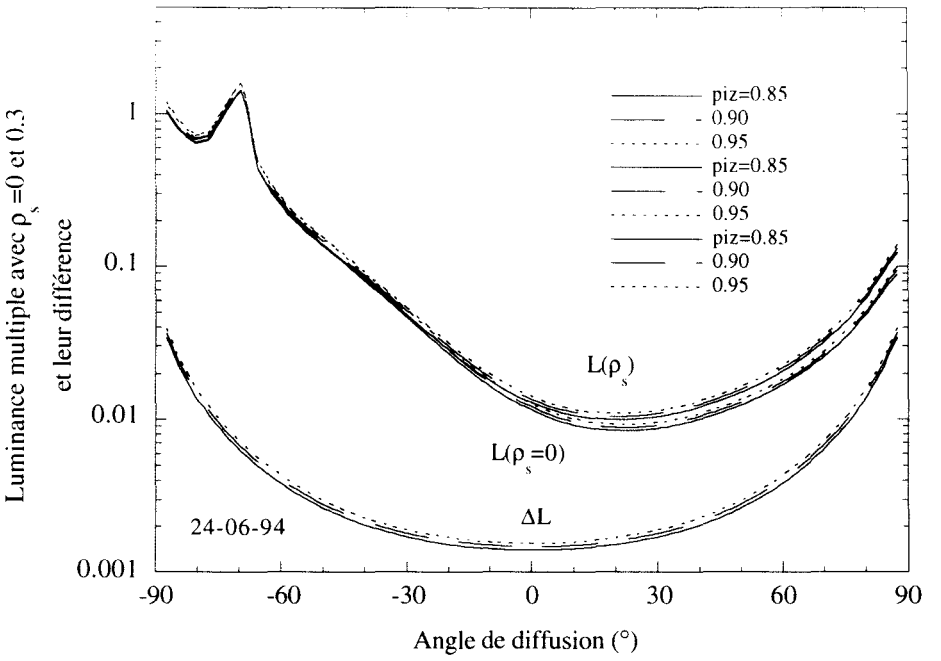


figure 6a : Contribution du sol dans la luminance, cas du 21-06-94

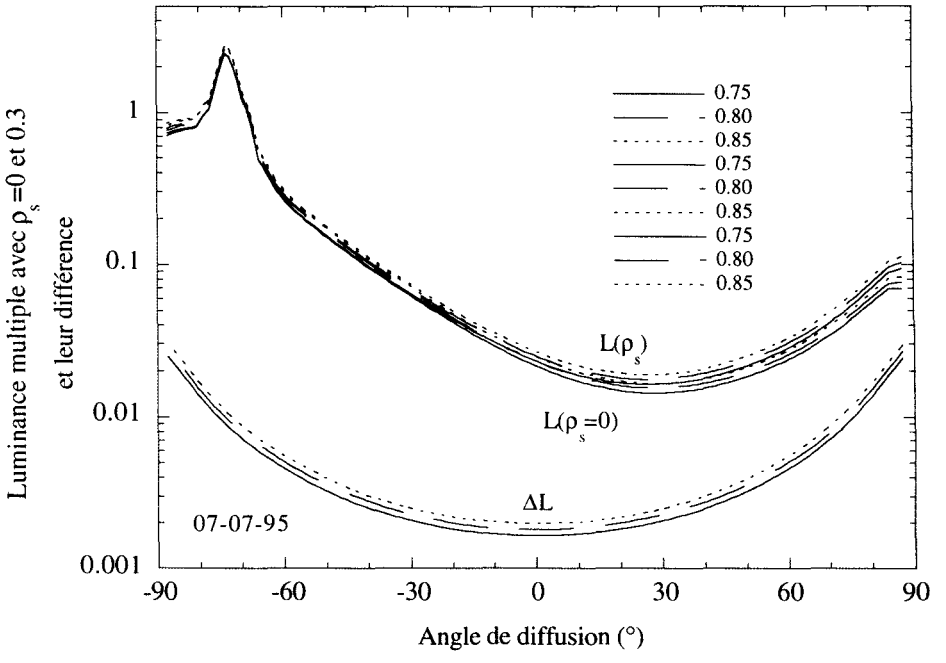


figure 6b : Même légende pour le 07-07-95

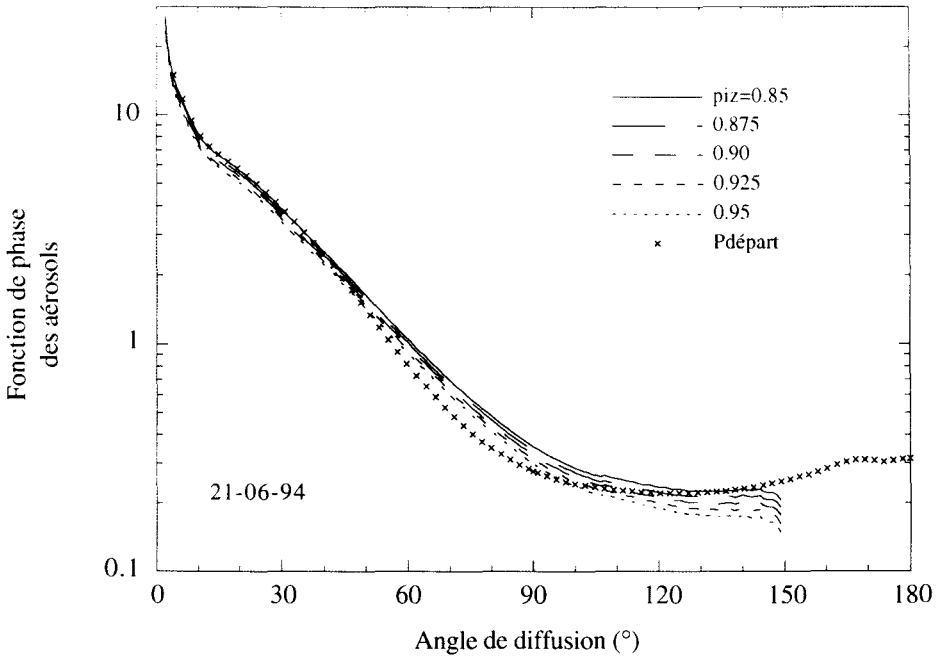


figure 7a : Fonctions de phase obtenues avec le protocole pour plusieurs ω_0 de 0.85 à 0.95 à partir de la fonction de phase "de départ" (croix), cas du 21-06-94

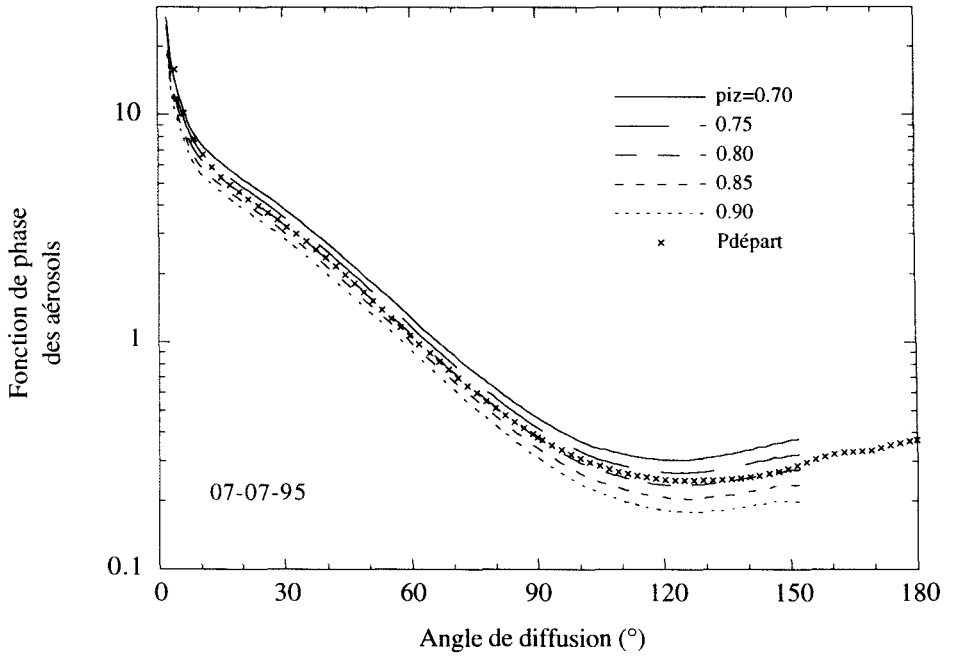


figure 7b : Même légende pour le 07-07-95, ω_0 variant de 0.70 à 0.90

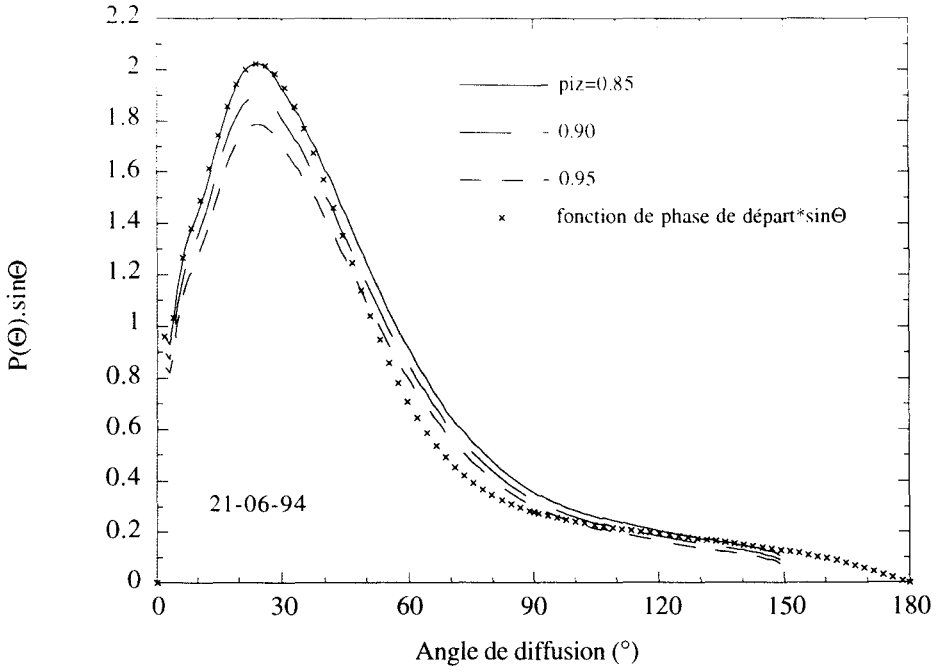


figure 8a: Les fonctions de phase tracées sur la figure précédente sont ici multipliées par $\sin\Theta$, permettant ainsi de montrer l'influence relative des mesures manquantes dans le calcul de la norme

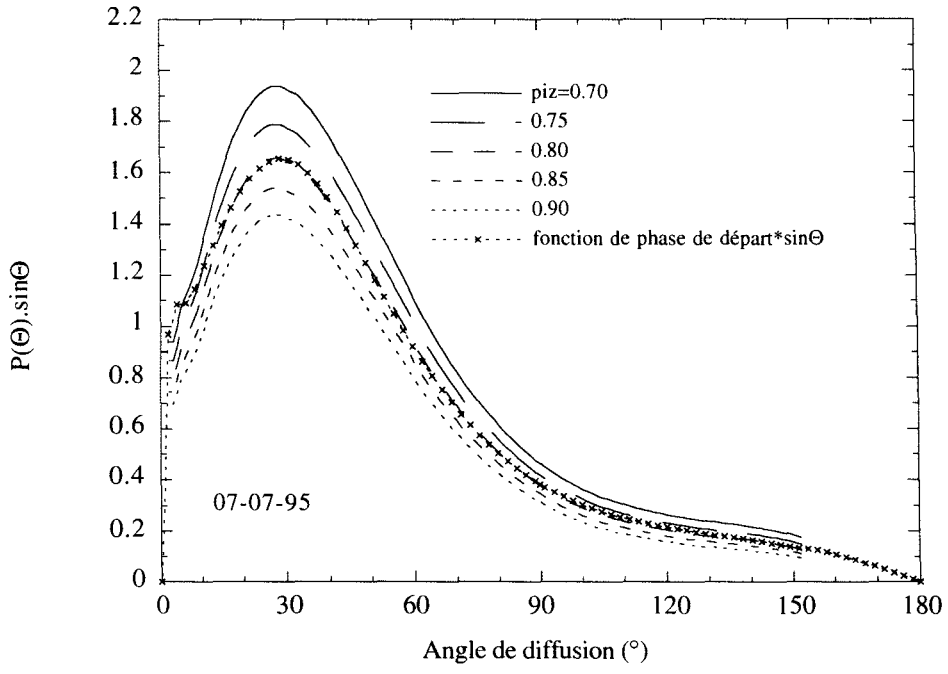


figure 8b : Même légende pour le 07-07-95

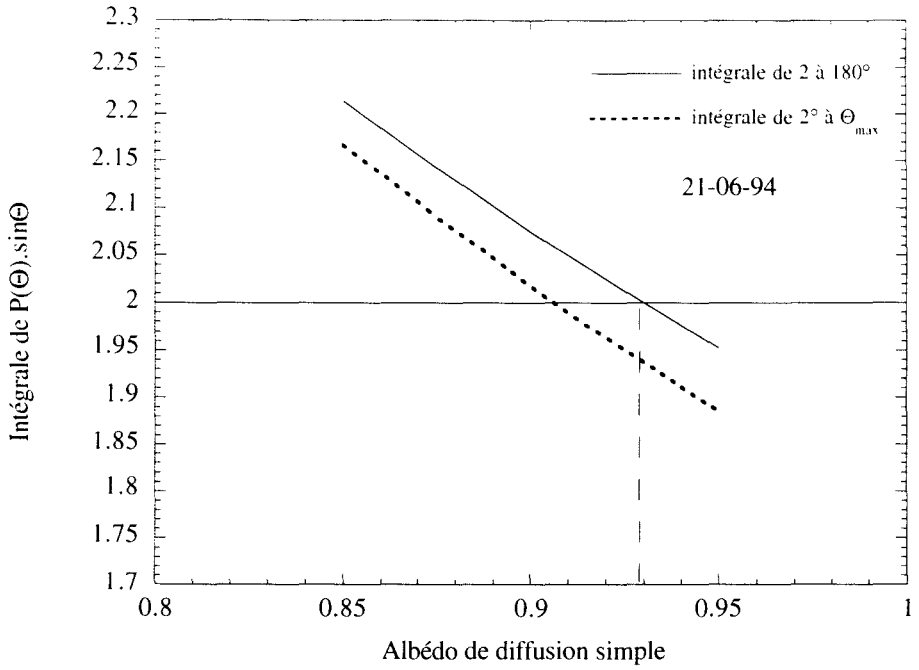


figure 9a : valeur du calcul intégral de $P(\Theta)\sin\Theta d\Theta$ pour chacune des fonctions de phase obtenue avec le protocole en fonction de phase de l'albédo de diffusion simple. En trait continu : le calcul est effectué de 2 à 180°, en translatant la fonction de phase de départ de 150 à 180° comme expliqué dans le paragraphe 6.1.3 du chapitre 1; en pointillé : le calcul est effectuée sur le domaine d'angles de diffusion correspondant aux observations.

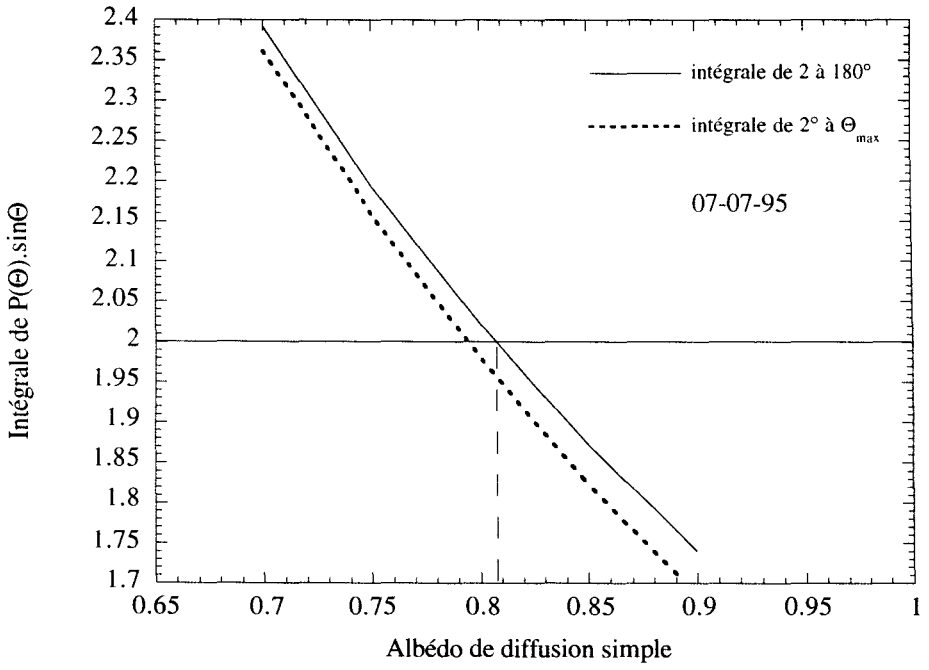


figure 9b : Même légende pour le 07-07-95

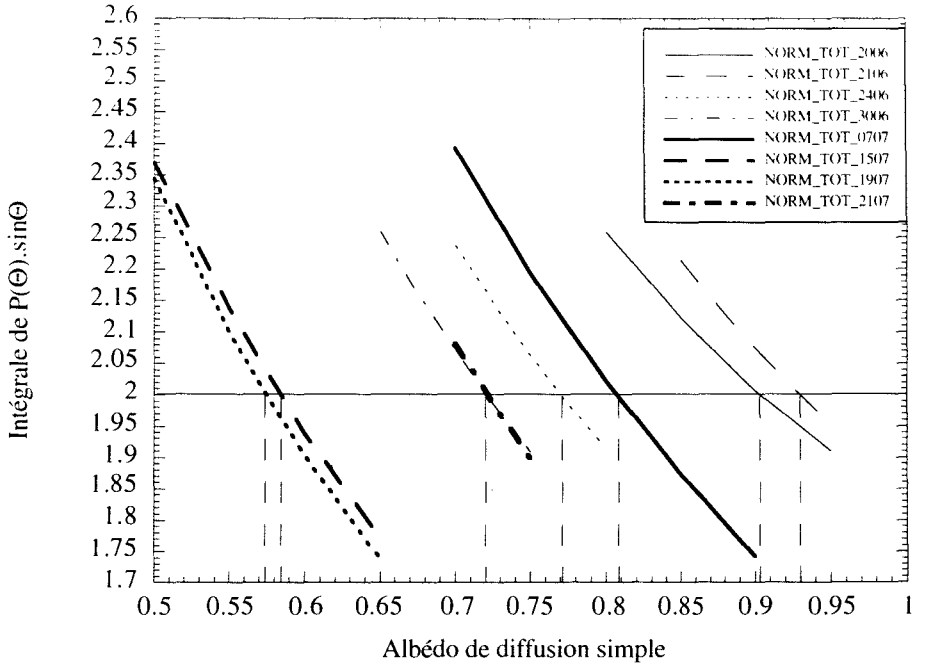


figure 9c : valeur du calcul intégral de $P(\Theta)\sin\Theta d\Theta$ de 2° à 180° en fonction de l'albédo de diffusion simple pour les deux campagnes de mesures

1.4 Inversion de la fonction de phase

Pour chaque jour, nous avons déterminé jusqu'à présent la fonction de phase, la fonction de phase polarisée et l'albédo de diffusion simple. L'étape suivante consiste à déterminer les caractéristiques physiques des aérosols : granulométrie et indice de réfraction. Pour cela, nous inversons la fonction de phase donnée par le protocole pour plusieurs indices de réfraction. A partir de chacune des granulométries obtenues, nous calculons la fonction de phase polarisée à l'aide de la théorie de Mie et nous la comparons à celle donnée par le protocole. Nous illustrons les résultats obtenus avec le cas du 07-07-95 sur la figure 10. Pour les trois parties réelles utilisées, l'inversion restitue parfaitement la fonction de phase obtenue avec le protocole (mieux que 1% quelque soit l'angle de diffusion). Cette figure montre que la fonction de phase polarisée permet de déterminer l'indice de réfraction : les fonctions de phase polarisées calculées indiquent que l'indice réel de 1.50 est celui qui convient le mieux.

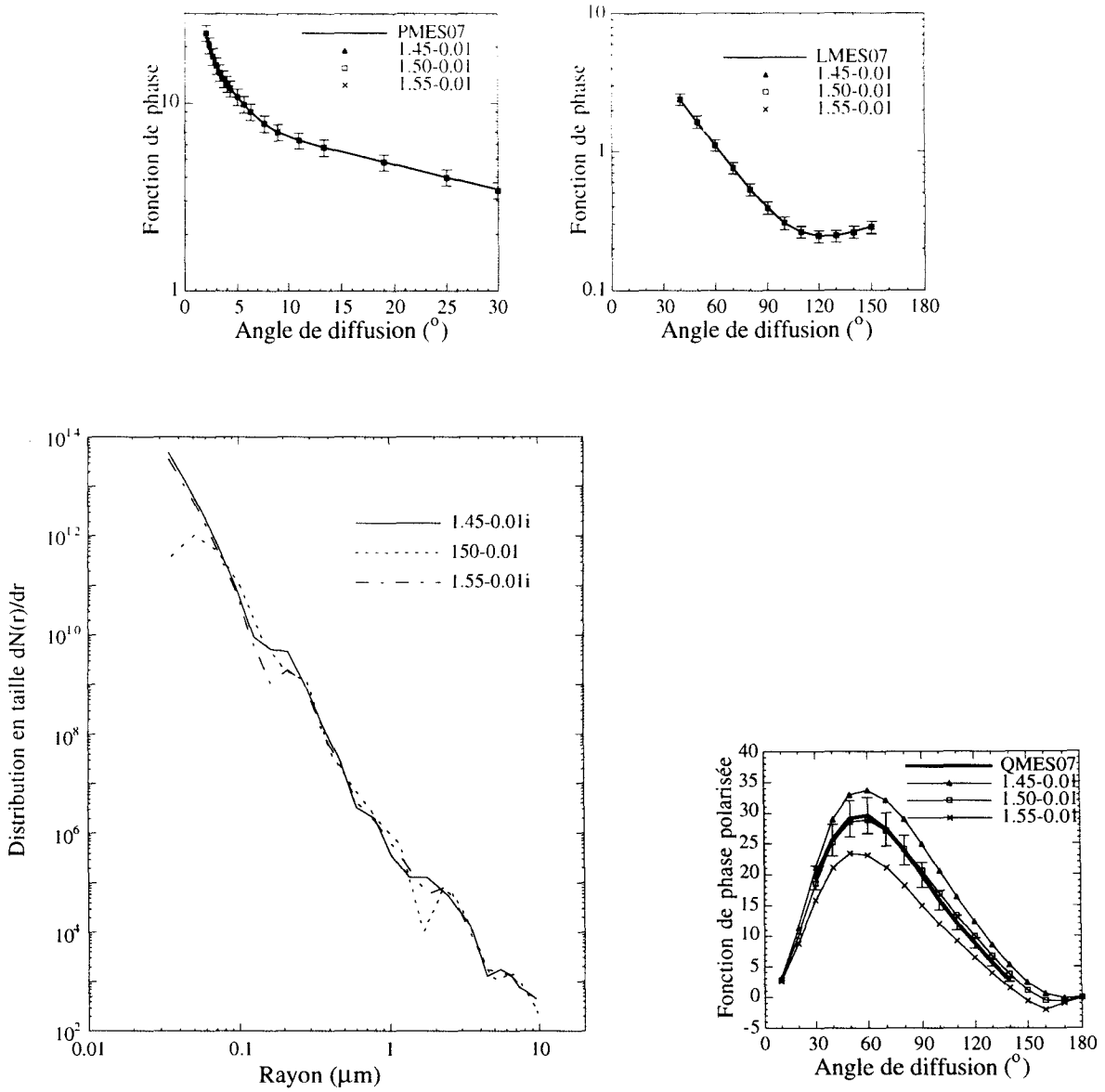


figure 10 : Inversion de la fonction de phase déterminée avec le protocole de 2° à 150° (les deux courbes du haut) pour 3 indices pour le cas du 07-07-95, en bas : granulométries correspondantes et fonctions de phase polarisées recalculées, comparée à la fonction de phase polarisée "mesurée", c'est-à-dire déterminée en appliquant le protocole sur les mesures de luminance polarisée

1.5 Inversion de la fonction de phase et de la fonction de phase polarisée

Lors des campagnes dans la plaine de La Crau, il est toujours possible de trouver une partie réelle restituant la fonction de phase polarisée (sauf pour le 21-07-95, nous en reparlons ci-après). Ainsi, une fois cette partie réelle déterminée, nous inversons simultanément les

fonctions de phase (polarisée et non polarisée) lorsque nous cherchons à déterminer la partie imaginaire de l'indice. Pour cette inversion (toujours selon la méthode de contrainte linéaire de King), il suffit de rajouter des lignes à la matrice correspondant à $Q_A(\Theta)$, Θ variant de 40° à Θ_{max} par pas de 10°.

La figure ci-dessous montre les résultats obtenus pour l'indice réel (m_r) égal à 1.50 avec les parties imaginaires (m_i) égales à 0.01 et 0.02. A partir de la granulométrie issue de l'inversion pour ces deux indices, nous avons également calculé les variations spectrales de l'épaisseur optique. Nous les avons normalisées à la valeur de l'épaisseur optique mesurée à 870 nm :

$$\delta_c(\lambda) = \frac{\delta_c(\lambda)}{\delta_c(870\text{nm})}\ \delta_{mes}(870\text{nm})$$

Calculs et mesures sont reportés sur la figure 11 : la variation spectrale est bien respectée mais ne permet pas de déterminer la partie imaginaire de l'indice.

Pour déterminer la valeur de la partie imaginaire de l'indice, nous allons comparer les valeurs d'albédo de diffusion simple à la valeur donnée par le protocole. Les valeurs de l'albédo de diffusion simple sont en effet différentes selon la valeur de l'indice imaginaire utilisée dans l'inversion. Nous avons vu au chapitre 1 que le protocole de détermination de la fonction de phase est appliqué pour plusieurs valeurs de l'albédo de diffusion simple et que la fonction de phase de phase retenue (et donc l'albédo de diffusion simple correspondant) est celle dont la norme vaut 2 :

$$\int_0^{\pi} \bar{P}(m,\Theta_i)\sin\Theta d\Theta = 2$$

ou encore que :

$$\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi\, r^2 Q_{diff}(m, r/\lambda)\, n(r)\, dr = 1$$

comme par définition, l'albédo de diffusion simple s'écrit :

$$\omega_0 = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{diff}(m,r\ \lambda)\ n(r)\,dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{ext}(m,r\ \lambda)\ n(r)\,dr}$$

il reste que :

$$\omega_0 = \frac{1}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{ext}(m,r\ \lambda)\ n(r)\,dr}$$

ce qui implique qu'à 870 nm, $\delta^*_{mes}(870nm) = \frac{1}{\omega_{0\ (protocole)}}$ et à chaque longueur d'onde :

$$\delta^*_{mes}(\lambda) = \frac{\delta_{mes}(\lambda)}{\delta_{mes}(870nm)}\ \frac{1}{\omega_{0\ (protocole)}}$$

On compare cette variation spectrale mesurée à la variation spectrale recalculée à partir des résultats de l'inversion :

$$\delta_c(\lambda) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{ext}(m,r/\lambda)\ n(r)\,dr$$

et $$\delta_c(870nm) = \frac{1}{\omega_{0\ (inversion)}}$$

Si la partie imaginaire de l'indice est correcte, alors les épaisseurs optiques $\delta^*_{mes}(870nm)$ et $\delta_c(870nm)$ seront confondues. Si $\omega_{0(inversion)} < \omega_{0(protocole)}$, l'inversion doit être refaite avec une partie imaginaire plus petite. Les variations spectrales recalculées pour le 07-07 à partir des inversions faites avec m_i=0.01 (ω_0=0.85) et 0.02 (ω_0=0.70) indiquent que la partie imaginaire convenant le mieux se situe entre ces deux valeurs puisque le protocole donne ω_0=0.80. La figure 12 représente graphiquement ce résultat.

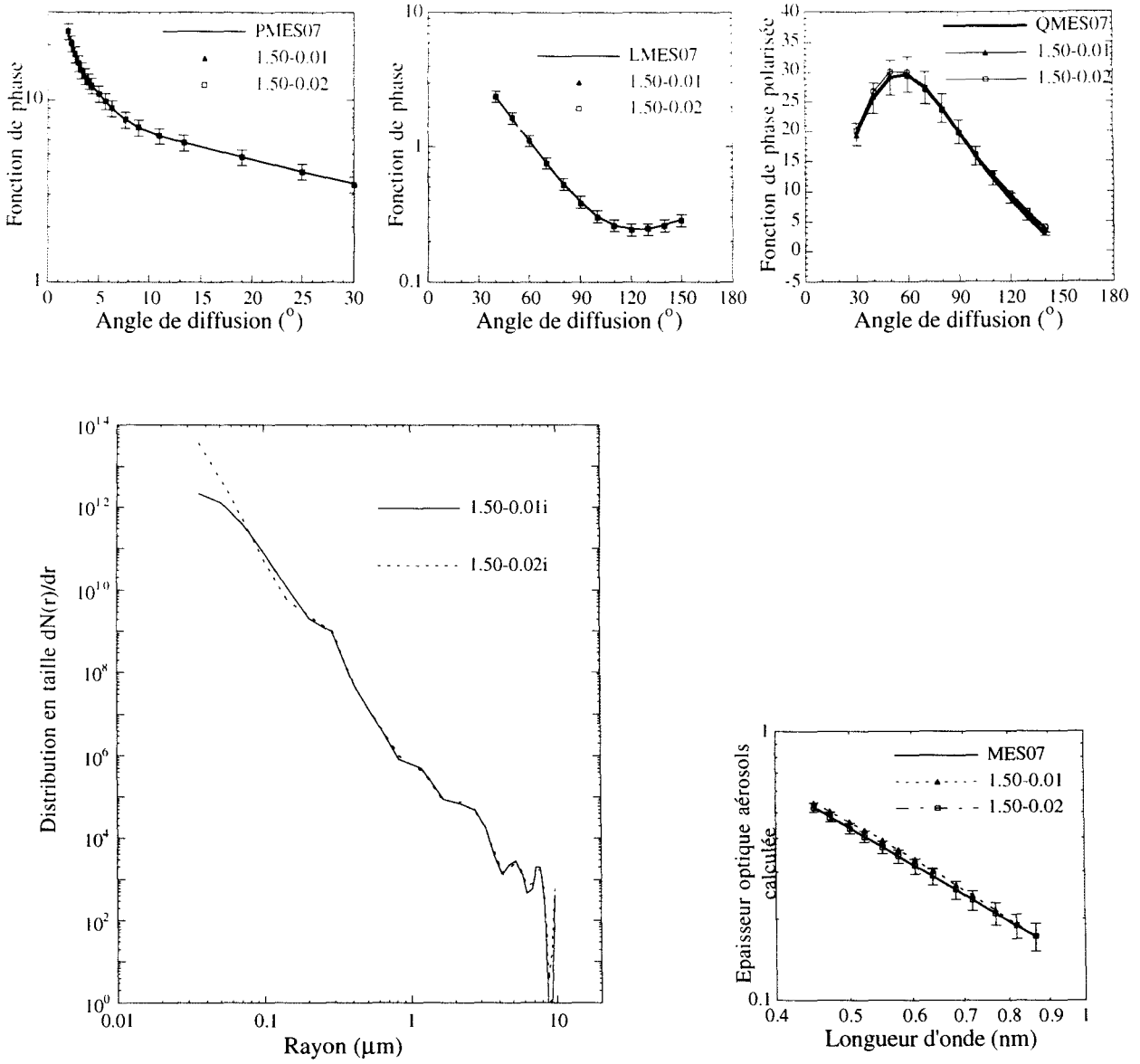


figure 11 : Inversion simultanée pour deux parties imaginaires de la fonction de phase et de la fonction de phase polarisée (représentée multipliée par 100) déterminées par les protocoles et restitutions (les 3 courbes du haut). En bas : granulométries correspondantes et dépendances spectrales de l'épaisseur optique recalculées. Les barres d'erreur sur l'épaisseur optique correspondent à une erreur absolue de ±0.02.

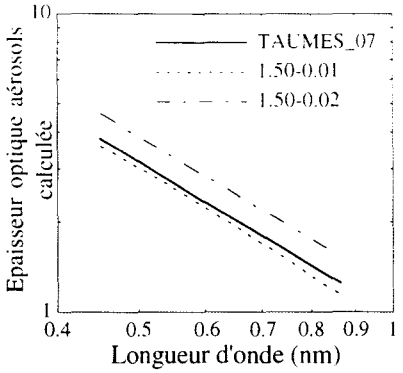


figure 12 : Variation spectrale de l'épaisseur optique recalculée avec les résultats de l'inversion avec m_i=0.01 et 0.02, comparaison aux mesures, 07-07-95

Les figures 13 et 14, correspondant respectivement aux cas du 21-06-94 et du 07-07-95, montrent les résultats typiques des inversions de la fonction de phase et de la fonction de phase polarisée obtenues lors des campagnes de mesures dans la Plaine de la Crau.

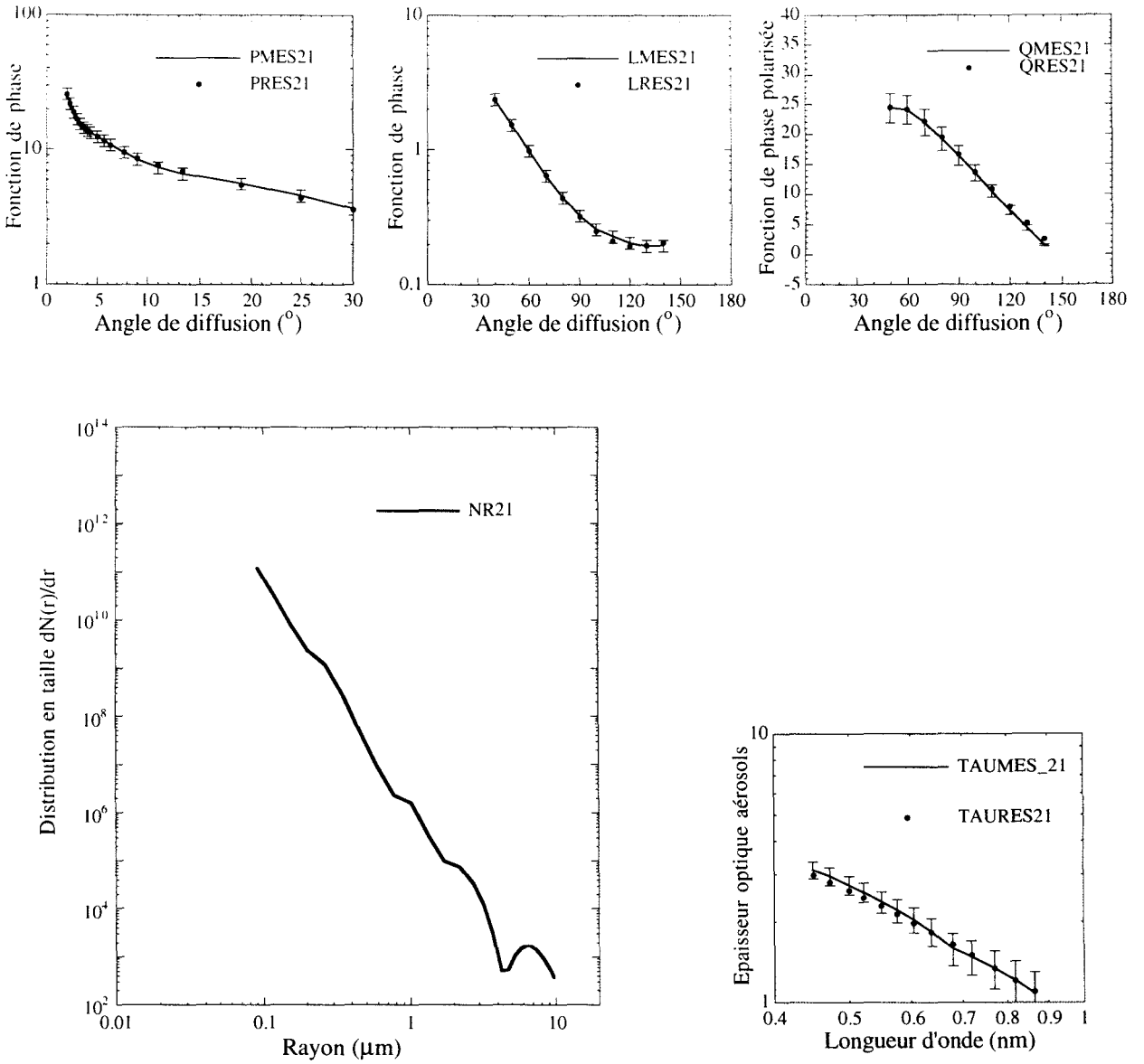
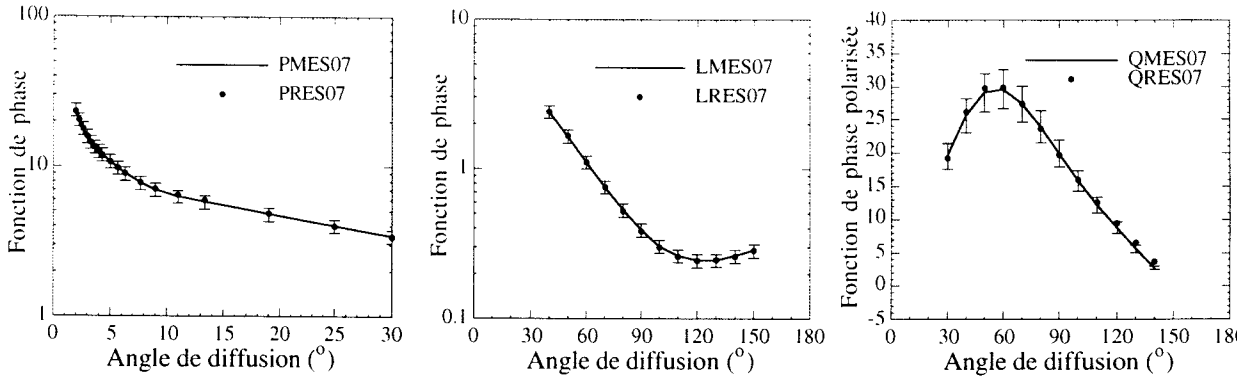


figure 13 : Inversion de la fonction de phase et fonction de phase polarisée du 21-06-94 pour m=1.45-0.012 i, granulométrie obtenue et variation spectrale recalculée. (Notez que la fonction de phase polarisée est ici représentée multipliée par 100)



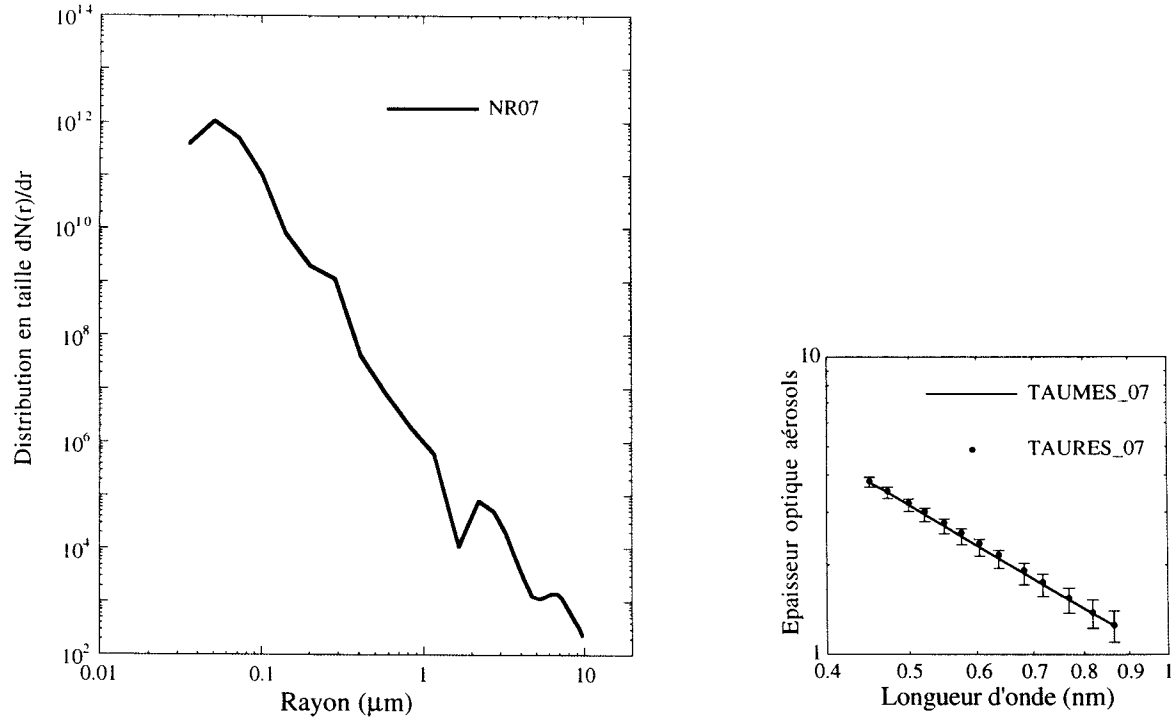


figure 14 : Même légende pour le 07-07-95, pour m=1.50-0.015 i

Cas du 21 juillet 1995 :

C'est un cas particulier dans les campagnes effectuées dans la plaine de La Crau en ce sens que pour ce jour, il n'est pas possible de restituer la fonction de phase polarisée ni la variation spectrale de l'épaisseur optique et ce, quelque soit l'indice utilisé dans l'inversion. Les résultats les plus satisfaisants ont été obtenus pour l'indice m=1.55-0.02i (figure 15).

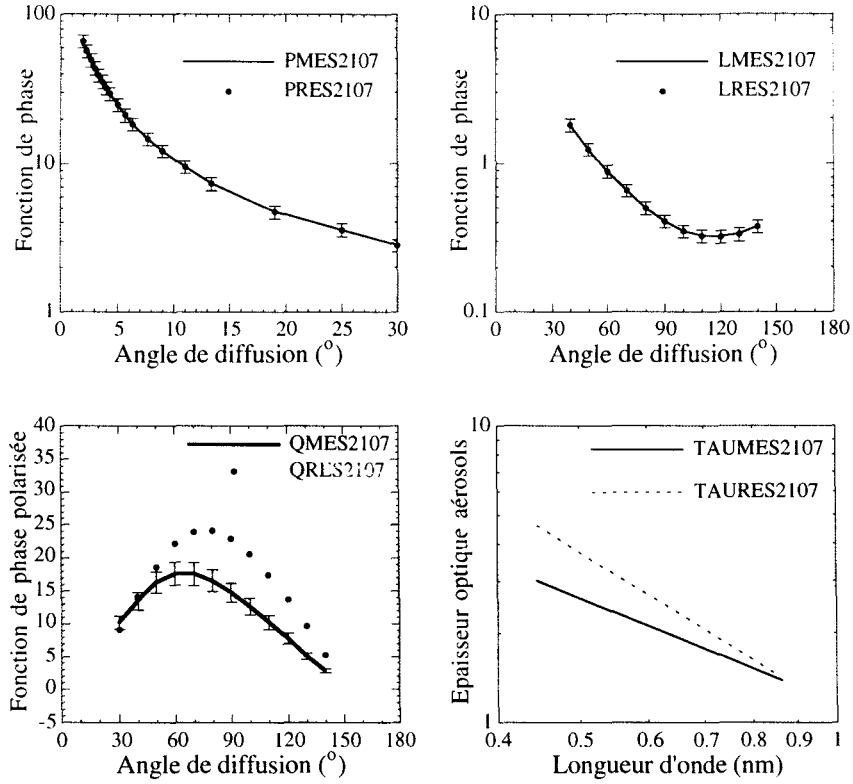


figure 15 : Inversion de la fonction de phase seule, fonction de phase et dépendance spectrale recalculées pour l'indice 1.55-0.02 i. (Notez que la fonction de phase polarisée est ici représentée multipliée par 100)

1.6 Récapitulatif des caractéristiques des aérosols

Nous avons rassemblé dans ce paragraphe toutes les caractéristiques des aérosols déterminées sur les deux campagnes dans la plaine de La Crau. Le tableau 2 récapitule les albédos de diffusion simple et les indices trouvés à 850 nm. Les valeurs d'albédos sont en général assez faibles, atteignant même parfois 0.575 qui constitue une absorption nettement plus importante que celle communément admise. En effet, les valeurs généralement attribuées à

l'albédo sont proches de 1, à l'exception des aérosols constitués en partie de carbone-suie, générés par exemple dans des régions industrielles par les émissions des pots d'échappement de voitures ou encore par les feux de brousses ou de forêts (voir par exemple d'Almeida et al., 1991). Néanmoins, ces valeurs ont été corroborées par les mesures de flux effectuées simultanément par l'INRA. Ceci est expliqué dans l'article de Devaux et al. (1996). La proximité de la zone industrielle de Fos-sur Mer peut expliquer ces fortes absorptions. Dans l'article, un bilan d'erreur est par ailleurs détaillé. L'erreur principale sur l'albédo de diffusion simple provient de la précision d'étalonnage du radio-polarimètre (2-3%) et non pas de la méthode de correction des diffusions multiples et des effets de sol, ni de l'interpolation de la fonction de phase de Θ_{max} à 180°. L'erreur sur l'albédo de diffusion simple est en outre plus faible quand l'épaisseur optique des aérosols est plus grande : ω_0=0.72±0.025 le 21 juillet 1995 (δ_A=0.215) et ω_0=0.90±0.08 le 20 juin 1994 (δ_A=0.057).

Les figures 16 et 17 présentent les fonctions de phase et fonctions de phase polarisées trouvées sur l'ensemble des deux campagnes.

Date	ω_0	m_r	m_i
20 juin 1994	0.900	1.45	0.01
21 juin 1994	0.925	1.45	0.01
24 juin 1994	0.775	1.45	0.015
	0.635	1.50	0.02
30 juin 1994	0.725	1.55	0.02
	0.575	1.55	0.05
7 juillet 1995	0.800	1.50	0.012
15 juillet 1995	0.600	1.50	0.03
19 juillet 1995	0.575	1.55	0.03
21 juillet 1995	0.72	1.55	0.02

tableau 2 : Valeur de l'albédo de diffusion simple et de l'indice de réfraction sur les deux campagnes

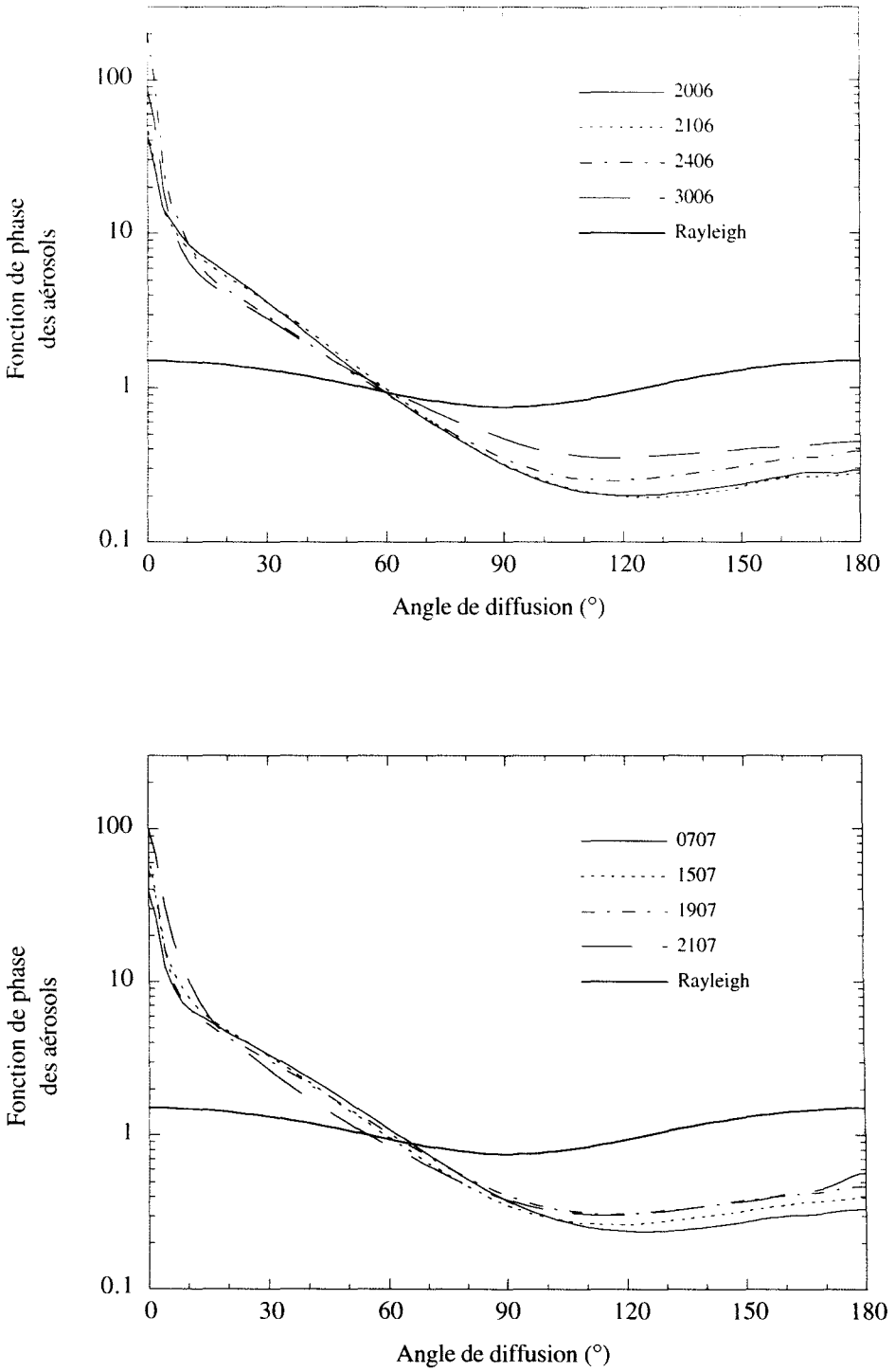


figure 16 : Fonctions de phase trouvées sur les deux campagnes de mesures (en haut, campagne 1994, en bas, campagne 1995)

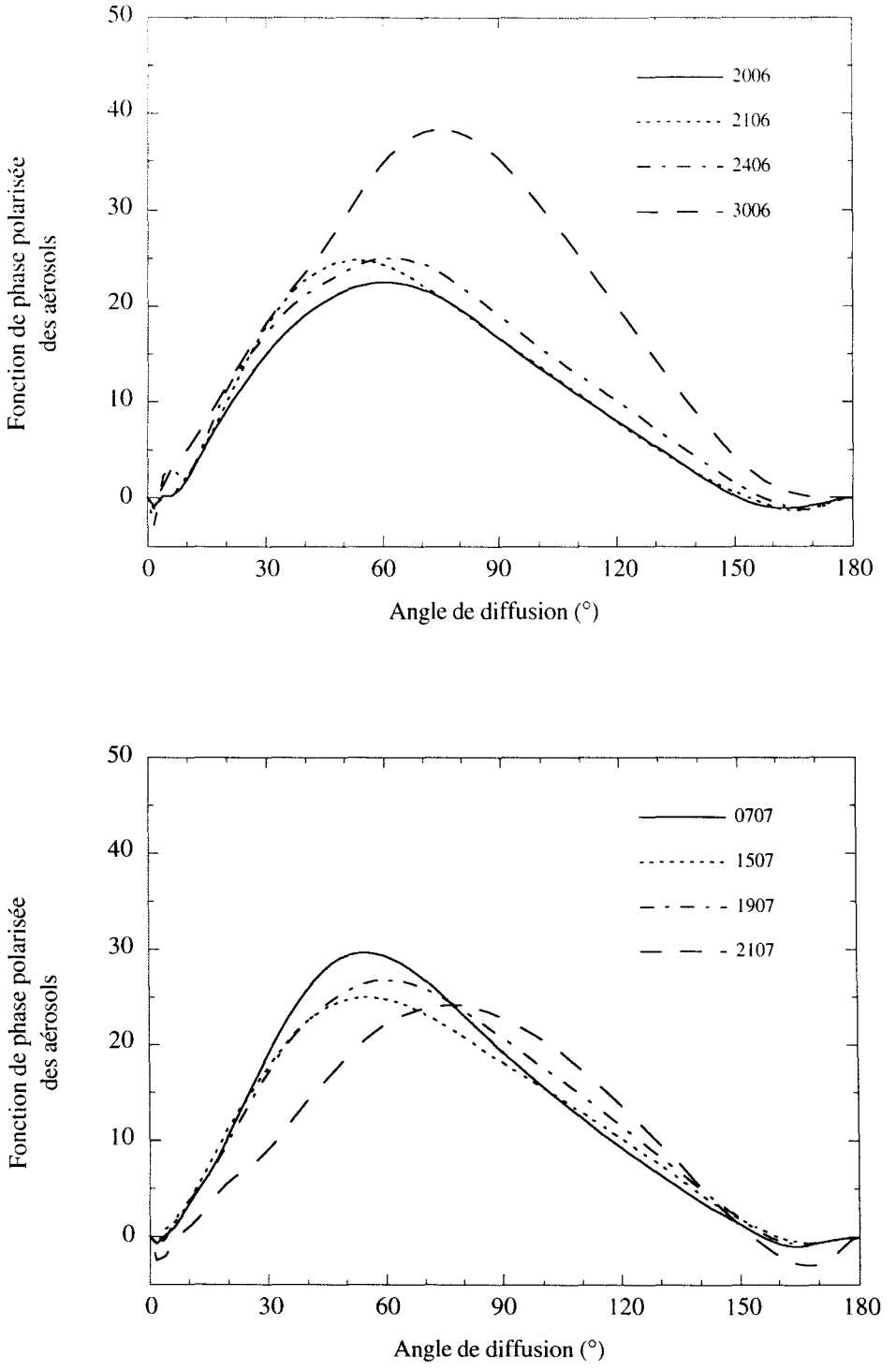


figure 17 : Fonctions de phase polarisées trouvées sur les deux campagnes de mesures (en haut, campagne 1994, en bas, campagne 1995). (Notez que la fonction de phase polarisée est ici représentée multipliée par 100)

1.7 Restitution des mesures effectuées dans le plan principal

L'étape finale, en fait la plus importante dans le cadre des étalonnages de SPOT, est de vérifier si le modèle d'aérosols est suffisamment bien défini pour restituer les mesures effectuées dans le plan principal. Nous avons reporté sur les deux figures suivantes, pour chaque journée traitée, la luminance totale, la luminance polarisée et le taux de polarisation calculés avec le code des ordres successifs de diffusion à partir du modèle d'aérosols. Ces calculs sont comparés à la mesure (une ligne de courbes = une journée). Nous constatons que la luminance est toujours très bien restituée (mieux que 3%), quelque soit l'angle, et qu'il en est de même pour la luminance polarisée, sauf pour le 21 juillet 1995.

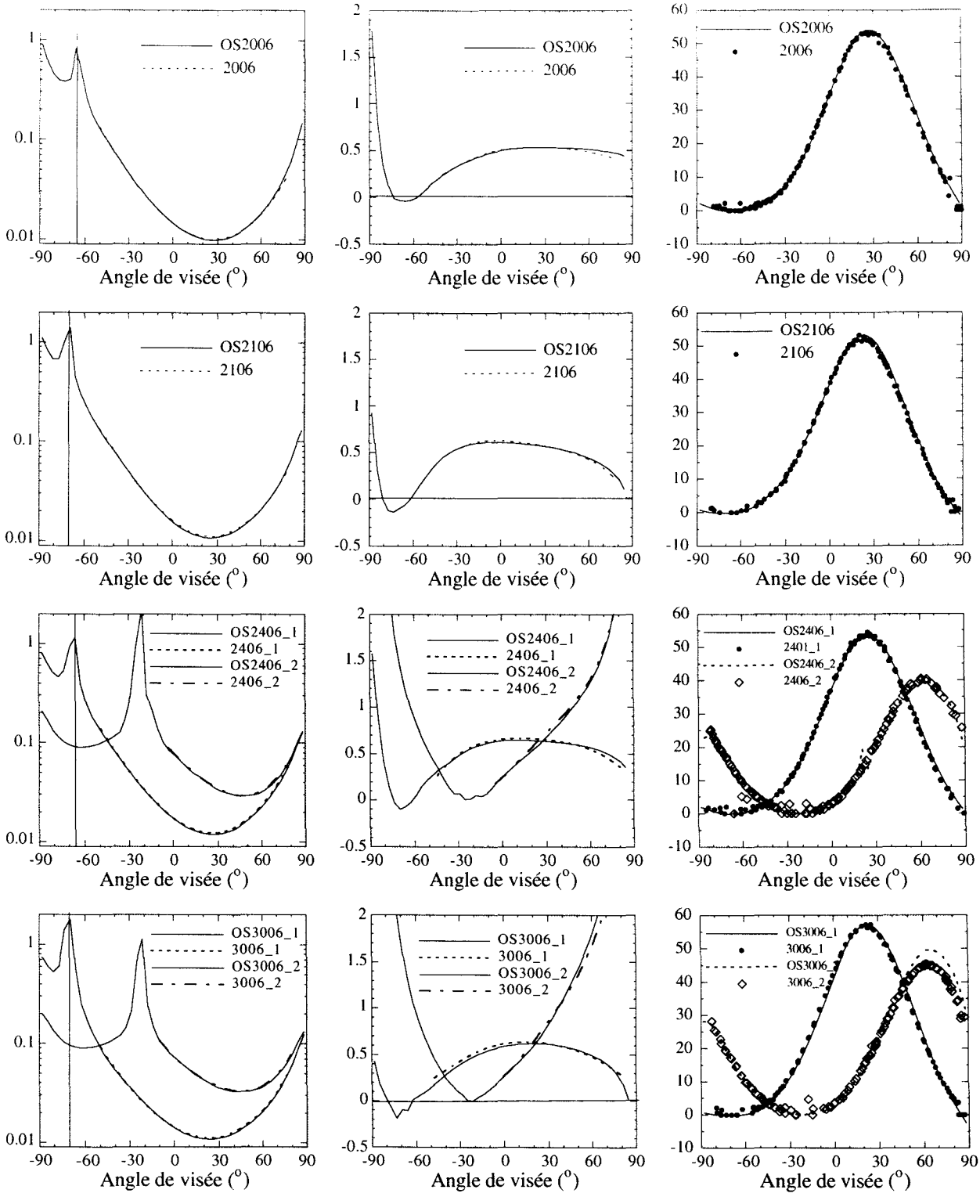


figure 18 : Luminances totales, polarisées et taux de polarisation calculés avec les OS et comparés aux mesures, campagne 1994

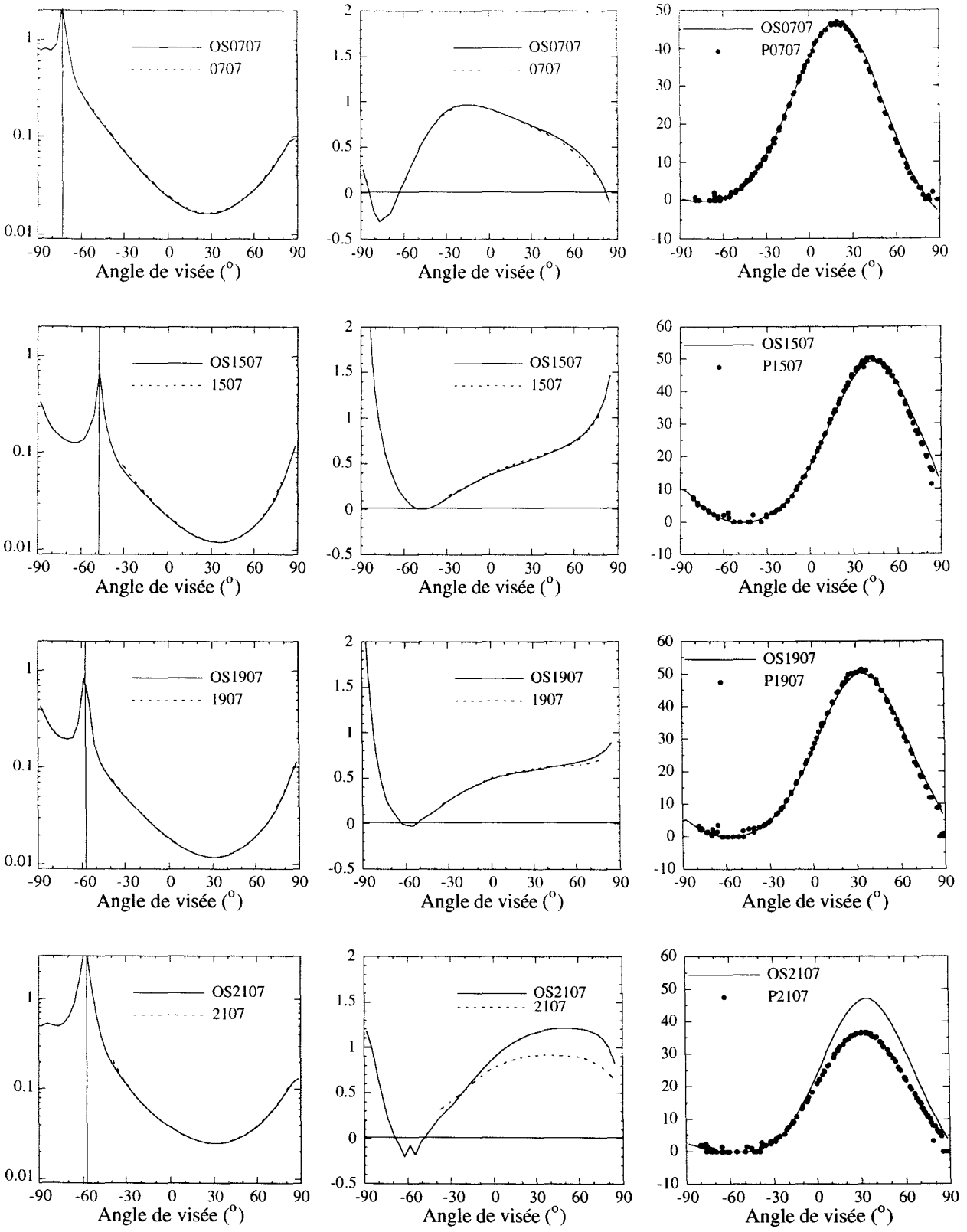


figure 19 : Même légende pour la campagne 1995

2. Campagne Hapex-Sahel au Niger

Les aérosols soulevés par le vent dans les régions arides et semi-arides (poussières désertiques) constituent un des principaux types d'aérosols naturels (voir par exemple Andreae, 1995). Ils sont en majorité localisés dans les plus basses couches de la troposphère où leur temps de résidence est de l'ordre d'un à plusieurs jours avec une très forte variabilité spatiale et temporelle de leur abondance. Ils peuvent être transportés par les masses d'air sur de longues distances allant jusqu'à quelques milliers de kilomètres (voir par exemple Prospero and Nees, 1986) et se déposent progressivement sur les terres et les océans. Ces transferts de particules peuvent introduire un appauvrissement des sols dans les zones de soulèvement et un enrichissement en éléments fertilisants dans les zones de retombées. De plus, ces particules minérales modifient le bilan d'énergie du système sol-atmosphère, et peuvent ainsi avoir un impact climatique (voir par exemple IPCC, 1994). Depuis les années 70, de nombreuses expériences portant sur l'étude de leurs propriétés (d'Almeida, 1987; Shettle, 1984) et de leur cycle à grande échelle ont eu lieu. Avec l'imagerie satellitaire, des méthodes de suivi des aérosols se sont développées (par exemple Jankowiak et Tanré, 1992, Dulac et al., 1992). Des modélisations à grande échelle des processus physiques entrant en jeu dans le soulèvement et dans le transport dans l'atmosphère des poussières sont également en cours de développement (par exemple Tegen et Fung, 1994; Marticorena et Bergametti, 1995).

2.1 Cadre des mesures

HAPEX-Sahel (Hydrological and Atmospheric Pilot Experiment) est un programme d'observation international destiné à l'étude des surfaces, de la végétation et de l'atmosphère dans la région du Sahel en Afrique, région aride qui compte parmi les zones sensibles de notre planète. L'objectif général de ce programme est de tenter de mieux comprendre le rôle du Sahel dans la circulation générale, et en particulier de mieux comprendre les effets des grandes variations interannuelles des conditions de surface. Une campagne intensive de 8 semaines a eu lieu en 1992 dans l'ouest du Niger. Elle a permis de recueillir massivement des mesures de l'atmosphère et des surfaces, incluant des mesures sur le terrain, aéroportées et satellitaires.

Dans ce cadre, l'équipe de chercheurs du LOA a réalisé des mesures photométriques au sol et des mesures aéroportées par le radiopolarimètre POLDER. Les mesures photométriques au sol comprennent la mesure spectrale d'épaisseur optique des aérosols, la mesure de lumière diffusée dans l'almucantar, la mesure de lumière diffusée et polarisée dans le plan principal, ainsi que la mesure du contenu en vapeur d'eau. Les objectifs scientifiques sont décrits par Tanré et al. (1993). En résumé, pour la composante atmosphérique, les objectifs sont de caractériser les propriétés radiatives des aérosols à partir de données satellite, avion ou sol, de quantifier la variabilité spatiale et temporelle des aérosols et du contenu en vapeur d'eau, de valider des algorithmes d'inversion des mesures satellitaires ou aéroportées. Il s'agit en outre de préciser les paramètres atmosphériques que l'on peut retrouver à partir des données télédétectées, et déterminer l'apport des mesures multispectrales, multiangulaires et polarisées.

2.2 Présentation générale de la campagne et sélection des données

La campagne s'est déroulée du 24 août jusqu'au 15 octobre 1992. Les mesures d'épaisseurs optiques ont été effectuées dès que les conditions météorologiques le permettaient, soit pendant 24 jours. Suite à l'éruption du Pinatubo en juillet 1991, il reste une épaisseur optique stratosphérique de l'ordre de 0.10 à 550 nm en août 1992. Au début de la campagne, l'épaisseur optique était relativement faible, globalement comprise entre 0.2 et 0.4 à 450 nm. Jusqu'à mi-septembre, les conditions météorologiques défavorables, avec d'importants passages nuageux, limitent à 2 le nombre de journées (le 3 et le 13) où l'ensemble des mesures photométriques a pu être effectué sur presque toute la journée. Les conditions météorologiques se sont améliorées à partir du 22 septembre, période durant laquelle l'épaisseur optique s'est accrue avec un événement de brumes sèches du 28 septembre au 1er octobre. L'épaisseur optique a alors atteint 1.4 à 450 nm. Il a déjà été montré (par exemple Holben et al., 1991) que l'épaisseur optique des aérosols peut atteindre ces valeurs en fin de saison des pluies en région sahélienne. Les coefficients d'Angström visible et proche infrarouge ont été calculés à partir des longueurs d'onde 450-870 nm et 870-1650 nm respectivement. Ces coefficients sont relativement faibles : ils sont compris entre 0.1 et 0.4 dans le visible et entre 0.4 et 0.7 dans l'infrarouge. Ces résultats sont présentés sur la figure 20.

Sur 25 journées de mesures, 9 peuvent être réellement exploitées et nous présentons les résultats obtenus pour 5 d'entre elles. La figure 21 représente les variations journalières au cours de la campagne de l'épaisseur optique des aérosols à 450 nm et du coefficient d'Angström visible, ainsi que l'heure des mesures effectuées dans l'almucantar et dans le plan principal qui ont été sélectionnées pour analyse. Le tableau 3 résume (1) pour RADISOL (en grisé) : l'angle solaire zénithal, l'angle de diffusion maximum accessible correspondant et l'épaisseur optique des aérosols à 850 nm, (2) pour l'auréolemètre : le coefficient d'Angström et la masse d'air au moment de la mesure. La valeur moyenne de la réflectance de surface est de $\rho_s(850nm)=0.4$.

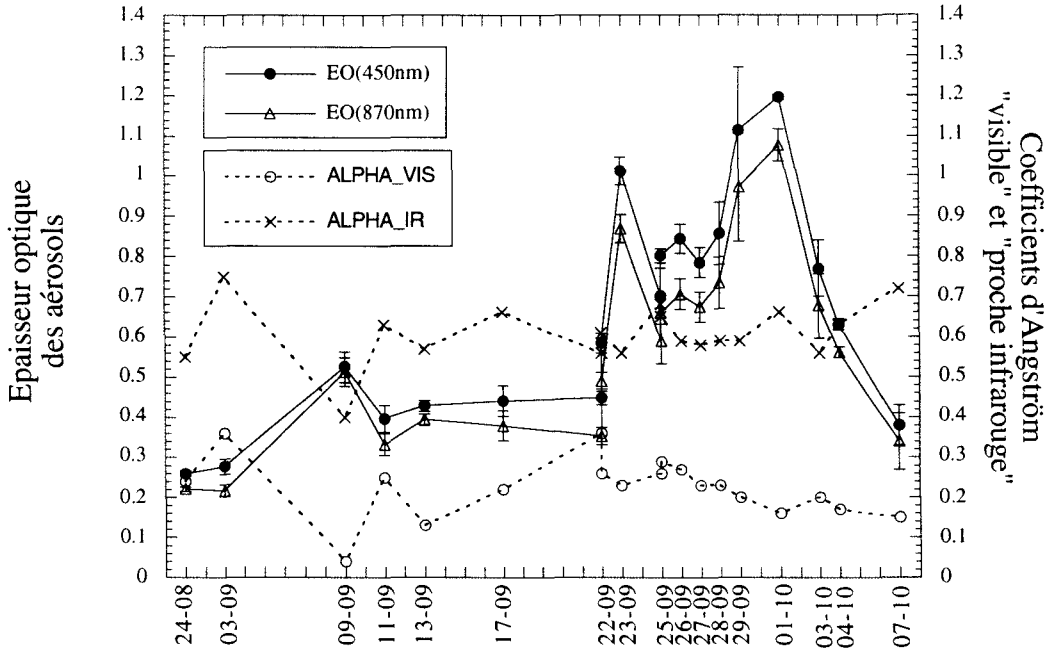


figure 20 : Epaisseur optique des aérosols à 450 et 870 nm, coefficient d'Angström "visible" (450-870 nm) et "proche infrarouge" (870-1610 nm)

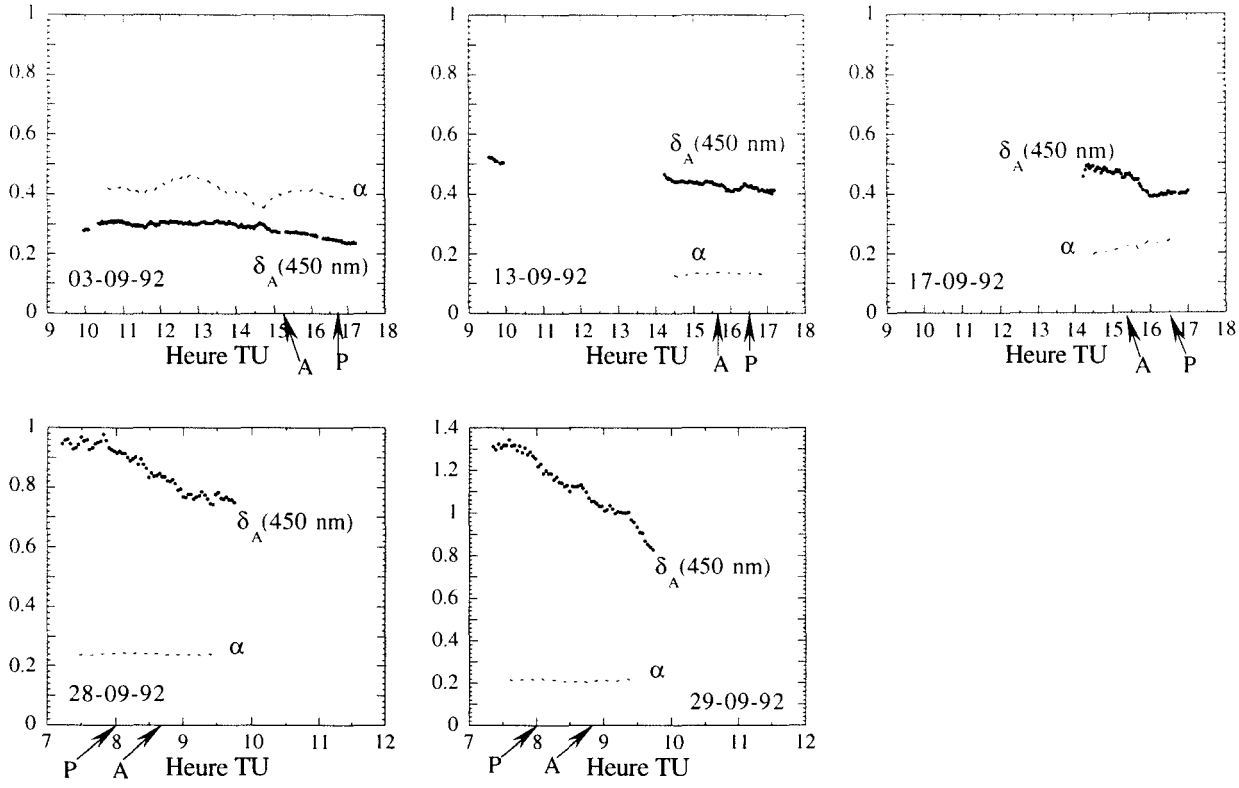


figure 21 : Variations journalières de l'épaisseur optique à 450 nm et du coefficient d'Angström. Heure des mesures sélectionnées pour l'inversion et l'application du protocole (luminance dans l'almucantar (A) et dans le plan principal (P))

Date	θ_s (Θ_{max})	$\delta_A(\lambda=850\ nm)$	α	*m*
3 septembre 1992	-72.51° (130°)	0.190	0.4	1.5
13 septembre	-71.32° (130°)	0.390	0.15	1.9
17 septembre	-72.47° (150°)	0.340	0.2	1.7
28 septembre	-56.94° (130°)	0.794	0.25	1.5
29 septembre	-57.09° (130°)	1.090	0.2	2.0

tableau 3: Angle solaire zénithal et épaisseur optique des aérosols au moment de la mesure de luminance dans le plan principal, coefficient d'Angström et masse d'air au moment de la mesure d'auréole.

2.3 Inversion de la fonction de phase

Les protocoles de détermination de la fonction de phase, de l'albédo de diffusion simple et de la fonction de phase polarisée ont été appliqués sur chaque jeu de données. Ensuite, la fonction de phase a été inversée. Nous illustrons les résultats de cette inversion avec le cas du 13 septembre pour deux indices de réfraction de 1.50-0.02i et 1.55-0.02i. Pour ces deux indices, la fonction de phase des aérosols est bien restituée (courbes a et b sur les deux pages suivantes), mais par contre, aucun indice ne convient pour restituer la dépendance spectrale de l'épaisseur optique (courbes c sur les deux pages suivantes) et la fonction de phase polarisée (courbes d). Après d'autres tentatives, l'indice semblant le mieux convenir pour restituer la fonction de phase polarisée est 1.55-0.02i. Les courbes e représentent les granulométries typiques rencontrées durant la campagne Hapex : il y a deux modes, dont l'un situé à ~0.5 µm.

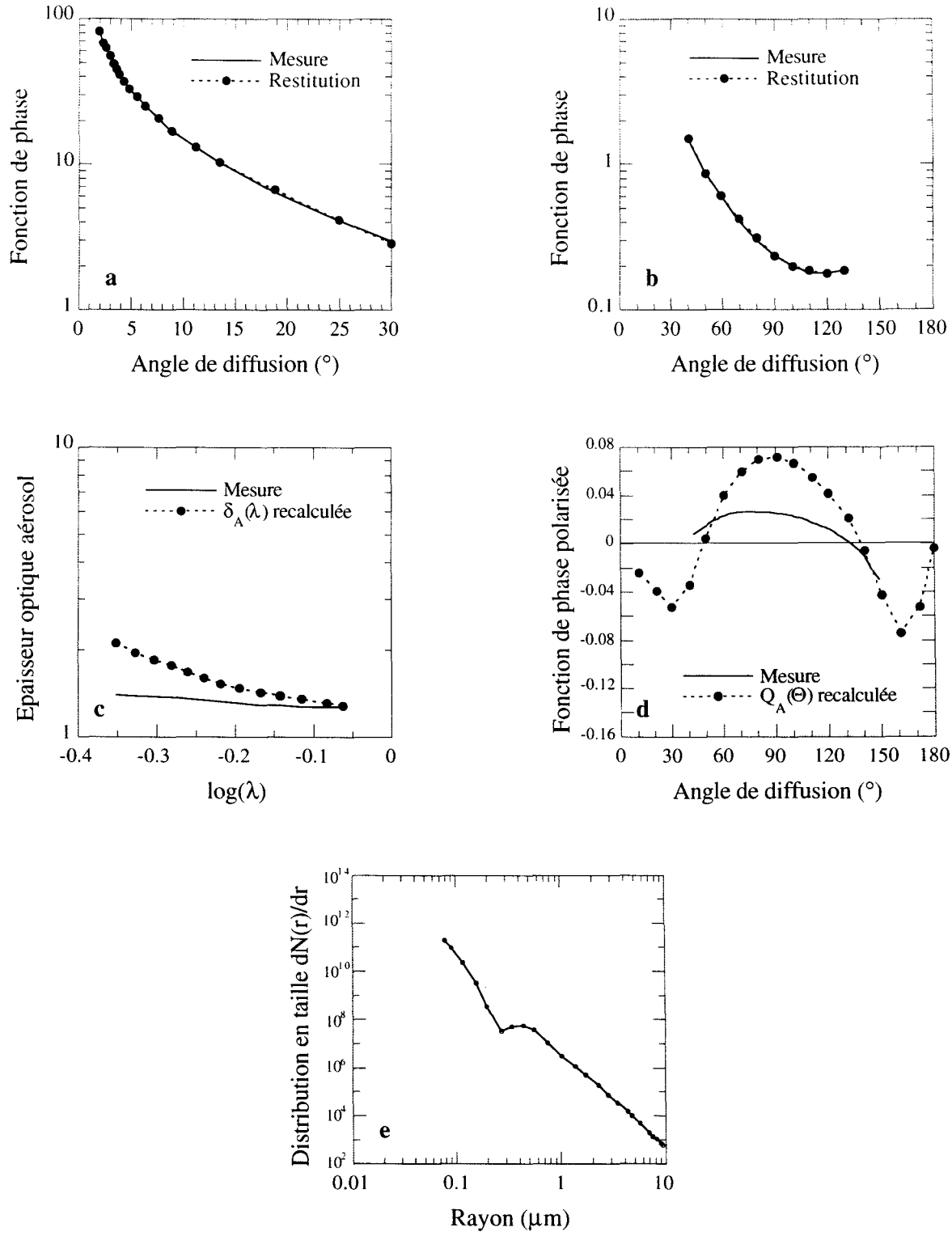


Figure 22 : Cas du 13 septembre. Inversion et restitution de la fonction de phase (courbes a et b), dépendance spectrale de l'épaisseur optique mesurée et recalculée (courbe c) à partir de l'indice 1.50-0.02 i et de la granulométrie (courbe e), fonction de phase polarisée mesurée et recalculée (courbe d) avec ce même modèle

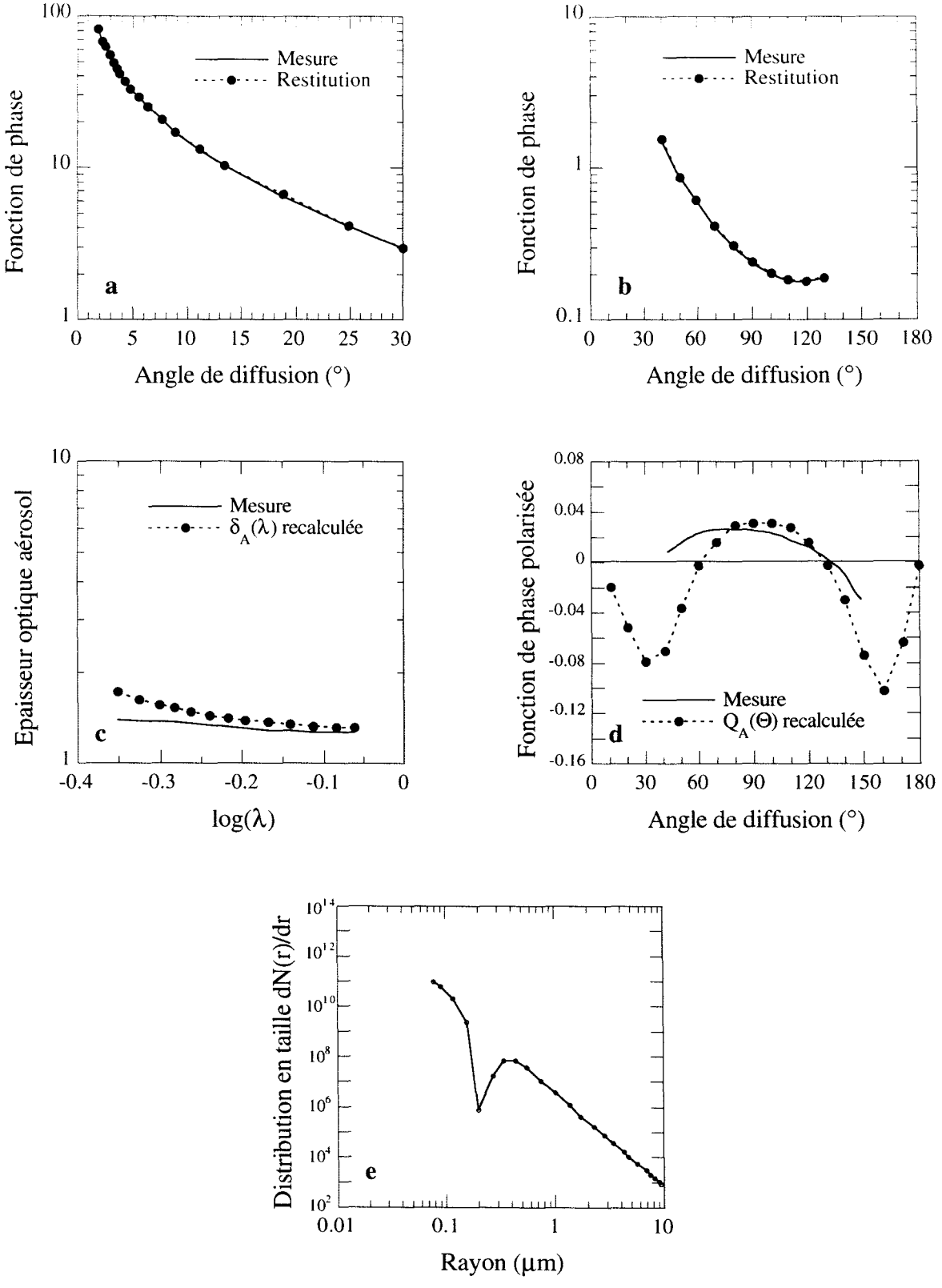


Figure 23 : Même légende mais pour l'indice 1.55-0.02 i

2.4 Récapitulatif des caractéristiques des aérosols

Pour chaque journée, la fonction de phase a été inversée et la fonction de phase polarisée recalculée a été comparée à la fonction de phase polarisée issue du protocole. Aucun indice n'ayant été susceptible de restituer la fonction de phase polarisée sur tout le domaine d'angles de diffusion, nous avons donné dans le tableau 4 la valeur de l'indice de réfraction permet de la restituer avec un bon ordre de grandeur. La figure 24 représente les fonctions de phase recalculées avec la théorie de Mie à partir de ce modèle d'aérosols et la figure 25 représente les fonctions de phase polarisées obtenues avec le protocole selon la méthode présentée au paragraphe 4.2 (chapitre 2) où l'on considère que les aérosols polarisent comme les molécules.

Date	ω_0	m_r	m_i
3 septembre 1992	0.85	1.55	0.02
13 septembre	0.78	1.55	0.02
17 septembre	0.85	1.55	0.02
28 septembre	0.89	1.50	0.01
29 septembre	0.91	1.55	0.01

tableau 4 : Albédo de diffusion simple obtenu avec le protocole, et indice de réfraction permettant de restituer le bon ordre de grandeur de la fonction de phase polarisée

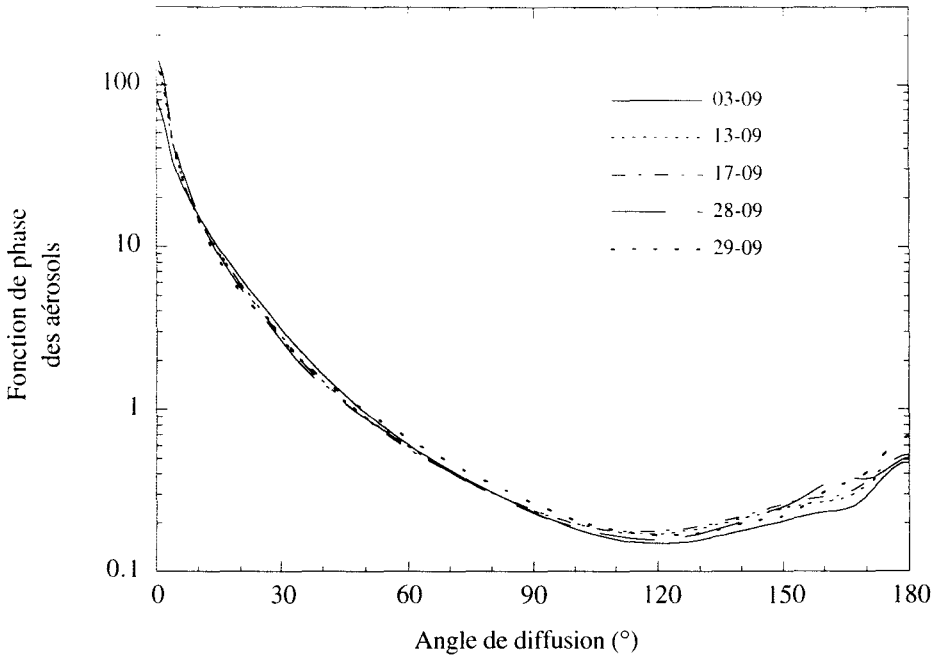


figure 24 : Fonctions de phase recalculées avec la théorie de Mie pour le modèle d'aérosols obtenu à partir de l'inversion de la fonction de phase

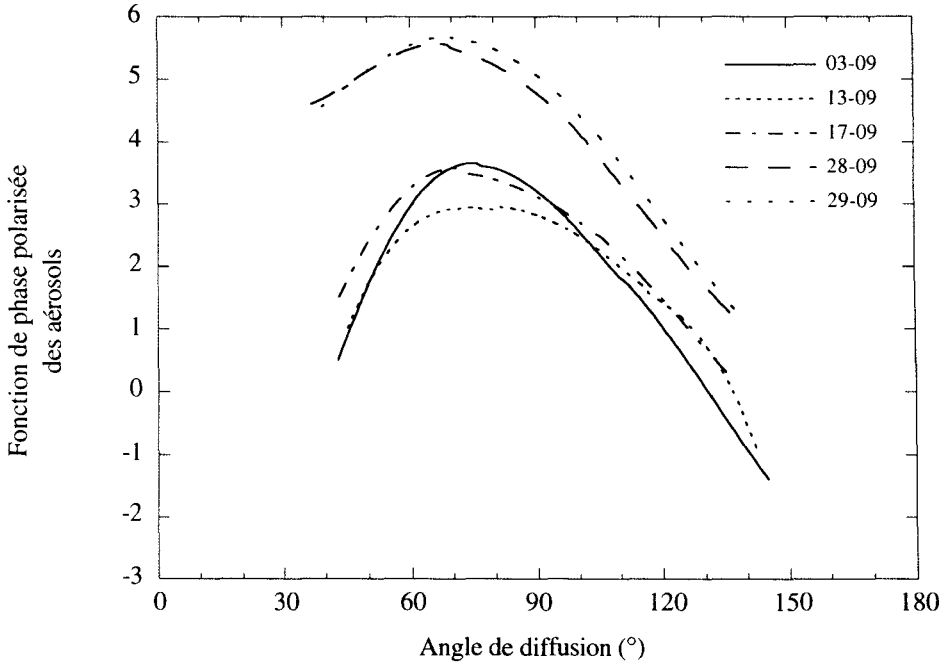


figure 25 : Fonctions de phase polarisées obtenues avec le protocole en considérant que les aérosols polarisent comme les molécules. (Notez que les fonctions de phase polarisées sont ici représentées multipliées par 100)

2.5 Restitution des mesures effectuées dans le plan principal

Pour chaque journée traitée, les luminances totale et polarisée ont été calculées dans le plan principal avec le code des OS à partir du modèle issu de l'inversion de la fonction de phase. Les luminances totales sont convenablement restituées (mieux que 6%) (figure 26). Nous avons vu que nous n'avons pu réussir à trouver un modèle d'aérosols qui permette de restituer la fonction de phase polarisée pour tout angle de diffusion, et ceci se répercute bien sûr sur la restitution des mesures de luminance polarisée (figure 27).

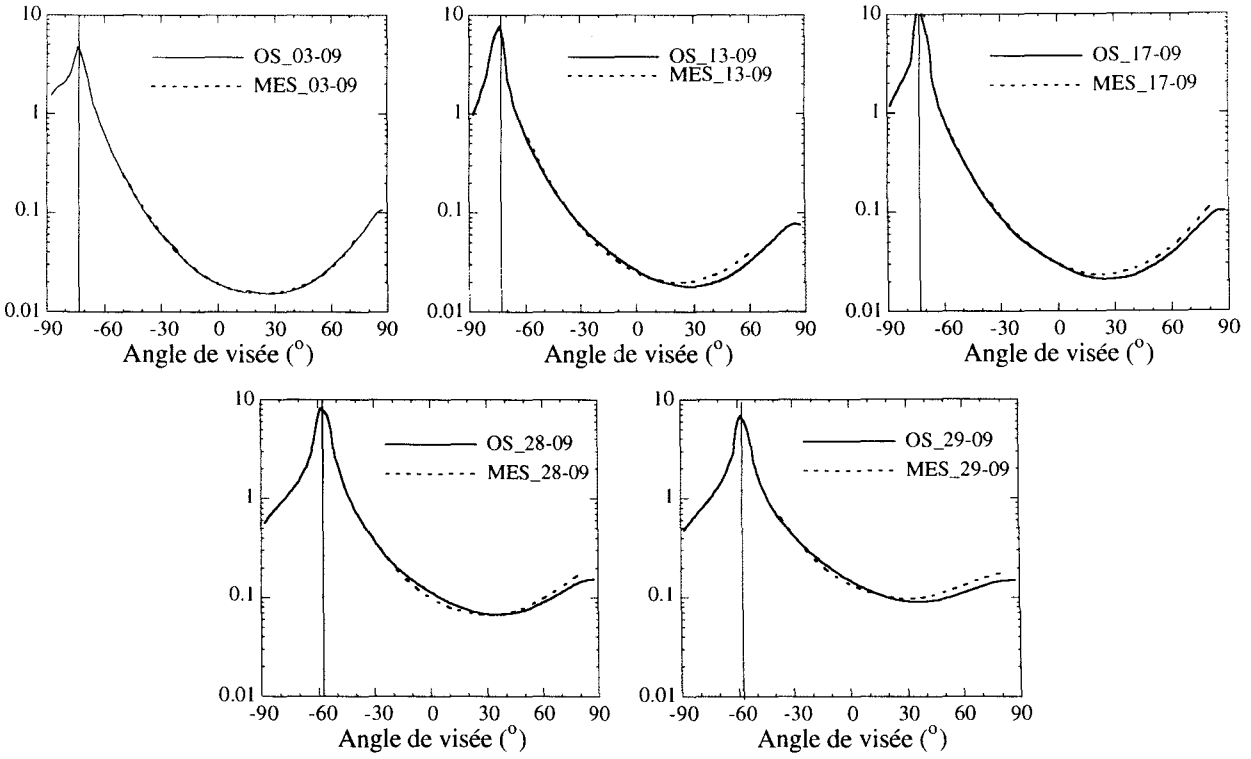


figure 26 : Pour chaque journée, en trait continu : la luminance totale calculée avec le code des OS correspondant au modèle d'aérosols obtenu par l'inversion de la fonction de phase et restituant le mieux les mesures (cf. tableau 4), et en pointillé la luminance mesurée

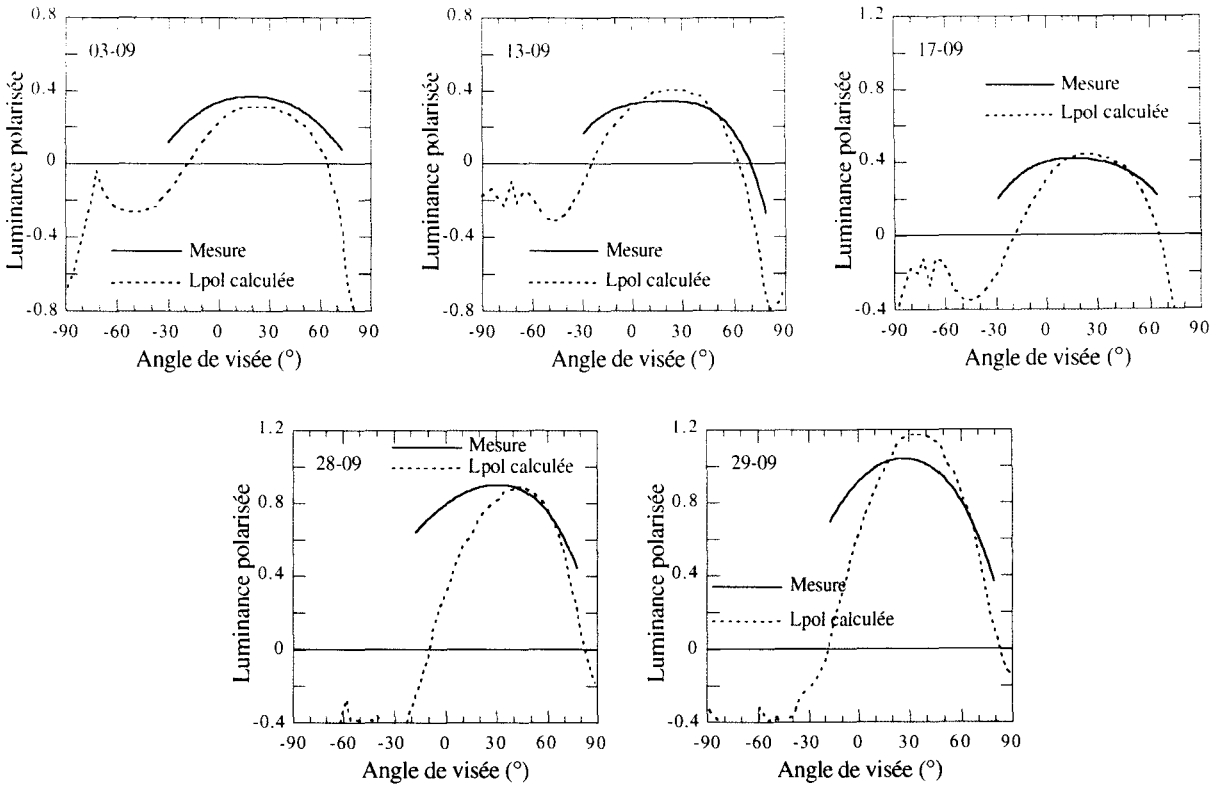


figure 27 : Même légende pour la luminance polarisée

Conclusion

La méthode de détermination des caractéristiques des aérosols, développée à partir de mesures simulées correspondant à des situations réelles, a été appliquée dans ce chapitre à des campagnes de mesures effectuées en France et au Niger. Pour chacune des campagnes, les situations étudiées correspondent à des contenus en aérosols variant très fortement : δ_A(870 nm) variant de 0.057 à 0.215 pour les campagnes dans la plaine de La Crau, et variant de 0.21 à 1.10 pour la campagne au Niger. Ces deux types d'aérosols présentent des caractéristiques tout à fait différentes et l'on peut dégager des "tendances locales" d'aérosols. Dans la Plaine de La Crau, l'épaisseur optique des aérosols décroît avec la longueur d'onde avec un coefficient d'Angström (calculé entre 450 et 870 nm) compris entre 1 et 2, et compris entre 0.1 et 0.4 pour les aérosols désertiques au cours de la campagne Hapex-Sahel au Niger.

Dans la Plaine de La Crau, les aérosols étudiés sont plus petits que ceux du Niger, et leurs fonctions de phase sont généralement moins prononcées en prodiffusion. Les fonctions de phase polarisées sont parfois 10 fois supérieures aux fonctions de phase polarisées obtenues au Niger. Nos résultats sur l'absorption des aérosols ont été corroborées par des mesures de flux, complètement indépendantes de nos mesures. D'une façon générale, ils indiquent que l'absorption des aérosols est plus importante que celle qui est communément admise.

Pour les deux campagnes de mesures, la luminance mesurée dans le plan principal est restituée aux erreurs de mesures près. Dans la Plaine de La Crau, sauf pour un cas sur dix, il a toujours été possible de restituer également la mesure de luminance polarisée dans le plan principal. En revanche pour le Niger, le modèle d'aérosols semble être un peu plus complexe, et notre méthode, basée sur la théorie de Mie, est limitée dans le cas de grosses particules qui polarisent peu le rayonnement. Comme la polarisation est très sensible aux propriétés des aérosols, le problème de la forme des aérosols se pose. Par exemple, dans le cas particulier des aérosols désertiques, Gomes et al. (1990) ont montré que les aérosols peuvent se présenter sous forme de cristaux de quartz ou de plaquettes d'argile. Comme il peut exister un nombre infini de formes de particules (voir aussi les observations au microscope, Twomey (1977), Kaufman et al. (1994)), il ne serait sans doute pas facile de déterminer une forme statistique raisonnable d'aérosols qui puisse être utilisée dans un code. L'effet de l'asphéricité des aérosols sur la diffusion du rayonnement est à l'étude depuis plusieurs années avec par exemple les travaux de Pollack et Cuzzi (1980), Nakajima et al. (1989), Wendisch et al. (1992) ou encore Mishchenko et al. (1994). De plus, il faut garder à l'esprit que le modèle d'aérosols que l'on cherche à définir repose sur l'hypothèse d'un indice unique pour toute la colonne atmosphérique alors qu'il est possible par exemple d'être en présence de deux couches d'aérosols de nature différente.

Les résultats obtenus dans la Plaine de La Crau en particulier montrent la cohérence entre les différentes mesures effectuées (épaisseur optique, auréole, luminance et polarisation dans le plan principal, flux) et soulignent l'importance d'un bon étalonnage des instruments. De plus, ils mettent en évidence l'importance de mesures de flux indépendantes pour confirmer la validité de la méthode pour déterminer l'albédo de diffusion simple, paramètre délicat à obtenir à partir de mesures in situ.

Conclusion

L'observation depuis le sol du rayonnement diffusé et polarisé dans le plan principal pour de faibles élévations solaires permet d'atteindre le domaine des grands angles de diffusion y compris la rétrodiffusion. Ces mesures sont considérées depuis longtemps comme complément indispensable des mesures de transmission et d'auréole, mais l'utilisation de tout leur potentiel pour la caractérisation des aérosols était limitée par la dégradation du signal en diffusion primaire par les diffusions multiples et les effets de sol. Nous avons développé une méthode originale qui permet de corriger ces mesures des diffusions multiples. Cette méthode permet de déterminer à la fois la fonction de phase normalisée, l'albédo de diffusion simple, et la fonction de phase polarisée des aérosols à 850 nm, dont nous dérivons les propriétés microphysiques : granulométrie et indice de réfraction. La méthode complète fait appel à la théorie de Mie et un code de transfert radiatif.

Cette méthode numérique pour corriger les mesures de luminance des diffusions multiples, des effets de sol, de la diffusion moléculaire et des effets de masse d'air a été développée à partir de mesures simulées. Elle est basée sur un calcul préliminaire du rapport entre la luminance primaire et la luminance multiple. Pour ce calcul, il faut d'abord se donner une fonction de phase des aérosols, et nous avons montré que ce choix a une influence mineure sur le résultat final. Il faut ensuite connaître l'épaisseur optique précisément (± 0.02) et enfin la réflectance de surface peut être connue avec une précision de l'ordre de 10%. Ce rapport fournit une estimation de la luminance primaire mesurée et par suite, de la fonction de phase des aérosols. La fonction de phase "mesurée" déterminée avec cette méthode est la fonction de phase normalisée, et l'albédo de diffusion simple "mesuré" est déterminé simultanément. Appliquée à la luminance polarisée, la méthode de correction des diffusions multiples est à nouveau efficace pour obtenir la fonction de phase polarisée "mesurée" des aérosols.

La granulométrie et l'indice de réfraction des aérosols en sont dérivés dans une seconde étape : nous inversons la fonction de phase "mesurée". Avec les granulométries

obtenues pour différentes parties réelles de l'indice, nous calculons les fonctions de phase polarisées. L'indice réel est déterminé quand la fonction de phase polarisée calculée est en accord avec la fonction de phase polarisée "mesurée". La partie imaginaire de l'indice est quant à elle déterminée par comparaison de l'albédo de diffusion simple calculé et "mesuré".

Les résultats des simulations ont montré tout l'intérêt de la complémentarité des mesures de luminance dans l'auréole solaire et dans le plan principal. Les résultats suggèrent que les mesures doivent être effectuées pour un angle solaire zénithal d'au moins 60°, ce qui est facilement réalisable lors de campagnes sur le terrain. Pour un tel angle solaire, les simulations ont montré que toutes les caractéristiques recherchées peuvent être déterminées très exactement, même dans des conditions atmosphériques où les diffusions multiples sont très importantes : l'albédo de diffusion simple et les fonctions de phase non polarisée et polarisée des aérosols sont retrouvées à 1% près et moins de 3% respectivement.

Nous avons appliqué la méthode sur des campagnes de mesures. Les résultats obtenus ont montré l'efficacité de la méthode à fournir les caractéristiques des aérosols en cohérence avec l'ensemble des mesures effectuées. Ils ont souligné l'intérêt de disposer d'un ensemble de mesures multispectrales, multiangulaires et de polarisation effectuées simultanément. Ces résultats montrent en outre l'importance d'un bon étalonnage des instruments. Toutes les caractéristiques obtenues permettent une bonne restitution des luminances totale et polarisée mesurées dans le plan principal sur toute la gamme d'angles de visée, y compris la rétrodiffusion. Les cas étudiés correspondent à des contenus et types d'aérosols variés, pour lesquels la proportion des diffusions multiples peut atteindre la moitié de la luminance mesurée. Nos résultats montrent que l'on peut dégager des tendances locales des propriétés physiques et radiatives des aérosols, et que l'absorption des aérosols, corroborée par des mesures de flux, est plus importante que celle communément admise. La méthode peut ainsi contribuer de façon efficace à l'établissement de la climatologie complète des caractéristiques des aérosols. En ce qui concerne l'absorption, il serait intéressant de coupler plus souvent les mesures photométriques de la station avec des mesures de flux, ainsi qu'avec des prélèvements de particules sur filtres par pompage d'air pour l'identification des constituants chimiques (Chiapello, 1996). De plus, comme il est maintenant possible de balayer l'almucantar rapidement avec le moteur pas à pas de l'auréolemètre, il serait intéressant d'effectuer

l'étalonnage en luminance de l'auréolemètre et ensuite d'appliquer la nouvelle méthode sur ces mesures afin de comparer les résultats à ceux obtenus dans le plan principal avec le radio-polarimètre.

La campagne faite au Niger a montré les limites de la méthode dans le cas de grosses particules polarisant peu le rayonnement. Elle soulève le problème de l'inhomogénéité des couches sondées et de l'asphéricité des aérosols. Prochainement, d'autres campagnes de mesures menées par le LOA ces dernières années pourront être analysées avec la nouvelle méthode (par exemple la campagne sur les aérosols maritimes à la Réunion sur l'île de Tromelin en 1990).

La méthode mise au point permet une meilleure caractérisation physique et radiative des aérosols. Par conséquent, elle permet une meilleure évaluation de la contribution atmosphérique au signal satellitaire et améliore la qualité de l'étalonnage en vol des capteurs satellitaires. Par ailleurs, puisque notre méthode permet de retrouver la granulométrie et l'indice de réfraction des aérosols de manière très fiable, elle permettra de contrôler et valider ces mêmes caractéristiques déterminées à partir des algorithmes spécifiques aux mesures de POLDER.

Jusqu'à présent, la méthode permet de déterminer les caractéristiques des aérosols à 850 nm. Il faudrait donc l'étendre aux autres longueurs d'onde de POLDER (443, 565 et 670 nm). A ces longueurs d'onde, la diffusion moléculaire est plus importante et la détermination des caractéristiques des aérosols sera probablement plus délicate. En prévision de la validation de l'expérience POLDER, le LOA construit un radio-polarimètre avec des bandes spectrales communes à l'instrument POLDER et sera prochainement opérationnel. Il est de plus prévu de valider les modèles d'aérosols dérivés de POLDER avec les réseaux permanents de photomètres automatiques CIMEL. Un certain nombre d'instruments sont déjà installés en Afrique dans le cadre du réseau PHOTONS (projet Français impliquant le LOA entre autres laboratoires), aux USA et au Brésil dans le cadre du réseau AERONET (Aerosol Robotic Network) de la NASA. Ces instruments mesurent la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols, la luminance du ciel dans l'almucantar et dans le plan principal de 443 à 1020 nm. Il est de plus prévu d'en équiper quelques-uns de filtres polarisants. Notre méthode peut donc tout à fait être appliquée aux mesures recueillies par ces instruments, d'une part dans

le but de valider les modèles d'aérosols dérivés de POLDER, d'autre part pour établir une climatologie des caractéristiques des aérosols.

Description et étalonnage des photomètres

La méthode d'observation des aérosols la plus simple est la mesure à partir du sol de l'atténuation du rayonnement direct (l'instrument vise le soleil). Cette mesure est effectuée à l'aide d'un photomètre solaire (Volz, 1959) dans des intervalles spectraux non contaminés par l'absorption gazeuse. L'objectif est d'obtenir l'épaisseur optique spectrale des aérosols. Dans cette annexe, nous présentons les photomètres de la station de mesures au sol du LOA, ainsi que la méthode d'étalonnage utilisée.

1. Description des photomètres

La station de mesures au sol comprend des photomètres développés aux LOA : des photomètres étalons (à 450 nm et à 870 nm) et un photomètre multispectral EOP, ainsi qu'un photomètre multispectral développé par la société Parisienne CIMEL Electronique. Durant les campagnes de mesures, les photomètres étalons et les photomètres multispectraux mesurent simultanément le rayonnement solaire direct. ETAL, le photomètre de référence, ne contient qu'un seul filtre centré à 450 nm, de largeur de bande à mi-hauteur de 10 nm. Il est muni d'un détecteur au silicium assez peu sensible aux variations de températures à cette longueur d'onde. Le champ angulaire est de 4 degrés. La fréquence d'acquisition des mesures est de 5

secondes et le stockage des données sur PC est automatique. D'une conception robuste et rudimentaire, ETAL peut être embarqué sur un ballon stratosphérique du CNES pour des vols à une altitude d'environ 30 km pour permettre un étalonnage absolu à 450 nm. Lorsqu'ETAL vise le soleil, le signal mesuré par le détecteur correspond au rayonnement direct pour la masse d'air m :

$$L = L_0 \cdot \exp(-m\delta) \qquad (A.1)$$

où L_0 représente le signal "hors atmosphère" et δ l'épaisseur optique de la couche située au-dessus du ballon. A une telle altitude, l'épaisseur optique moléculaire est quasiment négligeable (la pression est d'une dizaine de millibars environ, soit $\delta^{Ray} \approx 0.002$) et la concentration en aérosols est, en dehors d'une éruption volcanique récente, très faible. Les profils d'aérosols et d'ozone donnés par SAGE (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) servent à déterminer δ. Les étalonnages successifs d'ETAL depuis 1989 en ballon ou lors de campagnes de mesures en altitude (Pic du Midi dans les Pyrénées et col de la Jungfrau dans les Alpes Suisses) sont très stables et prouvent que l'on peut lui attribuer une bonne fiabilité. La précision sur la détermination de L_0, ramenée à une distance Terre-Soleil standard, est meilleure que 0.5% résultant en une erreur de moins de 0.005 sur la mesure de l'épaisseur optique des aérosols pour une observation au zénith (c'est-à-dire une masse d'air égale à 1). Lors de campagnes de mesures au sol, ce radiomètre étalon ETAL et le radiomètre multispectral fonctionnent simultanément. ETAL sert à étalonner le photomètre multispectral selon la méthode de Soufflet et al. (1992). Cet inter-étalonnage avec les autres longueurs d'onde résulte en une erreur de 0.01 dans la mesure de l'épaisseur optique à ces longueurs d'onde.

Le deuxième photomètre étalon à 450 nm et l'étalon à 870 nm, très stables sur la durée d'une campagne de mesures (en général 1 mois), sont toutefois moins stables que ETAL à 450 nm au fil des ans.

Le radiomètre multispectral EOP est constitué de 4 détecteurs : un au germanium, deux au silicium (pour le domaine visible), et un à l'indium-arsenic. Le champ angulaire est de 2 degrés. EOP est muni d'une roue porte-filtres comportant 11 canaux répartis dans le domaine 450-2200 nm, et une position d'obturation totale. Les quatre détecteurs sont disposés

de telle façon qu'à tout instant, un filtre est positionné derrière chacun d'eux. Un cycle d'environ 2 minutes 30 secondes est nécessaire pour que la roue fasse un tour complet, ayant ainsi présenté chacun des filtres devant les 4 détecteurs. Les signaux mesurés ainsi que les signaux d'identification du numéro du filtre et du détecteur sont automatiquement enregistrés sur PC.

Ces mesures fournissent la dépendance spectrale de l'épaisseur optique des aérosols qui renseigne sur la turbidité atmosphérique et sur la taille des aérosols. Les bandes spectrales des filtres ont été choisies de façon à éviter les bandes d'absorption les plus intenses des constituants gazeux de l'atmosphère. La seule exception concerne les filtres "vapeur d'eau" à 950 nm qui permettent de déterminer le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère par la méthode d'absorption différentielle (Frouin et al., 1990). La largeur spectrale à mi-hauteur des filtres est généralement de 10 nm sauf pour le filtre large "vapeur d'eau" à 950 (40 nm), le filtre à 1610 nm (50 nm) et pour le filtre à 2200 nm (environ 90 nm) (voir le tableau ci-dessous).

λcentrale(nm)	Δλ (nm)
450	10
550	10
680	10
870	10
935	10.2
940	10.5
952.6	40
1050	10
1250	8.5
1610	48
2210	90

tableau 1 : Longueur d'onde centrale et largeur spectrale à mi-hauteur des filtres d'EOP

Les canons des photomètres étalons et d'EOP, disposés parallèlement l'un à l'autre, sont constamment pointés vers le soleil grâce à un pointeur asservi au soleil constitué d'une photodiode à quatre cadrans. ETAL et EOP sont montés sur un plateau tournant automatiquement en angle de visée et en azimut (voir la photo à la fin de cette annexe).

Le photomètre portable CIMEL est très pratique dans la mesure où il est petit, léger, et il fonctionne de façon autonome grâce à une batterie et est immédiatement prêt à l'emploi. La visée solaire se fait manuellement en recherchant la position d'intensité maximale avant de lancer l'acquisition des mesures. Il est muni d'une roue porte-filtres comportant 6 canaux entre 440 et 1020 nm (voir tableau 2) tournant automatiquement. Les mesures sont stockées sur une cartouche EPROM de grande capacité. Lors de l'étalonnage de ce photomètre, la fréquence des mesures doit être de l'ordre de 2 minutes pour des masses supérieures à 4 et une fréquence de 10-15 mn suffit lorsque le soleil est proche du zénith (masse d'air faible).

λcentrale(nm)	Δλ (nm)
440	10
670	10
870	10
1020	10
937	10
950	50

tableau 2 : Longueur d'onde centrale et largeur spectrale à mi-hauteur des filtres du photomètre CIMEL

2. Obtention de l'épaisseur optique

Par visée directe du soleil au niveau du sol, le photomètre multispectral enregistre au cours du temps l'atténuation du rayonnement dans chaque canal de longueur d'onde λ. Selon la loi de Beer, l'épaisseur optique totale de l'atmosphère $\delta^{tot}(\lambda)$ peut être obtenue par :

$$V(\lambda) = \left(\frac{d_0}{d}\right)^2 \cdot V_0^{st}(\lambda) \cdot \exp\left(-m\delta^{tot}(\lambda)\right) \qquad (A.2)$$

où $V(\lambda)$ est le signal reçu par le détecteur, d_0 la distance moyenne Terre-Soleil, d la distance Terre-Soleil le jour d'observation, $V_0^{st}(\lambda)$ le signal (standard) que recevrait le détecteur "hors atmosphère" pour la distance moyenne Terre-Soleil, m est la masse d'air. On écrit:

$$V(\lambda) = V_0(\lambda) \cdot \exp\left(-m\delta^{tot}(\lambda)\right) \qquad (A.3)$$

où $V_0(\lambda)$ est le signal que recevrait le détecteur "hors atmosphère" et corrigé de la distance Terre-Soleil. L'épaisseur optique totale de l'atmosphère est définie par :

$$\delta^{tot}(\lambda) = \delta^{aer} + \delta^{Ray} + \delta^{g} \qquad (A.4)$$

où δ^{Ray} est l'épaisseur optique due à la diffusion moléculaire ou diffusion Rayleigh, δ^{g} est due à l'absorption par des gaz tels que l'ozone ou le dioxyde de carbone, δ^{aer} est l'épaisseur optique due à la diffusion et éventuellement à l'absorption des aérosols.

Ainsi, après le calcul de la masse d'air, la détermination des constantes d'étalonnage, la soustraction de la contribution de la diffusion Rayleigh et éventuellement de la contribution d'absorbants, l'épaisseur optique mesurée des aérosols[1], est obtenue par l'équation suivante :

$$\delta^{aer}(\lambda) = -\frac{1}{m}\frac{\mathrm{Log}V(\lambda)}{\mathrm{Log}V_0(\lambda)} - \delta^{Ray}(\lambda) - \delta^{g}(\lambda) \qquad (A.5)$$

Cette épaisseur optique correspond au contenu en aérosols intégré sur toute la colonne atmosphérique.

2.1 Calcul de la masse d'air

Connaissant la latitude, la longitude du lieu et l'heure des mesures, l'angle solaire θ_s peut être calculé à partir de la routine POSSOL que l'on peut trouver dans le code 5S (Tanré et al., 1986). Le calcul de la masse d'air s'effectue selon la formule :

[1]D'une façon générale, l'épaisseur optique des aérosols troposphériques peut s'étendre de 0.05 à 4 à 550 nm avec une concentration maximale dans les basses couches. En revanche, l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques est de l'ordre de 0.004 (pouvant atteindre 100 fois cette valeur lors d'une éruption volcanique). Donc, l'atténuation du rayonnement entre le soleil et le détecteur est principalement due aux particules troposphériques. Cependant, il est possible d'observer des aérosols stratosphériques depuis le sol. Par exemple, l'inversion des données de la campagne Hapex-Sahel (24 août-15 octobre 1992) indique une granulométrie d'aérosols contenant un mode de particules stratosphériques à 0.05 µm. Ce mode provient des aérosols de l'éruption du Pinatubo en juin 1991. Des mesures d'épaisseurs optiques à la Jungfrau à une altitude de 3450 m en mars 1993 donnent une épaisseur optique de 0.06 à 450 nm correspondant majoritairement aux aérosols stratosphériques résiduels du Pinatubo, puisque l'épaisseur optique de ces derniers est de 0.05 à cette époque.

$$m = \frac{1}{\mu_s} - a\left(\frac{1}{\mu_s} - 1\right) - b\left(\frac{1}{\mu_s} - 1\right)^2 - c\left(\frac{1}{\mu_s} - 1\right)^3 \qquad (A.6)$$

où $\mu_s = \cos\theta_s$, $a = 1.867.10^{-3}$, $b = 2.875.10^{-3}$, $c = 0.8083.10^{-3}$

En fait, tant que la sphéricité de la Terre peut être négligée, c'est-à-dire tant que θ_s est inférieur à 75° environ, $m = 1/\mu_s$.

2.2 Calcul de l'épaisseur optique moléculaire

L'épaisseur optique moléculaire de la couche atmosphérique située au-dessus du niveau d'observation à la pression p, à la longueur d'onde λ, est obtenue avec la formule (Deschamps et al, 1983) :

$$\delta^{Ray}(\lambda) = \left(A\lambda^{-4} + B\lambda^{-5} + C\lambda^{-6}\right) \cdot \frac{p}{p_0} \qquad (A.7)$$

où λ est en μm, $A = 84.35\ 10^{-4}\mu m^4$, $B = -1.225\ 10^{-4}\mu m^5$, $C = 1.4\ 10^{-4}\mu m^6$, p_0 est la pression atmosphérique standard au niveau de la mer. L'épaisseur optique moléculaire est un terme pratiquement constant dans le temps et l'espace et essentiellement important aux courtes longueurs d'onde (voir tableau 3). Pour le canal λ, $\delta^R(\lambda)$ est l'épaisseur optique convoluée par la fonction filtre $f(\lambda)$ et par la distribution spectrale de l'éclairement solaire incident au sommet de l'atmosphère $E(\lambda)$:

$$\delta^{Ray}(\Delta\lambda) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \delta^{Ray}(\lambda) \cdot f(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} f(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot d\lambda} \qquad (A.8)$$

$\Delta\lambda$ correspond à la bande passante du filtre.

La précision sur l'épaisseur optique moléculaire est de 1 %, soit une incertitude de 0.002 à 450 nm.

2.3 Calcul de l'épaisseur optique d'ozone dans la bande de Chappuis

Afin de ne pas éliminer une partie importante du spectre visible —ceci pour des raisons de qualité de résultat d'inversion — on ne peut éviter la bande de Chappuis. Cette bande d'absorption large due à l'ozone, est centrée vers 600 nm et s'étend de 440 à 800 nm. Typiquement, l'épaisseur optique d'absorption est de l'ordre de 0.03 à 0.04 au maximum d'absorption vers 600 nm. Puisque le photomètre EOP n'est pas équipé de filtres permettant la mesure simultanée de la quantité d'ozone, on utilise des valeurs climatologiques pour la correction des filtres centrés à 450, 550 et 680 nm. Le tableau 3 donne les épaisseurs optiques d'ozone pour la valeur climatologique de 0.319 cm.atm, caractéristique des latitudes moyennes.

λ(nm)	450	550	680	870
δ^{Ray}	0.2206	0.0961	0.0408	0.0149
δ^{O_3}	0.001	0.027	0.0111	0

tableau 3 : Epaisseurs optiques moléculaire et d'ozone aux longueurs d'onde centrales des filtres d'EOP

2.4 Correction de l'absorption par le dioxyde de carbone

Dans la canal situé à 1610 nm, nous retranchons l'épaisseur optique d'absorption due au dioxyde de carbone avec l'expression suivante :

$$\left(\mathrm{LogV}(\lambda)\right)_{\text{corrige}} = \left(\mathrm{LogV}(\lambda)\right)_{\text{mesure}} - 0.010066 - 0.020042 \cdot \sqrt{m} \quad \text{(A.9)}$$

2.5 Etalonnage du photomètre EOP

Pour accéder à l'épaisseur optique des aérosols, il faut connaître la constante d'étalonnage $V_0(\lambda)$ pour chaque canal. La détermination des constantes d'étalonnage se fait généralement par la méthode classique de Bouguer-Langley. On mesure le signal $V(\lambda)$ au cours d'une demi-journée depuis le lever ou bien jusqu'au coucher du soleil de façon à avoir une grande variation de la masse d'air et on trace le $\log V(\lambda)$ en fonction de m :

$$\mathrm{LogV}(\lambda) = \mathrm{LogV}_0(\lambda) - m\left(\delta^{Ray}(\lambda) + \delta^{g}(\lambda) + \delta^{aer}(\lambda)\right) \quad \text{(A.10)}$$

En interpolant à m=0, on obtient la valeur hors atmosphère $V_0(\lambda)$ standard après correction de la distance Terre-Soleil, la pente fournit l'épaisseur optique des aérosols. Cette méthode suppose des conditions parfaites de stabilité atmosphérique durant les mesures. En fait, ceci est très rare et en général, il y a dispersion des points de mesures autour de la droite de régression linéaire à cause de la variation temporelle de l'épaisseur optique et le coefficient d'étalonnage n'est pas déterminé de façon précise. Dans certain cas, on peut même aboutir à une erreur sur la valeur de la constante d'étalonnage ''sans s'en apercevoir'':

$$V(\lambda) = V_0(\lambda) \cdot \exp\left(-m\delta^*(\lambda) + \frac{a}{m}\right) \qquad (A.11)$$

$$\mathrm{Log}V(\lambda) = (\mathrm{Log}V_0(\lambda) - a) - m\delta^*(\lambda) \qquad (A.12)$$

Il y a une bonne corrélation malgré une fausse valeur pour V_0 et la méthode va restituer une épaisseur optique parfaitement constante.

Pour éviter cette erreur, nous utilisons la méthode de Bouguer-Langley modifiée (Soufflet et al., 1992) car cette méthode tient compte de la variation temporelle des aérosols dans le tracé des droites de Bouguer. Pour l'appliquer, il faut un étalonnage absolu du photomètre étalon ETAL, obtenu lors de vols stratosphériques dans des conditions stables. A partir de mesures simultanées d'ETAL et d'EOP, cet étalonnage absolu sert à étalonner EOP dans chaque canal (compte tenu de la fréquence des mesures d'ETAL (5 secondes), il est toujours possible de faire correspondre la mesure d'EOP à une mesure d'ETAL pour effectuer l'inter-étalonnage). Cette méthode repose sur la supposition que la nature chimique des aérosols ne varie pas au cours de la période d'étalonnage, c'est-à-dire que le coefficient d'Ångström ne varie pas :

$$\alpha = -\frac{\mathrm{Log}\left(\delta(\lambda)/\delta(\lambda_0)\right)}{\mathrm{Log}\left(\lambda/\lambda_0\right)} \qquad (A.13)$$

Cette condition est moins stricte que la méthode classique puisque l'épaisseur optique peut varier au cours du temps. Dans ces conditions, la variation temporelle de l'épaisseur optique à

la longueur d'onde λ d'EOP s'exprime en fonction de la variation temporelle à la longueur d'onde de référence λ_0 :

$$\Delta\delta^{aer}(\lambda,t) = \Delta\delta^{aer}(\lambda_0,t)\cdot\frac{\delta^{aer}_{moy}(\lambda)}{\delta^{aer}_{moy}(\lambda_0)} \qquad (A.14)$$

l'épaisseur optique instantanée étant la somme d'un terme constant correspondant à l'épaisseur optique moyenne journalière $\delta^{aer}_{moy}(\lambda_0)$ et du terme $\Delta\delta^{aer}(\lambda_0,t)$ exprimant la variabilité temporelle :

$$\delta^{aer}(\lambda_i,t) = \delta^{aer}_{moy}(\lambda_i) + \Delta\delta^{aer}(\lambda_i,t) \qquad (A.15)$$

λ_i étant le canal de référence ou un canal d'EOP

Seules les mesures faites simultanément par les deux radiomètres sont retenues pour la détermination de $V_0(\lambda)$. On tolère un délai maximum de 10 secondes entre la mesure de l'étalon et la mesure d'EOP. On obtient une mesure commune environ toutes les 2 minutes 30 s. Le signal reçu par EOP est :

$$V(\lambda) = V_0(\lambda)\cdot\exp\left[-m\left(\delta^{Ray} + \delta^{g} + \bar{\delta}^{aer}(\lambda) + \Delta\delta^{aer}(\lambda,t)\right)\right] \qquad (A.16)$$

En prenant le logarithme népérien de cette expression, on obtient :

$$\mathrm{Log}V(\lambda) + m\Delta\delta^{aer}(\lambda,t) = \mathrm{Log}V_0(\lambda) - m\left(\delta^{Ray}(\lambda) + \delta^{g} + \delta^{aer}_{moy}(\lambda)\right) \qquad (A.17)$$

soit : $Y = Am + B$, où $Y = \mathrm{Log}V(\lambda) + m\Delta\delta^{aer}(\lambda,t)$, $A = \left(\delta^{Ray}(\lambda) + \delta^{g} + \bar{\delta}^{aer}(\lambda)\right)$ et $B = \mathrm{Log}V_0(\lambda)$. La valeur initiale de $\bar{\delta}^{aer}(\lambda)$ obtenue par la méthode classique de Bouguer-Langley d'après l'équation A.10 permet le calcul de Y. Par une régression linéaire sur la droite A.17, nous obtenons une nouvelle valeur pour $\bar{\delta}^{aer}(\lambda)$ qui permet à nouveau le calcul de Y et des paramètres de la droite de régression, et ainsi de suite. Le processus itératif est stoppé quand le critère de convergence suivant est atteint :

$$\left|\bar{\delta}^{aer(i)}(\lambda) - \bar{\delta}^{aer(i-1)}(\lambda)\right| < \varepsilon_\delta \qquad (A.18)$$

i et i-1 étant la i-ème et la (i-1)-ème itération. L'ordonnée à l'origine de la droite de régression correspondant à ce résultat donne la constante d'étalonnage.

Comme :

$$\delta(\lambda,t) = \delta(\lambda_0,t)\cdot\frac{\bar{\delta}(\lambda)}{\bar{\delta}(\lambda_0)}$$

l'équation A.17 utilisée dans la méthode de Soufflet et al. peut encore s'écrire :

$$\mathrm{LogV}(\lambda) + m\left(\delta^{Ray}(\lambda)+\delta^{g}\right) = \mathrm{LogV}_0(\lambda) - \left(m\frac{\delta(\lambda_0,t)}{\bar{\delta}(\lambda_0)}\right)\cdot\bar{\delta}(\lambda)$$

$$\text{soit : } y_i = \mathrm{LogV}_0(\lambda) + x_i\cdot\bar{\delta}(\lambda)$$

où $y_i = \mathrm{LogV}(\lambda) + m\left(\delta^{Ray}(\lambda)+\delta^{g}\right)$, $x_i = -m\frac{\delta(\lambda_0,t)}{\bar{\delta}(\lambda_0)}$ et $\bar{\delta}(\lambda_0) = \text{constante}$ sont fournies par la mesure. Cette équation donne directement les paramètres $\mathrm{LogV}_0(\lambda)$ et $\bar{\delta}(\lambda)$, tous deux calculés de manière à minimiser la quantité :

$$\sum_{i=1}^{N}\left[y_i - \left(x_i\cdot\bar{\delta}(\lambda) + \mathrm{LogV}_0(\lambda)\right)\right]^2$$

N étant le nombre total de mesures effectuées. Cette méthode ne nécessite pas la connaissance préalable d'une estimation des paramètres recherchés, ni de fixer un critère de convergence. Nous calculons les incertitudes dans la détermination de ces paramètres liées aux erreurs de mesures.

On peut vérifier que $\mathrm{LogV}_0(\lambda)$ est correctement déterminé avec l'une ou l'autre méthode. Si le coefficient d'étalonnage diffère du coefficient d'étalonnage "vrai" selon :

$$V_0(\lambda) = V_0^{v}(\lambda)\cdot(1+\varepsilon) \text{ où } \varepsilon \text{ est une constante, } \varepsilon \ll 1 \qquad (A.19)$$

alors, comme :

$$\mathrm{Log}\left[V_0^{v}(\lambda)\cdot(1+\varepsilon)\right] \approx \mathrm{LogV}_0^{v}(\lambda) + \varepsilon \qquad (A.20)$$

et d'après l'équation A.17, l'épaisseur optique instantanée restituée diffère de l'épaisseur optique instantanée "vraie" d'une quantité ε/m :

$$\bar{\delta}^{aer}(\lambda)+\Delta\delta^{aer}(\lambda,t)=\frac{1}{m}\mathrm{Log}V_0^{v}(\lambda)-\frac{1}{m}\mathrm{Log}V(\lambda)-\delta^{Ray}-\delta^{g}+\frac{\varepsilon}{m} \quad (A.21)$$

$$\delta^{aer}(\lambda,t)=\delta^{vrai}(\lambda,t)+\frac{\varepsilon}{m}$$

La meilleure estimation du coefficient d'étalonnage (V_0^{vrai}) est obtenue quand les points de mesures représentés par $\delta(\lambda,t)-(\Delta\delta(\lambda,t)+\bar{\delta}(\lambda))$ tracés en fonction du temps sont dispersés autour d'une droite de pente nulle et d'ordonnée à l'origine nulle. La dispersion provient d'une part du bruit radiométrique et d'autre part du fait que chaque photomètre a sa propre horloge et qu'il peut y avoir un écart de 5 secondes entre les mesures lors de la sélection des données. Cette équation permet également de valider ou d'invalider l'hypothèse d'invariabilité de la nature des aérosols. En effet, nous obtenons ce résultat si à l'épaisseur optique instantanée δ(λ,t) on retranche l'écart à la moyenne Δδ(λ,t) du bon ordre de grandeur estimé avec l'étalon, c'est-à-dire, si effectivement il n'y a pas eu variation du coefficient d'Angström. Les figures 1 et 2 en sont des illustrations.

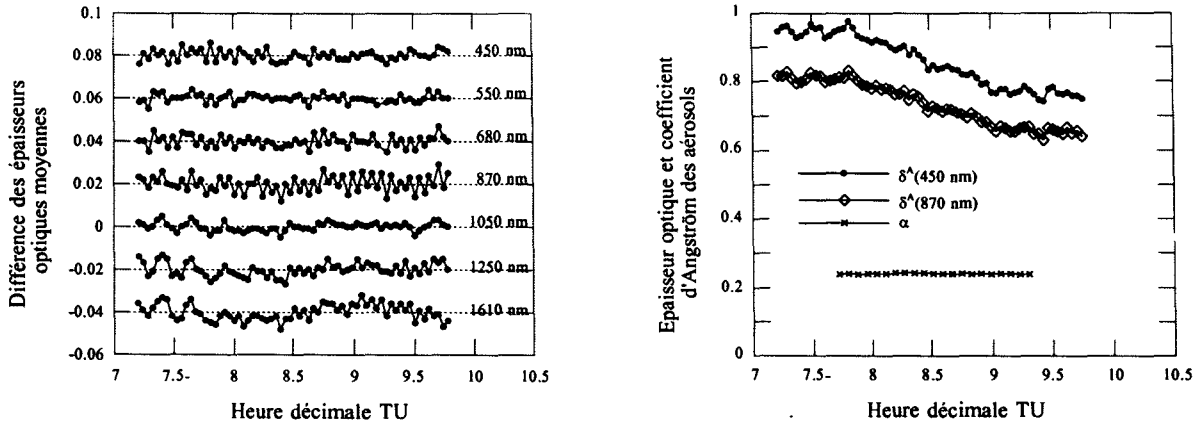


figure 1: Evolution temporelle de $\delta(\lambda,t)-(\Delta\delta(\lambda,t)+\bar{\delta}(\lambda))$ ***(à gauche) et évolution temporelle de l'épaisseur optique (à droite), cas du 28 septembre 1992 durant la campagne Hapex-Sahel au Niger.***

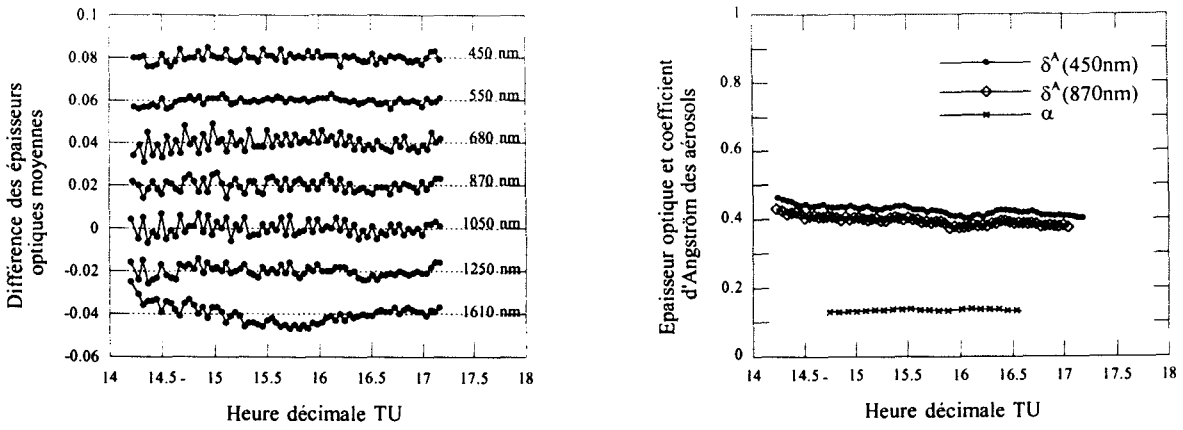


figure 2: Evolution temporelle de $\delta(\lambda,t)-\left(\Delta\delta(\lambda,t)+\bar{\delta}(\lambda)\right)$ ***(à gauche) et évolution temporelle de l'épaisseur optique (à droite), cas du 13 septembre 1992***

Si l'invariabilité de la nature des aérosols n'est pas vérifiée, on ne peut trouver des coefficients V_0 tels que tous les points soient sur une même droite horizontale et on obtient :

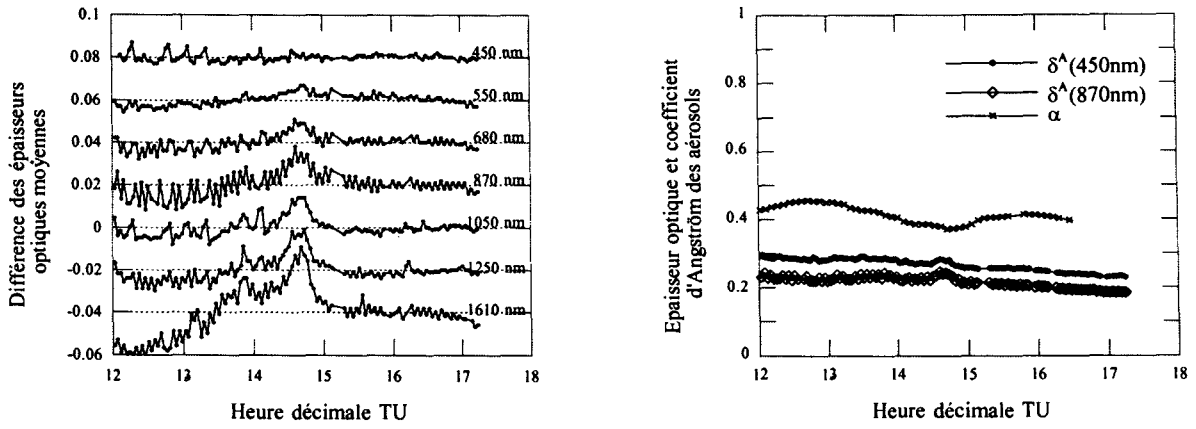


figure 3: Evolution temporelle de $\delta(\lambda,t)-\left(\Delta\delta(\lambda,t)+\bar{\delta}(\lambda)\right)$ ***(à gauche) et évolution temporelle de l'épaisseur optique (à droite), cas du 3 septembre 1992***

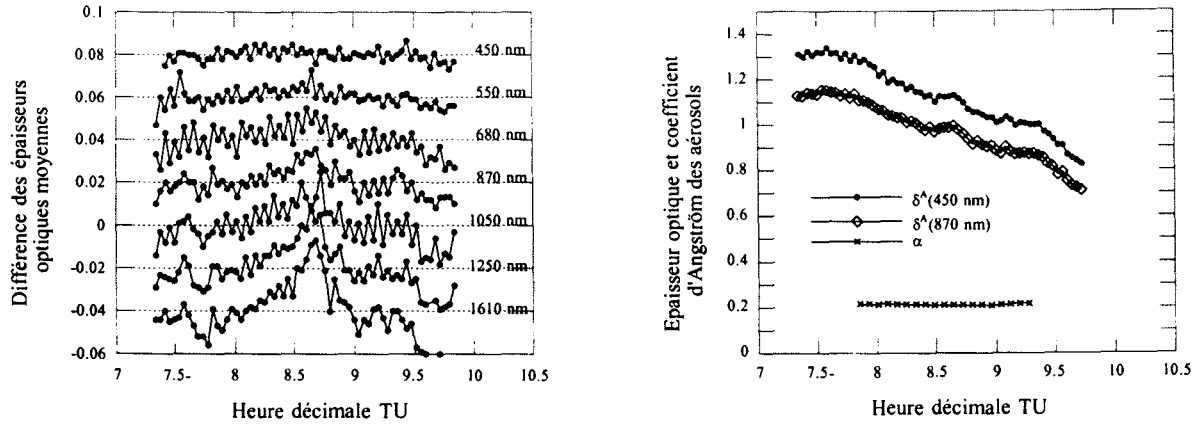


figure 4: Evolution temporelle de $\delta(\lambda,t)-\left(\Delta\delta(\lambda,t)+\overline{\delta}(\lambda)\right)$ *(à gauche) et évolution temporelle de l'épaisseur optique (à droite), cas du 29 septembre 1992*

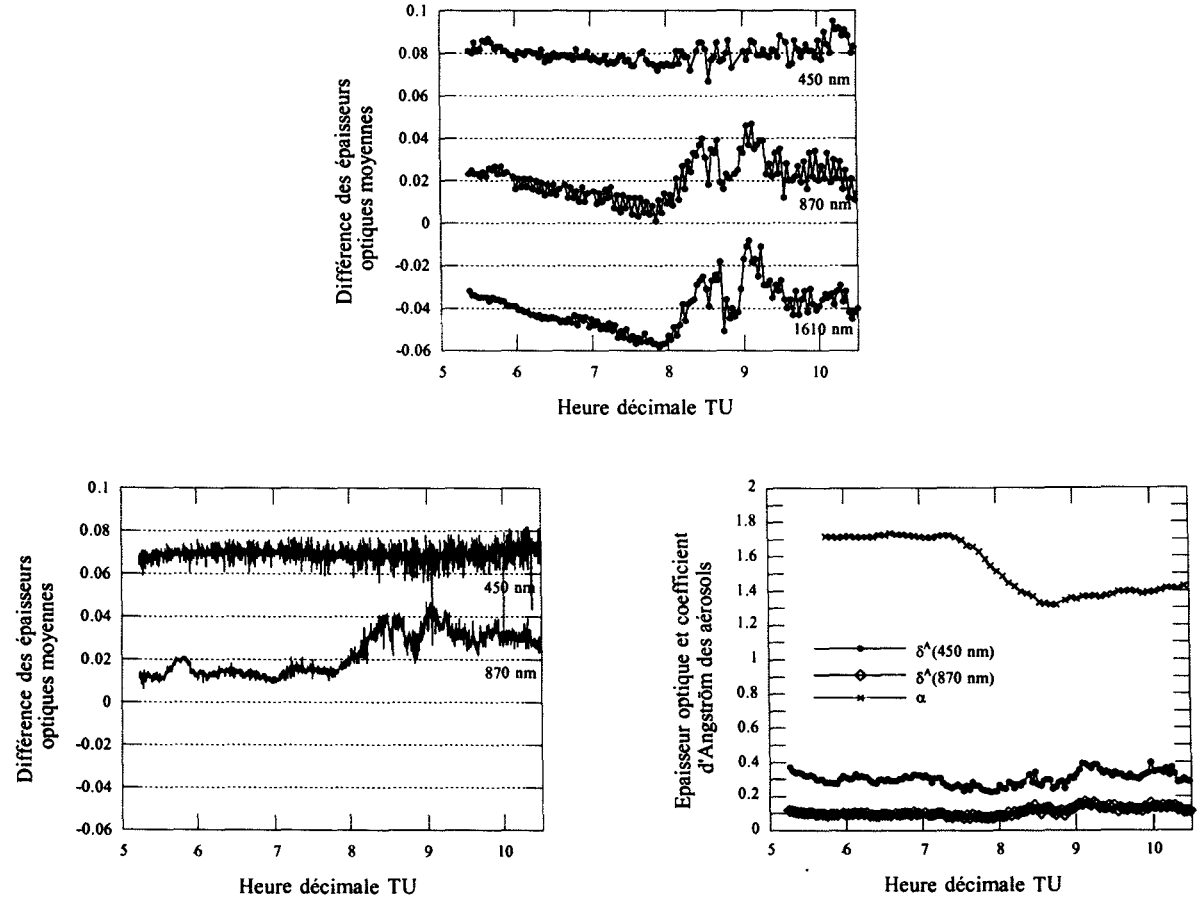


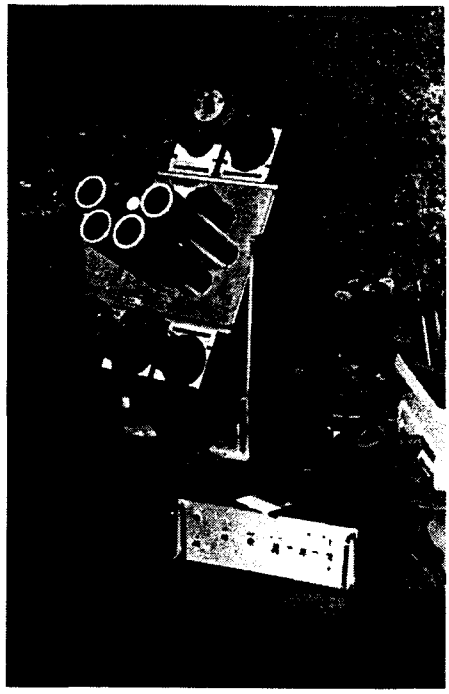
figure 5: Evolution temporelle de $\delta(\lambda,t)-\left(\Delta\delta(\lambda,t)+\overline{\delta}(\lambda)\right)$ *(en haut pour EOP, en bas à gauche pour les étalons 450 et 870 nm), évolution temporelle de l'épaisseur optique (à droite), cas du 24 juin 1994*

Parfois, il peut y avoir une variabilité importante des coefficients $\mathrm{Log}V_0(\pm.015)$ d'une journée à l'autre. Ceci peut résulter de conditions atmosphériques instables, turbides, induisant des déviations standards $\Delta V_0/V_0$ plus importantes que les autres jours et pour lesquels la simultanéité parfaite entre les mesures d'ETAL et d'EOP devient primordiale. En pratique, on attribue plus de confiance à un étalonnage fait un jour clair (où l'épaisseur optique est inférieure à 0.4-0.5 par exemple) et pour lequel les mesures ont pu être effectuées jusqu'à des masses d'air de 7 environ.

N.B. : Entre 450 et 1600 nm, les courbes $\mathrm{Log}\delta=f(\mathrm{Log}(\lambda))$ ne sont pas linéaires dans un diagramme log-log. Par conséquent, la représentation $\delta(\lambda)=\beta.\lambda^{-\alpha}$, où α est le coefficient d'Angström, ne peut pas rendre compte de la variation spectrale de l'épaisseur optique. On calcule alors un coefficient d'Angström "visible" entre 450 et 870 nm et un coefficient "IR" entre 870 et 1600 nm, α renseigne sur la taille des particules (pour le Rayleigh, $\alpha \approx 4$).

2.6 Précision des mesures

La précision des mesures d'épaisseurs optiques dans le visible est estimée à 0.02. Dans les canaux proches-infrarouges, où les épaisseurs optiques sont plus faibles, les erreurs sont plus grandes. Dans ce domaine, la correction de l'effet d'absorption par la vapeur d'eau introduit des erreurs supplémentaires. Mais la précision est meilleure que 10%.



Le photomètre étalon ETAL et le photomètre multispectral EOP (4 canons)

Description de l'auréolemètre et détermination d'une fonction de phase relative des aérosols en prodiffusion

La détermination au sol de la partie avant de la fonction de phase des aérosols est faite en mesurant avec l'auréolemètre l'intensité du rayonnement solaire diffusé dans l'auréole solaire (large zone angulaire autour du soleil jusqu'à une vingtaine de degrés). En effet, pour des atmosphères turbides, la luminance du ciel dans l'auréole est principalement due à la forte diffusion avant des grosses particules et c'est une zone où les processus de diffusion primaire sont prépondérants comparés aux processus de diffusions multiples.

1. Description de l'auréolemètre

L'auréolemètre a été réalisé au LOA. Le champ de l'appareil est faible avec une ouverture angulaire à mi-hauteur d'environ 1 degré et son canon est muni d'une série de diaphragmes. Ces deux caractéristiques permettent l'élimination des flux parasites (éclairement de l'optique d'entrée par le flux solaire direct et flux solaire diffusé en dehors de l'angle solide de visée de l'appareil). La longueur du canon présente cependant l'inconvénient de donner une prise au vent à l'auréolemètre rendant parfois la mesure impossible. L'optique est constituée d'un filtre centré à 870 nm et d'un jeu de lentilles concentrant la lumière sur

une diode au silicium. Pour permettre à la fois les mesures de flux direct et diffus, l'amplificateur est muni de 6 gains à changement automatique dont le rapport entre 2 gains successifs est de 10. Le signal est ensuite digitalisé par un voltmètre numérique et enregistré sur un PC.

2. La mesure d'auréole

A l'instant t_0, l'auréolemètre est pointé sur le soleil dont la direction est repérée par l'angle zénithal solaire θ_0 et l'angle azimutal φ_0 ; l'angle de visée θ_v et θ_0 sont alors confondus, de même $\varphi_v=\varphi_0$. Ensuite, l'auréolemètre effectue une rotation en azimut à la vitesse ω de 360 degrés par heure en conservant le même angle de visée. Le plan ainsi balayé est appelé " almucantar" passant par le soleil (figure 1). La variation temporelle de l'angle de diffusion Θ est donnée par :

$$\cos\Theta(t) = \cos\theta_v \cdot \cos\theta_s(t) + \sin\theta_v \cdot \sin\theta_s(t) \cdot \cos\left[\varphi_v + \omega(t - t_0) - \varphi_s(t)\right] \qquad (B.1)$$

où $\theta_s(t)$ et $\varphi_s(t)$ sont les coordonnées du soleil à l'instant t calculées avec la routine POSSOL que l'on peut trouver dans le code 5S (Tanré et al., 1986) connaissant les coordonnées géographiques, la date et l'heure de la mesure.

L'origine de l'angle de diffusion correspond au passage de l'auréolemètre sur le soleil, au moment où le signal est maximum. Pour la déterminer, l'auréolemètre est dépointé de quelques degrés à droite du soleil de façon à ce que le soleil passe dans le champ de l'appareil. Pour les 2 gains les plus faibles, quand l'auréolemètre vise à plus ou moins 0.6 degrés environ du centre du soleil, 5 mesures sont acquises par seconde alors que la réponse du voltmètre est d'1/4 de seconde. Le signal n'étant pas stabilisé, il s'ensuit une petite dissymétrie du signal par rapport au maximum. Le centrage de l'auréole sur le maximum "réel" est donc effectué avec les mesures comprises entre 1 et 2 degrés environ et pour lesquelles, le signal étant plus faible, la cadence est d'environ 1 mesure par seconde. Nous estimons à 0.1 degré la précision sur l'angle de diffusion, entraînant une incertitude sur la luminance à 2 degrés ne dépassant pas 1.5%. Pour avoir tel centrage de l'auréole (voir figure

2a, correspondant au champ de l'auréole du 28 juin 1994 dans la plaine de La Crau), un bon réglage de l'angle de visée de l'auréolemètre est primordial au moment où l'acquisition des mesures est lancée car il permettra le défilement du soleil dans le champ de l'auréolemètre sans que l'on ait à rétablir la direction de visée. La figure 2 représente un exemple de mesures de luminance diffuse dans l'auréole en fonction de l'heure décimale universelle (b) et en fonction de l'angle de diffusion (c).

Compte tenu de la géométrie d'observation, l'angle de diffusion maximum accessible est $2*\theta_0$ correspondant à un demi-tour d'auréolemètre. Il ne faut pas de nuages dans un secteur d'environ 45 degrés à partir du soleil.

Le traînage du détecteur produisant l'asymétrie de l'auréole autour du maximum est désormais éliminé grâce à un moteur pas à pas depuis juin 1995. Ce nouveau moteur permet d'adapter la vitesse de rotation de l'auréolemètre à la vitesse de variation du signal par un test sur le gain. Pour tous les gains, la cadence est d'une mesure par seconde. Pour les gains les plus faibles, une mesure est faite tous les 0.02 degrés, sinon tous les 0.4 degrés. La durée de la mesure est ainsi diminuée d'un facteur 4. Par conséquent, cela rend raisonnable la mesure jusqu'à l'angle azimutal de visée de 180° (environ 8 minutes) et nous avons donc un point de mesure commun avec le plan principal. De plus, les mesures peuvent être faites pour des masses d'air plus faibles qu'auparavant. Les auréoles de la campagne dans la Plaine de La Crau en juillet 1995 ont été effectuées avec cette nouvelle version.

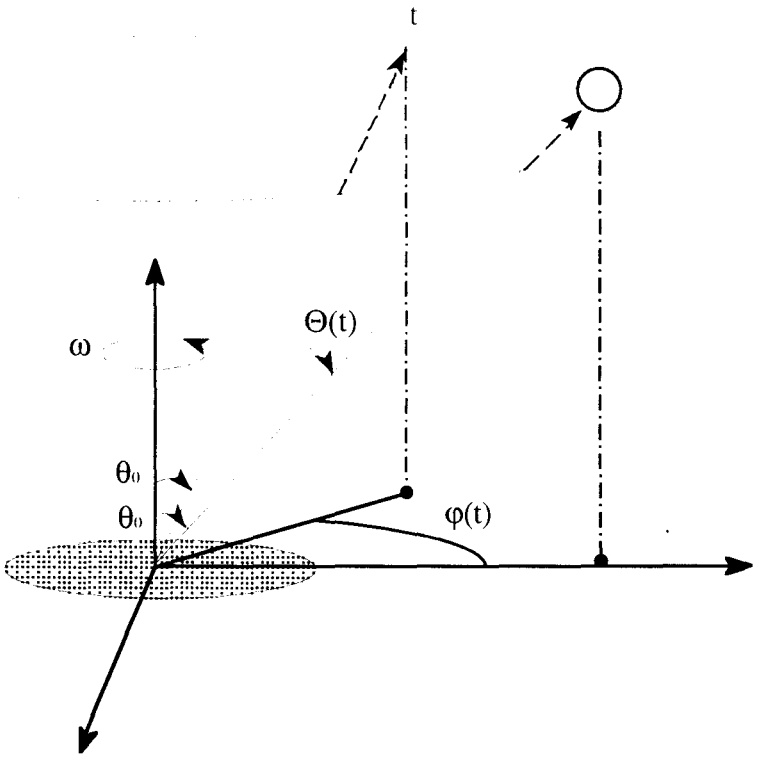


figure 1: géométrie de l'observation à l'auréolemètre. La vitesse de rotation de l'auréolemètre est ω. A l'instant t_0, les coordonnées du soleil et de visée sont confondues (θ_0, φ_0). A l'instant t, la direction azimutale de l'auréolemètre s'est modifiée de $\omega(t-t_0)$, $\varphi(t)$ est la différence entre les directions azimutales solaire et de visée.

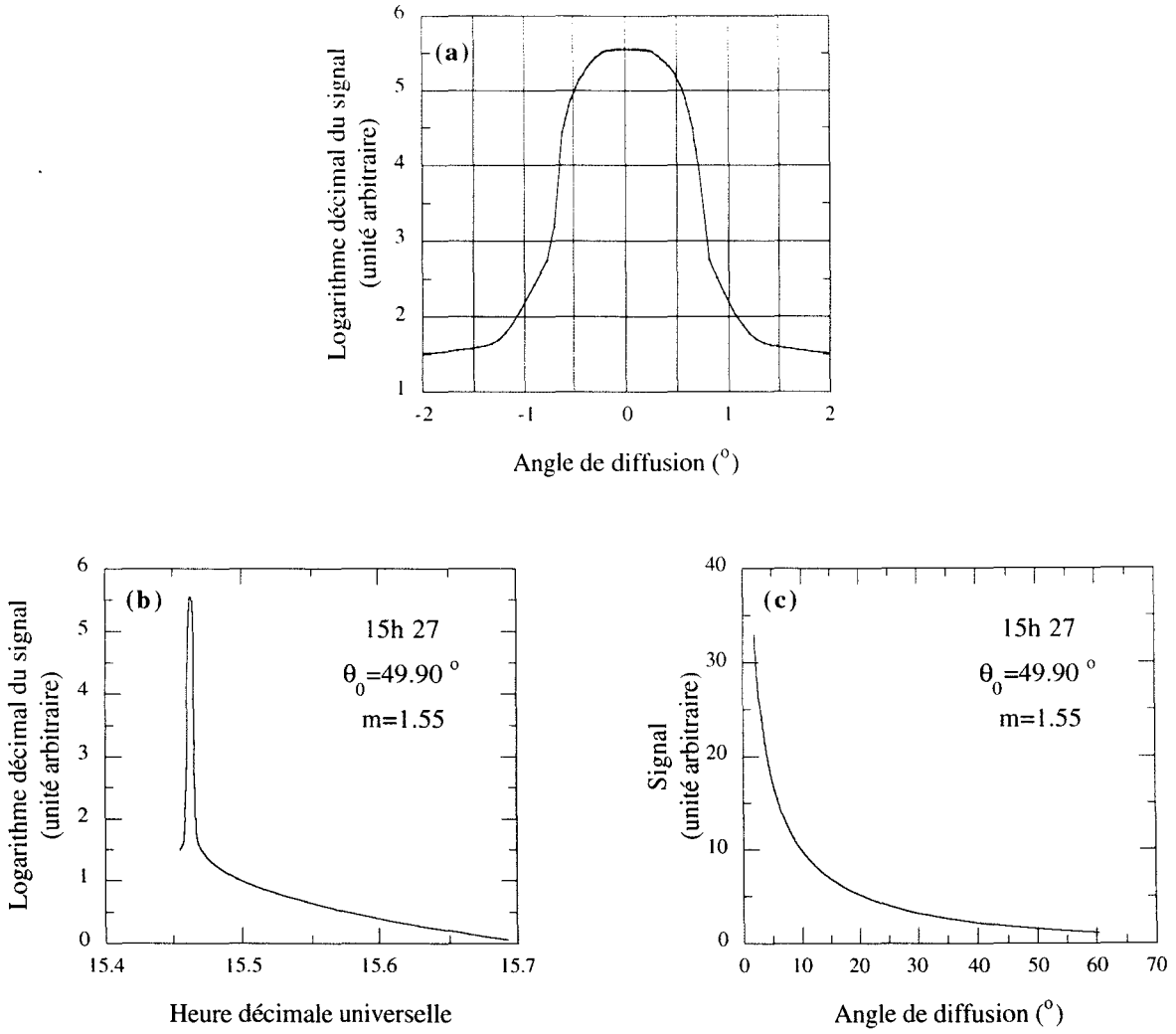


figure 2: Mesures de l'auréolemètre du 28 juin 1994 dans la plaine de La Crau. (a) : Champ de l'auréole. (b) : Logarithme décimal du signal en fonction de l'heure décimale universelle. (c) : Signal donné à partir de 2 degrés en angle de diffusion

3. Détermination de la fonction de phase

3.1 Réduction des diffusions multiples lors de la mesure

Pour une observation dans l'almucantar, la luminance primaire descendante peut s'écrire proportionnellement à la fonction de phase des aérosols :

$$L(\theta_v) = \frac{E_s}{4\pi\mu_v}\left[\omega_0\delta_A P_A(\Theta) + \delta_R P_R(\Theta)\right] e^{-\frac{(\delta_A+\delta_R)}{\mu_v}} \qquad (B.2)$$

Toutefois, la luminance mesurée résulte de processus de diffusions primaires et multiples des particules et des molécules. Pour déterminer la fonction de phase des aérosols à partir de ces mesures, nous devons déduire la contribution des molécules et des diffusions multiples.

Les erreurs de correction sont bien sûr d'autant plus faibles que la correction à apporter est faible. La composante Rayleigh est minimisée par le choix de la longueur d'onde (870 nm) pour laquelle l'épaisseur optique est faible (δ_R=0.017). De plus, il n'y a pas de pointe avant dans la diffusion moléculaire. Les paramètres auxquels la luminance mesurée est la plus sensible sont l'angle solaire zénithal (ou la masse d'air) et l'épaisseur optique, mais ils sont connus.

Expérimentalement, nous pouvons réduire la part des diffusions multiples en optimisant la valeur de la masse d'air. La limite supérieure peut être fixée à 3, et pour que la durée de la mesure pour atteindre l'angle de diffusion de 30 degrés ne soit pas trop longue (figure 3), nous fixons une limite inférieure généralement de 1.3. Ainsi, la durée de l'auréole pour atteindre 30° se situe entre 5 et 8 minutes correspondant à une variation d'angle zénithal solaire inférieure à 1°, qui est fortement dépendant du lieu géographique et de la date de la mesure.

3.2 Méthode de correction des diffusions multiples

Pour pouvoir inverser l'auréole afin d'obtenir la granulométrie des aérosols, nous devons d'abord obtenir la fonction de phase des aérosols à partir des données d'auréoles brutes.

La méthode adoptée depuis le début du fonctionnement de l'auréolemètre est la méthode de résolution de l'équation de transfert de Weinman et al. (1975) basé sur les ordres successifs de diffusion et la technique de transformation de Hankel. C'est une méthode itérative dite "approximation analytique des petits angles" pour les observations dans l'almucantar que nous utilisons jusqu'à 30°.

L'auréolemètre n'est pas étalonné en absolu, mais au voisinage de 30°, la fonction de phase des aérosols est peu sensible à la granulométrie (Deirmendjian, 1963) et à la partie réelle de l'indice de réfraction des particules (Hansen et Travis, 1974, fig. 16 et 17). Elle vaut environ 3. Nous pouvons donc calculer une fonction de phase approchée à 30°, notée $P_{mel}(\Theta=30°)$, pour le mélange aérosols-molécules d'après l'expression de la fonction de phase normalisée du mélange :

$$P_{mel}(\Theta = 30°) = \frac{\omega_0 \delta^A P^A(\Theta = 30°) + \delta^R P^R(\Theta = 30°)}{\omega_0 \delta^A + \delta^R} \qquad (B.3)$$

puisque nous connaissons par ailleurs la fonction de phase des molécules, leur épaisseur optique et l'épaisseur optique des aérosols. Nous pouvons alors évaluer pour tout angle de diffusion Θ_i, la quantité :

$$P_{mel}(\Theta_i) = P_{mel}(\Theta_0 = 30°) \cdot \frac{L(\Theta_i)}{L(\Theta_0 = 30°)} \qquad (B.4)$$

correspondant à une "fonction de phase comprenant les diffusions multiples". Avec la méthode de Weinman, nous allons la corriger des diffusions multiples. A l'ordre 0, cette quantité notée $P^{(0)}_{mel}(\Theta_i)$ permet l'évaluation du rapport des diffusions primaires sur les diffusions multiples $R^{(0)}(\Theta_i)$. A l'ordre 1, le calcul s'effectue avec $P^{(0)}_{mel}(\Theta_i)$ corrigé des diffusions multiples :

$$P^{(1)}_{mel}(\Theta_i) = P^{(0)}_{mel}(\Theta_i) \cdot R^{(0)}(\Theta_i) \qquad (B.5)$$

A l'ordre k :

$$P_{mel}^{(k)}(\Theta_i) = P_{mel}^{(k-1)}(\Theta_i) \cdot R^{(k-1)}(\Theta_i) \tag{B.6}$$

L'itération s'arrête à l'ordre n lorsque l'écart quadratique moyen :

$$\sigma_n = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[\frac{P_{mel}(\Theta_i) - P_{mel}^{(n)}(\Theta_i) \cdot {}^{1}R^{(n)}(\Theta_i)}{P_{mel}(\Theta_i)}\right]^2 \tag{B.7}$$

atteint 0.001 correspondant à la précision de la méthode, N étant le nombre d'angles et $P_{mel}(\Theta)$ étant la "fonction de phase comprenant les diffusions multiples" de l'équation B.4. La fonction de phase des aérosols est obtenue à partir de $P_{mel}^{(n)}(\Theta)$ en retranchant la contribution des molécules d'après la relation B.3, δ_A,δ_R et $P_R(\Theta)$ étant connus.

L'albédo pour une diffusion est inconnu mais sa valeur affecte peu le rapport primaire-multiple en prodiffusion à cause de la prépondérance de la diffusion primaire dans les directions proches du soleil. Il modifie peu la forme de la fonction de phase dans les 30 premiers degrés : P(2°)/P(30°) est modifié au maximum de 4% dans les cas les plus défavorables quand on fait varier ω_0 de 0.7 à 1, il vaut en général moins de 2%. De même, la valeur choisie pour la fonction de phase des aérosols à 30° a peu d'impact sur la forme de la fonction de phase en prodiffusion : P(2°)/P(30°) est modifié de 0.5% en général selon que l'on prenne 4 ou 3.

L'inversion de cette fonction de phase en prodiffusion fournit la granulométrie des aérosols et les incertitudes sur sa valeur absolue vont juste résulter en une erreur sur le nombre total de particules dans la colonne atmosphérique, mais en aucun cas ces incertitudes affecteront leur distribution en taille relative.

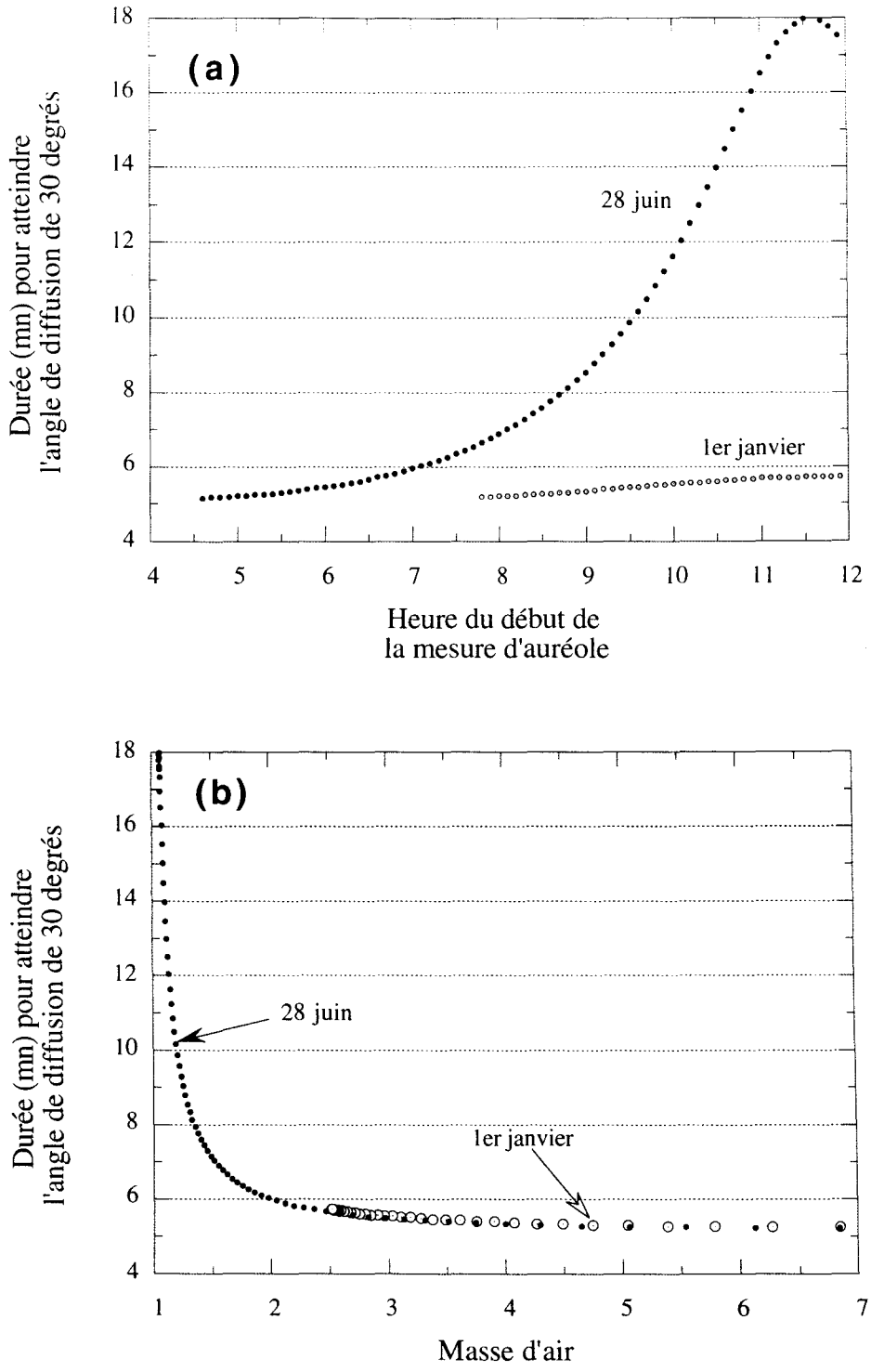


Figure 3 : Durée nécessaire pour atteindre l'angle de diffusion de 30 degrés avec l'auréolemètre, (a) en fonction de l'heure décimale universelle, (b) en fonction de la masse d'air. Résultats obtenus pour une mesure dans la plaine de La Crau (Latitude : 43.57°N, longitude : 4.82°E) le 28 juin et le 1er janvier.

L'auréolemètre

Inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols et de l'auréole

L'épaisseur optique et la fonction de phase des aérosols sont directement reliées à leur granulométrie. L'indice de réfraction intervient dans l'épaisseur optique par l'intermédiaire du coefficient d'extinction et dans la fonction de phase par l'intermédiaire du coefficient de diffusion :

$$\delta(\lambda) = \int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{ext}(\alpha, m) \cdot n(r) dr \qquad \text{(C. 1)}$$

$$P(\Theta) = \int_0^\infty \pi r^2 \cdot Q_{diff}(\alpha, m) \cdot p(\Theta) \cdot n(r) dr \qquad \text{(C. 2)}$$

1. Inversion de l'épaisseur optique

Deux démarches d'inversion des mesures spectrales de l'épaisseur optique des aérosols ont été largement développées et reposent : soit sur l'ajustement des paramètres inconnus d'une granulométrie telle que la distribution de Junge ou la distribution gamma modifiée (méthode analytique de Box and Lo, 1976), soit sur la détermination du nombre moyen de particules par classe de dimension en résolvant le système d'équations linéaires

obtenu à partir de la discrétisation de l'expression de l'épaisseur optique (éq. C.1) (méthode de contrainte linéaire de King et al., 1978 et King, 1982). Les deux méthodes mènent à des résultats similaires, cependant la méthode de Box est déficiente en particulier dans le cas des distributions multimodales (Fouquart et al, 1987).

L'inversion de contrainte linéaire de King et al. (1978) est utilisée au LOA depuis une dizaine d'années. La méthode est basée sur la résolution d'un système d'équations linéaires obtenu à partir de la discrétisation de l'intégrale $\delta(\lambda_i)$, i variant de 1 à N longueurs d'onde sélectionnées entre 450 et 870 nm ou entre 450 et 2200 nm, en une somme sur N - 1 classes de rayon :

$$\delta(\lambda_i) = \sum_{j=1}^{N-1} \pi r_j^2 \, Q_{ext}\left(\frac{2\pi r_j^2}{\lambda_i}, m\right) \cdot n(r_j) dr_j \qquad \text{(C. 3)}$$

Le domaine de rayons est découpé en classes de largeur variant de 0.3 à 1 µm environ. On se construit une matrice :

$$\begin{array}{c} \begin{array}{cccccccc} r_1 & r_2 & K & r_{j-1} & r_j & K & r_N & r_{N-1} \end{array} \\ \begin{pmatrix} \delta(\lambda_1) \\ M \\ \delta(\lambda_i) \\ M \\ \delta(\lambda_N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & & M & & \\ & & M & & \\ \cdots\cdots & & A_{ij} & & \cdots\cdots \\ & & M & & \\ & & M & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ M \\ f_i \\ M \\ f_N \end{pmatrix} \end{array} \qquad \text{(C 4)}$$

C'est une technique itérative pour laquelle on se donne comme granulométrie initiale une loi de Junge ($n(r)=Cr^{-\nu}$) dont nous fixons arbitrairement la valeur du paramètre ν (il peut être choisi à partir du coefficient d'Angström calculé à partir de la variation spectrale de l'épaisseur optique entre 450 et 870 nm ($\nu=\alpha+3$)), on se fixe un rayon minimum, un rayon maximum et un indice de réfraction. Les éléments de matrice A_{ij} sont calculés et les coefficients f_j sont obtenus par un calcul de moindres carrés. Le produit $A_{ij}*f_j$ est calculé et comparé à la mesure $\delta(\lambda_i)$ pour chaque longueur d'onde. Une nouvelle granulométrie est obtenue $n(j)=n(j)*f_j$ à partir de laquelle les termes A_{ij} sont recalculés. La procédure itérative

est stoppée à l'itération p lorsque l'écart quadratique moyen entre les mesures et les restitutions est minimum ou du même ordre de grandeur que la précision des mesures :

$$\sigma_p = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\delta_{mes}(\lambda_i) - \delta^{(p)}(\lambda_i)}{\delta_{mes}(\lambda_i)} \right)^2 \right]^{1/2} \qquad (C\,5)$$

La granulométrie obtenue, correspondant à un nombre moyen de particules sur un nombre fini de classes de rayons, est représentative de la totalité des aérosols en suspension dans la colonne atmosphérique ($cm^2\mu m^{-1}$). Son allure dépend de l'indice de réfraction utilisé (voir figure 1), choisi en fonction de la nature probable des aérosols compte tenu du lieu où les mesures sont réalisées. Elle correspond à un spectre limité en rayons de particules dépendant lui-même de la fonction de distribution à déterminer et lors de l'inversion, on se restreint au domaine de rayons qui contribue de façon significative aux mesures que l'on cherche à restituer. Eventuellement, l'inversion est recommencée en réajustant les rayons limites.

La granulométrie obtenue a des rayons limites de détectabilité commandés par l'allure du coefficient d'extinction en fonction de r. En effet, en-deçà d'un rayon minimum, les particules ont une contribution négligeable à l'épaisseur optique : elles participent très peu au signal mesuré et ne peuvent donc pas être détectées. De même, lorsque le paramètre de Mie est grand, le coefficient d'extinction oscille autour de la valeur 2 et l'épaisseur optique varie faiblement avec la longueur d'onde. Compte tenu encore de l'allure du coefficient d'extinction (voir figure 2), les rayons extrêmes de la granulométrie seront plus espacés si le domaine spectral des mesures d'épaisseur optique est plus large. Typiquement, pour les longueurs d'onde du photomètre EOP (entre 0.450 et 2.2 µm), la granulométrie peut être balayée entre 0.05 et 5 µm environ, correspondant aux limites de détectabilité. En fait, pour le rayon limite supérieur, il s'agit plutôt d'une valeur théorique, car en pratique, la très forte contamination de l'absorption par la vapeur d'eau à 1.6 et 2.2 µm rend la mesure délicate et peu précise. De plus, la granulométrie ne serait représentative de l'échantillon d'aérosols qu'à condition que leur indice de réfraction ne varie pas spectralement, or ceci est peu probable (voir par exemple le tableau 4.3 de d'Almeida et al., 1991 donnant les indices de différentes composantes d'aérosols).

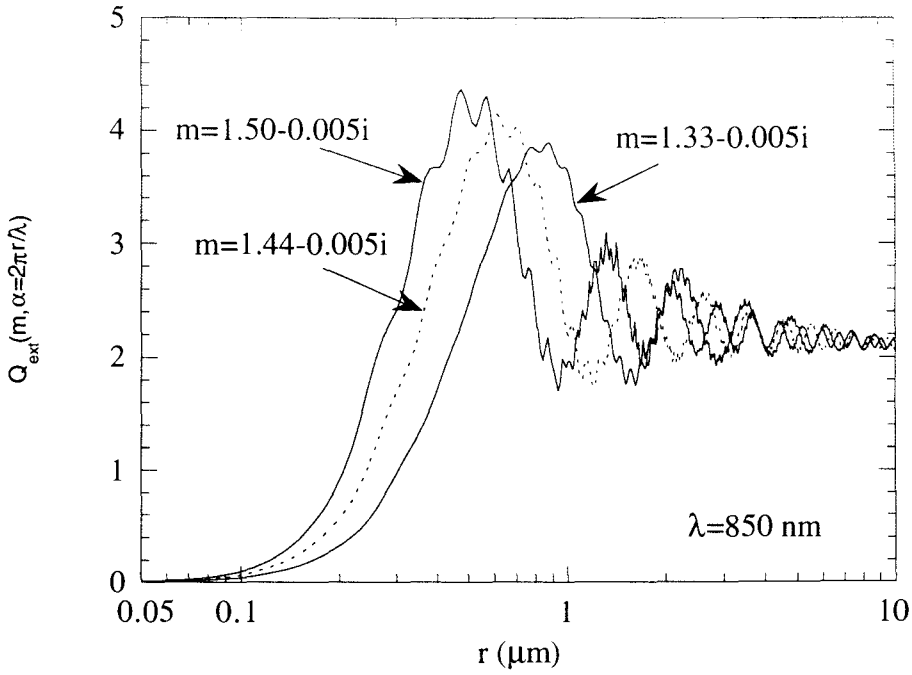


figure 1 : Coefficient d'extinction en fonction du rayon des particules pour trois parties réelles : 1.50, 1.44 et 1.33, la partie imaginaire vaut 0.005. La position du maximum du coefficient d'extinction dépend de la partie réelle. Pour m=1.50, Q_{ext} atteint son maximum à r≈0.5 μm, par conséquent, la classe de particules ayant ce rayon moyen aura une contribution maximale dans la valeur de l'épaisseur optique.

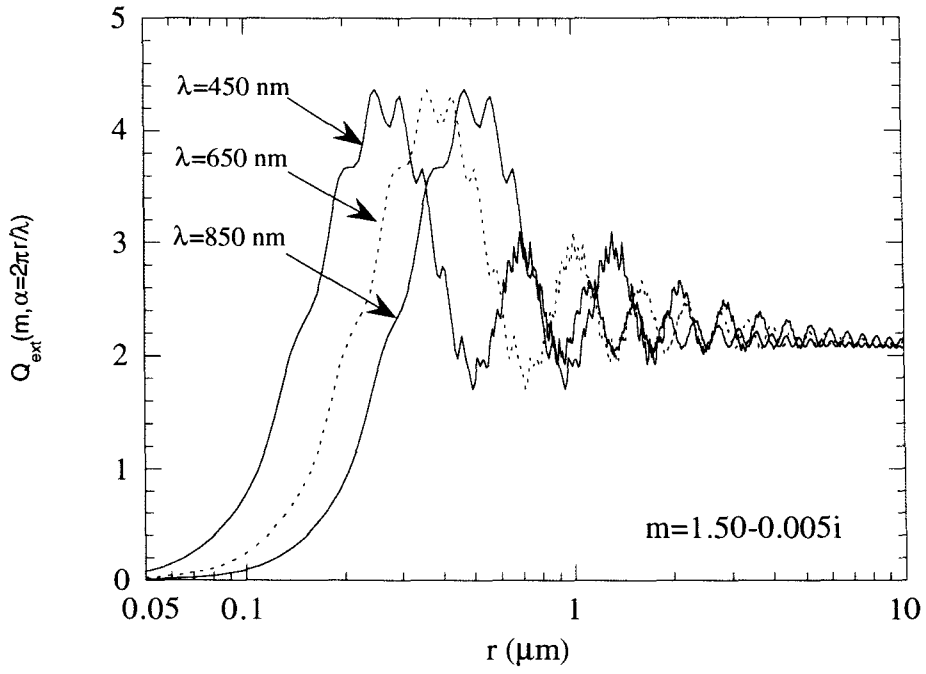


figure 2 : Coefficient d'extinction en fonction du rayon des particules à trois longueurs d'onde. Les longueurs d'onde d'observation les plus courtes déplacent le maximum vers les petites particules qui y seront mieux détectées

2. Inversion de la fonction de phase en prodiffusion

La mesure d'auréole est mieux adaptée pour la détermination de la granulométrie des grosses particules. Deirmendjian (1957) fut le premier à proposer l'utilisation de ces mesures pour la détermination de la granulométrie des aérosols. Il proposa sa théorie de l'auréole solaire (1957) et donna une revue des techniques d'utilisation de la lumière diffusée (1980). Cette idée a été depuis lors largement utilisée.

Les mesures dans l'auréole solaire (angles de diffusion inférieurs à 30-40°) contiennent beaucoup d'informations sur la distribution en taille de ces particules. En effet, dans des atmosphères turbides, l'auréole est principalement due à la diffusion simple des grosses particules avec une importante diffusion vers l'avant (pic avant de la fonction de phase), et en diffusion primaire dans l'almucantar, la luminance diffuse est proportionnelle à la fonction de phase de l'atmosphère du fait que $\mu_S=\mu_V$. De plus, en prodiffusion , la diffusion est faiblement sensible à l'indice de réfraction (voir par exemple les calculs de Mie effectués par Hansen et Travis, 1974) et à la forme des particules (Nakajima et al., 1989).

Mais, jusqu'à la fin des années 70, la prise en compte des diffusions multiples rendait la résolution de l'équation de transfert infiniment longue en temps de calcul et le problème de la détermination de la granulométrie des aérosols a pu être résolu en supposant valable l'approximation de diffusion primaire (par exemple Green et al. (1971), Twitty (1975)). Des méthodes simplifiées de calculs de tranfert radiatif, tenant compte des diffusions multiples pour l'estimation de l'intensité de l'auréole solaire ont ensuite été développées. Nous avons déjà parlé de la méthode de Weinman et al. (1975) qui convient à nos mesures. La méthode de Box et Deepak (1981) consiste à tenir compte des diffusions multiples dues aux particules. Elle améliore de façon significative le calcul des luminances dans l'almucantar mais n'est valable que dans le cas où l'épaisseur optique des molécules prévaut sur l'épaisseur optique des aérosols. Par contre, la méthode de Nakajima *et al* (1983) basée sur l'association de l'approximation des petits angles de Weinman et al. (1975) et de la troncature de la fonction de phase, permet d'obtenir l'intensité dans l'auréole solaire avec une bonne précision même dans le cas d'atmosphères turbides et à des longueurs d'onde où la contribution des particules aux diffusions multiples est très importante (0.35 μm). L'inversion des mesures d'auréole a été

largement utilisée (voir aussi Thomalla et Quenzel (1982), Trakhovsky et Shettle (1985), Santer et al. (1983) par la méthode de relaxation de Chahine) pour ne citer que quelques autres auteurs. Les limites théoriques sont à 850 nm : 2-10 µm.

3. Inversion de l'épaisseur optique et de la fonction de phase en prodiffusion

Nous l'avons vu, d'une part l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols caractérise la granulométrie des aérosols dans la gamme de rayons de 0.1 à quelques µm environ ; elle sera d'autant mieux déterminée pour les petites particules que la longueur d'onde d'observation est courte. D'autre part l'inversion de la prodiffusion caractérise la granulométrie dans la gamme de rayons allant de quelques microns à 10 µm environ ; elle sera d'autant mieux déterminée pour les grosses particules que l'angle de diffusion est petit.

La méthode de King présentée dans le premier paragraphe est adaptée pour l'inversion simultanée de l'épaisseur optique et de la fonction de phase en prodiffusion entre 2 et 30° (18 valeurs sont sélectionnées dans ce domaine). Pour cette inversion, il suffit en fait de rajouter des lignes à la matrice des épaisseurs optiques, la fonction de phase étant discrétisée :

$$P_A(\Theta_i) = \sum_{j=1}^{N-1} \pi r_j^2 Q_{diff}\left(\frac{2\pi r_j}{\lambda}, m\right) P\left(\frac{2\pi r_j}{\lambda}, m, \Theta_i\right) n(r_j)\Delta r_j \qquad \text{(C 6a)}$$

$$P_A(\Theta_i) = \sum_{j=1}^{N-1} \overline{P}\left(\frac{2\pi r_j}{\lambda}, m, \Theta_i\right) \qquad \text{(C 6b)}$$

où $\overline{P}\left(\frac{2\pi r_j}{\lambda}, m, \Theta_i\right)$ est la fonction de phase moyenne des aérosols dans chaque classe. Les mêmes étapes de calculs et de critère d'arrêt sont utilisés.

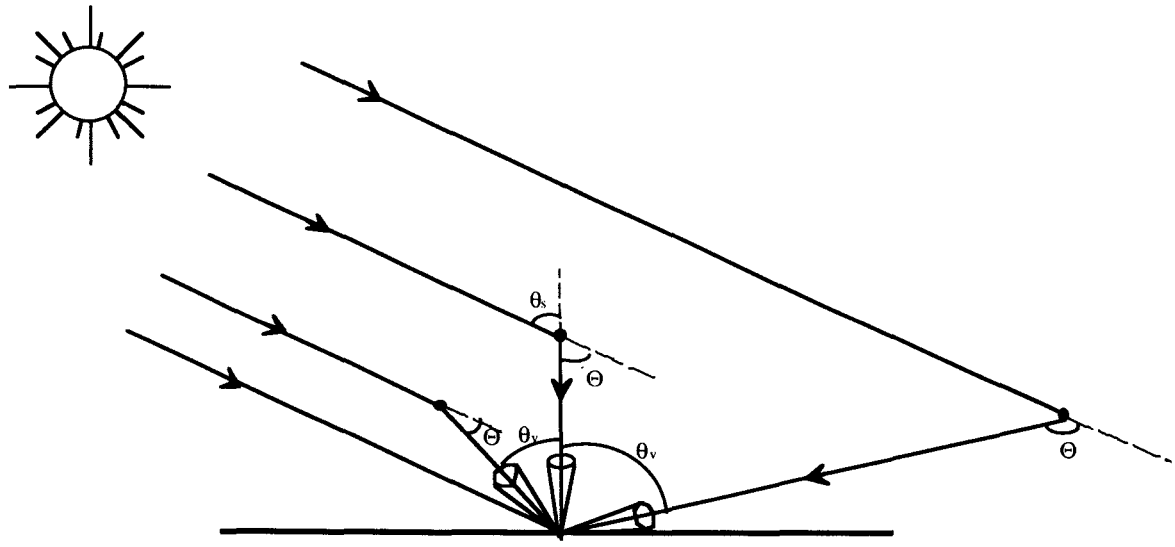
Description du radio-polarimètre RADISOLet principe de la mesure de luminance et de polarisation

RADISOL est dérivé directement du radio-polarimètre RADIBAL, conçu pour l'étude des aérosols stratosphériques par la mesure de l'intensité et de la polarisation du rayonnement qu'ils diffusent. RADIBAL a été initialement conçu pour être embarqué sur une plate-forme d'un ballon CNES et a été modifié en 1987 par l'adjonction d'une potence pour permettre l'acquisition des données au sol en balayant automatiquement le plan principal et est ainsi devenu RADISOL. Le plan principal est le plan contenant le soleil et la normale du lieu où sont effectuées les mesures. Pour couper le faisceau solaire direct pouvant pénétrer dans le canon de l'appareil et introduire un signal polarisé parasite, un cache a également été rajouté. L'optique et le principe de traitement des données ont été décrit par Herman et al., 1986. Le champ de l'instrument est de 4°. Une roue porte-filtres tourne automatiquement et contient trois filtres centrés à 850, 940 et 1650 nm de façon à minimiser la contribution de la diffusion moléculaire au signal, la largeur de bande respective est de 30, 40 et 150 nm. Une portion pleine de la roue, servant d'obturateur, permet de plus une prise régulière du zéro optique. Le signal est modulé par la rotation d'un analyseur placé derrière la roue porte-filtres avant d'être focalisé sur le détecteur constitué d'une photodiode au germanium refroidie. Enfin, un inclinomètre permet le repérage de l'angle de visée et une horloge interne fournit l'heure. L'acquisition automatique des mesures permet un balayage aller et retour dans le plan principal en 3 minutes environ.

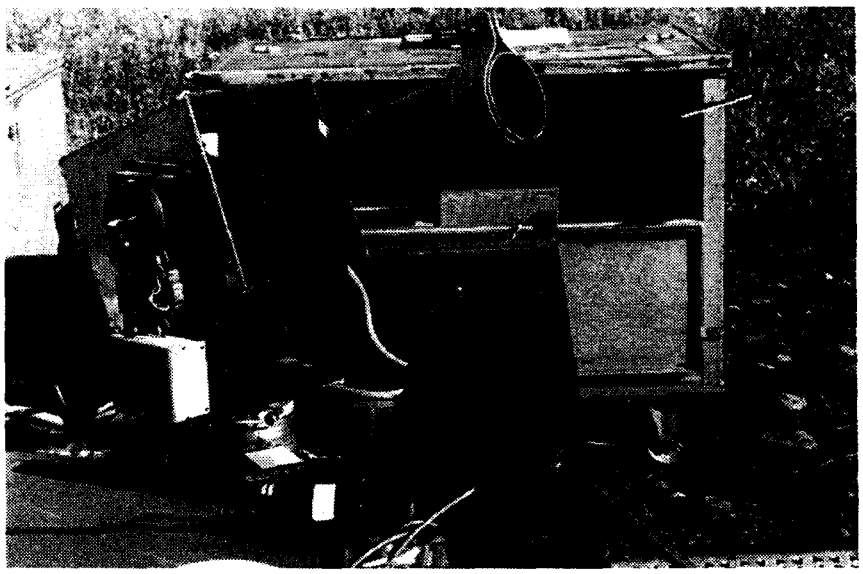
Après échantillonnage du signal, un microprocesseur fournit le signal moyen M et l'écart moyen E. La valeur M, corrigée de la valeur du zéro optique Z et multipliée par le coefficient d'étalonnage, représente l'intensité de la luminance totale et le taux de polarisation est donné par : $P(\%) = \frac{\pi E}{2(M - Z)}$ (Balois, 1985).

L'étalonnage du radio-polarimètre est effectué régulièrement en laboratoire. L'étalonnage en luminance s'effectue à partir d'une lampe de caractéristiques spectrale et de puissance connues et la précision de cet étalonnage est estimé à 10% à 850 nm. L'étalonnage en polarisation est effectué avec un dispositif comprenant des lames polarisantes et permettant de polariser la lumière à un taux de polarisation connu que l'on peut faire varier.

Les mesures sont faites dans le plan principal solaire afin de couvrir un large domaine d'angles de diffusion. En effet, au lever ou au coucher du soleil, il est possible d'atteindre la zone de rétrodiffusion. On exclut toutefois les incidences rasantes ($\theta s < -75°$ environ) pour lesquelles les effets de sphéricité doivent être pris en compte. Par convention, les angles solaire zénithal θ_s et de visée θ_v sont comptés négativement en prodiffusion : $0° < \theta_s < 90°$. L'angle de diffusion est alors donné par : $\Theta = \theta_v - \theta_s$. De plus, l'instrument saturant dans les directions proches du soleil, il ne permet pas d'obtenir une bonne précision dans les 20 premiers degrés. Nous avons représenté ci-dessous la géométrie de visée de RADISOL.



Géométrie de visée de RADISOL balayant le plan principal. Pour un grand angle solaire zénithal, la zone de rétrodiffusion peut être atteinte pour un grand angle de visée



Le radio-polarimètre RADISOL

Références bibliographiques

Andreae, M. O., 1995 : Climate effects of changing atmospheric aerosol level, Ch. 10, in *World Survey of Climatology, Vol. XVI, Future Climate of the World*, A. Henderson-Sellers, Ed., Elsevier, New York, pp341-392

Balois, J. Y., Mémoire de Diplôme d'ingénieur CNAM, 1985 : Mise au point, essais, étalonnage et intégration d'un radiomètre-polarimètre infra-rouge, embarquable à bord d'une plate-forme stratosphérique. Conservatoire National des Arts et Métiers, Lille, France

Box, M. A., and S. Y. Lo, 1976 : Approximate determination of aerosol size distribution. *J. Appl. Meteor.*, 15, 1068-76

Box, M. A., and A. Deepak, 1981 : An approximation of multiple scattering in the Earth's atmosphere : almucantar radiance formulation. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1037-48

Cachorro, V. E., D. Tanré, 1994 : Particle mass loading estimation from extinction data: application to satellite determination. In *Atmospheric Sensing and Modeling*, Richard P. Santer, Editor, Proc. SPIE 2311, 71-82

Charlson, R. J., S. E. Schwartz, J. M. Hales, R. D. Cess, J. A. Coakley, Jr., J. E. Hansen, and D. J. Hofman, 1992 : Climate forcing by anthropogenic aerosol. *Science*, 255, 423-430

Chiapello, I., 1996 : Les aérosols atmosphériques au-dessus de l'Atlantique nord tropical : approche physico-chimique et météorologique. Evaluation de la contribution des différentes espèces à l'épaisseur optique en aérosol. Thèse de doctorat, Université Paris 7

D'Almeida, G. A., 1987 : On the variability of desert aerosol radiative characteristics. *J. Geophys. Res.*, 92, 3017-3026

D'Almeida, G. A., Koepke, P., Shettle, E. P., 1991 : Amospheric aerosols : global climatology and radiative characteristics. A. Deepak Publishing, Hampton, 561 pp

Deirmendjian, D., 1957 : Theory of the solar aureole. Part 1 : Scattering and radiative transfer. *Ann. Geoph.*, 13, 286-306

Deirmendjian, D., 1963 : Scattering and Polarization properties of polydispersed suspensions with partial absorption. In *Electromagnetic scattering international series of monographs on electromagnetic waves*, Vol. 5, M. Kerker Ed., Pergamon, New York

Deirmendjian, D., 1980 : A survey of light scattering techniques used in the remote monitoring of atmospheric aerosols. *Rev. Geoph. Space Phys.*, 18, 341-360

Deschamps, P. Y., M. Herman, D. Tanré, 1983 : Modélisation du rayonnement solaire réfléchi par l'atmosphère et la terre entre 0.35 et 4 µm. Rapport ESA 4393/80/F/DD

Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, and G. Sèze, 1994 : The POLDER mission : Instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Transaction on Geosci. Remote Sensing*, 32, 598-615

Deuzé, J. L., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, and D. Tanré, 1988 : Saharan aerosols over the south of France : characterization derived from satellite data and ground based measurements. *J. Appl. Meteor.* 27, 680-686

Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer, 1989 : Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system. J. *Quant. Spectros. Rad. Transfer* 41, 483-494

Deuzé, J. L., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, J. Y. Balois, L. Gonzalez, P. Lecomte, and C. Verwaerde, 1989 : Photopolarimetric observations of aerosols and cloud from balloon. *Remote Sensing Environ.* 29, 93-110

Deuzé, J. L., F. M. Bréon, P. Y. Deschamps, C. Devaux, and M. Herman, A. Podaire, J. L. Roujean, 1993a : Analysis of the POLDER (POLarization and Directionnality of Earth'sReflectances) airborne instrument observations over land surfaces. *Remote Sensing Environ.* 45, 137-154

Deuzé, J. L., 1993b: Apport de la polarisation à la caractérisation des aérosols. Préparation de l'expérience POLDER. Thèse d'Habilitation à diriger des Recherches en Sciences Physiques à l'Université des Sciences et Technologies de Lille - Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 26 février 1993

Devaux, C., M. Herman, R. Santer and D. Tanré, 1988 : On the complementarity of solar transmission and aureole measurements to derive aerosol size distribution : application to desert aerosol characteristics retrievals. In *IRS'88 : Current problems in Atmospheric Radiation* (J. Lenoble and J.-F. Geleyn, eds ; A. Deepak publishing), pp 557-560

Devaux, C., A. Vermeulen, J. L. Deuzé, M. Herman, R. Santer and M. Verbrugghe : Retrieval of the single scattering albedo of atmospheric aerosols from ground-based measurements. Analysis of observational data, soumis à *J. Geophys. Res.*

Dulac, F., D. Tanré, G. Bergametti, P. Buat-Menard, M. Desbois, and D. Sutton, 1992 : Assessment of the African airborne dust mass over the western Mediterranean sea using Meteosat Data. *J. Geophys. Res.* 97, 2489-2506

Fouquart, Y. A. Cerf, B. Bonnel, G. Brogniez, J. C. Buriez, L. Smith, 1987 : Observations of Saharan aerosols : Results of ECLATS field experiment. Part 2 : Optical properties of aerosols. *J. Climate Appl. Meteor.*, 26, 38-52

Frouin, R., P. Y. Deschamps, and P. Lecomte, 1990 : Determination from space of atmospheric total water vapor amounts by differential absorption near 940 nm: theory and airborne verification. *J. Appl. Meteor.* 29, 448-460

Gomes, L., Bergametti, G., Coudé-Gaussen, G., and Rognon, P., 1990 : Submicron desert dusts : a sandblasting process. *J. of Geophys. Research*, 94 (D9), 13927-13935

Gu, X. F., M. Verbrugghe, G. Guyot, 1991 : Inter-calibrating of SPOT1-HRV, LANDSAT5-TM, and NOA11-AVHRR in the visible and near infrared fields. (Inter-Etalonnage de SPOT1-HRV, LANDSAT5-TM et NOAA11-AVHRR dans les domaines du visible et du proche infrarouge). ESA, Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing, Volume 1, pp 45-48

Hansen, J.E., and J. W. Hovenier, 1974 : Interpretation of the polarization of Venus. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1137-1160

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

Hansen, J.E., and A.A. Lacis, 1990 : Sun and dust versus greenhouse gases:an assessment of their relative roles in global climate change. *Nature,* 346, 713-719

Herman, M., Balois, J. Y., Gonzales, L., Lecomte, P., Lenoble, J., Santer, R., and Verwaerde, C., 1986 : Stratospheric aerosols observations from a balloon-borne polarimetric experiment. *Appl. Opt.*, Vol. 25, 3573-3584

Holben, B.N., T.F. Eck, and R.S. fraser, 1991 : Temporal and spatial variability of aerosol optical depth in the Sahel region in relation to vegetation remote sensing. *Int.J. Remote Sensing* 12, 1147-1164

Holben, B., E. Vermote, Y. J. Kaufman, D. Tanré, and V. Kalb, 1992 : Aerosol retrieval over land from AVHRR Data. Application for atmospheric correction. *IEEE Trans. Geosc. Remote Sensing,* 30, 212-222

IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change), 1994 : Radiative forcing of climate change, Report from the Scientific Assessment Working Group (WGI), UNEP/WMO

Jankowiak, I., and D. Tanré, 1992 : Satellite climatology of Saharan dust outbreaks : Method and preliminary results. *J. Climate,* 5, 646-656

Kaufman, Y. J., R. S. Fraser, and R. L. Mahoney, 1991 : Fossil fuel and biomass burning effects on climate - Heating or cooling ? *J. Climate,* 4, 578-588

Kaufman, Y. J., A. Gitelson, A. Karnieli, E. Ganor, R. S. Fraser, T. Nakajima, S. Mattoo, and B. N. Holben, 1994 : Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. *J. Geophys. Res.* 99, 10341-10356

Kawata, Y., 1978 : Circular polarization of sunlight reflected by planetary atmospheres. *Icarus*, vol. 33, 217-232

King, M. D., D. M. Byrne, B. M. Herman and J. A. Reagan, 1978 : Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements. *J. Atmos. Sci.*, 35, 2153-2167

King, M. D., 1982 : Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of the Lagrange multiplier. *J. Atmos. Sci*, 39, 1356-69

King, M. D., Y. J. Kaufman, W. P. Menzel, and D. Tanré, 1992 : Remote sensing of cloud, aerosol and water vapor properties from the moderate resolution imaging spectrometer (MODIS). *IEEE Transactions on Geosci. Remote Sensing,* 30, 2-27

Lenoble, J., 1985 : Radiative Transfer in Scattering and absorbing atmospheres : standard computational procedures. A. Deepak Publishing, Hampton, 300 pp

Marticorena, B., and G. Bergametti, 1995 : Modelling the atmospheric dust cycle : 1. Design of a soil-derived dust emission scheme. *J. Geophys. Res.* in press

Mishchenko, M. I., and L. D. Travis, 1994 : Light scattering by polydispersions of randomly oriented spheroids with sizes comparable to wavelengths of observation. *Appl. Opt.*, 33, 7206-7225

Nagaraja Rao, C. R., L. L. Stowe, and E. P. McClain, 1989 : Remote sensing of aerosols over the ocean using AVHRR data ; theorie, practice and applications. *International Journal of Remote Sensing*, 10(4/5), 743-749

Nakajima, T., M. Tanaka and T. Yamauchi, 1983 : Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole and extinction data. *Appl. Opt.*, 22, 2951-2959

Nakajima, T., T. Takamura, M. Yamano, M. Shiobara, T. Yamauchi, R. Goto, and K. Murai, 1986 : Consistency of aerosol size distribution inferred from measurements of solar radiation and aureole. *J. Meteor. Soc. of Japan*, 64, 765-776

Nakajima, T., M. Tanaka, M. Yamano, M. Shiobara, K. Arao, and Y. Nakanishi, 1989 : Aerosol optical characteristics in the yellow sand events observed in May, 1982 at Nagasaki. Part 2 models. *J. Meteor. Soc. of Japan*, 67, 279-291

Penner, J. E., R. E. Dickinson, C. A. O'Neill, 1992 : Effects of aerosol from biomass burning on the global radiation budget. *Science*, 256, 1432-1443

Pollack, J. B. and Cuzzi, J. N., 1980 : Scattering by nonspherical particles of size comparable to a wavelength : A semi-empirical theory and its application to tropospheric aerosols. *J. Atmos. Sci.*, 37, 868-881

Prospero, J. M., and R. T. Nees, 1986 : Impact of the North African drought and El nino on mineral dust in the Barbados trade winds. *Nature*, 320, 735-738

Santer, R., and M. Herman, 1983 : Particle size distribution from forward scattered light using the Chahine inversion scheme. *Appl. Opt.*, 22, 2294-2302

Santer, R., M. Herman, D. Tanré, and J. Lenoble, 1988 : Characterization of stratospheric aerosol from polarization measurements. *J. Geophys. Res.*, 93, 14209-14221

Santer, R., X. F. Gu, G. Guyot, J. L. Deuzé, C. Devaux, E. Vermote, and M. Verbrugghe, 1992 : SPOT calibration at the La Crau test site (France). *Remote Sensing Environ.*, 41, 227-237

Soufflet, V., C. Devaux, and D. Tanré, 1992 : Modified Langley plot method for measuring the spectral aerosol optical thickness and its daily variations. *Appl. Opt.* ,31, 2154-2162

Shaw, G. E., 1979 : Inversion of optical scattering and spectral extinction measurements to recover aerosol size spectra. *Appl. Opt.*, 18, 988-993

Shettle, E. P., 1984 : Optical and radiative properties of a desert aerosol model. *Proceedings of the Symposium on Radiation in the Atmosphere*. Ed. G. Fiocco, pp 74-77, A. Deepak, Hampton, Va, USA

Stowe, L. L., R. Hitzenberger, and A. Deepak (eds), 1990 : Report of the experts meeting on space observations of tropospheric aerosols and complementary measurements, Hampton, Virginia, 15-18 Nov 1989, WCRP-48, WMO/TD-No 389, Geneva

Tanaka, M., T. Nakajima, M. Shiobara, M. Yamano, and K. Arao, 1989 : Aerosol optical characteristics in the yellow sand events observed in May, 1982 at nagasaki-Part 1 Observations. *J. Meteor. Soc. of Japan*, 67, 267-278

Tanré, D., C. Deroo, P. Duhaut, M. Herman, J. J. Morcrette, J. Perbos and P. Y. Deschamps, 1986 : Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum : the 5S code, user's guide, Laboratoire d'Optique Atmosphérique

Tanré, D., P. Y. Deschamps, C. Devaux, and M. Herman, 1988a : Estimation of Saharan aerosol optical thickness from blurring effects in thematic mapper data. *J. Geophys. Res.*, 93, 15955-15964

Tanré, D., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, and J. Y. Gac, 1988b : Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelengths. *J. Geophys. Res.*, 93, 14223-14231

Tanré D., Balois J. Ÿ., Bégué A., Bergametti G., Bréon F. M., Devaux C., Fattori A. P., Jankowiak I., Lecomte P., Lemire F., Pietras C., Roujean J. L., Vermeulen A., Verwaerde C., 1993 : Warming Gas, Water Vapor, Aerosols And Surface Reflectances Monitoring Using Ground, Aircraft And Satellite Data during the Hapex-Sahel Experiment. Rapport interne, disponible au Laboratoire d'Optique Atmosphérique

Tegen, I, and I. Fung, 1994 : Modeling of mineral dust transport in the atmosphere : Sources, transport, and optical thickness. *J. Geophys. Res.* 99, 22897-22914

Thomalla, E. and H. Quenzel, 1982 : Information content of aerosol optical properties with respect to their size distribution. *Appl. Opt.*, 21, 3170-3177

Trakhovsky , E., and E. P. Shettle, 1985 : Improved inversion procedure for the retrieval of aerosol size distribution using aureole measurements. *J. Opt. Soc. Amer.*, 2, 2054-61

Twitty, J. T., 1975 : The inversions of aureole measurements to derive aerosol size distribution. *J. Atmos. Sci.*, 32, 584-591

Twomey, S., 1977 : Atmospheric aerosols. developments in atmospheric science, n°7, Elsevier Scientific Publishing Company, 302pp

Volz, F. E., 1959 : Photometer mit Selen-photoelement zur Spektralen Messung der Sonnenstrahlung und zur Bestimmung der Wellenlängenabhangigkeit der Dünsttrübung. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklim.* B, 10, 100-131

Weinman, J. A., J. T. Twitty, S. R. Browning, and B. N. Herman, 1975 : Derivation of phase functions from multiply scattered sunlight transmitted through a hazy atmophere. *J. Atmos. Sci.*, 32, 577-584

Wendisch, M., and W. von Hoyningen-Huene, 1992 : Optically equivalent refractive index of atmospheric aerosol particles. *Beitr. Phys. Atm.*, 65, 293-309

World Climate Programme, WCP–112, 1986 : A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. WMO/TD–No 24, *World Meteorological Organization*, Geneva

Bibliographie

Chandrasekhar, S., 1950 : Radiative transfer. Oxford Univ. Press, UK, republished by Dover, New York, USA, 1960, 393 pp

Coulson, K. L., 1988 : Polarization and intensity of light in the atmosphere. A. Deepak Publ., Hampton, Virginia, USA, 596 pp

D'Ameida, G. A., Koepke, P., Shettle, E. P., 1991 : Amospheric aerosols : global climatology and radiative characteristics. A. Deepak Publishing, Hampton, 561pp

Deepak, A., H. E. Fleming, and M. T. Chahine (eds), 1985 : Advances in Remote Sensing Retrieval Methods. A. Deepak Publ., Hampton, Virginia, USA, 737 pp

Deirmendjian, D., 1963 : "Scattering and Polarization properties of polydispersed suspensions with partial absorption" in *Electromagnetic scattering international series of monographs on electromagnetic waves*, Vol. 5, M. Kerker Ed., Pergamon, New York

Deirmendjian, D., 1969 : Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. Elsevier, New York, USA, 290 pp

Gerber, H. E., and E. E. Hindman (eds), 1982 : Light absorption by aerosol particules. Spectrum Press, Hampton, Virginia, USA, 420 pp

Hidy G. M., 1984 : Aerosols : An industrial and environment science. Academic, San Diego, Calif., 774 pp

Lenoble, J., 1985 : Radiative Transfer in Scattering and absorbing atmospheres : standard computational procedures. A. Deepak Publishing, Hampton, 300pp

Lenoble, J., 1993 : Atmospheric Radiative Transfer. A. Deepak Publishing, Hampton, 532pp

Liou, K. N., 1980 : An introduction to atmospheric radiation. Academic Press, New York, 392pp

Meszáros, E., 1981 : Atmospheric chemistry–Fundamental aspect, in *Studies in Environmental Science*, vol. 11, 201 pp, Elsevier Sci., New York

Paltridge, G. W., and C. M. R. Platt 1976 : Radiative processes in meteorology and climatology. Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 318 pp

Twomey, S., 1977 : Atmospheric aerosols. Developments in atmospheric science, n°7, Elsevier Scientific Publishing Company, 302pp

Van de Hulst, H. C., 1957 : Light scattering by small particules. John Wiley & Sons, New York, 470pp

UNIVERSITÉ DES SC. ET TECHN. BIBLIOTHÈQUE UNIVERSITAIRE LILLE