

50376
1907
EST

THESE

présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
spécialité
LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par
Hélène CHEPFER



**" ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES PROPRIETES
OPTIQUES ET RADIATIVES DES CIRRUS "**

Soutenue le 30 mai 1997 devant la commission d'examen :

M.	P. FRANCIS	Senior Scientist, Meteor. Office, London	Rapporteur
M.	J.W. HOVENIER	Professeur, Université Libre, Amsterdam	Rapporteur
M.	E. RASCHKE	Professeur, GKSS Research Center, F. R. G.	Président
M.	P.H. FLAMANT	Directeur de Recherches au CNRS, LMD	Examineur
M.	M. HERMAN	Professeur à l'Université de Lille I, LOA	Examineur
M.	Y. FOUQUART	Professeur à l'Université de Lille I, LOA	Examineur
M.	G. BROGNIEZ	Professeur à l'Université de Lille I, LOA	Directeur de thèse

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

Je remercie vivement toutes les personnes qui m'ont aidée à mener à bien cette thèse :

Gérard Brogniez qui a dirigé ma thèse,

Joop Hovenier et Peter Francis qui ont accepté la lourde tâche de rapporteurs,

Ehrhard Raschke qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse,

Maurice Herman, Yves Fouquart et Pierre Flamant qui m'ont conseillée tout au long de mon travail, et ont accepté de participer à mon jury.

Je remercie chaleureusement l'équipe lidar Laurent Sauvage, Vincent Trouillet, Pierre Flamant et Jacques Pelon, avec lesquels j'ai travaillé régulièrement sur les données EUCREX'94. Leurs encouragements et leurs remarques m'ont été très utiles. Je tiens également à remercier le groupe "Astronomie" de l'Université Libre d'Amsterdam et en particulier Johan de Haan et Joop Hovenier qui se sont intéressés à mon travail, ont mis à ma disposition le code "doubling-adding", et ont répondu patiemment à mes questions. De nombreuses personnes ayant participé à EUCREX m'ont aidée à différents stades de ma thèse à traiter, dépouiller et analyser des données, je les en remercie.

Finalement, je remercie sincèrement ceux qui ont partagé ma vie quotidienne au LOA. Vincent Giraud qui m'a "supportée" durant ces années, nos nombreuses discussions sur les cirrus et autres sujets fondamentaux... m'ont beaucoup apporté, Fred Lemire qui a toujours répondu rapidement et efficacement à mes problèmes informatiques, Cathy Leroux qui m'a conseillée à distance. Je remercie également mes camarades du P7 ainsi que les autres thésards (et anciens thésards) du LOA que j'ai souvent sollicité pour résoudre des problèmes divers et variés, et qui n'ont jamais été avares de leur temps pour m'aider. Grâce à leur gentillesse et leur bonne humeur, je garderai un excellent souvenir de ces quelques années passées dans le Ch'Nord.

Résumé

Pour améliorer de façon significative la connaissance des nuages de cristaux de glace de la haute troposphère, dont l'impact radiatif est maintenant reconnu mais mal quantifié, des programmes de recherche internationaux de grande ampleur ont été mis en place ces dernières années. Notre travail s'inscrit dans le cadre de EUCREX (EUropean Cloud and Radiative EXperiment), et porte sur l'étude des propriétés radiatives des cirrus, fortement corrélées à leurs propriétés optiques. De nombreuses mesures radiatives et thermodynamiques classiques ont été acquises durant la campagne EUCREX'94, ainsi que des mesures plus spécifiques telles que celles collectées par l'instrument POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances) et le lidar aéroporté LEANDRE (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, Nuages, Dynamique, Rayonnement et Espèces minoritaires)

La matrice de diffusion complète de particules prismatiques aléatoirement orientées dans l'espace, ainsi que la fonction de diffusion de particules orientées aléatoirement dans le plan horizontal ont été calculées. Un code de transfert radiatif de type " adding-doubling " a été utilisé pour simuler la diffusion du rayonnement solaire dans les nuages composés de cristaux non sphériques aléatoirement orientés dans l'espace. Par ailleurs, un calcul approximé, fondé sur le principe des " ordres successifs de diffusions " a permis de simuler la diffusion de la lumière par des cirrus constitués de cristaux orientés aléatoirement dans le plan horizontal, dont on suppose l'occurrence relativement courante.

La comparaison des différentes mesures avec les modèles montre que les données de polarisation (POLDER et lidar) sont très discriminantes pour la microphysique (forme, taille, orientation des cristaux), et que la combinaison de différentes mesures permet de réduire le nombre de modèles susceptibles de les expliquer. Une étude de sensibilité du forçage radiatif met en évidence l'impact important de l'orientation préférentielle des cristaux de glace dans le cirrus.

Abstract

Ice clouds are located in the upper troposphere, and have an important radiative impact which is now well recognized but badly quantified. In order to improve significantly our knowledge of these clouds, some international research programs have been organised in recent years. The work presented here is part of the EUCREX (EUropean Cloud Radiation EXperiment) program, and our goal is to study cirrus clouds radiative properties which are strongly correlated with their optical properties. Classical radiative measurements, as well as specific ones like POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances) measurements and the airborne lidar LEANDRE (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, Nuages, Dynamique, Rayonnement et Espèces minoritaires) measurements, have been collected during the EUCREX'94 campaign.

Complete scattering matrix of randomly oriented in space prismatic particles, as well as scattering phase function of crystals randomly oriented in the horizontal plane have been calculated. An " adding-doubling " radiative transfer code has been used to simulate solar light scattered by clouds composed of non-spherical particles randomly oriented in space. Moreover, an approximate calculation based on the principle of " successive orders of scattering " has allowed us to simulate light scattering by cirrus clouds composed of crystals randomly oriented in the horizontal plane, which are supposed to occur relatively often.

Comparisons of different measurements with various models show that polarization data (POLDER, lidar) can be very usefull to discriminate microphysics (shape, size, orientation of crystals), and that combinations of different measurements allow us to reduce the number of microphysical models that can explain them. A study of the sensibility of radiative forcing points out an important impact of preferential orientation of cirrus clouds ice crystals.

Sommaire

Introduction	8
I. Généralités et définitions	
I.1. Définition et description des cirrus.....	13
I.1.1. Définitions et climatologie.....	13
I.1.2. Mode de formation des cirrus.....	20
I.2. Propriétés microphysiques.....	22
I.2.1. Exemples de relevés in-situ.....	22
I.2.2 Les paramètres microphysiques	26
I.3. Propriétés radiatives des cirrus.....	35
I.4. Conclusion.....	37
II. La campagne EUCREX'94	
II.1. Présentation de la campagne EUCREX'94.....	38
II.1.1 Introduction et objectifs.....	38
II.1.2 Méthodologie.....	39
II.1.2.a. Les instruments aéroportés	39
II.1.2.b. Les radiosondages ballons	41
II.1.2.c. Les instruments au sol	41
II.1.2.d. Les instruments satellitaires	42
II.1.2.e. Les données météorologiques	42
II.1.3 Bilan des mesures	43
II.1.3.a. Bilan des mesures aéroportées	43
II.1.3.b. Bilan des mesures sol	43
II.1.3.c. Passages satellitaires coïncidants	44
II.1.3.d. Situation météorologique du 17 avril 1997.....	44

II.2. Mesures aéroportées : deux vols bien documentés	45
II.2.1 La mission 204	45
II.2.2 La mission 205	47
II.3. Les mesures aéroportées collectées le 17 avril	48
II.3.1 Les mesures classiques	48
II.3.1.a. Profils d'humidité et de température dans l'atmosphère	48
II.3.1.b. Emissivité du cirrus	49
II.3.1.c. Les flux radiatifs.	51
II.3.1.d. Les mesures microphysiques.	58
II.3.2 Les mesures spécifiques à la campagne EUCREX'94.....	60
II.3.2.a. Les mesures POLDER	60
II.3.2.b. LEANDRE.	63
II.4. Discussion, cohérence des différentes mesures.....	72

III. Propriétés optiques des modèles microphysiques

III.1. Introduction.....	73
III.2. Diffusion primaire : définitions et formalismes.....	77
III.2.1 Définitions.....	77
III.2.2 La matrice de diffusion et les vecteurs de Stokes.....	78
III.2.3 Le formalisme utilisé pour le " lidar ".....	81
III.3. Cas des particules prismatiques orientées aléatoirement dans l'espace.....	83
III.3.1 Description.....	83
III.3.2 La diffraction.....	85
III.3.3 La méthode du lancer de rayons - (Ray-Tracing).....	86
III.3.3.a. Lumière naturelle : détermination de $P_{11}(\Theta)$ et $P_{12}(\Theta)$	86
III.3.3.b. Lumière polarisée circulairement :	
détermination de $P_{34}(\Theta)$ et $P_{44}(\Theta)$	87
III.3.3.c. Lumière polarisée rectilignement dans une direction :	
détermination de $P_{33}(\Theta)$	88

III.3.3.d. Lumière polarisée rectilignement dans deux directions :	
détermination de $P_{22}(\Theta)$	89
III.3.4 Conclusion.....	91
III.4. Cas des particules prismatiques orientées horizontalement dans l'espace.....	94
III.5. Conclusion.....	95

IV. Modélisation des propriétés radiatives

IV.1. Introduction.....	97
IV.2. Code de transfert radiatif : adding doubling.....	98
IV.2.1. Principe de la méthode.....	99
IV.2.2. La méthode " adding ".....	100
IV.2.3. La méthode " doubling ".....	100
IV.2.4. Développement de la matrice de diffusion - Troncature.....	101
IV.2.4.a. Développement de la matrice de diffusion	101
IV.2.4.b. Interpolation aux angles de Gauss	102
IV.2.4.c. Troncature	102
IV.2.5. Les variables utiles issues du code d' "adding-doubling "	104
IV.3. Le code des " ordres successifs de diffusion ".....	105
IV.3.1. Principe de la méthode.....	105
IV.3.2. Les particules orientées horizontalement.....	106
IV.4. Sensibilité des flux à la microphysique du nuage (forme, taille et orientation des particules).....	109
IV.4.1. Impact de la forme du cristal.....	109
IV.4.2. Impact de la taille des cristaux.....	110
IV.4.3. Impact de l'orientation des cristaux.....	111
IV.5. Conclusion.....	112

V. Comparaisons des mesures avec les modèles

V.1. Introduction.....	114
V.2. AVHRR.....	115
V.2.1. Méthodologie.....	115
V.2.2. Application au cas du 17 avril.....	116
V.3. Les flux.....	118
V.4. Les mesures directionelles en intensité de rayonnement.....	119
V.4.1. Les réflectances bidirectionnelles.....	119
V.4.1.a. Etude de sensibilité des simulations	120
V.4.1.b. Comparaisons des mesures et des simulations.....	122
V.4.2. Les épaisseurs optiques visibles (lidar) et infrarouge.....	124
V.4.3. Rétrodiffusion lidar.....	125
V.4.4. Conclusion.....	126
V.5. La polarisation.....	127
V.5.1. Réflectance polarisée POLDER.....	128
V.5.1.a. Sensibilité des simulations.....	129
V.5.1.b. Comparaisons des mesures avec les simulations.....	131
V.5.2. La dépolarisation " lidar ".....	132
V.5.2.a. Les particules sphériques.....	134
V.5.2.b. Les particules à base hexagonales orientées aléatoirement dans l'espace - les polycristaux	134
V.5.3.c. Les plaquettes hexagonales orientées horizontalement dans l'espace.....	135
V.5.3. Conclusion.....	136
V.6. Discussion	137
V.6.a. Les propriétés optiques.....	137
V.6.b. Forçage radiatif.....	143
Conclusion et perspectives.....	149

Annexes

Annexe 1 : Modèle adding/doubling.....	154
Annexe 2 : Sensibilité de l'albédo à la taille des particules.....	157
Annexe 3 : Restitution des réflectances et des réflectances polarisées mesurées en ciel clair le 17 avril.....	171
Références bibliographiques.....	175
Liste des tableaux et figures.....	188
Principaux acronymes.....	194
Principaux symboles.....	195

Introduction

Introduction

Les nuages modulent fortement le bilan radiatif de la planète à travers leurs interactions avec le rayonnement solaire et le rayonnement infrarouge. De nombreuses études ont montré l'importance de leur rôle (Liou, 1986 - Ramanathan, 1987 - Ramanathan et al, 1989 - Mitchell et al, 1989). Cependant tous les nuages n'ont pas le même impact. Les stratocumulus et les cirrus jouent un rôle dominant à cause de leur grande étendue spatio-temporelle. Les stratocumulus marins sont très étendus et persistants, ils agissent sur le bilan radiatif en réfléchissant très fortement le rayonnement solaire, participant ainsi au refroidissement de la planète. Les cirrus, quant à eux occupent en permanence 20 % (Woodbury et Mc Cormick, 1986) de la surface de la planète, et exercent leur influence sur la balance énergétique en retenant le rayonnement infrarouge émis vers l'espace par l'atmosphère et la surface, et en réfléchissant une partie du rayonnement solaire incident.

L'effet des nuages sur la balance énergétique du système terre-océan-atmosphère est étudié depuis presque un siècle. Aldrich mesurait des flux en Californie afin d'en déduire l'albédo plan des nuages dès 1919.

Dans les années 1950 - 1960 des observations depuis le sol des nuages étaient entreprises (Haurwitz, 1948) afin d'estimer le bilan radiatif de la Terre. Les albédos plans de différents types de nuages furent déduites de ces observations : 0.21 pour les nuages haut, 0.48 pour les moyens, et 0.69 pour les nuages bas.

A la fin des années 50, l'arrivée des satellites a permis d'observer les nuages à l'échelle globale de la planète. Plus récemment en 1986, l'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment) embarquée sur les satellites Nimbus 7 (Smith & al, 1986) fut la première expérience mesurant directement le bilan radiatif et permettant, avec ses 3 satellites, une couverture relativement complète de la planète. A l'heure actuelle, alors que les 3 satellites de cette

mission n'ont fonctionné que 3 mois simultanément, ERBE constitue toujours la référence en ce qui concerne l'impact des nuages sur la balance énergétique de la Terre.

Le radiomètre franco-germano-russe ScaRaB (Scanner for Radiation Budget, Kandell 1995) a eu pour objectif de poursuivre l'observation du bilan radiatif. Le premier radiomètre lancé en 1994 a fonctionné durant une année, et il devrait être relayé prochainement par le lancement d'un nouvel instrument.

Malgré les progrès considérables engendrés par l'arrivée des observations satellitaires, l'impact des nuages sur le bilan radiatif n'est toujours pas quantifié. Plusieurs études récentes parmi lesquelles Stephens et al (1990a), Le Treut & Li (1994) ont montré que même le signe de la rétroaction nuageuse associée à un doublement de la quantité de CO₂ dans l'atmosphère est mal connu, et qu'il dépend de la paramétrisation microphysique des nuages. Plus particulièrement, les cirrus restent un problème difficile (Hansen et al, 1984 ; Wetherald et Manabe , 1988 ; Cess et al, 1990) dans la mesure où ils sont souvent fins et très inhomogènes ce qui les rend difficilement identifiables sur les images satellites.

Le rôle des nuages n'est donc pas suffisamment bien compris pour être correctement pris en compte dans les Modèles de Circulation Générale (GCM) et dans les modèles d'évolution du climat. Cependant, les différents processus physiques qui régissent les nuages doivent être bien observés puis modélisés pour qu'ils puissent être restitués de manière fidèle et réaliste dans les modèles. La mauvaise représentation des nuages est donc une cause majeure d'incertitude des prévisions climatiques.

Le World Climate Research Program (WCRP, 1986) s'est fixé pour objectif d'étudier cette représentation afin d'améliorer les prévisions météorologiques et de mieux décrire et comprendre l'évolution du climat. Plusieurs projets de recherche consacrés à l'étude de ces processus se sont développés dans le cadre du WCRP, et en particulier dans le cadre de GEWEX (Global Energy and Water Cycle EXperiment, 1990) dédiée à l'étude du cycle de

l'énergie et de l'eau dans l'atmosphère. Ces projets sont fondés sur l'hypothèse qu'un certain nombre de propriétés des nuages peuvent être paramétrisées en fonction des variables pronostiques des GCM (vent, température, vapeur d'eau et éventuellement eau liquide). La microphysique des nuages (densité de particules dans le nuage et distribution en taille de ces particules) ainsi que leur structure géométrique, peuvent être directement reliées à leurs propriétés radiatives en utilisant des paramétrisations supplémentaires concernant par exemple la forme des particules. Ces propriétés radiatives sont elles mêmes reliées aux variables pronostiques des GCM. Afin de définir ces relations et paramétrisations, des observations complètes et précises des nuages ont été collectées, et des modélisations ont été développées. La détermination des paramétrisations pour les GCM a nécessité des recherches intensives combinant les modèles de rayonnement et de physique des nuages, avec des mesures directes effectuées dans ou à proximité des champs de nuages, ainsi que des observations de leur environnement (situation météorologique, état de l'atmosphère - profils d'humidité, de température dans l'atmosphère), et des analyses de données satellitales. L'International Satellite and Cloud Climatology Project (ISCCP, Schiffer et al, 1983) qui fait partie intégrante du projet GEWEX, a développé des campagnes de mesures appelées " European Cloud Radiation EXperiment " (EUCREX). Le principal objectif des campagnes EUCREX était d'améliorer notre connaissance des processus physiques qui déterminent les propriétés radiatives des champs de nuages, une attention particulière ayant été portée à l'étude des cirrus.

Dans notre travail, nous avons étudié les propriétés optiques et radiatives des cirrus à partir des diverses données collectées durant la campagne EUCREX qui a eu lieu en avril 1994. Nous avons abordé cette étude, en essayant de mener conjointement un travail de modélisation et un travail de dépouillement et d'analyse de données.

Dans le chapitre I, nous rappelons quelques généralités sur les nuages et les cirrus en particulier, en donnant des éléments de climatologie. Nous décrivons brièvement les processus de formation des cristaux de glace dans les nuages hauts, et nous montrons quelques

exemples de relevés in-situ de la microphysique des cirrus. Nous rappelons également les définitions des paramètres utiles pour caractériser les propriétés optiques et radiatives de ce type de nuage.

Dans le chapitre II, nous décrivons les instruments de mesure mis en oeuvre durant EUCREX'94, les divers types de mesures qu'ils ont effectués, les méthodes de traitement et d'inversion de ces données, et enfin nous présentons les observations obtenues. Nous disposons ainsi de tous les paramètres nécessaires pour bien décrire le cirrus observé : sa structure (altitude, température, homogénéité), ses propriétés radiatives (épaisseur optique, réflectance bidirectionnelle, albédo plan, transmission, polarisation), et nous disposons également d'observations microphysiques in-situ.

Dans les chapitres III et IV nous abordons les modélisations des propriétés optiques des cristaux composant les cirrus, et les codes de transfert radiatif permettant de calculer les phénomènes d'absorption et de diffusion dans l'atmosphère.

Le chapitre III est consacré au calcul des propriétés optiques (matrice de diffusion complète, albédo de diffusion simple, coefficient d'extinction) des cristaux de glace à base hexagonale, aléatoirement, puis horizontalement orientés dans l'espace. Les résultats obtenus sont comparés à ceux disponibles dans la littérature ayant été calculés pour d'autres modèles de particules.

Dans le chapitre IV, nous décrivons les codes de transfert radiatif utilisés respectivement dans le cas d'un nuage composé de particules aléatoirement orientées dans l'espace, et dans le cas d'un cirrus constitué de cristaux orientés préférentiellement dans le plan horizontal. Nous faisons également une première étude théorique de la sensibilité de l'albédo plan du nuage à la microphysique (taille, forme, orientation des cristaux).

Dans le chapitre V, nous comparons les mesures aux simulations. Pour ce faire, nous modélisons un à un chaque type de mesures collectées durant EUCREX'94 en utilisant les différentes microphysiques de cirrus. La comparaison de la mesure avec les différentes

simulations permet (ou ne permet pas) de conclure quant au modèle microphysique le plus satisfaisant pour un type donné de mesures. Nous réitérons cette opération avec chaque type de mesures collectées durant la campagne, puis nous confrontons les différents résultats obtenus, afin de voir si un type de cristaux est capable de simuler correctement et de manière cohérente toutes les observations concernant un même nuage.

Enfin, nous concluerons, en analysant les résultats obtenus pour le cirrus observé durant EUCREX'94. Nous verrons également l'apport que constituent de nouveaux types d'observations tels que les mesures de polarisation pour l'étude des cirrus, et nous décrirons comment nous pensons poursuivre l'étude des propriétés des cirrus au vu des résultats obtenus à partir des données EUCREX'94.

Chapitre I :

Généralités et définitions

I.1. Définition et description des cirrus

I.1.1. Définitions et climatologie.

Les trois types de nuages les plus communs sont les stratus, les cumulus et les cirrus. Selon le " Glossary of Meteorology " (Huschke, 1970), les stratus sont des couches de nuages, souvent grises, et rarement précipitants, les cumulus sont détachés et denses s'élevant comme des montagnes ou des tours à partir de leur base, et les cirrus se situent à des altitudes élevées, ont un aspect soyeux car ils sont composés de cristaux de glace. Ces trois principaux types de nuages sont souvent combinés et donnent alors naissance à des stratocumulus, et des cirrostratus par exemple. Les nuages précipitants portent la racine " nimbus " , comme les nimbostratus et et les cumulonimbus. Les nuages sont souvent classés selon :

- leur altitude moyenne : les nuages de basse, de moyenne et de haute altitude
- ou leur composition : les nuages composés de gouttelettes d'eau (nuages chauds), de mélanges de gouttelettes d'eau et de cristaux de glaces (nuage à phase mixte), et les nuages exclusivement composés de glace.

La figure I.1 représente schématiquement les 10 principaux groupes de nuages. Les nuages hauts pouvant contenir de la glace sont les cirrus, les cirrocumulus, les cirrostratus, ainsi que les enclumes de cumulonimbus.

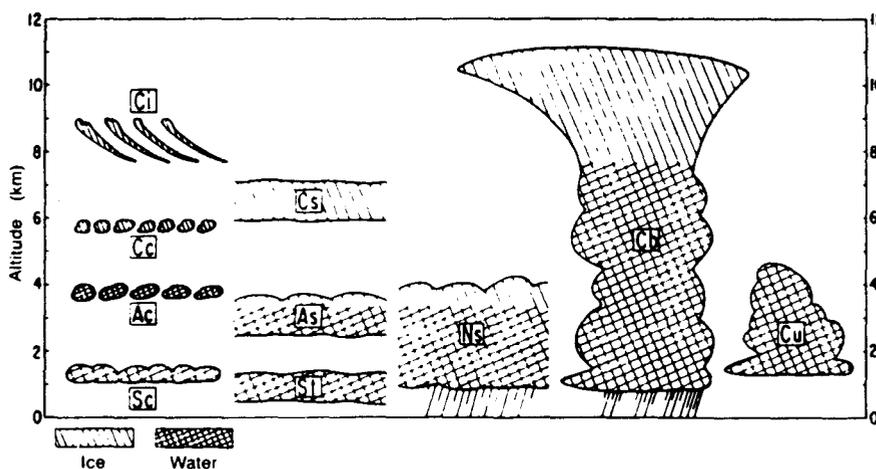


Figure I.1 : Représentation schématique des différents types de nuages

Ci : cirrus, Cc : cirrocumulus, Ac : altocumulus, Sc : stratocumulus, Cs : cirrostratus, As : altostratus, St : stratus, Ns : nimbostratus, Cb : cumulonimbus, Cu : cumulus.

(Queney, 1974)

La figure I.2 représente la fréquence d'occurrence de chacune des phases (liquide, mixte, glace) observée dans les couches nuageuses en fonction de leur température. Elle montre que lorsque la température est inférieure à -40°C, il n'existe plus d'eau à l'état liquide, toutes les gouttelettes sont glaçées.

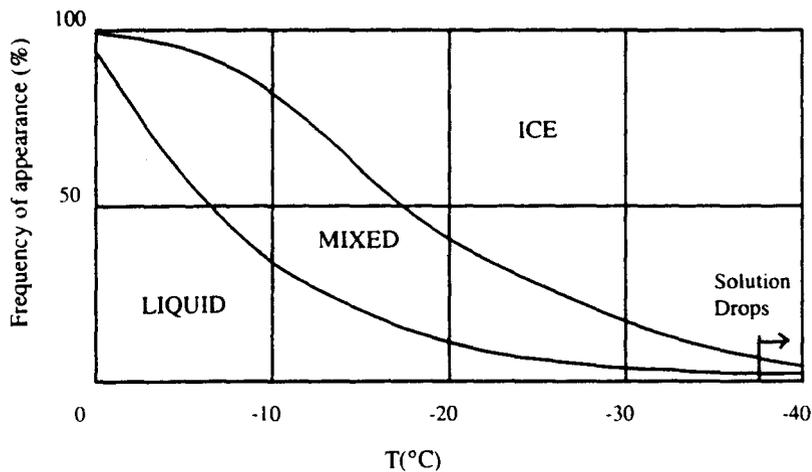


Figure I.2 : Fréquence moyenne d'apparition d'eau surfondue, de phase mixte (eau - glace), et de glace seule en fonction de la température dans la couche nuageuse au dessus du territoire Européen d'URSS.

(Borovikov, 1963)

Le tableau I.1 donne les altitudes approximatives de nuages en fonction de leur latitude. Il met en évidence le fait que l'altitude des nuages bas est sensiblement constante quelque soit la latitude, tandis que l'altitude des cirrus est directement liée à celle de la tropopause située à environ 18 km d'altitude près de l'équateur, et située à une altitude inférieure à 8 km dans les régions polaires. (L'altitude de la tropopause est liée à l'intensité de la convection).

Classification	Genera	Polar regions	Mid-latitude regions	Tropical regions
High clouds	Ci, Cc, Cs	3-8	5-13	6-18
Middle clouds	Ac, As, Ns	0.5-5	0.5-9	0.5-12
Low clouds	Sc, St	0-2	0-2	0-2
Vertically extended clouds	Cb, Cu	0.5-8	0.5-13	0.5-18

Tableau I.1 : Altitudes approximatives de nuages (km).
(Queney, 1974)

Le tableau I.2 montre l'occurrence des différents types de nuages au-dessus des océans et des terres émergées. Globalement, il y a plus de nuages au-dessus des océans qu'au-dessus des terres, les stratus, altostratus et cirrus sont les nuages les plus souvent observés. Les nuages d'eau (nuages bas) sont plus nombreux au-dessus des océans qu'au-dessus des terres, par contre les cirrus sont plus souvent observés au-dessus des terres émergées.

(a) Oceanic Areas		
Type	Frequency of occurrence (%)	Areal coverage over oceans (%)
Stratus (St) and Stratocumulus (Sc)	45	34
Cumulus (Cu)	33	12
Cumulonimbus (Cb)	10	6
Nimbostratus (Ns)	6	6
Altostratus (As) and Altocumulus (Ac)	46	22
Cirrus (Ci), Cirrostratus (Cs) and Cirrocumulus (Cc)	37	13
GLOBAL AVERAGE OVER OCEANS		64.8

(b) Land Areas		
Type	Frequency of occurrence (%)	Areal coverage over oceans (%)
St and Sc	27	18
Cu	14	5
Cb	7	4
Ns	6	5
As/Ac	35	21
Ci/Cs/Cc	47	23
GLOBAL AVERAGE OVER LAND		52.4

Tableau I.2 : Les types de nuage les plus communs

(a) au-dessus des mers (Warren et al, 1986),

(b) au-dessus des terres émergées (Warren et al, 1988).

La climatologie des nuages la plus largement utilisée a été développée par London ; elle est présentée sur la figure I.3. Elle donne une bonne idée de la distribution zonale de ces nuages dans l'hémisphère Nord, de leur altitude et épaisseur, ainsi que de leur couverture annuelle moyenne. On remarquera que l'altitude des cirrus varie avec leur latitude, cependant leur épaisseur géométrique est relativement constante.

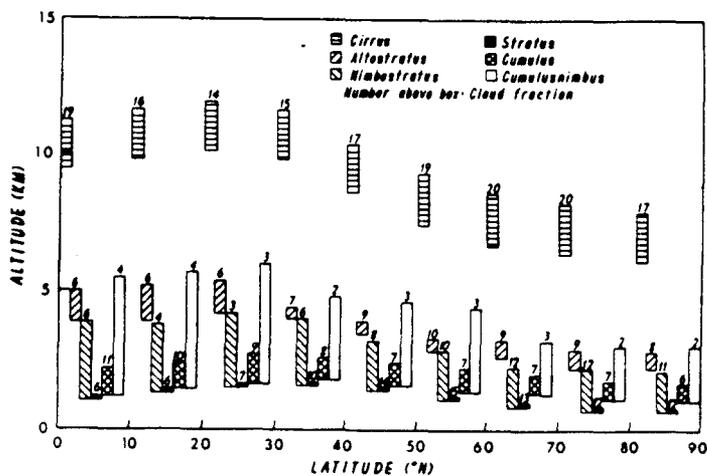


Figure I.3 : Climatologie zonale moyenne des types de nuages, de leur couverture, leur épaisseur géométrique, incluant les cirrus, dans l'hémisphère Nord.

(London, 1957)

Plus récemment, Barton a établi une climatologie des cirrus de décembre 1972 à février 1975 (figure I.4). Le maximum d'occurrence des cirrus apparaît au nord de l'équateur durant toute l'année, mis à part pendant l'été de l'hémisphère sud durant lequel ce maximum se situe au sud de l'équateur. Globalement, la variation zonale est la même dans les deux hémisphères, avec un minimum d'occurrence aux alentours de 20°-25° de latitude.

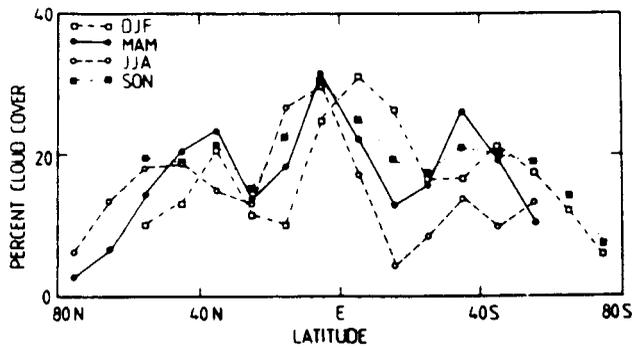


Figure 1.4 : Distribution zonale et saisonnière moyenne de l'occurrence des nuages hauts.
(Barton, 1983)

Cette tendance a été confirmée par des travaux plus récents de Liao et al (1995) s'appuyant sur les mesures ISCCP et SAGE II (figure 1.4.bis)

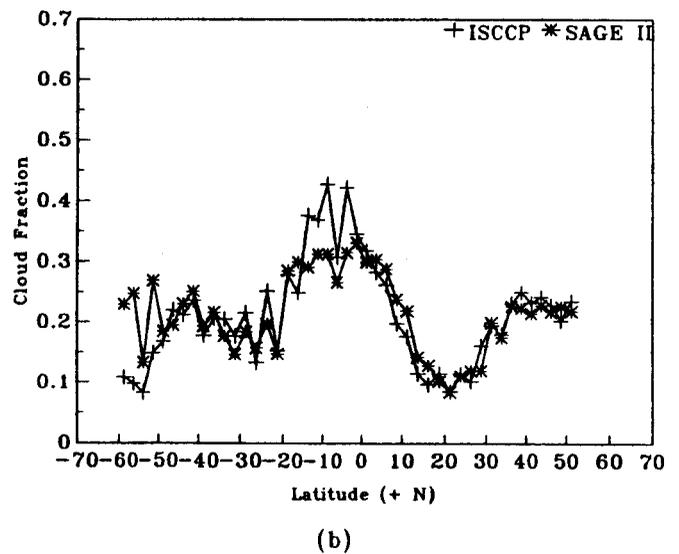
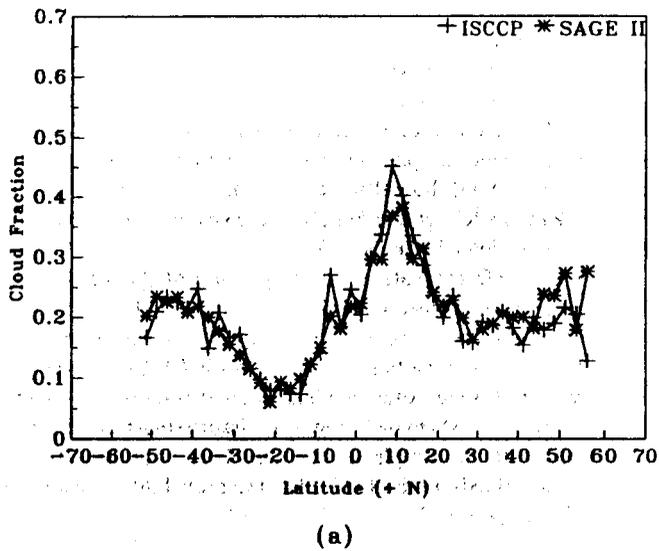


Figure 1.4 bis: Moyenne zonale de la fraction de nuages hauts déduite des mesures ISCCP (ligne avec le symbole +), comparée à celle déduite de SAGE II (ligne avec astérisque) (a) mois de juillet de 1985-1990 (b) mois de janvier de 1985-1990
(Liao et al, 1995)

Des climatologies plus récentes ont pu être établies à l'aide de mesures lidars (tableau I.3) et de mesures satellitales au limbe SAGE (Satellite Aerosols and Gaseous Extinction) (tableau I.4).

Author	Thickness (km)	Altitude (km MSL)	Comments
Fuller et al. (1988)	1.5 (0.5 to 5)	9.3 (base) (5 to 13)	Samples from 1962-87. Hampton Va. 48" lidar, stratospheric aerosol emphasis
Grund and Eloranta (1988)	2 (0.1 to 8)	8.1 (4 to 12)	18 hrs of sampling over 5 days, fall '86 Wisconsin, "self-calibrating" lidar, FIRE data
Kent and Schaffner (1988)	1.5	6.5	One backscatter profile sample near the UK
Paltridge and Platt (1981)	1.2 (0.15 to 2.43)	9.8 (top) (9.4 to 10.3)	7 cirrus samples, Socorro, New Mexico, 3/79 well defined cirrus decks
Paulson et al. (1970)	1.2	7	Three cirrus samples from an 8.6 mm radar
Platt and Dille (1979)	2.7 (1.7 to 3.7)	7.3 (4.7 to 9.2)	2 days Adelaide, Australia, 5/72 and 5 days Aspendale, Australia, Sep to Nov 1975
Platt (1973)	1.2 (0.1 to 3.0)	8 (6.5 to 10.5)	4 days, Adelaide, Australia, 11/70
Platt et al. (1984)	1.9 (1.3 to 2.1)	11 (7 to 16)	Tropical thunderstorm anvils, 6 days Mar. and April 1981, Darwin, Northern Australia
Platt et al. (1987)	2.3 2.0 (0.8 to 3.8)	7.5 (base) 12.1 (base) (4.3 to 13.6)	48 days Aspendale, a composite year of samples 11 days Darwin, Australia Thickness versus temp. is reported
Platt et al. (1989)	1.0 (0.5 to 5)	11.5	One cloud, US midwest, 5/18/84
Radke et al. (1989)	0.9 (0.1 to 4)	8.8 (6 to 10.5)	2 days at White Sands, New Mexico, 2/89
Sassen et al. (1985)	2	8.5	One cloud, Denver Co. 10/83, supercooled droplet observations
Sassen et al. (1988)	3 (1 to 6)	7	Deep cirrus, fall 1986, Wisconsin, FIRE data
Sassen et al. (1989a)	0.7	12	2 samples of subvisible cirrus, Wis. 10/86
Spinhirne et al. (1983)	—	12 (7 to 16)	Thunderstorm anvils, Florida 9/79 and Montana 5/81 downward looking lidar
Uthe (1973)	1.4 (0.5 to 3)	8.7 (7.9 to 10)	7 clouds, 3/22/73, White Sands, New Mexico
Uthe (1989)	0.5	16.5	One subvisible, cold, tropical cirrus, (-83°C)
Uthe et al. (1989)	1.4 (0.5 to 6)	10.7 (7 to 14)	Mexican Pacific, 17 flights, Jun to Sep 1988
Williams et al. (1988)	1.1 (0.2 to 2.7)	8.2 (5.3 to 11)	5 days in Nov and Dec 1988, Mauna Loa, Hawaii aerosol backscatterer emphasis

Tableau I.3 : Mesures lidar de l'épaisseur géométrique des cirrus, et de l'altitude " centrale " du nuage (l'intervalle des valeurs mesurées apparaît entre parenthèses) (Dowling et al, 1990)

Latitude	Mean altitude (km)
65°N	7.0
55°N	8.2
45°N	9.5
35°N	9.7
25°N	9.9
15°N	10.9
5°N	13.0
5°S	13.3
15°S	13.5
25°S	12.0
35°S	10.3
45°S	9.6
55°S	8.7
65°S	8.2
65°S	7.0

Tableau I.4 : Détermination des altitudes de cirrus à partir des mesures SAGE entre janvier et novembre 1981. (Mc Cormick, 1987)

I.1.2. Mode de formation des cirrus

Les propriétés optiques et microphysiques des cirrus dépendent fortement de leur mode de formation car l'évolution des caractéristiques microphysiques de la phase glace est lente. Nous distinguons 3 étapes dans la formation des cristaux de glaces des cirrus :

a) Afin que le nuage puisse se former, il faut qu'une quantité d'eau suffisante soit présente dans l'atmosphère. Lorsque la quantité d'eau est trop importante, elle ne reste plus à l'état gazeux, il y a alors ***sursaturation de l'air par rapport à l'eau ou à la glace***. Ce phénomène peut être provoqué par :

* une instabilité thermique ou dynamique à petite échelle, ou une lente montée (quelques cm/s) d'air à grande ou moyenne échelle (front chaud par exemple). Ces processus donnent naissance à des cirrus de type uncinus, fibratus.

* une injection de cristaux de glace aux altitudes élevées par un nuage convectif intense (front froid, cumulonimbus), ce qui donne naissance à des cirrostratus, cirrocumulus.

L'origine de la sursaturation de l'air par rapport à l'eau ou à la glace, conditionne le type de cristaux qui constitue le cirrus. La figure I.5 illustre l'importance du mode de formation du nuage, qui influe directement sur la distribution en taille des cristaux qui le constituent.

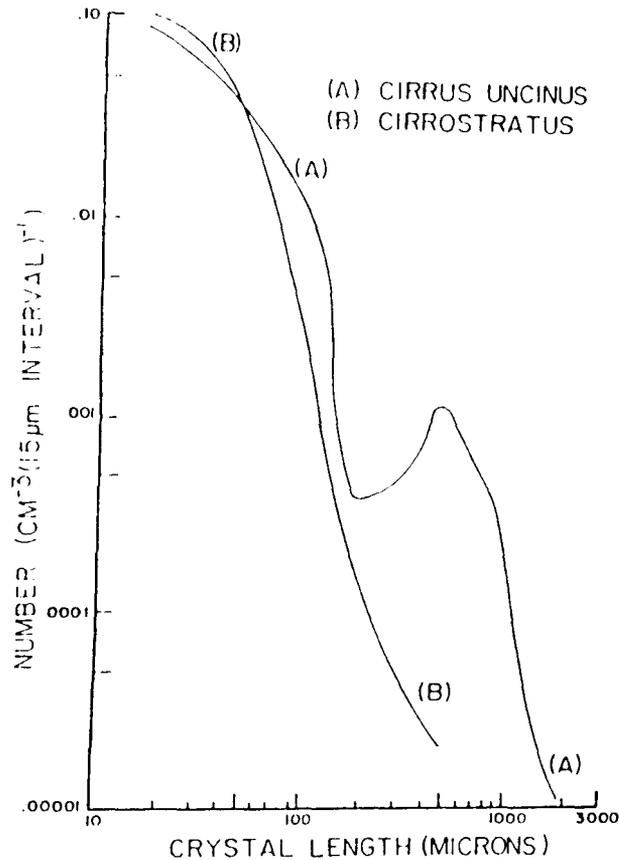


Figure 1.5 : Spectres dimensionnels des particules obtenus proches de la base et de la " tête " d'un cirrus uncinus (A) et près du sommet d'un cirrostratus (B).

(Heymsfield 1975a)

b) En principe, la sursaturation de l'air par rapport à la glace peut faire apparaître spontanément des **embryons de glace** sans l'intervention de particules étrangères. Cependant, ce phénomène n'existe pas dans l'atmosphère, car la sursaturation n'y est jamais suffisante. Deux processus sont susceptibles de faire apparaître des embryons de glace dans l'atmosphère :

* les aérosols peuvent servir d'embryons de glace sur lesquels se déposent la vapeur d'eau. Ce processus est appelé la nucléation hétérogène, et les aérosols jouent le rôle de noyaux glaçogènes.

* les particules hygroscopiques (servant de noyaux de condensation) diluées dans l'eau surfondue (eau liquide à température négative) permettent la congélation de ces gouttelettes d'eau (Mason, 1957), c'est la nucléation homogène.

c) La **croissance des cristaux** de glace se fait suivant plusieurs processus :

* La *déposition* de vapeur d'eau sur les particules de glace est un processus qui donne naissance à des particules contenant de multiples poches d'air retenues par capillarité dans les cristaux.

* La *collision* entre les gouttelettes d'eau surfondue et les cristaux de glace constitue également un mode de croissance pour les cristaux. Dans ce cas, les gouttelettes d'eau adhèrent au cristal par attraction électrostatique.

* L'*agrégation* est un phénomène de collision entre deux ou plusieurs cristaux de glace qui se collent ensemble pour ne former qu'un seul cristal, l'eau surfondue présente à la surface de chaque cristal jouant le rôle d'adhésif.

En plus de ces trois étapes de formations des cristaux de glace, des phénomènes de sédimentation des cristaux apparaissent souvent dans les cirrus, ainsi que des fragmentations de ces particules.

I.2. Propriétés microphysiques

I.2.1. Exemples de relevés in-situ

La figure I.6.a présente un exemple de cristaux présents dans les cirrus obtenus lors de la campagne ICE'89 (International Cloud Experiment 1989) par des capteurs aéroportés utilisant l'holographie. Elle montre que les dimensions des particules peuvent atteindre des valeurs élevées allant jusqu'à 1240 μm . Les formes de cristaux sont variables et plus complexes quand la température du cirrus augmente, mais la structure de la maille hexagonale dans laquelle croît la glace se retrouve dans la plupart des cristaux observés. La figure I.6.b montre un autre exemple de relevés in-situ collectés par des capteurs installés à bord d'un ballon. Les particules grossissent lorsqu'elles sédimentent vers la base du nuage, atteignant des dimensions de l'ordre de 200 μm . La courbe de saturation par rapport à la glace marque la séparation entre les petites et les grosses particules.

International Cirrus Experiment Mission ICE 215

8500 m

Cloud top

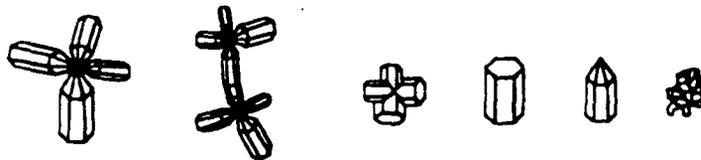
8200 m

temperature: -39°C
 particle size: maximum $230\ \mu\text{m}$ / mean $110\ \mu\text{m}$
 air: saturated relative to water / supersaturated relative to ice
 number concentration: $28\ \text{l}^{-1}$



7600 m

temperature: -34°C
 particle size: maximum $1240\ \mu\text{m}$ / mean $180\ \mu\text{m}$
 air: not saturated relative to water / supersaturated relative to ice
 number concentration: $28\ \text{l}^{-1}$



7000 m

temperature: -26°C
 particle size: maximum $1140\ \mu\text{m}$ / mean $125\ \mu\text{m}$
 air: saturated relative to water / supersaturated relative to ice
 number concentration: $360\ \text{l}^{-1}$



5000 m

Cloud base

Figure I.6.a : Types de particules obtenues par holographie lors de la traversée à 3 niveaux différents dans un cirrus frontal épais.

(Krupp, 1991)

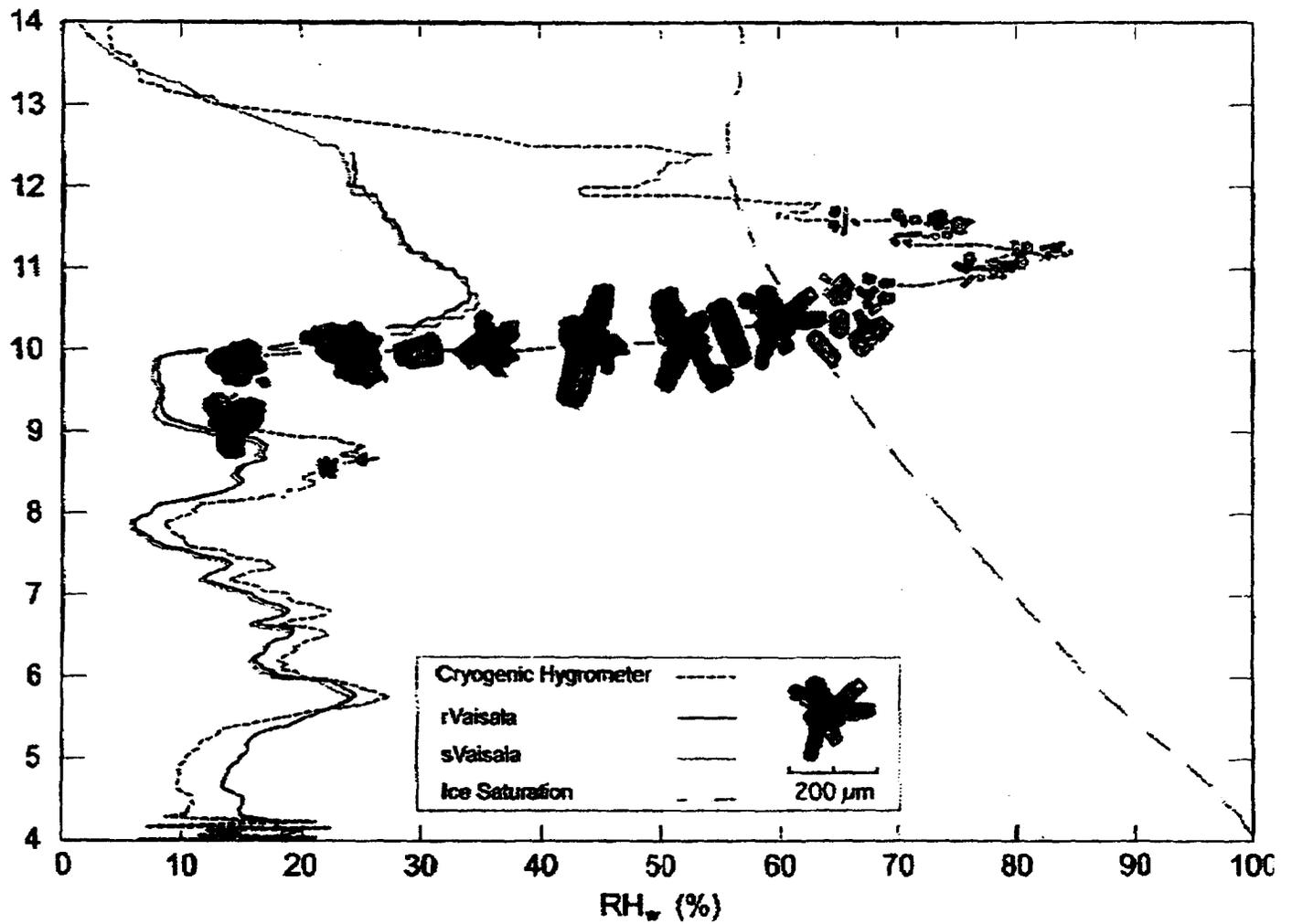


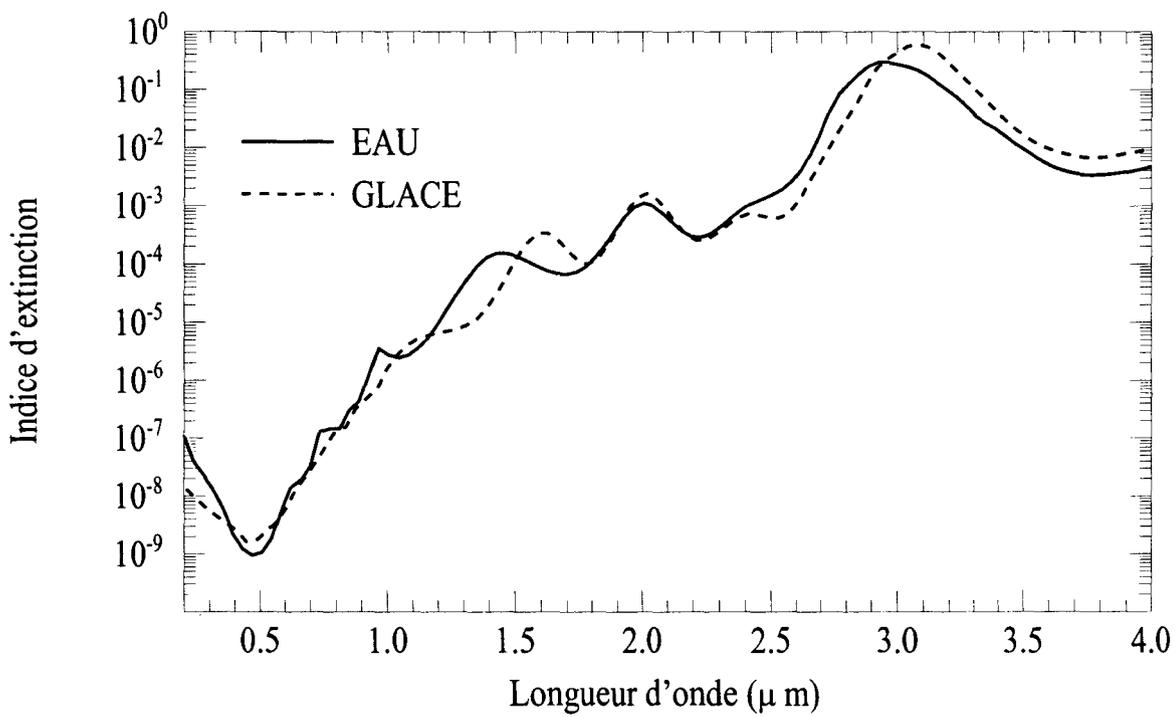
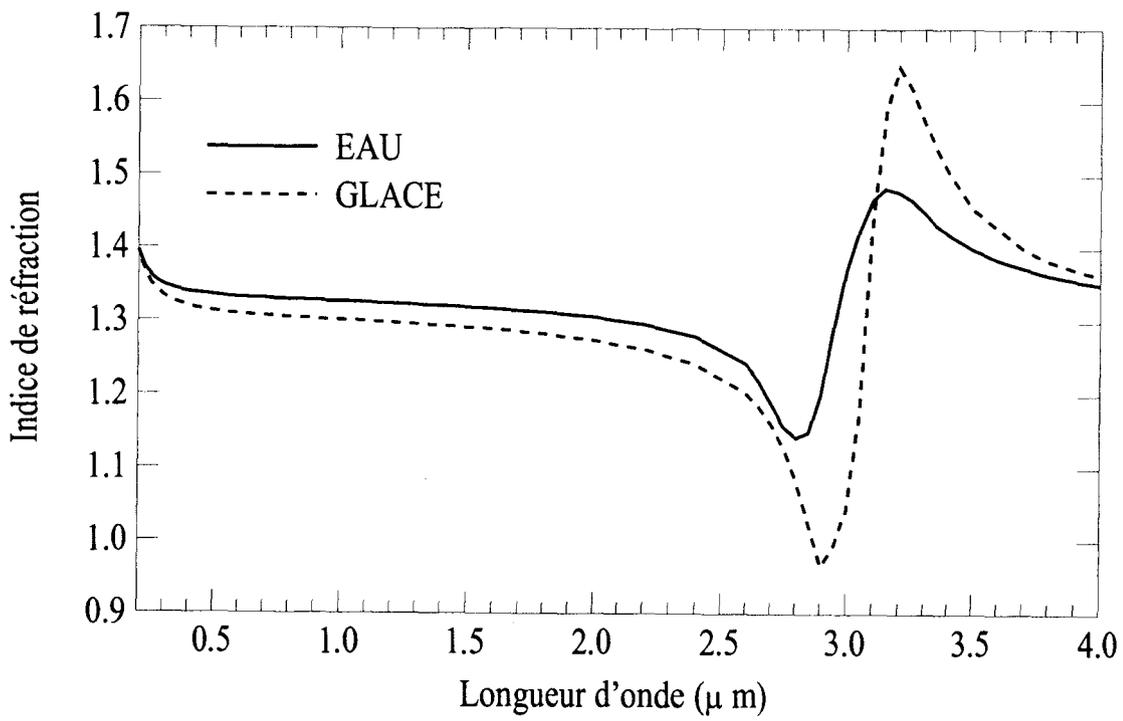
Figure I.6.b : Mesures simultanées de profils d'humidité relative collectés par radiosondages avec deux sondes Vaisala RS-80, un hygromètre cryogénique installé à bord d'un ballon. Exemples de cristaux mesurés simultanément avec un répliqueur. La courbe de saturation par rapport à la glace est montrée en référence.

(Miloshevich et Heymsfield, 1996)

I.2.2 Les paramètres microphysiques :

Les nuages de basse et de moyenne altitudes sont composés de gouttelettes d'eau, et la théorie de Mie peut être utilisée pour modéliser ces particules sphériques. Les nuages de haute altitude sont composés de cristaux de formes et de tailles diverses (voir figures précédentes) qui peuvent être aléatoirement orientés dans l'espace, ou orientés suivant une direction préférentielle. La non-sphéricité de ces particules constitue la difficulté majeure pour leur modélisation, puisque dans ce cas, la théorie de Mie ne peut pas être appliquée.

Outre le problème de la forme des cristaux, la glace a des propriétés d'absorption et de diffusion différentes de celle de l'eau liquide. Les figures I.7a et b montrent les variations des indices de réfraction et d'extinction de l'eau et de la glace avec la longueur d'onde



Figures I.7 a et b : Indices de réfraction et d'extinction (imaginaire) de la glace (Warren, 1984) et de l'eau (Hale et al, 1973) en fonction de la longueur d'onde.

Les paramètres utiles pour décrire les cristaux qui composent le cirrus sont les suivants :

a) La **température T** de l'atmosphère au niveau de la couche nuageuse.

b) La **dimension, la forme et l'orientation des particules** qui composent le nuage :

Une particule de forme, de taille et d'orientation données est décrite par ses propriétés optiques qui sont le coefficient d'extinction C_{ext} , l'albédo de diffusion simple ω_0 , les différents éléments de la matrice de diffusion, et en particulier la fonction de diffusion $p(\Theta)$ avec le facteur d'asymétrie g .

- L'**albédo de diffusion simple ω_0** caractérise l'importance relative de la diffusion par rapport à l'extinction totale :

$$\omega_0 = \frac{C_d}{C_{ext}} \quad (1.1)$$

où C_{ext} et C_d sont les coefficients d'extinction et de diffusion particulières, ou les sections efficaces d'extinction et de diffusion particulières (en m^2).

- La **fonction de diffusion** $p(\mu_i, \mu_d, \phi_i, \phi_d)$ caractérise la probabilité qu'un rayonnement incident dans une direction (μ_i, ϕ_i) soit diffusé par la particule dans une direction (μ_d, ϕ_d) , elle est normalisée suivant la relation :

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\mu_i, \mu_d, \phi_i, \phi_d) d\mu_d d\phi_d = 4\pi \quad (1.2.a)$$

où μ_i et μ_d sont les cosinus des angles zénithaux du rayonnement incident et du rayonnement diffusé,

ϕ_i et ϕ_d sont les angle azimutaux du rayonnement incident et diffusé.

Dans certains cas particuliers, la rotation de la particule diffusante autour de la direction de propagation du champ incident n'affecte pas la lumière diffusée (à une distance importante par rapport à la taille de la particule). Dans ces cas, la fonction de diffusion dépend du seul angle de diffusion Θ , qui est l'angle entre la direction de propagation de la lumière incidente et celle de la lumière diffusée. La normalisation de la fonction de diffusion $p(\Theta)$ s'écrit alors :

$$\int_{-1}^{+1} p(\mu) d\mu = 2 \quad (1.2.b)$$

avec $\mu = \cos\Theta$

- Le **facteur d'asymétrie g** , est un indicateur des directions préférentielles de diffusion par le milieu. Lorsque la fonction de diffusion dépend du seul angle de diffusion, g est en fait une moyenne du cosinus de l'angle de diffusion ($\mu = \cos\Theta$) pondérée par par la fonction de diffusion $p(\Theta)$:

$$g = \langle \cos\Theta \rangle = \frac{\int_{-1}^{+1} \mu p(\mu) d\mu}{\int_{-1}^{+1} p(\mu) d\mu} \quad (1.3)$$

Plus la valeur prise par g est proche de 1, plus la particule a tendance à diffuser vers l'avant ($\Theta = 0^\circ$).

c) **Le contenu en glace IWC** (Ice Water Content) dans le nuage (Lenoble, 1993) :

$$IWC = \frac{4\pi}{3} \rho \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 n(r) dr$$

où ρ est la densité de la glace (0.92 g/cm^3),
 r le rayon de la particule sphérique de volume équivalent à celui du cristal,
 $n(r)$ la répartition en taille de la concentration en cristaux.

Ce paramètre est généralement utilisé pour comparer les mesures in-situ avec des simulations numériques, car il permet de décrire le nuage sans entrer dans les détails microphysiques. La figure 1.8 illustre la variation du contenu en glace avec la température du nuage. Lorsque la température est faible (altitude élevée), le contenu en glace est faible, car la présence d'eau à l'état de vapeur se raréfie, mais également car les grosses particules (contenu en glace élevé) sédimentent et ne se maintiennent pas longtemps à haute altitude.

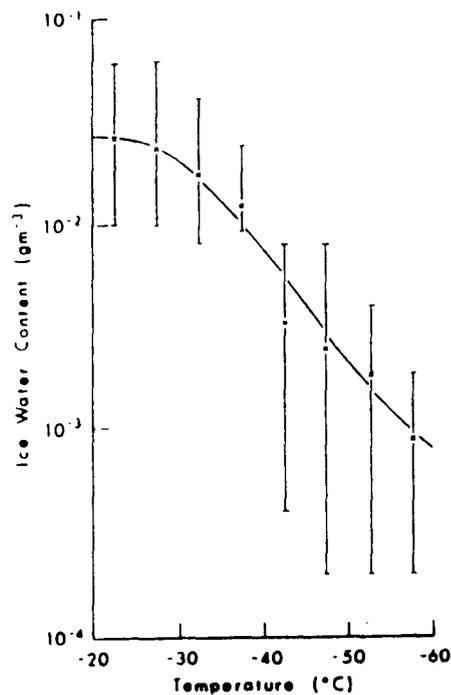


Figure 1.8 : Teneur en glace - IWC- en fonction de la température du nuage. La courbe représente la meilleure interpolation entre les données.

(Heymsfield et Platt, 1984)

La figure I.9 représente les contenus en glace mesurés lors de 4 campagnes ayant eu lieu dans des régions du globe différentes, et concernant des cirrus d'origines variées. Les contenus en glace sont donnés en fonction de la température du nuage sondé. Les valeurs obtenues pour le contenu en glace sont très variables d'un cirrus à l'autre, et cette figure illustre bien le fait que la relation entre la température du nuage et son contenu en glace est très différente selon le type de cirrus.

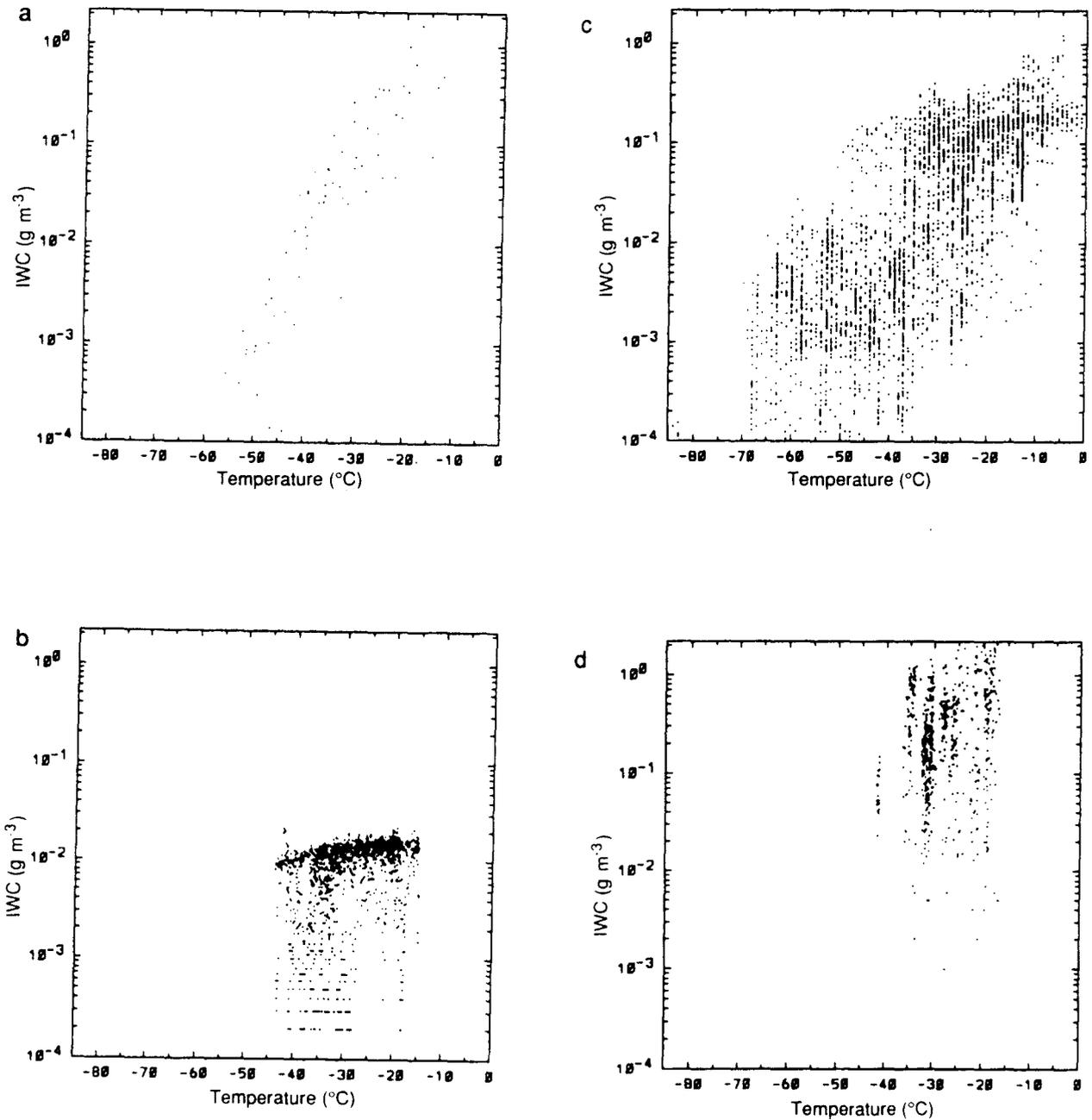


Figure I.9 : Mesures du contenu en glace (IWC) dans les cirrus en fonction de leur température.

(a) Environmental Definition Program (EDP), cirrus et cirrostratus au-dessus des Etats-Unis (données moyennées sur 20 kms de distance horizontale).

(b) Données FIRE dans les cirrus et cirrostratus au-dessus du Wisconsin aux Etats-Unis (moyennes sur des intervalles d'environ 1 km).

(c) Cirrus tropical au-dessus des îles Marshall at 8° N latitude (moyennes sur des intervalles d'environ 1 km).

(d) Données de cirrus provenant du programme COPPE dans le Montana (moyennes sur des intervalles d'environ 1 km)

(Heymsfield, 1993)

Downling (1990) présente une synthèse des différentes mesures in-situ collectées dans les cirrus (tableau I.6).

Author	Crystal concentration (L ⁻¹)	Ice water content (g m ⁻³)	Crystal length (µm)
Barnes (1980, 1982)	10 ⁻⁴ to 10 ³	<0.03	2 to 2200
Griffith et al. (1980)	<30	0.03	250 (300 max)
Heymsfield and Knollenberg (1972)	0.6 to 150	0.15 to 0.25	600 to 1000
Heymsfield and Platt (1984)	—	0.0002 to 0.066	<2600
Heymsfield (1975)	4 to 400	0.025 to 0.43	350 to 900
Heymsfield (1977)	<120	10 ⁻⁴ to 1.0	300 to 600
Heymsfield (1986a)	50	10 ⁻⁴	5
Heymsfield (1986b)	<120	<1.2	2000 to 3000
Hobbs et al. (1974a,b)	1 to 10 ⁴	—	10 to 2000
Jeck (1988)	<400	0 to 1.2	300 to 1000 (8000 max)
Kajikawa and Heymsfield (1989)	<100	—	175 to 1200
Kosarev et al. (1984)	—	0.03 (0.4 max)	<4000
Knollenberg et al. (1982)	<100	10 ⁻⁴ to 0.1	400 >40 to 10 ³
McTaggart-Cowan et al. (1970)	30 to 500	—	—
Miller et al. (1989)	10	0.001 to 0.04	250
Paltridge and Platt (1981)	400 to 900	0.004 to 0.026	<300
Platt et al. (1989)	<500 to >10 ⁴	—	10 to 600
Rosinski et al. (1970)	—	0.005 to 0.8	—
Ryan et al. (1972)	10,000	—	<5 to >85
Sassen et al. (1989a)	25	0.0002	25
Sassen et al. (1989b)	0.07 to 350	0.0003 to 0.17	60 to 350
Smith and Cox (1989)	—	0 to 0.07	<900
Stone (1957)	170 to 500	0.1 to 0.4	—
Wielicki et al. (1989)	—	—	100 to 600

Tableau I.6 : Mesures de la microphysique des cirrus.

(Downling, 1990)

Il en déduit des valeurs " typiques " de paramètres décrivant les propriétés physiques des cirrus. Ces valeurs typiques sont résumées sur la figure I.10 et dans le tableau I.7. Cependant la diversité des paramètres décrits dans le tableau I.6, montre que les caractéristiques " moyennes " de ce type de nuage ne sont pas très représentatives.

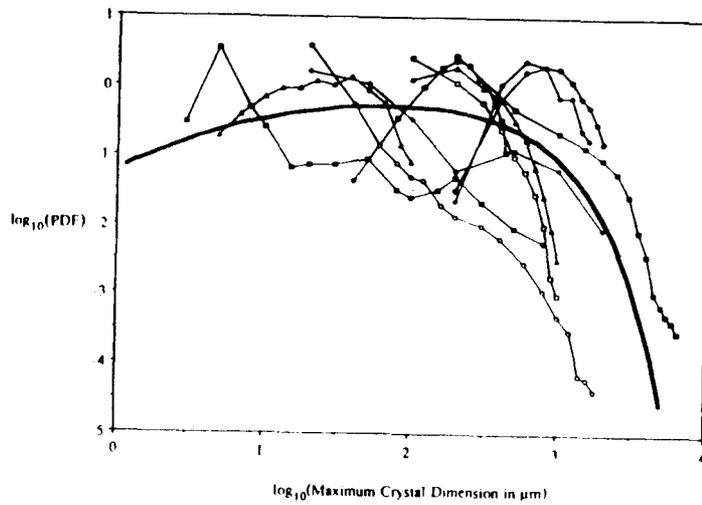


Figure 1.10 : Mesures de la longueur des cristaux de glace collectées dans les cirrus lors de divers campagnes (points de mesures). PDF signifie " fonction de probabilité de la densité " .

La distribution typique moyenne est en trait noir épais.

(Dowling et al, 1990)

Propriétés	Valeur typique	Intervalle
Epaisseur	1.5 km	0.1 à 8 km
Altitude centre du nuage	9 km	4 à 20 km
Concentration en cristaux	30 L ⁻¹	10 ⁻⁴ à 10 ⁴ L ⁻¹
IWC	0.025 g.m ⁻³	10 ⁻⁴ à 1.2 g.m ⁻³
Longueur des cristaux	250 μm	1 à 8000 μm

Tableau 1.7 : Valeurs typiques, et intervalles de mesures des propriétés physiques des cirrus.

(Dowling, 1990)

I.3. Propriétés radiatives des cirrus

L'impact des cirrus sur la balance énergétique du système Terre-océan-atmosphère est mal quantifié, car ils jouent sur le bilan radiatif suivant deux effets antagonistes (Liou, 1986) : d'une part ils réfléchissent en partie le rayonnement solaire incident vers l'atmosphère, et d'autre part ils participent à l'effet de serre car ils piègent le rayonnement infrarouge émis par le sol en l'absorbant, et en le réémettant à une température plus faible. Le premier effet tend à refroidir l'atmosphère alors que le second tend à le réchauffer. L'effet dominant dépend de l'épaisseur optique du cirrus. A éclairement solaire constant, lorsque les nuages sont fins optiquement, leur albédo est faible et l'effet de serre l'emporte, réchauffant ainsi l'atmosphère, tandis que pour des nuages épais à fort albédo, la réflexion vers le sommet de l'atmosphère l'emporte sur l'effet de serre, et ils refroidissent l'atmosphère.

Les propriétés radiatives des nuages sont décrites par les paramètres suivants :

a) L'**épaisseur optique du nuage** δ dépend de la longueur d'onde λ , et est directement reliée aux propriétés microphysiques du nuage :

$$\delta = \int_{z_b}^{z_s} \sigma_{\text{ext}}(z) dz \quad (1.4)$$

où z_b et z_c sont les altitudes de la base et du sommet du nuage, σ_{ext} est le **coefficient d'extinction volumique** qui exprime l'atténuation de l'énergie lors de son trajet dans le nuage :

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_a + \sigma_d \quad (1.5)$$

où σ_a et σ_d sont les coefficients d'absorption et de diffusion volumique (en m^{-1}).

Les coefficients d'extinction et de diffusion particulaires (C_{ext} et C_{d} , éq. I.1) et volumiques (σ_{ext} et σ_{d} , éq. I.5) sont reliés par l'expression suivante :

$$C_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{N} \quad (I.6)$$

$$C_{\text{d}} = \frac{\sigma_{\text{d}}}{N} \quad (I.7)$$

où N est la densité de particules (en m^{-3}).

b) L'**albédo**, l'**absorption** et la **transmittance** de l'atmosphère :

Les bilans d'énergie dans l'atmosphère s'exprime en termes de flux de rayonnement. Soit F_i le flux de rayonnement incident au sommet de l'atmosphère, lorsque nous considérons une couche atmosphérique absorbante et diffusante, le rayonnement incident est en partie réfléchi par la couche (F_r : flux réfléchi) , il est également en partie absorbé par cette même couche (F_a : flux absorbé), une partie du rayonnement incident est transmis sans changement de direction (F_t : flux direct transmis), et une autre partie transmise après de multiples diffusions dans diverses directions (F_{td} : flux diffus transmis)

- L'**albédo** a de la couche atmosphérique s'exprime :

$$a = \frac{F_r}{F_i} \quad (I.8)$$

- L'**absorption** α par cette même couche s'écrit :

$$\alpha = \frac{F_a}{F_i} \quad (I.9)$$

- Sa **transmittance** τ s'écrit :

$$\tau = \frac{F_t + F_{td}}{F_i} \quad (I.10)$$

La conservation de l'énergie implique la relation suivante : $a + \alpha + \tau = 1$ (I.11)

I.4. Conclusion

Les propriétés microphysiques des cristaux qui composent le cirrus conditionnent leurs propriétés radiatives et leur impact sur le bilan radiatif. Ces caractéristiques microphysiques sont encore mal connues, et elles constituent l'une des principales sources d'incertitude pour estimer correctement les propriétés radiatives des cirrus. Les divers exemples donnés dans le chapitre I illustrent la complexité du problème. Heymsfield (1993) a dressé la liste des problèmes non résolus qui doivent être étudiés pour que l'impact des cirrus sur le climat puisse être évalué de manière plus réaliste :

- Quels sont les critères quantitatifs et mesurables pour définir les types de nuages et caractériser leur structure ?
- Quelle est la concentration en noyaux de condensation en fonction de la situation géographique et de l'altitude du nuage ?
- Quelle est la répartition de l'humidité relative dans la haute troposphère ?
- Quels sont les mécanismes de nucléation de la glace ? Quelle est la concentration et la composition des noyaux de glace en fonction de la température et de l'altitude des nuages ?
- Quelle est la morphologie (forme) des cristaux de glace en fonction de la quantité en vapeur d'eau et de la température ?
- Quelle est la distribution en taille des cristaux de glace, et en particulier des petites particules de dimension inférieure à 25 μm ?
- Quelle est la fonction de diffusion des cristaux de glace, en particulier pour les cristaux complexes présents à des températures inférieures à -20°C ?
- Quelles sont les propriétés moyennes des cristaux (i. e., IWC, épaisseur optique) en fonction des dimensions horizontale et verticale moyennes des nuages ?

Chapitre II :

La campagne EUCREX'94

II.1. Présentation de la campagne EUCREX'94.

II.1.1. Introduction et objectifs.

La campagne " International Cloud Experiment " (ICE) a eu lieu durant les mois de septembre et d'octobre 1989 à Nordholz en RFA (Raschke et al 1988, 1989). Il s'agissait de la première campagne de mesures européenne dédiée à l'étude des cirrus. Les campagnes EUCREX (Raschke et al, 1996) lui ont succédé en 1993 et 1994. EUCREX1 a eu lieu à Prestwick, près de Glasgow en Ecosse en septembre 1993. EUCREX2 s'est déroulée durant le mois d'avril 1994 près de Brest en France. Le mémoire que nous présentons ici concerne cette dernière campagne qui regroupait les laboratoires allemands du DLR (Deutsche forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt) situé à Oberpfaffenhofen près de München, du GKSS (Gesellschaft für Kernenergieverwertung in Schiffbau und Schifffahrt) situé à Geesthacht près de Hambourg et du MPI (Max Planck Institut) à Hambourg, ainsi que plusieurs laboratoires français (Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'université de Lille, Laboratoire de Météorologie Dynamique Palaiseau, Service d'Aéronomie du CNRS Paris VI, et le Laboratoire de Météorologie Physique de l'université de Clermont-Ferrand). Cette campagne avait pour but d'observer des cirrus aux latitudes moyennes de la manière la plus complète possible à l'aide de divers instruments. Plusieurs axes de recherches prioritaires avait été définis pour cette campagne de mesures (G. Brogniez, Y. Fouquart, J-F Gayet, 1995 - Raschke et al, 1996) :

- Améliorer et déterminer les limites des techniques de télédétection des cirrus par satellites.
- Etudier les relations entre les propriétés microphysiques et radiatives des cirrus.
- Etudier les méthodes hybrides utilisant la télédétection active et passive pour décrire les propriétés des cirrus.
- Etudier l'apport des observations multiangulaires de l'intensité du rayonnement solaire réfléchi par les cirrus, ainsi que des observations du taux de polarisation de cette lumière réfléchie, pour l'étude des structures et des propriétés microphysiques des cirrus.
- Améliorer et valider de nouvelles techniques de classification des observations satellitaires géostationnaires visible et infrarouge permettant l'étude du cycle de vie des cirrus.
- Etudier les modes de formation et d' évolution des traînées de condensation des avions.

II.1.2. Méthodologie.

La campagne EUCREX'94 qui s'est déroulée du 8 au 29 avril faisait intervenir différents types d'appareils de mesures. Certains d'entre eux étaient aéroportés et d'autres opéraient au sol. Deux sites différents distants de trente kilomètres environ ont été choisis (figure II.1a). La station de mesures sol a été installée au Centre de Recherche, d'Observation, de Secours, et de Sauvetage (CROSS) de la pointe de Corsen (48°25' N, 4°48' O). La partie aéroportée de la campagne ainsi que la station météorologique étaient basées à l'aéroport de Brest-Guipavas (48°27' N, 4°25' O). Nous allons présenter les diverses mesures collectées à bord des trois avions qui ont participé à la campagne EUCREX'94, ainsi que les mesures collectées simultanément à la station sol.

II.1.2.a. Les instruments aéroportés :

-Le Merlin :

Le Merlin IV est un avion du Centre d'Aviation Météorologique mis en oeuvre par Météo-France. Sa vitesse de croisière est de 100 à 135 ms⁻¹, son autonomie en vol est de 5 heures et il peut atteindre une altitude maximum de 7500 m. En plus de capteurs thermodynamiques classiques (pressions, températures, humidités, vents), il était équipé d'appareils de mesures radiatives, les pyranomètres et pyrgéomètres dirigés vers le haut et vers le bas. Ces instruments sont équipés de dômes permettant la mesure des flux hémisphériques solaires et infrarouge montants et descendants à l'altitude de l'avion.

Le Merlin IV transportait également des instruments de mesures microphysiques, en particulier le compteur optique de particules Fast FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe) (Brenquier 1996). Cet avion ne pouvant pas atteindre des altitudes supérieures à 7500m, ses appareils de mesures microphysiques n'ont pas pu être utilisés pour observer les cirrus. Le Merlin était plutôt destiné à l'étude des nuages bas tels que les stratocumulus. Nous n'exploiterons donc

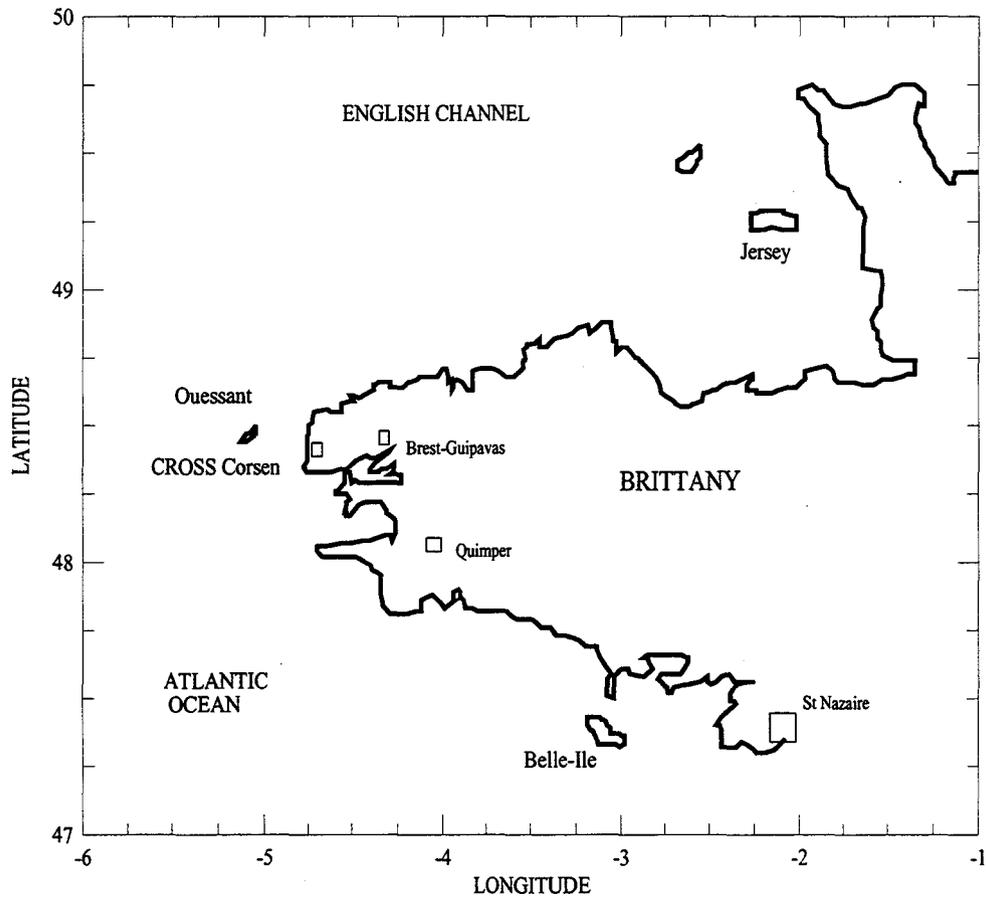


Figure II.1a : Les deux sites de la campagne EUCREX'94
 Le CROSS Corsen (station de mesures sol) et l'aéroport de Brest Guipavas

pas les données acquises par le Merlin directement pour l'étude des cirrus. Cependant celles collectées par les fluxmètres en l'absence de nuages seront comparées à celles des deux autres avions afin de valider les mesures de flux radiatifs.

-L'ARAT :

L'ARAT (Avion de Recherches Atmosphérique et de Télédétection) est un Fokker 27 mis en oeuvre par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), l'Institut Géographie National (IGN), l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU/CNRS), et Météo-France. Sa vitesse de croisière est de 100 à 135 ms⁻¹, son autonomie en vol de 4 heures et son plafond est de 6000 m. Cet avion est équipé des appareils de mesures des paramètres thermodynamiques classiques (pressions, températures, humidités, vents), d'instruments de mesures de flux solaires et infrarouges (pyranomètres et pyrgeomètres visant vers le haut et vers le bas), ainsi que d'un radiomètre mesurant la luminance infrarouge incidente au zénith.

Le lidar visible LEANDRE (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique, du Rayonnement et des Espèces minoritaires - Pelon, 1990) du LMD pouvant être dirigé vers le haut ou vers le bas était embarqué sur cet avion. Outre la détermination des altitudes de la base et du sommet des nuages, ce lidar peut mesurer un profil vertical de rétrodiffusion dans l'atmosphère, qui permet d'observer les hétérogénéités dans le nuage. Pour les nuages minces, cet instrument permet également d'estimer l'épaisseur optique visible du nuage, ainsi que ses propriétés de polarisation en rétrodiffusion.

L'imageur POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectances) du LOA était également installé sur l'ARAT en visée vers le bas. Cet instrument opère à plusieurs longueurs d'ondes du domaine visible, il permet d'observer simultanément le rayonnement solaire diffusé dans différentes directions, ainsi que l'état de polarisation de ce rayonnement.

-Le Falcon :

Le Falcon est un avion allemand du DLR qui peut atteindre une altitude maximum de 12000 m avec une vitesse de croisière de 170 à 190 ms^{-1} et une autonomie de 3 heures. Etant capable d'atteindre des altitudes élevées, cet avion volait au-dessus, ou dans le nuage lors des vols consacrés à l'étude des cirrus. Il est équipé des capteurs thermodynamiques classiques (pressions, températures, humidités, vents), d'appareils de mesures de flux visible et infrarouge (pyranomètres et pyr géomètres visant vers le haut et vers le bas) ainsi que d'instruments de mesures de la microphysique du nuage, les capteurs 2DC et FSSP tous deux mis en oeuvre par le GKSS.

Un imageur visible POLDER ainsi qu' un spectromètre multicanal OVID (Optical Visible and near Infrared Detector) mis en oeuvre par le MPI (Bakan, 1996) et opérant aux longueurs d'ondes visible et proche infrarouge étaient également embarqués sur le Falcon. Tous deux étaient dirigés vers le bas avec leurs axes optiques parallèles. Dans ce travail nous ne considérerons pas les mesures du spectromètre OVID.

II.1.2.b. Les radiosondages ballons :

Des radiosondages ballons ont été effectués tous les jours à 0000 et 1200 UTC de la station météorologique de Brest-Guipavas. Ils donnent les profils verticaux de la pression atmosphérique, la température, l'humidité, et la direction et l'intensité du vent à différents niveaux dans l'atmosphère situés entre le sol et 15 km d'altitude.

II.1.2.c. Les instruments au sol :

Des appareils de mesures radiométriques actives et passives étaient réunis à la station du CROSS-Corsen située en bord de mer.

- Mesures passives :

Un photomètre solaire opérant à 4 longueurs d'ondes (0.45 - 0.68 - 0.87 - 1.02 μm) était installé sur le site. La station de mesure comprenait également un pyranomètre et un pyrgéomètre de type EPPLEY, un radiomètre infrarouge (8-14 μm) Barnes PRT5 monté sur un support permettant un balayage angulaire dans le plan vertical, un autre radiomètre infrarouge (9.5 - 11.5 μm) visant au zénith et un auréolemètre proche infrarouge (0.84 μm) décrivant l'almucantar du soleil. Elle comprenait également un interféromètre (5-16 μm) mis en place par le MPI.

- Mesures actives :

Deux lidars étaient installés au CROSS-Corsen : le lidar rétrodiffusion à source laser Nd Yag du Service d'Aéronomie opérant aux longueurs d'ondes de 0.532 μm et 1.020 μm , ainsi que le lidar rétrodiffusion à balayage angulaire du GKSS opérant à 0.450 μm .

II.1.2.d. Les instruments satellitaires :

Les images METEOSAT dans les canaux visibles et infrarouges correspondant aux 4 semaines de la campagne sont disponibles. Les passages de la plate-forme NOAA - AVHRR coïncidant avec des observations de bancs de cirrus dans notre zone d'étude sont également archivés.

II.1.2.e. Les données météorologiques :

Des analyses synoptiques méso-échelles ont été effectuées par Météo-France tous les jours de la campagne.

II.1.3. Bilan des mesures :

Notre travail concernant l'étude des cirrus, nous présenterons uniquement le bilan des mesures portant sur ce type de nuages. Il est important de noter que les traitements des mesures sol et des mesures aéroportées ont été décorrélés. En effet, les avions ont recueilli des données intéressantes sur les cirrus alors qu'ils se trouvaient très éloignés de la station de mesures du CROSS-Corsen, et les appareils au sol ont observé des cirrus alors qu'ils n'étaient pas survolés par les avions.

II.1.3.a. Bilan des mesures aéroportées :

Sur les 14 missions aéroportées de la campagne (Missions 201 à 214), quatre ont été concluantes pour l'observation des cirrus :

- Les missions 204 et 205 du 17 avril 1994 ont duré environ 4 heures chacune. La première (204) s'est déroulée le matin et la seconde (205) l'après-midi. Lors de ces deux vols, les avions survolaient la mer et les nuages bas étaient peu nombreux, ces deux cas sont donc particulièrement favorables pour étudier la contribution des cirrus au bilan radiatif terrestre.
- Les missions 210 et 211 ont eu lieu le matin et l'après midi du 22 avril 1994. Elles ont permis d'observer des champs étendus de cirrus, cependant de nombreux nuages bas étaient également présents ce jour là, et cette situation plus complexe que celle du 17 avril, rend l'étude des cirrus difficile car les mesures collectées permettent rarement de séparer la contribution des cirrus de celle des nuages bas.

II.1.3.b. Bilan des mesures sol :

Les trois journées du 11, 17 et 21 avril 1994 se sont révélées intéressantes pour l'étude des cirrus à partir des mesures sol. Nous ne détaillerons pas ici ce type de données, cependant nous verrons que certaines d'entre elles ont permis de confirmer certaines observations aéroportées.

II.1.3.c. Passages satellitaires coïncidants :

Les missions aéroportées 204 et 205 coïncident avec des passages de la plate-forme satellitaire NOAA au-dessus du champ de nuage étudié. Les figures II.1b montrent les deux images satellitaires du 17 avril à 8h55 et 16h20. On constate que la masse nuageuse s'est peu déplacée durant la journée.

II.1.3.d. Situation météorologique du 17 avril 1994 :

L'analyse météorologique du jour montre la présence d'un anticyclone centré sur l'Océan Atlantique Nord, étendu jusqu'en Irlande et au-dessus de l'Angleterre, ainsi que la présence d'une dépression située au-dessus du Sud de la France et allant de l'Espagne jusqu'à l'Italie du Nord. Le jour précédent (le 16 avril 1997) cette dépression était située plus au Nord, au-dessus de la France. Ce système était en connexion avec une autre dépression située au Nord de l'Islande et de la Suède, ce qui a provoqué le renforcement du courant de jet, ramenant de l'air polaire au-dessus du Nord de l'Europe. Ce renforcement localisé au Sud de l'Angleterre et au Nord Est de la Bretagne a engendré les conditions favorables à l'apparition d'un cirrus dans la zone étudiée.

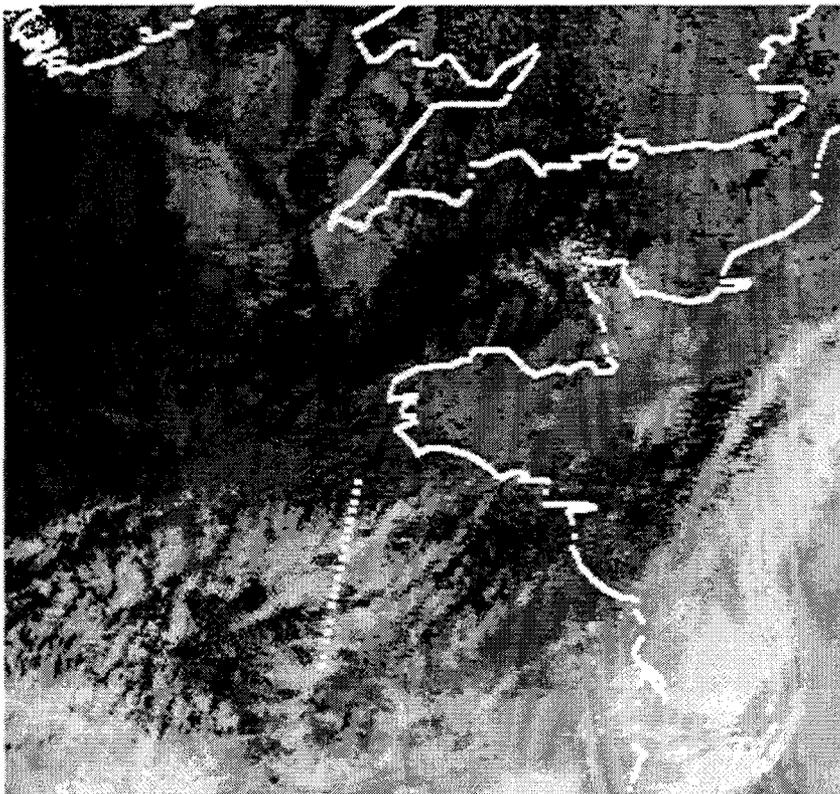
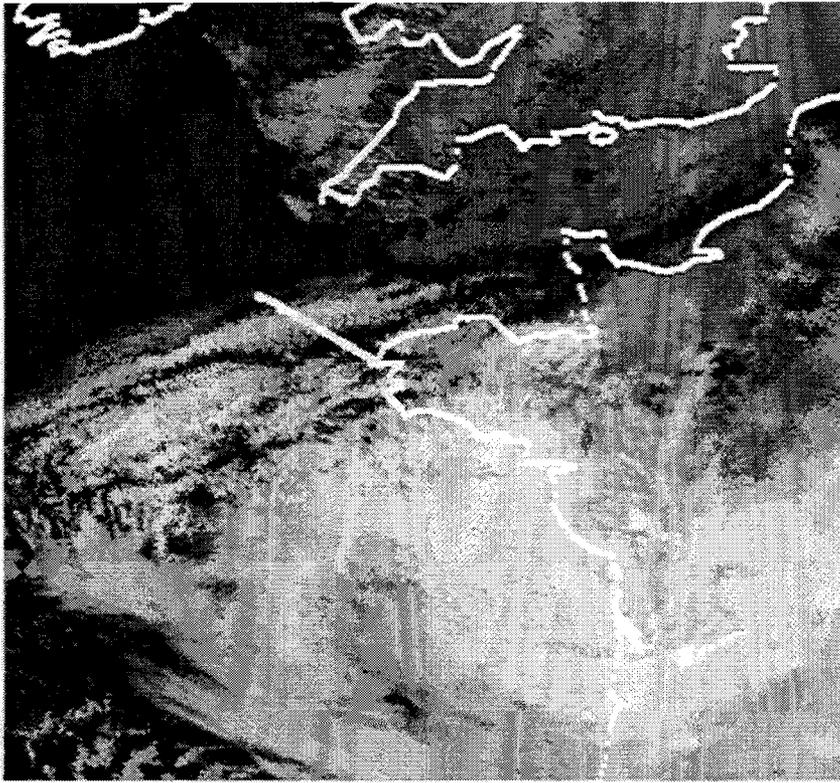


Figure II.1b : Images AVHRR (canal 4) du 17 avril 1994 à 8 h 55 mn et 16 h 20 mn

II.2. Mesures aéroportées : deux vols bien documentés

II.2.1. La mission 204 :

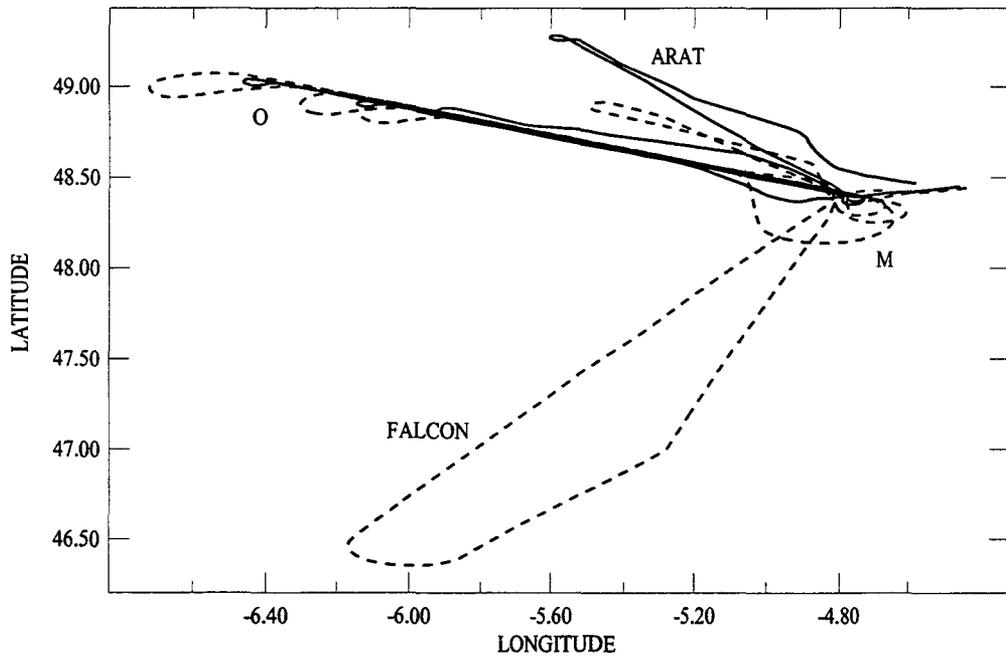
L'ARAT et le FALCON ont décollé à environ 7:30 UTC de l'aéroport de Brest-Guipavas, et se sont dirigés vers le Nord - Ouest du Cross Corsen afin de rejoindre le banc de cirrus signalé lors du briefing météorologique. Le Falcon a effectué un vol de 3h10. Il est monté jusqu'à une altitude maximum de 11500 m puis redescendu par paliers successifs. Il a ainsi pu voler au-dessus et dans le nuage. L'ARAT a décollé de l'aéroport de Brest-Guipavas pour un vol de 3h25 et est resté à une altitude de 4500 m environ. Il se trouvait donc sous le banc de cirrus pendant toute la durée de son vol.

Les trajectoires des 2 avions sont présentées sur la figure II.2a. Comme les 2 avions n'ont pas la même vitesse de croisière ils ne pouvaient pas voler l'un au-dessus de l'autre et observer les mêmes zones nuageuses au même moment. Cependant les trajectoires montrent qu'ils ont essayé de parcourir la même séquence située entre les points M et O. Pour pouvoir comparer les mesures collectées par les 2 avions nous utiliserons la distance sur le parcours MO à partir du point M (48°40' N; 4°78' O). Nous supposons que la structure et la composition du cirrus ont peu évolué entre les passages successifs des deux avions. L'ARAT et le Falcon ont parcouru respectivement trois et quatre fois cette séquence. Le tableau ci-dessous donne les heures de passage en M et O de chaque avion.

VOL 204	ARAT	FALCON
M->O (MO1)	9.00 -> 9.43 TU	9.10 -> 9.28 TU
O->M (OM1)	9.53 -> 9.98 TU	9.40 -> 9.61 TU
M->O (MO2)	10.00 -> 10.32 TU	9.68 -> 9.85 TU
O->M (OM2)	-----	9.92 -> 10.10 TU

Tableau II.1 : Séquences de vol de l'ARAT du Falcon, mission 204.

Trajectoires ARAT-FALCON, mission 204



Trajectoires ARAT-FALCON, mission 205

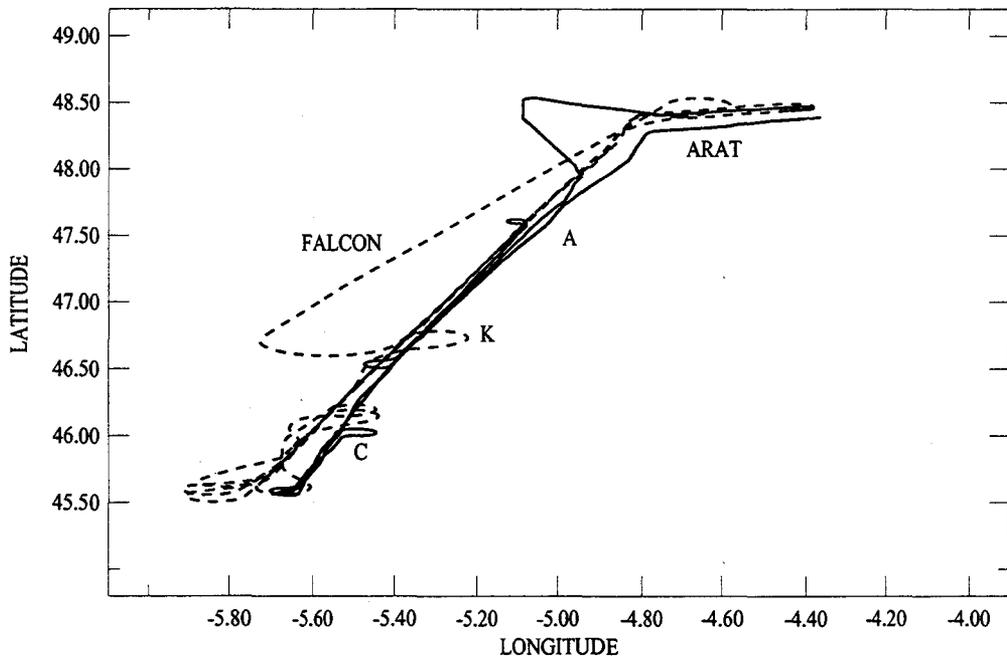


Figure II.2.a,b : Trajectoires de l'ARAT et du Falcon durant les missions 204 (a) et 205 (b)

Le Falcon a parcouru une seule séquence (MO1) au-dessus du nuage, les suivantes ont été effectuées à l'intérieur de celui-ci. Tous les appareils embarqués sur les 2 avions étaient opérationnels durant ce vol hormis les pyrgéomètres, et nous verrons par la suite pourquoi nous ne disposons pas de mesures de flux infrarouges corrects. Le dessin ci-dessous schématise les différents instruments implantés sur les avions et leurs géométries de visée durant la séquence MO1.

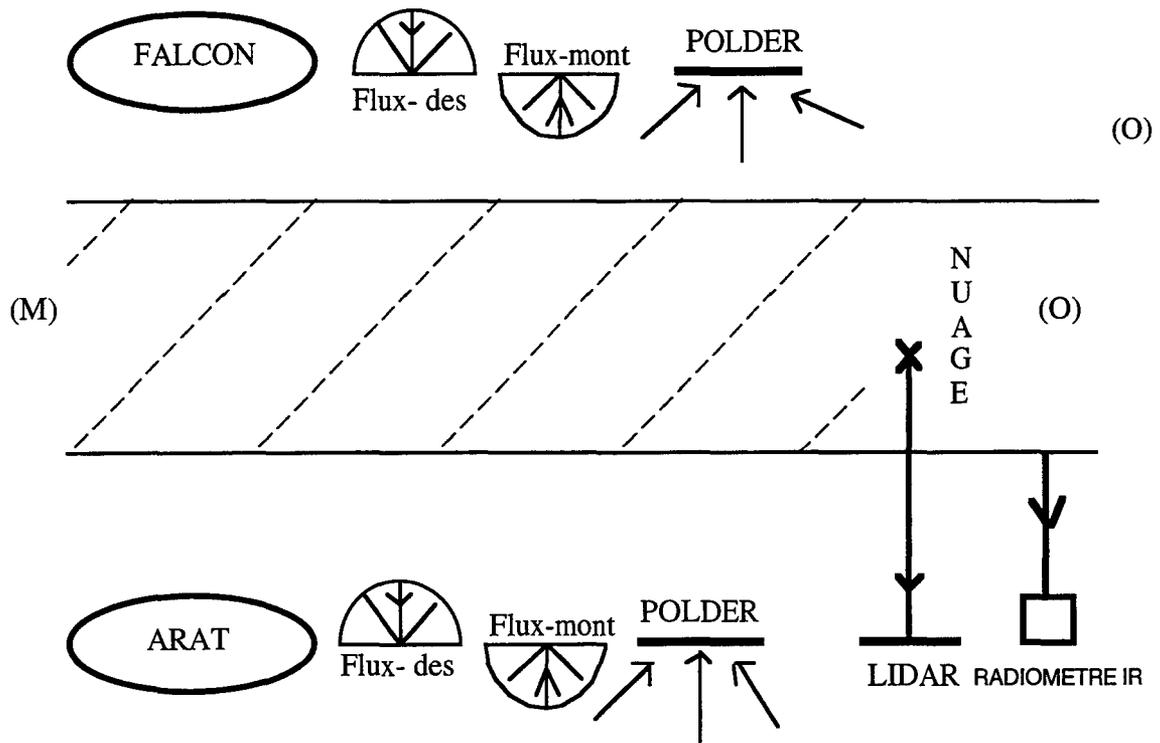


Schéma II.1 : Séquence MO1 du vol 204.

Le schéma suivant correspond aux séquences OM1, MO2 et OM2 durant lesquelles le Falcon volait dans le cirrus et collectait des données concernant la microphysique du cirrus, tandis que l'ARAT poursuivait ses aller-retours sous le nuage.

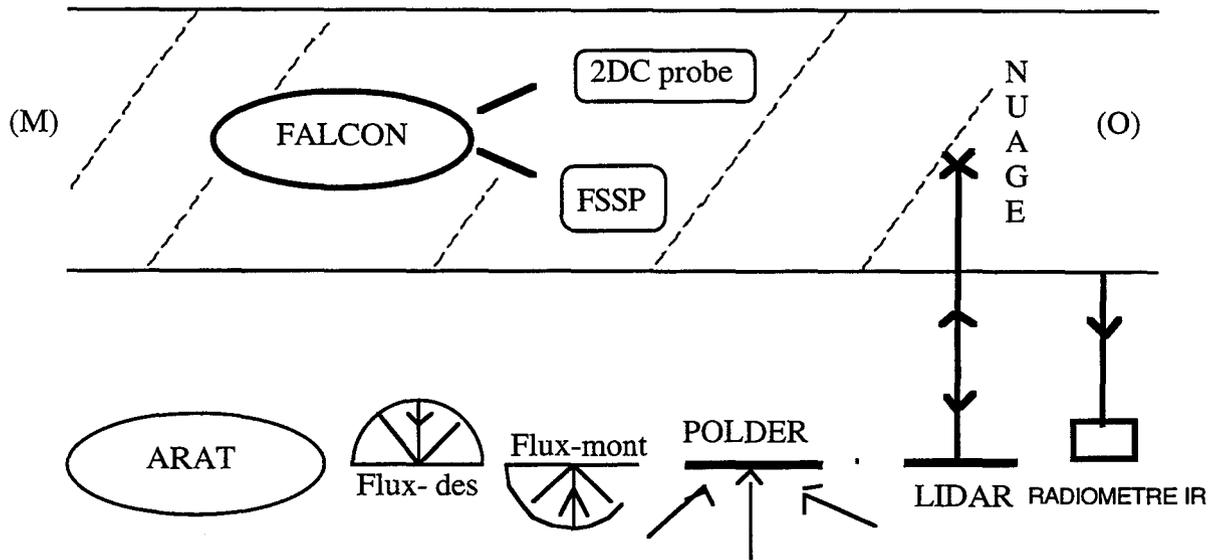


Schéma II.2 : Séquences OM1 et MO2 du vol 204.

II.2.2.La mission 205 :

La mission 205 s'est déroulée dans l'après-midi du 17 avril 1995. Les 2 avions ont quitté l'aéroport de Brest-Guipavas à midi et ont survolé la mer dans une zone située au sud-ouest du Cross-Corsen. Le FALCON a décollé à 12h01 TU pour un vol de 3h26. Il est monté directement à une altitude de 10500 m puis est redescendu par paliers successifs. L'ARAT a quitté l'aéroport à 12h00 TU pour un vol de 3h50 . Lors de cette mission il a volé à 2 altitudes différentes : le premier palier se situait à 4500 m d'altitude et le second à 3900 m.

La figure II.2b représente les trajectoires des deux avions lors de ce vol. Par la suite nous repérerons les positions des avions sur le trajet AC par rapport au point A (47°59' N ; 5°10' O). Les séquences parcourues par les deux avions lors de ce vol sont données dans le tableau ci-dessous.

VOL 205	ARAT	FALCON
K->A (KA1)	12.93 et 13.40 TU	-----
A->C (AC1)	13.42 et 14.00 TU	13.06 et 13.40 TU
C->K (CK1)	14.07 et 14.24 TU	13.49 et 13.67 TU

Tableau II.2 : Séquences de vol de l'ARAT et du Falcon, mission 205.

Le Falcon volait le long de la limite supérieure du nuage durant tout ce vol (schéma II.1), il n'a donc pas collecté de données concernant la microphysique du nuage. L'ARAT a volé en dessous du nuage, et le lidar n'ayant été que partiellement opérationnel, il ne donne que les altitudes de la base et du sommet du nuage.

II.3. Les mesures aéroportées collectées le 17 avril

Dans cette partie nous décrirons le traitement de chaque type de données, et nous présenterons quelques exemples de résultats. Dans un premier temps nous décrirons les mesures classiques puis nous aborderons les mesures plus spécifiques collectées par le lidar embarqué LEANDRE et l'imageur POLDER. Nous concluerons en discutant de la cohérence des diverses grandeurs mesurées, et nous ferons une première analyse qualitative de ces données.

II.3.1. Les mesures classiques

II.3.1.a. Profils d'humidité et de température dans l'atmosphère :

Des mesures *de profils atmosphériques de température et d'humidité* ont été effectuées par les capteurs embarqués sur des ballons ainsi que par ceux installés à bord de l'ARAT et du Falcon. Seuls le Falcon et le ballon peuvent atteindre des altitudes supérieures à celles des cirrus, nous avons donc utilisé leurs mesures de températures et d'humidité atmosphériques, et nous les avons comparées les unes aux autres afin d'accorder une plus grande confiance aux profils obtenus.

Les *profils de température* obtenus par le Falcon et le ballon sont identiques à 3°C près, ils sont présentés sur les figures II.3. La figure II.3a représente le profil de température obtenu par le Falcon lors du vol du matin (204). Il présente une inversion vers 10500 m d'altitude ($T = -62^{\circ}\text{C}$), qui correspond l'altitude de la tropopause. La figure II.3b montre que le profil de

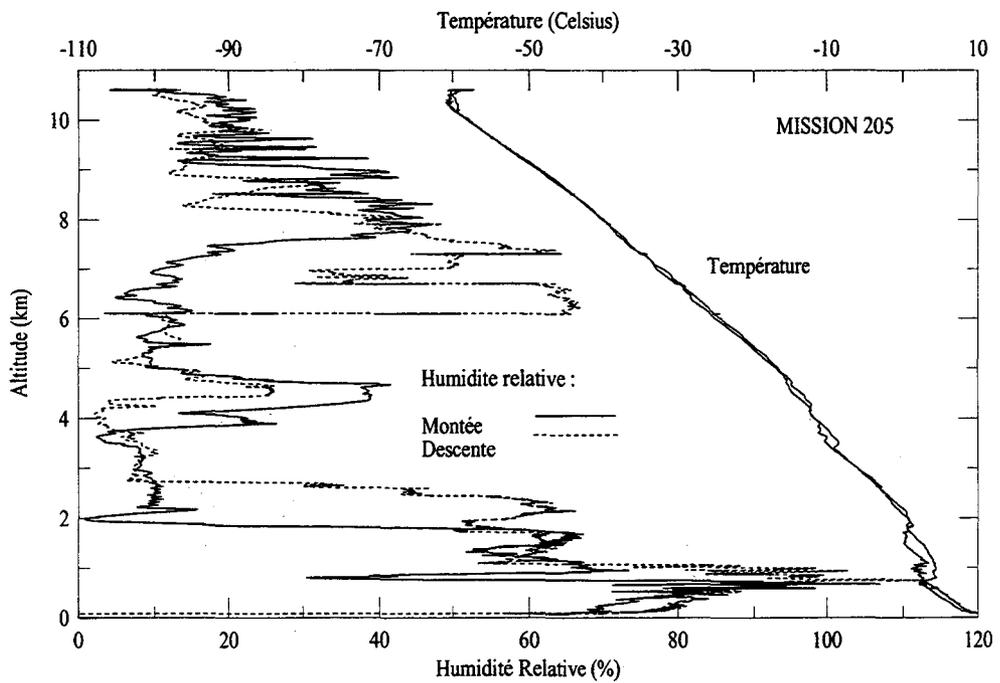
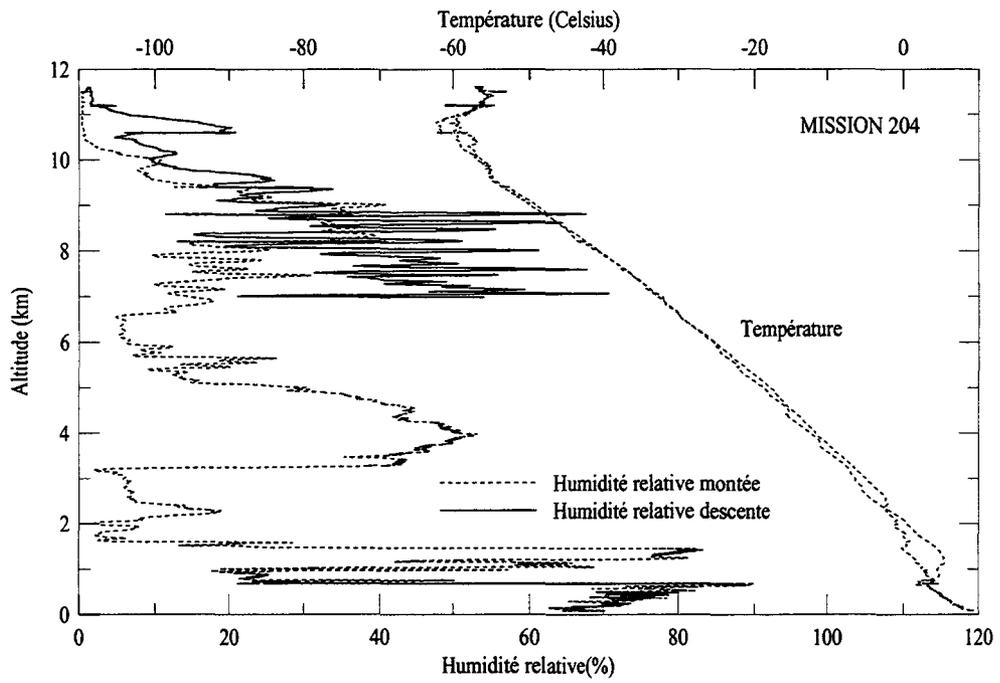


Figure II.3.a,b : Profils d'humidité relative et de température, mission 204 (a) et 205 (b)

température de l'après midi (vol 205).est semblable à celui du matin avec une inversion à la même altitude de 10500 m.

Des mesures fiables des **profils d'humidité** dans la haute atmosphère sont très difficiles à obtenir (Ovarlez, 1996). Les mesures d'humidité effectuées par radiosondage ont été jugées incorrectes, en particulier parce qu'elles présentaient une saturation à 10%. Le Falcon était équipé de plusieurs capteurs d'humidité (Fimpel, 1996) : un capteur " Buck Research dewpoint/frostpoint " refroidit cryogéniquement par de l'azote liquide, un capteur " Vaisala Humicap " , et un capteur " Lyman- α ". Les mesures d'humidité faites par ces 3 instruments lors des deux vols du 17 avril ont donné des résultats très différents. Le capteur " Lyman- α " donne des valeurs trop importantes et non réalistes aux altitudes supérieures à 9000 m, dues probablement à l'absorption de l'ozone à ces altitudes. Cet effet n'a pas pu être corrigé car aucune mesure simultanée de l'ozone n'a été effectuée. De manière générale le capteur " humicap " n'est pas fiable aux altitudes élevées. Durant les deux vols du 17 avril, les meilleures données d'humidité ont été obtenues par le capteur cryogénique (Fimpel 1995). Les profils d'humidité issus de ce capteur ont été reportés sur les figures II.3a et II.3b. Pour le vol 204 (fig. 3a), les montée et descente de l'avion, ont eu lieu approximativement à 7h40 TU et 10h30 TU, et pour le vol 205 (fig. II.3b) à 12h30 TU et 15h20TU. Ces profils montrent clairement un maximum d'humidité relative de 50% correspondant au cirrus situé entre 7000 m et 9000 m d'altitude. Ces altitudes correspondent à des températures situées entre -30°C et -50°C.

II.3.1.b. Emissivité du cirrus

Les émissivités du cirrus ont été déduites des mesures d'un **radiomètre** opérant dans le domaine des longueurs d'ondes infrarouge. Ce radiomètre de type Barnes PRT5, installé sur l'ARAT, permet la mesure de radiances zénithales descendantes émises et diffusées par les différents composants de l'atmosphère. Le champ angulaire de l'appareil installé lors de la campagne EUCREX'94 est de 2° et sa bande passante spectrale se situe au milieu de la fenêtre atmosphérique entre 9.5 et 11.5 μm .

L'émissivité directionelle du nuage est déduite des radiances mesurées à l'aide d'un programme de transfert radiatif de type Lowtran7 (Kneizys et al, 1988). Les données aérologiques collectées in-situ par les avions et par les radiosondages, ainsi que les radiances mesurées, sont introduites dans le code. Dans ce travail nous négligeons, en première approximation, les phénomènes de diffusion dans l'infrarouge. L'émissivité " effective " du nuage, c'est-à-dire non corrigée des phénomènes de diffusions, est obtenue à l'aide de la relation suivante (Allen, 1971) :

$$\varepsilon = \frac{L - L_0}{L_1 - L_0} \quad (\text{II.1a})$$

où L est la luminance mesurée par le radiomètre quand un nuage passe dans son champ de visée.

L_0 est la luminance mesurée en ciel clair.

L_1 est la luminance qui serait mesurée si le cirrus avait une émissivité égale à 1 c'est à dire si le nuage était un corps noir.

Afin de calculer les émissivités à partir de l'équation (II.1a) il nous faut estimer la valeur de la luminance descendante en ciel clair L_0 à l'altitude de l'avion, et la valeur de la luminance descendante L_1 . La valeur L_0 correspond à la radiance mesurée par le radiomètre en ciel clair identifiée avec certitude par le lidar. Les données aérologiques (pression, température, humidité) collectées par le Falcon ainsi qu'un profil standard d'ozone et de composants mineurs (Mc Clatchey, 1971) constituent les entrées du code de transfert radiatif. La valeur L_0 mesurée précédemment doit alors être retrouvée par le calcul. Les divers paramètres intervenant implicitement dans la radiance L_0 sont tous sources d'erreurs et la valeur calculée n'est en général pas égale à la valeur mesurée. En effet :

- le logiciel Lowtran7 n'est qu'un code et ne peut prétendre restituer la réalité, le continuum de vapeur d'eau par exemple est un phénomène mal connu.
- les paramètres pression, température et humidité relevés par les capteurs du Falcon sont tous entâchés d'une incertitude.
- la mesure radiométrique elle-même comporte une incertitude.

Par un ajustement artificiel nous recalons alors la valeur calculée en ciel clair à celle mesurée. Lorsque la valeur obtenue en atmosphère claire est correctement restituée par le code, le cirrus est remplacé

par un corps noir. Lorsque nous ajoutons ce corps noir, la valeur calculée par le Lowtran est alors L_1 , valeur recherchée pour le calcul des émissivités des nuages.

L'épaisseur optique infrarouge δ_{IR} du cirrus est reliée à l'émissivité du nuage par la relation suivante (Platt, 1972) :

$$\delta_{IR} = -\ln(1 - \varepsilon) \quad (II.1b)$$

Les **épaisseurs optiques** obtenues lors des 3 séquences de la mission 204 sont représentées sur la figure II.4a en fonction de la distance parcourue sur le palier OM. Celles correspondant à la mission 205 sont reportées sur la figure II.4b. L'incertitude sur les valeurs obtenues est de l'ordre de 10 %. Les figures montrent que les cirrus observés sont très hétérogènes avec des épaisseurs optiques comprises entre 0 à 1.5. Cependant une variation quasi périodique de l'émissivité avec la distance semble se retrouver sur les différentes séquences de la mission 205, avec une période moyenne échelle (échelle meso-gamma) de l'ordre de 10 à 15 km.

II.3.1.c. Les flux radiatifs.

II.3.1.c (i) - Les instruments de mesure de flux :

Pendant la campagne, les flux ont été mesurés dans trois bandes spectrales :

- Les flux solaires obtenus à l'aide d'un pyranomètre de type Eppley standard (Robinson, 1966) dont la bande passante spectrale est située entre 0.3 et 3 μm .
- Les flux appelés " flux rouges " sont également mesurés par un pyranomètre Eppley équipé d'un " dome rouge " transmettant le rayonnement entre 0.7 et 3 μm . L'utilisation simultanée de ces 2 pyranomètres permet de séparer le flux solaire en deux bandes : le flux visible (0.3-0.7 μm) et le flux proche infrarouge (0.7-3 μm).
- Les flux infrarouges mesurés avec un pyrgeomètre Eppley opérant entre 4 et 40 μm .

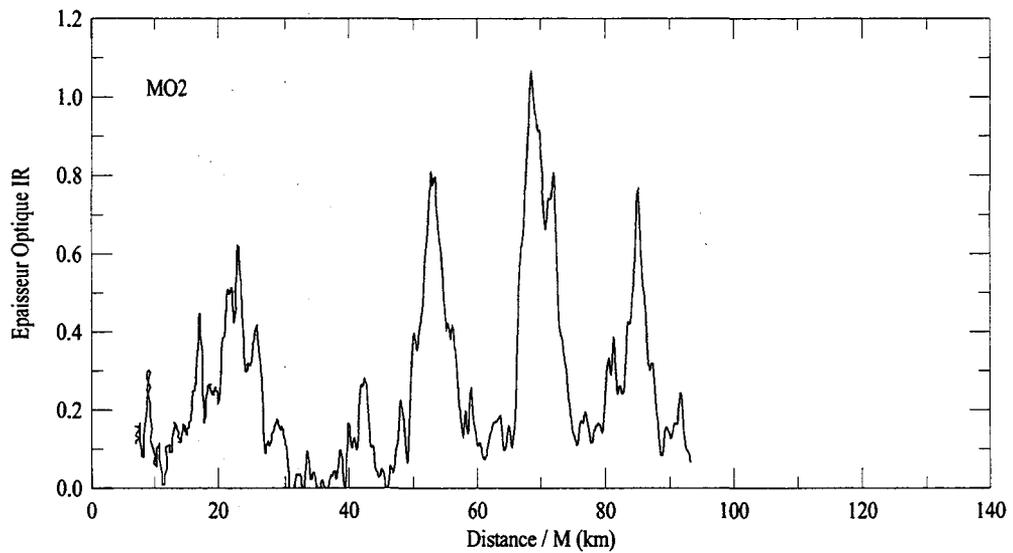
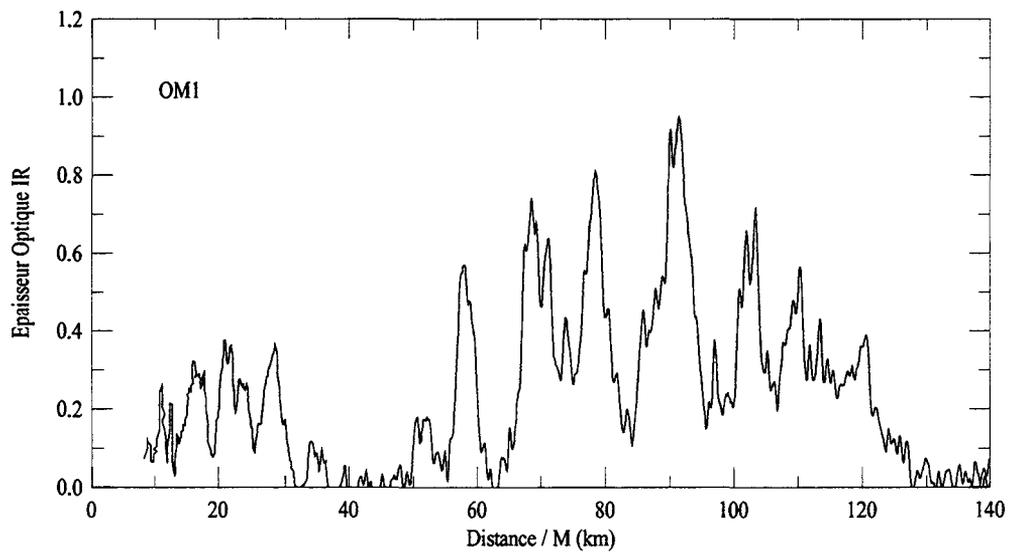
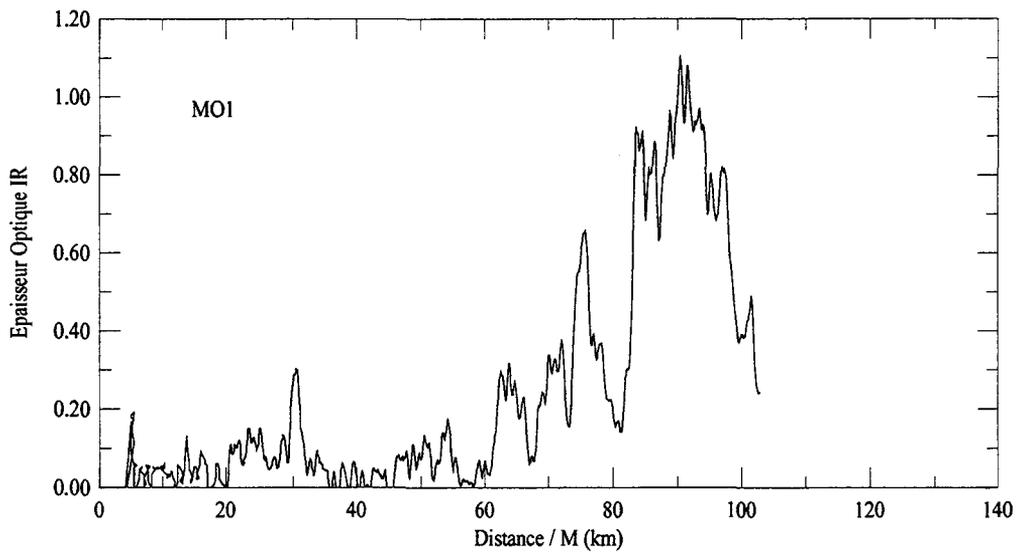


Figure II.4.a : Epaisseur optique infrarouge du cirrus lors des 3 séquences de la mission 204

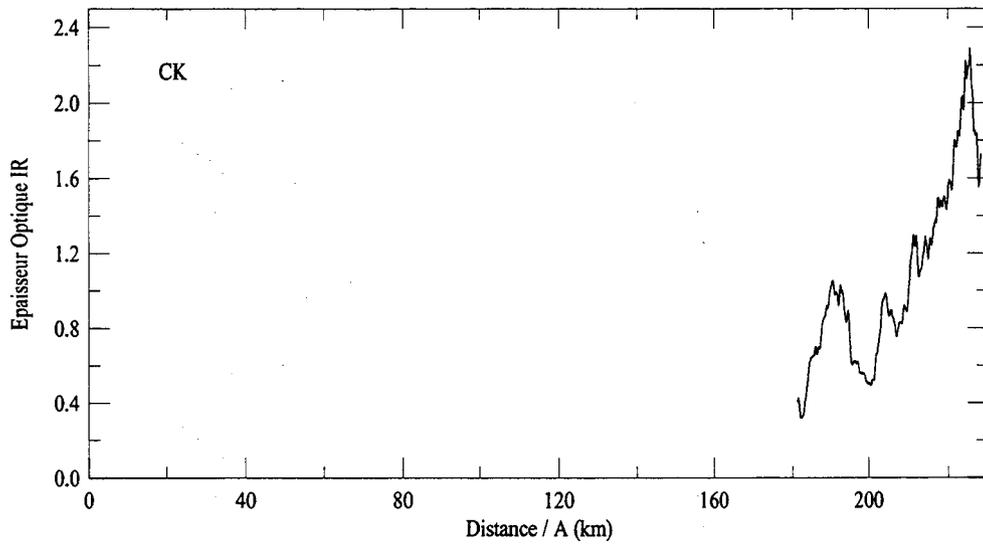
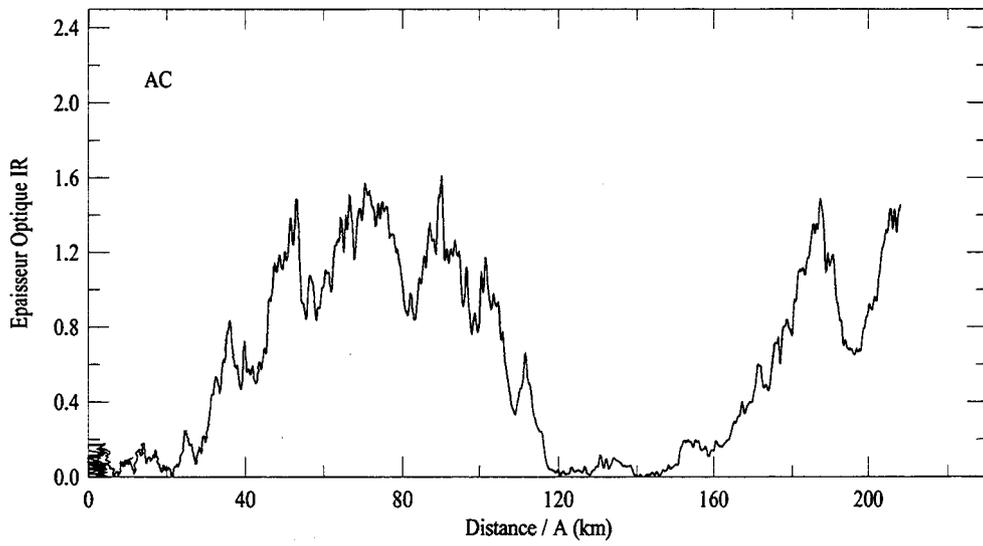
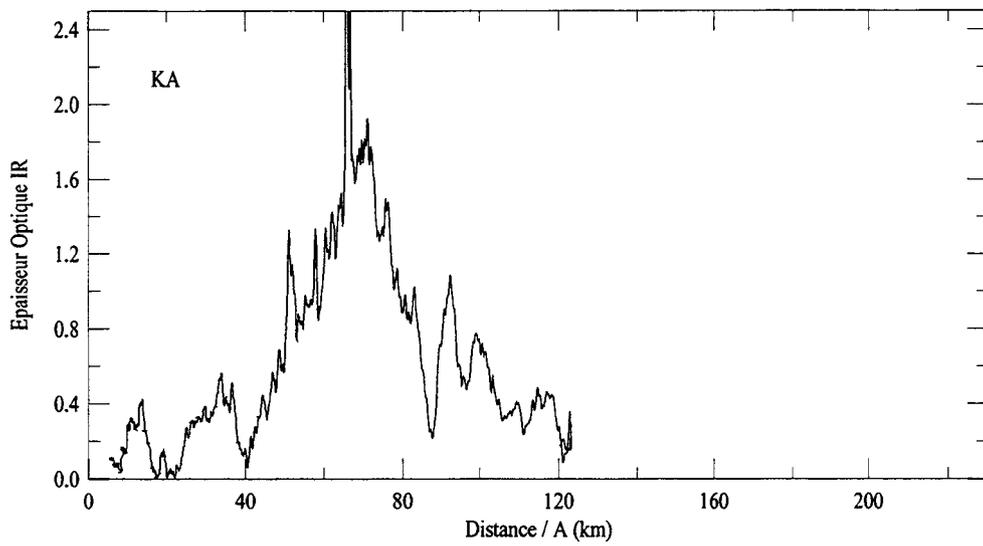


Figure II.4.b : Epaisseur optique infrarouge du cirrus lors des 3 séquences de la mission 205

Chacun des trois avions participant à la campagne EUCREX'94 était équipé de deux pyranomètres standards, de deux pyranomètres " rouges ", et de deux pyrgéomètres. L'un des deux était dirigé au zénith et l'autre au nadir afin d'effectuer des mesures de flux montants et descendants.

II.3.1.c. (ii) Méthodologie :

Les méthodes utilisées pour traiter les données collectées par les pyrgéomètres et les pyranomètres ont été développées par Saunders et al (1992).

- Les flux solaires :

Le *flux solaire descendant* ($F^-_{sw}(\theta_s)$) reçu par le pyranomètre, à une heure et une position données, peut être séparé en deux contributions distinctes : le flux solaire direct $F^-_{direct}(\theta_s)$ dont la direction d'incidence θ_s (angle solaire zénithal) est connue à une heure et une position du capteur données, et le flux solaire diffus F^-_{diffus} qui est supposé isotrope et qui correspond au rayonnement solaire diffusé par les particules situées au-dessus du pyranomètre :

$$F^-_{sw}(\theta_s) = F^-_{diffus} + F^-_{direct}(\theta_s) \quad (II.2)$$

Lorsque l'avion est en vol, le pyranomètre subit des mouvements de roulis et de tangage. Ces oscillations n'ont pas de conséquences sur le flux diffus isotrope mais elles doivent être prises en compte pour le flux solaire direct. Une correction dite d' " attitude de l'avion " est donc nécessaire. Elle est calculée à partir des valeurs de l'angle solaire zénithal, de l'azimut solaire, du roulis, du tangage et du cap de l'avion. La proportion $f(\theta_s)$ de flux direct contenue dans le flux global recueilli par le pyranomètre est également prise en compte. Le flux mesuré $F^-(\beta)$ s'écrit :

$$F^-(\beta) = F^-_{diffus} + F^-_{direct}(\theta_s) \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \theta_s} \quad (II.3)$$

où β est l'angle entre la direction du rayonnement solaire direct incident et la normale à la surface sensible du détecteur.

Le flux solaire descendant $F_{sw}^-(\theta_s)$ s'écrit :

$$F_{sw}^-(\theta_s) = F^-(\beta) \left[1 - f(\theta_s) \cdot \left(1 - \frac{\cos \beta}{\cos \theta_s} \right) \right]^{-1} \quad (II.4)$$

D'autres corrections liées aux caractéristiques de l'instrument de mesure sont appliquées :

- le temps de réponse du pyranomètre est de l'ordre d'une seconde. Il induit un décalage entre la valeur du signal mesuré et l'attitude de l'avion.
- la sensibilité du pyranomètre varie avec l'angle d'incidence du rayonnement reçu. Un étalonnage a été effectué en laboratoire et permet de prendre en compte cette variation.

Le flux solaire montant $F_{sw}^+(\theta_s)$ est purement diffus puisqu'il ne contient aucune contribution du rayonnement solaire direct, son traitement est donc immédiat.

- Les flux infrarouges

Les flux infrarouges sont, par définition, très sensibles à toute variation de température. Lors de son ascension, de sa descente, et de ses différents paliers, l'avion fait subir au pyrogéomètre de fortes variations de température. La relation proposée par Albrecht & al (1974), et reprise par Brogniez et al (1986) puis Saunders & al (1992) s'écrit :

$$F_{IR} = (V - V_0) / S + \epsilon_t \cdot \sigma \cdot T_b^4 - K \cdot \sigma \cdot (T_d^4 - T_b^4) \quad (II.5)$$

- où F_{IR} est le flux mesuré,
 V la tension mesurée, V_0 la tension correspondant au zéro optique,
 ϵ_t et T_b l'émissivité et la température de la jonction froide de la thermopile,

T_d la température du dôme,

K une constante dépendant de l'émissivité et de la transmission du dôme.

Les 2 premiers termes à droite de cette équation peuvent être calculés directement. Le troisième terme est une correction qui tient compte de la différence de température entre le dôme (T_d) et la coupole (T_s) de l'instrument de mesure. Lorsque les avions atteignent une altitude élevée (10 km environ) le terme $\sigma.(T_d^4-T_s^4)$ peut être de l'ordre de 5 Wm^{-2} . Cette correction devient alors majeure et dépend fortement de la valeur de la constante K. Or cette constante ne peut pas être étalonnée en laboratoire puisque les conditions de température, de pression et surtout les conditions dynamiques du vol ne peuvent pas y être reproduites. De plus la valeur de cette constante varie avec l'altitude. Une procédure d'étalonnage en vol est donc utilisée pour déterminer K (Brogniez et al 1986)

Tout d'abord lorsque l'avion vole à une altitude donnée, les conditions atmosphériques doivent permettre de trouver une zone pendant laquelle le flux mesuré est constant. L'équation (II.4) peut s'écrire :

$$Y=KX+F \quad (II.6)$$

$$\text{où } Y = (V-V_0) / S + \varepsilon_s \cdot \sigma \cdot T_s^4 \text{ et } X = \sigma \cdot (T_d^4 - T_s^4) \quad (II.7)$$

Une régression linéaire en X et Y donne une valeur de K pour l'altitude considérée. Cependant nous avons vu que cette valeur peut être entachée d'erreurs importantes :

- il est parfois très difficile de trouver une zone de flux constant suffisamment longue pour être représentative.
- la qualité de la régression n'est pas toujours assez satisfaisante pour obtenir une valeur de K fiable.
- cet étalonnage doit être repris pour chaque palier d'altitude de chacun des avions, ce qui multiplie les incertitudes.

II.3.1.c.(iii) - Le vol d'intercomparaison

La mission 201 était consacrée à l'intercomparaison des mesures collectées par les trois avions. Ce vol a eu lieu le 11 avril 1994, une journée où le ciel était suffisamment clair et dégagé. Les trois avions ont décollé pour un vol de 2 heures. Ils ont volé côte à côte au-dessus de la mer. Leur premier palier se situait à une altitude de 1600m et le second à 5600m. La trajectoire des 3 avions est identique, elle est représentée sur la figure II.5. Au regard des mesures collectées durant ce vol, il apparaît que seule la première partie de la mission s'est réellement déroulée en ciel clair. Seule cette première partie sera donc utilisée pour comparer les mesures. Lors de cette séquence les avions volaient entre les points A (48.41° Nord ; -4.80° Ouest) et B (49.18° Nord ; -4.80° Ouest) à une altitude de 1600m environ, entre 13.81 TU et 14.07 TU correspondant à un angle solaire zénithal moyen $\theta_{s,moyen} = 45,25^\circ$ [$\cos\theta_{s,moyen} = 0.704$].

- Flux solaires :

Les flux solaires *montants* collectés par le Merlin ne sont pas exploitables pour des raisons techniques. Ces mêmes flux collectés par les instruments embarqués à bord du Falcon et de l'ARAT sont présentés sur la figure II.6. Aucune correction ne leur est appliquée puisqu'il s'agit de flux purement diffus. Les flux de l'ARAT et du Falcon sont cohérents. Les pics de flux mesurés par le Falcon (à 20 km par exemple) correspondent à des interférences avec la transmission de la radio des pilotes.

Les flux solaires *descendants* corrigés et ramenés à la valeur moyenne de l'angle zénithal solaire sur le palier sont présentés sur la figure II.7. Le Falcon et le Merlin donnent des résultats cohérents, par contre les flux collectés par l'ARAT ont des valeurs nettement inférieures (Tableau II.3.a). Un calcul à l'aide d'un modèle de transfert radiatif (Fouquart et al, 1990) donne un résultat intermédiaire valant $F_{sw} = 801 \text{ Wm}^{-2}$.

Trajectoires ARAT-FALCON-MERLIN, mission 201

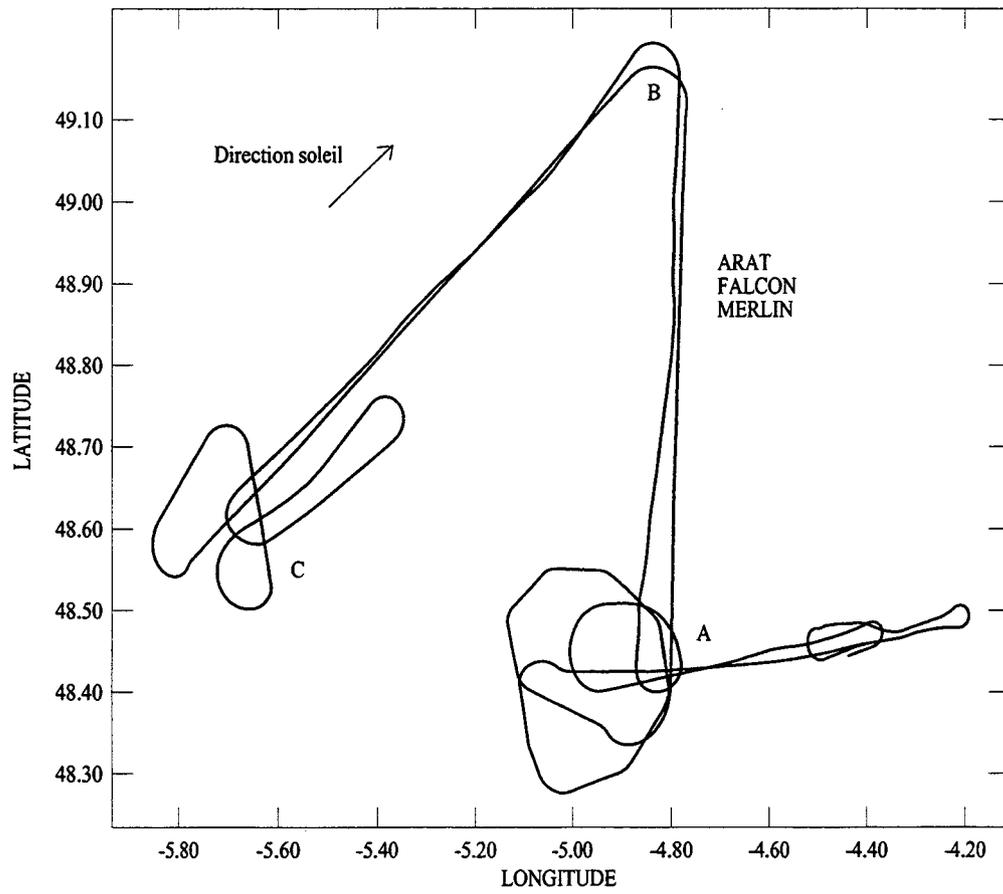


Figure II.5 : Trajectoires de l'ARAT, du Falcon, et du Merlin durant la mission 201

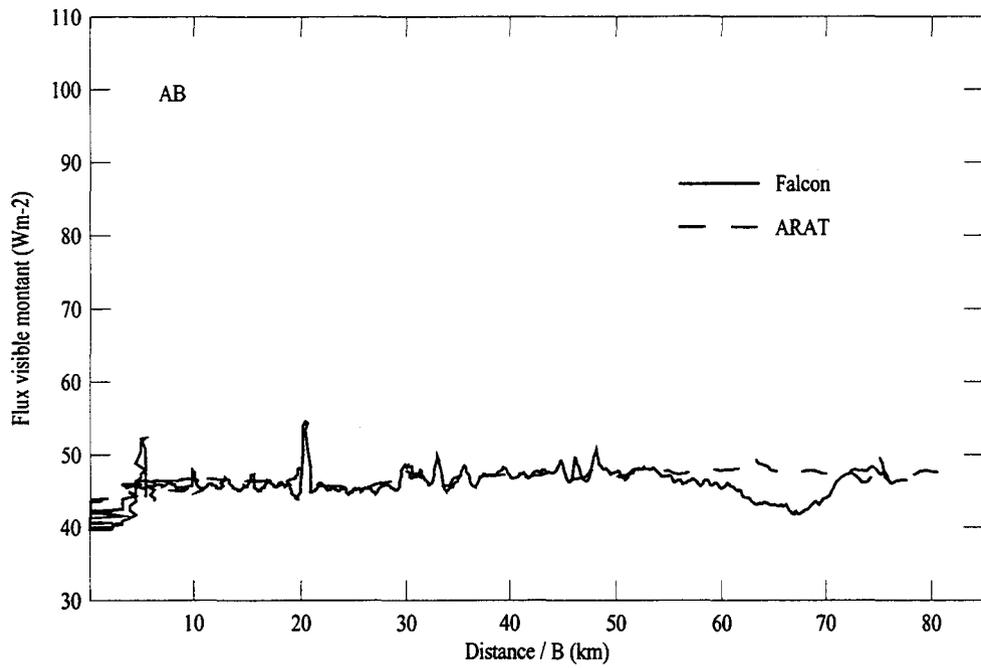


Figure II.6 : Flux visibles montants ARAT, Falcon, Merlin durant le vol d'intercomparaison (201).

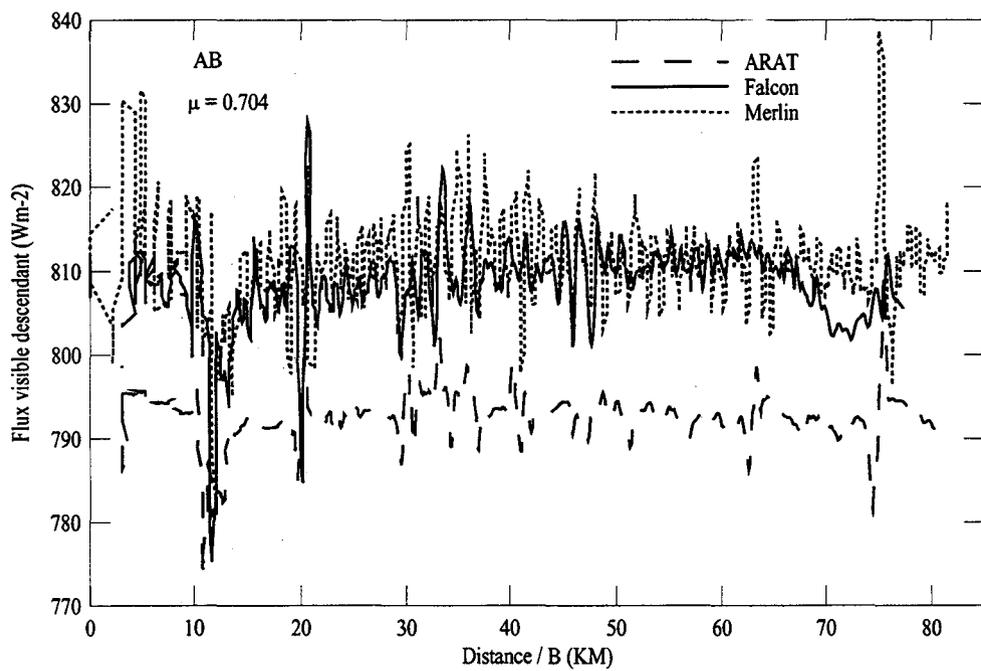


Figure II.7 : Flux visibles descendants ARAT, Falcon, Merlin durant le vol d'intercomparaison (201).

AB	Falcon	ARAT	Merlin
Flux visible montant	45.7 +/- 2.3	46.7 +/- 1.4	—
Flux visible descendant	808.7 +/- 4.9	792.6 +/- 3.1	811.5 +/- 5.8

Tableau II.3.a : Flux visibles obtenus lors de la séquence AB du vol d'intercomparaison (201).

Afin de disposer des flux solaires collectés par l'ARAT, nous avons effectué un étalonnage in-situ du pyranomètre. Les valeurs de certains coefficients d'étalonnage (les plus variables d'après les étalonnages successifs) ont été réajustées. Ces nouvelles valeurs de flux mesurées par l'ARAT sont recalées sur celles obtenues par les appareils embarqués sur le Falcon et le Merlin. Les coefficients d'étalonnage in-situ du pyranomètre ARAT seront utilisés par la suite pour tous les traitements des flux solaires descendants mesurés par cet avion.

- Flux infrarouges :

Les flux infrarouges *montants* corrigés des variations de températures sont présentés sur la figure II.8. Le Falcon et l'ARAT donnent des flux différents mais leur différence (2 %) est acceptable, les valeurs obtenues pour le Merlin sont nettement inférieures à celles des deux autres avions. Un modèle de transfert radiatif (NBM) donne un flux comparable à celui de l'ARAT. Cependant la cohérence entre les mesures Falcon et ARAT ne peut pas être considérée comme une validation de ces mesures (Tableau II.3.b)

Les flux infrarouges *descendants* corrigés des variations de températures sont présentés sur la figure II.9. Ces résultats très mauvais sont certainement dus à une mauvaise détermination du paramètre K, cependant nous avons vu que l'importante incertitude sur K est inhérente à la méthode de calcul des flux, et nous ne pouvons pas améliorer ce traitement. Ce vol d'intercomparaison ne permet donc pas de valider les flux infrarouges de manière satisfaisante, ils ne pourront pas être utilisés dans la suite de notre étude.

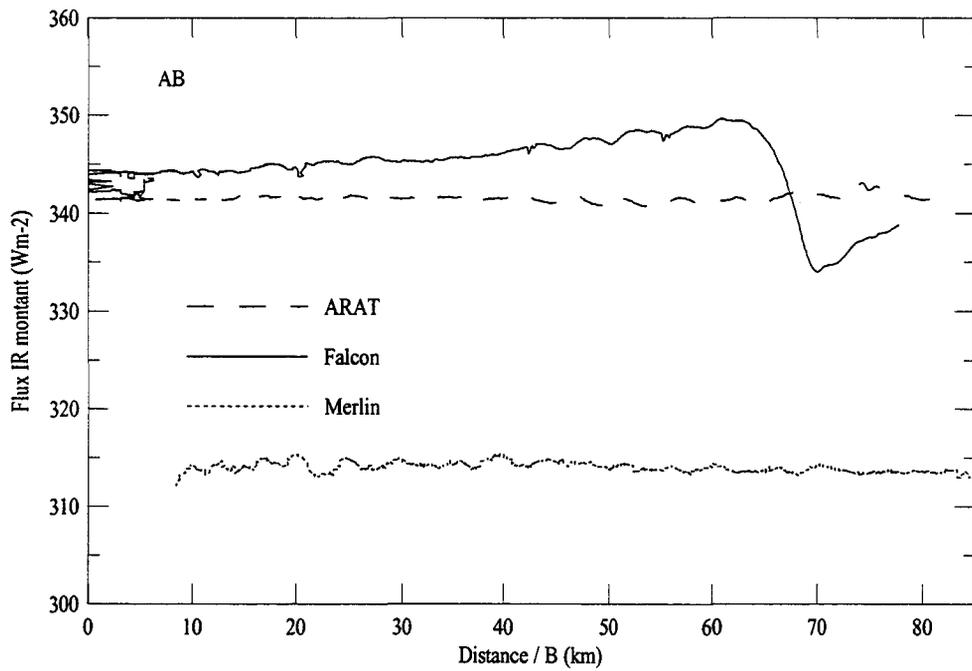


Figure II.8 : Flux infrarouges montants ARAT, Falcon, Merlin durant le vol d'intercomparaison (201).

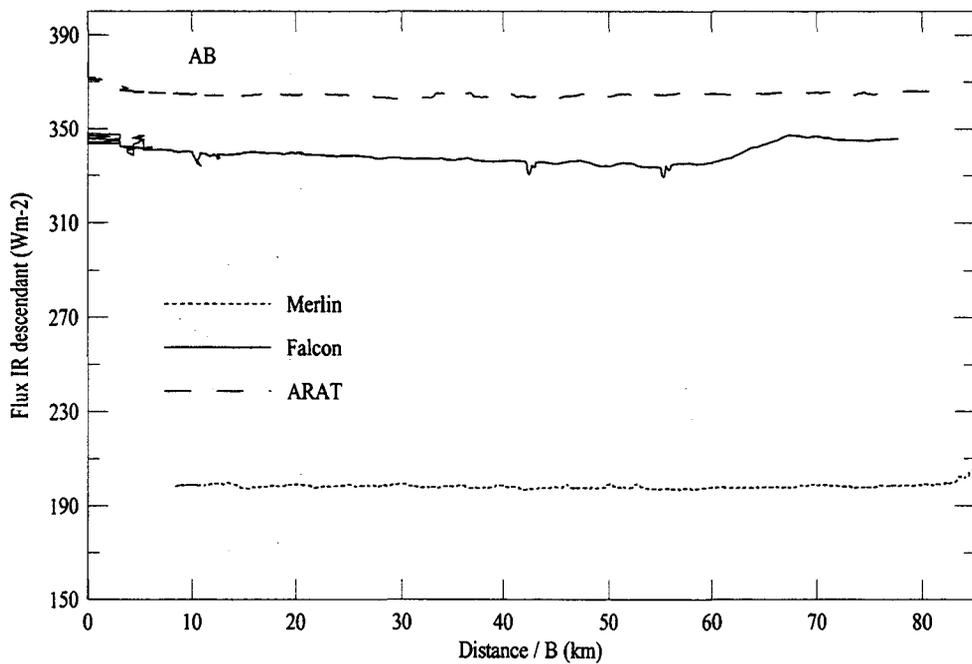


Figure II.9 : Flux infrarouges descendants ARAT, Falcon, Merlin durant le vol d'intercomparaison (201).

AB	Falcon	ARAT	Merlin
Flux IR montant	344.9 +/- 3.2	341.5 +/- 0.4	314.1 +/- 0.6
Flux IR descendant	339.4 +/- 4.1	365.3 +/- 2.7	198.3 +/- 1.0

Tableau II.3.b : Flux infrarouges obtenus lors de la séquence AB du vol d'intercomparaison (201).

- Conclusion :

Le tableau ci-dessous résume la validation des flux obtenus lors du vol d'intercomparaison pour chacun des trois avions.

	Flux visibles montants	Flux visibles descendants
ARAT	fiables	fiables
Falcon	fiables	fiables
Merlin	inutilisables	fiables

Tableau II.3.c : Flux visibles obtenus lors du vol d'intercomparaison (201).

II.3.1.c.(iv) - Mission cirrus 204.

Lors de la première séquence (MO1) de ce vol, l'angle solaire zénithal moyen est le même pour l'ARAT et le Falcon et vaut $\theta_S = 55^\circ 34'$. Le Falcon vole au-dessus du cirrus à une altitude $z_F = 11500$ m et l'ARAT en dessous à une altitude $z_A = 4500$ m. Les flux visibles montants et descendants collectés par ces deux avions sont présentés sur la figure II.10. Les flux montants mesurés par l'ARAT présentent peu de variation, et confirment que le ciel est parfaitement clair et uniforme sous l'avion. Les flux descendants du Falcon, également constants, montrent que cet avion volait bien sous une atmosphère claire.

La valeur maximale de l'albédo du nuage se trouve à 90 km du point M et vaut :

$$a = \frac{F_{SW}^+}{F_{SW}^-} = \frac{\text{Flux_montant_Falcon}}{\text{Flux_descendant_Falcon}} = 0.39 \pm 0.04 \quad (\text{II.8})$$

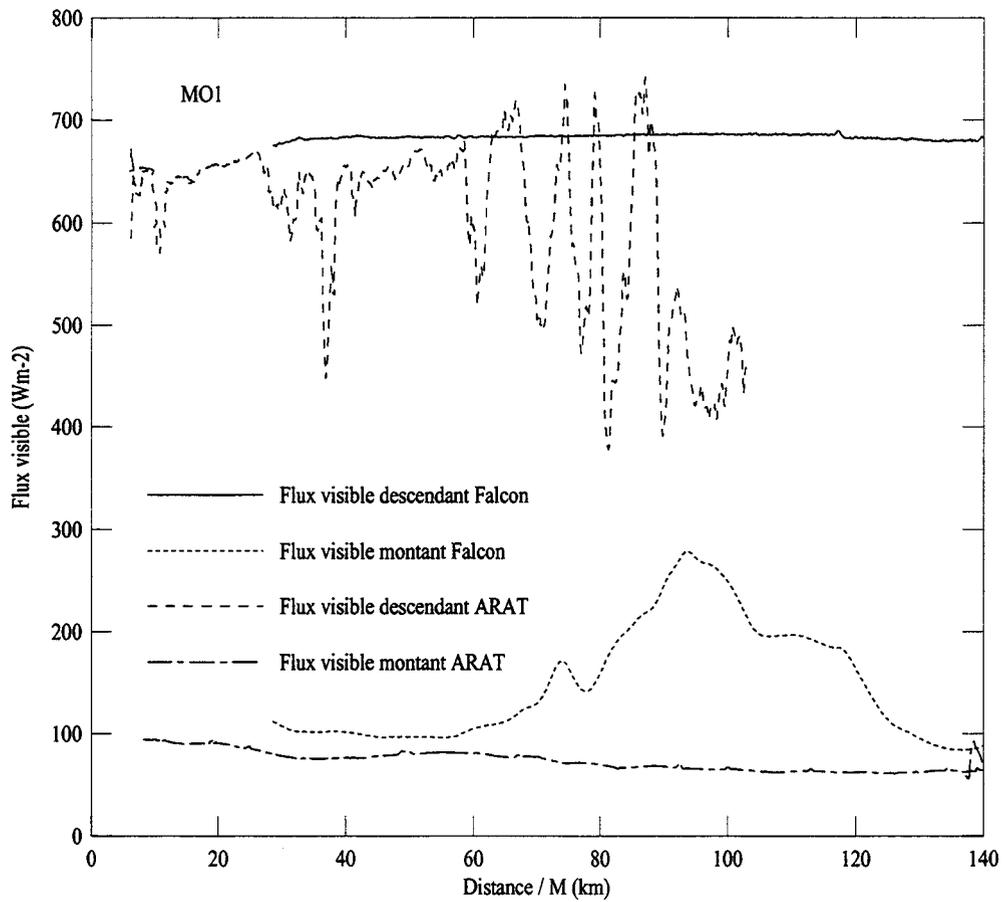


Figure II.10 : Flux visibles montants et descendants collectés au-dessus (Falcon) et en-dessous (ARAT) du cirrus durant la séquence MO1 du vol 204.

II.3.1.d. Les mesures microphysiques.

Le Falcon est équipé de plusieurs sondes PMS (Particle Measurement System, Knollenberg, 1976) permettant des mesures in-situ de la distribution en taille et de la densité des particules qui composent le cirrus. Ces sondes opèrent dans des domaines complémentaires de dimensions de particules :

- la sonde PCASP ($0.1 < r < 3.0 \mu\text{m}$), la sonde FSSP ($3.0 < r < 45 \mu\text{m}$), la sonde 2D-C ($25 < r < 800 \mu\text{m}$)
- la sonde 2D-P ($200 < r < 6400 \mu\text{m}$).

L'utilisation simultanée des sondes FSSP et 2D-C permet d'observer des particules dans une large gamme de dimensions englobant la grande majorité des cristaux rencontrés dans les cirrus. Le principe de la **sonde 2D-C** consiste à analyser l'ombre projetée d'une particule passant devant un faisceau laser. La taille et parfois la forme de la particule sont déduites de cette ombre. La faiblesse de cette technique réside évidemment dans le fait que si la particule est de forme complexe, son ombre projetée dans une seule direction est insuffisante pour connaître les véritables dimension et forme de la particule. Le "**FSSP**" (Forward Scattering Spectrometer Probe, Knollenberg 1976) est schématiquement constitué d'un faisceau laser qui est diffusé par la particule qu'il rencontre. Un détecteur permet d'observer la partie du rayonnement laser diffusée vers l'avant. En faisant l'hypothèse que la particule diffusante est sphérique, la dimension de celle-ci est déduite du rayonnement diffusé vers l'avant par application de la théorie de Mie. Evidemment, cette méthode est fondée sur l'hypothèse de la sphéricité des cristaux qui n'a pas beaucoup de sens dans les cirrus, et ce d'autant plus que les cristaux sont gros. De plus, le FSSP ne détecte pas les grosses particules ($r > 45 \mu\text{m}$).

Ces deux instruments ont été utilisés lors de la campagne pour caractériser les cristaux dans le cirrus. Le Falcon a volé dans le nuage durant trois séquences de la mission 204. Les mesures (Figure II.11) ont montré que la distribution en taille $n(r)$ des cristaux dans le cirrus suit une loi log-normale s'écrivant comme suit pour chacun des modes :

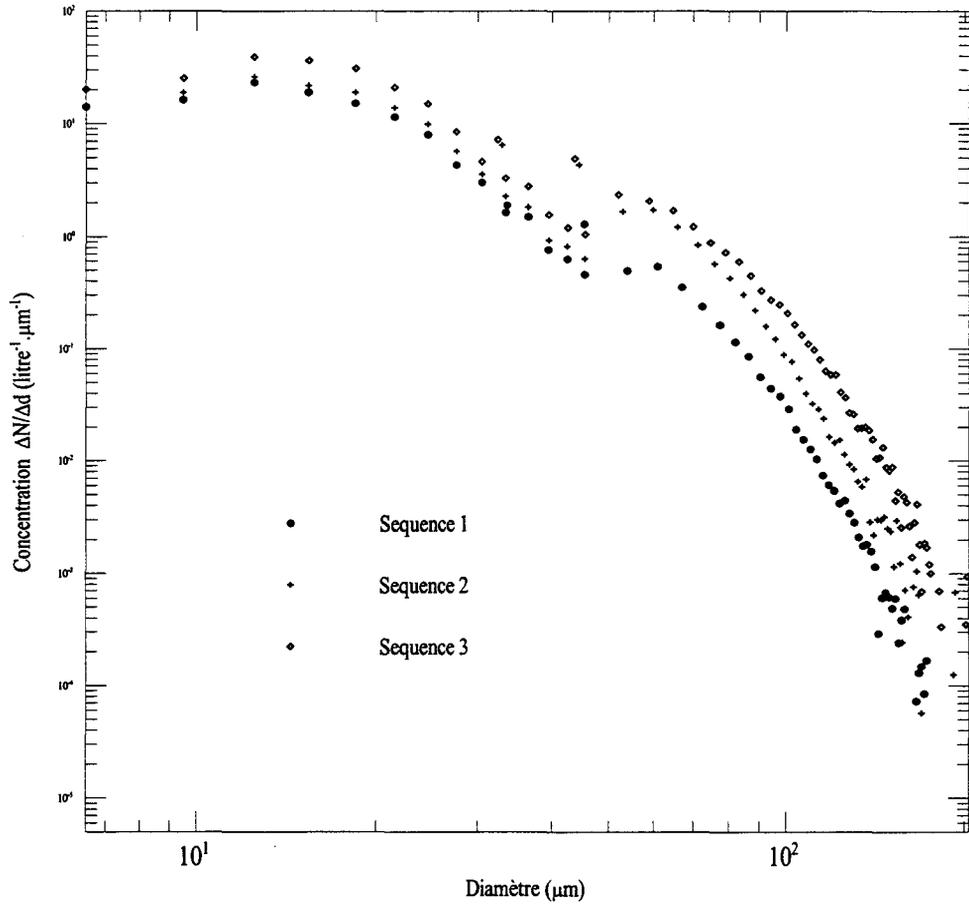


Figure II.11 : Distribution en taille des cristaux collectés par deux capteurs (FSSP et 2D-C) lors de trois passages successifs du Falcon dans le cirrus (mission 204).

$$n(r) = \frac{c}{r \cdot \ln \sigma} \exp \left(- \frac{\ln^2 \left(\frac{r}{r_m} \right)}{2 \ln^2 \sigma} \right) \quad (II.9.a)$$

Le rayon correspondant au maximum de la distribution est appelé rayon modal (R_{Modal}), il s'écrit:

$$R_{Modal} = r_m \cdot \exp(-\ln^2 \sigma) \quad (II.9.b)$$

Les différents coefficients caractérisant la granulométrie, ainsi que la concentration et la quantité de glace par unité de volume IWC obtenus pour chaque capteur sont reportés dans le tableau suivant :

	SEQUENCE 1		SEQUENCE 2		SEQUENCE 3	
Détecteur (μm)	FSSP 6.5-45	2D 45-250	FSSP 6.5-45	2D 45-250	FSSP 6.5-45	2D 45-250
IWC	15.4 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$		91.8 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$		70.3 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$	
N (l^{-1})	357.89	216.16	981.59	352.29	1041.98	250.41
N (l^{-1})	574.05		1333.88		1292.39	
n(r)						
c	153.05	8.02	171.62	25.07	264.26	33.92
$\ln \sigma$	0.50	0.29	0.48	0.26	0.48	0.31
r_m	7.25 μm	28.00 μm	7.60 μm	29.5 μm	7.75 μm	29.0 μm
R Modal	5.65	25.79	6.06	27.52	6.13	26.37
R_{eff} (μm)	20.51		27.01		27.38	

Tableau II.4 : Mesures in-situ de la microphysique du nuage.

Lorsque l'on suppose que la granulométrie mesurée est associée à des particules sphériques, le rayon R_{eff} correspond au rayon effectif de la distribution en taille. La relation entre la taille des cristaux prismatiques et celle des particules sphériques sera discuté ultérieurement (Partie V.2.2)

II.3.2. Les mesures spécifiques à la campagne EUCREX'94.

II.3.2.a. Les mesures POLDER

II.3.2.a.(i) L'instrument POLDER

POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectances) est un polarimètre imageur visible à large champ (Deschamps et al, 1994). Cet instrument mesure les caractéristiques spectrales, bidirectionnelles, et de polarisation, de la lumière solaire réfléchie et diffusée par l'atmosphère et le sol. Il opère à 5 longueurs d'ondes différentes comprises entre 443 et 910 nm, deux d'entre elles mesurent l'état de polarisation de la lumière. Deux prototypes conçus pour être aéroportés ont été utilisés pendant la campagne EUCREX. L'un d'entre eux installé sur l'ARAT observait l'atmosphère sous le nuage, et l'autre installé sur le Falcon survolait le nuage. Les caractéristiques spectrales et de polarisation (P) des deux instruments sont décrites dans le tableau ci-dessous :

ARAT		FALCON	
443 nm (P)	$\Delta\lambda = 20$ nm	443 nm (P)	$\Delta\lambda = 20$ nm
550 nm	10 nm	763 nm	10 nm
670 nm	10 nm	765 nm	40 nm
864 nm (P)	40 nm	864 nm (P)	40 nm
910 nm	20 nm	910 nm	20 nm

Tableau II.5 : Caractéristiques spectrales des instruments POLDER aéroportés.

La version aéroportée de l'instrument (Goloub, 1994) est constituée d'une matrice CCD composée de 384 x 288 détecteurs pour l'appareil installé à bord de l'ARAT, et 288 x 242 pour l'appareil monté sur le Falcon. Ceci permet une couverture angulaire de +/- 52° suivant la direction de vol de l'avion et +/- 42° dans la direction perpendiculaire. Par exemple lorsque l'instrument est situé à 1 km au-dessus d'une cible, il observe un champ de environ 1.5 x 1.2 km,

avec une résolution de 5.1 x 3.2 m par pixel. Le schéma présenté ci-dessous montre la géométrie de visée de la version aéroportée de POLDER.

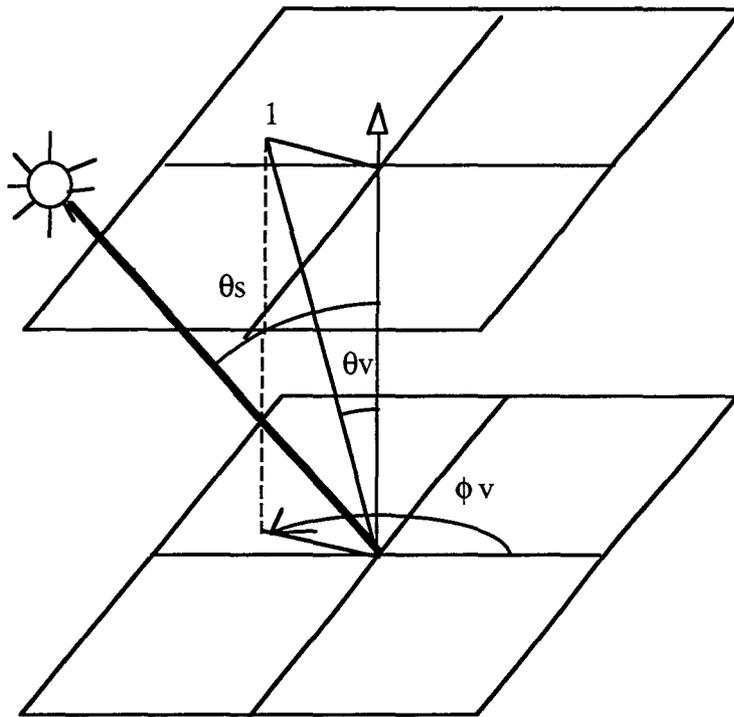


Schéma II.3 : Géométrie de visée de l'instrument POLDER.

θ_s est l'angle solaire zénithal,

θ_v est l'angle zénithal d'observation,

dans le plan solaire principal, nous avons adopté la convention suivante :

$$-50^\circ < \theta_v < 0^\circ \text{ lorsque } \phi_v = 180^\circ$$

$$0^\circ < \theta_v < +50^\circ \text{ lorsque } \phi_v = 0^\circ$$

ϕ_v est l'angle azimutal d'observation par rapport à l'angle azimutal solaire.

La roue porte-filtres de l'instrument contient un filtre pour chaque longueur non polarisée, et trois filtres polariseurs pour chaque longueur d'onde polarisée. Dans ce dernier cas, les trois polariseurs sont décalés de 60° , et la combinaison des trois mesures permet de recomposer une luminance polarisée $L_p(\theta_v, \phi_v)$, qui est ramenée à une luminance normalisée polarisée

$L_{p,n}(\theta_v, \phi_v)$. La luminance normalisée $L_n(\theta_v, \phi_v)$ et la luminance normalisée polarisée $L_{n,p}(\theta_v, \phi_v)$ s'écrivent :

$$L_n(\theta_v, \phi_v) = \frac{\pi L(\theta_v, \phi_v)}{E_s} \quad \text{et} \quad L_{n,p}(\theta_v, \phi_v) = \frac{\pi L_p(\theta_v, \phi_v)}{E_s} \quad (\text{II.10})$$

où E_s est l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère dans l'intervalle spectral considéré, et L la luminance diffusée.

Les luminances normalisées et polarisées normalisées sont directement reliées aux réflectances $\rho(\theta_v, \phi_v)$ et réflectances polarisées $\rho_p(\theta_v, \phi_v)$:

$$\rho(\theta_v, \phi_v) = \frac{L_n(\theta_v, \phi_v)}{\cos \theta_s} \quad \text{et} \quad \rho_p(\theta_v, \phi_v) = \frac{L_{n,p}(\theta_v, \phi_v)}{\cos \theta_s} \quad (\text{II.11})$$

où θ_s est l'angle solaire zénithal.

L'incertitude de mesures sur les réflectances est inférieure à 10 %.

II.3.2.a.(ii). Choix de séquences d'images POLDER.

Puisque l'un des objectifs du travail que nous présentons consiste à obtenir, pour une même cible, un ensemble cohérent de données validées, la sélection des données a été guidée par les critères suivants :

- Les images POLDER doivent appartenir aux séquences étudiées avec les autres instruments (radiomètre, lidar, fluxmètres) afin de disposer d'informations complémentaires concernant le cirrus étudié.
- Elles doivent correspondre à un cirrus suffisamment homogène pour que la comparaison des images avec un modèle puisse être significative.
- Le cirrus observé doit être optiquement épais pour minimiser les influences du scintillement de la mer (glitter) et de la couche atmosphérique située sous le nuage et l'influence du sol.

Les différentes grandeurs mesurées par les autres instruments (épaisseur optique, flux, altitude, épaisseur géométrique du nuage) ont permis de choisir quelques séquences d'images consécutives satisfaisant au mieux les critères ci-dessus. Les images ont été choisies à $\lambda = 864$ nm car l'influence de la diffusion Rayleigh est très faible à cette longueur d'onde. Ces séquences sont présentées dans le tableau suivant :

MISSION	Séquence	N° d'images	θ_s	λ
204	MO1	873-874	55°34'	0.864 μm
205	KA1	712-714	38°	0.864 μm

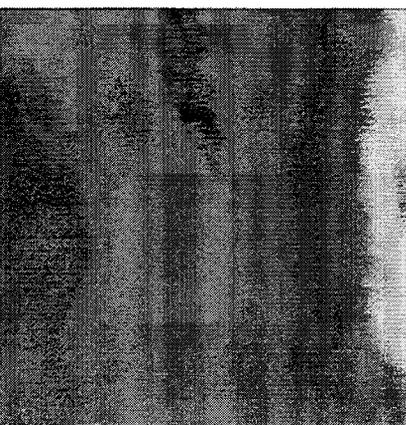
Tableau II.6 : Images POLDER sélectionnées.

Ces images sont présentées sur la figure II.12. Notons que les réflectances polarisées mesurées (sur les images que nous avons sélectionnées) ne dépassent pas 5 %. Ceci doit inciter à rester très prudent dans l'analyse des données, en effet la variabilité d'un signal de très faible intensité n'est pas forcément très significative. Les images de la mission 205 en réflectance et en réflectance polarisée présentent un pic de réflexion spéculaire ($\theta_s = \theta_v = 38^\circ$). Celui-ci n'apparaît pas sur les images de la mission 204, et même si le phénomène de réflexion spéculaire existe, il correspond à un angle $\theta_s = \theta_v = 55^\circ$, il ne peut donc pas être visualisé sur l'image Polder qui couvre uniquement les angles de visée compris entre -50° et $+50^\circ$.

II.3.2.b. LEANDRE.

III.3.2.b. (i). L'instrument LEANDRE.

Le sigle " Lidar ", pour " Light, Detection And Ranging " désigne un instrument de télédétection actif. Le lidar LEANDRE (" Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, Nuages, Dynamique, Rayonnement et Espèces minoritaires ") est opérationnel depuis 1989. Il s'agit d'un lidar



(0-70%)

Reflectance

Vol 204
Scenes 873 et 874

$\theta_s = 55^\circ$



(0-5%)

*Reflectance
Polarisee*



(0-70%)

Vol 205
Scenes 712 a 714

$\theta_s = 38^\circ$



(0-2%)

Figure II.12 : Images POLDER sélectionnées

rétrodiffusion dont la source est constituée d'un laser Nd-Yag émettant à 1.064 et 0.532 μm . A la fréquence de 10Hz et pour des impulsions de 10 ns, l'énergie émise est de 110mJ à 1.064 μm et 60 mJ à 0.0532 μm . Le télescope de LEANDRE, récepteur du signal rétrodiffusé, possède un angle d'ouverture total de 3 mrad et son diamètre est de 20 cm. L'optique de réception permet la séparation du faisceau rétrodiffusé à 0.532 μm en 2 voies selon l'état de polarisation : l'une des voies reçoit le signal polarisé parallèlement au faisceau émis par la source laser, l'autre voie détecte le signal polarisé perpendiculairement. Le signal est échantillonné à 10 MHz ce qui correspond à une résolution de 30 m. Le signal brut est initialement moyenné sur 4 tirs (résolution de 50 m), dans un second temps il est moyenné sur un nombre variable de tirs afin que le rapport signal sur bruit soit suffisamment élevé, finalement la résolution horizontale varie entre 50 m et 400 m suivant le nombre de tirs choisi. Ce lidar permet donc, non seulement la mesure de l'intensité du rayonnement rétrodiffusé à 1.064 et 0.532 μm , mais aussi la mesure du degré de polarisation de la lumière rétrodiffusée à 0.532 μm . Dans notre étude nous avons uniquement utilisé les mesures collectées à la longueur d'onde de 0.532 μm .

Pour des raisons pratiques liées à la structure de l'avion, l'axe du lidar est dirigé à 21 ° en tangage vers l'arrière et 5° en roulis vers la droite de l'avion.

II.3.2.b.(ii). Inversion*

L'équation du rayonnement lidar exprime l'énergie reçue par le télescope $P(r)$ en fonction de la constante de calibration C , et des coefficients volumiques de rétrodiffusion $\beta(r)$ ($\text{km}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et d'extinction apparent $\alpha'(r)$ (km^{-1}) du milieu.

$$P(r) = C \frac{\beta(r)}{r^2} \exp\left(-2 \int_0^r \alpha'(r') dr'\right) \quad (\text{II.12})$$

Un profil lidar est constitué de N mesures $P(r)$, il s'agit donc de résoudre un système de N équations (12) avec $2N$ inconnues (N fois $\beta(r)$ et N fois $\alpha'(r)$). Pour résoudre ce système, il faut imposer

* Dans ce paragraphe, les grandeurs dites " apparentes ", c'est-à-dire non corrigées des phénomènes de diffusions multiples seront notées avec un prime (').

une contrainte supplémentaire. Usuellement les coefficients $\beta(r)$ et $\alpha(r)$ sont supposés proportionnels:

$$\beta(r) = k.\alpha(r) = k'.\alpha'(r) \quad (II.13)$$

$$\text{avec} \quad k.4\pi = p(\pi) \quad (II.14)$$

où k est le coefficient de proportionnalité entre les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction apparent, et $p(\pi)$ la valeur de la fonction de diffusion en rétrodiffusion. Ecrire la relation (II.13) revient à supposer que la couche sondée par le lidar est homogène, seule la densité de cristaux dans le cirrus varie avec l'altitude, leur distribution en taille restant constante. Nous disposons alors d'un système de $N+1$ équations à $N+1$ inconnues qui peut être résolu. En introduisant la relation (II.13) dans l'équation (II.12), nous obtenons :

$$\alpha'(r) = \frac{r^2 P(r)}{Ck' \pm 2 \int_0^r r'^2 P(r') dr'} \quad (II.15)$$

Le signe " + " au dénominateur est associé à la méthode de résolution de l'équation dite rétrograde, et le signe " - " à la méthode dite prograde.

Les profils mesurés sont normalisés par rapport à un profil de rétrodiffusion moléculaire déduit d'un radiosondage, ce qui permet de s'affranchir de la constante de calibration C . Le nouveau jeu de N équations (15) peut être résolu de deux manières différentes, la première d'entre elles dite méthode d'inversion " itérative " a été décrite par Klett (1981), et la seconde méthode dite " statistique " s'appuie sur la formulation Platt (1973). Dans les deux cas, la première étape du traitement consiste à déterminer les altitudes de la base et du sommet de chaque couche nuageuse. Lorsque le signal $P(r)$ dépasse une valeur seuil, la partie de l'atmosphère sondée par le laser est considérée comme étant un nuage.

La *méthode itérative* * consiste à définir une valeur de fonction de diffusion en rétrodiffusion k' à priori. Nous choisissons alors deux points de référence $\beta(z_1)$ et $\beta(z_2)$, de part et d'autre du nuage, situés en ciel clair sur le profil lidar. L'équation (II.15) est ensuite intégrée à partir de l'altitude de référence basse z_1 , jusqu'à l'altitude de référence haute z_2 . La valeur $\beta_{inv}(z_2)$ obtenue en z_2 par inversion est comparée à la valeur de référence mesurée $\beta(z_2)$, si elles sont égales, la valeur de k' choisie au départ est correcte. Dans le cas contraire, l'équation (II.15) est résolue avec une nouvelle valeur de k' choisie à priori, et cette opération est réitérée jusqu'à ce que la valeur de référence haute $\beta(z_2)$ soit correctement restituée par l'inversion. L'intégration de l'équation (II.15) peut se faire du point de référence situé sous le nuage $\beta(z_1)$ vers celui situé au-dessus du nuage $\beta(z_2)$, elle est alors appelée résolution " Bernouilli prograde ou progressive " (signe "-" au dénominateur de l'équation II.15), ou du point de référence situé au-dessus du nuage $\beta(z_2)$ vers celui situé en-dessous du nuage $\beta(z_1)$, il s'agit alors de la méthode " Bernouilli rétrograde " (signe "+" au dénominateur de l'équation II.15). L'intérêt et les faiblesses de la méthode rétrograde ont été montrés par Klett (1985). Cette méthode est très stable et peu sensible aux valeurs de référence. Lorsque le rapport signal sur bruit de la mesure est faible, elle peut donner des résultats faux sans qu'il soit possible de les identifier. C'est pourquoi lors de notre étude, nous avons appliqué la méthode prograde qui est sensible aux valeurs de référence. Lorsque le rapport signal sur bruit n'est pas suffisamment élevé, l'erreur sur la référence peut être importante.

La *méthode statistique* (notée "méthode de la pente " sur les figures) consiste à déterminer d'abord une valeur moyenne de k' pour le nuage à partir des mesures, et résoudre ensuite le système d'équations (II.15) avec cette valeur, afin d'en déduire les coefficients de rétrodiffusion $\beta(r)$. La détermination de la valeur moyenne de k' est faite à l'aide de la formulation de Platt (relation II.17) reliant la transmission T du nuage, le paramètre k' , et le paramètre γ intégrale du signal lidar sur l'épaisseur géométrique du nuage (II.16) :

$$\gamma = \int_{z_1}^{z_2} r^2 P(r) dr \quad (II.16)$$

* Les résolutions dites " itérative ", " Bernouilli prograde ", " Bernouilli rétrograde ", sont toutes issues de la méthode d'inversion décrite par Klett (1985).

$$\gamma = \frac{Ck'}{2}(1 - T^2) \quad (\text{II.17})$$

Le logarithme de la transmission T du cirrus est déduit directement du profil lidar, sur lequel le profil de diffusion moléculaire est matérialisé par 2 droites de même pente recalées sur les zones de ciel clair situées au-dessus et en-dessous du nuage. Le décalage entre les deux pentes correspond au logarithme de la transmission du nuage, il est donc proportionnel à la valeur de l'épaisseur optique du cirrus à un facteur 2 près. Afin de déterminer la valeur moyenne de k' , la transmission T d'un grand nombre de profil est reportée sur un graphique en fonction de γ . Une régression linéaire (II.17) permet de déterminer la valeur de $k'/2$ pour une transmission T nulle. Cette valeur moyenne de k' obtenue pour un grand nombre de profils lidar, est introduite dans le système d'équations lidar (II.15), et une seule valeur de référence en ciel clair sous la base du nuage est suffisante pour appliquer la méthode d'intégration dite " Bernouilli prograde ". La méthode d'inversion de l'équation lidar dite " statistique " (s'appuyant sur la formulation de Platt) est applicable pour des valeurs du rapport signal sur bruit de la mesure allant jusqu'à 3, cependant elle est mise en défaut lorsque la valeur de k' ne peut pas être correctement déterminée si la régression linéaire est mauvaise. En utilisant cette méthode, nous faisons l'hypothèse que la microphysique du cirrus varie lentement horizontalement, et nous pouvons donc faire l'hypothèse que k varie peu d'un profil lidar à l'autre.

Ces deux méthodes d'inversion (" itérative " et " statistique ") complémentaires du point de vue numérique, ont été appliquées systématiquement aux données LEANDRE de la campagne EUCREX'94, elles ont permis de déterminer au mieux les paramètres d'épaisseur optique et de fonction de diffusion en rétrodiffusion.

Diffusions multiples

Le traitement des données lidar décrit ci-dessus ne fait pas de distinction entre le rayonnement ayant subi une ou plusieurs diffusions dans le cirrus. Or, les phénomènes de diffusions multiples dans le cirrus ne sont pas négligeables. En effet le rayonnement laser incident n'est pas

forcément rétrodiffusé immédiatement vers le télescope du lidar par la première particule nuageuse qu'il rencontre, ce rayonnement peut subir plusieurs diffusions par plusieurs particules nuageuses avant d'être recueilli par le télescope. Dans notre cas, ces phénomènes de diffusions multiples ont été pris en compte de manière empirique dans le traitement des données, en imposant un facteur de diffusion multiple $\eta = 0.50$ (Platt, 1973). Sa valeur a été déterminée par Platt à l'aide d'un code de Monte-Carlo simulant le rayonnement lidar et distinguant les photons recueillis par le télescope après une seule diffusion de ceux diffusés plusieurs fois. Ce facteur de diffusion multiple traduit la probabilité pour que le rayonnement soit diffusé plusieurs fois, il est compris entre 1/2 et 1, et il vaut 1 lorsque les diffusions multiples sont négligées. Le paramètre k' dérivé du traitement des données prend en compte les diffusions multiples, et il est relié au paramètre k de diffusion simple par la relation suivante :

$$k = \eta k' \quad (II.18)$$

La détermination du paramètre η constitue la principale faiblesse du traitement des données lidar. La prise en compte de manière réaliste de ces phénomènes de diffusions multiples est un problème constant dans la détermination de l'épaisseur optique, et de nombreuses études sont consacrées à cette question (Eloranta 1982, Bissonette 1988, Zege 1995, Nicolas 1997)

Les coefficients de rétrodiffusion et les épaisseurs optiques du cirrus

L'épaisseur optique apparente δ' du cirrus est déduite du profil d'atténuation apparente $\alpha'(r)$ dans le cirrus :

$$\delta' = \int_{z_b}^{z_t} \alpha'(r) dr \quad (II.19)$$

où z_b et z_t sont les altitudes de la base et du sommet du cirrus.

L'épaisseur optique apparente du cirrus δ' est reliée à l'épaisseur optique réelle du cirrus δ par la relation suivante :

$$\delta = \frac{\delta'}{\eta} \quad (\text{II.20})$$

Les *profils de rétrodiffusion* $\beta(z)$ obtenus lors de la mission 204 sont présentés sur la figure II.13. Pour la séquence OM1, k' a été déterminé par la méthode "statistique" (s'appuyant sur la formulation de Platt), et nous en avons déduit une valeur de k moyen pour cette séquence valant 0.0372. La figure II.14.a représente les épaisseurs optiques apparentes δ' à 0.532 μm lors de la même mission, et la figure II.14.b les épaisseurs optiques réelles δ du cirrus (i.e corrigées des phénomènes de diffusions multiples) avec une incertitude de 10%. Le nuage est très hétérogène, et la valeur maximum de l'épaisseur optique du cirrus est de l'ordre de 2. Les altitudes de la base et du sommet du nuage mesurées lors de la mission 205 sont présentées sur la figure II.15. Les données ayant été endommagées par une panne du système d'enregistrement, les valeurs de coefficients de rétrodiffusion et d'épaisseurs optiques du nuage n'ont pas pu être déterminées à partir des profils lidar collectés durant cette mission. Cependant un nouveau traitement de ces données est actuellement en cours.

La dépolarisation lidar (Sassen, 1986 - Sassen, 1991 - Elterman, 1964)

L'intensité du rayonnement émis par le lidar ($I_{i,\text{par}}$) est polarisé linéairement dans une direction donnée appelée axe parallèle. L'état de polarisation du rayonnement rétrodiffusé par les particules constituant le nuage, et recueilli par lidar, est différent de celui du rayonnement incident. Ce changement d'état de polarisation est caractéristique de la forme et de la taille de la particule diffusante. Le rayonnement rétrodiffusé recueilli par le télescope du lidar (I_f) est séparé en deux composantes distinctes par un bloc polariseur. La première est détectée suivant un axe de polarisation parallèle à celui du rayonnement incident ($I_{f,\text{par}}$), et la seconde ($I_{f,\text{per}}$) est détectée suivant un axe perpendiculaire à celui-ci. Le taux de dépolarisation Δ_p est défini comme le rapport de

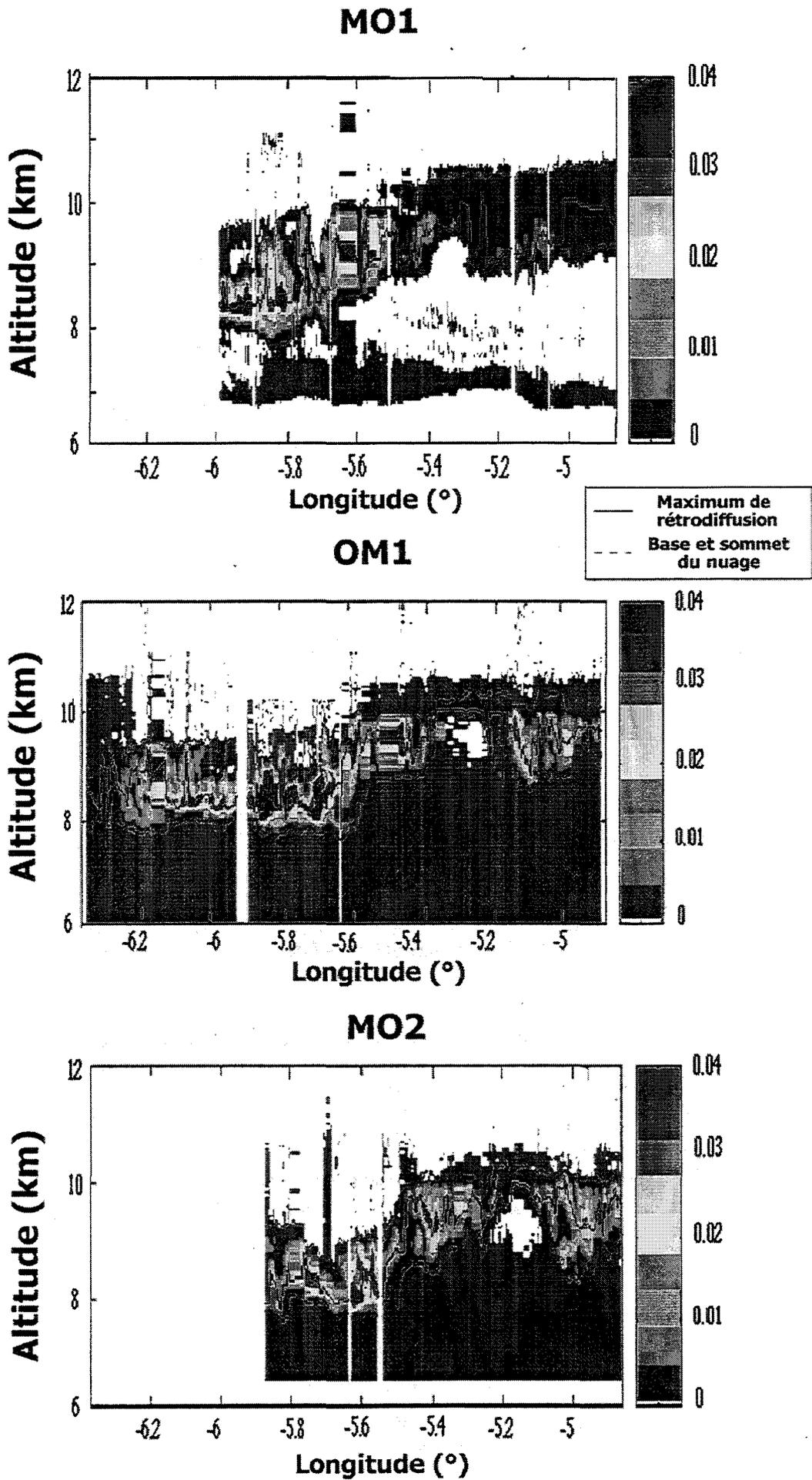


Fig. II.13: Profils de rétrodiffusion lidar ($\text{km}^{-1}.\text{sr}^{-1}$)

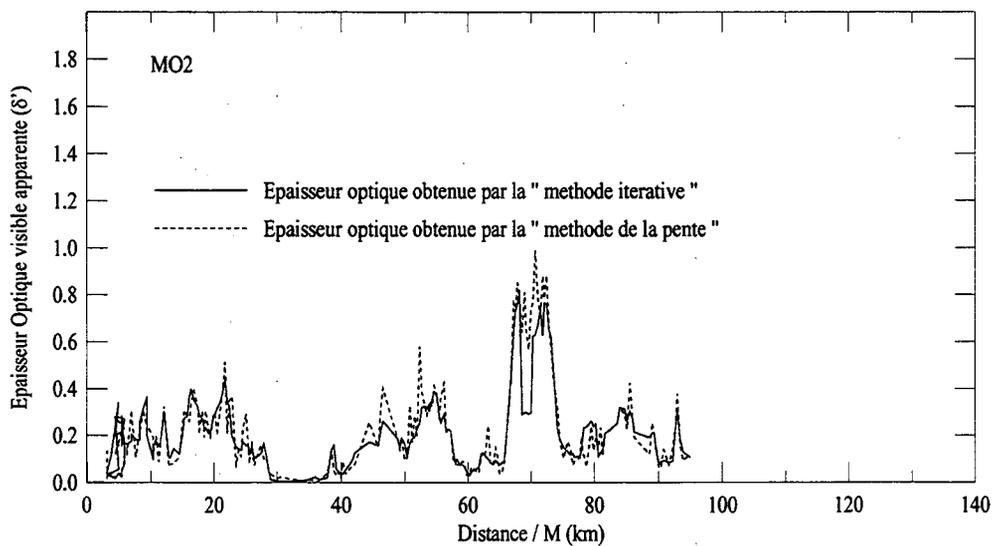
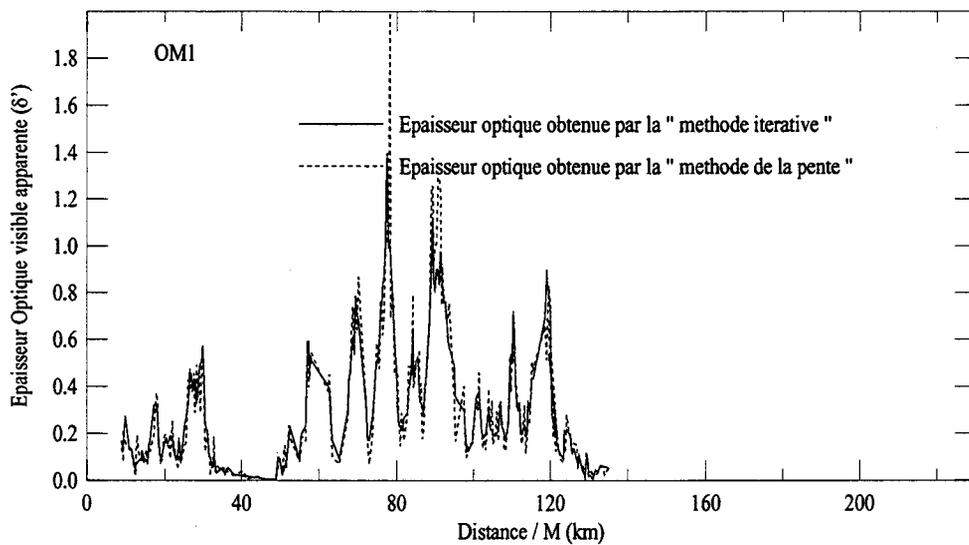
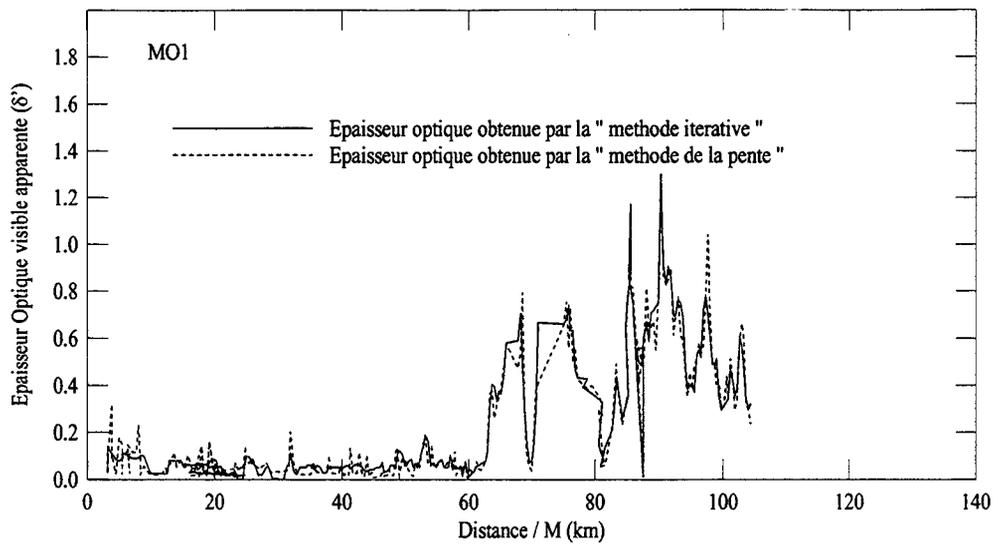


Figure II.14.a : Epaisseurs optiques visibles apparentes (δ') du cirrus lors des 3 séquences de la mission 204.

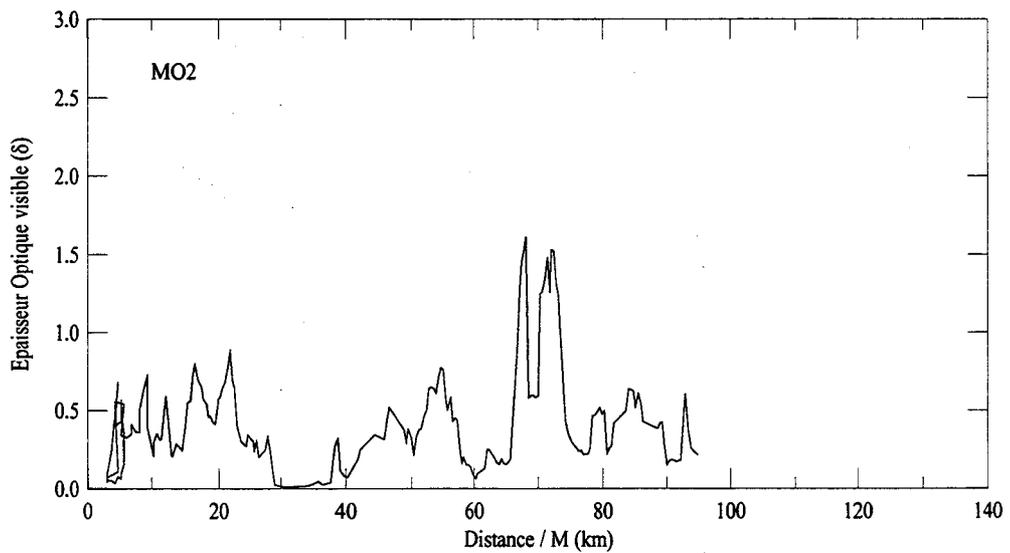
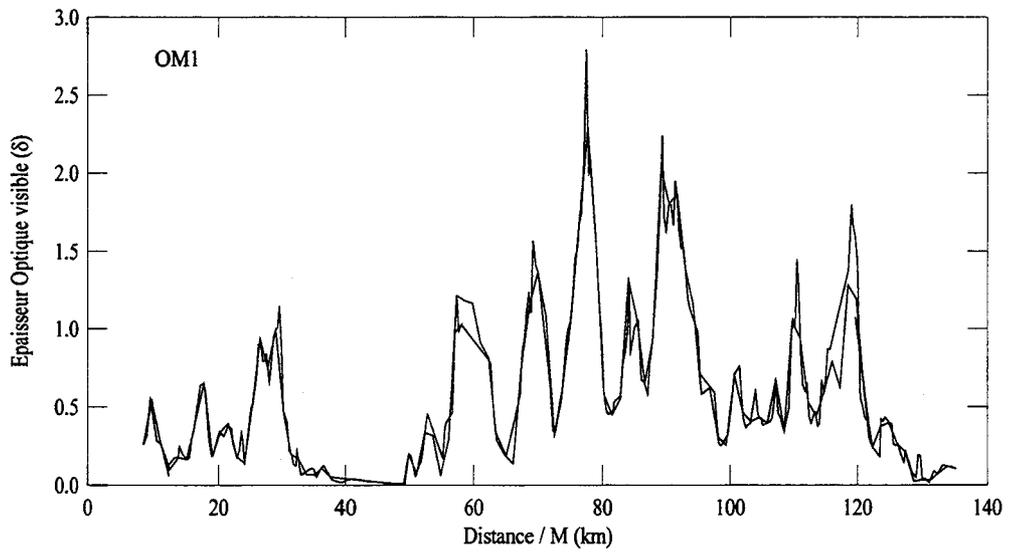
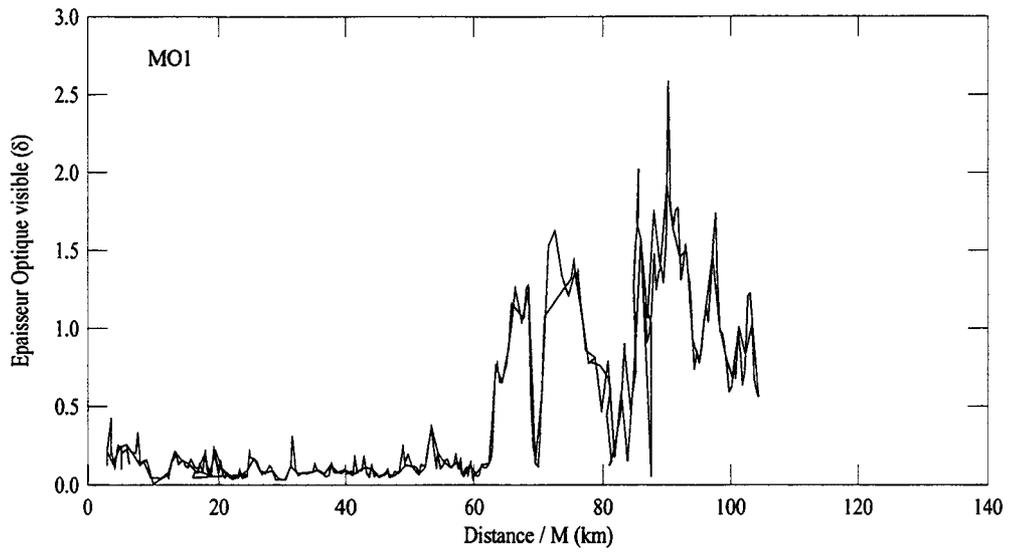


Figure II.14.b : Epaisseurs optiques visibles (δ) du cirrus lors des trois séquences de la mission 204.

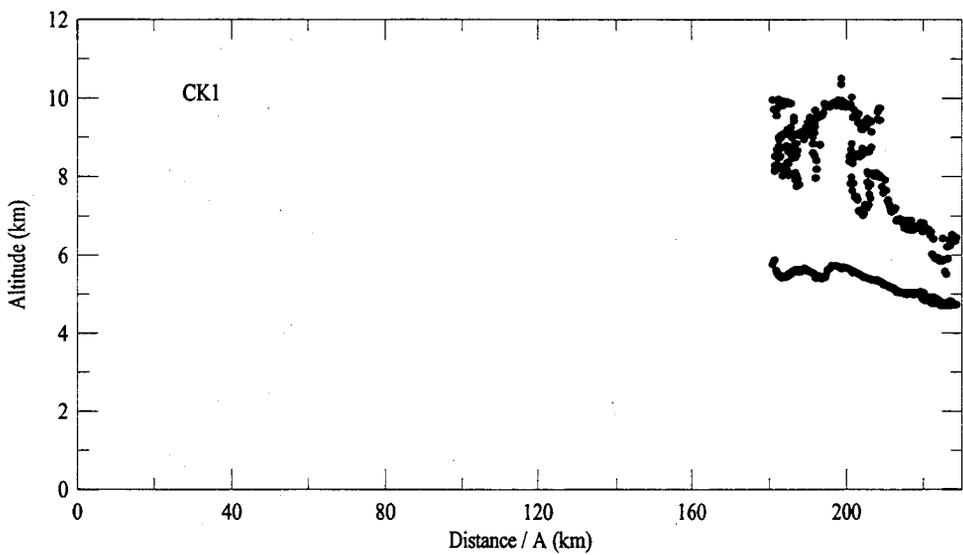
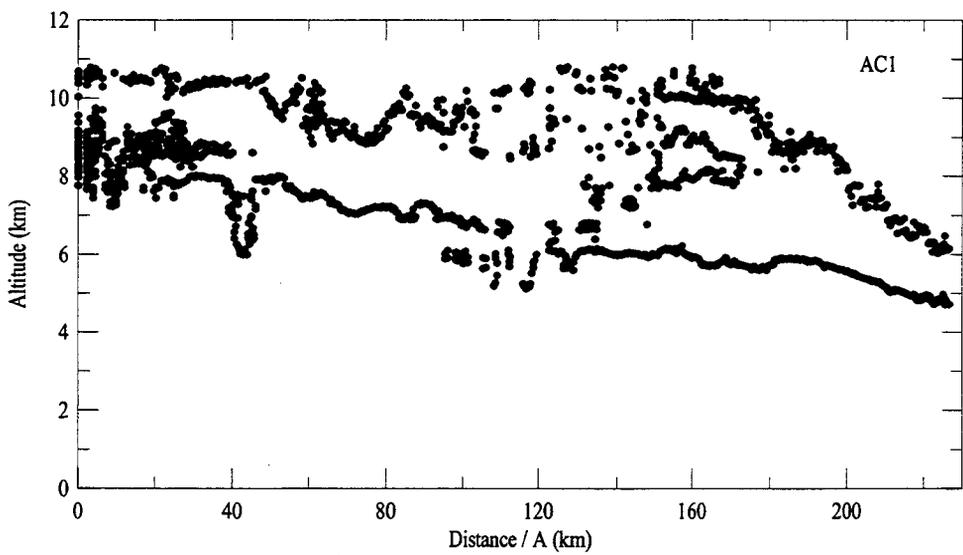
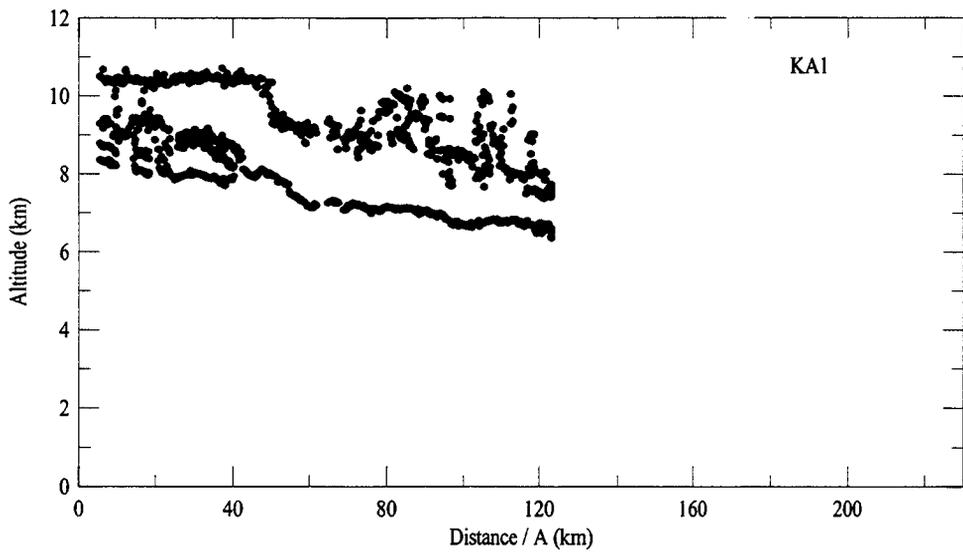


Figure II.15 : Altitudes du cirrus mesurées lors des 3 séquences de la mission 205.

l'intensité rétrodiffusée polarisée perpendiculairement au rayonnement incident et de l'intensité rétrodiffusée polarisée parallèlement :

$$\Delta_p = \frac{I_{f,per}}{I_{f,par}} \quad (II.21)$$

De manière générale, la valeur de ce taux de dépolarisation est sensible à la forme de la particule diffusante. Les particules sphériques ne dépolarisent pas le rayonnement, et la dépolarisation est donc un indicateur de la non sphéricité de la particule diffusante. La détermination de la dépolarisation induite par le cirrus se fait en deux temps. Dans un premier temps le taux de dépolarisation total $\Delta_{p,tot}$ du à toute la colonne d'atmosphère (molécules, nuage) sondée par le lidar est déterminé, il s'écrit :

$$\Delta_{p,tot} = \frac{I_{f,per}}{I_{f,par}} \quad (II.22)$$

Mais cette première estimation ne prend pas en compte l'effet de mélange des particules constituant le nuage et des molécules présentes dans l'atmosphère. Afin d'isoler la contribution du cirrus, le taux de dépolarisation $\Delta_{p,tot}$ doit être corrigé des effets de dépolarisation induits par les molécules atmosphériques. Cette contribution dépend de la proportion de molécules présentes dans l'atmosphère, qui est estimée à l'aide du rapport de rétrodiffusion R défini de la manière suivante :

$$R = \frac{\beta_{mol} + \beta_{cir}}{\beta_{mol}} \quad (II.23)$$

où β_{mol} et β_{cir} sont les coefficients de rétrodiffusion des molécules et du cirrus.

Le coefficient de dépolarisation intrinsèque au cirrus, indépendant de la quantité de diffuseurs, mais caractéristique de leur forme et de leur composition s'écrit alors :

$$\Delta_{p,cir} = \frac{R\Delta_{p,tot} - \Delta_{p,mol}}{R - 1} \quad (II.24)$$

où $\Delta p_{,mol} = 2.8 \%$ (Cabannes, 1921 - Young, 1981) est due à la non sphéricité des molécules atmosphériques (en particulier N_2 et O_2).

Les taux de dépolarisation intrinsèques au nuage $\Delta p_{,cir}$ ne doivent pas être corrigés des phénomènes de diffusions multiples (Nicolas, 1997). En effet, le rayonnement recueilli par le télescope du lidar et ayant été diffusé plusieurs fois subit essentiellement deux types de diffusions. La probabilité qu'il soit diffusé vers l'avant est très importante et il peut très facilement être diffusé plusieurs fois vers l'avant, cependant ce type de diffusion est essentiellement dû aux phénomènes de diffraction qui ne modifient pas l'état de polarisation. Le rayonnement doit également subir une seule diffusion vers l'arrière pour pouvoir être recueilli par le télescope d'ouverture très faible du lidar, et c'est cette seule diffusion qui va modifier l'état de polarisation du rayonnement. Quelque soit le nombre de diffusions vers l'avant, le changement dans l'état de polarisation du rayonnement incident est donc dû à la seule diffusion vers l'arrière, et l'approximation de diffusion primaire est donc justifiée en dépolarisation.

Les taux de dépolarisation obtenus lors de la mission 204 de la campagne EUCREX sont présentés sur la figure II.16, ils varient entre 0 % et 40 % . Les taux de dépolarisation non nuls mettent en évidence la présence de particules non sphériques.

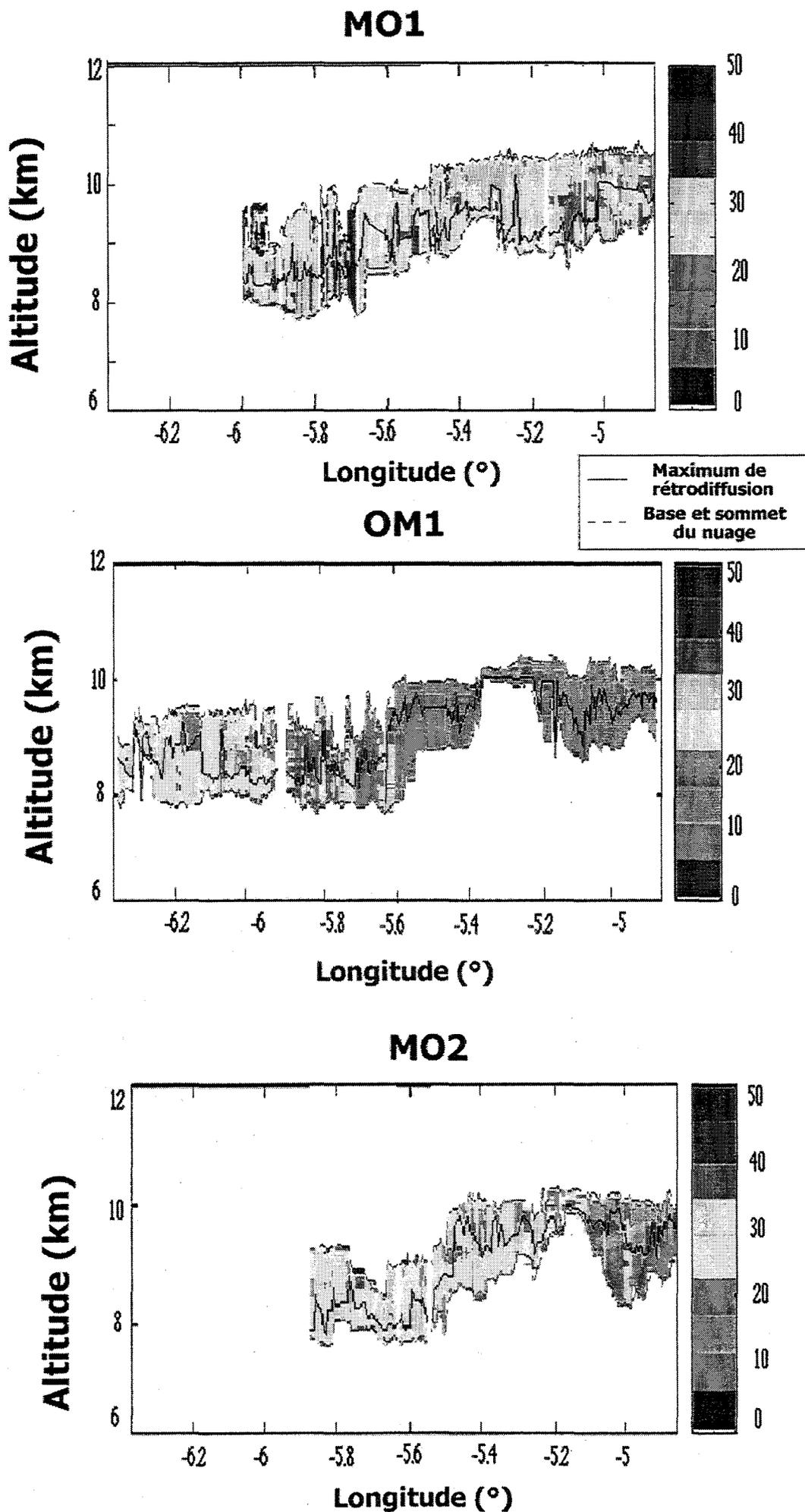


Fig. II.16: Taux linéaire de dépolarisation lidar (%)

II.4. Discussion, cohérence des différentes mesures

Nous disposons d'un cas de cirrus bien documenté, avec un jeu de données très complet, incluant des mesures radiatives telles que les flux visibles et infrarouges, les luminances infrarouges et les réflectances de nuage, des mesures en polarisation telles que le taux de dépolarisation et les réflectances polarisées, et des mesures in-situ de la microphysique du nuage. Ces diverses données ont été collectées durant la journée du 17 avril et concernent un même banc de cirrus. Les avions ont observé le nuage durant plusieurs heures en parcourant plusieurs séquences de vol d'environ 150 km chacune .

Les observations radiatives ont montré que le cirrus était fortement **hétérogène** avec des variations **horizontales** quasi périodiques, de période de l'ordre d'une dizaine de kilomètres. Les sondages lidar ont mis en évidence une forte **hétérogénéité verticale** dans le nuage, cependant quelques zones homogènes ont pu être déterminées. Celles-ci ont été sélectionnées pour faire l'objet d'une analyse plus approfondie concernant l'influence de la microphysique des cirrus sur ses effets radiatifs. Cette étude sera décrite ultérieurement.

Le rapport des épaisseurs optiques visibles et infrarouges (figure II.17) a une valeur moyenne proche de 2, qui met en évidence la présence de **grosses particules** dans le cirrus. Les réflectances collectées lors de l'après-midi du 17 avril présentent une réflexion spéculaire qui indique que **les cristaux** composant le nuage ont tendance à **s'orienter** horizontalement dans l'espace. Cette orientation préférentielle n'apparaît peut-être que occasionnellement, cependant elle est présente sur toutes les images de la mission 205. Les images de réflectance collectées au-dessus du cirrus durant toute la journée (mission 204 et 205) ne présentent pas de maximum de réflexion correspondant à l'arc en ciel, ils semblent donc composés de **particules non-sphériques**, ce qui est confirmé par les mesures de dépolarisation lidar. Ces premiers éléments d'analyse des propriétés microphysiques du cirrus doivent être confirmés et quantifiés par une étude plus approfondie des données à l'aide de modèles. Cette étude qui sera décrite dans les chapitres suivants porte essentiellement sur les parties les plus denses et les plus homogènes du banc de cirrus. Ces zones sont les mieux appropriées à la comparaison entre les mesures et les modèles, car ces derniers sont fondés sur l'hypothèse que le nuage est homogène et infini horizontalement.

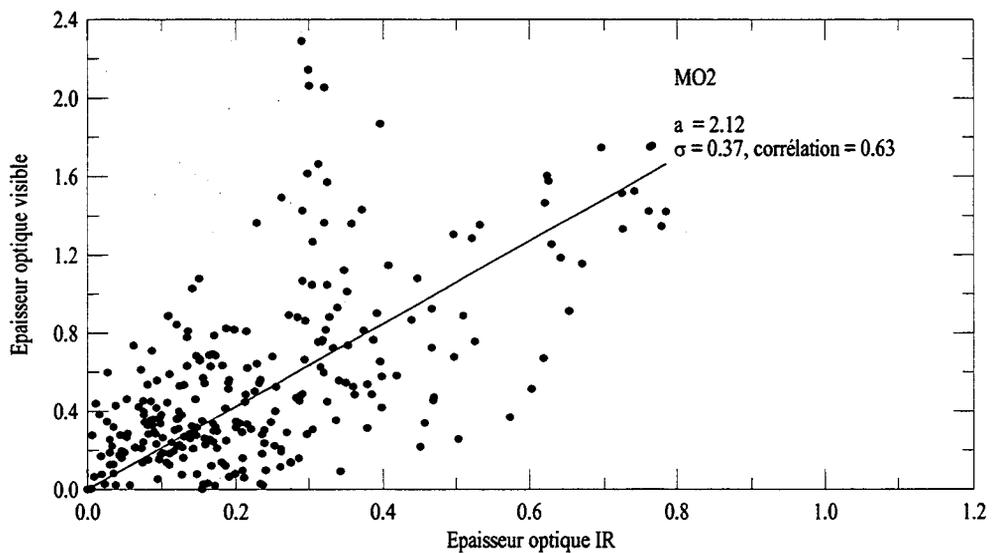
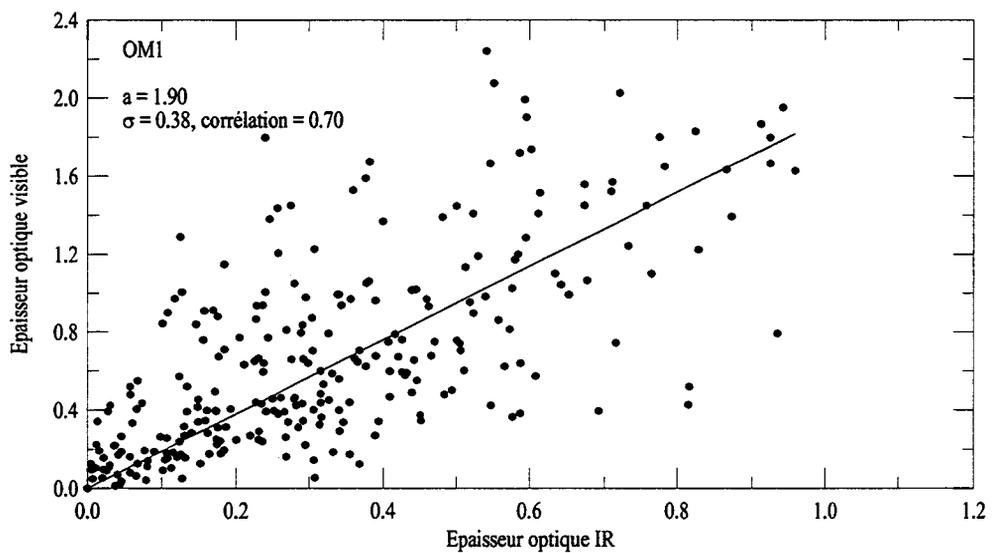
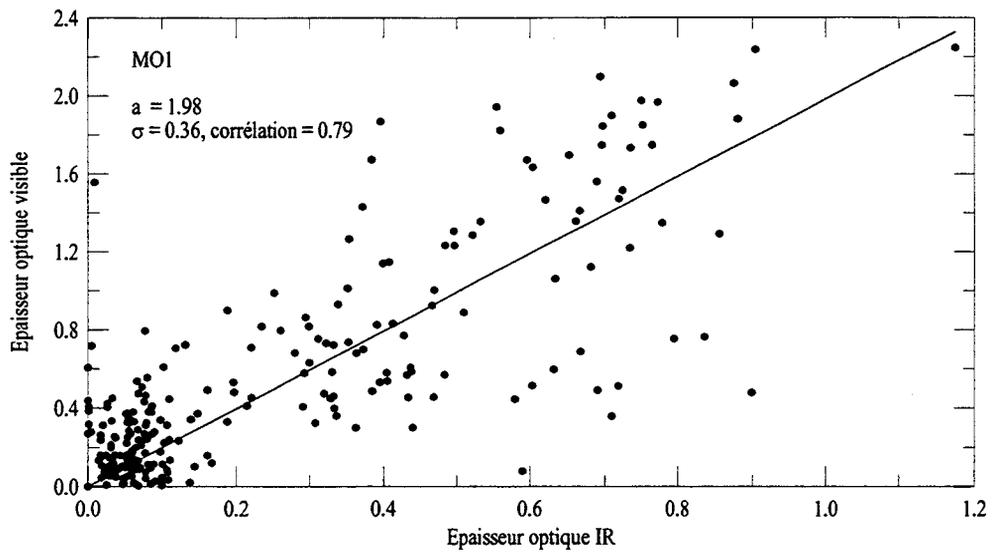


Figure II.17 : Epaisseur optique visible en fonction de l'épaisseur optique IR pour les trois séquences de la mission 204

Chapitre III :

Propriétés optiques des modèles
microphysiques

III.1. Introduction

Comme le montrent les microphotographies présentées sur les planches I.6.a et I.6.b, les cirrus sont composés de cristaux de glace de formes en général non sphériques. Dans le cas des cristaux de glace, les paramètres optiques que sont les sections efficaces d'extinction, de diffusion, et la matrice de diffusion ne peuvent plus être déterminées à l'aide de la théorie de Mie applicable uniquement pour les particules de forme sphérique, nous verrons que la forme, la dimension et l'orientation des cristaux de glace ont une très grande importance sur leurs paramètres optiques et donc, sur les propriétés radiatives des cirrus. Pour les particules non sphériques, il existe plusieurs méthodes de calcul (Hovenier J. W. et al, 1996), chacune d'elles étant utilisable pour des conditions spécifiques. Les quatre principales méthodes citées dans la littérature sont la méthode de "séparation des variables", la méthode dite "Discrete Dipôle Approximation", la méthode "T-matrice", et la méthode de l'"Optique Géométrique".

a) La *Méthode de Séparation des Variables* (Ogushi 1973 - Asano et Yamamoto 1975 - Voshchinnikov et al, 1993 - De Haan 1987 - Stammes 1989) est utilisée pour déterminer les propriétés optiques des cristaux de formes sphéroïdales uniquement. Elle résout les équations de Maxwell, et permet le calcul rapide d'une solution exacte.

b) La méthode *Discrete Dipôle Approximation* utilise les équations électromagnétiques de Maxwell (Purcell et al, 1973 - Draine et al 1994). Cette approche consiste à former une particule de forme définie en disposant des dipôles électromagnétiques l'un à côté de l'autre. L'interaction de chaque dipôle avec les dipôles voisins est alors calculée exactement. Cette modélisation ne présente pas de contrainte physique concernant la taille ou la forme des particules constituées de dipôles ou les dipôles eux-mêmes, mais les calculs développés sont très longs, et la limite de ce modèle réside dans les temps de calculs trop importants nécessaires pour traiter les particules de formes complexes.

c) La méthode *T-matrice* est une méthode exacte (Mishchenko, 1991 - Mishchenko et al, 1996). Elle correspond à la théorie de Mie étendue aux particules de formes non sphériques, et peut très bien être utilisée pour calculer les propriétés optiques d'agrégats de particules. Elle est très rapide pour des particules de paramètre de taille $x = \frac{2\pi r_e}{\lambda}$ inférieur à 80. (λ est la

longueur d'onde du rayonnement incident, r_e est le rayon d'une sphère de volume équivalent à celui de la particule).

Aux longueurs d'ondes visibles, les propriétés optiques des particules de dimension inférieure à 20 μm peuvent être calculées facilement. La principale limite de ce modèle est donc due aux temps de calculs trop importants dès que la taille des particules atteint 20 μm . Cette méthode est particulièrement adaptée pour les aérosols mais difficilement applicable aux cristaux de plus grandes tailles tels que ceux rencontrés dans les cirrus.

d) La méthode de l' *Optique Géométrique* est une méthode approchée qui permet le calcul des propriétés optiques des particules de grandes tailles de paramètre de Mie $x > 60$, ce qui correspond à des particules de dimensions supérieures à 15 μm aux longueurs d'ondes visibles. Le rayonnement incident sur la particule est représenté par un grand nombre de rayons lancés sur le cristal. Cette méthode est abordée en appliquant la dualité onde-corpuscule : un photon incident parcourant un trajet dans le cristal suivant les lois de l'optique géométrique, se comporte également comme une onde rencontrant un obstacle ce qui provoque un phénomène de diffraction. P. Wendling (1979) a appliqué cette méthode aux cylindres hexagonaux orientés aléatoirement dans l'espace. Cette technique a été largement reprise par la suite pour divers types de particules aléatoirement orientées dans l'espace : les cristaux prismatiques simples à base hexagonale (Brogniez 1988 - Takano et Liou 1995), les rosettes (Iaquinta et al, 1995), les colonnes hexagonales à extrémités creuses (Sassen, 1994), les polycristaux de formes un peu plus complexes (Macke et al, 1996 a), et les cristaux présentant des inclusions (Macke et al, 1996 b).

Les qualités et les limites de ces quatre méthodes de calculs ont été résumées par Mishchenko (1996) dans le tableau suivant :

Méthode	Précision	Formes	Dimension de sphère équivalente	Efficacité
Séparations des Variables	Exacte	Sphéroïdes	< 35 μm	Rapide
Discrètes Dipôles Approx.	Précis quand le nombre de dipôles est infini	Arbitraire	< 15 μm	Lent
T- Matrice	Exacte	Particules symétriques - Agrégats de sphères	< 85 μm	Très rapide, en particulier pour les particules orientées aléatoirement dans l'espace
Optique Géométrique	Approximée	Arbitraire	> 60 μm	Modérément rapide

Tableau III.1 : Comparaison des différentes méthodes de calculs pour les particules non sphériques (Mishchenko, 1996).

Pour notre étude, nous avons utilisé la méthode de calcul dite de " l'Optique Géométrique " qui permet la détermination, dans le domaine visible, des propriétés optiques des cristaux de dimensions supérieures à 15 μm . Pour élargir le domaine de validité de ce modèle au cas des particules de petites tailles, un calcul précis des phénomènes d'interférences entre les rayons diffusés devrait être développé. Cependant la proportion réelle de petites et de grosses particules dans les cirrus est toujours très mal connue pour des raisons techniques. En effet les capteurs microphysiques détectent relativement facilement les gros cristaux mais ne sont pas toujours capables de comptabiliser de manière fiable les particules très petites, malgré des efforts récents en ce sens avec le développement de nouveaux instruments par exemple l'impacteur " Counterflow Virtual Impactor " (Noone et al 1993 - Ström et Heintzenberg 1994) et le replicateur " Ice replicator " (Strauss et al, 1995). Citons également le néphelomètre (Crépel) qui mesure directement la fonction de phase moyenne de la couche diffusante.

Nous détaillerons le calcul des propriétés optiques des monocristaux prismatiques à base hexagonale tels que les plaquettes et les colonnes orientées aléatoirement dans l'espace.

Les cristaux de glace des cirrus pouvant avoir des orientations privilégiées (Platt et al 1978 - Derr et al 1976) et en particulier horizontales, nous aborderons également le cas des plaquettes hexagonales orientées dans le plan horizontal (rotation autour de l'axe Oz uniquement) et soumises à de légères oscillations autour des axes Ox et Oy. Dans la suite de cette étude nous appellerons ces cristaux " plaquettes orientées horizontalement dans l'espace " :

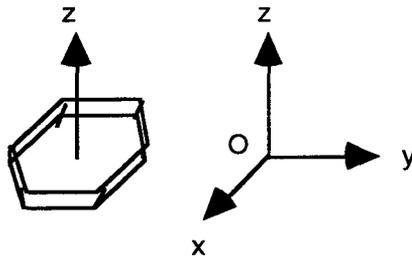


Schéma III.1 : Particule orientée aléatoirement dans le plan xOy.

L'amplitude des oscillations a été choisie de manière arbitraire entre 5° et 15° car il n'existe pas de données disponibles sur les oscillations des cristaux dans les cirrus qui dépendent en fait de leurs dimensions et des processus dynamiques dans le nuage.

III.2. Diffusion primaire : définitions et formalismes

III.2.1. Définitions

Une onde plane monochromatique se propageant dans une direction donnée Ω_i est caractérisée par son vecteur champ électrique transversal \mathbf{E}_i . Nous décrivons le champ incident par ses 2 composantes ($E_{i,l}$ et $E_{i,r}$) respectivement parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion défini par les directions (Ω_i , Ω_d)

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{i,l} + \mathbf{E}_{i,r} \quad (\text{III.1})$$

Lorsque ce champ \mathbf{E}_i rencontre une particule diffusante, le champ \mathbf{E}_d diffusé à grande distance dans la direction Ω_d faisant un angle Θ avec Ω_i , est également transversal (figure III.1).

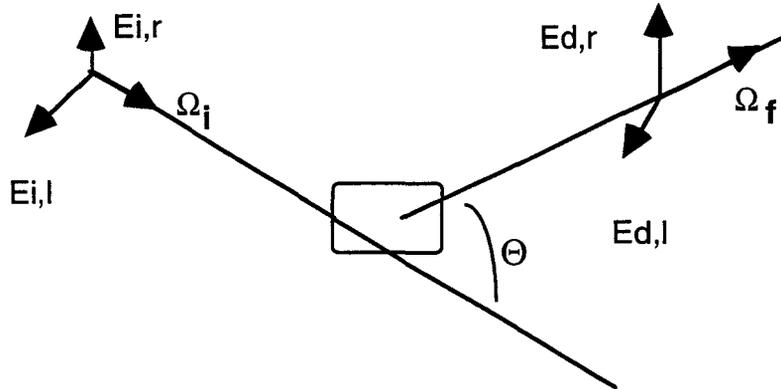


Figure III.1

De manière similaire le champ diffusé \mathbf{E}_d par la particule est décrit à l'aide de ses 2 composantes $E_{d,l}$ et $E_{d,r}$ respectivement parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion :

$$\mathbf{E}_d = \mathbf{E}_{d,l} + \mathbf{E}_{d,r} \quad (\text{III.2})$$

Le vecteur champ diffusé \mathbf{E}_d est relié au vecteur champ incident \mathbf{E}_i par une matrice d'amplitude:

$$\begin{pmatrix} E_{d,l} \\ E_{d,r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i,l} \\ E_{i,r} \end{pmatrix} \quad (\text{III.3})$$

III.2.2. La matrice de diffusion et les vecteurs de Stokes.

Plus généralement les vecteurs champs sont moyennés dans le temps, et l'on utilise alors la matrice de diffusion et les vecteurs de Stokes.

La **matrice** (4*4) **de diffusion P** (Van de Hulst 1981, Hovenier et al, 1983) est composée de réels. Dans ce formalisme les champs incident et diffusé sont décrits par leurs vecteurs de Stokes (I_i, Q_i, U_i, V_i) et (I_d, Q_d, U_d, V_d). Les quatre paramètres de Stokes d'une onde (E_l, E_r) sont définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned} I &= E_l \cdot E_l^* + E_r \cdot E_r^* \\ Q &= E_l \cdot E_l^* - E_r \cdot E_r^* \\ U &= E_l \cdot E_r^* + E_r \cdot E_l^* \\ V &= i(E_l \cdot E_r^* - E_r \cdot E_l^*) \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

où i représente la base des nombres complexes et l'astérisque le conjugué complexe du champ. Ces paramètres de Stokes ont la dimension d'une luminance.

Le vecteur de Stokes du rayonnement incident (I_i, Q_i, U_i, V_i) s'exprime donc en fonction des amplitudes des 2 composantes du champ incident ($E_{i,l}, E_{i,r}$) suivant les équations (III.3). Il en est de même pour le vecteur de Stokes du rayonnement émergent (I_d, Q_d, U_d, V_d) qui s'exprime en fonction des composantes ($E_{d,l}, E_{d,r}$). Les vecteurs de Stokes du rayonnement incident (I_i, Q_i, U_i, V_i) et du rayonnement émergent (I_d, Q_d, U_d, V_d) sont reliés l'un à l'autre par la matrice de diffusion qui s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} Id \\ Qd \\ Ud \\ Vd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P11 & P12 & P13 & P14 \\ P21 & P22 & P23 & P24 \\ P31 & P32 & P33 & P34 \\ P41 & P42 & P43 & P44 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} li \\ Qi \\ Ui \\ Vi \end{pmatrix} \quad (III.5)$$

Dans le cas le plus général, la matrice de diffusion contient 16 éléments P_{ij} , chacun d'entre eux dépend de deux angles (l'angle azimutal et l'angle zénithal de diffusion). Lorsqu'il est correctement normalisé (éq. I.2), le premier élément P_{11} de la matrice, est appelé " fonction de phase ".

Pour une seule particule, les 16 éléments P_{ij} ($i, j = 1, \dots, 4$) de la matrice de diffusion peuvent s'exprimer en fonction des éléments A_n ($n=1, \dots, 4$) de la matrice d'amplitude.

Lorsque nous considérons un ensemble de particules de tailles, formes, compositions et orientations variables, les éléments de la matrice de diffusion sont calculés en sommant sur toutes les particules. Dans de nombreux cas, ces sommations permettent une simplification de la matrice de diffusion car un certain nombre d'éléments qui la composent deviennent nuls :

(i) - Citons par exemple le cas des particules sphériques qui caractérisent certains aérosols ou particules nuageuses, pour lesquelles la matrice de diffusion, composée de seulement 4 éléments indépendants, s'écrit :

$$\begin{pmatrix} P11 & P12 & 0 & 0 \\ P12 & P11 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P33 & P34 \\ 0 & 0 & -P34 & P33 \end{pmatrix} \quad (III.6)$$

Les éléments P_{ij} dépendent du seul angle de diffusion Θ .

(ii) - Citons également le cas des particules aléatoirement orientées dans l'espace et présentant un plan de symétrie, telles que les particules prismatiques (cristaux de glace). Dans ce cas, la sommation (Σ) sur les différentes particules orientées aléatoirement implique qu'un certain nombre d'éléments P_{ij} s'annulent, et les éléments restant s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 P_{11} &= \frac{1}{2} \sum (A_1.A_1^* + A_2.A_2^* + A_3.A_3^* + A_4.A_4^*) \\
 P_{22} &= \frac{1}{2} \sum (A_1.A_1^* + A_2.A_2^* - A_3.A_3^* - A_4.A_4^*) \\
 P_{33} &= \frac{1}{2} \sum (A_1.A_2^* + A_2.A_1^* + A_3.A_4^* + A_4.A_3^*) \\
 P_{44} &= \frac{1}{2} \sum (A_1.A_2^* + A_1^*.A_2 - A_3.A_4^* - A_4.A_3^*) \\
 P_{12} &= \frac{1}{2} \sum (A_2.A_2^* - A_1.A_1^* - A_3.A_3^* + A_4.A_4^*) \\
 P_{34} &= \frac{1}{2} \sum (-A_2.A_1^* + A_1.A_2^* + A_3.A_4^* - A_4.A_3^*)
 \end{aligned} \tag{III.7a}$$

Le dernier élément P34 peut être simplifié car : $\sum (A_3.A_4^* - A_4.A_3^*) = 0$ (III.7b)

La matrice de diffusion est donc composée de 6 éléments indépendants :

$$\begin{pmatrix}
 P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\
 P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\
 0 & 0 & -P_{34} & P_{44}
 \end{pmatrix} \tag{III.7c}$$

Ces six éléments sont fonction de l'angle de diffusion Θ .

- La matrice de diffusion pour des particules orientées horizontalement dans l'espace et présentant un plan de symétrie possède, au plus, 8 éléments indépendants (voir Van de Hulst, 1981, p.48-50) :

$$\begin{pmatrix}
 P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\
 P_{21} & P_{22} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\
 0 & 0 & P_{43} & P_{44}
 \end{pmatrix} \tag{III.8}$$

- Van de Hulst (1981) a décrit les différentes propriétés de symétrie des particules et de leur milieu, qui permettent de simplifier cette matrice de diffusion. Les éléments des matrices de diffusion ont été calculés par divers auteurs et ce pour plusieurs types de particules non sphériques orientées aléatoirement dans l'espace. Par exemple Mischshenko (1994 ; 1995) a calculé les éléments P_{ij} se rapportant à des particules sphéroïdes (oblates - prolates) aléatoirement orientées dans l'espace. Takano et Liou (1989) ont calculé l'élément P11 de la

matrice de diffusion des particules simples prismatiques orientées horizontalement dans l'espace.

III.2.3. Le formalisme utilisé pour le " lidar "

La **matrice Q** (Chandrasekhar, 1960) est souvent utilisée par les lidaristes (Sassen 1979), puisqu'elle s'exprime directement en fonction des grandeurs mesurées par le lidar qui sont la luminance incidente polarisée linéairement $I_{i,l}$ et les luminances rétrodiffusées dans les directions parallèle $I_{d,l}$ et perpendiculaire $I_{d,r}$ au plan de diffusion.

Dans ce formalisme, une onde (E_l, E_r) est entièrement décrite par le vecteur (I, I_r, U, V) dont les composantes s'écrivent :

$$\begin{aligned} I_l &= E_l \cdot E_l^* \\ I_r &= E_r \cdot E_r^* \\ U &= E_l \cdot E_r^* + E_r \cdot E_l^* \\ V &= i(E_l \cdot E_r^* - E_r \cdot E_l^*) \end{aligned} \tag{III.9}$$

Les vecteurs des rayonnements incident ($I_{i,l}, I_{i,r}, U_i, V_i$) et diffusé par la particule ($I_{d,l}, I_{d,r}, U_d, V_d$) s'expriment donc en fonction des composantes des champs incidents ($E_{i,l}, E_{i,r}$) et diffusés ($E_{d,l}, E_{d,r}$) selon les équations (III.9), et ils sont reliés l'un à l'autre par la matrice de transfert (III.10) qui s'écrit :

$$\begin{pmatrix} I_{d,l} \\ I_{d,r} \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} & Q_{13} & Q_{14} \\ Q_{21} & Q_{22} & Q_{23} & Q_{24} \\ Q_{31} & Q_{32} & Q_{33} & Q_{34} \\ Q_{41} & Q_{42} & Q_{43} & Q_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{i,l} \\ I_{i,r} \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \tag{III.10}$$

Remarquons que dans le cas simplifié d'une matrice de diffusion composée de 6 éléments indépendants, des relations simples permettent de passer des éléments P_{ij} de la matrice de diffusion aux éléments Q_{ij} :

$$P_{11} = \frac{1}{2}(Q_{11} + 2Q_{12} + Q_{22})$$

$$P_{22} = \frac{1}{2}(Q_{11} - 2Q_{12} + Q_{22})$$

$$P_{33} = Q_{33}$$

$$P_{44} = Q_{44}$$

$$P_{12} = \frac{1}{2}(Q_{11} - Q_{22})$$

(III.11)

$$P_{34} = Q_{34}$$

Les éléments P_{ij} et Q_{ij} dépendent du seul angle de diffusion Θ .

III.3. Cas des particules prismatiques orientées aléatoirement dans l'espace.

La détermination des paramètres P_{ij} se fait en deux étapes, en effet le rayonnement diffusé par une particule est issu de deux processus distincts. Une partie de la " diffusion " est en fait de la diffraction, et il faut calculer cette contribution avec la théorie de Fraunhofer, et l'autre partie du rayonnement diffusé suit les lois classiques de l'optique géométrique, nous déterminerons cette contribution à l'aide d'une méthode de calcul dite de " lancer de rayons " (ou ray-tracing).

Rappelons que dans le cas des particules aléatoirement orientées dans l'espace présentant un plan de symétrie, les différents éléments de la matrice de diffusion dépendent de l'angle de diffusion $P_{ij}(\Theta)$, dans la suite de ce chapitre nous omettrons le symbole (Θ) afin d'alléger l'écriture.

III.3.1. Description

La matrice de diffusion associée aux particules orientées aléatoirement dans l'espace et présentant un plan de symétrie est constituée de 6 éléments indépendants (Eq. III.7c). Nous présentons dans ce paragraphe l'étude de la diffusion par une particule simple présentant ces caractéristiques, il s'agit d'un monocristal à base hexagonale dont les dimensions sont décrites par 2 paramètres (Figure III.2):

- le rayon R_V d'une sphère de volume équivalent à celui du cristal.
- le facteur de forme $Q = L/2R$, où L est la longueur du cristal et R la longueur d'un côté de la base hexagonale.

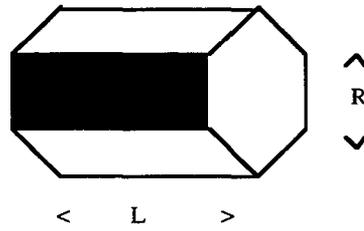


Figure III.2

Si E_0 représente l'amplitude de l'onde incidente, les 2 composantes du champ électrique (E_l , E_r) exprimées par rapport au plan de diffusion (Figure III.1) s'écrivent, de manière générale :

$$E_l = E_0 \cos \alpha_0 \exp(-i\phi_l) \quad (\text{III.12})$$

$$E_r = E_0 \sin \alpha_0 \exp(-i\phi_r)$$

où α_0 est l'angle de polarisation, ϕ_l et ϕ_r représentent les phases à l'origine pour ces deux directions de polarisation.

En considérant les expressions générales des composantes du champ données ci-dessus, les paramètres de Stokes (Eq. III.4) s'écrivent :

$$\begin{aligned} I &= E_0^2 \\ Q &= E_0^2 \cos 2\alpha_0 \\ U &= E_0^2 \sin 2\alpha_0 \cos \delta_0 \\ V &= E_0^2 \sin 2\alpha_0 \sin \delta_0 \end{aligned} \quad (\text{III.13})$$

où δ_0 représente le déphasage ($\phi_l - \phi_r$) entre les 2 composantes du champ.

III.3.2. La diffraction.

L'état de polarisation d'un rayonnement incident ($E_{i,l}$, $E_{i,r}$) n'est pas modifié lorsque celui-ci est diffracté par la particule : la diffraction conserve l'état de polarisation. Un rayonnement diffracté selon Fraunhofer ($E_{d,l}^{df}$, $E_{d,r}^{df}$) s'écrit donc en fonction du rayonnement incident ($E_{i,l}$, $E_{i,r}$) de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{d,l}^{df} \\ E_{d,r}^{df} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K & 0 \\ 0 & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i,l} \\ E_{i,r} \end{pmatrix} \quad (\text{III.14})$$

En identifiant cette matrice de diffusion à celle " d'amplitude " (III.3), nous obtenons les équivalences suivantes :

$$\begin{aligned} A_{2}^{df} &= A_{1}^{df} = K \\ A_{3}^{df} &= A_{4}^{df} = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

En sommant sur toutes les particules aléatoirement orientées dans l'espace, nous pouvons exprimer cette contribution de la diffraction dans le formalisme de la matrice de diffusion à l'aide des équations (III.7a), nous obtenons :

$$\begin{aligned} P_{11}^{df} &= P_{22}^{df} = P_{33}^{df} = P_{44}^{df} = \sum \frac{K^2}{2} \\ P_{12}^{df} &= P_{34}^{df} = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

En effet, seuls les paramètres P_{ij} diagonaux (P_{11} , P_{22} , P_{33} , P_{44}) sont affectés par les phénomènes de diffraction, la contribution de la diffraction aux termes non diagonaux étant nulle.

III.3.3. La méthode du lancer de rayons - (Ray-Tracing)

Afin de déterminer les différents éléments de la matrice de diffusion, nous avons utilisé la méthode du lancer de rayons. Cette méthode consiste à envoyer un nombre important de photons de polarisation déterminée sur la particule diffusante, dont l'orientation relative à la direction d'incidence est variable afin de simuler une orientation aléatoire pour la particule. Les directions des réflexions et des réfractions du photon lors de son parcours dans le cristal ainsi que les intensités polarisées réfléchies et transmises sont calculées à l'aide des lois classiques de l'optique géométrique (Lois de Snell-Descartes et de Fresnel). Lorsque l'état de polarisation du champ incident est bien choisi il peut permettre de déterminer directement l'un ou plusieurs des éléments de la matrice de diffusion. Dans la suite de ce paragraphe nous allons détailler comment chacun des éléments de la matrice de diffusion a pu être obtenu.

Notons que toutes les équations faisant intervenir les éléments P_{ij} de la matrice de diffusion font appel à des sommations sur l'ensemble des particules aléatoirement orientées dans l'espace. Ces sommations sont implicites dans la suite de ce chapitre, elles seront simplement rappelées dans les équations finales donnant chacun des éléments P_{ij} par le symbole " $\langle \rangle$ ".

III.3.3.a. Lumière naturelle : détermination de $P_{11}(\Theta)$ et $P_{12}(\Theta)$.

Lorsque le rayonnement incident ($E_{i,l}$, $E_{i,r}$) n'est pas polarisé il s'agit d'une lumière naturelle, l'angle de polarisation α_0 est aléatoire. Les paramètres de Stokes de l'onde incidente s'écrivent d'après les équations (III.11) :

$$\begin{aligned}
 I_i &= E_0^2 \\
 Q_i &= 0 \\
 U_i &= 0 \\
 V_i &= 0
 \end{aligned}
 \tag{III.17}$$

Le calcul du vecteur de Stokes (I_d, Q_d, U_d, V_d) du rayonnement diffusé ($E_{d,l}, E_{d,r}$) à partir du vecteur de de Stokes du rayonnement incident (III.17), et de la matrice de diffusion (III.7c), montre qu'il suffit de deux paramètres de la matrice (P_{11} et P_{12}) pour décrire le champ diffusé :

$$\begin{aligned} I_d = P_{11}.I_i & \Rightarrow P_{11} = \frac{I_d}{I_i} & (III.18) \\ Q_d = P_{12}.I_i & \Rightarrow \frac{P_{12}}{P_{11}} = \frac{Q_d}{I_d} = \cos(2\alpha_0) \end{aligned}$$

D'où :

$$P_{11} = \frac{\langle E_{d,l}^2 \rangle + \langle E_{d,r}^2 \rangle}{\langle E_{i,l}^2 \rangle + \langle E_{i,r}^2 \rangle} \quad (III.19)$$

$$\frac{P_{12}}{P_{11}} = \frac{\langle E_{d,l}^2 \rangle - \langle E_{d,r}^2 \rangle}{\langle E_{d,l}^2 \rangle + \langle E_{d,r}^2 \rangle}$$

La fonction de diffusion P_{11} est normalisée suivant la convention usuelle (éq. I.2), et $\frac{P_{12}}{P_{11}}$ est appelé le "degré de dépolarisation linéaire".

III.3.3.b. Lumière polarisée circulairement : détermination de $P_{34}(\Theta)$ et $P_{44}(\Theta)$

Quand le champ incident ($E_{i,l}, E_{i,r}$) est polarisé circulairement, ses deux composantes sont de même amplitude (ce qui implique de prendre $\alpha_0 = \pi/4$), et les deux composantes sont déphasées de $\delta_0 = \pi/2$. Cette onde incidente ($E_{i,l}, E_{i,r}$) s'écrit donc :

$$\begin{aligned} E_{i,l} &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} & (III.20) \\ E_{i,r} &= j \frac{E_0}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Et les paramètres de Stokes correspondant à ce champ s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 I_i &= E_0^2 \\
 Q_i &= 0 \\
 U_i &= 0 \\
 V_i &= E_0^2
 \end{aligned}
 \tag{III.21}$$

Le champ résultant de la diffusion par le cristal s'exprime en fonction de 4 des 6 paramètres P_{ij} :

$$\begin{aligned}
 I_d &= P_{11} \cdot I_i \\
 Q_d &= P_{12} \cdot I_i \\
 U_d &= P_{34} \cdot V_i = P_{34} \cdot I_i \\
 V_d &= P_{44} \cdot V_i = P_{44} \cdot I_i
 \end{aligned}
 \tag{III.22}$$

Le " degré de polarisation circulaire " $\frac{P_{44}}{P_{11}}$ s'écrit :

$$\frac{P_{44}}{P_{11}} = \frac{\langle V_d \rangle}{\langle I_d \rangle} = \frac{\langle E_{d,l} \cdot E_{d,r}^* - E_{d,r} \cdot E_{d,l}^* \rangle}{\langle E_{d,l}^2 \rangle + \langle E_{d,r}^2 \rangle}
 \tag{III.23}$$

Nous avons également accès au paramètre $\frac{P_{34}}{P_{11}}$:

$$\frac{P_{34}}{P_{11}} = \frac{\langle U_d \rangle}{\langle I_d \rangle} = \frac{i \langle E_{d,l} \cdot E_{d,r}^* + E_{d,r} \cdot E_{d,l}^* \rangle}{\langle E_{d,l}^2 \rangle + \langle E_{d,r}^2 \rangle}
 \tag{III.24}$$

III.3.3.c. Lumière polarisée rectilignement dans une direction : détermination de $P_{33}(\Theta)$

Lorsque la lumière incidente est polarisée rectilignement l'angle de polarisation α_0 est fixe et constant, nous prendrons arbitrairement la valeur $\alpha_0 = \pi/4$, et le déphasage entre les deux composantes du champ est nul.

Les paramètres de Stokes du champ incident s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 I_i &= E_0^2 \\
 Q_i &= 0 \\
 U_i &= E_0^2 \\
 V_i &= 0
 \end{aligned}
 \tag{III.25}$$

Et le champ diffusé par la particule s'exprime en fonction de 4 paramètres P_{ij} :

$$\begin{aligned}
 I_d &= P_{11}.I_i \\
 Q_d &= P_{12}.I_i \\
 U_d &= P_{33}.U_i = P_{33}.I_i \\
 V_d &= -P_{34}.U_i = -P_{34}.I_i
 \end{aligned}
 \tag{III.26}$$

Le paramètre $\frac{P_{33}}{P_{11}}$ peut être déduit des équations ci-dessus :

$$\frac{P_{33}}{P_{11}} = \frac{\langle U_d \rangle}{\langle I_d \rangle} = \frac{\langle E_{d,l}.E_{d,r}^* + E_{d,r}.E_{d,l}^* \rangle}{\langle E_{d,l}^2 \rangle + \langle E_{d,r}^2 \rangle}
 \tag{III.27}$$

III.3.3.d. Lumière polarisée rectilignement dans deux directions : détermination de $P_{22}(\Theta)$

Soient deux ondes en phase ($\delta_0 = 0$), polarisées linéairement dans deux directions différentes (1 et 2) symétriques par rapport à la direction $\pi/4$, leurs composantes s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 E_{l,i}^1 &= \frac{\sqrt{3}}{2} E_0 & E_{r,i}^1 &= \frac{1}{2} E_0 & \alpha_{10}^1 &= \pi/6 \\
 E_{l,i}^2 &= \frac{1}{2} E_0 & E_{r,i}^2 &= \frac{\sqrt{3}}{2} E_0 & \alpha_{20}^2 &= \pi/3
 \end{aligned}
 \tag{III.28}$$

Les paramètres de Stokes du champ incident s'écriront :

$$\begin{aligned}
 I^1_i &= E_0^2 & I^2_i &= E_0^2 \\
 Q^1_i &= \frac{1}{2}E_0^2 & Q^2_i &= -\frac{1}{2}E_0^2 \\
 U^1_i &= \frac{\sqrt{3}}{2}E_0^2 & U^2_i &= \frac{\sqrt{3}}{2}E_0^2 \\
 V^1_i &= 0 & V^2_i &= 0
 \end{aligned} \tag{III.29}$$

Et le champ diffusé s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 I^1_d &= P_{11}.I^1_i + P_{12}.Q^1_i = P_{11}.E_0^2 + P_{12}.E_0^2/2 \\
 Q^1_d &= P_{12}.I^1_i + P_{22}.Q^1_i = P_{12}.E_0^2 + P_{22}.E_0^2/2 \\
 U^1_d &= P_{33}.U^1_i \\
 V^1_d &= -P_{34}.U^1_i
 \end{aligned} \tag{III.30}$$

$$\begin{aligned}
 I^2_d &= P_{11}.I^2_i + P_{12}.Q^2_i = P_{11}.E_0^2 - P_{12}.E_0^2/2 \\
 Q^2_d &= P_{12}.I^2_i + P_{22}.Q^2_i = P_{12}.E_0^2 - P_{22}.E_0^2/2 \\
 U^2_d &= P_{33}.U^2_i \\
 V^2_d &= -P_{34}.U^2_i
 \end{aligned} \tag{III.31}$$

Nous pouvons maintenant déterminer le dernier paramètre $\frac{P_{22}}{P_{11}}$ avec les équations (III.30) et

(III.31) :

$$I^1_d + I^2_d = 2.P_{11}.E_0^2 \tag{III.32}$$

$$Q^1_d - Q^2_d = P_{22}.E_0^2$$

$$\Rightarrow \frac{P_{22}}{P_{11}} = 2 \frac{\langle Q^1_d \rangle - \langle Q^2_d \rangle}{\langle I^1_d \rangle - \langle I^2_d \rangle} = 2 \frac{\left(\langle E_{d,l}^1 \rangle^2 - \langle E_{d,r}^1 \rangle^2 \right) - \left(\langle E_{d,l}^2 \rangle^2 - \langle E_{d,r}^2 \rangle^2 \right)}{\left(\langle E_{d,l}^1 \rangle^2 + \langle E_{d,r}^1 \rangle^2 \right) + \left(\langle E_{d,l}^2 \rangle^2 + \langle E_{d,r}^2 \rangle^2 \right)} \tag{III.33}$$

III.3.4. Conclusion

Les 6 paramètres P_{ij} sont déterminés par des calculs de ray-tracing et de diffraction. Ils sont indépendants du référentiel du plan d'incidence. Nous avons calculé les éléments P_{ij} des particules suivantes :

- des plaquettes hexagonales de facteur de forme $Q = 0.05$ aux longueurs d'onde $\lambda = 864$ nm et $\lambda = 443$ nm, pour un rayon de sphère de volume équivalent à celui du cristal valant $R_V = 20 \mu\text{m}$.
- des plaquettes hexagonales de facteur de forme $Q = 0.1$ à la longueur d'onde $\lambda = 864$ nm, pour un rayon $R_V = 20 \mu\text{m}$.
- des particules à base hexagonale de facteur de $Q = 1$, (forme la plus compacte) de rayon $R_V = 20 \mu\text{m}$, à la longueur d'onde $\lambda = 864$ nm.
- des colonnes hexagonales de facteur de forme $Q = 2.5$, de rayons $R_V = 20 \mu\text{m}$, $R_V = 87.5 \mu\text{m}$ et $R_V = 175 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda = 864$ nm.

Nous avons également considéré les polycristaux, qui sont des particules de formes complexes présentées sur le schéma III.2. Ce sont des " triadic Koch-fractals " de seconde génération aléatoirement orientés dans l'espace (Macke et al, 1996), construits en introduisant des tétraèdres sur chaque face du tétraèdre de génération précédente. Ces particules ont été choisies pour remplacer les particules sphériques dans la ré-analyse des données ISCCP concernant les cirrus (Mischenko et al, 1996). Ce choix est essentiellement dû au fait que ces cristaux ont un faible facteur d'asymétrie ($g=0.7$) cohérent avec les résultats obtenus lors de la campagne FIRE II (Wielicki et al 1990, Stephens et al 1990). Les éléments P_{ij} de ces cristaux ont été calculés par A. Macke avec la méthode du lancer de rayons, complétée par un calcul de diffraction. Dans le domaine des longueurs d'ondes visibles, la glace est très peu absorbante, et seul le calcul de diffraction est dépendant de la taille de la particule. Pour ISCCP, la distribution en taille des particules suit une loi de Junge (Lenoble, 1993) de rayon effectif $r_{\text{eff}}=30 \mu\text{m}$, et de variance effective $\sqrt{v_{\text{eff}}}=0.1$. Nous avons utilisé les éléments P_{ij} correspondant à ces particules dans nos simulations.

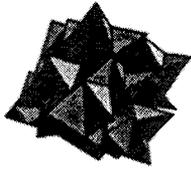


Schéma III.2 : Particule polycristalline.

Le facteur d'asymétrie g caractérise la diffusion par une particule (équation I.3), il vaut 1 lorsque la particule diffuse entièrement le rayonnement vers l'avant, et -1 lorsque celle-ci diffuse entièrement le rayonnement vers l'arrière. Le tableau suivant donne les valeurs des facteurs d'asymétrie pour les cristaux que nous avons considérés :

	Plaquettes Q=0.05	Plaquettes Q=0.1	Q=1	Colonnes Q=2.5	Polycristaux
g	0.94	0.91	0.80	0.85	0.70

Tableau III.2 : Facteur d'asymétrie de particules prismatiques

La figure III.3 montre les paramètres de la matrice de diffusion calculés pour les cinq types de particules prismatiques que nous avons considérés. Globalement, les éléments P_{ij} associés aux particules polycristallines ont des comportements nettement plus lisses que ceux des cristaux de formes simples.

La fonction de diffusion P_{11} des colonnes hexagonales présentent une inversion plus marquée que les autres types de particules au niveau du halo situé aux angles de diffusion proche de 22° . En rétrodiffusion, ce coefficient P_{11} présente un léger pic, nettement marqué pour les particules hexagonales simples (plaquettes, colonnes), mais presque inexistant pour les particules polycristallines. Il est difficile de déterminer si ce pic est réellement un phénomène physique observable, ou bien s'il s'agit d'un biais induit par la méthode de calcul du lancer de rayons. Cependant il est important de connaître la réelle confiance à accorder à ce pic, car il s'agit des angles de diffusion observés par le lidar.

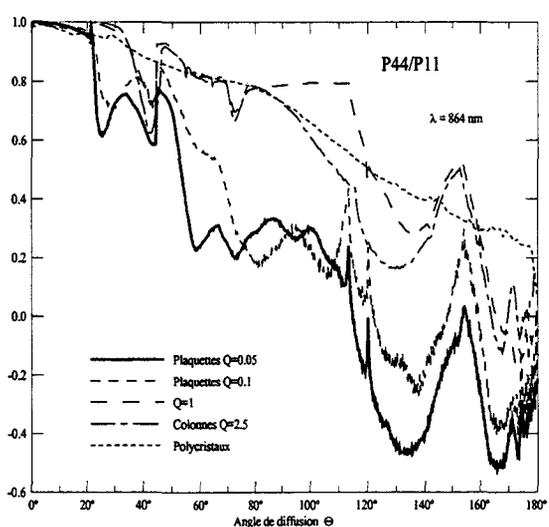
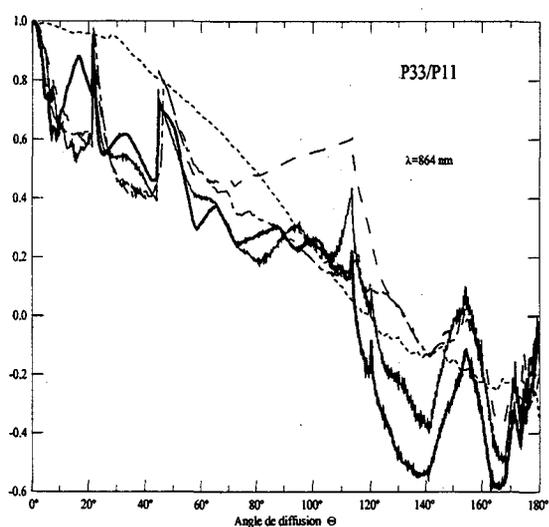
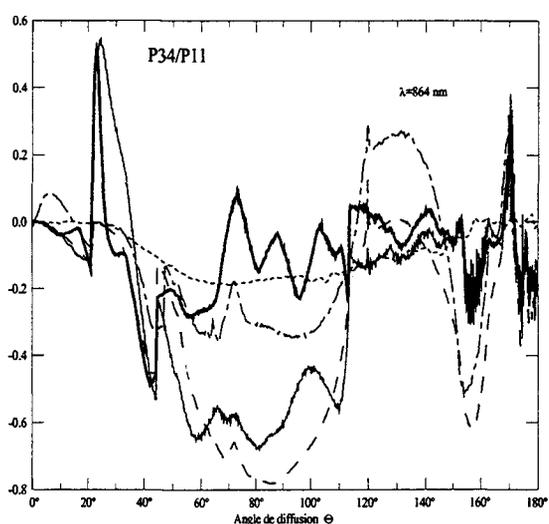
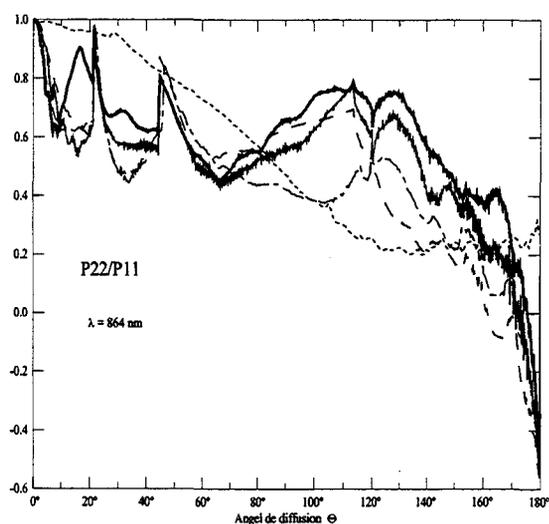
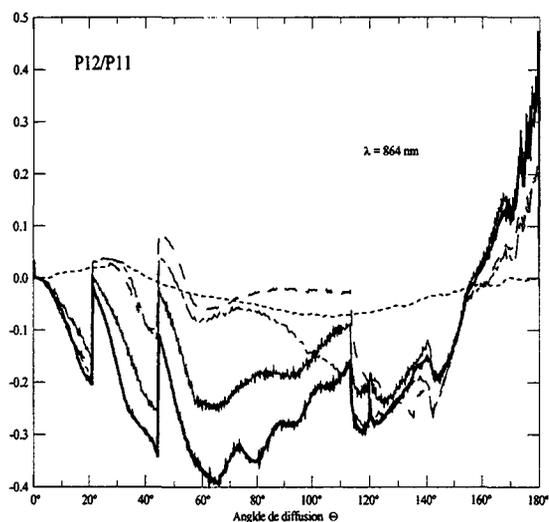
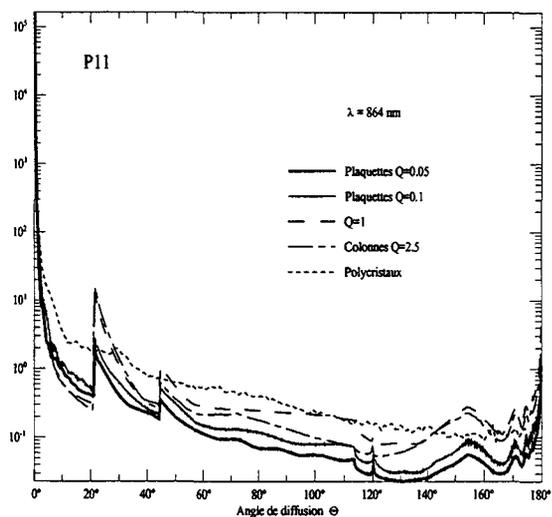


Figure III.3 : Les 6 éléments de la matrice de diffusion pour des cristaux prismatiques aléatoirement orientés dans l'espace.

Le deuxième paramètre P_{12} est primordial pour les calculs de polarisation, et il montre que les plaquettes ont un comportement différent des autres particules pour des angles de diffusion compris entre 90° et 110° . En effet la pente de P_{12} correspondant à des plaquettes hexagonales ($Q=0.05$ et $Q=0.1$) est positive tandis que celle correspondant aux colonnes et polycristaux sont négatives, une mesure de la polarisation à ces angles de diffusion devrait pouvoir permettre la discrimination entre ces types de particules. De plus cet élément est nul en rétrodiffusion ($P_{12}(\pi) = 0$), ce qui permettra de simplifier la modélisation de la dépolarisation lidar.

Nous retrouvons le pic de diffraction aux angles de diffusion proches de 0° , pour les quatre éléments diagonaux P_{11} , P_{22} , P_{33} , P_{44} .

La figure III.4 illustre la sensibilité de la fonction de diffusion P_{11} à la taille de la particule:

- Dans la mesure où l'indice d'extinction du milieu constituant la particule (ici la glace) est très faible, la taille ne joue aucun rôle dans les calculs de lancer de rayons puisqu'ils sont fondés sur les relations d'optique géométrique (coefficients de Fresnel) uniquement liées à la forme de la particule.

- Par contre la quantité d'énergie diffractée (Fraunhofer) est directement reliée à la taille de la particule. L'énergie diffractée est considérable puisqu'elle représente la moitié de l'énergie totale transmise. Le pic de diffraction situé aux angles de diffusion compris entre 0° et 15° contient l'essentiel de l'énergie diffractée, cependant la normalisation de la fonction de phase répercute l'énergie diffractée aux autres angles de diffusion.

La figure III.4 montre que les éléments de la matrice de diffusion sont peu modifiés lorsque la dimension de la particule est multipliée par deux. La taille de la particule doit donc être très fortement modifiée pour que ce changement ait un réel impact sur la fonction de diffusion.

La figure III.5 illustre la variation spectrale des éléments P_{ij} dans le domaine visible. Les différents paramètres varient peu lorsque la longueur d'onde passe de 443 à 864 nm.

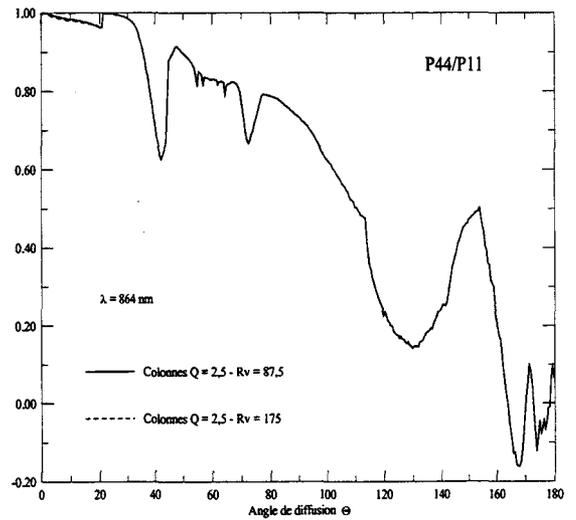
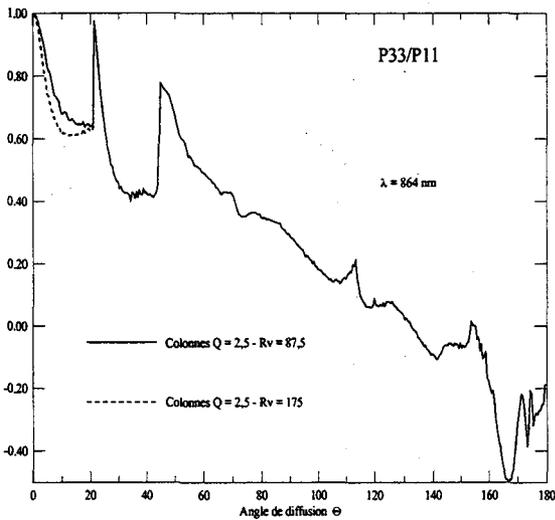
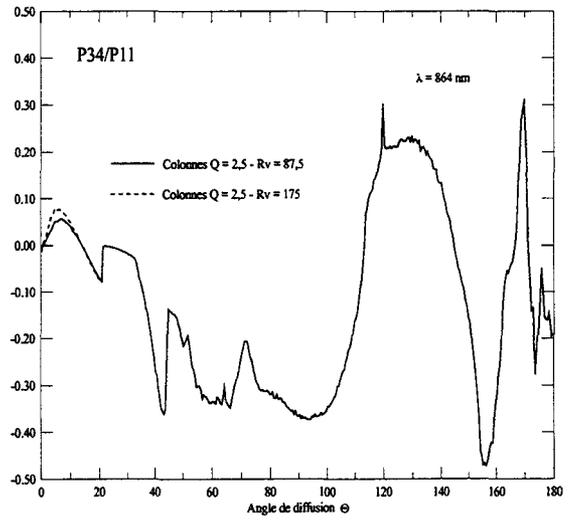
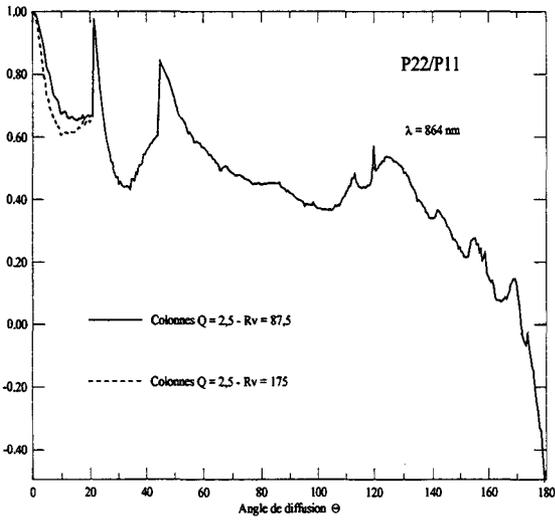
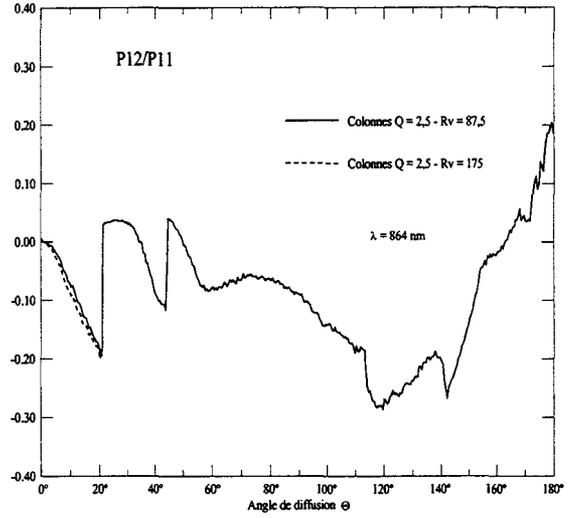
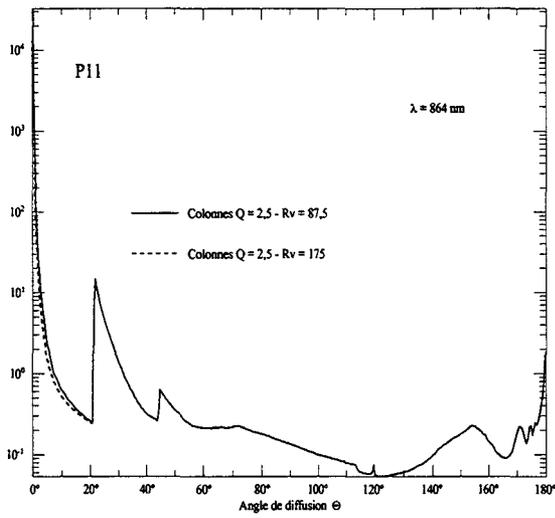


Figure III.4 : Les 6 éléments de la matrice de diffusion pour des cristaux colonnes ($Q=2.5$) de dimensions différentes.

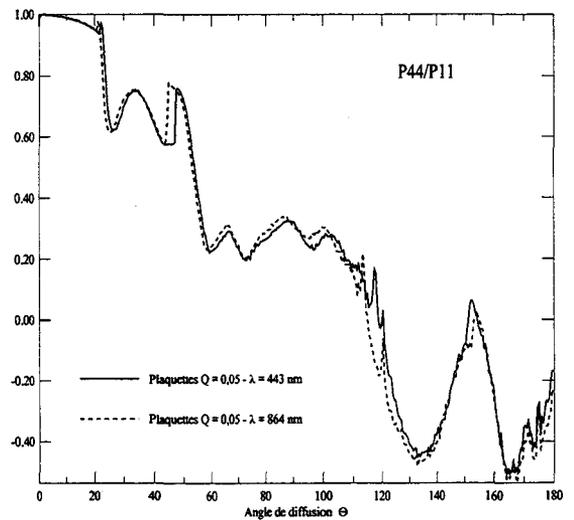
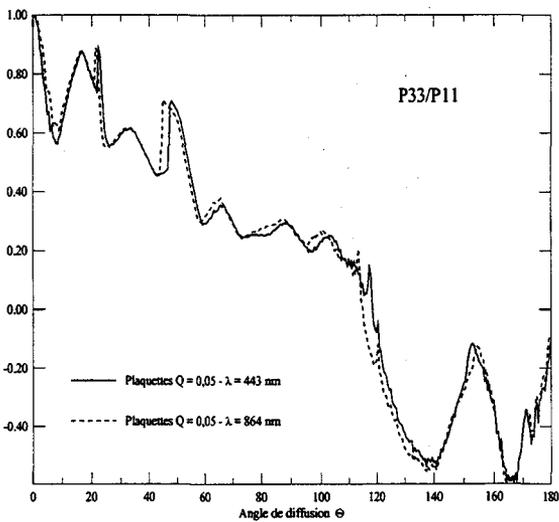
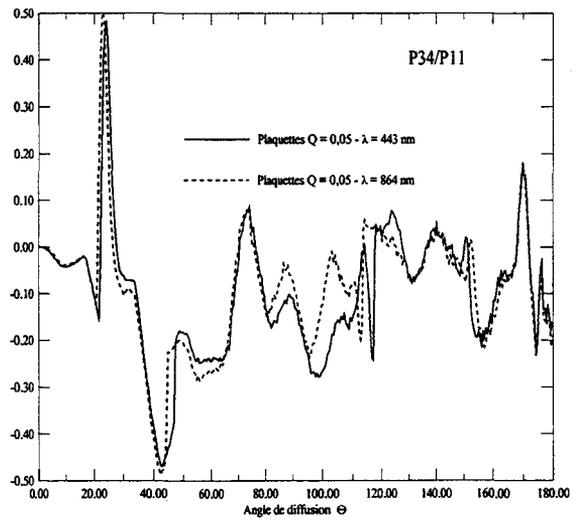
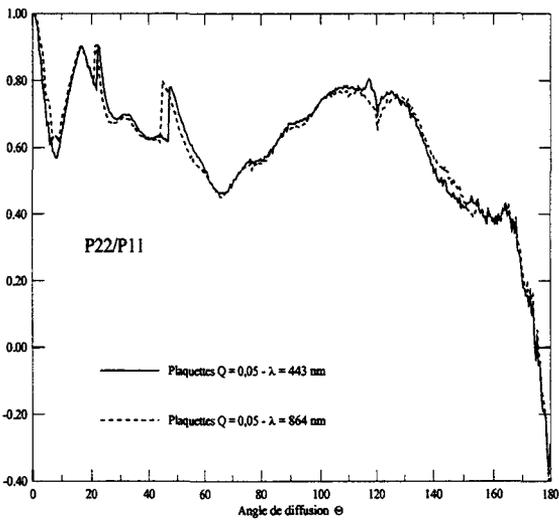
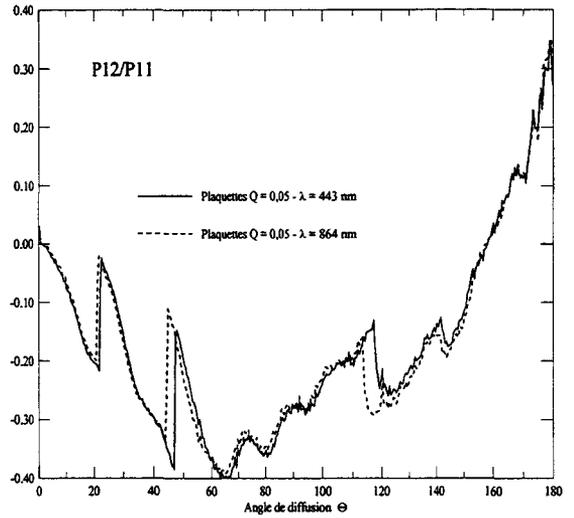
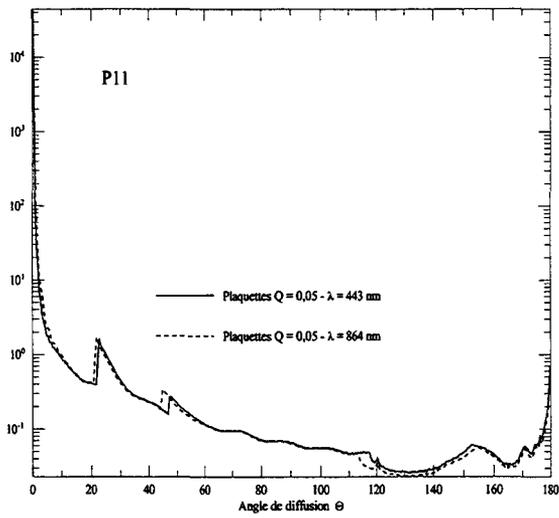


Figure III.5 : Les 6 éléments de la matrice de diffusion pour des plaquettes ($Q = 0,05$) à deux longueurs d'ondes différentes (443 nm et 864 nm)

III.4. Cas des particules prismatiques orientées horizontalement dans l'espace.

La matrice de diffusion, correspondant à des particules présentant un plan de symétrie et orientées horizontalement dans l'espace, est constituée de 8 éléments indépendants (éq. III.8) au plus. La géométrie du problème est modifiée par cette orientation préférentielle, et les paramètres P_{ij} de la matrice de diffusion dépendent maintenant de la direction du rayonnement incident $P_{2Dij}(\theta_S, \phi_S, \theta_V, \phi_V)$. θ_S et ϕ_S sont respectivement l'angle azimutal et zénithal solaire, et θ_V et ϕ_V sont l'angle azimutal et zénithal de visée ou d'observation. Afin de simuler une situation plus réaliste, nous avons supposé que la particule oscillait légèrement avec une amplitude variable allant de $\pm 5^\circ$ à $\pm 15^\circ$ autour de la position horizontale. J.G. Shanks et al (1995) et Lynch et al (1994) affirment que seuls les cristaux de taille moyenne peuvent adopter des orientations préférentielles, les trop grands cristaux tombent tellement rapidement que les turbulences rendent leur orientation aléatoire, les petits cristaux sont trop légers pour être orientés préférentiellement. Cette modélisation est donc bien adaptée aux cristaux de tailles moyennes.

La détermination des éléments de la matrice de diffusion se fait suivant les mêmes étapes de calcul que dans le cas des particules orientées aléatoirement dans l'espace, nous distinguons la contribution des phénomènes de diffraction de celle des diffusions suivant les lois de l'optique géométrique. La fonction de diffusion obtenue par ce calcul pour des plaquettes hexagonales orientées horizontalement dans l'espace dépend essentiellement de deux paramètres, le facteur de forme de la particule et l'amplitude des oscillations par rapport à l'horizontale. Dans le cas d'une plaquette infiniment fine et parfaitement horizontale, le rayonnement est diffusé dans seulement deux directions, qui sont la diffraction et diffusion vers l'avant (à travers deux faces parallèles) et la réflexion spéculaire ($\theta_S = \theta_V$). Lorsque la plaquette est plus épaisse, une partie des photons est diffusée par les bords de la plaquette dans des directions nouvelles, et lorsque la particule oscille, d'autres photons sont diffusés dans d'autres directions. Les deux directions privilégiées de la réflexion spéculaire et de la

diffusion (et diffraction) vers l'avant restent les pics les plus marqués, mais ils sont d'autant moins intenses et plus étalés que la plaquette est épaisse et oscille avec une amplitude importante.

Les figures III.6.a et III.6.b représentent, dans le cas d'un angle solaire zénithal $\theta_S = 38^\circ$, la fonction de diffusion vers le haut (a) et vers le bas (b) de plaquettes dont le facteur de forme est égal à 0.05 et qui oscillent de $\pm 15^\circ$ par rapport à l'horizontale.

Nous ne disposons pas des autres éléments de la matrice de diffusion, et nous ne pourrions donc pas étudier le comportement de ce type de particules en polarisation.

III.5. Conclusion

Les éléments de la matrice de diffusion P_{ij} correspondant à plusieurs types de particules orientées aléatoirement dans l'espace ont été étudiés. Ils présentent des allures comparables les unes aux autres avec des inversions plus ou moins marquées au niveau du halo ($\Theta = 20^\circ$) et de la rétrodiffusion ($\Theta = 180^\circ$). Une détermination fiable des valeurs de la fonction de diffusion aux angles proches de 180° est très difficile à obtenir, et cette incertitude constitue un obstacle non négligeable pour une bonne interprétation des mesures lidar à l'aide de ces modèles.

Le coefficient P_{12} présente des allures différentes selon le type de particules pour les angles de diffusions situés entre 80° et 110° , qui sont des angles observés par l'instrument POLDER. La mesure de la polarisation à ces angles de diffusion pourra donc permettre la discrimination d'un type de particules plutôt qu'un autre.

L'étude de la fonction de diffusion $P_{2D11}(\theta_S, \phi_S, \theta_V, \phi_V)$ des plaquettes orientées horizontalement dans l'espace, avec une légère oscillation par rapport à l'horizontale, montre que ce type de particule diffuse le rayonnement dans deux directions privilégiées qui sont la diffusion/diffraction vers l'avant, et la réflexion spéculaire. De plus, la matrice de diffusion de ce type de particules est différente de celle des particules orientées aléatoirement dans l'espace. Elle est constituée de 8 éléments au plus (Van de Hulst, 1981), alors que la matrice de diffusion

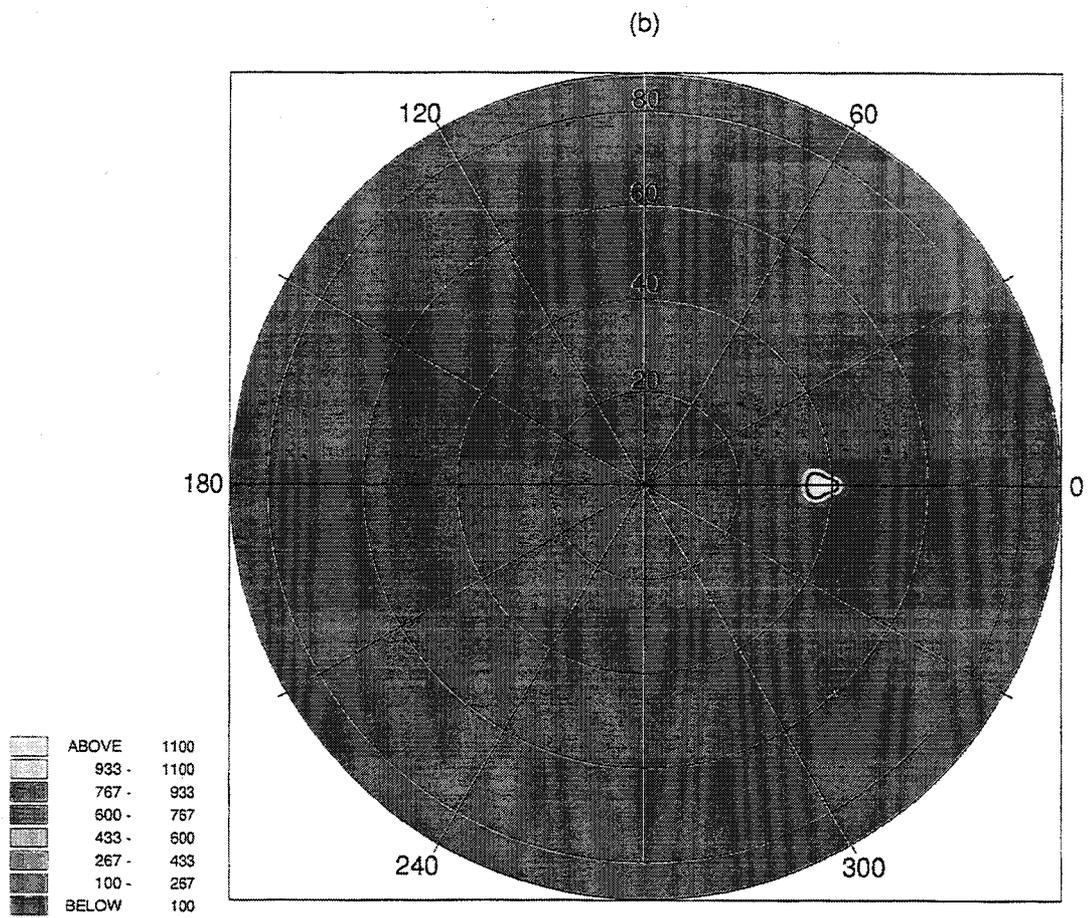
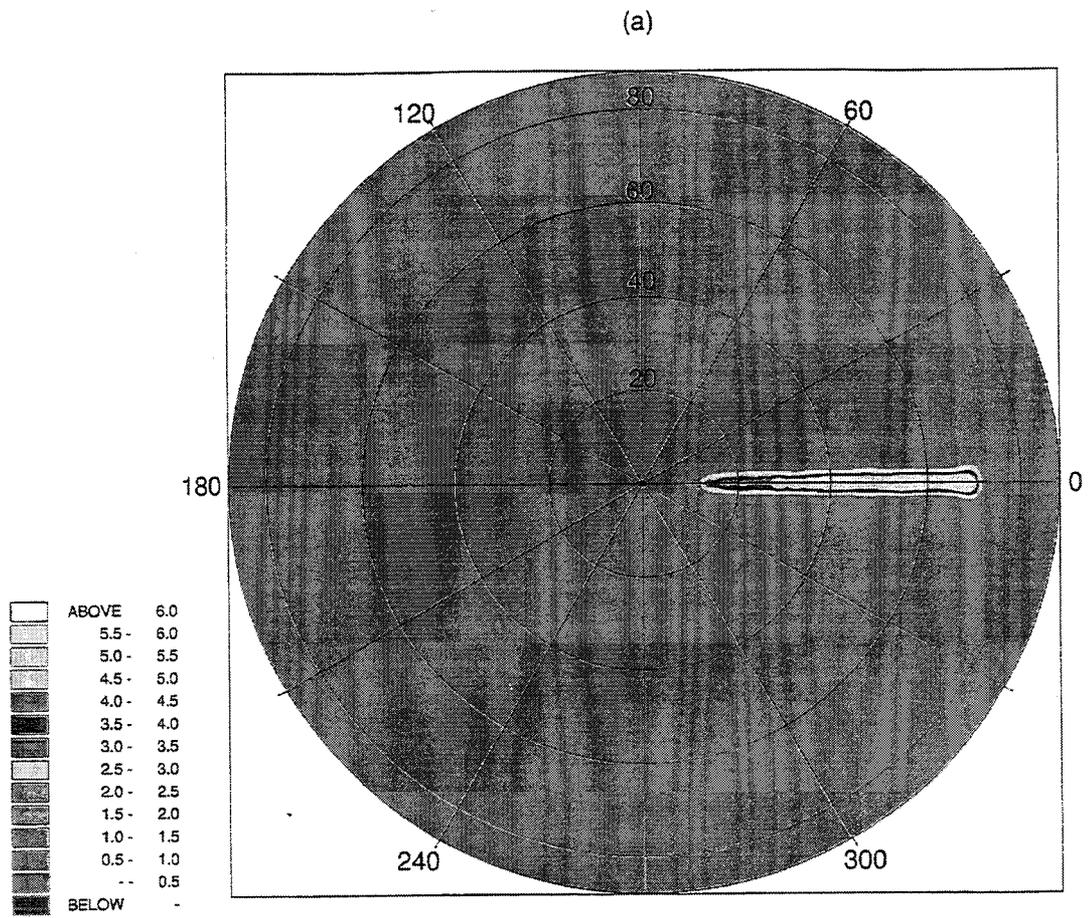


Figure III.6.a, b : Fonction de diffusion des plaquettes orientées horizontalement.

(a) rayonnement diffusé vers le haut, (b) rayonnement diffusé vers le bas.

des particules hexagonales aléatoirement orientées dans l'espace est composée de 6 éléments indépendants. Cette propriété rend l'étude de la polarisation pour ces particules nettement plus complexe que dans le cas des particules orientées aléatoirement dans l'espace. Bien que la méthode du ray-tracing permette, en principe, le calcul de tous les éléments de la matrice de diffusion, le problème se reportera sur le code de transfert radiatif qui n'est pas adapté à de telles matrices de diffusion. Pour les cristaux ayant une orientation préférentielle dans le plan horizontal, nous nous sommes donc limité à l'étude des intensités diffusées.

Chapitre IV :

Modélisation des propriétés radiatives

IV.1. Introduction

Afin de modéliser l'atmosphère de la manière la plus réaliste possible, il faut prendre en compte les différents éléments qui la composent : les molécules, les aérosols, les nuages, ainsi que la nature du sol. Les propriétés optiques de ces divers composants sont intégrées dans un code de transfert radiatif qui permet de calculer leur contribution à la diffusion et à l'absorption atmosphérique, ainsi que les interactions entre les différents composants. Nous nous limiterons au seul cas des courtes longueurs d'ondes ($0.3 - 3 \mu\text{m}$) qui correspond au domaine spectral de l'instrument POLDER, ainsi qu'à celui des pyranomètres utilisés pendant la campagne EUCREX'94. Il existe de nombreux codes fondés sur des méthodes de calcul très diverses. Nous avons utilisé deux types de codes dans notre étude : le code " adding-doubling ", et le code des " ordres successifs de diffusions ". Les résultats obtenus par ces deux méthodes de calcul sont tout à fait identiques dans des cas simples où l'atmosphère est constituée de molécules et de nuages composés de particules sphériques.

Le code "adding-doubling " a été utilisé pour calculer l'intensité et la polarisation du rayonnement émergent au sommet d'une atmosphère constituée de molécules, d'aérosols, et d'un nuage de haute altitude composé de particules aléatoirement orientées dans l'espace, qu'il s'agisse de cristaux sphériques ou prismatiques.

Le code des " ordres successifs de diffusion " était initialement prévu pour calculer l'intensité du rayonnement émergent au sommet de l'atmosphère, celle-ci étant constituée d'aérosols, de molécules, et d'un nuage exclusivement composé de particules sphériques. Nous avons modifié ce code pour permettre un calcul approximé du rayonnement émergent dans le cas où le nuage est constitué de cristaux hexagonaux horizontalement orientés dans l'espace.

Après avoir effectué une comparaison entre ces deux codes pour des cas tests de façon à s'assurer de leur cohérence, nous les avons utilisés simultanément, en modifiant la microphysique du cirrus (la taille, la forme, et l'orientation des cristaux). Une étude de sensibilité

nous permettra d'estimer si ces paramètres microphysiques ont un réel impact à l'échelle du bilan radiatif.

IV.2. Code de transfert radiatif : adding doubling.

Le code d'adding-doubling dont nous disposons a été développé par l'équipe de l'Université Libre d'Amsterdam (De Haan, 1986). Il était initialement dédié à l'étude des aérosols de forme sphérique et sphéroïdale. Cependant, il a pu être utilisé dans le cas des particules non sphériques aléatoirement orientées dans l'espace, en prenant en compte les 6 éléments indépendants de leur matrice de diffusion. La grande taille de ce type de cristaux confère aux paramètres de Stokes des pics de diffraction importants qui ont du être tronqués pour pouvoir être introduits dans le code.

La méthode de calcul " adding-doubling " est rapide, et le code dont nous disposons présente un avantage conséquent, il est capable de calculer l'état de polarisation du rayonnement émergent.

La méthode dite d'adding-doubling consiste à découper l'atmosphère en couches parallèles homogènes décrites par des paramètres optiques différents, puis à diviser chacune de ces couches homogènes en sous couches jusqu'à obtenir des couches d'épaisseurs optiques suffisamment faibles pour pouvoir leur appliquer l'approximation de diffusion primaire. L'atmosphère est alors reconstituée en utilisant la méthode du doubling lorsque deux couches successives sont similaires, et la méthode du adding lorsque deux couches successives sont différentes (i.e ne sont pas décrites par les mêmes paramètres optiques).

Cette approche permet donc de prendre en compte les phénomènes de diffusion multiples dans l'atmosphère et de calculer le vecteur de Stokes complet du rayonnement émergent au sommet de l'atmosphère qui décrit l'intensité mais aussi l'état de polarisation du rayonnement émergent. La méthode du doubling réduit au maximum les temps de calcul et

permet de prendre en compte les phénomènes de diffusions multiples pour des couches atmosphériques optiquement épaisses.

Notons que certains auteurs tels Minnis et al (1993) ont déjà effectué des calculs de champs de luminances aux sommet de l'atmosphère pour différents types de nuages. La plupart ne prennent pas en compte l'état de polarisation du rayonnement. Le calcul de la polarisation a cependant été abordé par Masuda et al (1992) à l'aide d'un code d'adding-doubling.

IV.2.1. Principe de la méthode

Considérons une atmosphère verticalement inhomogène située au-dessus d'une surface réfléchissante, et éclairée à son sommet par le rayonnement solaire dont la direction est repérée par μ_0 le cosinus de l'angle zénithal et ϕ_0 l'angle azimutal. Nous nous plaçons dans le domaine des courtes longueurs d'ondes, et cherchons à calculer l'intensité et l'état de polarisation du rayonnement émergent au sommet et à la base de l'atmosphère. L'émission atmosphérique très faible aux courtes longueurs d'ondes n'a pas été prise en compte.

Le milieu étant verticalement inhomogène, nous utilisons l'approximation usuelle d'une atmosphère divisée en couches planes-parallèles supposées homogènes, c'est-à-dire composées d'un type de particules diffusantes donné. Lorsque nous considérons des particules orientées aléatoirement dans l'espace, une couche homogène est décrite par son épaisseur optique δ , et les propriétés optiques du type de particules qui la compose : albédo de diffusion simple ω_0 , fonction de diffusion $P_{11}(\theta)$ ainsi que les autres paramètres $P_{ij}(\theta)$ de la matrice de diffusion.

Une partie du rayonnement incident est directement transmise, et le reste est diffusé par les particules qui composent le nuage. Nous nous intéressons à la partie de rayonnement qui est diffusée. Pour une couche d'épaisseur optique δ' très petite, les matrices de réflexion



$R(\mu, \mu_0 ; \phi - \phi_0)$ et de transmission $T(\mu, \mu_0 ; \phi - \phi_0)$ peuvent être calculées en utilisant l'approximation de diffusion primaire :

$$R(\mu, \mu_0 ; \phi, \phi_0) = \frac{\delta' \varpi_0}{\mu \mu_0} P(\mu, -\mu_0 ; \phi - \phi_0) \quad (\text{IV.1})$$

$$T(\mu, \mu_0 ; \phi, \phi_0) = \frac{\delta' \varpi_0}{\mu \mu_0} P(-\mu, -\mu_0 ; \phi - \phi_0) \quad (\text{IV.2})$$

où μ et ϕ représentent le cosinus de l'angle zénithal, et l'angle azimutal de visée.

IV.2.2. La méthode " adding "

Considérons deux couches homogènes différentes et superposées d'épaisseurs optiques respectives δ_1 et δ_2 . Les matrices de transmission T_{12} et de réflexion R_{12} de l'ensemble des 2 couches peuvent être exprimées suivant le principe conventionnel de l'adding décrit par Hansen (1971a) et Hovenier (1971) (voir Annexe 2). Pour une atmosphère inhomogène constituée d'une superposition de couches homogènes, la réflexion totale au sommet de l'atmosphère est calculée en additionnant les contributions de chaque couche du sommet jusqu'à la surface selon les équations citées dans l'annexe 2.

Lorsque nous considérons une surface sous la couche atmosphérique, celle-ci est traitée comme une couche homogène supplémentaire. Lorsque la surface est lambertienne la valeur prise pour la réflexion R_i de cette couche est égale à l'albédo de la surface. Si la surface n'est pas lambertienne, la réflectance bidirectionnelle de la couche donne la valeur de sa réflexion.

IV.2.3. La méthode " doubling "

La méthode " doubling " est systématiquement utilisée pour calculer la réflexion et la transmission d'une couche homogène d'épaisseur optique δ . Une valeur d'épaisseur optique

très faible δ' est sélectionnée, typiquement de l'ordre de 10^{-8} . La réflexion et la transmission de cette sous-couche peuvent être calculées dans l'approximation de la diffusion primaire. Les équations citées dans l'annexe 2 permettent de calculer la réflexion et la transmission de la combinaison de 2 couches d'épaisseur optique δ' chacune, donc d'une couche d'épaisseur optique $2\delta'$.

Cette méthode est appliquée n fois et permet de doubler à chaque fois l'épaisseur optique jusqu'à obtenir la couche d'épaisseur optique δ voulue ainsi que sa réflectance et sa transmittance.

Le " doubling " n'est donc qu'un cas particulier du " adding ", puisqu'il consiste à additionner des couches de même épaisseur optique.

IV.2.4. Développement de la matrice de diffusion - Troncature.

IV.2.4.a. Développement de la matrice de diffusion :

Les éléments P_{ij} de la matrice de diffusion sont développés en fonctions sphériques généralisées (De Haan et al, 1986) avant d'être introduits dans le code de transfert radiatif :

$$\begin{aligned}
 P_{11}^*(\Theta) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \alpha_1^\ell P_{0,0}^\ell(\mu) \\
 P_{22}^*(\Theta) + P_{33}^*(\Theta) &= \sum_{\ell=2}^{\infty} (\alpha_2^\ell + \alpha_3^\ell) P_{2,2}^\ell(\mu) \\
 P_{22}^*(\Theta) - P_{33}^*(\Theta) &= \sum_{\ell=2}^{\infty} (\alpha_2^\ell - \alpha_3^\ell) P_{2,-2}^\ell(\mu) \quad (IV.3) \\
 P_{44}^*(\Theta) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \alpha_4^\ell P_{0,0}^\ell(\mu) \\
 P_{12}^*(\Theta) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_1^\ell P_{0,2}^\ell(\mu) \\
 P_{34}^*(\Theta) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_2^\ell P_{0,2}^\ell(\mu)
 \end{aligned}$$

avec $\mu = \cos\Theta$

et $P_{m,n}^{\ell}(\mu)$ sont les fonctions sphériques généralisées obtenues à partir de fonctions initiales et de relations de récurrence données dans l'article de De Haan et al (1986). La fonction $P_{0,0}^{\ell}(\mu)$ correspond aux polynômes de Legendre.

Théoriquement les sommes (éq. IV.3) portent sur un nombre infini de termes, en réalité les éléments P_{ij} sont développés jusqu'à un ordre suffisamment élevé afin que les développements permettent de les restituer correctement. Dans notre cas, 330 coefficients α (ou β) ont été nécessaires pour chacun des élément P^{*ij} .

IV.2.4.b. Interpolation aux angles de Gauss :

La méthode de ray-tracing utilisée pour calculer les éléments $P_{ij}(\Theta)$ comptabilise le nombre de photons diffusés dans un intervalle $\delta\Theta$. Pour des raisons de temps de calculs cet intervalle est généralement de l'ordre de $0,25^{\circ}$. Or le développement en polynômes de Legendre nécessite de connaître la valeur de l'élément $P_{ij}(\Theta)$ pour chaque angle de Gauss. Les différents éléments de la matrice de diffusion ont donc été interpolés à partir de leurs dérivées secondes pour chaque angle de Gauss. Il est nécessaire de noter que cette opération qui devrait être anodine, moyenne les fonctions $P_{ij}(\Theta)$ et lisse donc certains pics secondaires.

IV.2.4.c. Troncature :

Les particules hexagonales présentent un pic de diffraction, ainsi qu'une diffusion vers l'avant importante due à la forme même du cristal qui possède des faces parallèles deux à deux. La fonction de diffusion $P_{11}(\Theta)$ qui représente le rayonnement diffusé et diffracté possède donc une pointe avant très importante. Les autres éléments diagonaux de la matrice de diffusion $P_{22}(\Theta)$, $P_{33}(\Theta)$ et $P_{44}(\Theta)$ sont aussi influencés par ce phénomène et possèdent également des pics conséquents en diffusion avant. Par contre les paramètres non diagonaux de la matrice de diffusion $P_{12}(\Theta)$ et $P_{34}(\Theta)$ ne sont pas directement associés à ces phénomènes.

Etant donnée la présence de ces pics importants, un développement correct des $P_{ij}(\Theta)$ en fonctions sphériques généralisées nécessite qu'on leur applique préalablement une troncature. Or un jeu de 6 éléments $P_{ij}(\Theta)$ caractérise une particule donnée, il est donc nécessaire d'appliquer la même troncature à tous les éléments de la matrice de diffusion. La troncature initiale est faite sur l'élément $P_{11}(\Theta)$ caractérisant le rayonnement diffusé (Lenoble, 1993). Nous avons appliqué une troncature de Potter (1970) entre 10 et 12°, ce qui revient à couper la pointe avant de la fonction $P_{11}(\Theta)$ selon une droite dont la pente est donnée par les valeurs $P_{11}(10^\circ)$ et $P_{11}(12^\circ)$. La surface 2A du pic tronqué est considérée comme un rayonnement directement transmis et non diffusé, le paramètre A est appelé coefficient de troncature. Nous disposons maintenant d'un coefficient tronqué $P^*_{11}(\Theta)$ que nous avons renormalisé à 2.

Cette troncature doit être répercutée sur les autres éléments $P_{ij}(\Theta)$ afin de disposer d'une matrice de diffusion complète pour un type de particules donné. Les nouveaux éléments $P_{ij}(\Theta)$ tronqués sont calculés de la manière suivante :

$$P^*_{ij}(\Theta) = P_{ij}(\Theta) \frac{P^*_{11}(\Theta)}{P_{11}(\Theta)} \quad (IV.4)$$

Nous disposons maintenant de la matrice de diffusion tronquée. Les éléments tronqués $P^*_{ij}(\Theta)$ sont associés à une série de paramètres optiques qui doivent également être modifiés pour tenir compte de la troncature qui a été appliquée. Les paramètres optiques tronqués (*) s'expriment en fonction des paramètres initiaux et du coefficient de troncature A :

- L'albédo de diffusion simple :

$$\omega_o^* = \omega_o \frac{1-A}{1-\omega_o A} \quad (IV.5)$$

- Le facteur d'asymétrie :

$$g^* = \frac{g-A}{1-A} \quad (IV.6)$$

- L'épaisseur optique :

$$\delta^* = \delta \cdot (1-\omega_o \cdot A) \quad (IV.7)$$

Finalement, une particule de forme donnée est caractérisée par les paramètres optiques ci-dessus ω_o^* , g^* , δ^* et les 6 éléments $P^*_{ij}(\Theta)$. Ces derniers peuvent être développés

en fonctions sphériques généralisées, et nous disposons ainsi de toutes les données nécessaires pour utiliser le code d'adding-doubling.

IV.2.5. Les variables utiles issues du code d' "adding-doubling " .

Le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère est directionnel. L'atmosphère peut être composée de une ou plusieurs couches homogènes composées de molécules et de particules, ou uniquement de molécules ou de particules seules. Ces couches sont superposées les unes aux autres. Dans notre cas, le sol est un réflecteur lambertien d'albédo choisi.

Les paramètres issus du code " adding-doubling " qui nous seront utiles pour la suite de notre étude sont les suivants :

- les matrices 4*4 de réflexion des flux par l'atmosphère : albédo plan - albédo sphérique.
- les matrices 4*4 de transmission des flux par l'atmosphère.
- les vecteurs de Stokes des rayonnements émergents au sommet de l'atmosphère dans les directions que nous avons choisies .

$$\{ I_{up}(\theta_v, \phi_v) , Q_{up}(\theta_v, \phi_v) , U_{up}(\theta_v, \phi_v) , V_{up}(\theta_v, \phi_v) \} \quad (IV.8)$$

- les vecteurs de Stokes $I_{down}(\theta_v, \phi_v)$ des rayonnements transmis à la base de l'atmosphère dans les directions que nous avons choisies.

$$\{ I_{down}(\theta_v, \phi_v) , Q_{down}(\theta_v, \phi_v) , U_{down}(\theta_v, \phi_v) , V_{down}(\theta_v, \phi_v) \} \quad (IV.9)$$

IV.3. Le code des " ordres successifs de diffusion "

Le code des " ordres successifs de diffusion " que nous utilisons a été développé au LOA par Deuzé et al (1988). Ce code était initialement dédié à l'étude des aérosols car il est bien adapté aux cas des atmosphères d'épaisseurs optiques faibles, les atmosphères d'épaisseurs optiques élevées nécessitant des temps de calcul trop longs. Ce code est capable de calculer la polarisation pour des particules sphériques, leur matrice de diffusion étant constituée de 4 éléments indépendants. Nous l'avons adapté au cas des particules non sphériques orientées horizontalement dans l'espace, en nous restreignant au calcul de l'intensité à partir d'un seul paramètre de la matrice de diffusion (la fonction de diffusion) sans prendre en compte la polarisation

IV.3.1. Principe de la méthode

Le code des " ordres successifs de diffusion " (OS) permet le calcul exact des luminances aux longueurs d'ondes visibles à différents niveaux dans l'atmosphère. Comme dans la plupart des codes de transfert radiatif, l'atmosphère est divisée en couches planes-parallèles superposées et supposées homogènes (chacune d'entre elles est composée d'un ou plusieurs types de particules, de concentration constante). Les couches sont choisies d'épaisseur optique suffisamment faible afin de pouvoir calculer la diffusion primaire dans chacune d'elles. L'atmosphère peut par exemple être découpée en n couches d'un mélange homogène d'aérosols et de molécules au-dessus desquelles sont empilées n' couches constituées de particules nuageuses, le sol étant réfléchissant avec une valeur d'albédo ρ_{sol} .

Le code des OS calcule la contribution d'un ordre de diffusion pour tous les niveaux de l'atmosphère, puis passe à l'ordre de diffusion supérieur. Au premier ordre, le rayonnement solaire incident à chaque niveau δ' est diffusé dans toutes les directions, il en résulte donc un champ de luminance montante $I_{\uparrow 1}'(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et un champ de luminance descendante $I_{\downarrow 1}'(\delta', \mu_V, \phi_V)$. A un niveau δ' donné, les contributions de toutes les couches sous-jacentes ($\delta > \delta'$)

sont additionnées en tenant compte de l'atténuation du rayonnement sur son trajet, et le champ total résultant de cette somme, est le champ montant au niveau δ' résultant de toutes les diffusions primaires $I_{\uparrow 1}^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ dans l'atmosphère. De la même manière, le champ de luminance descendante à un niveau δ' donné $I_{\downarrow 1}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ est obtenu en sommant les contributions des champs issus de la diffusion primaire $I_{\downarrow 1}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ de tous les niveaux supérieurs ($\delta < \delta'$) corrigés de l'atténuation subie par ce rayonnement le long de son trajet.

Ces champs de luminance $I_{\uparrow 1}^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et $I_{\downarrow 1}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ résultant de la diffusion primaire sont calculés à chaque niveau de la couche atmosphérique, et ils servent de fonctions sources pour le calcul du deuxième ordre de diffusion qui donnent les champs $I_{\uparrow 2}^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et $I_{\downarrow 2}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$. Cette opération est répétée pour n ordres de diffusions permettant le calcul des champs de luminance $I_{\uparrow n}^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et $I_{\downarrow n}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ à partir des champs $I_{\uparrow n-1}^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et $I_{\downarrow n-1}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$. Cette méthode est appliquée jusqu'à un ordre N pour lequel les contributions $I_{\uparrow N}^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et $I_{\downarrow N}^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ sont négligeables par rapport à la somme de toutes les contributions d'ordre inférieur $n < N$.

IV.3.2. Les particules orientées horizontalement

Le calcul du transfert radiatif pour des particules orientées horizontalement est plus complexe que dans le cas des particules orientées aléatoirement dans l'espace. En effet, la fonction de diffusion d'une telle particule dépend des directions d'incidence (μ, ϕ) et de diffusion (μ', ϕ') au lieu du seul angle de diffusion Θ pour une orientation aléatoire dans l'espace. Cette géométrie plus complexe doit être prise en compte dans le calcul du transfert radiatif. A l'heure actuelle seul un code de transfert radiatif disponible dans la littérature est capable de tenir compte de cette dépendance azimutale, il s'agit d'un code d'adding-doubling modifié par Takano et Liou (1989). Ce code apporte une solution exacte au problème, mais il n'est pas capable de calculer la polarisation. Les résultats présentés par Takano et Liou n'ont pas été confrontés à des mesures, cependant cette étude est la seule à avoir tenté de quantifier l'impact d'une orientation préférentielle des cristaux dans les cirrus.

Pour estimer l'impact qu'aurait une orientation préférentielle des cristaux dans le nuage sur le bilan radiatif, nous avons choisi d'utiliser une approche simple mais approximative pour faire cette étude. Nous utilisons un code de type OS, et nous calculons exactement la diffusion au premier ordre à partir de la fonction de diffusion des particules orientées horizontalement $P_{112D}(\mu, \mu', \phi, \phi')$, tandis que nous considérons que les particules sont orientées aléatoirement dans l'espace pour les diffusions d'ordres supérieurs $P_{113D}(\Theta)$. Cette approche ne prétend pas restituer exactement le comportement radiatif d'un nuage qui serait effectivement constitué de particules toutes orientées horizontalement dans l'espace, mais elle permet d'estimer correctement une tendance. Et cette approximation semble raisonnable car l'effet de l'orientation préférentielle des particules doit être prédominant au premier ordre de diffusion puisque le rayonnement solaire incident est directionnel. Aux ordres de diffusion supérieurs le rayonnement incident est de plus en plus diffus, et l'effet de l'orientation des particules de moins en moins marqué.

La première étape de cette méthode est le calcul de la diffusion primaire à partir de la fonction de diffusion des particules orientées horizontalement dans l'espace $P_{112D}(\mu, \mu', \phi, \phi')$, elle s'écrit :

$$L_1^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V) = \sum_{\delta_i \geq \delta'} E_s \cdot \exp\left(-\frac{\delta_i}{\mu_S}\right) \frac{\omega_0}{4\pi} P_{112D}(\mu_S, \phi_S, \mu_V, \phi_V) \left\{ \exp\left(-\frac{\delta_i - \delta'}{\mu_V}\right) \right\} \frac{(\delta_i - \delta_{i-1})}{\mu_V} \quad (IV.9)$$

$$L_1^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V) = \sum_{\delta_i \leq \delta'} E_s \cdot \exp\left(-\frac{\delta_i}{\mu_S}\right) \frac{\omega_0}{4\pi} P_{112D}(\mu_S, \phi_S, \mu_V, \phi_V) \left\{ \exp\left(-\frac{\delta' - \delta_i}{\mu_V}\right) \right\} \frac{(\delta_i - \delta_{i-1})}{\mu_V}$$

Nous obtenons donc les champs de luminance au premier ordre de diffusion à chaque niveau δ' de l'atmosphère $L_1^{\uparrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$ et $L_1^{\downarrow}(\delta', \mu_V, \phi_V)$. Afin d'utiliser ces champs comme fonctions sources pour le calcul des diffusions au deuxième ordre dans un code de transfert radiatif OS classique, nous devons les développer en série de Fourier :

$$L_1(\mu_V, \phi_V, \delta') = \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_{0s}) I^S(\delta', \mu_V) \cos[s(\phi_V - \phi_S)] \quad (\text{IV.10})$$

où s est l'ordre du développement en série de Fourier, ϕ_S est l'angle azimutal solaire, ϕ_V et μ_V l'angle azimutal de visée et le cosinus de l'angle zénithal de visée, δ_{0s} est la fonction de Dirac (1 pour $s=0$, 0 pour $s \neq 0$).

Nous développons cette fonction jusqu'à un ordre s_{\max} suffisamment élevé pour restituer correctement $L_1(\delta', \mu_V, \phi_V)$ ($s_{\max} = 50$).

Le calcul des ordres supérieurs de diffusion se fait à partir des champs de luminance développés en séries de Fourier $I^S(\delta', \mu_V)$ et de la fonction de diffusion associée aux particules orientées aléatoirement dans l'espace $P_{113D}(\Theta)$. La fonction de diffusion correspondant aux particules orientées aléatoirement dans l'espace $P_{113D}(\Theta)$ est développée en polynômes de Legendre, après avoir été tronquée :

$$P_{113D}(\Theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) \quad (\text{IV.13})$$

Le développement en polynôme de Legendre de la fonction de diffusion (β_{ℓ}) ainsi que le développement en séries de Fourier $I^S(\delta', \mu_V)$ du champ de luminance au premier ordre de diffusion $I^S(\delta', \mu_V)$ permettent de s'affranchir de la dépendance azimutale pour les calculs de transfert radiatif. Ces nouvelles fonctions sont introduites dans un code de type OS classique qui calcule les ordres de diffusion supérieurs pour chaque niveau δ' de l'atmosphère et pour chaque ordre s du développement en série de Fourier, jusqu'à ce que la contribution d'une nouvelle diffusion soit négligeable.

Les champs de luminance $I(\delta', \mu_V, \phi_V)$ à chaque niveau d'atmosphère résultant de toutes les diffusions peuvent être recomposés à partir des éléments de leur développement en série de Fourier $I^S(\delta', \mu_V)$. Si E_S est l'éclairement solaire incident, les réflectances au sommet de la

couche atmosphérique $\rho(\mu_s, \phi_s, \mu_v, \phi_v)$, ainsi que les flux réfléchis au sommet de l'atmosphère F_{SW}^{\uparrow} peuvent être déduits des champs de luminances $I(0, \mu_v, \phi_v)$.

$$\rho(\mu_s, \phi_s, \mu_v, \phi_v) = \frac{\pi I(0, \mu_v, \phi_v)}{E_s \mu_s} \quad (\text{IV.14})$$

$$F_{SW}^{\uparrow} = \int_0^{2p} d\phi_v \int_0^1 I(0, \mu_v, \phi_v) \mu_v \cdot d\mu_v \quad (\text{IV.15})$$

IV.4. Sensibilité des flux à la microphysique du nuage (forme, taille et orientation des particules).

Nous avons vu précédemment que des mesures fiables de la microphysique des cirrus sont très difficiles à obtenir. Nous disposons d'observations incomplètes, et ne pouvons pas établir de réelle classification de la taille, de la forme, et de l'orientation des cristaux en fonction de la température du nuage et de son humidité. C'est pourquoi, en l'absence d'observations suffisantes, nous avons fait une première étude complètement théorique de l'effet direct : la sensibilité des flux aux différents paramètres microphysiques, afin de déterminer si l'un d'entre eux semble plus déterminant à l'échelle du bilan radiatif, ou bien si au contraire, la sensibilité des flux radiatifs à ces différents paramètres microphysiques est faible voire inexistante. Si cette dernière hypothèse était vérifiée, nous pourrions conclure que, du point de vue du bilan radiatif, il n'est pas nécessaire de connaître précisément la microphysique du nuage.

IV.4.1. Impact de la forme du cristal

Afin de quantifier l'impact réel sur le bilan radiatif de la forme des cristaux qui constituent un cirrus, nous avons calculé l'albédo plan de plusieurs nuages. Dans un premier temps nous avons imposé une épaisseur optique constante au nuage, et fait varier le type de particules dans le nuage (sphères, plaquettes et colonnes hexagonales, polycristaux), celles-ci étant toujours orientées aléatoirement dans l'espace. La figure IV.1 représente l'albédo plan du

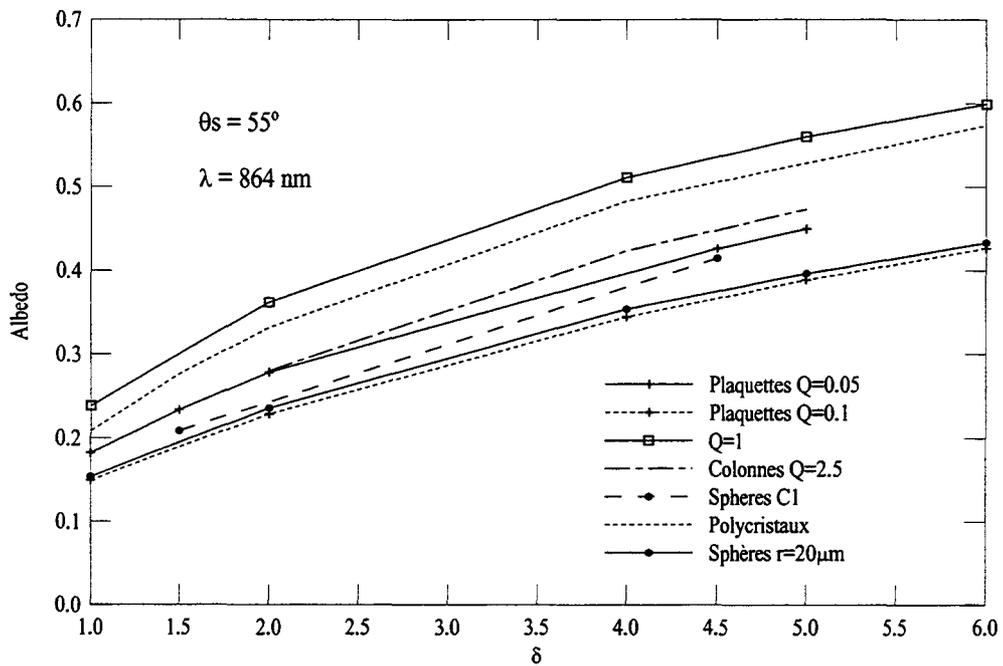


Figure IV.1 : Variation de l'albedo plan avec l'épaisseur optique

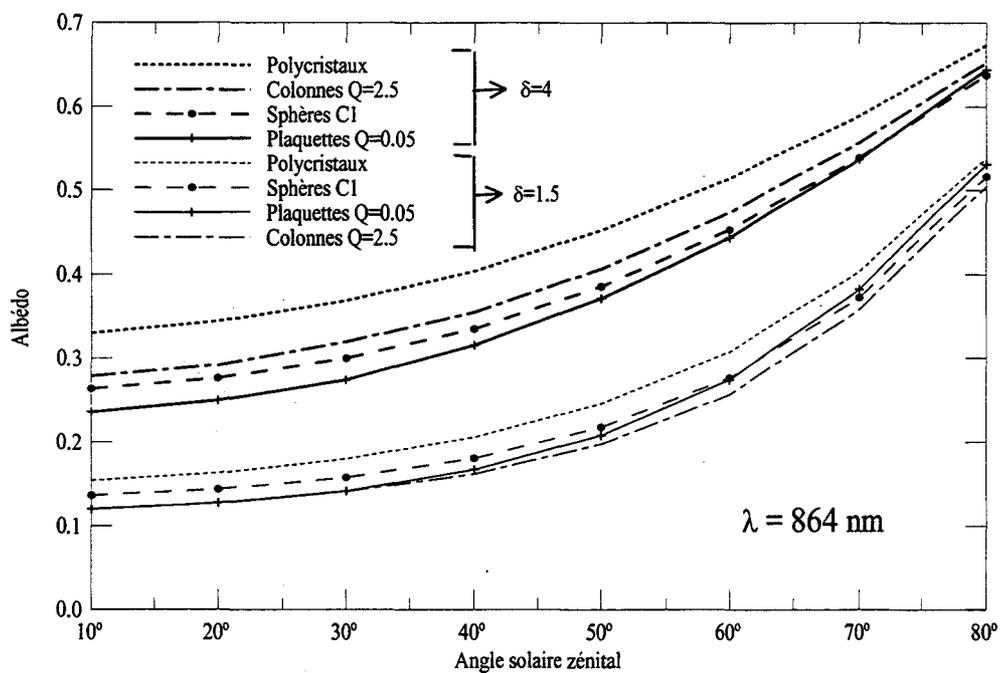


Figure IV.2 : Variation de l'albedo plan avec l'angle solaire zénital

nuage en fonction de l'épaisseur optique pour différentes formes de particules. Elle montre qu'à épaisseur optique constante, les hexagones compacts ($Q=1$) et les polycristaux sont plus réfléchissants que les autres formes de particules, et pour un nuage ayant une épaisseur optique de 2, l'albédo plan peut être augmenté de 25% lorsque la forme des cristaux dans le nuage change.

La figure IV.2 représente la variation de l'albédo plan avec l'angle solaire zénithal, pour différentes formes de cristaux, à épaisseur optique constante. Elle montre que la différence entre les formes de cristaux est plus marquée lorsque le soleil est proche du zénith, et elle s'estompe lorsque le soleil devient rasant.

La figure IV.3 montre la variation de l'albédo plan avec la forme des cristaux à contenu en glace constant. Les particules sphériques réfléchissent plus que les autres particules, et cette différence est plus marquée lorsque le soleil est proche du zénith (augmentation de plus de 50%), elle diminue lorsque le soleil devient rasant (30%).

IV.4.2. Impact de la taille des cristaux.

Nous connaissons les difficultés rencontrées pour détecter les petites particules dans les cirrus. Citons entre autres Platt et al (1989), Strauss et al (1994), Kinne et al (1992) et Takano et al (1992), Arnott et al (1994) qui ont montré que négliger la présence des petites particules dans les cirrus peut induire des erreurs significatives dans les calculs des modèles de transfert radiatif.

L'albédo plan du cirrus a été calculé pour une distribution en taille (particules sphériques) donnée, et un contenu en glace $IWC = 8 \text{ mg.m}^{-3}$ (Figure IV.4). Le même calcul a été réitéré en omettant les petites particules dont le rayon est inférieur à $12.5 \mu\text{m}$ et en ne conservant que les grosses particules (Figure IV.4). Un nouveau calcul de l'albédo plan du nuage constitué uniquement de grosses particules a été fait (Figure IV.4), en conservant le

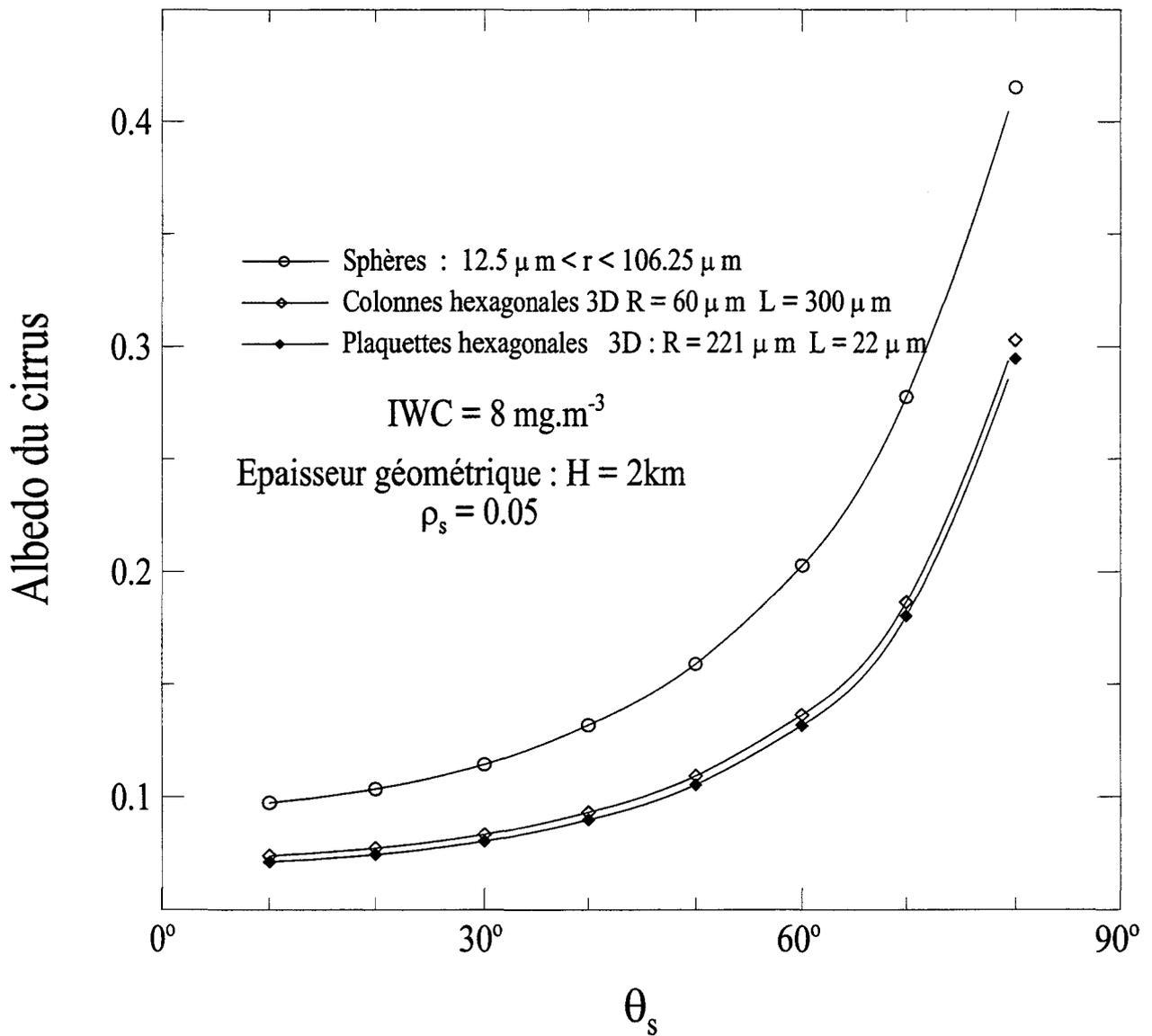


Figure IV.3 : Variation de l'albédo avec l'angle solaire zénithal, à contenu en glace constant

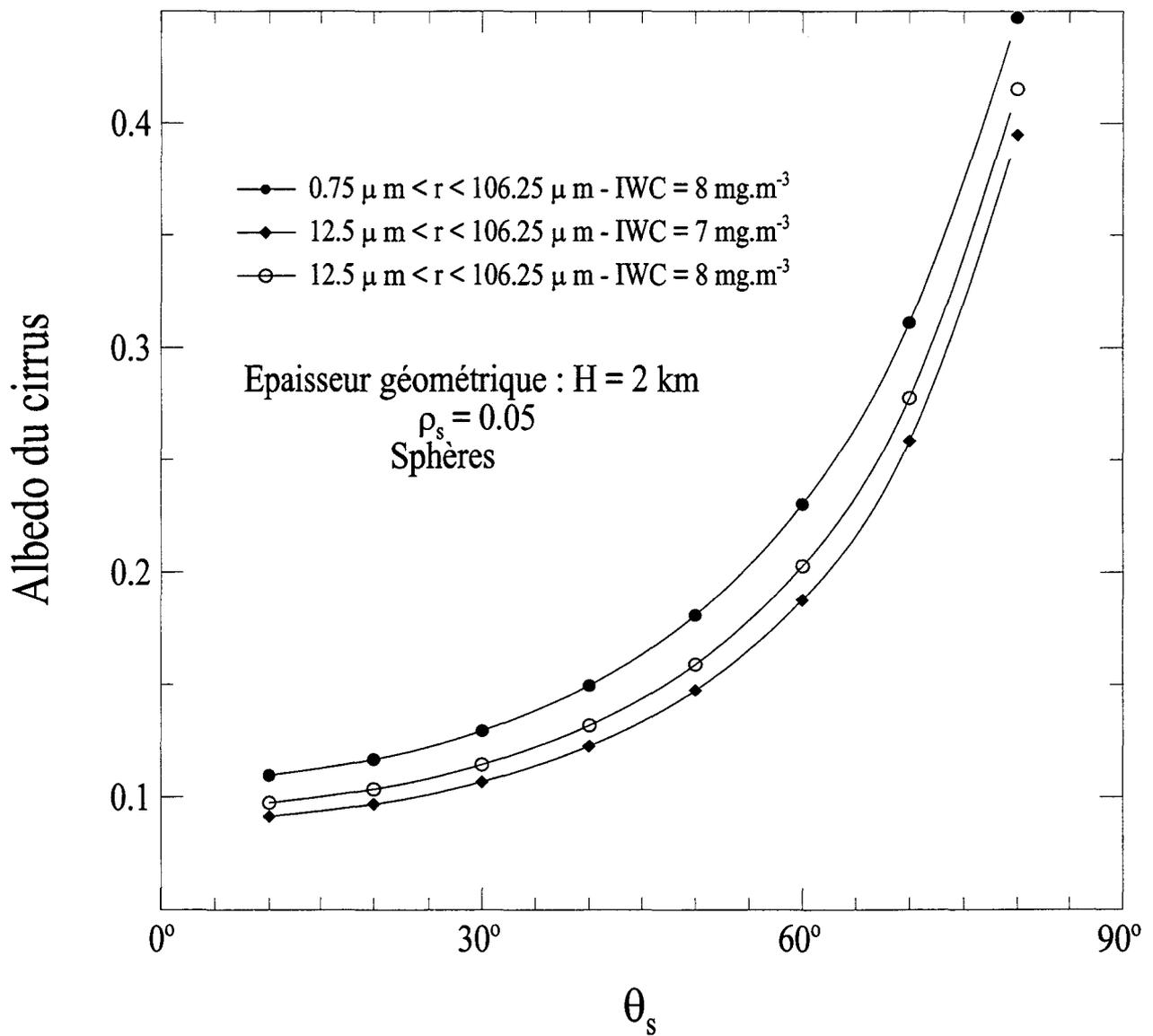


Figure IV.4 : Variation de l'albédo avec l'angle solaire zénithal

contenu en glace initial du nuage ($IWC = 8 \text{ mg.m}^{-3}$). Négliger les petites particules entraîne une diminution de 30% de l'albédo plan du nuage, si nous considérons un contenu en glace constant cette diminution n'est plus que de 20%. Les détails de ce calcul sont présentés dans l'Annexe 1.

IV.4.3. Impact de l'orientation des cristaux.

Nous savons qu'une partie des cristaux de glace qui constituent les cirrus peuvent avoir une orientation préférentielle en tombant, s'ils ont une résistance à l'air suffisamment élevée durant leur chute (Mc Dowell, 1979).

Afin d'évaluer l'impact de cette orientation préférentielle sur le bilan radiatif des nuages, nous avons calculé les albédos plans des nuages constitués de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace (plaquettes, colonnes, polycristaux) ainsi que ceux de cirrus composés de plaquettes orientées horizontalement et oscillant avec une amplitude de $\pm 15^\circ$ par rapport à la position horizontale. La figure IV.5 montre les albédos plans calculés pour un cirrus quand l'angle zénithal solaire vaut 55° . L'albédo plan du nuage peut donc augmenter de 50 % lorsque les plaquettes sont orientées horizontalement, par rapport au cas où elles sont disposées aléatoirement dans l'espace. Cette augmentation est loin d'être négligeable, de plus, nous pouvons supposer qu'elle est sous-estimée. En effet, le calcul de l'albédo plan des cirrus constitués de particules horizontales dans l'espace avec le code des OS modifié, est approximatif (seule la diffusion primaire est calculée exactement), et il est probable que ce calcul sous-estime l'impact de l'orientation préférentielle (les ordres de diffusions supérieurs sont calculés pour des particules aléatoirement orientées dans l'espace). C'est pourquoi, il semble raisonnable de supposer qu'un calcul exact de l'albédo plan pour un cirrus constitué de particules orientées horizontalement donnerait un albédo plan sensiblement plus élevé encore que celui que nous avons obtenu pour ce cas.

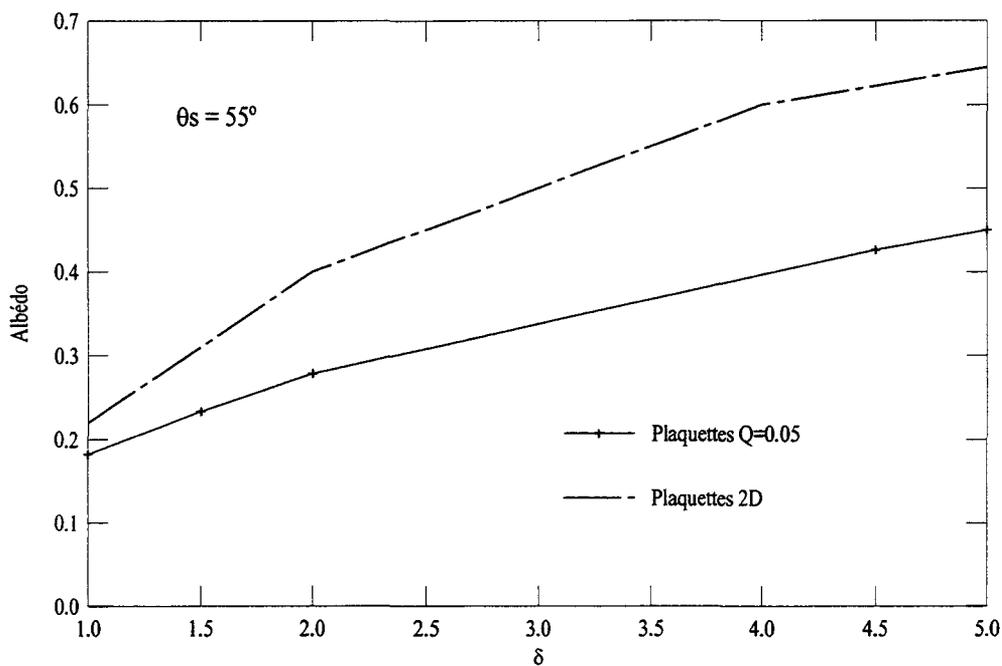


Figure IV.5 : Variation de l'albédo plan avec l'épaisseur optique du nuage

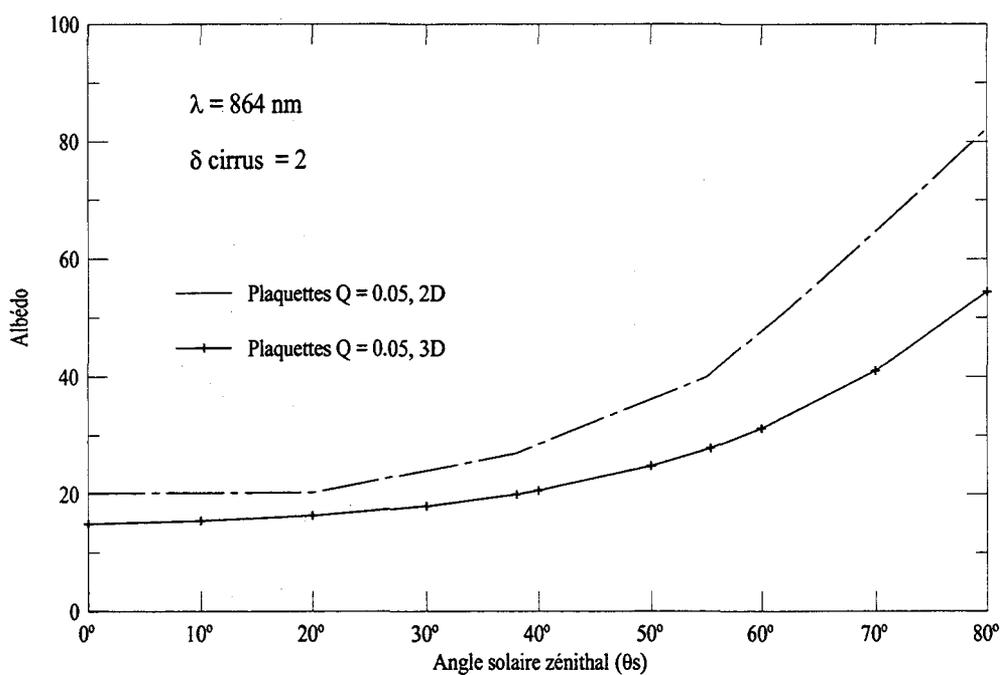


Figure IV.6 : Variation de l'albédo plan avec l'angle solaire zénithal

La figure IV.6 représente les albédos plans du cirrus calculés pour différents angles solaires zénithaux. Elle montre que la différence entre les albédos plans calculés pour des cirrus constitués de particules non orientées et orientées préférentiellement, augmentent avec l'angle solaire zénithal.

IV.5. Conclusion

Dans cette partie, nous avons décrit les codes de transfert radiatif permettant de modéliser les phénomènes de diffusion et d'absorption dans l'atmosphère, dans le domaine des longueurs d'ondes visibles. Le code " adding-doubling " développé par De Haan et al, a été utilisé pour calculer les flux radiatifs associés à des cirrus constitués de particules non-sphériques orientées aléatoirement dans l'espace. Le code des " ordres successifs de diffusions " développé par Deuzé et al, a été modifié afin de permettre un calcul approximatif des flux radiatifs associés à des cirrus constitués de plaquettes hexagonales orientées horizontalement dans l'espace.

Les propriétés radiatives des cirrus dépendent en grande partie de leurs propriétés microphysiques. Nous avons fait une première étude de sensibilité des flux radiatifs aux propriétés microphysiques du cirrus dans le domaine des longueurs d'ondes visibles. Nous avons retenu trois paramètres essentiels pour décrire la microphysique de ce type de nuages : la forme des cristaux, leur taille, et leur orientation dans l'espace. Les albédos plans de cirrus ont été calculés en faisant varier ses propriétés microphysiques. Nous pouvons conclure que les trois paramètres que nous avons étudié ont un impact évident et non négligeable sur le bilan radiatif des nuages. Cependant, l'orientation des particules est le paramètre le plus important pour le bilan radiatif, puisque l'albédo plan d'un cirrus peut augmenter de 50% selon que les particules qui le composent sont orientées préférentiellement ou non. Le rôle important des petites particules dans les cirrus a déjà été mis en évidence, et notre étude confirme cette tendance. La forme des particules joue également un rôle non négligeable sur le bilan radiatif,

en effet à épaisseur optique de cirrus constante, les cristaux compacts de forme polycristalline réfléchissent plus le rayonnement (20% supplémentaire) que les cristaux à base hexagonale classiques (plaquettes, colonnes).

Cette dernière étude de sensibilité nous a permis de hiérarchiser, du point de vue du bilan radiatif, l'importance des paramètres microphysiques qui décrivent le nuage. Il faut maintenant observer réellement les cirrus afin de voir si des orientations préférentielles pour les cristaux qui constituent les nuages peuvent être mises en évidence. Il faut également vérifier que les différents types d'observations dont nous disposons (mesures du rayonnement, mesures de l'état de polarisation, relevés microphysiques in-situ) donnent des résultats cohérents lorsque nous les comparons aux différents modèles existants, c'est-à-dire, vérifier qu'un ou plusieurs types de cristaux sont capables de reproduire de manière cohérente toutes les observations dont nous disposons. Si ce n'est pas le cas, et qu'aucun type de cristal n'est capable d'expliquer complètement le jeu d'observations collectées durant EUCREX'94, il nous faudra trouver des explications physiques aux phénomènes observés.

Chapitre V :

Comparaisons des mesures avec les modèles

V.1. Introduction

Nous disposons d'un jeu de données important concernant un banc de cirrus observé le 17 avril 1994 au-dessus de la Bretagne. Les mesures radiatives collectées par les divers instruments embarqués à bord des avions portent aussi bien sur l'état de polarisation du rayonnement diffusé par le cirrus, que sur l'intensité de ce rayonnement.

D'autre part, nous disposons de plusieurs types de modèles pour décrire les cristaux qui composent le nuage : les particules sphériques, les cristaux orientés aléatoirement dans l'espace (plaquettes, colonnes à base hexagonale, polycristaux), les plaquettes orientées horizontalement dans l'espace. Chacun de ces modèles microphysiques est décrit par sa matrice de diffusion et ses paramètres optiques. Nous avons également les codes de transfert radiatif (adding-doubling et ordres successifs de diffusions) qui nous permettent de prendre en compte les phénomènes d'absorption et de diffusion par les différents composants de l'atmosphère (aérosols, nuage), ainsi que la contribution de la surface.

Dans ce chapitre nous avons considéré chaque mesure indépendamment l'une de l'autre :

- Dans un premier temps, chaque mesure a été comparée avec des simulations faites avec les codes de transfert radiatif, en considérant des cirrus composés de cristaux différents. Tous les modèles microphysiques disponibles ont été testés l'un après l'autre afin de déterminer lequel, ou lesquels, d'entre eux est le plus approprié pour restituer la mesure.
- Etant donné que toutes les mesures concernent le même nuage, dans un second temps nous avons confronté les différents résultats obtenus avec chaque type de mesure. Ainsi, nous pouvions vérifier si un (ou plusieurs) modèle microphysique était capable d'expliquer toutes les observations collectées.
- Pour finir, nous avons calculé le forçage radiatif des cirrus modélisés avec les différents cristaux, afin de tester l'importance de la microphysique sur le forçage du nuage.

V.2 AVHRR

V.2.1. Méthodologie

La variation spectrale de l'absorption des cirrus dans la fenêtre proche infrarouge est importante. Inoue (1985) a exploité cette propriété pour développer une méthode permettant d'accéder à la microphysique du nuage à partir des données collectées dans les canaux 4 (10.3 et 11.3 μm) et 5 (11.5-12.5 μm) par le radiomètre NOAA/AVHRR (Advanced Very High Radiometer Resolution). Il détermine ainsi le rapport (β) des coefficients d'absorption dans les deux canaux, qui est un paramètre sensible aux caractéristiques microphysiques du nuage. Nous avons appliqué cette méthode au cas du 17 avril 1994, en nous restreignant à la zone survolée par les avions, afin de pouvoir comparer les résultats obtenus à ceux déduits des mesures aéroportées. Nous avons donc utilisé les pixels correspondant à la séquence MO1 sur l'image AVHRR de 8h55mn (Figure II.1.b), et avons considéré que chaque pixel est entièrement couvert par le nuage.

La méthode utilisée a déjà été décrite et analysée par de nombreux auteurs (Wu 1987, Parol et al 1991, et Giraud et al 1997), c'est pourquoi nous ne la détaillerons pas. Elle s'appuie sur une relation approximée entre les émissivités effectives (i.e. non corrigées des phénomènes de diffusion) du nuage $\varepsilon_4^{\text{eff}}$ et $\varepsilon_5^{\text{eff}}$ dans les canaux 4 et 5 (Inoue, 1985) :

$$\varepsilon_5^{\text{eff}}(\theta) = 1 - [1 - \varepsilon_4^{\text{eff}}(\theta)]^{\beta^{\text{eff}}} \quad (\text{V.1})$$

où β^{eff} est le rapport des coefficients d'absorption équivalents des particules dans le nuage. Dans le cas où la diffusion dans le cirrus est négligeable ce rapport devient β , qui est le rapport des coefficients d'absorption des cristaux constituant le nuage.

$$\beta = \frac{\kappa_5^{\text{abs}}}{\kappa_4^{\text{abs}}} \quad (\text{V.2})$$

En supposant que les particules qui composent le cirrus sont de forme sphérique, le paramètre β peut être calculé pour différentes tailles de particules à l'aide de la théorie de Mie.

V.2.2. Application au cas du 17 avril 1994

Les émissivités déduites des mesures AVHRR dépendent de la température du nuage et de la température de la surface. Les profils de radiosondages du 17 avril restituant correctement les températures dans l'atmosphère, et le lidar permettant de déterminer précisément l'altitude du nuage, nous connaissons la température du sommet du nuage vue par le radiomètre, elle vaut -50°C . La température de la surface est moins bien connue, et nous l'avons prise égale à 10°C . Cependant dans les zones que nous avons choisi d'étudier, le nuage est optiquement épais, et la valeur obtenue pour l'émissivité dépend essentiellement de la température du nuage, et très peu de celle du sol.

Les coefficients β déduits des mesures AVHRR pour les pixels correspondant à la partie la plus dense du nuage (située entre 50 et 100km du point M sur la trace de la séquence MO1) sont présentés sur la figure V.1. Les rayons de particules sphériques équivalents calculés par la théorie de Mie sont reportés sur la même figure. Elle montre que la valeur moyenne du paramètre β pour ce nuage vaut 1.1, ce qui correspond à des sphères de $20\ \mu\text{m}$ de rayon.

Les différences de températures de brillances entre les canaux 4 et 5 sont présentées en fonction de la température de brillance dans le canal 4 sur la figure V.2. Les points de mesures correspondant à la zone nuageuse dense, ainsi que les arches théoriques calculées pour différentes valeurs de β sont reportés sur cette figure. Les points de mesures sont relativement dispersés, ils sont encadrés par les courbes calculées correspondant à $\beta = 1.05$ et $\beta = 1.15$, associées à des diamètres de particules sphériques valant respectivement $64\ \mu\text{m}$ et $30\ \mu\text{m}$.

Sun et Shine (1994) ont montré que les paramètres L et R (longueur et rayon), décrivant une particule à base hexagonale aléatoirement orientée dans l'espace, peuvent être reliés au diamètre D obtenu pour les sphères:

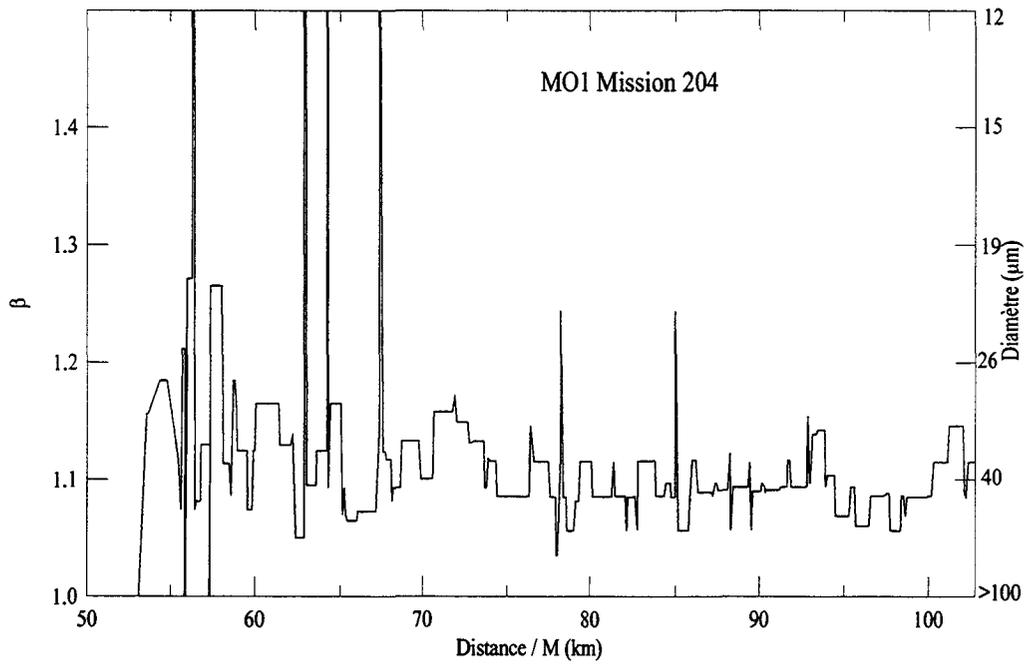


Figure V.1 : Paramètre β déduit des mesures AVHRR

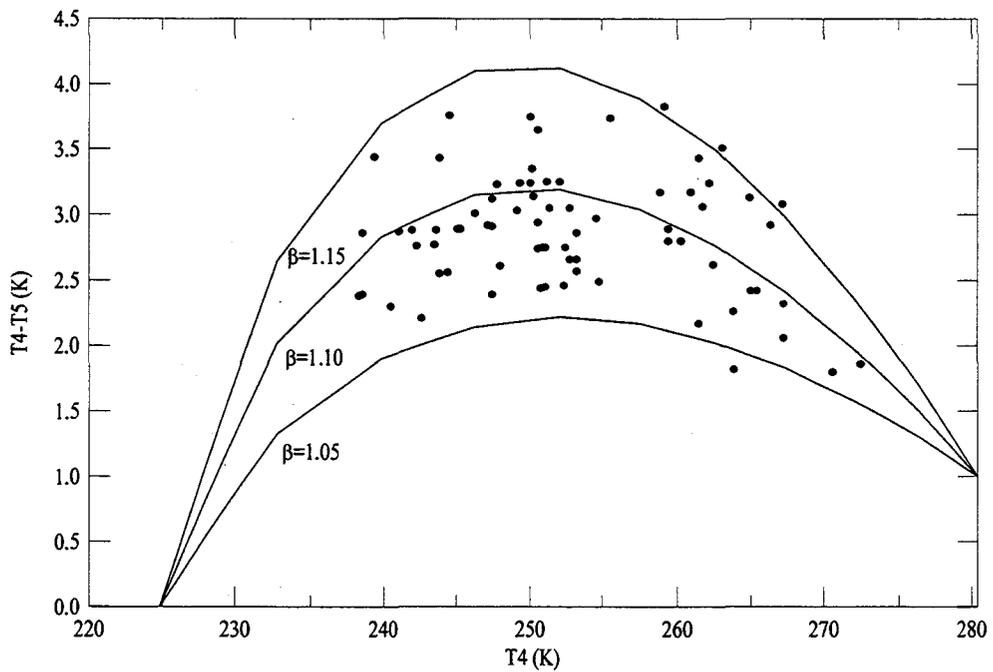


Figure V.2 : Différence de températures de brillance dans les canaux 4 et 5 en fonction de la température de brillance dans le canal 4, mesures et simulations.

$$D = 2RL \left(\frac{2R}{3} + \frac{4L}{3\sqrt{3}} \right)^{-1} \quad (V.3)$$

Cette relation n'est pas biunivoque, en effet, connaissant la valeur de D (34 μm à 60 μm dans notre cas), la relation ci-dessus peut être satisfaite par une infinité de couples (L,R), et le facteur de forme Q=L/2R peut donc prendre n'importe quelle valeur.

D'autre part, le rayon R_V de la sphère de volume équivalent à celui du cristal à base hexagonale peut également s'écrire en fonction de la longueur L et de du rayon R :

$$R_V = \left(\frac{9\sqrt{3}}{4\pi} \right)^{1/3} R \left(\frac{L}{2R} \right)^{1/3} \quad (V.4)$$

Cette méthode ne donne donc aucune information sur la forme des particules (aucune contrainte sur la valeur de Q), et leur taille dépend de leur forme (équation V.4). Il existe donc une infinité de couple (Q,R_V) pouvant satisfaire les équations (V.3) et (V.4), le tableau suivant donne quelques exemples possibles :

Q	β = 1.1			β = 1.05			β = 1.15		
	D = 40 μm			D = 64 μm			D = 30 μm		
	L (μm)	R (μm)	R _V (μm)	L (μm)	R (μm)	R _V (μm)	L(μm)	R (μm)	R _V (μm)
0.05	14.9	148.7	58.9	23.8	238	94.2	11.2	111.5	44.1
0.1	16.4	82.0	40.9	26.3	131.3	65.5	12.3	61.6	30.7
1	44.1	22.1	23.7	70.6	35.3	37.9	33.1	16.6	17.8
2.5	90.3	18.1	26.3	104.5	28.9	42.2	67.7	13.6	19.8

Tableau V.1 : Exemples de particules à base hexagonale aléatoirement orientées dans l'espace, déduites des mesures AVHRR.

Nous avons choisi des facteurs de formes décrivant aussi bien des plaquettes (Q<1) que des colonnes (Q>1), et le tableau ci-dessus montre que, quelque soit la valeur prise pour Q, les

dimensions de particules obtenues sont suffisamment grandes ($R_V > 15 \mu\text{m}$) pour que nous puissions calculer les propriétés optiques de ces cristaux dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique, aux longueurs d'ondes du domaine visible (Chapitre III, partie 1).

Les réflectances mesurées sur la trace de la séquence MO1 dans le canal 1 ($0.58 - 0.68 \mu\text{m}$) du radiomètre AVHRR sont présentées sur la figure V.3. La partie la plus dense du nuage se situe à environ 90 km du point M, elle correspond à un angle solaire zénithal $\theta_S=62^\circ$, et une direction de visée ($\theta_V=3.51^\circ$, $\phi_S-\phi_V=2.1^\circ$), la réflectance moyenne mesurée vaut $\rho_{\text{avhrr}} = 33 \%$. La figure V.4 montre les réflectances calculées pour des cirrus composés de différents types de cristaux, en fonction de l'épaisseur optique du nuage. La valeur mesurée par AVHRR est reportée sur la même figure. Il apparaît que tous les types de cristaux peuvent expliquer la mesure pour des épaisseurs optiques de nuage variant entre 2.2 et 8 selon la forme des cristaux qui composent le cirrus.

V.3. Les flux

Les mesures de flux radiatifs collectées lors du vol 205 ne sont pas utilisables, car le Falcon volait le long du sommet du nuage et parfois dans le nuage. Les flux montant et descendant intégrés sur un demi-espace qui ont été mesurés ne peuvent donc pas être considérés comme les flux incident et émergent au sommet du nuage, il ne peuvent donc pas être utilisés pour calculer l'albédo plan du cirrus.

Nous avons comparé les albédos plans des cirrus issus des mesures collectées avec les pyranomètres lors du vol 204, avec les albédos plans calculés pour différents types de nuages. La figure V.5 représente la variation de l'albédo plan calculé avec l'épaisseur optique du nuage pour des cirrus composés de plaquettes ($Q=0.1$ et $Q=2.5$), colonnes ($Q=2.5$), hexagones compacts ($Q=1$), polycristaux, aléatoirement orientés dans l'espace, ainsi que pour des plaquettes horizontalement orientées dans l'espace. Ces simulations ont été effectuées pour

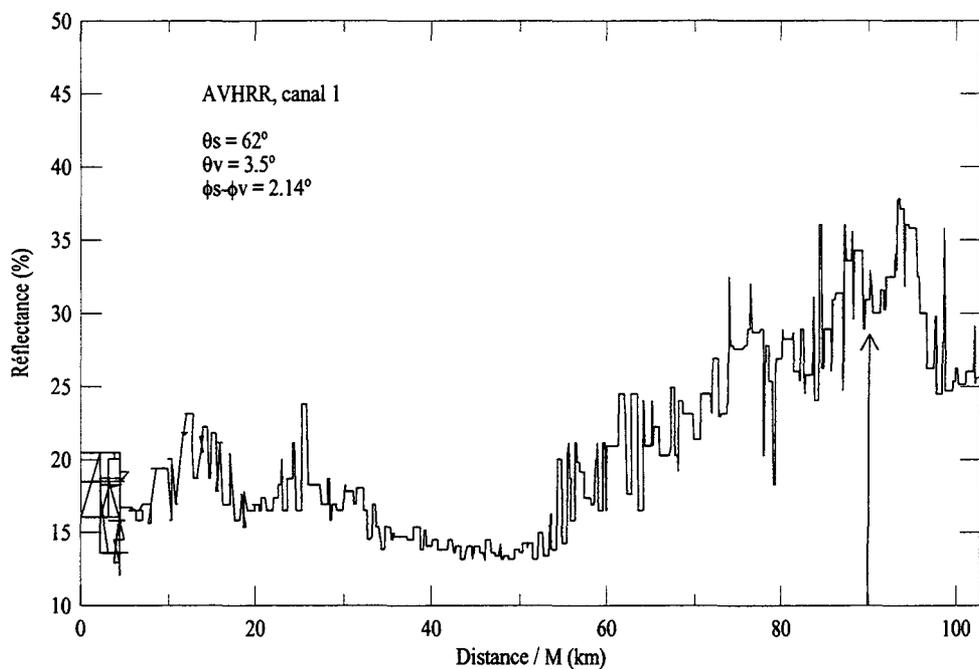


Figure V.3 : Réflectances mesurées par AVHRR dans le canal 1.

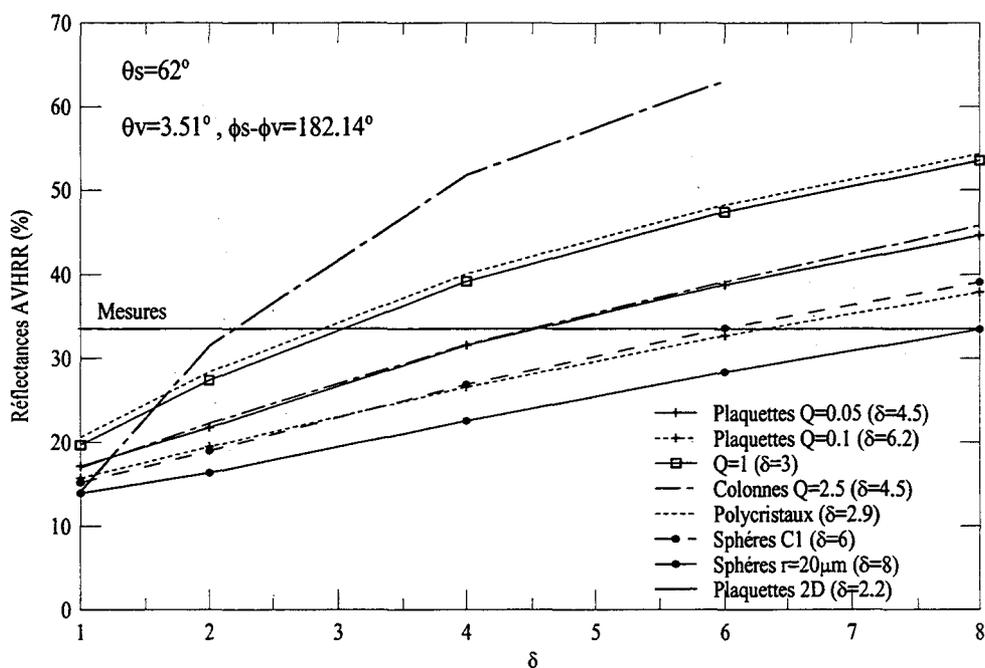


Figure V.4 : Réflectances AVHRR simulées pour différentes formes de cristaux en fonction de l'épaisseur optique du cirrus. La valeur donnée entre parenthèses correspond l'épaisseur optique du cirrus permettant de restituer la mesure.

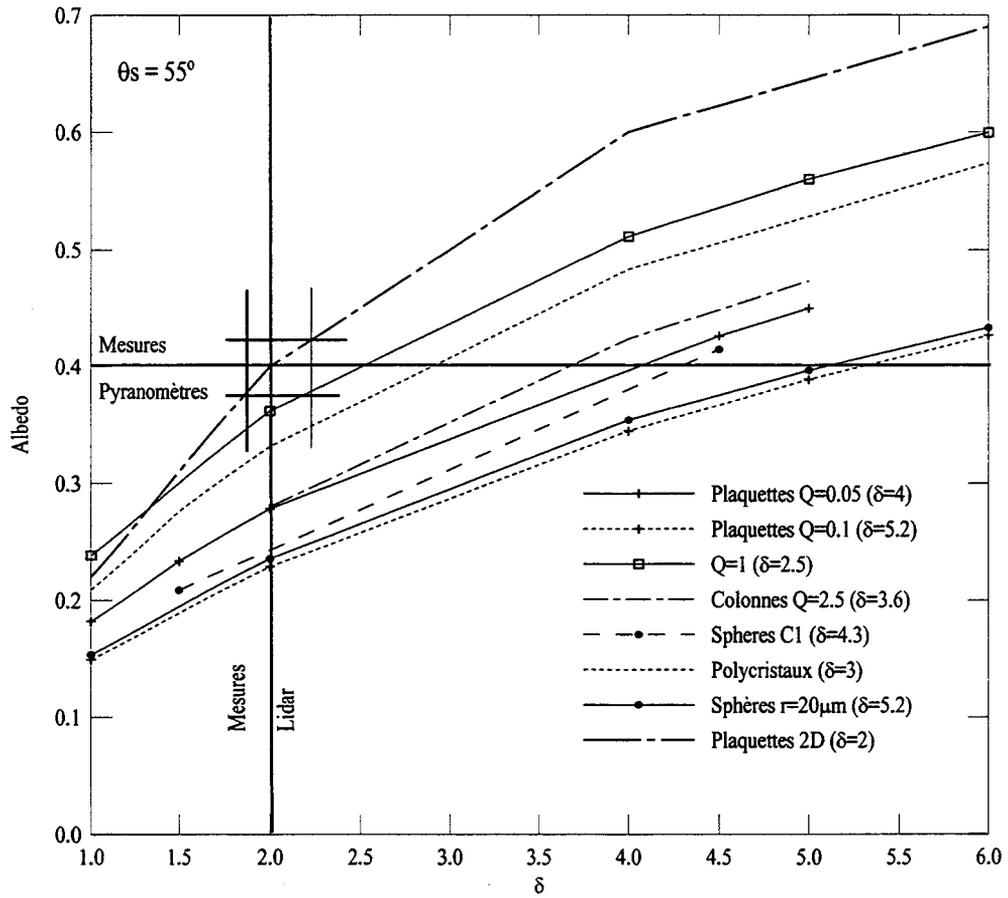


Figure V.5 : Comparaison de l'albedo plan mesuré avec les albedos calculés pour différentes formes de cristaux.

l'angle solaire zénithal $\theta_s = 55^\circ$, la valeur de l'albédo plan mesuré lors de la mission 204 au-dessus des cirrus correspondant au même angle solaire a été reportée sur cette même figure. Tous les types de microphysiques de nuages sont capables d'expliquer la mesure, cependant l'épaisseur optique du cirrus simulé prend des valeurs comprises entre 2 et 5.2 selon la composition du nuage. L'épaisseur optique correspondant à chaque type de cristaux est donnée dans la légende de la figure entre parenthèses. La valeur $\delta=2$ de l'épaisseur optique mesurée par le lidar lorsqu'il sondait la même zone nuageuse a été reportée sur la figure V.5. Malgré les incertitudes sur les mesures de l'albédo plan et celle de l'épaisseur optique, il apparaît clairement que le cirrus composé de plaquettes horizontales restitue mieux les observations que les autres types de nuage. Les hexagones compacts de facteur de forme $Q=1$ aléatoirement orientés dans l'espace. semblent également pouvoir satisfaire les mesures

V.4. Les mesures directionnelles en intensité de rayonnement

V.4.1. Les réflectances bidirectionnelles

Afin de prendre en compte la réflexion par le sol, ainsi que les phénomènes de diffusion et d'absorption dus aux différents composants présents dans l'atmosphère, nous avons simulé les réflectances mesurées par POLDER à l'aide du code de transfert radiatif " adding doubling ". Nous avons considéré une atmosphère constituée de deux couches homogènes. La première couche atmosphérique est exclusivement composée d'aérosols et de molécules, et la deuxième couche, située au-dessus de la première, est constituée d'un cirrus et d'une faible quantité de molécules. Les paramètres fixant les propriétés diffusantes de la première couche (aérosols + Rayleigh + réflectance de sol) ont été obtenus par une méthode décrite par Deuzé et Devaux (1987). Cette procédure est détaillée et explicitée dans l'annexe 3. La modélisation correcte de cette première couche atmosphérique, permet de restituer les mesures de

réflectances faites en ciel clair, et nous pouvons alors nous focaliser sur la seule contribution du cirrus.

Afin de modéliser le cirrus dans le code " adding doubling " , nous devons définir le type de cristaux qui constituent le nuage (sphères, plaquettes, colonnes, polycristaux), ceux-ci étant toujours aléatoirement orientés dans l'espace. Nous devons également fixer l'épaisseur optique du cirrus, donner les indices de réfraction des particules diffusantes (glace) à la longueur d'onde considérée (en l'occurrence 864 nm), et fixer les directions d'observation (θ_V, ϕ_V) et d'incidence du rayonnement solaire (θ_S) . Tous ces paramètres d'entrée étant définis, le code " adding doubling " donne, en sortie, le vecteur de Stokes du rayonnement émergent au sommet de l'atmosphère dans la direction (θ_V, ϕ_V) que nous avons choisie : $\{ I(\theta_V, \phi_V), Q(\theta_V, \phi_V), U(\theta_V, \phi_V), V(\theta_V, \phi_V) \}$.

La réflectance bidirectionnelle $\rho(\theta_V, \phi_V)$ mesurée par l'instrument POLDER s'exprime directement en fonction du premier élément du vecteur de Stokes :

$$\rho(\theta_V, \phi_V) = \frac{\pi I(\theta_V, \phi_V)}{E_S \mu_S} \quad (V.5)$$

où E_S est l'éclairement solaire incident au sommet de l'atmosphère, μ_S le cosinus de l'angle solaire zénithal.

V.4.1.a. Etude de sensibilité des simulations

(i) Sensibilité de la réflectance à la forme et l'orientation des cristaux

L'allure de la réflectance calculée dépend de la forme des cristaux qui composent le nuage. Les figures V.6.a et V.6.b illustrent cette variation pour des angles solaires zénithaux valant respectivement 55° et 38° . Nous avons considéré des cirrus composés de particules aléatoirement orientées dans l'espace (plaquettes et colonnes hexagonales, particules

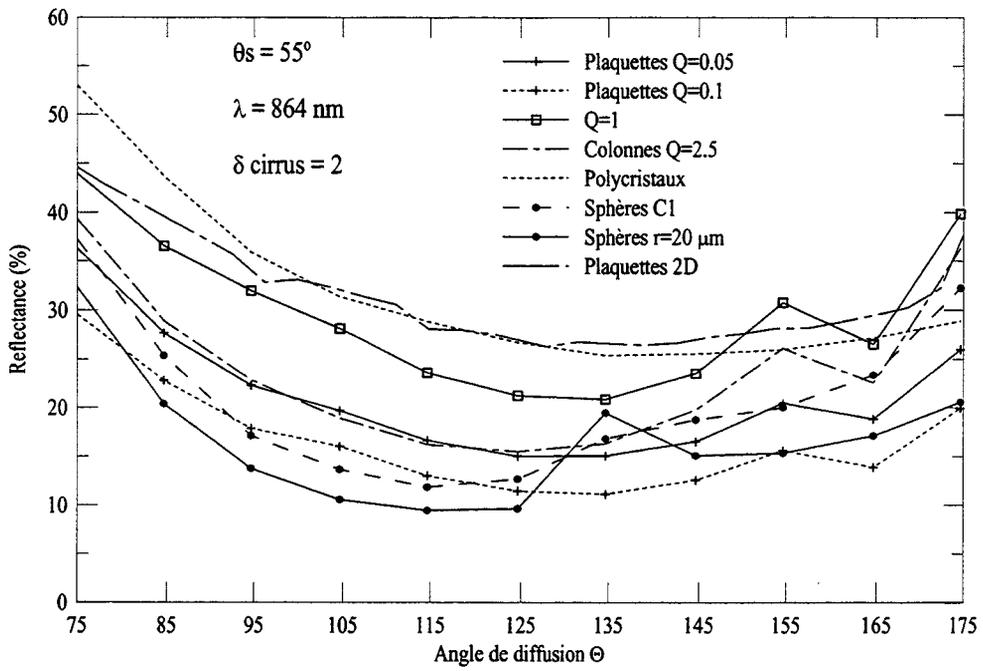


Figure V.6.a : Sensibilité de la réflectance à la forme des cristaux ($\theta_s=55^\circ$)

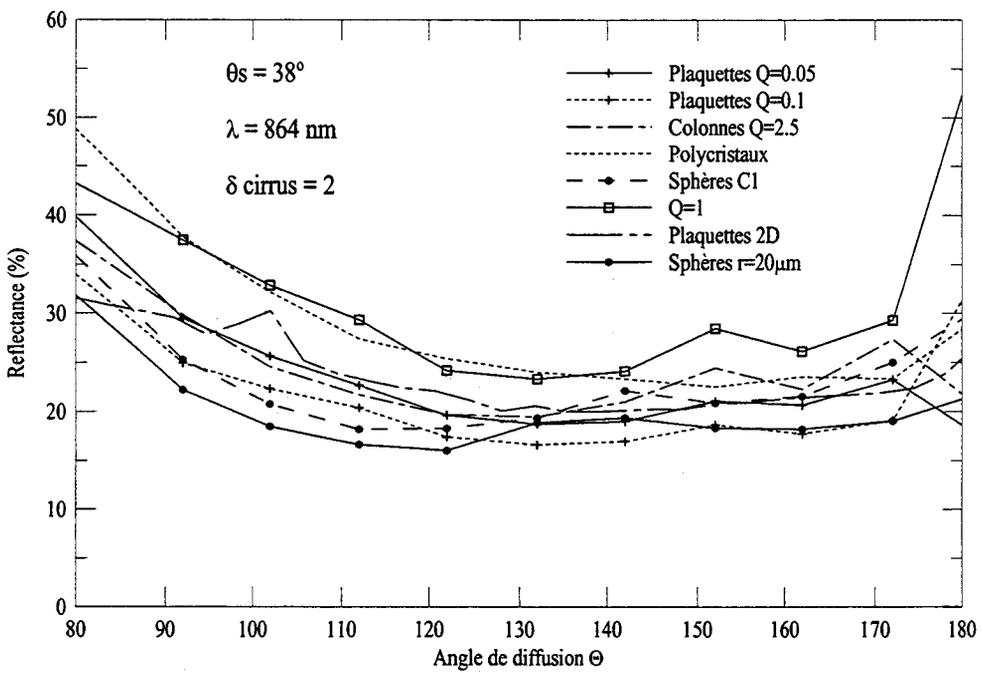


Figure V.6.b : Sensibilité de la réflectance à la forme des cristaux ($\theta_s=38^\circ$)

polycristalline, sphères), ainsi qu'un cirrus constitué de plaquettes hexagonales orientées horizontalement dans l'espace (figure V.6.b). L'épaisseur optique du cirrus est constante pour toutes les simulations présentées sur les figures V.6.a et b, elle prend la valeur 2.

Les nuages composés de particules aléatoirement orientées dans l'espace donnent des réflectances d'allures comparables les unes aux autres, et nous ne notons pas de véritable différence de comportement mise à part une légère incurvation de la courbe pour les particules sphériques aux angles de diffusion proches de 130° . De plus nous retrouvons de légères oscillations qui apparaissent sur la fonction de diffusion aux alentours de 155° pour les colonnes (figure III.3) et les particules compactes ($Q=1$), celles-ci sont atténuées pour les plaquettes. La réflectance calculée pour un nuage constitué de plaquettes horizontales présente un pic de réflexion spéculaire remarquable sur la figure V.6.b qui correspond au cas où l'angle solaire zénithal vaut 38° ($\Theta=104^\circ$).

(ii) Sensibilité de la réflectance à l'épaisseur optique du cirrus.

L'épaisseur optique du cirrus est sans aucun doute le paramètre primordial pour le calcul de la réflectance de l'atmosphère, qui est évidemment d'autant plus réfléchissante que le nuage est optiquement épais.

Cependant, il est intéressant de remarquer que l'épaisseur optique et la forme des cristaux qui composent le nuage sont deux paramètres " interactifs ". En effet, la figure V.6.a montre que lorsque nous considérons une épaisseur optique de nuage constante, la réflectance peut doubler, et même tripler, selon le type de microphysique utilisé pour simuler le nuage. Inversement, lorsque nous chercherons à simuler des réflectances POLDER mesurées, l'épaisseur optique qu'il nous faudra donner au nuage dans nos simulations variera fortement, selon que nous considérerons des particules sphériques, des cristaux prismatiques simples orientés aléatoirement dans l'espace, des polycristaux ou des plaquettes orientées horizontalement. Cette constatation est importante, car elle met en évidence le fait que

l'inversion de la mesure POLDER en réflectance ne permet pas de restituer une épaisseur optique de cirrus fiable, l'incertitude étant au minimum de 30%. En effet l'inversion nécessite toujours la supposition d'une microphysique à priori, et nous ne disposons pas d'observations complémentaires fiables pour choisir un type de cristaux plutôt qu'un autre.

(iii) Impact du scintillement de l'eau (glitter).

Les cirrus étant souvent relativement minces, il nous faut évaluer la contribution du scintillement de la mer au signal mesuré, afin de voir si elle est négligeable. La figure V.7 représente la réflectance pour un cirrus donné, d'épaisseur optique $\delta=1.5$, composé de particules sphériques, lorsque le scintillement de l'eau est, et n'est pas, pris en compte. Nous avons considéré un cas limite où la contribution du scintillement de l'eau est importante (vitesse du vent = 2 m/s). Ces calculs ont été faits à l'aide d'un code d'ordres successifs de diffusions, il montre que l'impact du scintillement de l'eau n'est pas négligeable puisqu'il augmente l'intensité du signal de 17% en moyenne sur tous les angles de diffusions. Cependant, nous pouvons supposer que ce cas limite n'est pas atteint durant EUCREX'94, la vitesse du vent étant rarement aussi faible en réalité.

Le code " adding-doubling " que nous avons utilisé pour effectuer toutes les simulations concernant des cirrus composés de particules prismatiques, ne prend pas en compte le scintillement de l'eau. Nous introduisons donc une incertitude supplémentaire en négligeant cet effet.

V.4.1. b. Comparaisons des mesures et des simulations

Les réflectances mesurées lors des vols 204 (images 873/74) et 205 (images 712/14) ont été comparées aux simulations calculées avec le code " adding doubling " pour les nuages composés de particules orientées aléatoirement dans l'espace, et le code des OS pour le nuage constitué de plaquettes horizontales. Nous avons reporté ces comparaisons sur les figures V.8.a et V.8.b correspondant respectivement à la mission 204 et à la mission 205, en

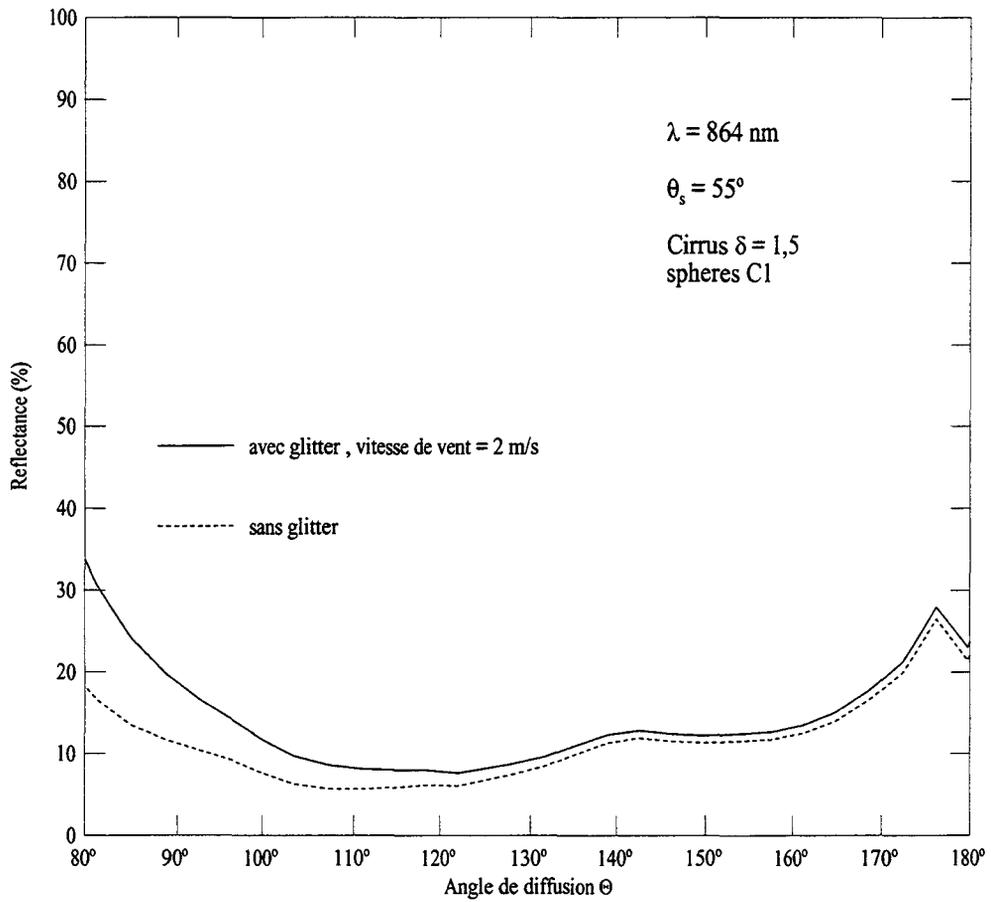


Figure V.7 : Influence du glitter.

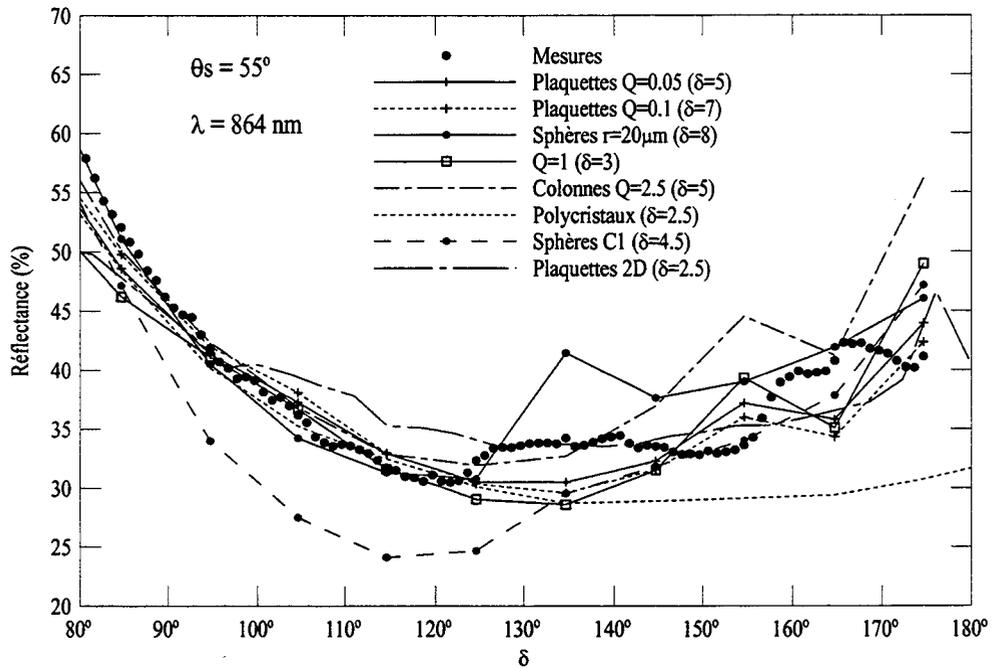


Figure V.8.a : Comparaisons mesures/modèles en réflectance ($\theta_s=55^\circ$)

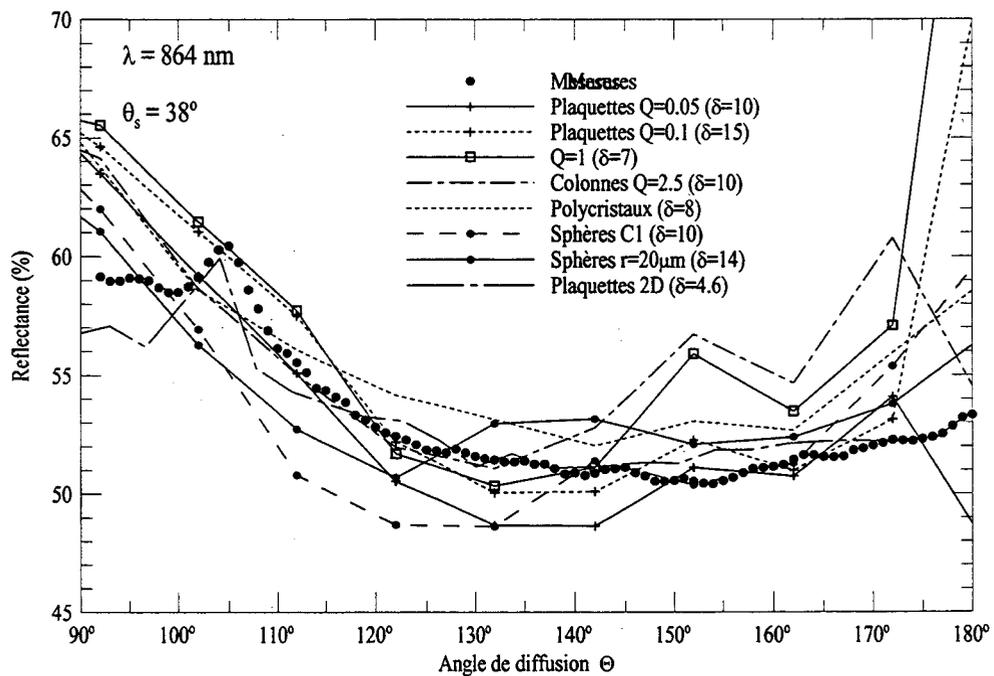


Figure V.8.b : Comparaisons mesures/modèles en réflectance ($\theta_s=38^\circ$)

donnant pour chaque type de cristaux, une valeur d'épaisseur optique de nuage qui permette de restituer au mieux la mesure.

En ce qui concerne la mission 204, correspondant à un angle zénithal solaire de 55° , il semble qu'aucun type de particule ne permette de restituer les mesures mieux ou moins bien qu'un autre. L'épaisseur optique du nuage simulé dépend fortement de la forme de cristal considéré, mais l'allure de la courbe de la réflectance mesurée ne permet pas de discriminer un type de particule plutôt qu'un autre (voir tableau V.2).

Par contre, la figure V.8.b correspondant aux mesures de réflectances collectées lors de la mission 205, lorsque l'angle zénithal solaire valait 38° , montre que la meilleure restitution des mesures est obtenue pour un cirrus d'épaisseur optique égale à 4.6, composé de plaquettes hexagonales horizontalement orientées dans l'espace. En effet, le pic de réflexion spéculaire apparaissant sur la courbe correspondant aux mesures peut être partiellement reproduit par un nuage composé de plaquettes horizontales, alors que les autres microphysiques ne le restituent pas. Cependant, la valeur de l'épaisseur optique du cirrus est étonnamment élevée. Nous pouvons supposer que si le code de transfert radiatif était rigoureux pour des plaquettes orientées, et non approximé comme c'est le cas dans notre calcul (diffusion primaire calculée avec la fonction de diffusion des plaquettes horizontales P112D , et diffusions d'ordres supérieurs calculées avec des plaquettes aléatoirement orientées dans l'espace), la valeur d'épaisseur optique du nuage serait plus faible.

	Plaquettes Q=0,05	Plaquettes Q=0,1	Q=1	Colonnes Q=2,5	Polycristaux	Sphères r=20 μ m	Sphères C1	Plaquettes 2D
$\theta_S = 55^\circ$ (images 873/74)	$\delta=5$ $\sigma=2,38$	$\delta=7$ $\sigma=2,54$	$\delta=3$ $\sigma=3,61$	$\delta=5$ $\sigma=3,73$	$\delta=2,5$ $\sigma=3,88$	$\delta=8$ $\sigma=2,77$	$\delta=5$ $\sigma=3,51$	$\delta=2,5$ $\sigma=3,60$
$\theta_S = 38^\circ$ (images 712/14)	$\delta=10$ $\sigma=1,89$	$\delta=15$ $\sigma=5,23$	$\delta=7$ $\sigma=8,56$	$\delta=10$ $\sigma=2,74$	$\delta=8$ $\sigma=1,8$	$\delta=14$ $\sigma=2,25$	$\delta=10$ $\sigma=3,45$	$\delta=4,6$ $\sigma=1,2$

Tableau V.2 : Comparaisons des réflectances mesurées et simulées avec les différents modèles microphysiques (σ est l'écart type entre les mesures et les simulations en %).

V.4.2. Les épaisseurs optiques visibles (lidar) et infrarouge.

Les épaisseurs optiques du cirrus dans les domaine des courtes (0,55 μ m) et des grandes (9,5-11,5 μ m) longueurs d'ondes ont été déduites des données collectées par le lidar et le radiomètre (Figures II.14b et II.4a). De nombreux auteurs dont Platt (1973, 1979) ont couplé ces deux types de mesures à des modèles microphysiques de cirrus, et ont souvent obtenus des résultats concluants.

Nous avons appliqué cette méthode aux données collectées lors de la mission 204. Pour ce faire, nous avons comparé les rapports des épaisseurs optique visible et infrarouge mesurées, aux mêmes rapports calculés pour différents types de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace. La figure V.9 montre les courbes obtenues pour les rapports calculés. Le rapport des épaisseurs optiques mesurées vaut 2 en moyenne. Cependant il est vraiment très bruité (figure II.17), et la comparaison des mesures avec le modèle est vraiment très décevante. Dans notre cas, nous ne pouvons tirer absolument aucune conclusion de cette comparaison, car le lidar et le radiomètre n'observaient pas exactement la même partie du nuage puisque le radiomètre visait au zénith, tandis que le lidar est dirigé à 21° de tangage vers l'arrière et 5° en roulis vers la droite de l'avion.

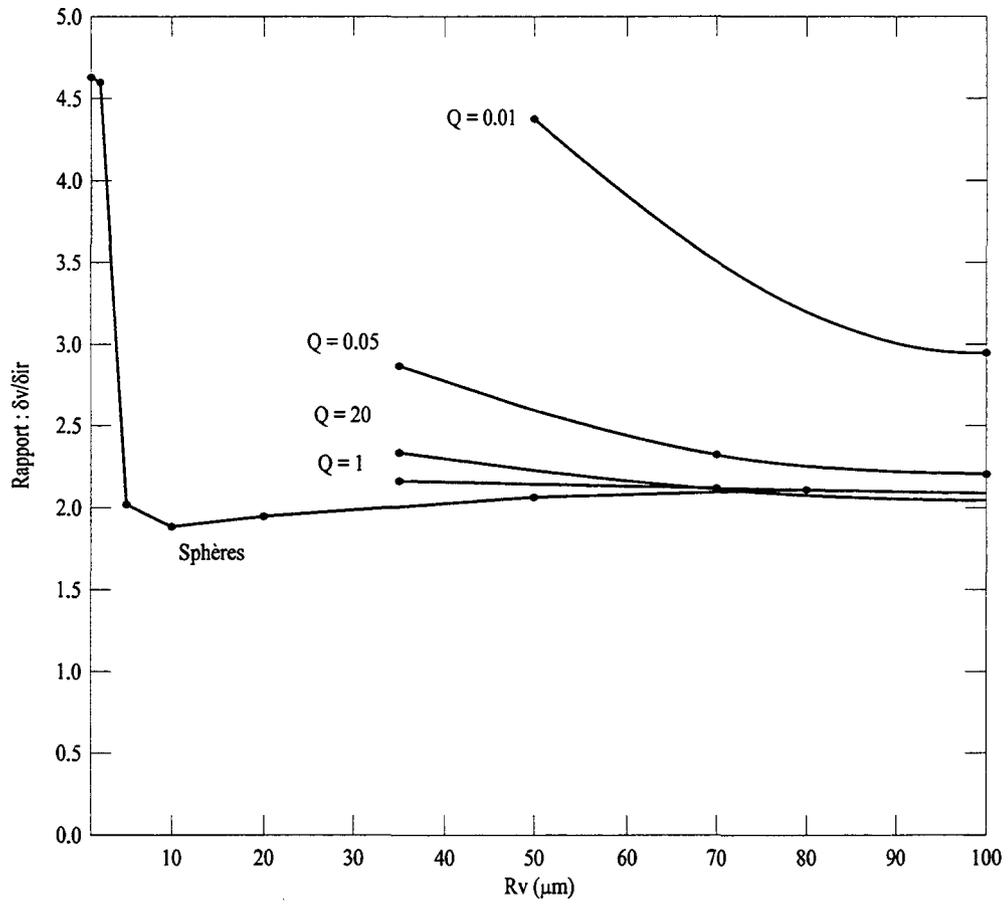


Figure V.9 : Rapport des épaisseurs optiques visible (δ_v) et infrarouge (δ_{ir}) calculés pour différentes formes de cristaux.

V.4.3. Rétrodiffusion lidar

Les profils de rétrodiffusion collectés par le lidar au cours de la mission 204 ont été présentés sur la figure II.12. Ils ont été corrigés de manière empirique des effets de diffusions multiples (voir section II.3.2.b). Dans la partie la plus dense du nuage, le paramètre k , rapport du coefficient de rétrodiffusion $\beta(\pi)$ et du coefficient d'extinction α_{ext} , est de l'ordre de 0.05 sr^{-1} .

Cette valeur mesurée peut être comparée aux valeurs calculées de la fonction de phase en rétrodiffusion $P(\pi)$ obtenues pour les différents modèles de particules, suivant la relation (Platt 1973 ; Platt et al. 1987) :

$$k = \frac{P(\pi)}{4\pi} = \frac{\beta(\pi)}{\alpha_{\text{ext}}} \quad (\text{V.6})$$

où α_{ext} est le coefficient volumique d'extinction.

La figure V.10 représente le paramètre k calculé pour différentes formes de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace. La valeur mesurée lors du vol 204 est reportée sur la même figure. Elle peut être restituée par des sphères de petite taille (C1), et par deux types de modèles de cristaux, les colonnes ayant un facteur de forme Q compris entre 10 et 17, et les plaquettes dont le facteur de forme Q varie entre 0.04 et 0.06. La valeur obtenue pour les plaquettes orientées horizontalement vaut $k=0.47$, ce qui est beaucoup trop élevé pour expliquer la mesure.

Ces derniers résultats sont tempérés par la présence de deux sources d'incertitudes persistantes :

- Pour que la comparaison des mesures avec les modèles soit vraiment rigoureuse, nous devrions connaître la fonction de diffusion de la particule pour l'angle de 180° , ce qui n'est pas possible avec la méthode de ray-tracing. Les fonctions de diffusion calculées pour les plaquettes et les colonnes présentent une légère croissance en rétrodiffusion (Figure III.3), nous ne savons pas estimer si celle-ci est vraiment physique ou s'il s'agit simplement d'un artefact induit par la méthode employée pour calculer les coefficients de la matrice de diffusion. Notons cependant que la fonction de diffusion

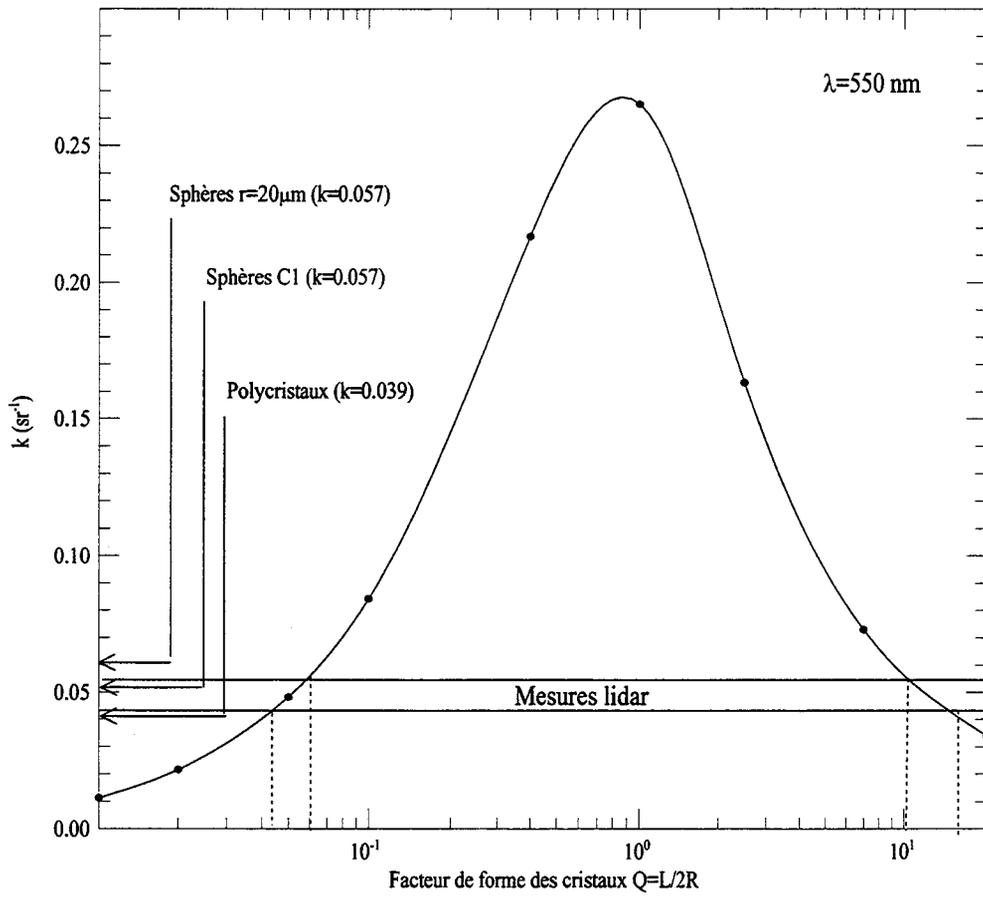


Figure V.10 : $k=P(\pi)/4\pi$ calculé pour différentes formes de cristaux

obtenue par la méthode du Ray-tracing a été comparée à celle obtenue par la méthode T-matrice dans le cas de particules de formes sphéroïdales (Macke et al 1995), et les deux méthodes donnent des résultats comparables en rétrodiffusion. Nous ne disposons pas de comparaisons équivalentes pour le cas des cristaux de forme hexagonale. Notons également que la remontée observée en rétrodiffusion pour les plaquettes et les colonnes n'apparaît pas pour les particules polycristallines.

- L'autre source d'incertitude provient de la prise en compte des phénomènes de diffusions multiples lors de l'inversion des données lidar. Nous avons déjà discuté les limites de la méthode employée (Chapitre II, partie 3.2.b.(ii)) pour cette correction, et nous savons qu'elle n'est pas extrêmement fiable.

V.4.4. Conclusion

- L'analyse de *la réflectance bidirectionnelle* montre que l'épaisseur optique des nuages déduite des mesures POLDER peut varier du simple au triple selon le type de microphysique utilisé pour simuler le nuage.

Mission 205 : L'interprétation de la mesure de la réflectance bidirectionnelle montre que les plaquettes hexagonales horizontalement orientées dans l'espace sont les mieux adaptées pour restituer les mesures.

Mission 204 : La comparaison de la mesure de la réflectance bidirectionnelle avec des simulations ne permet pas de contraindre le modèle puisqu'aucun type de cristal ne donne de résultat meilleur qu'un autre. Cependant, l'épaisseur optique mesurée par le lidar correspondant à la séquence nuageuse POLDER (images 873/74) est de l'ordre de 2. Cette valeur est proche de celles obtenues avec les particules polycristallines, les cristaux hexagonaux de facteur de forme $Q=1$, et les plaquettes orientées horizontalement dans l'espace. Ces trois types de particules satisferaient donc les observations, et il est fort probable qu'un mélange de ces différents cristaux pourrait également expliquer la mesure puisque cela reviendrait à mélanger les fonctions de diffusion de ces cristaux. Cependant nous avons choisi de nous limiter aux cas simples de particules monocristallines, car le nombre de combinaisons de particules possibles serait illimité, et il nous faudrait introduire des pourcentages de

présence de particules dans les nuages, qui seraient autant de degrés de liberté supplémentaires. Or nous cherchons à déterminer le modèle le plus simple possible satisfaisant aux observations, et non tous les modèles capables de les expliquer.

- Les *rapports d'épaisseurs optiques visible (lidar) et infrarouge (radiomètre)* n'apportent aucune information complémentaire pour contraindre les modèles microphysiques.

- L'interprétation des données de *rétrodiffusion lidar* montre que deux types de particules aléatoirement orientées dans l'espace sont susceptibles de reproduire les mesures collectées lors de la mission 204 : les plaquettes et les colonnes. Les sphères de petites tailles expliquent également la mesure.

V.5. La polarisation

Deux types de mesures de l'état de polarisation du rayonnement ont été collectées durant la campagne EUCREX'94. Il s'agit de mesures qui concernent des rayonnements d'origines différentes :

- La réflectance polarisée mesurée par POLDER : La diffusion du rayonnement solaire non polarisé sur le nuage induit une polarisation partielle du rayonnement. POLDER permet la mesure de la quantité de rayonnement réfléchi polarisé.

- La mesure lidar : Le rayonnement laser incident sur le nuage est polarisé linéairement, il est rétrodiffusé par les particules nuageuses ce qui modifie son état de polarisation. Le lidar permet la mesure du taux de dépolarisation à différents niveaux d'altitude dans la couche nuageuse.

Ces deux types de mesures de la polarisation sont complémentaires, car le lidar permet d'obtenir une coupe verticale du nuage, et POLDER permet de disposer d'une photographie en deux dimensions.

V.5.1. Réflectance polarisée POLDER

L'analyse des mesures de réflectance polarisée collectées par POLDER se fait en deux étapes, comme dans le cas des mesures de réflectances. Pour étudier les propriétés du cirrus, il nous faut séparer la contribution du ciel clair (aérosols, Rayleigh) de celle du nuage lui-même. L'étude des propriétés des aérosols avec l'instrument POLDER fait l'objet de nombreuses recherches approfondies au LOA. Nous avons utilisé une méthode développée par Deuzé et al (1987), qui permet de retrouver rapidement quelques propriétés des aérosols afin de restituer de manière approchée les réflectances mesurées par POLDER en l'absence de nuage. La méthode et les résultats obtenus pour le cas du 17 avril sont présentés dans l'annexe 3.

La première couche atmosphérique a été définie dans l'annexe 3, une deuxième couche située au dessus de la première contient le nuage. Ce sont les différents paramètres qui décrivent cette deuxième couche que nous allons faire varier un par un. Le code " adding-doubling " donne le vecteur de Stokes ($I(\theta_V, \phi_V)$, $Q(\theta_V, \phi_V)$, $U(\theta_V, \phi_V)$, $V(\theta_V, \phi_V)$) du rayonnement émergent au sommet de l'atmosphère dans les directions (θ_V, ϕ_V) de visée que nous choisissons.

Nous nous focalisons sur l'image moyenne des deux images 873 et 874 (9.20 TU) de la mission 204, et l'image moyenne des trois images 712 à 714 de la mission 205 (voir chapitre II, partie 3.2.a.(ii)). La réflectance polarisée $\rho_p(\theta_V, \phi_V)$ s'écrit :

$$\rho_p(\theta_V, \phi_V) = \frac{L_{n,p}(\theta_V, \phi_V)}{\cos \theta_S} \quad (V.7)$$

où θ_V est l'angle zénithal de visée et ϕ_V l'angle azimutal de visée, θ_S l'angle solaire zénithal et $L_{n,p}(\theta_V, \phi_V)$ est la luminance normalisée polarisée mesurée dans la direction (θ_V, ϕ_V) .

La luminance normalisée polarisée $L_{n,p}(\theta_V, \phi_V)$ émergente au sommet de l'atmosphère s'exprime en fonction des vecteurs de Stokes selon la relation suivante :

$$L_{n,p}(\theta_V, \phi_V) = \sqrt{Q^2(\theta_V, \phi_V) + U^2(\theta_V, \phi_V) + V^2(\theta_V, \phi_V)} \quad (V.8)$$

La réflectance polarisée $\rho_p(\theta_V, \phi_V)$ est calculée directement à partir de la luminance polarisée normalisée suivant l'équation (V.7).

V.5.1.a. Sensibilité des simulations

(i) Sensibilité de la réflectance polarisée à la microphysique du nuage

La réflectance polarisée est sensible à la forme des particules qui composent le nuage. Les figures V.11.a et V.11.b représentent la réflectance polarisée calculée aux angles de visée observables par POLDER, elles correspondent à un cirrus d'épaisseur optique 2, et à des angles solaires zénithaux $\theta_S = 55^\circ$ (Fig. V.11.a) et 38° (Fig V.11.b). Ces figures montrent que la réflectance polarisée est très sensible à la forme des cristaux dans le nuage.

L'arc en ciel correspondant aux particules sphériques, ainsi que le zéro de polarisation situé aux angles de diffusions de l'ordre de 160° pour les particules non sphériques, sont deux éléments permettant une discrimination systématique de la phase du nuage observé. Les particules sphériques correspondent à des nuages gouttes d'eau, et les autres à des nuages de cristaux prismatiques de glace.

L'allure de la réflectance polarisée obtenue pour des angles de diffusion compris entre 80° et 110° (angles observables avec POLDER) est différente selon qu'il s'agit de plaquettes, ou des autres types de cristaux. Nous retrouvons les différences, observées dans le comportement du coefficient de Stokes $P_{12}(\theta)$ des différentes formes de cristaux, que nous avons notées dans le chapitre III (partie 5). L'observation de cette zone d'angles de diffusion (80° à 110°) permet donc une analyse plus fine de la forme des cristaux qui composent le nuage, elle est sensible au facteur de forme Q des cristaux.

Nous avons également effectué quelques simulations en considérant une couche nuageuse mixte composée de particules sphériques et de particules prismatiques. Ces simulations

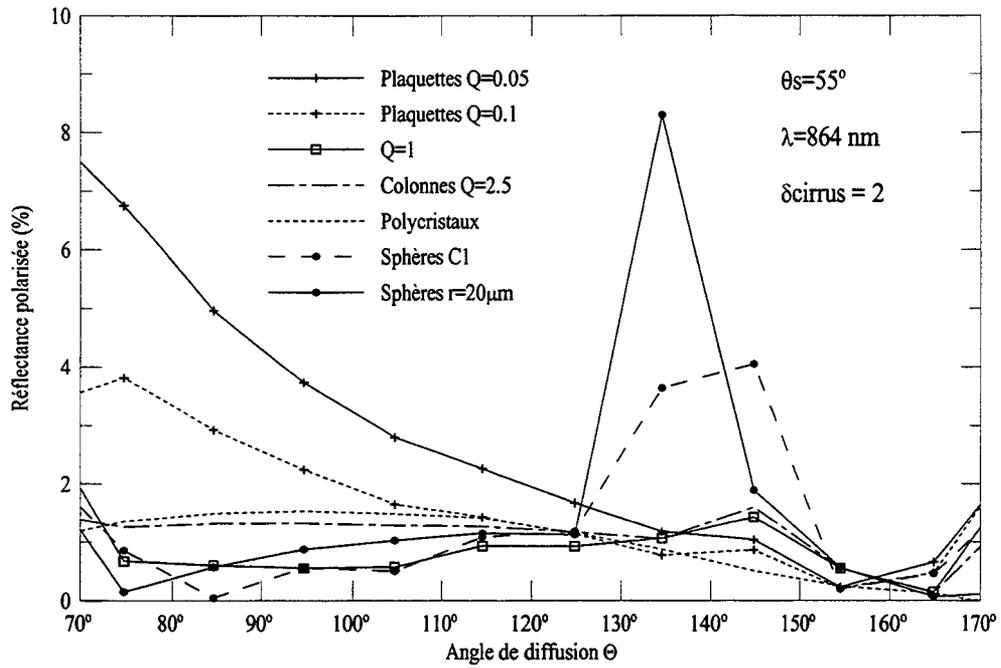


Figure V.11.a : Sensibilité de la réflectance polarisée à la forme des cristaux ($\theta_s=55^\circ$)

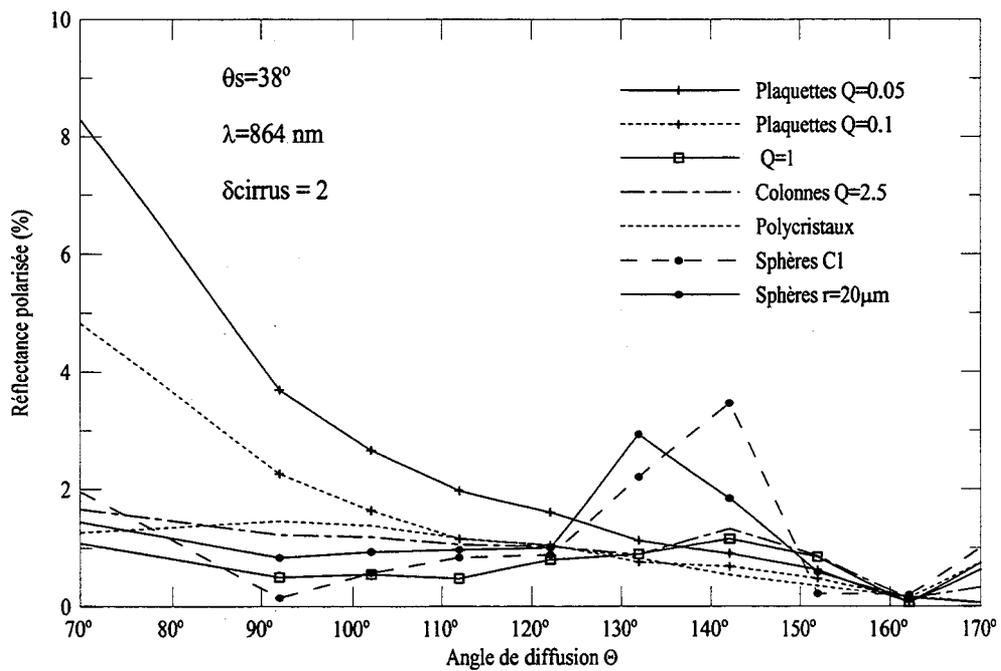


Figure V.11.b : Sensibilité de la réflectance polarisée à la forme des cristaux ($\theta_s=38^\circ$)

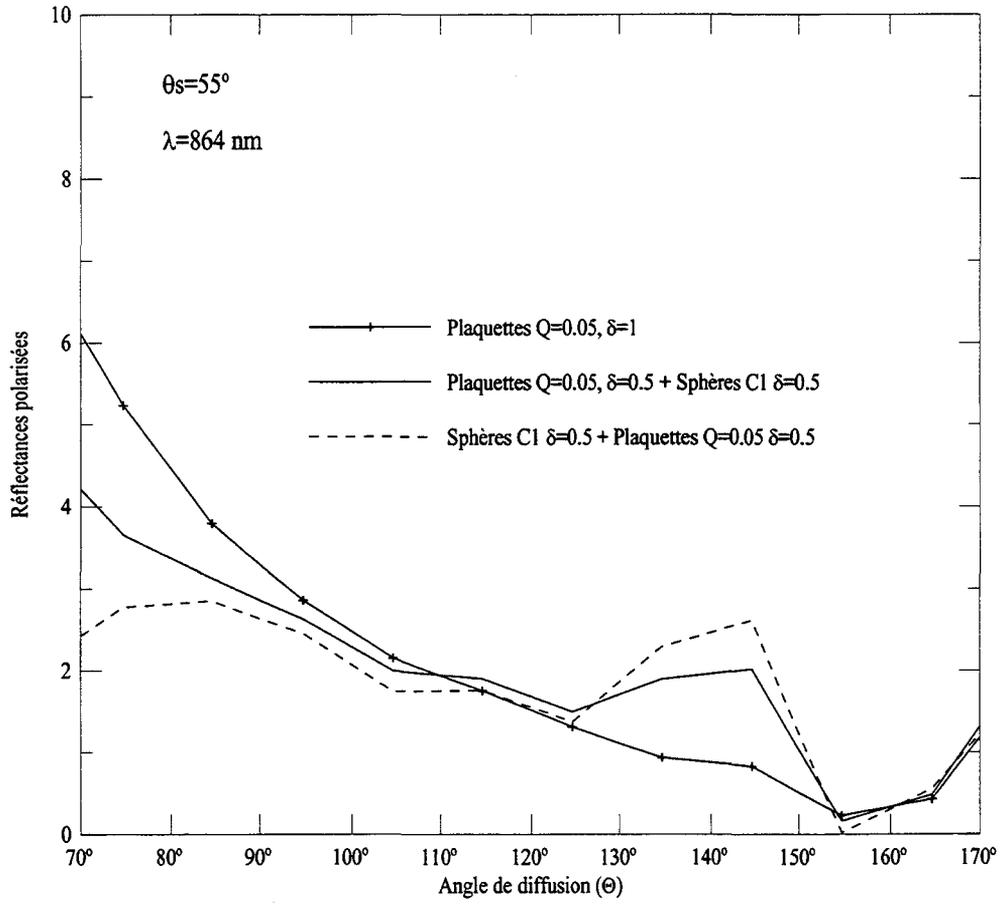


Figure V.12 : Sensibilité de la réflectance polarisée à la composition du cirrus.

donnent des résultats intermédiaires entre le cas d'un nuage composé exclusivement de particules sphériques, et celui d'un nuage composé exclusivement de particules prismatiques (figure V.12). Les résultats ne sont pas concluants dans la mesure où ils laissent apparaître un arc en ciel que nous n'avons pas observé sur les images POLDER. Nous avons donc choisi de nous limiter aux cas de couches nuageuses homogènes, qui forment une " enveloppe " contenant toutes les possibilités de couches nuageuses mixtes.

(ii) Sensibilité de la réflectance polarisée à l'épaisseur optique du nuage :

Les figures V.13.a et V.13.b montrent la variation de la réflectance polarisée avec l'épaisseur optique du cirrus. Ces figures confirment que la réflectance polarisée augmente régulièrement avec l'épaisseur optique du nuage jusqu'à saturation. A partir d'un certain seuil ($\delta = 4$), l'augmentation de l'épaisseur optique du cirrus n'induit plus d'augmentation significative du signal polarisé. Cependant, les cirrus ont souvent une épaisseur optique inférieure à 4, nous ne pouvons donc pas négliger la variation de la réflectance avec l'épaisseur optique pour l'étude de ce type de nuages.

Il est intéressant d'évaluer la contribution de la diffusion primaire par rapport à celle des phénomènes de diffusion multiples dans le nuage, afin de déterminer si l'interprétation des données POLDER en polarisation peut être envisagée dans le cadre de l'approximation de diffusion primaire. La figure V.14 représente la réflectance polarisée calculée en diffusion primaire, et la réflectance polarisée calculée en prenant en compte tous les ordres de diffusion (primaire + multiples). Le pourcentage de diffusion primaire dans le signal est évidemment variable avec l'angle de diffusion, cela dépend sans doute beaucoup de la valeur prise pour l'épaisseur optique. Globalement les phénomènes de diffusions multiples ne sont pas négligeables, et doivent être pris en compte dans l'interprétation des données.

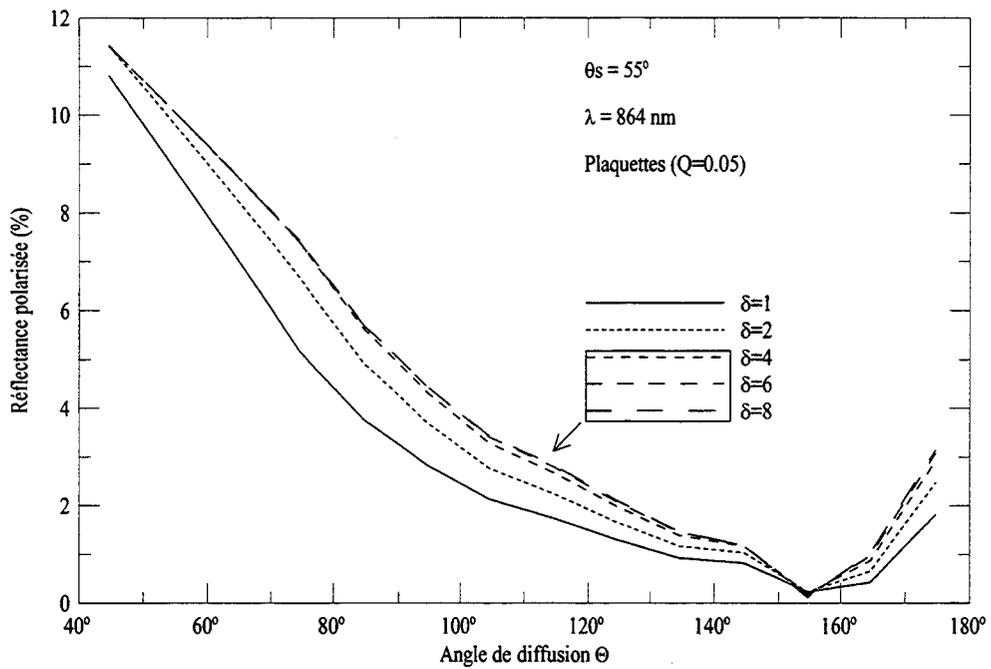


Figure V.13.a : Sensibilité de la réflectance polarisée à l'épaisseur optique du cirrus ($\theta_s=55^\circ$)

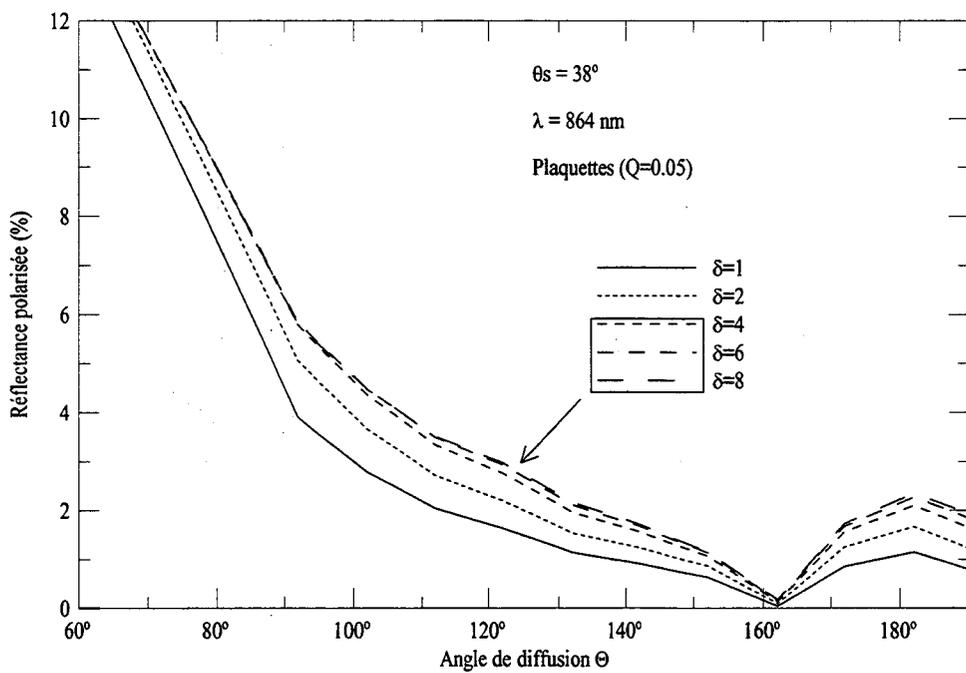


Figure V.13.b : Sensibilité de la réflectance polarisée à l'épaisseur optique du cirrus ($\theta_s=38^\circ$)

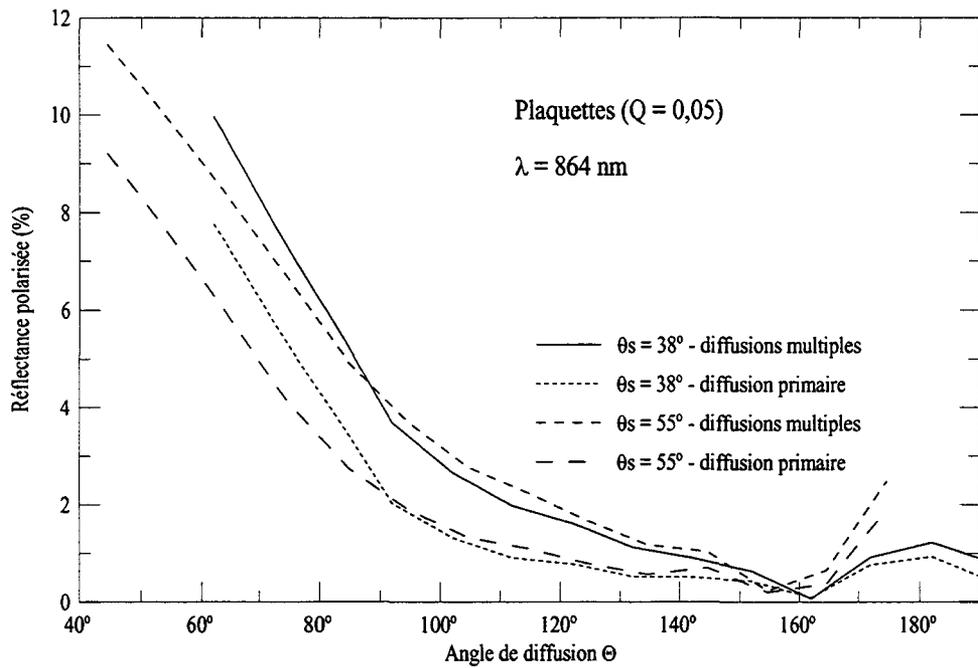


Figure V.14 : Réflectance polarisée en diffusion simple et diffusions multiples

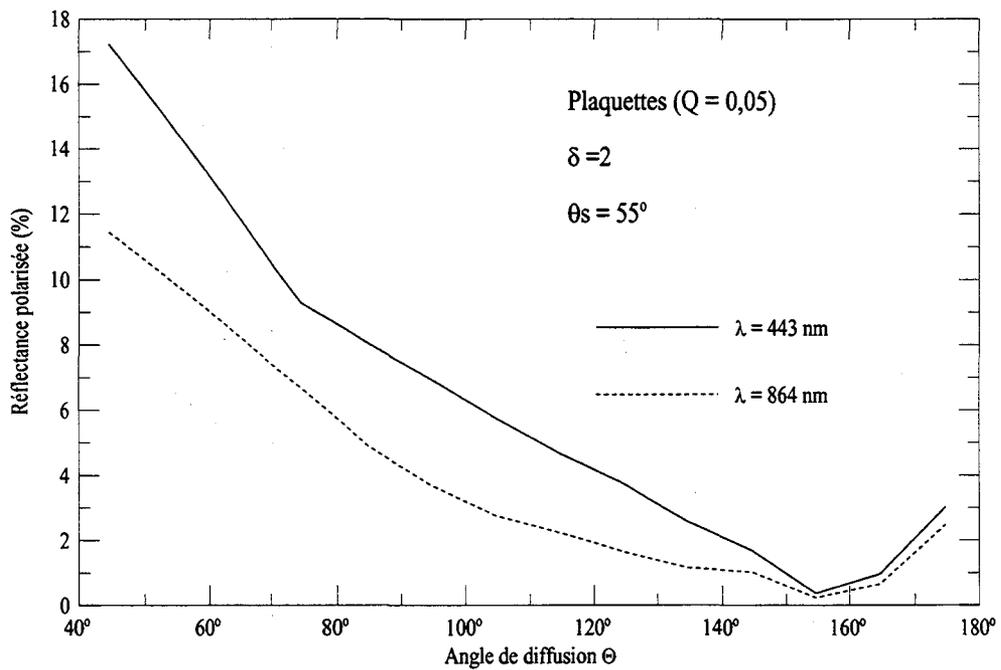


Figure V.15 : Sensibilité de la réflectance polarisée à la longueur d'onde

(iii) Sensibilité de la réflectance polarisée à la longueur d'onde

L'allure de la réflectance polarisée simulée dépend de la longueur d'onde. La figure V.15 représente les réflectances polarisées calculées à 864 nm et à 443 nm pour un cirrus de même épaisseur optique $\delta=2$. Notons que dans l'approximation de l'optique géométrique utilisée pour calculer les propriétés optiques des cristaux hexagonaux, la valeur du coefficient d'extinction C_{ext} des particules ne dépend pas de la longueur d'onde, et l'épaisseur optique du cirrus est donc la même à 443 nm et 864 nm (équation I.6). La différence entre les deux courbes présentées sur la figure V.15 provient essentiellement de la contribution du moléculaire faible à 864nm et importante à 443nm.

V.5.1.b. Comparaisons des mesures avec les simulations

Les figures V.16.a et V.16.b représentent les comparaisons entre les réflectances polarisées mesurées lors de la campagne EUCREX'94, et celles calculées pour des cirrus.

La figure V.16.a concerne les mesures collectées lors de la mission 204. L'angle solaire zénithal θ_S vaut 55° , et la géométrie de visée permet d'observer des angles de diffusion compris entre 75° et 175° . L'allure de la courbe correspondant aux mesures est bien reproduite avec un cirrus composé de plaquettes de facteurs de forme $Q=0.05$ ou $Q=0.1$, ayant des épaisseurs optiques valant respectivement $\delta=1$ et $\delta=7$. Ces cristaux ne sont cependant pas capables de restituer correctement la réflectance polarisée mesurée aux angles de diffusion proches de 170° . Par contre, les simulations considérant des nuages composés de colonnes, de particules hexagonales compactes ($Q=1$), ou de polycristaux, ne peuvent pas restituer les observations pour des angles de diffusion inférieurs à 110° .

La figure V.16.b montre la comparaison entre les simulations et les mesures collectées lors de la mission 205, l'angle solaire zénithal vaut 38° , et les angles de diffusions observables sont compris entre 90° et 180° . Cette courbe montre que la meilleure restitution des mesures est

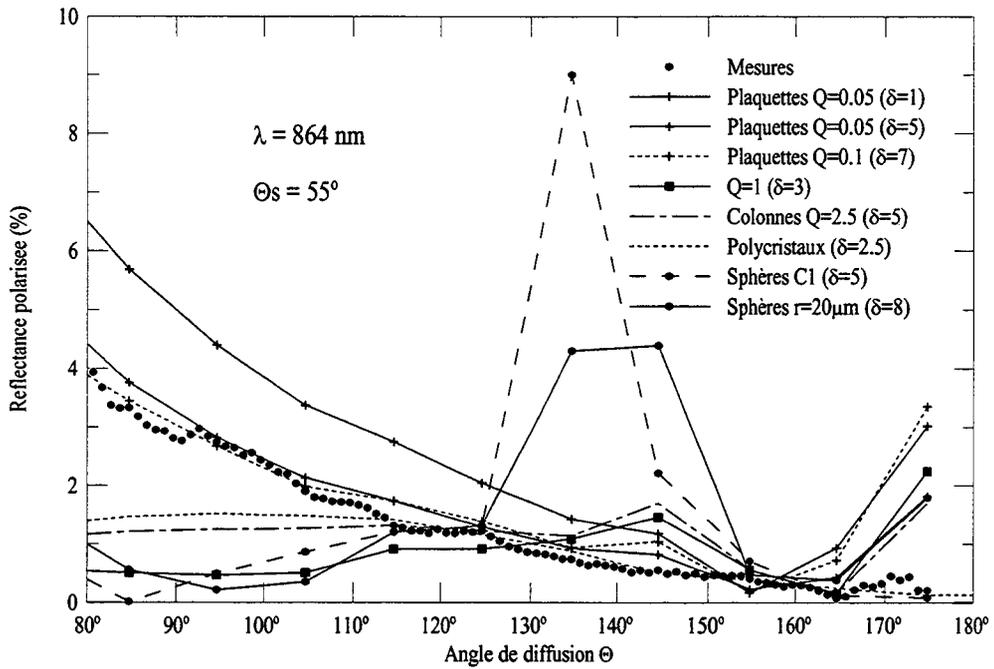


Figure V.16.a : Comparaison modèles/mesures en réflectance polarisée ($\theta_s=55^\circ$)

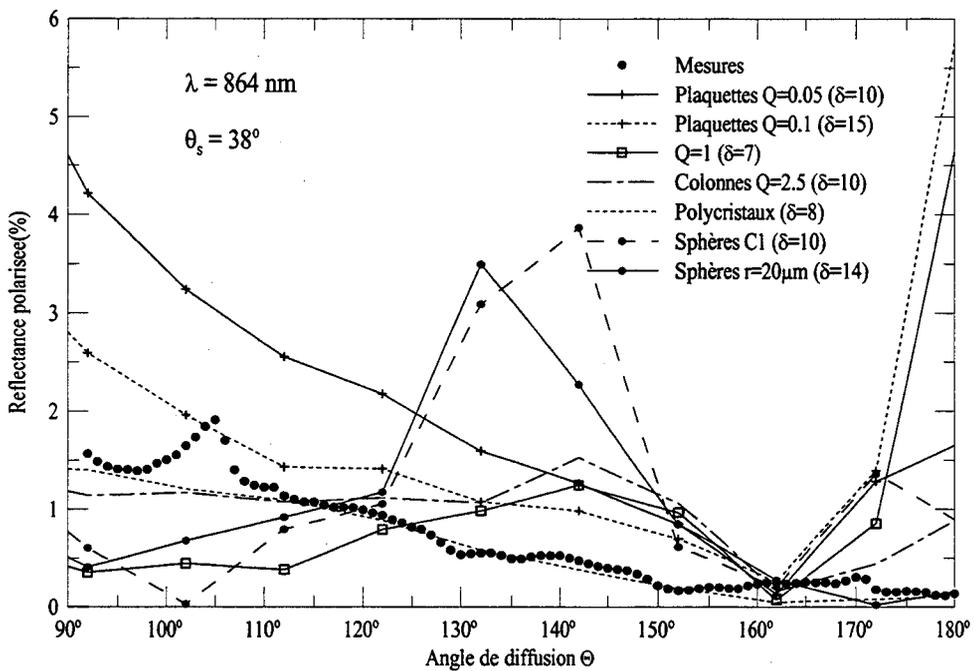


Figure V.16.b : Comparaison modèles/mesures en réflectance polarisée ($\theta_s=38^\circ$)

obtenue pour un cirrus d'épaisseur optique élevée (supérieure à 4) composé de particules polycristallines. Cependant, aucune des simulations présentées sur cette figure n'est satisfaisante, dans la mesure où elles sont incapables de restituer correctement le pic de réflexion spéculaire du rayonnement solaire situé à un angle de diffusion de 104° (c'est-à-dire un angle d'observation $\Theta_V = 38^\circ$). Ce pic de réflexion spéculaire est un indice flagrant de la présence de particules orientées horizontalement dans l'espace, mais nous ne disposons pas des modèles nécessaires pour simuler la lumière polarisée par de telles particules.

Les comparaisons des mesures et des différentes simulations sont résumées dans le tableau suivant :

	Plaquettes Q=0,05	Plaquettes Q=0,1	Q=1	Colonnes Q=2,5	Polycristaux	Sphères r=20 μ m	SphèresC1
$\theta_S = 55^\circ$ (images 873/74)	$\delta=5$ $\sigma=0.29$ $\delta=5$ $\sigma=0.76$	$\delta=7$ $\sigma=0.6$	$\delta=3$ $\sigma=1.44$	$\delta=5$ $\sigma=1.16$	$\delta=2.5$ $\sigma=0.88$	$\delta=8$ $\sigma=2.14$	$\delta=5$ $\sigma=2.78$
$\theta_S = 38^\circ$ (images 712/14)	$\delta=10$ $\sigma=0.6$	$\delta=15$ $\sigma=1.57$	$\delta=7$ $\sigma=1.51$	$\delta=10$ $\sigma=0.45$	$\delta=8$ $\sigma=0.14$	$\delta=14$ $\sigma=1.28$	$\delta=10$ $\sigma=1.04$

Tableau V.3 : Comparaisons des réflectances polarisées mesurées et simulées avec les différents modèles microphysiques (σ est l'écart type entre les mesures et les simulations en %).

V.5.2. La dépolarisation " lidar "

Le rayonnement incident du laser est polarisé linéairement dans une direction appelée parallèle et notée " l ", la dépolarisation Δ_p mesurée par le lidar s'écrit (voir éq. II.23) :

$$\Delta_p = \frac{I_{d,r}}{I_{d,l}} \quad (V.9)$$

où $I_{d,l}$ et $I_{d,r}$ sont les intensité rétrodiffusées dans les directions parallèles et perpendiculaires au rayonnement incident.

La modélisation de la dépolarisation lidar dans l'approximation de diffusion primaire est simple. Le taux de dépolarisation Δ_p s'exprime directement en fonction des paramètres de la matrice lidar. Nous avons vu dans le chapitre II (partie III.2.b) que l'approximation de diffusion primaire est correcte pour la dépolarisation lidar, elle peut être appliquée sans prendre de précautions particulières.

Dans le cas des particules aléatoirement orientées dans l'espace et présentant un plan de symétrie, la matrice de diffusion " lidar " s'écrit :

$$\begin{pmatrix} I_{d,l} \\ I_{d,r} \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} & 0 & 0 \\ Q_{21} & Q_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_{33} & Q_{34} \\ 0 & 0 & Q_{43} & Q_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{i,l} \\ I_{i,r} \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (V.10)$$

Lorsque le rayonnement incident est polarisé linéairement selon une direction $I_{i,l}$ appelée " parallèle " ($I_{i,r} = 0$), le taux de dépolarisation s'écrit :

$$\Delta_p = \Delta_l = \frac{Q_{21}}{Q_{11}} = \frac{P_{11} - P_{22}}{P_{11} + 2P_{12} + P_{22}} \quad (V.11)$$

Les relations entre les coefficients Q_{ij} de la matrice " lidar " et les coefficients P_{ij} de la matrice de diffusion ont été détaillées dans le chapitre III (éqs II.11)

Lorsque le rayonnement incident est polarisé linéairement dans une direction perpendiculaire à la précédente ($I_{i,l} = 0$), le taux de dépolarisation s'écrit :

$$\Delta_p = \Delta_r = \frac{Q_{12}}{Q_{22}} = \frac{P_{11} - P_{22}}{P_{11} - 2P_{12} + P_{22}} \quad (V.12)$$

Pour des raisons de symétries, lorsque des particules sont orientées aléatoirement dans l'espace et que chacune d'elles présente un plan de symétrie, en rétrodiffusion le paramètre P_{12} est nul, et les paramètres P_{22} et P_{33} sont égaux en valeur absolue (Van de Hulst, 1981). Le taux de dépolarisation en rétrodiffusion (lidar) est donc indépendant de la direction de polarisation du rayonnement laser incident, il s'écrit :

$$\Delta_p = \Delta_r = \Delta_l = \frac{P_{11}(\pi) - P_{22}(\pi)}{P_{11}(\pi) + P_{22}(\pi)} = \frac{P_{11}(\pi) + P_{33}(\pi)}{P_{11}(\pi) - P_{33}(\pi)} \quad (V.13)$$

En rétrodiffusion théoriquement, $P_{33}(\pi) = -P_{22}(\pi)$. Nous avons choisi d'utiliser les valeurs de P_{33} et non celles de P_{22} car le coefficient P_{33} a un comportement nettement plus stable aux angles proches de π , il est moins influencé par les incertitudes induites par la méthode du lancer de rayons.

V.5.2.a. Les particules sphériques

Pour les particules sphériques $P_{11} = P_{22}$ (éq. III.5), par conséquent, le taux de dépolarisation Δ_p mesuré par le lidar est nul. La diffusion par les particules sphériques ne modifie pas l'état de polarisation du rayonnement.

V.5.2.b. Les particules à base hexagonales orientées aléatoirement dans l'espace - les polycristaux :

Le taux de dépolarisation des plaquettes, colonnes, et polycristaux aléatoirement orientés dans l'espace peuvent être calculés directement à partir de cette équation (V.13) et comparés aux mesures collectées par le lidar. Le taux de dépolarisation a été calculé dans l'approximation de diffusion primaire, il ne dépend donc pas de l'épaisseur optique du cirrus.

La figure V.17 illustre le taux de dépolarisation calculé pour différentes formes de particules aléatoirement orientées dans l'espace, il est compris entre 45 % pour les colonnes très allongées ($Q=20$) et 85 % pour les plaquettes très minces ($Q=0.01$). Le taux calculé pour des

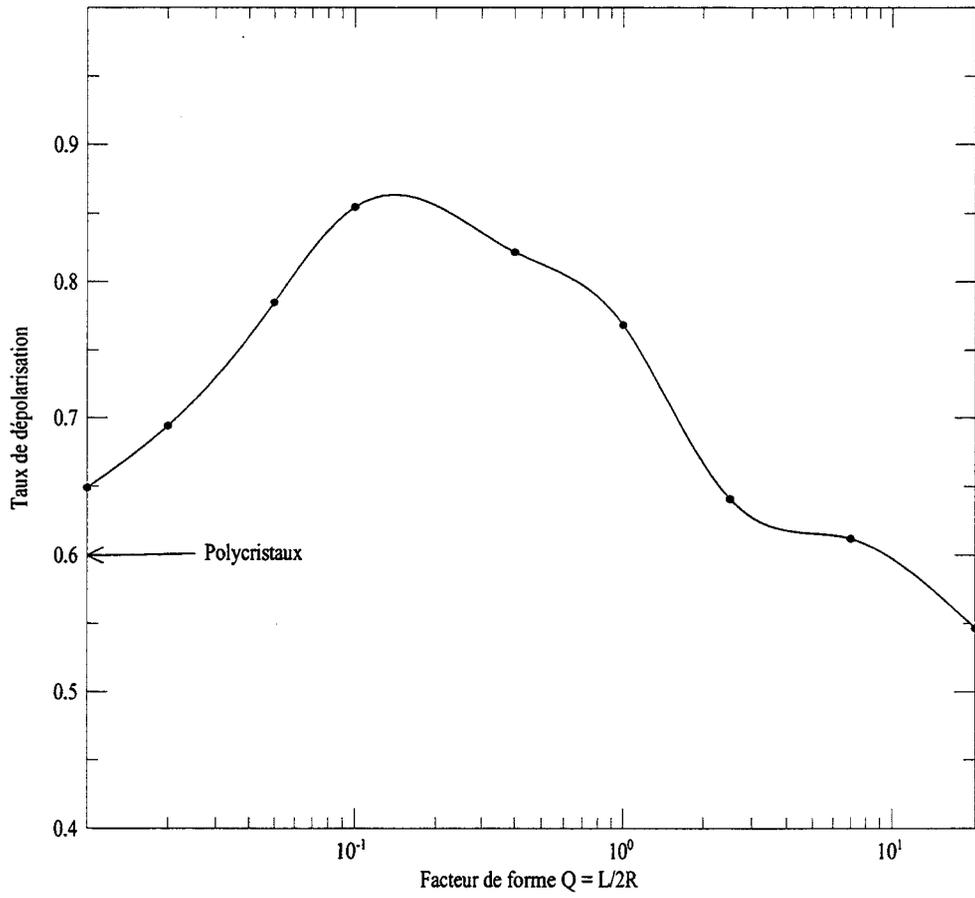


Figure V.17 : Taux de dépolariation calculé pour différentes formes de cristaux

particules polycristallines donne une valeur intermédiaire de 60%. Il est important de noter que les valeurs des coefficients de Stokes $P_{ij}(\pi)$ utilisées pour le calcul du taux de dépolarisation ont été obtenues par la méthode du ray-tracing. Il ne s'agit donc pas rigoureusement de la valeur prise par le coefficient en rétrodiffusion $P_{ij}(\pi)$, mais d'une valeur moyenne dans un petit intervalle $\Delta\Theta$ proche de la rétrodiffusion. Cette approximation induit une incertitude que nous ne savons pas réellement chiffrer.

Les valeurs du taux de dépolarisation lidar mesurées lors de la mission 204 de la campagne EUCREX'94 varient entre 0 et 40% (Figure II.16). Toutes ces valeurs mesurées se situent en dehors de la zone couverte par nos simulations. Lorsque le laser sondait la partie la plus dense du cirrus située à des distances comprises entre 50 et 100 km du point O sur la séquence OM1, les taux de dépolarisation mesurés étaient de l'ordre de 15 à 20 %. Aucun modèle de cristaux de forme prismatique orientés aléatoirement dans l'espace n'est capable d'expliquer les mesures de dépolarisation lidar collectées lors de cette séquence du vol 204. Trois explications nous paraissent possibles :

- aucune des particules que nous avons considérées dans nos modèles n'est correcte.
- l'incertitude due à la méthode du ray-tracing pour la détermination des paramètres de la matrice de diffusion en rétrodiffusion est telle, qu'elle induit une erreur importante sur nos calculs.
- les cristaux de glace possèdent une orientation privilégiée.

V.5.2.c. Les plaquettes hexagonales orientées horizontalement dans l'espace.

Le calcul du taux de dépolarisation lidar pour des plaquettes orientées horizontalement dans l'espace nécessite de connaître deux paramètres de la matrice de diffusion (P_{11} et P_{22}). Or nous ne disposons que de la fonction de diffusion P_{112D} (Chapitre III, partie 4).

Cependant Platt (1978) a montré, par la mesure, que les plaquettes orientées horizontalement ne présentent qu'une faible dépolarisation lorsque le rayonnement laser incident est quasi-normal. Quand la direction d'incidence s'éloigne de cette position de quelques degrés, le taux de dépolarisation augmente et atteint des valeurs de l'ordre de 30%. En effet, il mesurait des

intensités rétrodiffusées très élevées (correspondant à des réflexions spéculaires) associées à des taux de dépolarisation quasi-nuls.

V.5.3. Conclusion

L'analyse des données de polarisation lidar et POLDER collectées lors de la campagne EUCREX'94 à l'aide de différents modèles de cirrus, montre que l'information contenue dans ce type de mesure est riche. En effet, la mesure de la réflectance polarisée permet une discrimination immédiate de la phase du nuage observé, et une analyse un peu plus fine du comportement de la mesure aux angles de diffusion compris entre 80° et 110° donne une bonne idée de la forme moyenne des particules qui composent le nuage. Dans le cas des mesures collectées lors de la mission 204, les plaquettes de facteur de forme $Q=0.05$ associées à une faible épaisseur optique $\delta=1$, ainsi que les plaquettes de facteur de forme $Q=0.1$ associées à une épaisseur optique élevée ($\delta>4$) permettent d'interpréter les mesures.

Cependant, la richesse de l'information contenue dans la mesure de la polarisation est telle, que ce type de mesure est presque trop contraignant pour les modèles dont nous disposons. En effet, l'interprétation des mesures de dépolarisation lidar à l'aide des modèles microphysiques classiques pour les cirrus ne donne aucun résultat concluant. De même, le pic de réflexion spéculaire observé avec POLDER lors de la mission 205, ne peut être restitué correctement par aucun des modèles disponibles. Les mesures de la polarisation collectées par POLDER et le lidar contraignent énormément nos modèles à tel point qu'ils les mettent tous en défaut. Il semble donc que les modèles microphysiques de cirrus dont nous disposons ne soient pas totalement satisfaisants. Cependant, nous avons vu que plusieurs indices montrent que des nuages constitués de particules orientées horizontalement dans l'espace pourraient être capables d'expliquer nos mesures.

V.6. Discussion.

V.6.a. Les propriétés optiques.

Le jeu de données collecté pendant les missions dédiées à l'observation des cirrus lors de la campagne EUCREX'94 est très complet. Nous avons utilisé ces différentes mesures afin de contraindre les modèles de nuage disponibles. Ces modèles sont de deux types, ceux qui considèrent que les particules sont orientées aléatoirement dans l'espace (3D), et celui qui suppose que le cirrus est composé de cristaux possédant une orientation privilégiée, en particulier des plaquettes disposées horizontalement avec une oscillation de $\pm 15^\circ$ d'amplitude par rapport au plan horizontal (2D). Chaque type de donnée a été comparé indépendamment avec des simulations faites avec chaque modèle de cirrus afin de trouver le modèle le plus adapté pour interpréter la mesure. Cependant, si le modèle est suffisamment réaliste, il doit être capable d'expliquer complètement un jeu de mesures différentes collectées simultanément, nous avons donc confronté les différents résultats afin de vérifier leur cohérence et de voir si un (ou plusieurs) modèle(s) est capable d'expliquer toutes ces données.

(i) Mission 204

La mission 204 présente le jeu de données le plus complet concernant les cirrus. Nous disposons de mesures du taux de dépolarisation $\Delta_p(\pi)$ (lidar), de la réflectance polarisée bidirectionnelle $\rho_p(\theta_v, \phi_v)$ (POLDER), du coefficient k (lidar), de la réflectance bidirectionnelle $\rho(\theta_v, \phi_v)$ (POLDER), des épaisseurs optiques visible δ_v (lidar) et infrarouge (radiomètre), et de l'albédo plan (pyranomètres). Si nous passons en revue toutes les comparaisons des modèles avec les mesures, nous obtenons le tableau suivant :

	$\theta_S = 55^\circ$	Plaquettes Q=0.05	Plaquettes Q=0.1	Q=1	Colonnes Q=2.5	Polycristaux	Sphères r=20 μ m	Sphères C1	Plaquettes 2D	Figures et Tableaux
AVHRR	T4-T5	+	+	+	+	+	+	+	+	Tab V.1
Réflectance AVHRR ($\theta_S = 62^\circ$)	ρ_{avhrr}	+	+	+	+	+	+	+	+	Fig.V.4
		(4.5)	(6.2)	(3)	(4.5)	(2.9)	(8)	(6)	(2.2)	
Albédo plan ($\theta_S = 55^\circ$)	a	+	+	+	+	+	+	+	+	Fig.V.5
		(3.9)	(5.2)	(2.5)	(3.6)	(2.7)	(5.2)	(4.3)	(2)	
Réflectance POLDER ($\theta_S = 55^\circ$)	$\rho(\theta_v, \phi_v)$	+	+	+	+	+	+	+	+	Fig.V.8.a
		(5)	(7)	(3)	(5)	(2.5)	(8)	(5)	(2.5)	
Rapport rétrodiffusion sur extinction lidar	$k=\beta(\pi)/\alpha_{ext}$	+	-	-	-	-	-	+	-	Fig.V.10
Réflectance polarisée	$\rho_p(\theta_v, \phi_v)$	+	+	-	-	-	-	-	?	Fig.V.16.a
		(1)	(7)							
Dépolarisation	$\Delta_p(\pi)$	-	-	-	-	-	-	-	?	Fig.V.17
Réflectance POLDER & épaisseur optique	$\rho(\theta_v, \phi_v)$ & δ_v	-	-	-	-	+/-	-	-	+/-	Fig.V.8
						(2.5)			(2.5)	
Albédo plan & épaisseur optique	a & δ_v	-	-	+/-	-	-	-	-	+	Fig.V.5
				(2.5)					(2)	
Réflectance et réflectance polarisée	$\rho(\theta_v, \phi_v)$ & $\rho_p(\theta_v, \phi_v)$	-	+	-	-	-	-	-	?	Fig.V.8.a & V.16.a
			(7)							

Tableau V.4 : Résultats des comparaisons des différentes mesures avec les modèles. Le symbole (+) signifie que le modèle explique la mesure, le symbole (-) qu'il ne l'explique pas, le symbole (+/-) signifie que le modèle est meilleur que les autres pour expliquer la mesure, mais que celles-ci ne sont pas correctement restituées, et le (?) que le modèle et la mesure n'ont pas pu être comparés. La valeur donnée entre parenthèses correspond à l'épaisseur optique du cirrus qui permet de restituer au mieux l'observation.

Ce tableau illustre la complexité du problème de la détermination d'une microphysique pour les cirrus. Les mesures en intensité (réflectances AVHRR, POLDER et les flux) peuvent être satisfaites par tous les types de cristaux, cependant l'épaisseur optique qui doit être associée au cirrus varie fortement avec la forme de la particule. Il est évident qu'il existe un nombre considérable de formes et de tailles de cristaux dans le cirrus observé, cependant la combinaison de diverses mesures (cf la deuxième partie du tableau) permet de restreindre le nombre de modèles susceptibles de satisfaire aux observations :

- En effet, les plaquettes ($Q=0.05$ et $Q=0.1$) sont les seules à satisfaire simultanément les mesures de réflectance et de réflectance polarisée, et parmi elles, seules les plaquettes de facteur de forme $Q=0.1$ expliquent les deux types de mesures avec la même valeur d'épaisseur optique pour le nuage.

- D'autre part, les plaquettes orientées horizontalement, les cristaux hexagonaux de facteur de forme $Q=1$ orientés aléatoirement dans l'espace, ainsi que les polycristaux induisent une réflectance plus importante que les autres types de particules. Il est intéressant de noter que les polycristaux et les hexagones de facteur de forme $Q=1$ sont deux types de cristaux de formes compactes, et ont des comportements comparables. Ainsi, les plaquettes orientées horizontalement et les particules hexagonales de facteur de forme $Q=1$ sont les meilleurs candidats pour satisfaire simultanément aux mesures d'albédo plan et d'épaisseur optique lidar. D'autre part, les plaquettes horizontales ainsi que les polycristaux sont les plus adaptés pour expliquer simultanément les mesures de réflectances POLDER et l'épaisseur optique lidar.

Le modèle des plaquettes orientées horizontalement dans l'espace semble donc intéressant. Cependant, pour l'instant, ce type de modèle est encore incomplet, et nous ne sommes pas en mesure d'interpréter les données de polarisation (taux de dépolarisation et réflectance polarisée). Or nous avons vu que la polarisation est une mesure réellement contraignante pour les modèles puisqu'elle est certainement la plus discriminatoire. Nous ne pouvons donc pas conclure quant à la validation du modèle des particules orientées dans l'espace tant que nous ne sommes pas capables d'interpréter ce type de données .

Les mesures de réflectance bidirectionnelle et albédo plan de nuage n'apportant aucune information sur la microphysique du cirrus lorsqu'elles sont comparées seules aux divers modèles, nous pourrions imaginer que le type de particule utilisé pour simuler le nuage n'a aucun impact à l'échelle des flux et du calcul du bilan radiatif, puisque les mesures purement radiatives que sont l'albédo plan et la réflectance ne permettent pas de discriminer entre les différents modèles microphysiques. Cependant, elles sont sensibles à la microphysique, puisque l'épaisseur optique du nuage varie fortement lorsque la forme des cristaux qui compose le nuage change. Nous pouvons donc simuler l'albédo plan et les flux avec de nombreux modèles microphysiques, mais nous ne pourrions pas forcément simuler leur variation diurne, qui est importante pour le bilan radiatif.

Tous les modèles sont donc capables de reproduire les mesures d'albédo plan et de réflectance à partir du moment où nous n'imposons aucune contrainte sur l'épaisseur optique. Cette conclusion n'est pas satisfaisante car l'épaisseur optique du nuage est un paramètre essentiel pour le bilan radiatif. La mesure d'épaisseur optique obtenue avec le lidar, nous donne l'opportunité de restreindre le nombre de solutions au problème. Dans ce cas, les plaquettes hexagonales orientées horizontalement dans l'espace, les plaquettes de facteur de forme $Q=1$ orientées aléatoirement dans l'espace, et les polycristaux s'avèrent être les meilleurs candidats.

(ii) Mission 205

Le jeu de données concernant la mission 205 est nettement plus restreint, puisque nous ne disposons que de celles collectées par l'instrument POLDER, qui sont la réflectance $\rho(\theta_V, \phi_V)$ et la réflectance polarisée $\rho_p(\theta_V, \phi_V)$ observées au-dessus du cirrus. Les résultats des comparaisons de ces mesures avec les modèles sont les suivants :

$\theta_S = 38^\circ$	Plaquettes Q=0.01	Plaquettes Q=0.05	Q=1	Colonnes Q=2.5	Polycristaux	Sphères C1	Sphères r=20 μm	Plaquettes 2D	Fig.
$\rho_p(\theta_V, \phi_V)$	-	-	-	+/-	+/-	-	-	?	16b
$\rho(\theta_V, \phi_V)$	-	-	-	-	-	-	-	+	8b

Tableau V.5 : Résultats des comparaisons des différentes mesures avec les modèles. Les symboles (+, -, ?) ont la même signification que pour le tableau V.4. Le symbole (+/-) signifie que le modèle est meilleur que les autres pour expliquer les mesures, mais que celles-ci ne sont pas correctement restituées.

Contrairement au cas de la mission 204, les observations de la réflectance faites lors de la mission 205 sont discriminatoires. En effet, seules les plaquettes horizontales sont capables de reproduire la réflexion spéculaire observée par POLDER lors de ce vol. La mesure de la réflectance polarisée est mieux reproduite par les colonnes et les polycristaux que par les autres modèles, cependant aucun d'entre eux ne reproduit le pic de réflexion spéculaire.

(iii) Conclusion

Finalement, l'analyse de toutes les données disponibles (missions 204 et 205) montre qu'il n'est pas possible de définir un modèle de cristaux satisfaisant à toutes les observations. Il semble également que la combinaison d'observations différentes permette de restreindre le nombre de solutions, chacune des mesures étant plus sensible à un type de cristaux présent dans le nuage, et faisant apparaître tantôt la signature d'un type de cristal et tantôt celle d'un autre. Les plaquettes (Q=0.1), les polycristaux et les hexagones de facteur de forme Q=1 aléatoirement orientés dans l'espace s'avèrent être les formes de cristaux les plus intéressantes. Le modèle de nuage composé de particules horizontalement orientées dans l'espace semble également prometteur, cependant nous ne sommes pas encore en mesure de modéliser le comportement des particules orientées horizontalement en polarisation pour deux raisons :

- Nous ne connaissons pas la matrice de diffusion des particules horizontalement orientées dans l'espace. Nous savons qu'elle est composée de 8 éléments au plus, mais ne connaissons pas le nombre exact d'éléments indépendants, nous ne pouvons donc pas les calculer. Seul le premier élément $P_{11}(\theta, \phi)$ a été calculé.

- Il n'existe pas de code de transfert radiatif capable de calculer la polarisation pour des particules orientées horizontalement dans l'espace. Le seul code de transfert radiatif (Takano et Liou, 1989) adapté au cas des particules orientées horizontalement ne calcule pas la polarisation. D'autre part, la méthode approximée que nous avons utilisée dans notre étude (code des "ordres de successifs de diffusions" modifié), et qui consiste à calculer la diffusion primaire pour des particules horizontales (en utilisant la fonction de diffusion P_{112D}) et les ordres supérieurs de diffusion pour les mêmes particules aléatoirement orientées dans l'espace (P_{11}), ne peut être étendue au calcul de la polarisation. En effet, la version du code de transfert radiatif des ordres successifs de diffusions, calculant la polarisation a été écrite pour des cristaux dont la matrice de diffusion est composée de 4 éléments indépendants.

Ainsi, nous ne disposons pas d'une description complète des propriétés optiques des cristaux ayant une orientation privilégiée (matrice de diffusion complète, albédo diffusion simple, coefficient d'extinction), mais nous ne disposons pas non plus de code de transfert radiatif, même approximé, adapté au cas des plaquettes orientées horizontalement, nous ne pouvons donc pas conclure quant au réel intérêt de ce type de modèle.

Cependant toutes les observations disponibles dans la littérature montrent que les cirrus sont composés d'une multitude de cristaux de formes différentes (voir figures I.6.a, I.6.b), c'est pourquoi il est vraisemblable qu'un mélange des modèles de particules permettrait de mieux restituer le jeu de données. Les plaquettes ayant un facteur de forme $Q = 0.1$ sont les seules capables de restituer simultanément les réflectances et les réflectances polarisées. Les polycristaux et les particules hexagonales ayant un facteur de forme $Q=1$, ont des comportements comparables puisque leurs signatures en polarisations sont similaires, et ce sont les deux types de particules réfléchissant le plus fortement le rayonnement solaire (ie. à épaisseur optique de nuage constante, ces deux types de cristaux ont un albédo plan et une

réflectance plus importante que les autres modèles microphysiques), ils sont donc les meilleurs candidats pour satisfaire à la fois les mesures d'épaisseurs optiques lidar et les mesures de réflectances et d'albédo plan du nuage.

Notons également que la seule information que nous ayons concernant la taille des particules dans le nuage provient des mesures AVHRR. La méthode développée par Inoue s'appuyant sur l'étude de la différence de température de brillance entre les canaux 4 et 5 de l'AVHRR concluait à des particules équivalentes sphériques dont le rayon est de l'ordre de 20 μm . Ce résultat est compatible avec les mesures microphysiques collectées par les capteurs FSSP et 2D qui observaient des cristaux équivalents sphériques de rayon effectif variant entre 20 et 28 μm . Cependant nous ne disposons pas de mesures in-situ de la forme des cristaux qui permettraient de valider (ou d'invalidier) les résultats obtenus avec les modèles.

Par ailleurs, il nous est difficile de comparer les résultats obtenus durant EUCREX'94 à ceux obtenus lors d'autres campagnes, tout d'abord parce que notre étude porte sur un cirrus observé un jour donné à un endroit donné et nous ne pouvons pas prétendre généraliser ces résultats à d'autres cirrus situés à d'autres latitudes et observés à d'autres moments, mais également parce que le jeu de mesures collectés durant EUCREX'94 est très complet et unique. En effet les mesures de réflectances bidirectionnelles collectées par POLDER au-dessus des cirrus sont nouvelles, et les mesures bidirectionnelles en polarisation sont uniques, et comme nous l'avons vu celles-ci sont très contraignantes. Cependant la campagne FIRE qui a eu lieu dans le Wisconsin en 1986 était de même envergure que EUCREX'94 et a donné des résultats intéressants. Ainsi, Wielicki et al (1990) ont utilisé les mesures collectées par Landsat dans deux canaux l'un visible et l'autre infrarouge afin de déterminer un facteur d'asymétrie g (Eq. 1.3) pour les particules qui composent le cirrus. Les réflectances obtenues dans le canal visible ont été comparées aux émissivités issues des mesures infrarouges. En admettant que le cirrus observé était composé de particules de grande dimension, et que le rapport des épaisseurs optiques visibles et infrarouges vaut 2, les auteurs ont conclu que les observations pouvaient être restituée à l'aide d'une fonction de diffusion de type Heyney-Greenstein avec un

facteur d'asymétrie valant 0.7. Nous avons appliqué la même méthode au cas du 17 avril de EUCREX'94, en comparant les réflectances mesurées au nadir par POLDER avec les émissivités mesurées au zénith par le radiomètre infrarouge, cependant nous n'avons obtenu aucun résultat concluant à cause de la dispersion des points de mesures.

V.6.b. Forçage radiatif

La discussion développée précédemment montre la complexité du problème de la microphysique dans les cirrus, elle met également en évidence le fait que l'utilisation de différentes mesures collectées simultanément peut permettre de restreindre le nombre de solutions au problème, et définir ainsi plus précisément une microphysique pour le cirrus observé. Afin de vérifier que la combinaison de plusieurs types de données peut réellement aider à mieux déterminer les propriétés radiatives des cirrus, nous avons calculé le forçage radiatif des nuages tel que nous pouvons le déterminer avec chacun des instruments de mesures seul, puis avec des combinaisons de différents types de mesures.

V.6.b.(i). Forçage radiatif dans les courtes longueurs d'onde

Le forçage radiatif aux courtes longueurs d'ondes CSW des nuages exprime la différence entre le rayonnement solaire réfléchi en ciel clair FSW^+_{clair} et le rayonnement solaire réfléchi en présence d'un nuage $\langle FSW \rangle^+$:

$$CSW = FSW^+_{clair} - \langle FSW \rangle^+ \quad (V.14)$$

Le forçage dépend de la couverture nuageuse A_c , de l'albédo plan du nuage a_{nua} , et de l'albédo plan de l'atmosphère en ciel clair a_{clair} :

$$CSW = (a_{clair} - a_{nua})A_c F_0 \quad (V.15)$$

Nous avons calculé le forçage CSW pour les différentes microphysiques de cirrus permettant de restituer les mesures collectées durant EUCREX. Afin de nous ramener à un effet global, nous avons utilisé $A_c=1$ et $F_0=342 \text{ W/m}^2$ (Arking, 1989). Nous avons fait varier l'angle solaire zénithal entre 90° et 38° , ce qui correspond au 17 avril 1994 au-dessus de la Bretagne, afin de pouvoir calculer la variation diurne du forçage. Les résultats des calculs sont présentés dans le tableau suivant, tous les flux sont exprimés W/m^2 :

	Symboles	PlaquettesQ =0.05	Plaquettes Q=0.1	Q=1	ColonnesQ =2.5	Polycristaux	Sphères r=20µm	Sphères C1	Plaquettes 2D	Total
Réflectance AVHRR $\theta_S = 62^\circ$	ρ_{avhrr}	-147 -102.5-191.5	-147 -99-188	-151 -106-191.5	-157 -109-198.5	-143.5 -96-188	-166 -120-209	-164 -116-274	-188 -82-332	-143.5-188 -82-332
Albédo plan $\theta_S = 55^\circ$	a	-140 90.5-188	-137 -89-184.5	-140 -92-188	-142 -92-191.5	-140 -92-184.5	-140 -85.5-195	-143.5 -89-195	-167.5 -75-332	-137-167.5 -75-332
Réflectance POLDER $\theta_S = 55^\circ$	$\rho(\theta_V, \phi_V)$	-154 109.5-191.5	-154 -109.5-192	-151 -106-191.5	-161 -116.5-202	-134.5 -85.5-184.5	-166 -120-209	-154 -102.5-199	-198.5 -89-332	-134-198.5 -85.5-332
Rapport rétrodiffusion sur extinction lidar	k	*	-	-	-	-	-	*	-	*
Réflectance polarisée $\theta_S = 55^\circ$	$\rho_p(\theta_V, \phi_V)$	-72 -26.5-168	-154 109.5-192	-	-	-	-	-	?	-72-154 -26.5-192
Dépolarisation	$\Delta_p(\pi)$	-	-	-	-	-	-	-	?	*
Réflectance & épaisseur optique	$\rho(\theta_V, \phi_V)$ & δ_V	-	-	-	-	-134.5 -85.5-184.5	-	-	-198.5 -89-332	-134-198.5 -85.5-332
Albédo plan & épaisseur optique	a & δ_V	-	-	-140 -92-188	-	-	-	-	-167.5 -75-332	140-167.5 -75-332
Réflectance et réflectance polarisée	$\rho(\theta_V, \phi_V)$ & $\rho_p(\theta_V, \phi_V)$	-	-154 -109.5-192	-	-	-	-	-	?	-154 -109.5-192

Tableau V.6 : Forçages radiatifs visibles (en W/m^2) : moyenne (en gras) et extrema (en simple) du cycle diurne. Le symbole (-) signifie que le modèle n'explique pas la mesure (cf Tableau V.4), le symbole (?) que le modèle et la mesure n'ont pas pu être comparés, et le symbole (*) que la mesure seule ne permet pas de calculer le forçage du nuage.

Le tableau V.6 donne les forçages radiatifs calculés à partir des différentes microphysiques et des épaisseurs optiques de nuage qui leurs sont associées (voir tableau V.4). Pour la réflectance AVHRR par exemple, nous avons calculé le forçage radiatif visible d'un cirrus composé de plaquettes ($Q=0.05$) dont l'épaisseur optique vaut $\delta=4.5$ (voir tableau V.4), pour plusieurs angles solaires zénithaux variant entre 38° et 90° . Nous avons ainsi obtenu la valeur moyenne et les valeurs extrêmes du forçage lors du cycle diurne. Ce calcul a été réitéré pour chaque nuage défini dans le tableau V.4. Ainsi, la première ligne du tableau V.6, correspondant à la mesure de réflectance AVHRR, donne les valeurs moyennes et extrêmes du cycle diurne calculées pour chaque type de cristaux. La dernière colonne du tableau montre que la valeur moyenne du forçage radiatif visible est comprise entre -143.5 et -188 W/m^2 selon le type de cristaux utilisé pour restituer la mesure.

Dans la première partie du tableau, nous avons présenté les forçages calculés pour chaque type de mesure considéré seul, la deuxième partie du tableau correspond aux résultats obtenus en combinant deux types de mesures. :

- Les forçages radiatifs calculés à partir des mesures de réflectance AVHRR, d'albédo plan et de réflectance bidirectionnelle POLDER (les trois premières lignes du tableau), sont compris entre -134.5 et -198.5 W/m^2 selon la microphysique que nous avons utilisé. Cependant, nous avons effectué nos calculs pour 8 types de particules différents alors qu'il existe une infinité d'autres cristaux susceptibles de satisfaire ces mesures. En effet, ces dernières ne contraignent pas les modèles microphysiques, et il est très probable que si nous considérons de nouveaux modèles de cristaux, nous obtiendrions de nouvelles valeurs de forçages. Les valeurs extrêmes de la moyenne du forçage sur le cycle diurne données dans le tableau pour ces trois types de mesures ne sont donc pas restrictives.

- La mesure de réflectance polarisée est très contraignante pour la microphysique du cirrus. Lorsqu'elle est considérée seule, elle peut être satisfaite par deux types de plaquettes ($Q=0.1$ et $Q=0.05$), associées à des épaisseurs optiques de nuages très différentes ($\delta=7$, et $\delta=1$), ce qui mène à des forçages moyens valant -72 et -154 W/m^2 (5ème ligne du tableau). Lorsque cette donnée est complétée par une mesure de réflectance (non polarisée) POLDER, il ne

reste plus qu'une seule solution possible (les plaquettes $Q=0.1$), donnant une valeur moyenne de forçage valant -154 W/m^2 (dernière ligne du tableau).

- La combinaison des mesures de réflectance POLDER et d'épaisseur optique lidar (7ème ligne du tableau) ne peuvent être expliquées que par les polycristaux et les plaquettes horizontales. Ces deux types de cristaux donnent des forçages très différents valant en moyenne -134.5 W/m^2 et -198.5 W/m^2 . Les mesures d'albédo plan et d'épaisseur optique lidar simultanées (8ème ligne du tableau) sont satisfaites par des hexagones compacts ($Q=1$) et des plaquettes horizontales, donnant des forçages radiatifs moyens valant -140 et -167.5 W/m^2 .

Finalement, la première partie du tableau donne des valeurs extrêmes du forçage moyen qui ne sont pas restrictives dans la mesure où les données ne contraignent pas les modèles microphysiques. La mesure de réflectance polarisée est très contraignante pour les modèles microphysiques, mais elle peut mener à des résultats aberrants du point de vue radiatif lorsqu'elle est utilisée seule. La deuxième partie du tableau montre que les combinaisons de mesures peuvent réduire l'incertitude sur le forçage radiatif, car elles permettent de restreindre le nombre de solutions possibles.

Notons également que les diverses particules hexagonales aléatoirement orientées dans l'espace donnent des résultats relativement proches, avec des valeurs de forçages moyens variants de 4 W/m^2 au plus, bien que les différentes formes de cristaux ($Q=0.05$, $Q=0.1$, $Q=1$, $Q=2.5$) soient associées à des nuages d'épaisseurs optiques très variables (voir tableau V.4). D'autre part, la première partie de ce tableau (V.6) montre que la valeur maximale de la moyenne du forçage sur le cycle diurne est systématiquement obtenue pour les plaquettes orientées horizontalement dans l'espace, alors que la valeur minimale correspond aux nuages composés de polycristaux.

V.6.b.(i). Forçage radiatif infrarouge

Le forçage infrarouge exprime la différence entre le rayonnement infrarouge émis en ciel clair FLW^+_{clair} et le rayonnement infrarouge émis en présence d'un nuage $\langle FLW \rangle^+$:

$$CLW = FLW^+_{clair} - \langle FLW \rangle^+ \quad (V.16)$$

Pour une couverture nuageuse A_C valant 1, le forçage CLW s'exprime en fonction de l'émissivité ε du nuage, de sa température T_{nuage} , et de la température d'émission de l'atmosphère en ciel clair T_{clair} :

$$CLW = \varepsilon \sigma (T_{clair}^4 - T_{nuage}^4) \quad (V.17)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.

Dans notre cas, $T_{clair} = 255\text{K}$ et $T_{nuage} = 223\text{K}$.

Nous avons calculé le forçage radiatif infrarouge CLW pour les différentes microphysiques permettant de restituer les diverses mesures. L'épaisseur optique du cirrus dépend du type de cristaux utilisé pour interpréter les mesures. La plupart de nos données ayant été collectées dans le domaine visible, nous disposons de l'épaisseur optique visible du cirrus. Afin de d'évaluer l'épaisseur optique infrarouge du nuage, nous nous sommes placés dans l'approximation des grandes particules, pour laquelle le rapport entre l'épaisseur optique visible et infrarouge vaut 2. A partir de ces épaisseurs optiques infrarouges, nous avons pu déterminer l'émissivité du nuage (voir Eq. II.1.b) et calculer le forçage infrarouge du cirrus. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau suivant :

	Symboles	PlaquettesQ =0.05	Plaquettes Q=0.1	Q=1	ColonnesQ =2.5	Polycristaux	Sphères r=20µm	Sphères C1	Plaquettes 2D	Total
Réflectance AVHRR $\theta_S = 62^\circ$	ρ_{avhrr}	89.1 (2.25)	95.1 (3.1)	77.3 (1.5)	89.1 (2.25)	76.1 (1.45)	97.7 (4)	94.6 (3)	66.7 (1.1)	66.7 -> 97.7
Albédo plan $\theta_S = 55^\circ$	a	85.4 (1.95)	92.2 (2.6)	70.7 (1.25)	83.1 (1.8)	73.7 (1.35)	92.6 (2.6)	87.6 (2.15)	62.7 (1)	62.7 -> 92.6
Réflectance POLDER $\theta_S = 55^\circ$	$\rho(\theta_V, \phi_V)$	91.6 (2.5)	96.5 (3.5)	77.3 (1.5)	91.6 (2.5)	70.7 (1.25)	97.7 (4)	91.6 (2.5)	70.7 (1.25)	70.7 -> 97.7
Rapport rétrodiffusion sur extinction lidar	k	*	-	-	-	-	-	*	-	*
Réflectance polarisée $\theta_S = 55^\circ$	$\rho_p(\theta_V, \phi_V)$	38.8 (0.5)	96.5 (3.5)	-	-	-	-	-	?	38.8 -> 96.5
Dépolarisation	$\Delta_p(\pi)$	-	-	-	-	-	-	-	?	*
Réflectance & épaisseur optique	$\rho(\theta_V, \phi_V)$ & δ_V	-	-	-	-	70.7 (1.25)	-	-	70.7 (1.25)	70.7
Albédo plan & épaisseur optique	a & δ_V	-	-	70.7 (1.25)	-	-	-	-	62.7 (1)	62.7 -> 70.7
Réflectance et réflectance polarisée	$\rho(\theta_V, \phi_V)$ & $\rho_p(\theta_V, \phi_V)$	-	96.5 (3.5)	-	-	-	-	-	?	96.5

Tableau V.7 : Forçages radiatifs IR (en W/m^2). Le symbole (-) signifie que le modèle n'explique pas la mesure (cf Tableau V.4), le symbole (?) que le modèle et la mesure n'ont pas pu être comparés, et le symbole (*) que la mesure seule ne permet pas de calculer le forçage du nuage. La valeur donnée entre parenthèses correspond à l'épaisseur optique infrarouge associée au cirrus.

Nous retrouvons, dans la première partie de ce tableau, des valeurs de forçage infrarouge variant avec le type de cristaux utilisé pour interpréter une mesure. Les plaquettes orientées horizontalement dans l'espace donnent systématiquement les valeurs de forçage infrarouge les plus faibles, puisqu'elles sont associées à des épaisseurs optiques de cirrus moins élevées.

Comme précédemment, l'utilisation de plusieurs types de mesures collectées simultanément permet de réduire l'incertitude sur le forçage. La combinaison des mesures de réflectance et de réflectance polarisée collectées par POLDER donne un résultat ($CLW=96.5 \text{ W/m}^2$) différent des autres combinaisons de mesures ($CLW=70.7 \text{ W/m}^2$ et $CLW=62.7 \rightarrow 70.7 \text{ W/m}^2$). Cependant, nous disposons de mesures indépendantes de l'épaisseur optique infrarouge du cirrus collectées par le radiomètre infrarouge installé à bord de l'ARAT, et par le radiomètre AVHRR de la NOAA. Les mesures collectées par le radiomètre aéroporté ainsi que celles collectées dans le canal 4 de l'AVHRR sont cohérentes, elles donnent une épaisseur optique infrarouge de l'ordre de 1.2 pour la zone étudiée. Cette valeur correspond à celle obtenue avec les plaquettes horizontales, les polycristaux, et les particules hexagonales compactes ($Q=1$), donnant un forçage infrarouge de l'ordre de 70 W/m^2 .

Conclusion

Conclusion

Les cirrus jouent un rôle non négligeable dans la balance énergétique du système Terre-océan-atmosphère. Cependant l'impact radiatif de ce type de nuage est encore mal quantifié, et une meilleure détermination des propriétés radiatives des cirrus passe par une meilleure connaissance de leurs propriétés optiques. La campagne EUCREX'94 était dédiée à l'étude des nuages et en particulier des cirrus. Lors de notre travail nous avons abordé l'aspect expérimental à travers l'analyse des données collectées durant EUCREX'94, ainsi qu'un aspect théorique à travers la modélisation des propriétés optiques et radiatives des cirrus. L'objectif était de préciser un modèle ou des modèles de microphysique de cirrus permettant d'extrapoler des mesures instantanées pour en déduire l'impact de ces cirrus sur le bilan radiatif moyen et sur sa variation diurne, deux éléments clefs qui commandent la sensibilité du climat aux cirrus. Dans l'approche de cette thèse, le modèle microphysique est obtenu à partir d'un ensemble très complet de mesures radiatives, incluant des observations satellitales et aéroportées collectées durant la campagne EUCREX'94.

Cette campagne aéroportée qui s'est déroulée en Bretagne, en France, durant le mois d'avril 1994, a permis de collecter un jeu d'observations concernant un banc de cirrus passant le 17 avril au-dessus de la Bretagne. Divers instruments étaient embarqués à bord des trois avions ayant participé à la campagne. Nous disposons ainsi de mesures thermodynamiques classiques (température, humidité atmosphériques), ainsi que de mesures radiatives : flux solaires et infrarouges montants et descendants au-dessus et en-dessous du nuage, des mesures de radiances directionnelles infrarouges collectées en visant au zénith sous le cirrus. Des instruments de mesures in-situ de la microphysique du cirrus étaient également opérationnels durant la campagne, et quelques séquences de vol ont pu avoir lieu dans le cirrus permettant ainsi d'acquérir des informations sur la taille des cristaux qui composent le nuage. Des instruments plus spécifiques ont également participé à cette campagne : le lidar

aéroporté LEANDRE ($0.55 \mu\text{m}$) était situé sous le nuage et sondait l'atmosphère en visant vers le haut, il collectait des mesures de rétrodiffusion qui permettent d'estimer l'épaisseur optique du cirrus, ainsi que des mesures de dépolarisation sensibles à la forme des cristaux qui composent le nuage. Le radiomètre imageur POLDER opérant aux longueurs d'ondes visibles était embarqué à bord d'un avion survolant le cirrus, il mesurait la réflectance bidirectionnelle et la réflectance bidirectionnelle polarisée du nuage. La campagne EUCREX'94 a donc permis de collecter un jeu de données très complet et unique avec, en particulier, des mesures de polarisation nouvelles concernant les cirrus, nous donnant ainsi l'opportunité d'étudier un cas bien documenté d'observation de ce type de nuage.

Dans un premier temps nous avons dépouillé, validé, et analysé les données collectées le 17 avril par les divers instruments, en collaboration avec les différentes équipes ayant participé à la campagne. Certaines données, telles celles concernant les flux infrarouges n'ont pas été validées. Les mesures des profils d'humidité relative dans les couches atmosphériques d'altitude élevées se sont également révélées de très mauvaise qualité, confirmant ainsi la nécessité de mettre au point de nouveaux capteurs plus performants. Il est apparu que la plupart des instruments de mesure étaient opérationnels durant la mission 204 du 17 avril au matin, et cette période coïncide avec le passage de la plate-forme NOAA/AVHRR au-dessus de la zone, c'est pourquoi notre travail s'est essentiellement focalisé sur cette demi-journée.

Nous avons également abordé la modélisation des propriétés optiques des cirrus. Nous sommes partis d'un modèle de cristaux à base hexagonale aléatoirement orientés dans l'espace existant au LOA. Ce modèle est adapté au cas des particules de grande dimension par rapport à la longueur d'onde, il s'appuie sur un calcul de lancer de rayons valable dans l'approximation de l'optique géométrique, et est complété par un calcul de diffraction de Fraunhofer. Ce modèle calculait la fonction de diffusion de ces particules dans l'approximation de l'optique géométrique, et nous avons calculé les 5 autres éléments de la matrice de diffusion afin de disposer de la matrice de diffusion complète qu'il est nécessaire de connaître pour étudier la polarisation. Nous avons également calculé la fonction de diffusion (premier

paramètre de la matrice de diffusion) pour des plaquettes hexagonales ayant une orientation préférentielle dans le plan horizontal.

La prise en compte de la réflectance du sol, des aérosols, des molécules, et des phénomènes de diffusion multiples dans l'atmosphère nécessite l'utilisation d'un code de transfert radiatif. Les codes disponibles au LOA sont adaptés au cas des particules sphériques avec une matrice de diffusion composée de 4 éléments indépendants, nous avons donc utilisé un code appelé " adding-doubling " de l'université libre d'Amsterdam adapté au cas des particules hexagonales aléatoirement orientées dans l'espace, dont la matrice de diffusion est composée de 6 éléments indépendants. Ce code permet le calcul de la polarisation. Nous avons également abordé de manière approximée le calcul du transfert radiatif pour des particules ayant une orientation préférentielle dans le plan horizontal, afin d'évaluer grossièrement l'impact radiatif de l'orientation des cristaux.

Nous disposions alors des modèles et codes nécessaires pour exploiter les mesures collectées durant EUCREX'94. L'approche que nous avons adoptée était la suivante : confronter chaque type de mesures avec des simulations mettant en jeu des modèles microphysiques simples (particules sphériques, monocristaux et polycristaux aléatoirement orientés dans l'espace, plaquettes orientées préférentiellement dans le plan horizontal) définis par la taille, la forme et l'orientation des particules dans le nuage, puis contraindre ces modèles en combinant les différentes mesures collectées. L'objectif de ce travail étant de préciser les caractéristiques microphysiques de ces cirrus nécessaires à la détermination de leur impact radiatif, il importait d'estimer sur le produit final, l'impact des incertitudes expérimentales et théoriques rencontrées. Nous avons donc estimé le forçage radiatif des cirrus observés en utilisant successivement les différents modèles microphysiques satisfaisant aux différents types d'observations.

Il s'est avéré que les mesures radiatives classiques (flux, AVHRR) ainsi que les mesures de réflectances POLDER ne contraignent pas du tout les modèles microphysiques, elles peuvent être satisfaites par tous les types de cristaux lorsqu'elles sont associées à des épaisseurs optiques de cirrus adaptées. En ce sens, le lidar apporte une information importante puisqu'il est le seul instrument à pouvoir apporter une estimation indépendante de la valeur de

l'épaisseur optique du nuage. Le calcul du forçage radiatif à partir des observations de l'AVHRR et des mesures de réflectances POLDER donne des résultats dépendants de la microphysique considérée.

Par contre les mesures de polarisation (dépolariation lidar et réflectances polarisées POLDER) sont très sensibles à la forme des cristaux considérée. Elles sont un bon indicateur de la phase (eau/glace) du nuage car elle permettent de discriminer les particules sphériques (liquide), des particules non-sphériques (solide), et une analyse plus fine de la réflectance polarisée aux angle proches de 100° peut également permettre d'estimer la forme des cristaux qui composent le nuage. Cependant, lorsque les mesures de polarisation sont utilisées seules, elles peuvent conduire à une estimation aberrante du forçage radiatif des nuages, car elle sont susceptibles d'observer la signature d'un type particulier de cristaux présents dans le nuage, qui n'est pas forcément significative du point de vue radiatif.

La meilleure estimation du forçage radiatif du nuage passe donc par l'analyse de données différentes collectées simultanément. Les mesures radiatives telles que celles déjà disponibles en orbite (AVHRR et réflectances POLDER) sont insuffisantes. La mesure de polarisation collectée POLDER est un élément nouveau qui semble très prometteur, mais les résultats obtenus durant EUCREX'94 ne sont pas généralisables, et il nous faut étendre cette étude à une échelle plus globale, la version spatiale de l'instrument POLDER nous offre cette opportunité. Cependant nous avons vu que l'estimation de l'épaisseur optique du nuage par le lidar, même si elle n'est pas extrêmement précise, reste un élément essentiel de notre analyse, l'idéal serait donc de disposer d'un radiomètre POLDER et d'un lidar sur la même plate-forme satellitale.

Parmi les modèles microphysiques de particules aléatoirement orientées dans l'espace, les polycristaux, et les hexagones de facteur de forme (rapport entre la longueur du cristal et le diamètre du cercle circonscrit à la base hexagonale) valant 1 semblent être les plus adaptés pour satisfaire au jeu de données collecté le 17 avril.

D'autre part, les plaquettes hexagonales ayant une orientation préférentielle dans le plan horizontal sont les seules à pouvoir restituer le phénomène de réflexion spéculaire observé

durant EUCREX'94, signature de l'orientation préférentielle des cristaux. Elles réfléchissent également fortement le rayonnement solaire, et semblent adaptées pour reproduire divers mesures radiatives collectées durant EUCREX'94. Cependant, nous manquons de modèles pour étudier précisément le comportement de ces particules, tant du point de vue des propriétés optiques que de celui des propriétés radiatives. Nous ne disposons pas de la matrice de diffusion complète de ces cristaux, ce qui rend impossible l'étude de la polarisation, et il n'existe pas à l'heure actuelle de code de transfert radiatif capable de prendre en compte la dépendance azimutale des paramètres de la matrice de diffusion pour calculer la polarisation. Cependant, plusieurs auteurs (Lynch et al 1994a, Cho et al 1981, Sassen 1980) ont mis en évidence la présence de particules orientées horizontalement dans l'espace, Platt (1978) a observé ce type de cristaux dans l'hémisphère sud à l'aide d'un lidar au sol qui mesurait de très fortes rétrodiffusions associées à de faibles taux de dépolariation, Lynch et al (1994b) ont identifié des phénomènes de réflexion spéculaire dans les cirrus à partir de mesures aéroportées et satellite au-dessus de l'Arizona, Shanks et al (1995) ont également observé des réflexions spéculaires persistantes au-dessus d'un banc de cirrus à partir de mesures aéroportées. Ces deux derniers auteurs ont modélisé de manière approximative les propriétés des cirrus composés de particules orientées horizontalement, en faisant l'hypothèse que le nuage est composé de deux sous-couches, la couche supérieure étant constituée de cristaux horizontaux, et la couche inférieure de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace. De plus, cette orientation préférentielle semble avoir un impact radiatif non négligeable (Takano et al, 1989). Il paraît donc nécessaire d'investiguer dans cette direction, l'instrument POLDER satellite grâce à ses observations multidirectionnelles peut identifier les phénomènes de réflexion spéculaire, il va peut être permettre d'estimer la fréquence d'occurrence de cristaux orientés horizontalement dans les cirrus, car pour l'instant nous ne savons pas s'il s'agit d'un phénomène marginal ou au contraire très fréquent. D'autre part, il semble qu'un réel effort de modélisation soit nécessaire.

Annexes:

- Code adding/doubling
- Sensibilité de l'albédo à la taille des particules
- Restitution des réflectances et réflectances polarisées en ciel clair le 17 avril

ANNEXE 1 :**CODE ADDING-DOUBLING**

Dans cette annexe, nous nous contenterons de rappeler brièvement les équations de base du code " adding-doubling ". La théorie complète du code est décrite dans les articles suivants : De Haan et al (1986), Hansen et al (1971), Hovenier (1971).

Le rayonnement montant $I(\delta, \mu, \phi)$ et descendant $I(\delta, -\mu, \phi)$ à un niveau d'atmosphère δ , s'exprime selon les équations suivantes :

$$I(\delta, \mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu' d\mu' \int_0^{2\pi} D(\delta, \mu, \mu', \phi - \phi')(0, \mu', \phi') + \exp(-\delta / \mu) I(0, \mu, \phi) \quad (\text{A1.1})$$

$$I(\delta, \mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu' d\mu' \int_0^{2\pi} d\phi' \cdot U(\delta, \mu, \mu', \phi - \phi')(0, \mu', \phi') \quad (\text{A1.2})$$

où les matrices D et U sont composées de 4 lignes et de 4 colonnes, elles décrivent le rayonnement diffusé respectivement vers le bas et vers le haut de l'atmosphère.

μ est le cosinus de l'angle zénithal et ϕ l'angle azimuthal.

La méthode dite de la " adding " consiste à superposer deux couches homogènes d'épaisseurs optiques valant respectivement δ' et δ'' . Les quantités de rayonnement diffusées par la couche totale s'exprime à partir de celles des 2 sous-couches (caractérisées par un prime pour la couche supérieure, et un double prime pour la couche inférieure). Les équations suivantes sont les équations matricielles de base de la " adding " :

$$Q_1(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu' d\mu' \int_0^{2\pi} d\phi'' \cdot R'^*(\mu, \mu'', \phi - \phi'') R''(\mu'', \mu', \phi'' - \phi') \quad (\text{A1.3})$$

$$Q_{p+1}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} d\phi'' \cdot Q_1(\mu, \mu'', \phi - \phi'') Q_p(\mu'', \mu', \phi'' - \phi') \quad (\text{A1.4})$$

$$Q(\mu, \mu', \phi - \phi') = \sum_{p=1}^{\infty} Q_p(\mu, \mu', \phi - \phi') \quad (\text{A1.5})$$

$$\begin{aligned} D(\delta', \mu, \mu', \phi - \phi') &= T'(\mu, \mu', \phi - \phi') + \exp\left(-\frac{\delta'}{\mu'}\right) \times Q(\mu, \mu', \phi - \phi') \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} d\phi'' \cdot Q(\mu, \mu'', \phi - \phi'') T'(\mu'', \mu', \phi'' - \phi') \end{aligned} \quad (\text{A1.6})$$

$$U(\delta', \mu, \mu', \phi - \phi') = \exp\left(-\frac{\delta'}{\mu'}\right) \times R''(\mu, \mu', \phi - \phi') + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} d\phi'' \cdot R''(\mu, \mu'', \phi - \phi'') D(\delta', \mu'', \mu', \phi'' - \phi') \quad (\text{A1.7})$$

$$\begin{aligned} R(\delta', \mu, \mu', \phi - \phi') &= R'(\mu, \mu', \phi - \phi') + \exp\left(-\frac{\delta'}{\mu'}\right) \times U(\mu, \mu', \phi - \phi') \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} d\phi'' \cdot T'^*(\mu, \mu'', \phi - \phi'') U(\delta', \mu'', \mu', \phi'' - \phi') \end{aligned} \quad (\text{A1.8})$$

$$\begin{aligned} T(\mu, \mu', \phi - \phi') &= \exp\left(-\frac{\delta'}{\mu'}\right) \times T''(\mu, \mu', \phi - \phi') + \exp\left(-\frac{\delta''}{\mu}\right) \times D(\delta', \mu, \mu', \phi - \phi') \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} d\phi'' \cdot T''(\mu, \mu'', \phi - \phi'') D(\delta', \mu'', \mu', \phi'' - \phi') \end{aligned} \quad (\text{A1.9})$$

Les matrices R et R* correspondent aux matrices de réflexion (U) au sommet et à la base de l'atmosphère.

Les matrices T et T^* correspondent aux matrices de transmission (D) au sommet et à la base de l'atmosphère.

L'équation (A1.3) décrit le rayonnement émergent vers le bas, et ayant subi une réflexion dans chacune des deux couches.

L'équation (A1.5) décrit la somme sur toutes les diffusions du rayonnement émergent vers le bas.

L'équation (A1.6) donne le rayonnement descendant au niveau de l'interface entre les deux couches, et l'équation (A1.7) le rayonnement émergent vers le haut.

Les équations (A1.9) et (A1.10) expriment la réflexion et la transmission de la couche totale, en fonction des matrices de réflexion (R', R'') et de transmission (T', T'') des deux sous-couches.

ANNEXE 2 :

SENSIBILITE DE L'ALBEDO A LA TAILLE DES PARTICULES

Le texte suivant est extrait de la publication :

Larsen H., J-F. Gayet, H. Chepfer, G. Brogniez, and G. Febvre : " Measurement Errors In Cirrus Cloud Microphysical Properties ", soumis à *Annales Geophysicae*.

Small ice crystals, size distribution and radiation

There appear to be many small ice crystals in cirrus clouds (Platt et al., 1989 ; Ström and Heintzenberg, 1994 ; Strauss et al., 1995 ; Gayet et al., 1996 b). Ignoring the presence of these particles, because their concentration cannot be quantified with existing instrumentation, can lead to significant errors in radiative models (Kinne et al., 1992 ; Takano et al., 1992). Kinne and Liou (1989) illustrated the effect of the size distribution of the crystals by assuming hexagonal ice crystals distributed with two different size spectra, and showed that 'small ice' crystals (in their case from 20 to 100 μm diameter) dominated the effect of larger particles on the solar albedo. Yet the cloud radiative properties are usually deduced from the available 2D-C measurements alone (e.g. Heymsfield et al., 1990).

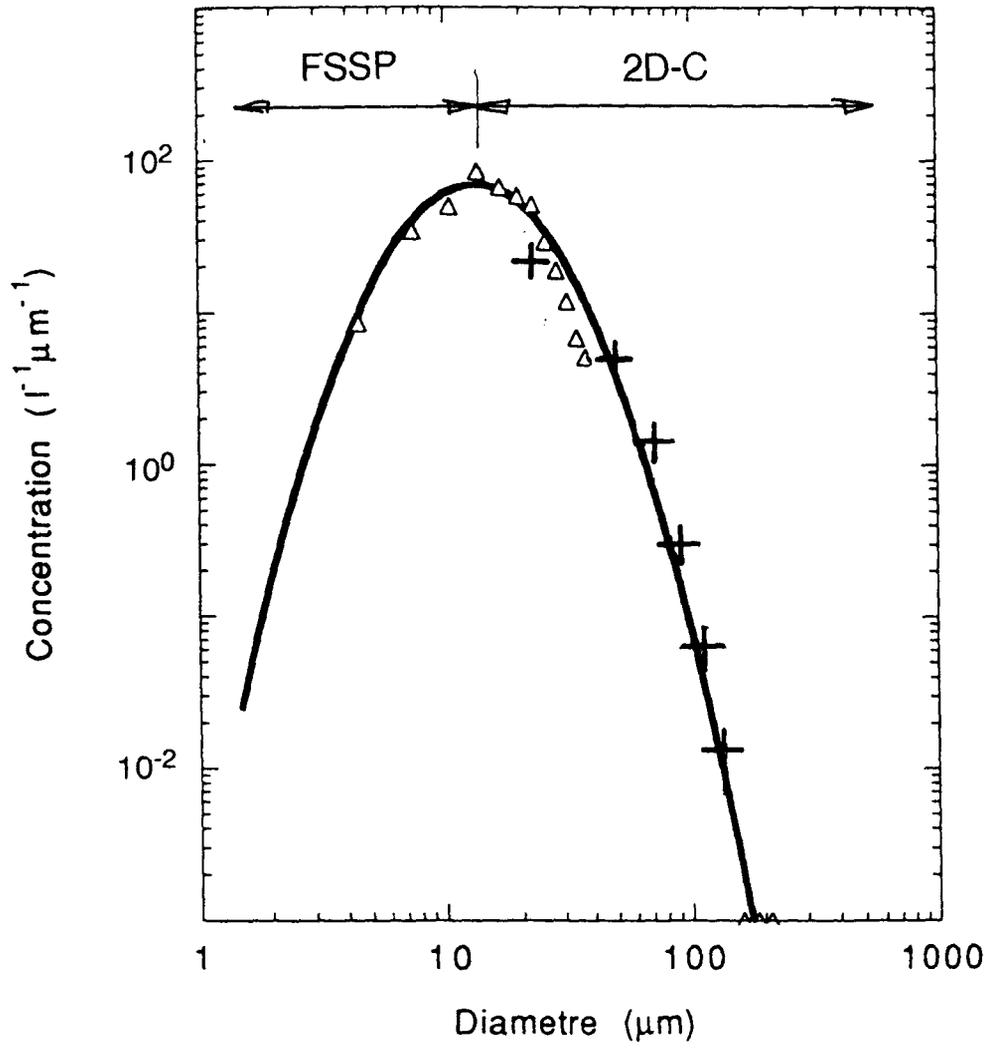
In the case of cirrus formed of quasi-spherical particles it is possible for the first time both to measure the full size distribution down to 3 μm of diameter with high spatial resolution (because the FSSP is reliable in this special case, see Gayet et al., 1996 b) and to model the radiative properties of the particles. Figure 5 shows a particle size distribution obtained with the 2D-C and FSSP probes during the International Cirrus Experiment (Raschke et al., 1990) in contrail-induced cirrus over the North Sea (Gayet et al., 1996 a). Table I gives two sets of cloud parameters calculated from these data: those calculated from

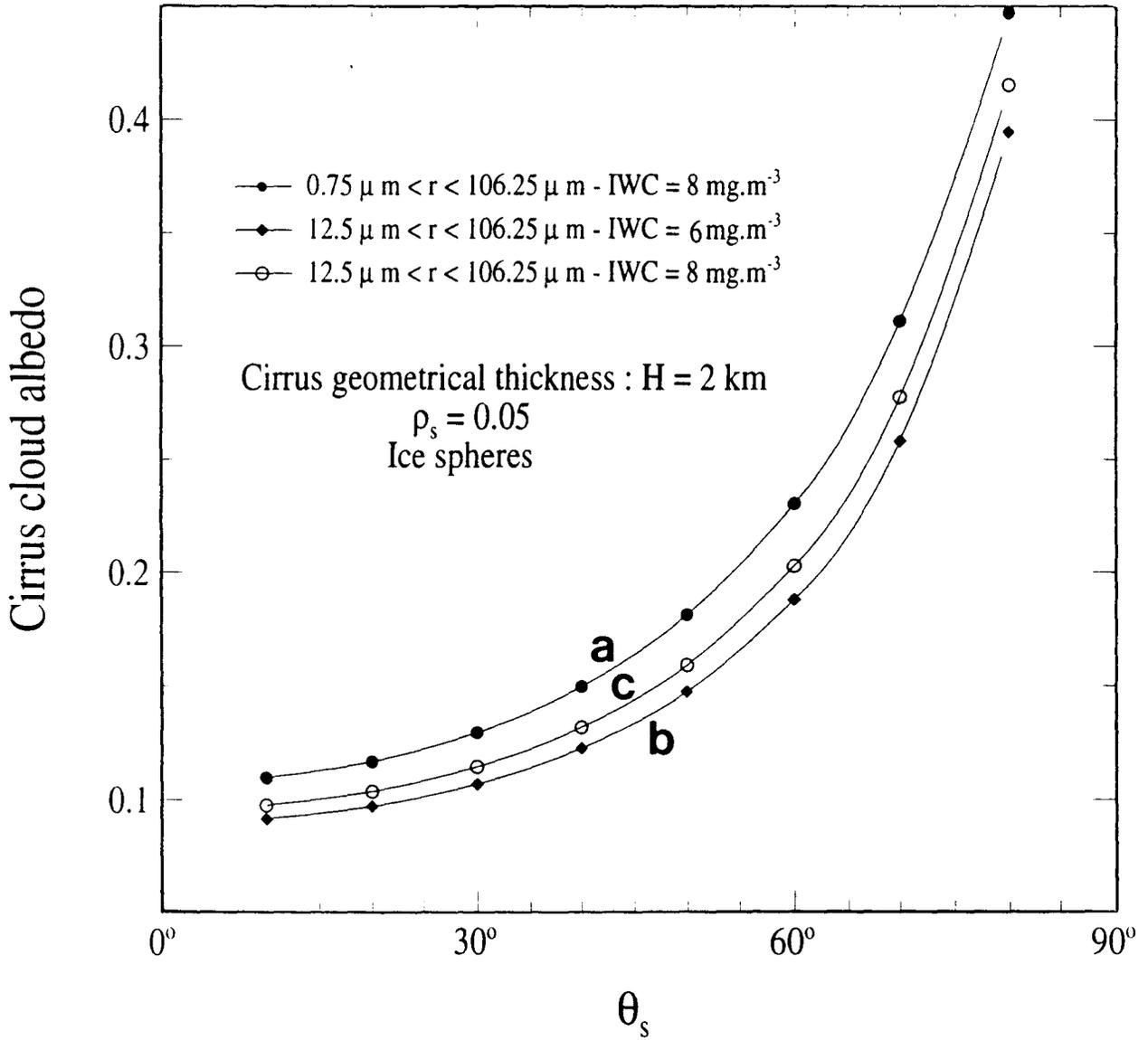
particles with diameter larger than 12.5 μm (2D-C data alone) and those from all particles with diameter larger than 1.5 μm (both FSSP and 2D-C measurements).

	2D-C	FSSP + 2D-C	
Particle concentration	200	730	(l^{-1})
Effective radius	26	19	(μm)
IWC	6	8	(mg m^{-3})

Table I

Table I shows that merging in the FSSP measurements introduces considerable changes, particularly to the ice particle concentration (730 l^{-1} versus 200 l^{-1}) and to the effective radius (19 μm against 26 μm), and that the IWC increases by around 33%. These microphysical changes are reflected in changes to the calculated radiative properties, as seen in Figure 6. Curves (a) and (b) on Figure 6.a show the calculated albedo respectively with and without the small particles, while for (c) there are no small particles but the particle concentrations have been scaled (retaining the same form of the distribution as in Figure 5) so that the ice water content for this cloud is the same as that for that represented by (a). Curve (c) is relevant to the situation where the IWC is independently measured or prescribed by a model rather than being derived from 2D-C measurements. Not having data on the small particles present (diameter 1.5 to 12.5 μm) leads to a noticeable decrease in calculated cloud albedo, around 30% between curves (a) and (b), due to both the radiative properties of small particles and the IWC differences (6 mg m^{-3} instead of 8 mg m^{-3}). The differences between (a) and (c), which are characterized by a same IWC, are less (around 20%) but highlight the effect of the cloud ice water being distributed into smaller particles.





ANNEXE 3 :

**RESTITUTION DES REFLECTANCES ET REFLECTANCES POLARISEES
MESUREES EN CIEL CLAIR LE 17 AVRIL**

La restitution des réflectances mesurées en ciel clair à l'aide des modèles nécessite de prendre en compte les molécules et les aérosols dans l'atmosphère, ainsi que la réflectance du sol, en l'occurrence la mer. La diffusion moléculaire est bien connue, et elle peut facilement être prise en compte dans nos simulations. L'albédo de la mer ρ_S est faible à 864 nm, et c'est l'un des paramètres sur lequel nous pouvons agir pour restituer la mesure en ciel clair sachant qu'elle doit rester inférieure à 5 %. D'autrepart, il est difficile de connaître la nature des aérosols et leur quantité, qui constituent ici les deux principales inconnues de l'atmosphère observée en ciel clair.

La méthode développée par Deuzé & al (1987) consiste à définir un coefficient d'Angström décrivant la distribution en taille des aérosols, en utilisant la dépendance spectrale de leur coefficient d'extinction. La variation spectrale est mesurée à l'aide de l'instrument POLDER aux longueurs d'ondes de 650 nm et 864 nm. Lors de la campagne EUCREX'94, seul l'instrument POLDER embarqué sur l'ARAT, était équipé d'une roue porte-filtre contenant les canaux 864 nm et 650 nm. Nous avons donc utilisé des images collectées par cet instrument lors du vol 204, en l'absence de nuage (images numéro. 650 à 670, $\theta_S = 54,2^\circ$), l'avion volait à 4535 m d'altitude.

La contribution des molécules atmosphériques $\rho_{mol}(\lambda)$ a été calculée et soustraite aux réflectances mesurées $\rho_{mes}(\lambda)$, dans le plan principal solaire, afin d'isoler la réflectance des seuls aérosols $\rho_a(\lambda)$:

$$\rho_a(\lambda) = \rho_{mes}(\lambda) - \rho_{mol}(\lambda) \quad (9)$$

La contribution des molécules est calculée à partir de la formule empirique (ref) :

$$\delta_{\text{mol}}(\lambda) = (A\lambda^{-4} + B\lambda^{-5} + C\lambda^{-6}) \frac{P_0 - P}{P_0} \quad (10)$$

où P et P₀ sont les pressions à une altitude z et au sol,

A = 84.35 * 10⁻⁴ (μm)⁴, B = -1.225 * 10⁻⁴ (μm)⁵, C = 1.4 * 10⁻⁴ (μm)⁶,

δ_{mol}(λ) est l'épaisseur optique moléculaire à l'altitude z.

La méthode est fondée sur l'approximation de la diffusion primaire qui permet d'écrire la réflectance des aérosols ρ_a(λ,Θ) à la longueur d'onde λ de la manière suivante :

$$\rho(\lambda, \Theta) = \frac{\delta(\lambda)P(\lambda, \Theta)}{4\mu_0\mu_v} \quad (11)$$

où Θ est l'angle de diffusion, P(λ,Θ) la fonction de diffusion des aérosols, μ₀ et μ_v respectivement les cosinus de l'angle solaire zénithal et de l'angle zénithal de visée.

L'épaisseur optique des aérosols δ(λ) est supposée suivre une loi d'Angström :

$$\delta(\lambda) = \delta_0 \lambda^{-\alpha} \quad (12)$$

où δ₀ est l'épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde λ = 1 μm, et α le coefficient d'Angström.

La loi d'Angström implique que la distribution en taille des aérosols suit une loi de Junge qui s'écrit :

$$n(r) = C r^{-\alpha-3} \quad (13)$$

où $n(r)$ est le nombre d'aérosols par unité de volume ayant un rayon compris entre r et $r+dr$, C est une constante de normalisation.

En supposant que la fonction de diffusion des aérosols $P(\lambda, \Theta)$ est la même à 650 nm et 864 nm, le rapport des réflectances mesurées à ces deux longueurs d'ondes (Eq. 11 et 12) permet d'accéder au coefficient d'Angström α . La valeur obtenue pour le coefficient d'Angström dépend de la taille des particules, plus elles sont grosses et plus ce dernier est petit. Dans notre cas, nous obtenons un coefficient d'Angström de l'ordre de 2 pour un angle de diffusion de 168° et un angle solaire zénithal de 54.30° . Cette méthode a donc permis de déterminer une granulométrie simple de la distribution en taille des aérosols ($\alpha = 2$; $r_{min} = 0.02$; $r_{max} = 1$)

Il s'agit maintenant de déterminer un ordre de grandeur de l'épaisseur optique des aérosols contenus dans la couche atmosphérique située entre le sol et le niveau de l'avion, lorsque ce dernier survole un cirrus. Le Falcon survolait le cirrus étudié à une altitude de 11600 m. Une zone de ciel clair observée par Polder à la même altitude a pu être identifiée peu de temps avant le survol du nuage. L'angle solaire zénithal était de 55.6° . La réflectance mesurée en l'absence de nuage a été corrigée de la contribution du moléculaire afin d'isoler l'effet des seuls aérosols :

$$\rho_a(864 \text{ nm}, 168^\circ) = 2.96 \%$$

La distribution en taille définie précédemment pour les aérosols permet de calculer la fonction de diffusion de ces particules à l'aide de la théorie de Mie. Cette fonction de diffusion est ensuite développée en polynômes de Legendre, puis introduite dans un code " adding doubling " qui permet de prendre en compte les phénomènes de diffusions multiples dans l'atmosphère, afin de simuler les réflectances en ciel clair. La simulation restituant au mieux la mesure collectée en l'absence de nuage est obtenue pour une atmosphère composée de molécules, d'une couche d'aérosols dont l'épaisseur optique vaut $\delta(864\text{nm})= 0.025$, ainsi que d'un sol réfléchissant avec

un albédo de $\rho_s = 3\%$. Cette simulation, ainsi que la courbe de la réflectance mesurée, sont reportées sur la figure 10.

L'épaisseur optique $\delta(864\text{nm})$ ainsi obtenue pour les aérosols le 17 avril est étonnamment faible, cependant une estimation indépendante à partir de données acquises au sol par un photomètre, confirme cette tendance. Le photomètre mesure l'atténuation à 870 nm du rayonnement solaire le long de son trajet du soleil au sol. Il permet donc de déterminer une épaisseur optique de l'atmosphère en ciel clair. Celle-ci est corrigée de la diffusion par les molécules et donne alors une épaisseur optique des aérosols pour toute l'atmosphère. De telles mesures acquises le 11 avril 1994 au Cross-Corsen, donnaient une épaisseur optique aérosols de l'ordre de 0.025, d'autres, collectées le 21 avril donnaient une épaisseur optique aérosols de 0.065. La valeur de l'épaisseur optique des aérosols déduite des réflectances POLDER est donc, malgré sa faible valeur, cohérente avec celles obtenues à la même époque à l'aide des mesures d'extinction au sol.

Nous avons donc défini la première couche atmosphérique composée de molécules, d'aérosols et d'un sol réfléchissant. Celle-ci permet de restituer les mesures de réflectance collectées en l'absence nuage. Notons que les quatre éléments de la matrice de diffusion correspondant aux aérosols, supposés sphériques, ont été développés en polynômes de Legendre avant d'être introduits dans le code " adding doubling ".

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- Albrecht B., and M. Poellot, 1974 : "Pyrgometers measurements from aircraft." *Rev. Sci. Instrum.* , **45**, 33-38

- Aldrich L. B., 1919. *Smiths. Misc. Coll.* **69**, 1-9.

- Allen J. R., 1971 : "Measurements of cloud emissivity in the 8-13 μm waveband." *J. Appl. Meteor.*, **10**, 260-265.

- Arnott W. P., Y. Dong, and J. Hallet, 1994 : "The role of small ice crystals in radiative properties of cirrus : A case study, FIRE II, november 22, 1991." *J. Geophys. Res.*, **99**, 1371-1381.

- Asano S., and G. Yamamoto, 1975 : "Light scattering by a spheroidal particle." *Appl. Opt.* **14**, 29-49.

- Bakan S., and C. Costanzo, 1996 : "Estimation of cirrus microphysical parameters from multispectral measurements in the near infrared .", *Proc of the 12th International Conference on Clouds and Precipitation, Vol.2*, 19-23 August, Zurich, Switzerland.

- Barton I. J., 1983 : " Upper level cloud climatology from an orbiting satellite." *J. Atmos. Sci.*, **40**, 435-447.

- Bissonnette L. R., 1988 : " Multiscattered model for propagation of narrow light beams in aerosols media." *Appl. Opt.* , **27**, 2748-2484.

- Borovikov A. M., L. I. Gaivoronskii, E. G. Zak, V. V. Kostarev, I. P. Mazin, V. E. Minervin, A. Kh. Khrgian, and S. M. Shmeter, 1963 : *Cloud Physics*. Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, Israel, 392 pp.

- Brenguier J. L., T. Bourriane, and A. Coelho, 1996 : "Mesures aéroportées de la distribution dimensionnelle des particules : le FAST FSSP." *Proc. Atelier d'Expérimentation de d'Instrumentation*, 15-17 octobre, Toulouse, France.

- Brogniez G., J. C. Buriez, J. C. Vanhoutte, and Y. Fouquart, 1986 : "An improvement of the calibration of the Eppley pyrgeometer for th case of airborne measurements." *Contr. Phys. Atm.* **59**, 4, 538-551.

- Brogniez G., 1988 : "Light scattering by finite hexagonal crystals arbitrarily oriented in space." *Proceeding of the International Radiation Symposium, Lille, France. 18-24 August*, 64-67.

- Brogniez G., Y. Fouquart, and J. F. Gayet, 1995 : "European Cloud Radiation Experiment - 1994. Field Phase Report." *Disponible au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, U. S. T. L., Lille, France.*

- Cabannes J., 1921 : "Sur la diffusion de la lumière par les molécules de gaz transparents." *Ann. Phys.*, **15**, 5-150.

- Cess R. D., G. L. Potter, J. P. Blanchet, G. J. Boer, A. D. Del Genio, M. Déqué, V. Dymnikov, V. Galin, W. L. Gates, S. J. Ghan, J. T. Kiehl, A. A. Lacis, H. Le Treut, Z.-X. Li, X.-Z. Liang, B. J. McAvaney, V. P. Meleshko, J. F. B. Mitchell, J.-J. Morcrette, D. A. Randall, L. Rikus, E. Roeckner, J. F. Royer, U. Schlese, D. A. Sheinin, A. Slingo, A. P. Sokolov, K. E. Taylor, W. M. Washington, R. T. Wetherald, I. Yagai, and M.-H. Zhang, 1990 : "Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models." *J. Geophys. Res.*, **95**, 16601-16615.

- Chandrasekhar S., 1960 : " Radiative Transfer " , Dover Publications, Inc., New York, 393 pp.

- Cho H. R., J.-V. Iribarne, W.-G. Richards, 1981 : "On the orientation of ice crystals in a cumulonimbus cloud." *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1111.

- De Haan J. F., P. B. Bosma, and J. W. Hovenier, 1986 : "The adding method for multiple scattering calculations of polarized light." *Astron. Astrophys.*, **183**, 371-391.

- De Haan J., 1987 : "Effect of the aerosols on the brightness and polarization of the cloudless planetary atmospheres." *phD thesis University of Amsterdam.*

- Derr V. E., N. L. Abshire, R. E. Cupp and G. T. McNice, 1976 : " Depolarization of lidar returns from virga and source cloud." *J. Appl. Meteor.* ,**15**, 1200-1203.

- Deschamps P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Brickaud, J. C. Buriez, and G. Sèze, 1994 : "The POLDER mission : Instrument characteristics and scientific objectives." *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **32**, 598-615.
- Deuzé J. L., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, and D. Tanré, 1987 : "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, 1988 : "Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system." *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **41**, 483-494.
- Dowling D. R., and L. F. Radke, 1990 : "A summary of the Physical Properties of Cirrus Clouds." *J. Appl. Opt.* **29**, 970-978
- Draine B. T., and P. J. Flateau, 1994 : "Discrete-dipole approximation for scattering calculations." *J. Opt. Soc. Am.* , **A 11**, 1491-1499.
- Eloranta E. W., and S. T. Shipley, 1982 : "A solution for multiple scattering." *Atmospheric aerosols : their formation, optical properties and effects*, A. Deepak, Ed., Spectrum Press Hampton.
- Elterman L., 1964 : "Atmospheric attenuation model in the ultraviolet, visible, and infrared regions for altitudes to 50 km." *Environmental Research Papers*, **46**, ACFRL, Cambridge, Mass.
- Fimpel H. P., 1995 : "Note on the humidity Measurements of the Falcon during EUCREX'94." *Rapport disponible au DLR, Oberpfaffenhofen, R. F. A.*
- Fimpel H. P., 1996 : "Results of the Dynamical and Thermodynamical Measurements during the EUCREX'94." *Rapport disponible au DLR, Oberpfaffenhofen, R. F. A.*
- Fouquart Y., J. C. Buriez, M. Herman, and R. S. Kandel, 1990 : "The influence of clouds on radiation : a climate-modeling perspective." *Rev. Geophys.*, **28**, 145-166.
- Francis P. N., A. Jones, R. W. Saunders, K. P. Shine, A. Slingo, and Z. Sun, 1994 : "An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus : Some results from ICE'89." *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 809-848.

- Gayet J. F. and G. Brogniez, 1994 : "European Cloud Radtion EXperiment 1994 - Field Phase Plan. Brest-Guipavas airport and CROSS Corsen, Brittany, FRANCE." *Disponible au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, U. S. T. L. France.*
- Gayet, J. F., G. Febvre, G. Brogniez, H. Chepfer, W. Renger, and P. Wendling, 1996 : "Microphysical and optical properties of cirrus and contrails : Cloud field study on 13 October 1989." *J. Atm. Sci.*, **53**, 126-138.
- GEWEX, 1990 : "Scientific plan for the global energy and water cycle experiment." WCRP40. *Disponible au WMO Geneva.*
- Giraud V., J. C. Buriez, Y. Fouquart, and F. Parol, 1997 : "Large scale analysis of cirrus clouds from AVHRR data : Assesment of both a microphysical index and the cloud top temperature." *J. Appl. Meteor.*,**36**, 664-675.
- Goloub P., J. L. Deuzé, M. Herman, and Y. Fouquart, 1994 : "Analysis of the POLDER polarization measurements performed over cloud covers." *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **32**, 78-88.
- Hale G. M., and M. R. Query, 1973 : "Optical constant of water in the 20 nm to 200 μ m wavelength region." *Appl. Opt.* , **12**, 555-563.
- Hansen J. E., 1969 : "Radiative transfer by doubling very thin layers." *Astrophys. J.*, **155**, 565-573.
- Hansen J. E., 1971 : "Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. Part I. The Doubling Method." *J. Atmos. Sci.*, **28**, 120-125.
- Hansen J. E., A. Lacis, D. Rind, G. Russel, P. Stone, I. Fung, R. Ruedy, and J. Lerner, 1984 : "Climate sensitivity : Analysis of feedback mechanisms. Climate processes and climate sensitivity." J. E. Hansen and Takahashi, Eds., *Geophys.Monogr. Ser.*, **29**, M. Ewing Vol.5, Amer. Geophys. Union, 130 - 163 pp.
- Haurwitz B., 1948 *J. Meteor.*, **5**, 110-113.
- Heymsfield A. J., 1975a : "Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part I : Aircraft observations of the growth of the ice phase." *J. Atm.Sci.*, **32**, 799-807.

- Heymsfield A. J., C. M. R. Platt, 1984 : "A parametrization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the Ice Water Content." *J. Atm.Sci.*, **41**, 846-855.
- Heymsfield A. J., 1993 : "Microphysical Structure of Stratiform and Cirrus Clouds." *Aerosol - Cloud - Climate Interactions. P. V. Hobbs, Ed.*, **54** in the International Geophysics Series, 233pp.
- Hovenier J. W., 1971 : "Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres." *Astron. Astrophys.*, **13**, 7-29.
- Hovenier J. W., and C. V. M. van der Mee, 1983 : "Fundamental relationships relevant to the transfer of polarized light in a scattering atmosphere." *Astron. Astrophys.*, **128**, 1-16.
- Hovenier J. W., K. Lumme, M. I. Mishchenko, N. C. Voshchinnikov, D. W. Mackowski, and J. Rahola, 1996 : "Computations of scattering matrices of four types of non-spherical particles using diverse methods." *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **55**, 695-705.
- Huschke R. E., 1970, "Glossary of Meteorology." American Meteorological Society, 1197-1203.
- Iaquinta J., H. Isaka, and P. Personne, 1995 : "Scattering phase function of bullet rosette ice crystals." *J. Atmos. Sci.* , **50**, 1401-1413.
- Inoue T., 1985 : "On the temperature and the effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μm window region." *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 88-98.
- Kandel R. S., 1995 : "Observation spatiale du bilan radiatif de la Terre : le projet ScaRaB. ", Comité français de Géodésie et de Géophysique, Rapport Quadriennal 1991-1994, p 211-216.
- Kinne S., T. P. Ackerman, A. J. Heymsfield, F. P. J. Valero, K. Sassen, J. D. Spinhirne, 1992 : "Cirrus microphysics and radiative transfer : Cloud field study on 28 October 1986." *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 661-684.
- Klett D. J., 1981 : "Stable analytical inversion solution for processing lidar returns." *Appl. Opt.*, **20**, 211-220.

- Klett D. J., 1985 : " Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. " *Appl. Opt.*, **24**, 1638-1643.
- Kneizys F. X., E. P. Shettle, L. W. Abreu, J. H. Chetwynd, G. P. Anderson, W. O. Gallery, J. E. A. Selby, and S. A. Clough, 1988 : "Users guide to LOWTRAN 7." AFGL-TR-88-0177, Environmental Research Papers, No 1010, 134 pp.
- Knoellenberg R. G., 1976 : "Three new instruments for clouds physics measurements : the 2-D Spectrometer, the Forward Scattering Spectrometer Probe and the Active Scattering Aerosol Spectrometer ." *Proc. Int. Conference on Cloud Physics*. Boulder, Co., July 26-30.
- Krupp C., 1991 : "Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during the International Cloud Experiment ICE 1989." Report of the 4th ICE/EUCREX Workshop. *Disponible au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, U. S. T. L. , Lille, France.*
- Larsen H., J-F. Gayet, H. Chepfer, G. Brogniez, and G. Febvre, submitted : "Measurement errors in cirrus cloud microphysical properties." *Annales Geophys.*
- Lenoble J., 1993 : "Atmospheric Radiative Transfer.", A. Deepak Publishing. Hampton, Virginia, 532 pp.
- Le Treut H., Z. X. Li, and M. Forichon, 1994 : "Sensitivity of the LMD General Circulation Model to the greenhouse forcing associated with two different cloud water parameterizations." *J. Climate*, **7**, 1827-1841.
- Liao X., W. B. Rossow, and D. Rind, 1995 : "Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds 1. Global and zonal mean cloud amounts." *J. Geophys. Res.*, **100**, 1121-1135.
- Liou K. N., 1986 : "Review. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes : A global perspective." *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1167 - 1199.
- London J., 1957 : "A study of the atmospheric heat balance." *Final Report. Contract AF19(122)-165*. Dept. of Meteor. and Oceanogr., NY University, 99 pp.
- Lynch D. K., A. B. Fraser, S. D. Gedzelman, 1994a : "Subsuns, bottlinger's rings and elliptical halos." *Appl. Opt.* , **33**, 4580.

- Lynch D. K., J. G. Shanks, S. D. Gedzelman, 1994b : "Specular scattering and crystal dynamics in cirrus clouds." *Proc. of the SPIE/EOS Symposium on Passive Infrared Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere* , Rome, p.376.
- Mac Cormick B. J., 1987 : "SAGE aerosols measurements " III-january 1. 1981 to November 1981. *NASA Ref Publ. 1173, 2/87*, NASA, Langley Research Center, Hampton, Virginia.
- Mac Clatchey R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz, and J. S. Garing, 1971 : "Optical properties of the atmosphere (revised)." AFCRL-71-0279, Environmental research papers, No 354, 85 pp.
- Mac Dowell R. S., 1979 : "Frequency analysis of the circumzenithal arc : Evidence for the oscillations of ice crystals plates in the upper atmosphere." *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 1119 - 1126.
- Macke A., M. I. Mishchenko, K. Muinonen, B. E. Carlson, 1995 : " Scattering of light by large nonspherical particles : ray-tracing approximation versus T-matrix method " *Opt. Letters*, **20**, 1934-1936.
- Macke A., J. Mueller, and E. Raschke, 1996a : "Single scattering properties of atmospheric ice cristal." *J. Atm. Sci.*, **53**, 2813-1825.
- Macke A., M. I. Mishchenko, and B. Cairns, 1996b : "The influence of inclusions on light scattering by large ice particles. " *J. Geophys. Res.*, in press.
- Mason B. J., 1957 : "The Physics of Clouds." *Oxford University Press*, London, 481 pp.
- Masuda K. and T. Takashima, 1992 : "Feasibility study of derivation of cirrus information using polarimetric measurements from satellite." *Rem.Sens. Environ.*, **39**, 45-59.
- Miloshevich L. M., and A. J. Heymsfield, 1996 : "A balloon-borne cloud particle replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysics : Instrument design and performance." *Proc. Int. Conf. on Cl. and Precip.*, Zurich.
- Minnis P., K-N. Liou, and Y. Takano, 1993 : "Inference of cirrus cloud properties using satellite-observed visible and infrared radiances. Part I : Parametrization of radiance fields." *J. Atm.Sci.*, **50**, 1279-1304.

- Mishchenko M. I., 1991 : "Light scattering by randomly oriented axially symmetric particles." *J. Opt. Soc. Am.*, **A8**, 871-882.
- Mishchenko M. I., and L. D. Travis, 1994 : "Light scattering by polydispersions of randomly oriented spheroids with sizes comparable to wavelenghts of observation." *Appl. Opt.*, **33**, 7206-7225.
- Mishchenko M. I., and J. W. Hovenier, 1995 : "Depolarization of light backscattered by randomly oriented nonspherical particles." *Optics Letters*, 1356-1358.
- Mishchenko M. I., L. D. Travis, and D. W. Mackowski, 1996 : "T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles : A review." *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **55**, 535-575.
- Mishchenko M. I., W. B. Rossow, A. Macke, and A. A. Lacis, 1996 : "Sensitivity of cirrus cloud albedo, bidirectional reflectance and optical thickness retrieval accuracy to ice particle shape." *J. Geophys. Res.*, **101**, 16973-16985.
- Mishchenko M. I., L. D. Travis, and A. Macke, 1996 : "Light scattering by nonspherical particles in the atmosphere : An overview." *International Radiation Symposium 96 : Current Problems in Atmospheric Radiation*, Fairbanks, Alaska, 19-24 August.
- Mitchell J.N.F., C.A. Senior, and W. J. Ingram, 1989 : "CO2 and climate : A missing feedback ?" *Nature*, **341**, 132-134.
- Nicolas F., L. R. Bissonnette, and P. H. Flamant, submitted : "Lidar effective multiple-scattering coefficients in cirrus clouds." *Appl. Opt.*
- Noone K. B., K. J. Noone, J. Heintzenberg, J. Ström, and J. A. Ogren, 1993 : "In situ observations of cirrus cloud microphysical properties using the Counterflow Virtual Impactor." *J. Atmos.Oceanic Technol.* , **10**, 294-303
- Oguchi T., 1973 : "Scattering properties of oblate raindrops and cross polarization of radio waves due to rain : calculations at 19.3 and 34.8 GHz." *J. Radio Res. Lab. Japan* **20**, 79-118.
- Ovarlez J., and H. Ovarlez, 1996 : "Mesure d'humidité dans la haute et la basse stratosphère au moyen d'un hygromètre à point de givre embarqué sur avion.", *Proceeding Atelier d'experimentation et d'instrumentation*, 15-17 octobre, Toulouse, France.

- Parol F., J. C. Buriez, G. Brogniez, and Y. Fouquart, 1991 : "Information content of AVHRR channel 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles." *J. Appl. Meteor.*, **30**, 973-984.
- Pelon J., P. H. Flamant, M. Meissonier, 1990 : "The french airborne backscatter lidar LEANDRE-1 : concept and operation." *15th International Laser Radar conference, Tomsk, USSR*, June.
- Platt C. M. R., 1972 : "Airborne infrared radiance measurements (10 to 12 micron wavelength) off tropical east-coast Australia." *J. Geophys. Res.*, **77**, 1597-1609.
- Platt C. M. R., 1973 : "Lidar and radiometric observations of cirrus clouds." *J. Atm.Sci.*, **30**, 1191-1204.
- Platt C. M. R., 1978 : "Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates." *J. Appl. Meteor.*, **17**, 482 - 488.
- Platt C. M. R., 1979 : " Remote sounding of high clouds : II. Emissivity of cirrostratus." *J. Appl. Meteor.*, **18**, 1144-1150.
- Platt C. M. R., J. C. Scott, and A. C. Dilley, 1987 : "Remote sounding of high clouds. Part VI : Optical properties of midlatitude and tropical cirrus." *J. Atm.Sci.*, **44**, 729-747.
- Platt C. M. R., J. D. Spinhirne, and W. D. Hart, 1989 : "Optical and microphysical properties of a cold cirrus cloud : Evidence for regions of small particles." *J. Geophys. Res.*, **94**, 11151-11164.
- Potter J. E., 1970 : "The delta function approximation in radiative transfer theory." *J. Atm.Sci.*, **94**, 11151-11164.
- Purcell E. M., and C. R. Pennypacker, 1973 : "Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains." *Astrophys. J.*, **186**, 705-714.
- Queney P., 1974 : "Eléments de météorologie." *Masson*, Paris, France, 300 pp.
- Ramanathan V., 1987 : "The role of the earth radiation budget studies in climate and general circulation research." *J. Geophys. Res.*, **92**, 4075-4095.

- Ramanathan V., R. D. Cess, E.F. Harrison, P. Minnis, B.R. Bakstrom, E. Ahmad, and D. Hartmann, 1989 : " Cloud-radiative forcing and climate : results from the Earth Radiation Budget Experiment." *Science*, **243**, 57-63.
- Raschke E., and K. D. Rockwitz, 1988 : "The International Cirrus Experiment. Some preliminary results from the first field phase." *Proc. of the International Radiation Symposium*, Lille, France, 18 - 24 August, J. Lenoble and J. F. Geleyn, Eds., 6-9.
- Raschke E., D. Hennings, R. Seifzig, M. Quante, 1989 : "ICE- International Cirrus Experiment 1989 field phase plan." *Institut für Geophysik and Meteorologie, Universität zu Köln*.
- Raschke E., 1996 : "European Cloud and Radiation EXperiment (EUCREX) " *Final Report on the project, EV5V - CT 92 - 0130 EUCREX-2*.
- Robinson N., 1966 : "*Solar Radiation*." Elsevier Publishing Company, 263 pp.
- Sassen K., and K. N. Liou, 1979 : "Scattering of polarized laser light by water droplet, mixed-phase and ice crystal clouds. Part II : Angular depolarizing and multiple-scattering behavior." *J. Atm.Sci.*, **36**, 852-861.
- Sassen K., 1980 : " Remote sensing of planar ice crystal fall attitudes." *J. Met. Soc. of Japan*, **58**, 422-433.
- Sassen K., and L. Petrilla, 1986 : " Lidar depolarization from multiple scattering in marine stratus clouds." *Appl. Opt.*, **25**, 1450-1459.
- Sassen K., 1991 : "The polarization lidar technique for cloud research : A review and current assessment." *Bull. Amer. Meteor.Soc.*, **72**, 1848-1866.
- Sassen K., and N. C. Knight, 1994 : "Effects of ice-crystal structure on halo formation: Cirrus cloud experimental and ray-tracing modeling studies." *Appl. Opt.*, **33**, 4590-4601.
- Saunders R. W., G. Brogniez, J. C. Buriez, R. Meerkotter, and P. Wendling, 1992 : "A comparison of measured and modeled broadband fluxes from aircraft data during the ICE'89 field experiment.", *J. Atmos. Oceanic.Technol.*, **9**, 391-405.

- Schiffer R. A., and W. B. Rossow, 1983 : "The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP). The first of the World Climate Research Program." *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **64**, 779-784.
- Shanks J. G., D. K. Lynch, 1995 : "Specular scattering in cirrus cloud." *Infrared remote sensing of clouds and atmosphere III. 25-27 September, Palais des Congrès, Paris. Proceeding EROPTO Series. SPIE.*, **2578**, 227-238.
- Smith G.L., R. N. Green, E. Raschke, L. M. Avis, J. T. Suttles, B. A. Wielicki, and R. Davies, 1986 , *Rev. Geophys.*, **24**, 407-421.
- Stammes P., 1989 : "Light scattering properties of aerosols and the radiation inside a planetary atmosphere." *PhD . thesis*, Free University, Amsterdam.
- Stephens G. L., S. C. Tsay, P. W. Stackhouse, Jr., and P. J. Flateau, 1990 : "The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to the climate and climatic feedback." *J. Atm.Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Strauss B., J. Hallett, and P. Wendling, 1995 : "Small crystals in cirrus clouds." EUCREX Workshop Lille, 73-77. *Disponible au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, U. S. T. L., Lille, France.*
- Ström J., and J. Heintzenberg, 1994 : "Water vapor, condensed water and the crystal concentration in orographically influenced cirrus clouds." *J. Atm. Sci.*, **51**, 2368-2383.
- Sun Z., and K. P. Shine, 1994 : "Studies of the radiative properties of ice and mixed-phase clouds." *Quart. J. Roy. Meteor.Soc.*, **120**, 117-137.
- Takano Y., and K. N Liou, 1989 : "Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I : Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals." *J. Atm. Sci.*, **46**, 3-19.
- Takano Y., and K. N Liou, 1989 : "Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part II.: Theory and computation of multiple scattering in an anisotropic medium." *J. Atm.Sci.*, **46**, 20-36.
- Takano Y., K. N. Liou, P. Minnis, 1992 : "The effect of small ice crystals on cirrus infrared radiative properties." *J. Atm. Sc.* , **49**, 1487-1493.
- Takano Y., and K. N Liou, 1995 : "Radiative transfer in cirrus clouds. Part III.: Light scattering by irregular ice crystal." *J. Atm.Sci.*, **52**, 818-837.

- Van de Hulst H. C., 1981 : "Light scattering by small particles." Dover Publications, Inc., New-York, 470 pp.
- Voshchinnikov N. V., and V. G. Farafonov, 1993 : " Optical properties of spheroidal particles." *Astrophys. Space Sci.*, **204**, 19-86.
- Warren S. G., 1984 : " Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave." *Appl. Opt.*, **23**, 1206-1225.
- Warren S. G., C. J. Hahn, J. London, R. M. Chervin, and R. Jenne, 1986 : NCAR Tech. Note TN-273 STR, 212 pp.
- Warren S. G., C. J. Hahn, J. London, R. M. Chervin, and R. Jenne, 1988 : NCAR Tech. Note TN-317 STR, 212 pp.
- Wendling P., R. Wendling, H. K. Weickmann, 1979 : "Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. " *Appl. Opt.*, **18**, 2663 - 2671.
- Wetherald R. T., and S. Manabe, 1988 : "Cloud feedback processes in a general circulation model ." *J. Atm. Sci.*, **45**, 1397 - 1415.
- Wielicki B. A., R. D. Cess, M. D. King, D. A. Randall, and E. F. Harrison, 1995 : "Mission to Planet Earth : Role of clouds and radiation in climate." *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **76**, 2125-2153.
- Wielicki B. A., J. T. Suttles, A. J. Heymsfield, R. M. Welch, J. D. Spinhirne, M-L. C. Wu, D. O'C. Starr, L. Parker, and R. F. Arduini, 1990 : "The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study : Comparison of radiative transfer theory with observations by satellite and aircraft." *Mon.Wea. Rev.*, **118**, 2356-2376.
- Woodbury G. E., and M. P. Mc Cormick, 1986 : "Zonal and geographical distributions of cirrus clouds determined from SAGE data." *J. Geophys. Res.*, **91**, 2775-2785.
- World Climate Research Program, 1986 : "A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation." WCP-112. WMO/TD-NO.
- Wu M. C., 1987 : "A method for remote sensing the emissivity, fractional cloud cover, and cloud temperature of high-level, thin clouds." *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 225-233.

- Young A. T., 1980 : "Revised depolarization corrections for atmospheric extinction." *Appl. Opt.* **19**, 3427-3428.
- Young A. T., 1981 : "Rayleigh scattering." , *Appl. Opt.*, **20**, 533-535.
- Zdunkowsky W. G., R. M. Welch, and G. Korb, 1980 : "An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds." *Contr. Atm. Phys.*, **53**, 147-166.
- Zege E. P., I. L. Katsev, I. N. Polonsky, 1995 : "Analytical solution to lidar return signals from clouds with regard to multiple scattering. ", *Appl. Phys., B* **60**, 345-353.

Liste des tableaux et figures

Liste des tableaux et figures

I. Généralités et définitions

- Figure I.1 : Représentation schématique des différents types de nuages (Queney, 1974).
- Figure I.2 : Fréquence moyenne d'apparition d'eau surfondue, de phase mixte (eau - glace), et de glace seule en fonction de la température dans la couche nuageuse au dessus du territoire Européen d'URSS (Borovikov, 1963).
- Tableau I.1 : Altitudes moyennes de nuages (km) (Queney, 1974).
- Tableau I.2 : Les types de nuage les plus communs (a) au-dessus des mers (Warren et al, 1986), (b) au-dessus des terres émergées (Warren et al, 1988).
- Figure I.3 : Climatologie zonale moyenne des types de nuages, de leur couverture, leur épaisseur géométrique, incluant les cirrus, dans l'hémisphère Nord (London, 1957).
- Figure I.4 : Distribution zonale et saisonnière moyenne de l'occurrence des nuages hauts (Barton, 1983).
- Figure I.4 bis : Moyenne zonal de la fraction de nuages hauts déduite des mesures ISCCP et SAGE II (Liao et al, 1995)
- Tableau I.3 : Mesures lidar de l'épaisseur géométrique des cirrus, et de l'altitude " centrale " du nuage (l'intervalle des valeurs mesurées apparaît entre parenthèses) (Dowling et al, 1990).
- Tableau I.4 : Détermination des altitudes de cirrus à partir des mesures SAGE entre janvier et novembre 1981 (Mc Cormick, 1987).
- Figure I.5 : Spectres dimensionnels des particules obtenus proches de la base et de la " tête " d'un cirrus uncinus (A) et près du sommet d'un cirrostratus (B) (Heymsfield 1975a).
- Figure I.6.a : Types de particules obtenues par holographie lors de la traversée à 3 niveaux différents dans un cirrus frontal épais (Krupp, 1991).

Figure I.6.b : Mesures simultanées de profils d'humidité relative collectés par radiosondages avec deux sondes Vaisala RS-80, un hygromètre cryogénique installé à bord d'un ballon. Exemples de cristaux mesurés simultanément avec un réPLICATEUR. La courbe de saturation par rapport à la glace est montrée en référence (Miloshevich et Heymsfield, 1996).

Figures I.7 a et b : Indices de réfraction et d'extinction (imaginaire) de la glace et de l'eau en fonction de la longueur d'onde.

Figure I.8 : Teneur en glace - IWC- en fonction de la température du nuage. La courbe représente la meilleure interpolation entre les données (Heymsfield et Platt, 1984).

Figure I.9 : Mesures du contenu en glace (IWC) dans les cirrus en fonction de leur température (Heymsfield, 1993).

Tableau I.6 : Mesures de la microphysique des cirrus (Dowling, 1990).

Figure I.10 : Mesures de la longueur des cristaux de glace collectées dans les cirrus lors de divers campagnes (points de mesures) (Dowling et al, 1990).

Tableau I.7 : Valeurs typiques, et intervalles de mesures des propriétés physiques des cirrus (Dowling, 1990).

II. La campagne EUCREX'94

Figure II.1.a : Les deux sites de la campagne EUCREX'94, le CROSS Corsen (station de mesures sol), et l'aéroport de Brest-Guipavas.

Figure II.1.b : Images AVHRR (canal 4) du 17 avril à 8 h 55 mn et 16 h 20 mn.

Tableau II.1 : Séquences de vol de l'ARAT et du Falcon, mission 204.

Schéma II.1 : Séquence MO1 du vol 204.

Schéma II.2 : Séquences OM1, et MO2 du vol 204.

Figure II.2.a,b : Trajectoires de l'ARAT et du Falcon durant les missions 204 (a) et 205 (b).

Tableau II.2 : Séquences de vol de l'ARAT et du Falcon, mission 205.

Figure II.3.a,b : Profils d'humidité relative et de température, mission 204 (a) et 205 (b).

Figure II.4.a,b : Epaisseurs optiques IR du cirrus lors des trois séquences de la mission 204 (a) et 205 (b).

Figure II.5 : Trajectoires de l'ARAT, du Falcon, et du Merlin durant la mission 201.

Figure II.6 : Flux visibles montants ARAT, Falcon durant le vol d'intercomparaison (201).

Figure II.7 : Flux visibles descendants ARAT, Falcon, Merlin, durant le vol d'intercomparaison (201).

Figure II.8 : Flux infrarouges montants ARAT, Falcon, Merlin, durant le vol d'intercomparaison (201).

Figure II.9 : Flux infrarouges ARAT, Falcon, Merlin, durant le vol d'intercomparaison (201).

Tableau II.3.a : Flux visibles obtenus lors de la séquence AB du vol d'intercomparaison (201).

Tableau II.3.b : Flux visibles obtenus lors de la séquence AB du vol d'intercomparaison (201).

Tableau II.3.c : Flux visibles obtenus lors du vol d'intercomparaison (201)

Figure II.10 : Flux visibles montants et descendants collectés au-dessus (Falcon) et en-dessous (Arat) du cirrus durant la séquence MO1 du vol 204.

Figure II.11 : Distribution en taille des cristaux collectés par deux capteurs (FSSP et 2D-C) lors de trois passages successifs du Falcon dans le cirrus.

Tableau II.4 : Mesures in-situ de la microphysique du nuage.

Tableau II.5 : Caractéristiques spectrales des instruments POLDER aéroportés.

Schéma II.3 : Géométrie de visée de l'instrument POLDER.

Tableau II.6 : Images POLDER sélectionnées.

Figure II.12 : Images POLDER sélectionnées.

Figure II.13 : Profils de rétrodiffusion mesurés lors des trois séquences de la mission 204.

Figure II.14.a : Epaisseurs optiques visibles apparentes (δ') du cirrus lors des trois séquences de la mission 204.

Figure II.14.b : Epaisseurs optiques visibles (δ) lors des trois séquences de la mission 204.

Figure II.15 : Altitudes du cirrus mesurées lors des trois séquences de la mission 204.

Figure II.16 : Taux de dépolarisation lidar mesurés durant les trois séquences de la mission 204.

Figure II.17 : Rapports des épaisseurs optiques visibles et infrarouges du cirrus.

III. Propriétés optiques des modèles microphysiques

Tableau III.1 : Comparaison des différentes méthodes de calculs pour les particules non sphériques (Mishchenko, 1996).

Schéma III.1 : Particule orientée aléatoirement dans le plan xOy

Figure III.1 : Angle de diffusion.

Figure III.2 : Cristal à base hexagonale

Schéma III.2 : Particule polycristalline.

Figure III.3 : Les six éléments de la matrice de diffusion pour différents types de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace.

Figure III.4 : Les six éléments de la matrice de diffusion pour des colonnes ($Q=2,5$) de dimensions différentes.

Figure III.5 : Les six éléments de la matrice de diffusion pour des plaquettes ($Q=0,05$) à deux longueurs d'ondes différentes (443 nm et 864 nm).

Figure III.6 : Fonction de diffusion des plaquettes orientées horizontalement.

IV. Modélisation des propriétés radiatives

Figure IV.1 : Variation de l'albédo avec l'épaisseur optique.

Figure IV.2 : Variation de l'albédo avec l'angle solaire zénithal.

Figure IV.3 : Variation de l'albédo avec l'angle solaire zénithal, à contenu en glace constant.

Figure IV.4 : Variation de l'albédo avec l'angle solaire zénithal - impact des petites particules.

Figure IV.5 : Variation de l'albédo avec l'épaisseur optique, pour des plaquettes horizontalement, et aléatoirement orientées dans l'espace.

Figure IV.6 : Variation de l'albédo avec l'angle solaire zénithal, pour des plaquettes horizontalement, et aléatoirement orientées dans l'espace.

V. Comparaisons des mesures avec les modèles :

Figure V.1 : Paramètre β déduit des mesures AVHRR.

Figure V.2 : Différence de température de brillance dans les canaux 4 et 5 en fonction de la température de brillance dans le canal, mesures et simulations.

Tableau V.1 : Exemples de particules à base hexagonale aléatoirement orientées dans l'espace, déduites des mesures AVHRR.

Figure V.3 : Réflectances mesurées par AVHRR dans le canal 1.

Figure V.4 : Réflectances AVHRR simulées pour différentes formes de cristaux en fonction de l'épaisseur optique du cirrus. La valeur donnée entre parenthèses correspond à l'épaisseur optique du cirrus permettant de restituer la mesure.

Figure V.5 : Comparaison de l'albédo mesuré avec les albédos calculés pour différentes formes de cristaux.

Figure V.6.a, b : Sensibilité de la réflectance à la forme des cristaux.

Figure V.7 : Influence du glitter.

Figure V.8.a, b : Comparaisons mesures/modèles en réflectance.

Tableau V.2 : Comparaison des réflectances mesurées et simulées avec les différents modèles microphysiques.

Figure V.9 : Rapport des épaisseurs optiques visibles (δ_V) et infrarouge (δ_{IR}) calculés pour différentes formes de cristaux.

Figure V.10 : $k=P(\pi)/4\pi$ calculé pour différentes formes de cristaux.

Figure V.11.a, b : Sensibilité de la réflectance polarisée à la forme des cristaux.

Figure V.12 : Sensibilité de la réflectance polarisée à la composition du cirrus.

Figure V.13.a, b : Sensibilité de la réflectance polarisée à l'épaisseur optique du cirrus.

Figure V.14 : Réflectance polarisée en diffusion simple et diffusions multiples.

Figure V.15 : Sensibilité de la réflectance polarisée à la longueur d'onde.

Figure V.16.a, b : Comparaisons modèles/mesures en réflectance polarisée.

Tableau V.3 : Comparaison des réflectances polarisées mesurées et simulées avec les différents modèles microphysiques.

Figure V.17 : Taux de dépolarisation calculé pour différentes formes de cristaux.

Tableau V.4 : Résultats des comparaisons des mesures avec les modèles (204).

Tableau V.5 : Résultats des comparaisons des mesures avec les modèles (205).

Tableau V.6 : Forçages radiatifs aux courtes longueurs d'ondes.

Tableau V.7 : Forçages radiatifs infrarouges.

Liste des principaux symboles et acronymes

Liste des principaux acronymes

ARAT : Avion de Recherche Atmosphérique et de Télédétection

AVHRR : Advanced Very High Resolution Radiometer

CNES : Centre National d'Etudes Spatiales

DLR : Deutsche forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt

ERBE : Earth Radiation Budget Experiment

EUCREX : EUropean Cloud Radiation EXperiment

FSSP : Forward Scattering Spectrometer Probe

GCM : General Circulaion Model

GEWEX : Global Energy and Water cycle EXperiment

GKSS : Gesellschaft für Kernenergieverwertung in Schiffbau und Schifffahrt

ICE : International Cirrus Experiment

IGN : Institut de Géographie National

INSU : Institut National des Sciences de l'Univers

ISCCP : International Satellite Cloud Climatology Project

IWC : Ice Water Content

LEANDRE : Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, Nuages, Dynamique...

LIDAR : Light Detection And Ranging

LMD : Laboratoire de Météorologie Dynamique

LOA : Laboratoire d'Optique Atmosphérique

MPI : Max Planck Institut

OVID : Optical Visible and near Infrared Detector

PMS : Probe Measurement System

POLDER : POLarization and Directionality of Earth Reflectancies

SA : Service d'Aéronomie

WCRP : World Climate Research Program

Liste des principaux symboles

ω_0 : albédo de diffusion simple

C_D : coefficient de diffusion particulaire

C_{ext} : coefficient d'extinction particulaire

$p(\Theta)$: fonction de diffusion

Θ : angle de diffusion

g : facteur d'asymétrie

δ : épaisseur optique

δ_V : épaisseur optique visible

δ_{IR} : épaisseur optique infrarouge

σ_{ext} : coefficient d'extinction volumique (m^{-1})

σ_a : coefficient d'absorption volumique (m^{-1})

σ_D : coefficient de diffusion volumique (m^{-1})

a : albédo

α : absorption

τ : transmittance

F_r : flux réfléchi

F_i : flux incident

F_a : flux absorbé

F_t : flux direct transmis

F_{td} : flux diffus transmis

ε : émissivité

L : luminance

θ_S : angle solaire zénithal

θ_V : angle zénithal de visée

μ_S : cosinus de l'angle solaire zénithal

μ_V : cosinus de l'angle zénithal de visée

ϕ_S : angle azimutal solaire

ϕ_V : angle azimutal de visée

F_{SW}^- : flux visible descendant

F_{SW}^+ : flux visible montant

T : température

F_{IR}^+ : flux infrarouge montant

F_{IR}^- : flux infrarouge descendant

$n(r)$: distribution en taille des particules

$L_p(\theta_V, \phi_V)$: luminance polarisée dans la direction de visée (θ_V, ϕ_V)

$L_{p,n}(\theta_V, \phi_V)$: luminance polarisée normalisée, dans la direction de visée (θ_V, ϕ_V)

E_S : éclairement solaire

$\rho(\theta_V, \phi_V)$: réflectance dans la direction de visée (θ_V, ϕ_V)

$\rho_p(\theta_V, \phi_V)$: réflectance polarisée dans la direction de visée (θ_V, ϕ_V)

λ : longueur d'onde

$\beta(r)$: coefficient de rétrodiffusion lidar

$\alpha'(r) = \sigma'_{ext}$: coefficient d'extinction apparent (ie. non corrigé des phénomènes de diffusions multiples) lidar

k' : rapport des coefficients de rétrodiffusion et d'extinction apparent, lidar.

γ : atténuation

η : coefficient de diffusions multiples

k : rapport des coefficients de rétrodiffusion et d'extinction, lidar.

δ' : épaisseur optique apparente

Δ_p : taux de dépolarisation, lidar

$\alpha(r) = \sigma_{ext}$: coefficient d'extinction, lidar

(I, Q, U, V) : vecteur de Stokes

(E_I , E_R) : composantes du champ électrique

P_{ij} : éléments de la matrice de diffusion

Q_{ij} : éléments de la matrice de diffusion lidar

A_{ij} : éléments de la matrice d'amplitude

$Q=L/2R$: facteur de forme des particules à base hexagonale

L : longueur du cristal

R : rayon du cercle circonscrit à la base hexagonale du cristal

Re : rayon de la sphère de volume équivalent à celui du cristal prismatique

$P_{2D11}(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)$: fonction de diffusion des plaquettes hexagonales horizontalement orientées dans l'espace

β_l : coefficients du développement en polynômes de Legendre

$P^l(\mu)$: polynômes de Legendre

A : coefficient de troncature

ω_0^* : albédo de diffusion simple tronqué

g^* : facteur d'asymétrie tronqué

δ^* : épaisseur optique tronquée

$I(\delta, \mu_v, \phi_v)$: luminance

ρ_s : albédo de surface

$\rho_a(\theta_v, \phi_v)$: réflectance des aérosols, dans la direction de visée (θ_v, ϕ_v)

$\rho_m(\theta_v, \phi_v)$: réflectance moléculaire, dans la direction de visée (θ_v, ϕ_v)

