



**HAL**  
open science

# Caractérisation in situ des propriétés microphysiques et optiques des nuages : Contribution à l'amélioration des modèles de transfert radiatif et des méthodes d'inversion satellitales

Olivier Jourdan

## ► To cite this version:

Olivier Jourdan. Caractérisation in situ des propriétés microphysiques et optiques des nuages : Contribution à l'amélioration des modèles de transfert radiatif et des méthodes d'inversion satellitales. Physique [physics]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2003. Français. NNT: . tel-00003911v1

**HAL Id: tel-00003911**

**<https://theses.hal.science/tel-00003911v1>**

Submitted on 5 Dec 2003 (v1), last revised 16 Dec 2003 (v2)

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

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

Numéro d'ordre : D.U. 1433

**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**  
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)  
**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES**  
**N° : 384**

**THESE**

présentée pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR D'UNIVERSITE**  
(Spécialité : Physique de l'atmosphère)

par

**Olivier Jourdan**

**Diplômé d'Etudes Approfondies**

Caractérisation *in situ* des propriétés microphysiques et optiques des nuages :  
Contribution à l'amélioration des modèles de transfert radiatif et  
des méthodes d'inversion satellitaires

Soutenue publiquement le 26 septembre 2003, devant la commission d'examen :

Présidente	Nadine Chaumerliac (LaMP, Clermont-Ferrand)
Rapporteur	Gérard Brogniez (LOA, Lille)
Rapporteur	Piet Stammes (KNMI, De Bilt, Pays-Bas)
Examineur	Jacques Pelon (SA, Paris VI)
Examineur	Valery Shcherbakov (Institute of Physics of NASB, Minsk, Belarus)
Directeur de thèse	Jean-François Gayet (LaMP, Clermont-Ferrand)

# Remerciements

Mes remerciements s'adressent tout d'abord au Professeur Harumi Isaka et au directeur de recherche CNRS Nadine Chaumerliac pour m'avoir fait confiance tout au long de mon DEA et de ma thèse. Ils m'ont permis d'effectuer mon apprentissage du métier de chercheur dans d'excellentes conditions au Laboratoire de Météorologie Physique à Clermont Ferrand qu'ils ont successivement dirigé. Je remercie également Harumi Isaka pour les nombreux conseils scientifiques qu'il m'a prodigués et Nadine Chaumerliac d'avoir accepté d'être la présidente de mon jury ainsi que d'avoir patiemment répondu à mes nombreuses interrogations au sujet de mon avenir professionnel.

Un grand merci à mes deux rapporteurs, Piet Stammes du KNMI et Gérard Brogniez du LOA, qui ont accepté de juger mon travail de doctorat pendant un mois d'août caniculaire. J'ai eu le privilège de les rencontrer bien avant ma soutenance et leurs conseils et critiques avisés m'ont permis d'élargir ma vision scientifique et d'améliorer considérablement le travail finalement proposé dans ce manuscrit.

Je remercie également Jacques Pelon, directeur de recherche au service d'aéronomie, d'être descendu de la capitale pour venir participer à ce jury. La pertinence de ses remarques me sera, j'en suis sûr, d'une grande utilité pour l'application de ce travail à une problématique plus globale.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans les conseils, la confiance et le soutien de mon directeur de thèse, Jean François Gayet ainsi que d'une doublette biélorusse d'exception, Valery Shcherbakov et Sergey Oshchepkov. La complémentarité de leurs compétences et de leurs visions scientifiques m'a énormément apporté et j'associe pleinement Jean-François, Valery et Sergey à ce travail. Je leur en serai toujours extrêmement reconnaissant.

Frédérique Auriol, Guy Febvre, Jean François Fournol et Jean Marc Pichon m'ont été d'une grande aide pour le dépouillement et le pré-traitement des données ainsi que pour la compréhension de la physique de la mesure du « Néphélomètre Polaire ». Sans ces taches obscures, l'exploitation physique des mesures n'aurait pu être menée à terme, c'est pourquoi je les remercie sincèrement.

Merci également à MC Frédéric Szczap, Dr. Céline Cornet et Dr. Nicolas Ferlay qui m'ont fait partager leur enthousiasme et leur grande connaissance du transfert radiatif nuageux. Leurs conseils et leur aide se sont toujours révélés judicieux et leur collaboration a notamment porté ses fruits en terme de production scientifique.

Je voudrais exprimer ma sincère gratitude à Christophe Duroure qui a su attiser ma curiosité scientifique et fait naître en moi l'envie de continuer dans la recherche après mon stage de DEA. Merci à Paolo Laj et Alfons Schwarzenbock pour leurs nombreux conseils pleins de tact et de diplomatie qui m'ont souvent remonté le moral dans les moments difficiles.

Je tiens également à remercier l'ensemble des chercheurs du laboratoire, en particulier ceux du troisième étage que j'ai plus longuement côtoyés, qui se sont intéressés à mon travail tout en me distillant de précieuses remarques constructives. Mes remerciements s'adressent également aux personnels des équipes informatique et administrative pour le temps qu'ils ont consacré à combler mes lacunes dans ces deux domaines. Je désire remercier tout particulièrement Cécile Yvetot, qui par son dynamisme, sa gentillesse et son efficacité m'a été d'un grand secours pour résoudre mes problèmes administratifs.

Le déroulement de ma thèse fut interrompue à mi-parcours par le « devoir pressant » de servir la nation en effectuant mon service militaire. Ainsi, je voudrais évoquer l'immense service que m'a rendu Jean Louis Roujean, chargé de recherche au CNRM à Toulouse, en acceptant de prendre le deuxième classe Jourdan sous son aile pour effectuer un travail de recherche plutôt que de servir en

tant que fusilier commando à la BA d'Evreux. Ce séjour d'un an au CNRM m'a fait énormément de bien tant scientifiquement qu'humainement.

Pour clore ces remerciements dédiés aux personnes qui m'ont accompagnées lors de mes années d'apprenti chercheur, je tiens tout particulièrement à évoquer les étudiants, ex ou assimilés qui ont partagé ces moments riches en émotions que sont les années de thèse. L'effet indirect de ces personnes sur le climat chaleureux qu'il a régné lors de ma thèse n'étant pas du tout négligeable, il semble tout à fait justifié que je les remercie en partie nommément (attention la liste est longue) :

Un grand merci donc à Vincent et Damien mes collègues de bureau du Bâtiment 8 et du Bâtiment 5 respectivement avec qui j'ai échangé mes réflexions sur le statut de thésard, la lenteur des PCs ou sur le choix d'un synonyme de l'expression « la figure X représente... » mais aussi avec qui j'ai partagé la joie de sortir enfin des résultats convenables ou un programme qui marche.

Merci aux anciens, Fred P. (concurrent direct de Georges Abidbol), Justine, Manu les bons tuyaux et Maud alias Jewellery avec qui j'ai passé des soirées du jeudi inoubliables chez le non moins inoubliable Fred S. Cette ambiance fut idéalement recrée par mes admirables collègues de promo Dimitri et Gilles épaulés par ceux de ma promo d'adoption, Nickos, Régis (impérial aux colons de Catane) et Fanny. Je tiens également à remercier la génération montante que sont Céline et Marie et leur bonne humeur quasi quotidienne, Laurent (Monsieur Nice by night), Pascal (Mr. maracas) et avec une mention particulière pour Mathieu dont la grandeur d'âme n'est plus à démontrer.

Mille mercis à mes trois frères d'adoption que sont Alex, Olivier et Patrick qui par leur complémentarité et leurs qualités humaines exceptionnelles m'ont été d'une grande aide pour franchir ce cap important de ma vie.

Enfin, je voudrais évoquer les membres de ma famille élargie qui ont toujours été là pour me soutenir et à qui je dédie ce travail en espérant avoir été à la hauteur. Je ne trouverai pas de mots assez forts pour leur exprimer ma reconnaissance, ainsi je me contente de dire un grand merci à mes parents, ma sœur et bien évidemment à Karine S. dont l'aide scientifique et psychologique fut déterminante pour mener ce projet à terme.

# Résumé

L'évaluation de l'impact des nuages sur le bilan radiatif du système Terre-atmosphère représente un intérêt majeur pour l'étude du climat et de son évolution. Cependant, compte tenu de la grande variabilité des propriétés morphologiques et microphysiques des particules nuageuses, la représentation des processus couplés microphysiques et radiatifs reste limitée dans la plupart des modèles de climat atténuant ainsi la crédibilité des scénarii prévisionnels proposés. Le développement de paramétrisations microphysiques capables de retranscrire correctement les propriétés radiatives des nuages requiert alors un grand nombre de mesures de leurs propriétés microphysiques et optiques à différentes échelles d'observation.

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette étude en proposant une caractérisation fiable et précise des propriétés optiques et microphysiques de nuages de phases thermodynamiques différentes à l'aide de mesures *in situ*. L'exploitation de l'information déduite de la synergie entre différentes sondes aéroportées à une échelle d'observation fine permettra ensuite d'améliorer et de valider les algorithmes d'inversion appliqués aux mesures satellitales à une échelle globale.

La quantification des relations entre propriétés microphysiques et propriétés optiques ou radiatives des nuages nous a, dans un premier temps, conduit à développer un modèle microphysique hybride basé sur une combinaison de particules sphériques d'eau liquide et de cristaux hexagonaux de rapport d'aspect variable. Bien que cette approche ne soit pas réaliste d'un point de vue microphysique, il a été montré que le modèle hybride était capable de simuler des propriétés optiques en accord avec les observations *in situ*, quelle que soit la phase thermodynamique du nuage.

Dans un deuxième temps, une base de données regroupant une grande variété d'évènements nuageux a été construite à partir de mesures issues de différents instruments et campagnes d'observations. Une analyse statistique en composantes principales (ACP) a ensuite été implémentée sur les mesures de sections efficaces de diffusion volumique réalisées par le « Néphélomètre Polaire » aéroporté du LaMP. Elle nous a permis de regrouper les mesures en fonction de leur « signature » optique, révélatrices des variations des propriétés microphysiques des nuages au sein de la base de données. La classification des tendances observées dans l'espace des composantes principales a été rendue possible par l'utilisation d'un réseau de neurones (perceptrons multicouches). La complémentarité de l'ACP et des réseaux de neurones nous a ainsi permis de classer l'ensemble des mesures en trois groupes de nuages de phases thermodynamiques différentes (nuages de gouttelettes d'eau liquide, nuages en phase mixte et nuages de cristaux de glace). Cette classification a ensuite été validée par des mesures microphysiques indépendantes réalisées par les sondes de la gamme PMS (FSSP-100 et 2D-C).

Il fut ainsi possible d'extraire trois sections efficaces de diffusion volumique moyennes, documentées entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$  à une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ , représentatives des trois types de nuages identifiés. L'interprétation de ces indicatrices de diffusion, à partir d'une méthode d'inversion basée sur la modélisation physique des processus de diffusion par l'intermédiaire du modèle hybride, a montré que l'information contenue dans les mesures de diffusion était suffisante pour restituer la composition et les distributions dimensionnelles caractéristiques des trois classes de nuages. Cette assertion a ensuite été validée par le fait que les spectres volumiques inversés étaient en bon accord avec les granulométries obtenues à partir des mesures microphysiques directes du FSSP-100 et du 2D-C. Néanmoins, les résultats obtenus par ces analyses ne décrivent pas l'ensemble des propriétés de diffusion simple des nuages.

La dernière étape a donc consisté à exporter l'information contenue dans les indicatrices de diffusion documentées entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$  à une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$  vers les zones de diffusion avant et arrière puis de la projeter pour deux longueurs d'ondes du proche infra-rouge ( $1.6 \mu\text{m}$  et  $3.7 \mu\text{m}$ ), significatives pour la modélisation du transfert radiatif. A partir du modèle hybride de diffusion, des indicatrices de diffusion correspondant aux distributions volumiques restituées par la méthode d'inversion, ont ainsi pu être calculées entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  pour des longueurs d'ondes de  $0.8$ ,  $1.6$  et  $3.7 \mu\text{m}$ . Cette procédure a été appliquée aux trois types de nuages ainsi qu'à des nuages de type cirrus dont l'impact radiatif reste encore mal appréhendé par la communauté scientifique. Des propriétés microphysiques et optiques moyennes ont ainsi pu être déterminées pour ces quatre catégories de nuages et nous ont permis de construire des tables d'interpolation représentatives et directement exploitables dans les algorithmes de restitution de paramètres nuageux utilisés en télédétection passive.

# Abstract

Microphysical and optical properties of cloud particles are known to be a primordial source of information for the understanding of light interactions in the atmosphere system through radiative and chemical processes, hence of the cloud feedback on terrestrial climate. However, given the complexity and variability of cloud's microphysical and structural properties, the representation of the coupling between microphysical and radiative processes remains limited in climate models. In order to reduce uncertainties in these models, there is an urgent need to develop accurate microphysical parameterizations that will lead to more realistic cloud radiative behavior. Therefore, the reliable modeling of radiative processes in a cloudy atmosphere requires well-documented observations of clouds' optical and microphysical properties at different spatial scales.

This study lies within this framework presenting an accurate characterization of cloud's optical and microphysical properties in different thermodynamic phases using *in situ* measurements. The use of the information provided by the synergy between high-resolution scale airborne measurements will thereby enable the improvement and the validation of global scale satellite retrieval algorithms.

As a first step, the relationship between clouds' microphysical and optical properties was investigated considering an hybrid microphysical model based on a combination of spherical water droplets and hexagonal ice crystals of variable aspect ratio. Even though this approach might not be correct from a microphysical point of view, it was shown that this hybrid model was able to model optical properties in agreement with *in situ* measurements for different types of clouds relative to their particle-phase composition.

Secondly, a database including a large set of *in situ* microphysical and optical measurements performed by different airborne instruments in a wide variety of meteorological conditions was constructed. A principal component analysis (PCA) of the *in situ* angular scattering coefficients measurements performed by the LaMP's airborne "Polar Nephelometer" was implemented in order to assess a representative set of single scattering characteristics for different groups of clouds. This analysis enables one to gather the measurements as a function of their "optical signing", revealing the variability of clouds' microphysical properties inside the database. Then, classification of the revealed patterns in the principal component space was achieved by using a neural network (multilayer perceptron) which has the advantage of involving all the information carried by the angular scattering coefficients measurements. Consequently, the complementary nature of the PCA and neural network allowed us to classify the data set into three specific groups of clouds relative to their particle phase composition (liquid-water droplets, mixed-phase and solid-ice particles). This cloud classification was then validated by the discrimination of the cloud water phase on the basis of the ratio of bulk microphysical parameters derived from direct microphysical PMS (FSSP-100 and 2D-C) probe measurements.

The next step was performed by extracting three average angular scattering coefficients, established for scattering angles ranging from  $15^\circ$  to  $155^\circ$  at a wavelength of  $0.8 \mu\text{m}$ , describing the representative single scattering properties of the three types of clouds. The interpretation of these typical phase functions, using an inversion technique based on the physical modeling of light scattering processes computed by the hybrid model, showed that the information contained in the scattering measurements is sufficient to restore component composition and particle volume distributions for the three types of clouds. This statement was supported by rather good agreement of the inversion results (the retrieved particle distributions) with the particle size composition obtained by the collocated independent FSSP and 2D-C measurements for each selected clouds. However, the results established by these analyses do not account for the complete set of clouds' optical parameters needed for the direct and inverse modeling of radiative transfer.

Consequently, the information contained in the average angular scattering coefficients, measured at  $0.8 \mu\text{m}$  for near uniformly positioned scattering angles from  $15^\circ$  to  $155^\circ$ , was exported to the forward and backward scattering directions and then projected to two other wavelengths in the near infra red region ( $1.6 \mu\text{m}$  and  $3.7 \mu\text{m}$ ) which are valuable for radiative transfer modeling. Accordingly, the hybrid direct model was applied to the retrieved particle volume distributions to compute representative angular scattering coefficients documented between  $0^\circ$  and  $180^\circ$  for wavelengths  $0.8\mu\text{m}$ ,  $1.6\mu\text{m}$  and  $3.7\mu\text{m}$ . This process was implemented for the three types of clouds as well as for cirrus cloud whose radiative effect is subject to high uncertainties in the scientific community. Thus, a complete set of average microphysical and optical parameters was established for four types of clouds and allowed us to construct representative look-up tables which can directly be input in cloud parameter retrieval algorithm used in passive remote sensing techniques.

# Table des matières

Introduction	1
<hr/>	
Partie I	
Problématique et développement des méthodes d'analyse des propriétés de diffusion des particules nuageuses	7
<hr/>	
Chapitre 1.	
I-1. Définition des grandeurs optiques et microphysiques significatives pour le transfert radiatif en atmosphère diffusante	9
<hr/>	
I-1.1. Présentation générale de l'équation du transfert radiatif	9
I-1.2. Paramètres microphysiques et optiques	15
I-1.3. Conclusions	20
Chapitre 2.	
I-2. Modèles directs de diffusion et d'absorption de la lumière	21
<hr/>	
I-2.1. Modélisation des propriétés optiques des gouttelettes d'eau nuageuse (particules sphériques)	23
I-2.2. Modélisation des propriétés optiques des cristaux de glace (particules non-sphériques)	30
I-2.3. Sensibilité des fonctions de phase aux variations de paramètres microphysiques : Introduction à la notion de contenu en information	38
I-2.4. Conclusions	46
Chapitre 3.	
I-3. Résolution du problème inverse	47
<hr/>	
I-3.1. Formalisme de la théorie d'inversion : Application à la restitution de paramètres microphysiques à partir de mesures d'indicatrice de diffusion.	48
I-3.2. Application de la méthode d'inversion à des mesures « synthétiques » de diffusion : Estimation du contenu en information angulaire des indicatrices de diffusion	59
I-3.3. Conclusions	66
Partie II	
Stratégie d'observation et interprétation des mesures microphysiques et optiques <i>in situ</i>	68
<hr/>	
Chapitre 1.	
I-1. Moyens de mesures <i>in situ</i>	70
<hr/>	
II-1.1. Sondes de la gamme PMS : Mesure des propriétés microphysiques des nuages	70
I-1.2. Le « Néphélomètre Polaire » aéroporté	74
II-1.3. Conclusions	79
Chapitre 2.	
II-2. Campagnes de mesures et base de données	81
<hr/>	
II.2.1. La campagne « ARAT'97 »	81
II.2.2. La campagne « CIRBUS'98 »	82

II-2.3. La campagne « JACCS'99 »	82
II-2.4. Construction d'une base de données représentative des propriétés microphysiques et optiques des nuages	83
II-2.5. Conclusions	85
Chapitre 3.	
II-3. Analyse statistique des mesures	86
II-3.1. Méthode d'analyse en composantes principales (ACP)	87
II-3.2. Application de l'ACP à la base de données optiques : Interprétation qualitative des mesures	92
II-3.3. Conclusions	111
Partie III	
Application des méthodes d'analyse : Contribution à l'amélioration des modèles de transfert radiatif et aux méthodes d'inversion satellitales	112
Chapitre 1.	
III-1. Analyse statistique des propriétés microphysiques et optiques des nuages à partir de mesures <i>in situ</i>	114
III-1.1. Résumé	114
III-1.2. Article publié au Journal of Geophysical Research [ <i>Jourdan et al.</i> , 2003a]	116
Chapitre 2.	
III-2. Caractérisation <i>in situ</i> des propriétés optiques des nuages dans le visible et le proche infra-rouge	132
III-2.1. Résumé	132
III-2.2. Article publié au Journal of Geophysical Research [ <i>Jourdan et al.</i> , 2003b]	134
Chapitre 3.	
III-3. Contribution à l'amélioration des méthodes d'inversion satellitales	167
Conclusions générales et perspectives	171
Annexe A.	
Eléments de base de la théorie de la diffusion simple	176
A.1. Introduction	176
A.2. Etat de polarisation des ondes lumineuses	177
A.3. Interaction onde plane-particule : Matrice d'amplitude	179
A.4. Matrice de phase et de diffusion d'une particule	180
A.5. Détermination des paramètres optiques intégrés	182
Annexe B.	
Modélisation des particules non-sphériques	185
B.1. Introduction	185
B.2. Méthodes de résolution exacte	185
B.3. Méthodes approchées	188
Références Bibliographiques	191

## Introduction

De tout temps le climat conditionne les cycles biologiques des espèces vivantes terrestres et le rythme de vie des hommes en particulier. La grande variabilité spatiale et temporelle du climat entraînant une forte disparité des ressources vitales, l'homme tente depuis toujours d'améliorer ses conditions de vie. La solution fut, dans un premier temps, d'adopter une politique générale d'exploitation massive des ressources terrestres, de développement intense du commerce et de migration, sans réellement se soucier des conséquences écologiques. En cela, l'avènement de l'ère industrielle puis des sociétés modernes fut un tournant décisif puisqu'on leur incombe la responsabilité de contribuer directement au phénomène de « dérèglement » climatique. Ce changement d'état semble notamment se vérifier par l'augmentation des manifestations d'événements climatiques intenses (grandes inondations, fortes tempêtes, coulées de boues dévastatrices...). La compréhension et la gestion du changement climatique devient donc l'un des grands enjeux environnementaux auquel nos sociétés auront à faire face. Elles devront probablement y répondre par des politiques de développement durable à la fois à l'échelle du globe et aux échelles régionales.

L' Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) met en cause l'effet de serre (changement dans le bilan radiatif) résultant d'une présence anormale, dans l'atmosphère, de gaz et de particules provenant de l'activité humaine. Ils capturent le rayonnement émis par la terre et le réémettent vers le sol et l'espace, prouvant ainsi provoquer un réchauffement global de l'atmosphère. Dans ce sens, certaines nations, en ratifiant le « Protocole de Kyoto » se sont engagées à réduire leur émission de gaz à effet de serre (dioxyde de carbone, méthane...) de 8% d'ici 2012. Le rôle des scientifiques devient alors double, ils doivent vérifier au moyen de techniques d'observations globales que l'objectif fixé est atteint mais aussi estimer les conséquences d'un tel réchauffement en approfondissant leur compréhension des interactions entre l'atmosphère, les océans et la biosphère.

L'évaluation des modifications du système climatique nécessite donc la connaissance approfondie de la variabilité spatio-temporelle de la structure des circulations atmosphériques et océaniques, des propriétés de surface des océans et des continents, ainsi que des mécanismes intervenant lors de l'interaction du rayonnement électromagnétique solaire avec les constituants atmosphériques. Ces différents éléments déterminent la quantité d'énergie solaire absorbée par la planète, distribuée dans les réservoirs atmosphériques océaniques et continentaux et restituée à l'espace par émission infra-rouge. Les couplages de ces processus sont alors intégrés dans des modèles de circulation générale (MCG) globaux permettant d'effectuer des prévisions météorologiques à court et à long termes et ainsi, de réaliser des prédictions d'éventuels changements climatiques. Cependant, une incertitude considérable persiste quant à l'évaluation du réchauffement planétaire. Elle est, en partie, provoquée par la mauvaise prise en compte de l'impact radiatif des particules atmosphériques et en particulier des nuages.

En effet, les nuages sont les principaux modulateurs des échanges d'énergie du système Terre-atmosphère. Ils recouvrent près de 60% de la surface terrestre et représentent 7% du volume de la troposphère [Wayne, 2000]. Les nuages offrent donc une surface d'échanges et un volume de réaction considérables pour les composés chimiques atmosphériques et les rayonnements électromagnétiques solaires et telluriques.

De nombreuses études [Paltridge, 1980 ; Barkstrom, 1984 ; Roeckner et al., 1987 ] ont tenté de comprendre les effets complexes de la rétroaction des nuages sur le réchauffement global de la Terre. Mais la quantification de l'effet des nuages sur le forçage radiatif (de l'ordre de  $-20\text{W/m}^2$ ) reste très incertaine [IPCC, 2001]. Ramanathan et al. [1989] ont montré que deux types de nuages semblaient avoir un impact climatique prépondérant : les stractocumulus de la basse troposphère et les cirrus localisés à des altitudes plus élevées. Compte tenu de leur importante répartition spatio-temporelle, de leur faible altitude et de leur forte épaisseur optique, les stratocumulus, essentiellement constitué de gouttelettes d'eau liquide en fortes concentrations, réfléchissent le rayonnement solaire de courte longueur d'onde et par conséquent ont tendance à refroidir l'atmosphère (effet d'albédo, forçage négatif). Au contraire, les nuages de glace de type cirrus, recouvrant environ 20% de la surface du globe [Liou, 1986] piègent le rayonnement tellurique infra-rouge et le réémettent vers le sol et l'espace tout en étant relativement transparents au rayonnement solaire visible à cause de leur faible épaisseur optique. Le forçage radiatif étant d'autant plus important que la différence de température entre le nuage et le sol est grande, ces nuages froids de haute

altitude peuvent provoquer un réchauffement global l'atmosphère (effet de serre, forçage positif).

Cette incertitude sur l'effet radiatif des nuages est provoquée par la complexité de leur structure et des processus impliqués. Les propriétés radiatives des nuages sont non seulement étroitement liées à leurs propriétés microphysiques et optiques (concentration, taille, forme, épaisseur optique et phase des particules) mais aussi aux propriétés macroscopiques comme la structure géométriques et la distribution spatiale du nuage.

D'autre part, un problème d'échelle se pose lors de la modélisation des nuages. Les processus physiques qui gouvernent les propriétés physico-chimiques et macroscopiques des nuages couvrent des échelles spatiales et temporelles très variables. La résolution spatio-temporelle des MCG restant encore grossière (supérieure à 100 km), il est nécessaire de développer des paramétrisations pour rendre compte de la variabilité des processus à petite échelle. La fiabilité de ces modèles dépend alors largement de la pertinence de ces paramétrisations. Or, la représentation des processus couplés microphysiques et radiatifs des nuages demeure restreinte dans la plupart des modèles de climat, atténuant ainsi la crédibilité des scénarii prévisionnels proposés.

Jusque récemment, les MCG ne faisaient aucune distinction entre les différents types de nuages et les modélisaient comme des couches planes et parallèles composées de particules sphériques. Le rôle radiatif déterminant des cristaux de glace ayant maintenant été démontré [Kinne *et al.*, 1992 ; Francis *et al.*, 1999], les modèles de climat tendent dorénavant à classifier les nuages selon leur phase (nuage de gouttelettes d'eau liquide, nuage en phase solide constitué de cristaux de glace et nuage en phase mixte : gouttelettes d'eau et cristaux de glace). Outre les problèmes de modélisation morphologique des nuages, la représentation simplifiée de la composition microphysique des hydrométéores conduit à des biais significatifs dans la quantification des propriétés optiques et radiatives des nuages [Mishchenko *et Travis*, 2003]. Dans ce contexte, différentes paramétrisations de la microphysique des nuages de glace ont été proposées dont les plus complètes considèrent des cristaux de forme hexagonale dont la taille varie avec la température ambiante au sein du nuage [Donner *et al.*, 1997]. Néanmoins, Kristjansson *et al.* [2000] ont montré que le choix d'une paramétrisation de la microphysique des nuages de glace plutôt qu'une autre pouvait induire des différences de l'ordre de 50% de l'effet radiatif associé à un doublement de la concentration atmosphérique de dioxyde de carbone. Ainsi, ces travaux soulignent l'importance d'effectuer une caractérisation fiable des propriétés microphysiques et optiques de nuages dans différentes phases thermodynamiques.

Le développement de paramétrisations microphysiques capables de retranscrire correctement les propriétés radiatives des nuages requiert un grand nombre de mesures à la fois *in situ* et de télédétection [Lacis et Mishchenko, 1995; Rossow et Schiffer, 1991]. En effet, seule l'observation des propriétés optiques et microphysiques des nuages à différentes échelles permet de valider la modélisation de l'impact des nuages sur le climat. Or, si la restitution des paramètres nuageux à partir de mesures satellitales est réalisée de manière opérationnelle et relativement précise pour des nuages en phase liquide, la détermination des propriétés microphysiques et radiatives des nuages froids reste problématique. Dans les algorithmes utilisés en télédétection, l'inversion des paramètres caractérisant les propriétés microphysiques et optiques des nuages est fondée sur la comparaison d'un signal de luminance mesurée avec des simulations réalisées dans des conditions nuageuses et pour des géométries particulières. De nouveau, les hypothèses effectuées sur les propriétés des particules de glace en particulier s'avèrent la plupart du temps peu réalistes et conduisent à commettre des erreurs de restitutions conséquentes [Liou et Takano 1994 ; Rossow et Schiffer, 1999]. La distinction de la phase thermodynamique pose également des problèmes pouvant sensiblement altérer la précision de la restitution des paramètres microphysiques caractérisant les particules nuageuses observées.

Il est donc essentiel d'être à même de modéliser le plus précisément possible les processus liant propriétés microphysiques et propriétés optiques ou radiatives des nuages. Néanmoins, la modélisation réaliste de la diversité des propriétés morphologiques des particules nuageuses demeure quasiment impossible. La solution serait donc d'acquérir « simultanément » des jeux de mesures *in situ* et de télédétection capable d'estimer le plus grand nombre de paramètres décrivant les propriétés radiatives des nuages. Des modèles microphysiques représentatifs d'un point de vue radiatif pourraient ainsi être élaborés pour différents types de nuages. L'intégration de tels modèles couplés avec un algorithme d'inversion approprié à l'apport d'informations multispectrales et multidirectionnelles permettrait d'améliorer sensiblement les produits de restitutions satellitales. Les relations entre propriétés microphysiques, optiques et radiatives des nuages seraient ainsi mieux appréhendées et les paramétrisations dans les modèles globaux de climat pourraient également être grandement améliorées.

Cette étude s'insère dans la thématique principale de la future mission internationale CALIPSO (fin 2004-2006) dont l'objectif prioritaire porte sur la caractérisation des propriétés structurelles, microphysiques, optiques et radiatives de nuages dans différentes phases

thermodynamiques et de leur forçage radiatif à partir d'observations complémentaires à différentes échelles (mesures de télédétection active, passive et *in situ*). D'autre part, une contribution spécifique est proposée par des équipes françaises pour valider les algorithmes d'inversion de CALIPSO en utilisant des instruments aéroportés de mesures *in situ* et de télédétection.

Nous nous proposons, dans ce travail, d'utiliser l'information déduite de la synergie entre différentes sondes de mesures *in situ* à une échelle d'observation fine, pour effectuer une caractérisation des propriétés optiques et microphysiques d'une grande diversité de nuages et ainsi améliorer les algorithmes d'inversion appliqués à des mesures de télédétection. L'exploitation d'une grande quantité de mesures d'indicatrices de diffusion dans le visible, nous permettra d'extraire des comportements optiques typiques de nuages de phases thermodynamiques différentes (phase liquide, phase mixte et phase solide), qui pourront ainsi être incorporés ou servir à développer des paramétrisations dans les modèles globaux de climat.

Cette thèse s'articulera autour de trois parties contenant chacune trois chapitres.

L'objectif de la première partie (**I**) sera de développer des méthodes d'analyse afin d'estimer les propriétés microphysiques et optiques des nuages. L'équation du transfert radiatif régissant les interactions entre le rayonnement solaire et l'atmosphère, ainsi que les paramètres optiques et microphysiques permettant de décrire l'ensemble des processus radiatifs dans la cas d'une approximation plan parallèle des nuages seront tout d'abord présentés (**I-1.**). Nous discuterons, ensuite (**I-2.**), de la possibilité de représenter le comportement optique de particules nuageuses quelconques à l'aide d'un modèle microphysique hybride composé de cristaux de glace hexagonaux et de gouttelettes d'eau sphériques. Nous introduirons également la fonction de phase de diffusion en tant que véritable signature optique des propriétés microphysiques des nuages. Enfin, nous présenterons l'algorithme d'inversion permettant de restituer des paramètres caractérisant la microphysique des nuages à partir de mesures « synthétiques » de fonction de phase. La notion de contenu en information angulaire d'éventuelles mesures d'indicatrice de diffusion est également explorée dans ce chapitre (**I.3.**).

La deuxième partie (**II**) décrira le jeu de mesures *in situ* exploité pour caractériser les propriétés optiques et microphysiques de nuages associées à des conditions météorologiques

très variées. Les instruments aéroportés utilisés pour réaliser des mesures *in situ* des caractéristiques microphysiques et optiques des nuages seront présentés dans un premier temps (**II-1.**). Nous soulignerons en particulier l'alternative qu'offre le « Néphélomètre Polaire » par rapport aux limitations inhérentes aux sondes microphysique de la gamme PMS (Particle Measuring System) tel que le FSSP et le 2D-C. Dans un deuxième temps, nous décrirons les trois campagnes de mesures (ARAT'97, CIRRUS'98 et JACCS'99) qui nous permettront de construire une base de données représentatives des propriétés microphysiques et optiques d'une grande diversité de nuages (**II-2.**). Enfin nous introduirons la méthode d'analyse statistique en composantes principales développée afin d'exploiter les mesures d'indicatrices de diffusion réalisées par le « Néphélomètre Polaire » (**II-3.**). Cette analyse sera abordée dans le contexte d'une étude de la physique de la mesure afin de détecter les problèmes instrumentaux liés à la sonde et permettra d'établir une nouvelle base de données, caractéristique du comportement optique des nuages, directement exploitable.

La troisième partie (**III**) intégrera l'ensemble des méthodes et des mesures présentées dans les deux premières parties pour effectuer une caractérisation *in situ* globale des propriétés microphysiques et optiques de trois types de nuages (nuage d'eau liquide, nuage en phase mixte et nuage de glace). L'interprétation de la base de données optiques permettant d'établir trois indicatrices de diffusion, dans le visible, représentatives des propriétés de diffusion des trois types de nuages fera l'objet d'un article publié au *Journal of Geophysical Research* [Jourdan et al., 2003a] (**III-1.**). Dans un deuxième article accepté pour publication au *J.G.R.* [Jourdan et al., 2003b], nous exploiterons l'information contenue dans les mesures d'indicatrices de diffusion précédemment établies (**III-2.**). Il deviendra alors possible de déterminer l'ensemble des propriétés optiques et leur variabilité au sein d'une catégorie de nuage, à trois longueurs d'ondes (0.8  $\mu\text{m}$ , 1.6  $\mu\text{m}$  et 3.7  $\mu\text{m}$ ), pour les trois types de nuages ainsi que pour des cirrus. Les indicatrices de diffusion ainsi estimées pourront alors être directement intégrées dans les modèles de transfert radiatif afin d'améliorer notamment les algorithmes d'inversion utilisés en télédétection passive. Enfin, l'application directe de ces résultats à la construction de tables d'interpolation (*look-up tables*) représentatives pour les cirrus sera explorée (**III-3.**).

**Partie I : Problématique et développement des méthodes  
d'analyse des propriétés de diffusion des particules nuageuses**

*L'équilibre thermodynamique du système Terre-atmosphère est déterminé par le rapport entre les flux solaires absorbés et les flux infra rouge thermiques émis vers l'espace. Les processus radiatifs, comme l'absorption, la diffusion, l'extinction et l'émission, mis en jeu lors de ces échanges doivent donc être correctement appréhendés.*

*L'étude de l'interaction entre l'atmosphère, et donc en particulier les nuages, et le rayonnement solaire peut être traitée par la résolution de l'équation de transfert radiatif permettant de modéliser les différents processus radiatifs. Différentes méthodes de résolution sont envisageables selon la complexité du milieu considéré. Dans des cas simples d'atmosphère, notamment au travers du formalisme plan parallèle utilisé dans les modèles de circulation générale et en télédétection passive, il est possible de résumer l'ensemble des processus de diffusion, d'absorption et d'extinction par quelques paramètres optiques essentiels : la fonction de phase diffusion, l'albédo de diffusion simple, l'épaisseur optique et le facteur d'asymétrie. Une caractérisation adéquate de ces paramètres doit donc être effectuée pour différents types de nuages présentant des propriétés microphysiques singulièrement différentes. Il sera alors envisageable d'établir des paramétrisations liant les propriétés radiatives des nuages avec leurs propriétés microphysiques et morphologiques.*

*Dans le premier chapitre (I-1.), après avoir présenté l'équation du transfert radiatif ainsi que ces différentes méthodes de résolution, nous expliciterons les différents paramètres optiques pertinents pour décrire les processus de diffusion, d'absorption et d'extinction.*

*Le choix d'un modèle moyen capable de représenter efficacement le comportement optique des particules nuageuses quelles que soient leur phase, leur taille et leur forme seront discutées dans le deuxième chapitre (I-2.). La sensibilité angulaire de la fonction de phase aux variations des paramètres microphysiques sera également introduite dans le cadre d'une application au problème inverse.*

*Enfin, dans le troisième chapitre (I-3.), nous présenterons le formalisme du problème inverse appliqué à la restitution des propriétés microphysiques des nuages à partir de mesures « synthétiques » de diffusion. Nous serons ainsi amenés à étudier la notion de contenu en information angulaire de la fonction de phase afin de déterminer si les mesures permettent de restituer des paramètres pertinents pour une caractérisation microphysique judicieuse des nuages.*

## **CHAPITRE 1.**

### **I-1. Définition des grandeurs optiques et microphysiques significatives pour le transfert radiatif en atmosphère diffusante**

Dans ce chapitre, nous introduirons l'équation générale du transfert radiatif régissant les interactions du rayonnement avec un milieu caractérisé principalement par ses propriétés microphysiques et leurs variations (hétérogénéités) ainsi que ses propriétés structurales. Au regard de la complexité des processus mis en jeu lors de ces interactions, un cas simple d'atmosphère au travers du formalisme plan parallèle, sera également présenté. Dans ce cas simple, les solutions de l'équation du transfert radiatif ne dépendent plus que de quelques paramètres optiques résumant l'ensemble des processus radiatifs d'un milieu homogène diffusant et absorbant. Ces paramètres seront alors définis dans le cas d'un nuage turbide composé par une collection de particules.

#### **I-1.1. Présentation générale de l'équation du transfert radiatif**

Les radiations électromagnétiques émises par le soleil sont le résultat de la superposition d'ondes sinusoïdales caractérisées chacune par une amplitude et une fréquence différentes. Les longueurs d'ondes du spectre solaire intervenant de manière significative dans l'interaction du flux solaire avec le système atmosphérique ont une gamme de longueur d'ondes comprise entre  $0.2 \mu\text{m}$  (ultra-violet) et  $4 \mu\text{m}$  (proche infra-rouge).

Dans le spectre visible, le rayonnement solaire est considéré comme étant quasi unidirectionnel. Mais, lors de sa progression dans l'atmosphère les radiations incidentes sont interceptées par un grand nombre de particules dont les dimensions varient de quelques dixièmes de nanomètres (molécules) à quelques centimètres (particules précipitantes). Les ondes électromagnétiques solaires subissent alors des phénomènes de diffusion (réflexion, réfraction et diffraction) et d'absorption, provoquant une dispersion du rayonnement dans toutes les directions. D'autre part, tout corps irradié par une onde électromagnétique émet un

rayonnement thermique propre non négligeable dans l'infra rouge thermique (à partir de 3.7  $\mu\text{m}$ ).

De façon générale, lorsqu'un milieu intercepte une onde électromagnétique, une partie de l'énergie incidente interceptée est convertie en une autre forme d'énergie, l'absorption. La partie émise dans toutes les directions représente la diffusion. Ces deux phénomènes d'atténuation de l'énergie incidente contribuent au phénomène d'extinction selon la formule générale :

$$\text{Extinction} = \text{Diffusion} + \text{Absorption}$$

### I-1.1.1. Transfert radiatif en trois dimensions

Le transfert d'énergie des radiations lumineuses dans un milieu quelconque est alors gouverné par l'équation du transfert radiatif (ETR) qui traduit le principe de conservation de l'énergie [Liou, 1992] :

$$(\mathbf{\Omega} \cdot \nabla) L_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = -\sigma_{ex,\nu}(\mathbf{r}) [L_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) - J_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})] \quad (11.1.1)$$

Le premier membre de l'égalité décrit la variation de la luminance monochromatique,  $L_\nu$  [ $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ ], en un point de l'espace (de position  $\mathbf{r}(x,y,z)$ ) dans la direction  $\mathbf{\Omega}(\theta,\varphi)$ , le long d'un élément de volume. Cette quantité d'énergie directionnelle, complètement représentative du champ de rayonnement, permet de quantifier l'énergie radiative  $dE_\nu$ , dans un intervalle de fréquence  $[\nu, \nu+d\nu]$ , traversant un élément de surface  $ds$  par unité de temps  $dt$ , suivant des directions  $\mathbf{\Omega}$  confinées dans un cône d'angle solide  $d\Omega$  faisant un angle  $\theta$  avec la normale à la surface [Chandrasekhar, 1960]. Elle est définie par la relation suivante :

$$L_\nu(x, y, z; \mathbf{\Omega}; t) = \frac{dE_\nu}{ds \cos\theta d\Omega d\nu dt} \quad (11.1.2)$$

Le premier terme du second membre de l'équation (11.1.1) correspond à la perte d'énergie radiative incidente dans l'élément de volume considéré. Cette diminution d'énergie, caractérisée par le coefficient d'extinction  $\sigma_{ex,\nu}(\mathbf{r})$ , est provoquée soit par un phénomène de diffusion du rayonnement dans une autre direction que la direction d'incidence soit par un phénomène d'absorption. Le rayonnement direct se trouve ainsi atténué constamment selon la loi de Beer-Lambert.

Le deuxième terme représente la quantité d'énergie gagnée dans l'élément de volume, par diffusion des radiations arrivant de toutes les directions  $\mathbf{\Omega}'$  possibles de l'espace dans la direction  $\mathbf{\Omega}$  ainsi que par l'émission propre du milieu. La fonction  $J_\nu$  est appelée fonction

source, elle correspond à la somme d'une fonction source de diffusion  $J_v^{sc}$  et d'une fonction source d'émission  $J_v^{em}$  :

$$J_v^{sc}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{\omega_v(\mathbf{r})}{4\pi} \iint P_v(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}') L_v(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') d\boldsymbol{\Omega}' \quad (11.1.3)$$

$$J_v^{em}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = [1 - \omega_v(\mathbf{r})] B_v(T(\mathbf{r})) \text{ avec } B_v(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (11.1.4)$$

Dans l'équation (11.1.3),  $\omega_v$  désigne l'albédo de diffusion simple,  $P_v(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}')$  la fonction de phase de diffusion c'est à dire la probabilité pour qu'un photon arrivant dans une direction  $\boldsymbol{\Omega}'$  sur l'élément de volume soit diffusé dans la direction  $\boldsymbol{\Omega}$ .

L'équation (11.1.4) représente la contribution de l'émission thermique. On admet, en effet, qu'aux pressions qui nous intéressent, que l'énergie prélevée au champ de rayonnement incident par absorption est intégralement convertie en énergie thermique. L'émission, définie par l'intermédiaire de la fonction de Planck  $B_v(T)$ , dépend de la température absolue  $T$  du milieu, de la constante de Planck  $h$ , de la constante de Boltzmann  $k$ , de la célérité de la lumière  $c$  et de la fréquence  $\nu$ .

Ainsi, lorsque l'émission solaire, l'émissivité et la réflectivité de la surface terrestre, ainsi que les caractéristiques thermodynamiques, microphysiques et optiques de l'atmosphère sont connues, la résolution de l'équation du transfert radiatif permet de déterminer une distribution spatiale et directionnelle de luminance à chaque longueur d'onde.

- Méthodes de résolution de l'ETR en trois dimensions

Les solutions analytiques de l'équation intégral-différentielle du transfert radiatif en trois dimensions ne peuvent être facilement établies. Pourtant, seule la résolution du problème en trois dimensions permet de prendre en compte les effets radiatifs, non négligeables, des hétérogénéités verticales et horizontales des nuages [Cahalan *et al.*, 1994a ; Szczap, 2000].

Pour traiter ce genre de problème, divers modèles en trois dimensions de transfert radiatif ont été développés. Une description des principales caractéristiques de ces modèles a été effectuée par Gabriel *et al.* [1993]. Deux approches méritent toutefois d'être présentées.

Les méthodes dites de Monte Carlo [Marchuk *et al.*, 1980] sont les plus communément utilisées. Ces méthodes consistent à suivre les trajectoires individuelles d'un grand nombre de photons à travers le milieu considéré, lors de chaque diffusion. La probabilité de diffusion lors de chaque interaction entre le photon et les particules du milieu

est déterminée par l'albédo de diffusion simple du milieu,  $\omega_v(\mathbf{r})$ . La fonction de phase  $P_v(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}')$  représente alors la probabilité de diffusion dans une direction particulière  $\boldsymbol{\Omega}$ . La somme des photons à un niveau du milieu souhaité et dans une certaine direction donne ainsi accès à la luminance pour des angles solides donnés. Ce type d'approche présente l'avantage de simuler le transfert radiatif pour des géométries de nuages quelconques mais reste très coûteux en temps de calcul. La simulation de probabilités représentatives nécessite, en effet, le « lancer » d'un grand nombre de photons.

Une alternative aux méthodes de Monte Carlo est proposée par des méthodes représentant implicitement le champ de rayonnement dans le milieu. La méthode des harmoniques sphériques aux ordonnées discrètes (SHDOM) développée par *Evans* [1998] permet de résoudre de manière exacte l'équation du transfert radiatif en 3D dans des milieux possédant des propriétés microphysiques variables. Les fonctions sources sont calculées dans l'espace des harmoniques sphériques pour représenter leur partie angulaire, puis transformées en ordonnées discrètes pour modéliser la variabilité spatiale du champ de rayonnement. La fonction de phase est alors décomposée en polynômes de Legendre. Les champs de luminances sont calculés en chaque point de grille à partir des fonctions sources, par sommation. L'utilisation d'une décomposition en harmoniques sphériques permet de diminuer le temps de calcul en réduisant l'évaluation de la fonction source à une simple multiplication. D'autre part, l'emploi d'une grille adaptative de discrétisation permet également d'améliorer de la précision spatiale [*Faure*, 2000].

- Application aux méthodes d'observations et aux modèles à échelle globale

Bien que la méthode des harmoniques sphériques aux ordonnées discrètes soit une alternative intéressante pour traiter le problème de transfert radiatif en trois dimensions, la génération de nuages hétérogènes demeure délicate et le calcul du transfert radiatif pour ce type de nuage reste complexe et très coûteux en temps. C'est pourquoi les algorithmes opérationnels utilisés en télédétection passive et dans les MCG considèrent, le plus souvent, des cas simples d'atmosphères notamment au travers du formalisme plan-parallèle. Les algorithmes appliqués à ce type d'atmosphère permettent ainsi de résoudre l'équation du transfert radiatif de façon plus simple et plus rapide [*Meador et Weaver*, 1980].

### I-1.1.2. Transfert radiatif dans une atmosphère plane et parallèle

Dans le cadre simplifié d'une atmosphère stratifiée en couches planes et parallèles, les propriétés radiatives sont invariantes dans un plan donné. La luminance ne dépend plus que de la hauteur  $z$  d'une couche et des angles polaires et azimutaux de direction,  $\theta$  et  $\varphi$  :

$$L_\nu = L_\nu(z; \theta, \varphi) \quad (11.1.5)$$

les propriétés de diffusion et d'absorption du milieu sont alors constantes au sein de chaque couche limitée par des plans parallèles de dimension horizontale infinie. On suppose alors que les variations verticales des propriétés optiques du milieu sont plus rapides que leurs variations horizontales. La position d'un point sera donc repéré par son altitude  $z$  et la direction, par l'angle  $\theta = \cos^{-1} \mu$  par rapport à la verticale, et par l'angle azimutal  $\varphi$ . L'équation du transfert radiatif (11.1.1) s'écrit alors [Lenoble, 1993] :

$$\mu \frac{dL_\nu(z; \mu, \varphi)}{dz} = -\sigma_{ex,\nu} \left[ L_\nu(z; \mu, \varphi) - \frac{\omega_\nu(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_\nu(z; \mu, \varphi; \mu', \varphi') L_\nu(z; \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' - [1 - \omega_\nu(z)] B_\nu(T(z)) \right] \quad (11.1.6)$$

L'approximation d'une atmosphère plane parallèle composée de couches homogènes de dimensions latérales infinies est *a priori* particulièrement adaptée aux problèmes de télédétection et de circulation générale puisqu'elle simplifie considérablement l'équation du transfert radiatif et facilite ainsi sa résolution. Dans ces problèmes, l'observation des propriétés radiatives des nuages et la modélisation de leurs processus physico-chimiques s'effectuent à l'échelle globale où les variations des propriétés microphysiques et macroscopiques sont supposées comme étant négligeables horizontalement par rapport aux variations verticales. Néanmoins, les effets radiatifs des hétérogénéités horizontales de ces propriétés ne sont pas négligeables [Cahalan et al., 1994b]. Il reste donc nécessaire de prendre en compte la variabilité des processus à petite échelle à travers des paramétrisations adéquates pour améliorer les modèles de climat globaux et les algorithmes d'inversion satellitaires.

- Méthodes de résolution de l'ETR en atmosphère plane parallèle

Les méthodes citées dans la section I-1.1.1. sont toujours applicables à ce cas d'atmosphère et de nuages à une dimension, mais il existe aussi des méthodes plus simples dont le but est de diminuer le temps de calcul. Parmi les nombreuses méthodes permettant de

résoudre l'équation du transfert à une dimension, nous allons nous attacher à décrire brièvement les plus couramment utilisées.

Dans la méthode des ordres successifs de diffusion [Hansen et Travis, 1974], chaque interaction (ordre de diffusion) calculée entre le milieu et le rayonnement contribue séparément à la fonction source de diffusion multiple. Il est ainsi possible d'avoir accès à une luminance par ordre de diffusion. Cette approche reste néanmoins coûteuse en temps de calcul pour des milieux optiquement denses.

Similairement à l'approche utilisée dans SHDOM, la méthode aux ordonnées discrètes est fondée sur une discrétisation de l'équation du transfert radiatif (Eq. I1.1.6) [Chandrasekhar, 1960]. Dans un premier temps la fonction de phase  $P(\mu, \mu', \varphi - \varphi')$  est décomposée en polynôme de Legendre fonction de  $\mu$ . Puis, on peut remplacer l'intégrale du terme de diffusion multiple sur les  $\mu'$  en une somme finie et discrète de  $2n$  directions  $\mu'$  ( $n$  vers le haut,  $n$  vers le bas). Cette méthode est assimilable à une approche à flux multiples et peut être utilisée en télédétection pour la restitution rapide de propriétés atmosphériques à partir des champs de luminance observés.

- Application aux méthodes d'observations et aux modèles à échelle globale

La représentation la plus simple du transfert radiatif correspond à une atmosphère modélisée par une couche homogène de dimensions latérales infinies où les photons se dirigent seulement dans deux directions (vers le haut et vers le bas). Ces méthodes à deux flux sont utilisées dans les modèles globaux de climat pour le calcul de flux et de taux de réchauffement. Elles sont, en effet, rapides mais restent peu précises.

Meador et Weaver [1980] dressent un bilan des différentes méthodes de calcul des flux avec ce type d'approximation. Les solutions présentent toutes une dépendance directe avec trois paramètres, l'albédo de diffusion simple, le facteur d'asymétrie et le coefficient d'extinction. Dans les MCG, ces paramètres sont souvent fixés pour un intervalle de longueurs d'onde et en fonction de la phase thermodynamique (liquide, mixte ou solide) des nuages.

Dans le cadre du problème inverse, c'est à dire en télédétection passive, la quantité mesurée est la luminance et l'équation (I1.1.6) est alors utilisée pour restituer les caractéristiques microphysiques et optiques de l'atmosphère. Schématiquement, pour réaliser l'inversion, il faut dans un premier temps simuler les luminances mesurées par le capteur du satellite pour différentes conditions atmosphériques observables à des longueurs d'onde différentes. Les luminances modélisées sont ensuite stockées pour former des tables de look-

up. Puis, par des méthodes de minimisation et d'interpolation, les paramètres microphysiques et optiques sont extraits pour des luminances données.

- Contribution à l'amélioration des MCGs et des algorithmes de restitutions satellitales

La résolution et la simulation du transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse nécessite donc de déterminer avec une bonne précision, les caractéristiques optiques et microphysiques des nuages. Dans ce travail, nous nous intéressons à l'application de mesures optiques *in situ* des nuages pour améliorer les modèles de climat (MCG) et les algorithmes de restitutions utilisés en télédétection.

Nous nous proposerons d'établir un jeu de ces paramètres optiques pour trois longueurs d'onde, dans le domaine des longueurs d'onde solaires dominant les processus de diffusion.

### I-1.2. Paramètres microphysiques et optiques

Dans l'approximation de nuages plans-parallèles, la plupart des propriétés radiatives des nuages peuvent être décrites à partir de quelques paramètres optiques pertinents. Ces paramètres dépendent, bien évidemment, de la composition microphysique des nuages caractérisée par une série de grandeurs physiques résumant les propriétés dimensionnelles, morphologiques et physico-chimiques des particules nuageuses.

#### I-1.2.1. Caractérisation microphysique des particules nuageuses

Les nuages sont constitués d'une population de particules de taille, de concentration, de répartition spatiale et même de composition variables.

Les variabilités microphysiques d'un nuage chaud (constitué de gouttelettes d'eau sphériques) peuvent être caractérisées par les modifications des distributions dimensionnelles en taille,  $n(D)=dN/dD$ , des gouttelettes.  $n(D)dD$  correspond alors à la concentration de particules dont les diamètres sont compris entre  $D$  et  $D+dD$ .

$$C_{tot} = N = \int_0^{\infty} n(D)dD = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dD} dD \quad (11.2.1)$$

$C_{tot}$  ou  $N$  représente la concentration totale des particules et s'exprime généralement en nombre de particules par  $cm^3$ .

Dans le cas de nuages de glace où les particules n'ont généralement pas de formes simples, il est possible d'adapter cette relation en introduisant le diamètre équivalent fondu,  $D_{melt}$ . La principale difficulté réside alors dans le choix d'une paramétrisation liant ce diamètre au diamètre observé, par l'intermédiaire d'une sonde adaptée à la mesure de cristaux de glace. Ce point précis sera développé plus amplement dans le premier chapitre de la deuxième partie (II-1.). Des relations empiriques entre  $D_{melt}$  et la surface des cristaux échantillonnés seront proposées. La relation (I1.2.1) peut alors s'écrire dans le cas de particules de glace selon :

$$C_{tot} = N = \int_0^{\infty} n(D_{melt}) dD_{melt} = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dD_{melt}} dD_{melt} \quad (I1.2.2)$$

La quantité d'eau contenue dans une unité de volume de nuage ou teneur en eau liquide ( $LWC$ ) s'exprime par l'intermédiaire de la distribution dimensionnelle en volume  $dV/dD$  et de la masse volumique de l'eau  $\rho_w$  :

$$LWC = \rho_w \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} D^3 n(D) dD = \rho_w \int_0^{\infty} \frac{dV}{dD} dD \quad (I1.2.3)$$

Cette grandeur représente donc une masse de particules par unité de volume du nuage et s'exprime en gramme par  $m^3$ .

Le paramètre équivalent pour quantifier le contenu en glace ( $IWC$ ) est défini par :

$$IWC = \rho_w \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} D_{melt}^3 n(D_{melt}) dD_{melt} = \rho_w \int_0^{\infty} \frac{dV}{dD_{melt}} dD_{melt} \quad (I1.2.4)$$

*Hansen et Travis* [1974] ont défini un paramètre de la dimension d'un diamètre [ $\mu m$ ] comme étant le troisième moment de la distribution dimensionnelle en nombre divisé par le deuxième moment. Ce diamètre, appelé diamètre effectif ou diamètre efficace  $D_{eff}$ , est significatif pour lier les propriétés microphysiques des nuages à leurs impacts radiatifs (propriétés optiques). Il correspond à un rayon moyen pondéré par la surface projetée,  $A$ , des particules.

$$D_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} D^3 n(D) dD}{\int_0^{\infty} D^2 n(D) dD} \quad (I1.2.5)$$

Dans le cas de nuages composés de cristaux de glace de forme variée, il est défini selon :

$$D_{eff} = \frac{\pi \int_0^{\infty} D_{melt}^3 n(D_{melt}) dD_{melt}}{4 \int_0^{\infty} A(D_{melt}) n(D_{melt}) dD_{melt}} \quad (11.2.6)$$

Deux autres types de diamètres sont parfois utilisés pour décrire les propriétés microphysiques des nuages, bien que leur intérêt d'un point de vue radiatif soit moindre. Il s'agit du diamètre moyen  $D_m$  de la distribution et du diamètre volumique médian  $DVM$  :

$$D_m = \frac{\int_0^{\infty} D n(D) dD}{\int_0^{\infty} n(D) dD} \quad (11.2.7)$$

$$\rho_w \frac{\pi}{6} \int_0^{DVM} D^3 n(D) dD = \frac{LWC}{2} \quad (11.2.8)$$

### I-1.2.2. Caractérisation optique des particules nuageuses

Les expressions des différents paramètres optiques sont établis pour une particule dans l'annexe A.. Dans cette section, nous nous limiterons à présenter les quantités qui seront estimées par la suite à partir de mesures directes ou indirectes. Les paramètres optiques doivent donc être appliqués à un cas réaliste de nuage composé d'un ensemble de particules défini par une distribution dimensionnelle en taille. D'autre part, nous serons amenés par la suite à caractériser différents types de nuages pour plusieurs longueurs d'onde  $\lambda$ . En effet, les mesures en télédétection sont basées sur les variations de certains paramètres optiques en fonction de la longueur d'onde et de l'indice complexe  $m$  des particules, afin de restituer des paramètres microphysiques de grande importance dans les modèles climatiques globaux tel que le rayon effectif.

Le « Néphélomètre Polaire » aéroporté est l'instrument unique utilisé pour caractériser optiquement les particules nuageuses. Le principe de fonctionnement de cette sonde sera traité en détails dans le chapitre II-1.. Cet instrument mesure la puissance angulaire diffusée par un ensemble de particules nuageuses orientées aléatoirement et irradiées par un faisceau laser de longueur d'onde proche de 0.8  $\mu\text{m}$ . D'autre part, la réflexion

de l'énergie diffusée par les particules via un miroir parabolique empêche toute mesure précise de la polarisation.

Le paramètre définissant l'extinction provoquée par un ensemble de particules de tailles variables et de distribution dimensionnelle  $n(R)$ ,  $R$  représentant ici le rayon d'une particule, s'exprime généralement en  $km^{-1}$  :

$$\sigma_{ex}(\lambda, m) = \int_0^{\infty} \pi R^2 Q_{ex}(R, \lambda, m) n(R) dR \quad (11.2.9)$$

$Q_{ex}$  désigne l'efficacité d'extinction quantifiant l'atténuation de l'énergie incidente par une particule.

Dans le cas d'un nuage constitué de gouttelettes d'eau de grande taille ( $Q_{ex}$  tend alors vers 2), on peut démontrer facilement que le coefficient d'extinction dépend directement de certains paramètres microphysiques :

$$\sigma_{ex} = \frac{3LWC}{2\rho_w R_{eff}} \quad (11.2.10)$$

D'autre part, l'extinction est aussi reliée à l'épaisseur optique du milieu  $\tau$ , grandeur sans dimension correspondant à l'intégrale du coefficient d'extinction sur une tranche d'atmosphère  $h$  :

$$\tau(\lambda, m) = \int_0^h \sigma_{ex}(\lambda, m, z) dz \quad (11.2.11)$$

L'épaisseur optique est une des grandeurs caractéristiques des nuages d'un point de vue radiatif, qu'il conviendra d'estimer.

Le coefficient de diffusion,  $\sigma_{sc}$ , et l'albédo de diffusion simple,  $\omega_{sc}$ , s'expriment alors de la façon suivante :

$$\sigma_{sc}(\lambda, m) = \int_0^{\infty} \pi R^2 Q_{sc}(R, \lambda, m) n(R) dR \quad (11.2.12)$$

$$\omega_{sc}(\lambda, m) = \frac{\sigma_{sc}(\lambda, m)}{\sigma_{ex}(\lambda, m)} = \frac{\sigma_{sc}(\lambda, m)}{\sigma_{sc}(\lambda, m) + \sigma_{ab}(\lambda, m)} \quad (11.2.13)$$

où  $Q_{sc}$  correspond à l'efficacité de diffusion d'une particule de rayon de  $R$  et d'indice de réfraction complexe  $m$ , irradiée par un rayonnement de longueur d'onde  $\lambda$ .  $\sigma_{ab}$  désigne le coefficient d'absorption exprimé également en  $km^{-1}$ .

L'albédo de diffusion simple est particulièrement important pour la résolution du transfert radiatif puisqu'il représente la probabilité pour qu'un photon soit diffusé plutôt qu'absorbé lors de son interaction avec une particule à une longueur d'onde donnée.

Dans le cadre d'une interprétation de la physique de la mesure du « Néphélomètre Polaire », il convient de définir la section efficace différentielle de diffusion  $\sigma'(\theta, \varphi, \lambda, m, R)$ . Ce paramètre optique s'exprimant en  $\mu m^2 Sr^{-1}$  est relié par la relation suivante à la puissance diffusée,  $P_s [W]$ , dans l'angle solide élémentaire  $d\Omega$  autour de la direction  $(\theta, \varphi)$  par une particule de rayon  $R$  :

$$P_s(\theta, \varphi) = \sigma'(\theta, \varphi) I_0 d\Omega \quad (11.2.14)$$

$I_0$  représente l'intensité incidente en  $W/m^2$  irradiant la particule.

La section efficace de diffusion totale  $C_{sc}$  pour une particule de rayon  $R$  est alors déterminée par :

$$C_{sc} = \pi R^2 Q_{sc} = \int \sigma'(\theta, \varphi) d\Omega \quad (11.2.15)$$

Un autre paramètre défini par l'intermédiaire de  $\sigma'$ , le facteur d'asymétrie  $g$ , peut être utilisé pour caractériser la diffusion par un ensemble de particules :

$$g = \frac{\int \int_0^\infty \sigma'(\theta, \varphi, \lambda, m, R) \cos \theta n(R) dR d\Omega}{\sigma_{sca}} \quad (11.2.16)$$

La valeur de  $g$  est comprise entre  $-1$  et  $1$  et permet de déterminer la quantité de lumière diffusée vers l'avant ou vers l'arrière. Pour une valeur positive de  $g$  la diffusion en direction de lumière incidente sera prépondérante alors que pour une valeur négative, elle sera principalement dirigée dans une direction opposée à la direction de la lumière incidente (rétro diffusion). Une valeur nulle de  $g$  indique une diffusion isotrope. Dans les modèles de climat l'influence des nuages sur les radiations incidentes est fortement tributaire du choix de la valeur du facteur d'asymétrie considérée pour les caractériser [Stephens et al., 1990; Kristjansson et al., 2000].

Dans la plupart des problèmes nous sommes face à une distribution de particules nuageuses de tailles et de formes différentes, on cherche alors à estimer, plutôt que  $\sigma'$ , la quantité de lumière diffusée angulairement par un ensemble de particules occupant un certain volume. Cette grandeur est définie par la section efficace de diffusion volumique,  $\sigma [\mu m^{-1} Sr^{-1}]$  qui correspond précisément à la quantité mesurée par le « Néphélomètre Polaire ».

Néanmoins, le principe d'échantillonnage de cette sonde impose une orientation aléatoire des particules. La section efficace de diffusion volumique ne dépend donc plus que de l'angle polaire de diffusion  $\theta$ . La grandeur mesurée par le « Néphélomètre Polaire » s'exprime alors en fonction de la section efficace différentielle de diffusion par :

$$\sigma(\theta) = \int_0^{\infty} \sigma'(\theta, m, \lambda, R) n(R) dR \quad (11.2.17)$$

Toutefois, dans un but d'inter-comparaison modèles-mesures, il est important d'exprimer la relation entre cette grandeur mesurée,  $\sigma$ , et la fonction de phase de diffusion normalisée (ou premier coefficient  $P_{11}$  de la matrice de diffusion, cf. Annexe A.) déterminée de façon théorique grâce à des modèles de diffusion. L'équation suivante établit la liaison entre ce qui sera appelé par la suite, par abus de langage, fonction de phase mesurée,  $\sigma(\theta)$ , et fonction de phase normalisée,  $4\pi\sigma(\theta)/\sigma_{sc}$ , dans le cas d'une mesure ; ou  $P_{11}$  dans le cas d'une sortie de modèle:

$$\sigma(\theta) = \frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} \sigma_{sc} \quad (11.2.18)$$

Dans cette section, les éléments de base de la théorie de diffusion et d'absorption de la lumière par un ensemble de particules nécessaires pour appréhender la mesure et la modélisation de paramètres optiques caractéristiques des nuages viennent d'être définis. La section efficace de diffusion volumique et le coefficient d'extinction s'avèrent être des quantités particulièrement adaptées pour décrire les processus de diffusion simple et d'extinction déterminant une grande partie des propriétés radiatives des nuages.

### I-1.3. Conclusions

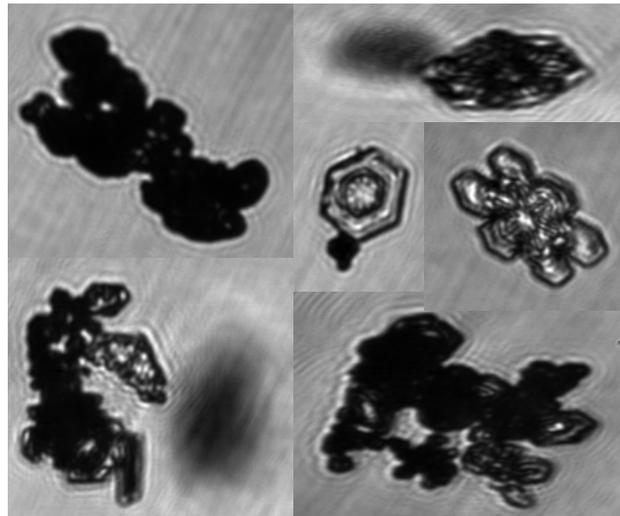
Nous avons mis en évidence au travers des solutions de l'équation du transfert radiatif, en particulier dans le cas d'une approximation d'une atmosphère plan-parallèle, que les propriétés radiatives des nuages dépendaient de quelques paramètres synthétisant l'ensemble des propriétés de diffusion et d'absorption. Afin de quantifier la relation entre propriétés microphysiques et propriétés radiatives des particules nuageuses, il convient donc de s'intéresser à la modélisation physique des processus de diffusion et d'absorption de la lumière par des particules de formes, de tailles et de compositions différentes.

## CHAPITRE 2.

### I-2. Modèles directs de diffusion et d'absorption de la lumière

Les propriétés radiatives des nuages dépendent fortement de leurs propriétés microphysiques. Il est donc nécessaire d'établir des méthodes de calcul capables de modéliser la diffusion et l'absorption de la lumière par des particules nuageuses présentant des propriétés microphysiques très différentes (gouttelettes d'eau sphériques, cristaux de glace de formes variées ou combinaison des deux types de particules). Si les propriétés optiques des nuages en phase liquide peuvent être calculées de façon exacte à l'aide de la théorie de Lorentz-Mie, la complexité des cristaux présents dans les nuages de glace ou en phase mixte rend la modélisation de leurs propriétés optiques particulièrement délicate.

Des mesures *in situ* effectuées par le Cloud Particle Imager (CPI) [Lawson *et al.*, 1998] permettent d'estimer les formes caractéristiques des particules présentes dans les nuages de glace. Cet instrument procure une caractérisation dimensionnelle et morphologique des particules de glace avec une résolution de l'ordre de 2.3  $\mu\text{m}$ . Sur la figure I-2.1, nous avons reporté quelques unes des images obtenues par le CPI dans des cirrus. La grande complexité et la variabilité de formes et de tailles des particules présentes dans les nuages de glace illustre bien la difficulté à laquelle doivent faire face les modèles de diffusion fondée sur une représentation microphysique « réaliste ».



**Figure I-2.1.** Formes caractéristiques de cristaux de glace échantillonnés dans un nuage de glace par la sonde Cloud Particle Imager (CPI).

- Limites des méthodes classiques de modélisation des phénomènes de diffusion

De façon pratique, il est impossible de trouver une solution exacte pour déterminer les propriétés de diffusion et d'absorption de cristaux de glace couvrant un large spectre de tailles (de 2 à 600  $\mu\text{m}$ ) et de formes. Il n'est donc pas étonnant que les modèles de diffusion considérant des formes de cristaux simples (colonnes ou plaque hexagonales, sphéroïdes, ...) soient, la plupart du temps, incapables d'obtenir des propriétés optiques en accord avec ces mêmes mesures [Gonzalez *et al.*, 2002 ; Labonnote *et al.*, 2001 ; Auriol *et al.*, 2001].

En effet, même si certaines méthodes de résolution exacte des problèmes de diffusion permettent de prendre en compte la non sphéricité des particules, elles se limitent la plupart du temps, dans le domaine du visible, à des tailles de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$  et à des formes de cristaux relativement simples. De plus, la détermination des propriétés de diffusion et d'absorption se révèle généralement très coûteuse en temps de calcul.

Les méthodes approchées, comme celles obéissant aux lois de l'optique géométrique, offrent une alternative dans le sens où elles autorisent la modélisation rapide des processus de diffusion de la lumière pour des particules de formes complexes. En revanche, elles ne peuvent être appliquées qu'à des tailles de particules relativement élevées (supérieure à une trentaine de microns dans le visible) et provoquent des discontinuités dans la distribution de l'énergie diffusée loin de la particule, en ne prenant pas en compte les propriétés vectorielles du rayonnement diffusé. Les problèmes particuliers inhérents aux principales méthodes de calcul des propriétés de diffusion et d'absorption de la lumière par des particules de formes irrégulières que nous avons testées seront plus amplement discutés dans l'annexe **B.**

- Choix d'un modèle microphysique moyen capable de fournir des propriétés optiques réalistes

La composition microphysique des nuages dépend fortement de leur état thermodynamique. Les nuages en phase mixte et solide peuvent ainsi être constitués de gouttelettes d'eau liquide ou surfondue cohabitant avec des cristaux de glace de formes plus ou moins irrégulières [Korolev *et al.*, 2001 ; Gayet *et al.*, 2002a].

Afin de pallier aux problèmes de représentativité des propriétés optiques des nuages de glace générées par les modèles classiques, nous nous proposons d'introduire un modèle de microphysique hybride combinant gouttelettes d'eau sphériques et cristaux de glace hexagonaux orientés aléatoirement dans l'espace. Chaque nuage pourra ainsi être représenté par une composante en phase liquide (gouttelettes d'eau) et une composante en phase solide (cristaux de glace). Les propriétés optiques liées à chaque composante seront alors calculées suivant :

- La théorie de Lorentz-Mie pour des gouttelettes d'eau sphériques de rayons compris entre 0.5  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$
- Une méthode approchée utilisant une technique de lancer de rayon classique mais prenant en compte l'aspect vectoriel du champ électromagnétique (Improved Geometric Optics Method, Yang *et Liou* [1996, 1995]), pour des cristaux de glace hexagonaux de rayons équivalents compris entre 2  $\mu\text{m}$  et 200  $\mu\text{m}$ .

Cette combinaison de modèles présente l'avantage de couvrir une grande gamme de taille de particules, et même si les formes des particules considérées sont très simples, nous montreront qu'elles sont suffisantes pour décrire les propriétés optiques de différents types de nuages. En effet, bien que d'un point de vue microphysique les hypothèses émises sur la composition des nuages puissent sembler peu réalistes, nous verrons qu'elles permettent tout de même de présenter des paramètres microphysiques équivalents caractérisant correctement les propriétés radiatives des nuages.

## **I-2.1. Modélisation des propriétés optiques des gouttelettes d'eau nuageuse (Particules sphériques)**

### *I-2.1.1 Calcul des paramètres optiques dans le cadre de la théorie de Lorentz-Mie*

Le domaine d'applicabilité de la théorie de Lorentz-Mie est généralement défini par deux critères qui sont la forme de la particule et le facteur d'échelle entre sa taille et la

longueur d'onde du rayonnement incident. Ce facteur est appelé le paramètre de taille  $X$ . Il est défini dans le cas général d'une particule de forme irrégulière par la relation suivante :

$$X = \frac{2\pi R_{eq}}{\lambda} \quad (12.1.1)$$

où  $\lambda$  désigne la longueur d'onde du rayonnement incident et  $R_{eq}$  le rayon de la sphère de surface projetée équivalente à celle de la particule. Cette théorie présente des solutions analytiques simples pour des paramètres de taille compris entre 1 et 100 et dans le cas de particules sphériques.

Ainsi, la détermination des principaux paramètres optiques caractérisant la diffusion de la lumière par une particule sphérique se révèle être particulièrement simplifiée par la géométrie du problème. En effet, l'onde électromagnétique sphérique engendrée par la diffusion d'une onde plane incidente par une sphère homogène peut être décrite à l'aide des relations (A.14) établies dans l'annexe A.

Dans un repère en coordonnées sphériques, les composantes du champ diffusé, à très grande distance  $r$  de la sphère et dans une direction d'angle  $(\theta, \varphi)$  par rapport à la direction incidente, peuvent s'écrire [Bohren et Huffman, 1983] :

$$\begin{aligned} E_\theta = H_\varphi &= -\frac{i}{kr} e^{-ikr+i\omega t} \cos \varphi S_2(\theta) \\ -E_\varphi = H_\theta &= -\frac{i}{kr} e^{-ikr+i\omega t} \sin \varphi S_1(\theta) \end{aligned} \quad (12.1.2)$$

Dans ces relations, les mêmes notations sont utilisées que dans l'annexe A., et  $H$  désigne la composante magnétique du champ électromagnétique diffusé.

On peut démontrer dans ce cas, que les éléments  $S_1$  et  $S_2$  de la matrice d'amplitude ne dépendent que de l'angle de diffusion  $\theta$ , de l'indice de réfraction complexe  $m$  du diffuseur par rapport à son environnement et de son paramètre de taille  $X$ . Ils s'expriment par l'intermédiaire d'une somme des coefficients complexes de Mie,  $a_n$  et  $b_n$ , pondérés par les polynômes de Legendre associés,  $\pi_n$  et  $\tau_n$  :

$$\begin{aligned} S_1(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n(m, X)\pi_n(\cos \theta) + b_n(m, X)\tau_n(\cos \theta)\} \\ S_2(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{b_n(m, X)\pi_n(\cos \theta) + a_n(m, X)\tau_n(\cos \theta)\} \end{aligned} \quad (12.1.3)$$

Lorsque la lumière incidente est non polarisée, l'intensité diffusée est déterminée par l'équation (A.22) où le premier élément,  $P_{11}$ , de la matrice de diffusion est fonction du carré des amplitudes complexes  $S_1$  et  $S_2$ , tel que:

$$\frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} = \frac{|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2}{2k^2 C_{sc}} \quad (I2.1.4)$$

En présence d'un seul diffuseur, la section efficace de diffusion volumique,  $\sigma(\theta)$ , est égale à la section efficace différentielle de diffusion  $\sigma'(\theta)$ . A partir de la relation (A.20) et avec  $\sigma_{sc}=C_{sc}$ , on obtient alors son expression :

$$\sigma(\theta) = \frac{|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2}{2k^2} \quad (I2.1.5)$$

ainsi que celle de la section efficace de diffusion,  $C_{sc}$  :

$$C_{sc} = \frac{\pi}{k^2} \int_0^\pi [ |S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 ] \sin \theta d\theta \quad (I2.1.6)$$

### I-2.1.2. Propriétés des fonctions de phase de diffusion de gouttelettes d'eau nuageuse

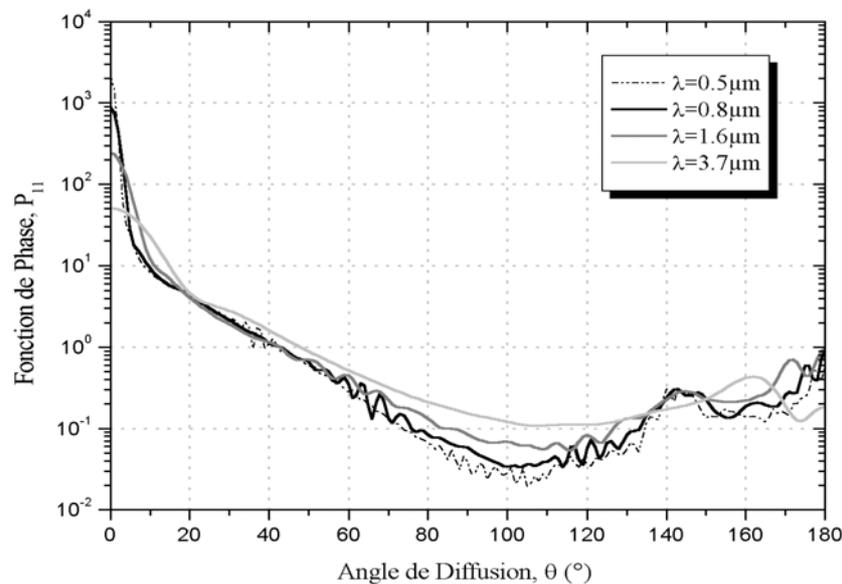
Nous allons maintenant mettre en évidence, à partir de quelques tests de sensibilité sur la fonction de phase de diffusion, les principales « signatures » optiques de nuages constitués exclusivement de gouttelettes d'eau sphériques.

- Phénomène d'arc-en-ciel : information sur la forme des particules

La figure I-2.2 fournit un exemple de fonctions de phase,  $P_{11}$ , calculées à partir d'une distribution dimensionnelle typique de gouttelettes d'eau (distribution lognormale de rayon effectif et de variance effective respectivement égaux à 5.5  $\mu\text{m}$  et 1  $\mu\text{m}$  [Lenoble, 1993] (cf. Eqs. I2.3.2 et I2.3.3)). Ainsi, sur cette figure, sont représentées des quantités normalisées d'énergie diffusée par un ensemble de particules sphériques en fonction de l'angle de diffusion, pour quatre longueurs d'onde fréquemment utilisées en télédétection ( $\lambda= 0.5, 0.8, 1.6$  et  $3.7 \mu\text{m}$ ) :

Une des particularités intéressantes de ces fonctions de phase, concerne la présence d'un maximum local de diffusion à un angle proche de  $140^\circ$  pour des longueurs d'onde dans le visible. Nous pouvons, d'ores et déjà, assimiler la longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$  à une longueur d'onde dans le visible étant donné qu'à cette longueur d'onde l'indice de réfraction complexe de l'eau est très proche de celui du visible (0.5  $\mu\text{m}$ ). Ce maximum local de diffusion, appelé arc-en-ciel, est provoqué par la diffusion de rayons lumineux subissant une réflexion interne dans les gouttelettes d'eau. A 1.6  $\mu\text{m}$ , l'arc en ciel commence à s'estomper

puisque l'absorption est plus grande et que le paramètre de taille diminue (associé à une modification de l'indice de réfraction réel), pour finalement disparaître à  $3.7 \mu\text{m}$ .



**Figure I-2.2.** Fonctions de phase normalisées d'une distribution dimensionnelle caractéristique d'un nuage de gouttelettes d'eau, pour quatre longueurs d'onde.

Le phénomène d'arc-en-ciel est caractéristique de la diffusion de la lumière par des particules sphériques, il est donc possible de discriminer, en première approximation, des particules nuageuses de formes sphériques de particules de formes irrégulières à partir d'une mesure de diffusion à un angle de  $140^\circ$  pour une longueur d'onde dans le visible.

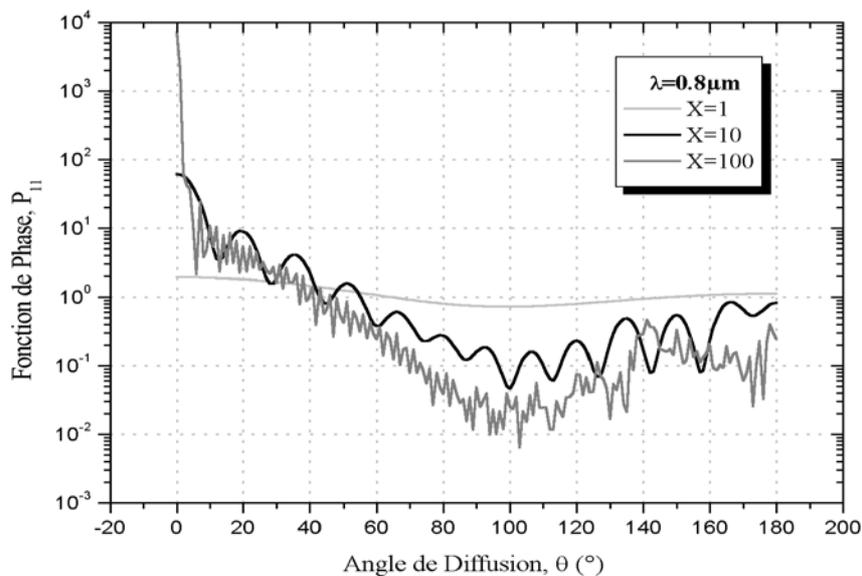
- Diffusion avant et arrière : information sur la taille des particules

Les différentes fonctions de phases montrent également qu'une augmentation de la longueur d'onde provoque une diminution de la quantité d'énergie diffusée vers l'avant ( $0^\circ < \theta < 5^\circ$ ). En effet, le pic dû à la diffraction de Fraunhofer a tendance à s'atténuer lorsque le paramètre de taille décroît.

A l'inverse, lorsque la longueur d'onde augmente, la partie de la fonction de phase correspondant à la diffusion latérale ( $65^\circ < \theta < 140^\circ$ ) augmente et le pic de diffusion arrière ( $\theta \sim 180^\circ$ ), appelée gloire ou anti-couronne, diminue. Dans ce cas là, les effets d'absorption, provoqués par l'augmentation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe des particules, sont les principaux responsables du comportement particulier de la fonction de phase. Néanmoins, la diminution du paramètre de taille joue également un rôle dans l'augmentation de l'énergie diffusée latéralement. En effet, puisque les fonctions de phase présentées sont normalisées et que la diffusion avant est moins importante pour les plus

grandes longueurs d'ondes, une partie de l'énergie totale diffusée va l'être dans la zone de diffusion latérale et ce en vertu des lois de conservation de l'énergie.

Ces constatations importantes indiquent qu'une grande partie de l'information concernant la taille des particules peut être extraite du comportement de la fonction de phase pour des angles correspondant à la diffusion avant et dans une moindre mesure à la diffusion latérale. Cette assertion est en partie corroborée par la figure I-2.3, où les fonctions de phase sont données à une longueur d'onde fixée pour des particules uniques de tailles différentes.



**Figure I-2.3.** Fonctions de phase normalisées pour une particule sphérique unique de différentes tailles à une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ .

- Approximation de Rayleigh : limite inférieure du domaine de diffusion de Mie

Les oscillations des fonctions de phase dans le cas d'une particule unique, observées sur la figure I-2.3, sont provoquées par les propriétés des fonctions de Riccati-Bessel. Ces fonctions permettent de calculer les coefficients de Mie  $a_n$  et  $b_n$  (Eq. I2.1.3). Les oscillations ont tendance à disparaître lorsque l'on calcule une fonction de phase pour un ensemble de particules mais aussi quand le paramètre de taille devient petit.

En effet, pour  $X=1$ , la théorie de Mie se simplifie et s'approche d'une loi ne dépendant plus de  $a_n$  et  $b_n$ . Dans le cas d'une lumière incidente non polarisée, la section efficace de diffusion volumique s'exprime alors par la théorie de Rayleigh et présente un comportement quasi-isotrope :

$$\sigma(\theta) = \frac{X^6}{2k^2} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (I2.1.7)$$

Dans cette section, nous venons de décrire qualitativement certaines caractéristiques microphysiques qu'il est possible d'estimer à partir de la détermination de la fonction de phase normalisée de particules sphériques dans un nuage en phase liquide. Nous allons maintenant étudier les propriétés des principaux paramètres optiques intégrés caractérisant la diffusion, l'absorption et l'extinction.

### I-2.1.3. Propriétés des paramètres optiques caractéristiques des gouttelettes d'eau nuageuse

Les fonctions d'amplitude complexes  $S_1$  et  $S_2$  permettent de calculer les efficacités d'extinction et de diffusion,  $Q_{ex}$  et  $Q_{sc}$  (définies par les équations A.26) en fonction du paramètre de taille  $X$  de la sphère, sous forme d'une somme des coefficients de Mie [Van de Hulst, 1981]:

$$Q_{sc} = \frac{C_{sca}}{\pi R^2} = \frac{1}{X^2} \int_0^\pi [ |S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 ] \sin \theta d\theta = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [ |a_n|^2 + |b_n|^2 ] \quad (I2.1.8)$$

$$Q_{ex} = \frac{C_{ex}}{\pi R^2} = \frac{4}{X^2} \operatorname{Re}[S(0^\circ)] = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (I2.1.9)$$

avec  $S(0^\circ) = S_1(0^\circ) = S_2(0^\circ)$ , ce qui signifie que l'efficacité d'extinction ne dépend pas de l'état de polarisation de l'onde incidente.  $R$  désigne le rayon de la particule sphérique (ici,  $R_{eq} = R$ ).

L'albédo de diffusion simple,  $\omega_{sc}$ , et le facteur d'asymétrie,  $g$ , peuvent s'écrire, à partir des deux relations ci-dessus, sous la forme :

$$\omega_{sc} = \frac{Q_{sc}}{Q_{ex}} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [ |a_n|^2 + |b_n|^2 ]}{\sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n)} \quad (I2.1.10)$$

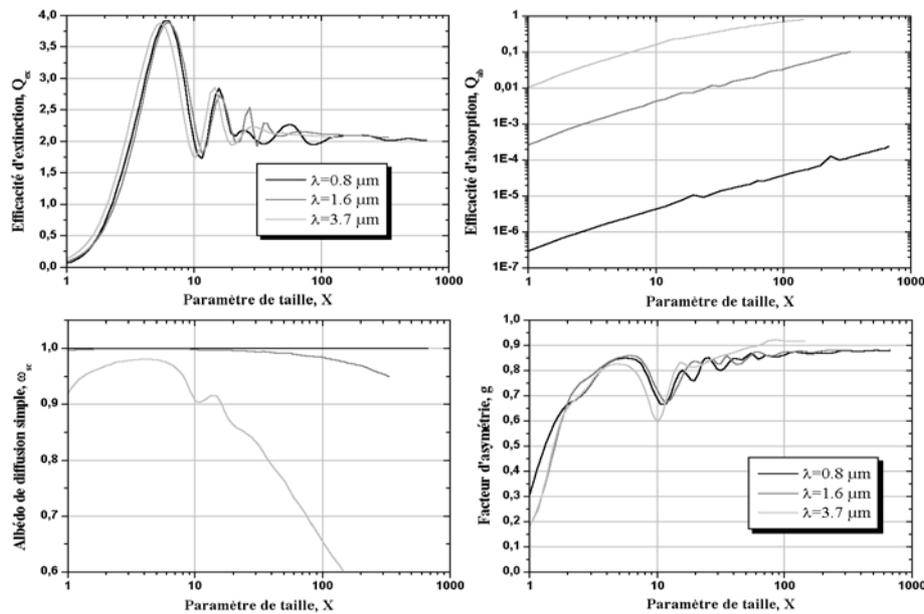
$$g = \frac{1}{X^2 Q_{sc}} \int_0^\pi [ |S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 ] \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{4}{X^2 Q_{sc}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) \quad (I2.1.11)$$

$$+ \frac{4}{X^2 Q_{sc}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \operatorname{Re}(a_n b_n^*)$$

Les variations des efficacités d'extinction, d'absorption ainsi que celles de l'albédo de diffusion simple et du facteur d'asymétrie en fonction du paramètre de taille sont reportées sur la figure I-2.4 pour trois longueurs d'onde, dans le cas d'une particule unique.

L'efficacité d'extinction est caractérisée par une série d'oscillations convergeant vers une valeur limite de 2 pour des particules de grandes tailles, quel que soit l'indice de réfraction complexe de la particule. La particule intercepte alors deux fois plus de lumière

qu'il n'en arrive sur sa section géométrique. La diffraction de la lumière sur les bords de la particule contribue, en effet, pour moitié à l'extinction totale. Les oscillations résultent, quant à elles, de phénomènes d'interférences entre les rayons transmis sans déviation à travers la particule et les rayons diffractés.



**Figure I-2.4.** Variations des paramètres optiques d'une gouttelette d'eau en fonction de son paramètre de taille pour trois longueurs d'ondes utilisées en télédétection (0.8, 1.6 et 3.7  $\mu\text{m}$ ).

En revanche, l'efficacité d'absorption de la particule augmente avec le paramètre de taille selon une loi puissance. D'autre part, l'absorption, négligeable à  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ , devient significative lorsque la partie imaginaire de l'indice complexe de réfraction augmente. À  $\lambda = 3.7 \mu\text{m}$  et pour de grosses gouttelettes d'eau, la particule absorbe une partie importante du rayonnement arrivant sur sa section géométrique.

Les variations de l'albédo de diffusion simple résument en partie les phénomènes constatés par l'étude du comportement des efficacités d'extinction et d'absorption. Dans le visible, la diffusion est presque conservative ( $\omega_{\text{sc}} \sim 1$ ) quel que soit le paramètre de taille considéré. Dans le proche infra rouge, où l'absorption devient significative, l'albédo devient très sensible aux diamètres des particules.

Enfin, le facteur d'asymétrie reste à peu près constant et tend vers une valeur proche de 0.88 pour de grandes valeurs de  $X$  dans le visible. Pour des longueurs d'ondes plus absorbantes et à partir d'un paramètre de taille élevé, l'absorption augmente drastiquement. La partie diffusée par la particule se trouve alors concentrée dans le domaine de diffusion avant car les effets de diffraction prédominent. Ces phénomènes conduisent à une valeur très

élevée proche de 0.92 pour une longueur d'onde de 3.7  $\mu\text{m}$ . En revanche, pour un rayon typique de gouttelettes d'eau de 6  $\mu\text{m}$ , le facteur d'asymétrie sera respectivement de l'ordre de 0.85, 0.83 et 0.70 pour des longueurs d'onde de 0.8, 1.6 et 3.7  $\mu\text{m}$ .

- Principe de restitution de paramètres nuageux en télédétection passive

Les analyses des variations de l'albédo de diffusion et du facteur d'asymétrie en fonction du paramètre de taille permettent de formuler les principes de base de la restitution satellitale de paramètres nuageux significatifs (épaisseur optique et rayon effectif) :

- La luminance dépend fortement de l'épaisseur optique pour des longueurs d'onde dans le visible ( $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ )
- Elle devient sensible à la dimension des particules pour des longueurs d'onde dans le proche infra-rouge ( $\lambda=1.6 \mu\text{m}$  et  $\lambda=3.7 \mu\text{m}$ )

## **I-2.2. Modélisation des propriétés optiques des cristaux de glace (particules non-sphériques)**

Le modèle que nous avons choisi d'exploiter pour calculer les propriétés de diffusion et d'absorption de cristaux de glace de forme hexagonale est le modèle IGOM qui nous a été fourni par le docteur Ping Yang du département des sciences atmosphériques de l'université du Texas. Néanmoins, nous avons dû modifier ce code, afin de calculer des fonctions de phase et des paramètres optiques intégrés exploitables.

En effet, divers tests de sensibilités ont montré qu'il existait une différence anormale de magnitude entre les fonctions de phase normalisées calculées pour des paramètres de taille supérieurs à 100 et celles simulées pour des paramètres inférieurs à 100. Nous avons résolu ce problème de normalisation en modifiant les paramètres de « ray-spreading » de la procédure, permettant de projeter le champ proche calculé par une méthode de lancer de rayon (« ray-tracing ») en un champ lointain établi à partir des équations de Maxwell.

### *I-2.2.1. Description du modèle modifié d'optique géométrique (IGOM)*

Dans un premier temps, nous allons présenter les principes physiques du modèle modifié d'optique géométrique (IGOM) développé par *Yang et Liou* [1996, 1995]. Ce code permet de calculer les propriétés de diffusion, d'absorption et de polarisation de la lumière pour des cristaux glace hexagonaux orientés aléatoirement et arbitrairement dans l'espace 3-D. Puis, dans un deuxième temps, nous montrerons que ce modèle permet d'améliorer la

précision de l'approximation d'optique géométrique et d'élargir son domaine de validité en terme de paramètres de taille. Nous verrons que, contrairement à la plupart des modèles de diffusion, le modèle IGOM présente l'avantage indéniable de pouvoir calculer avec précision les propriétés optiques de cristaux de glace de dimensions allant de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres.

- Principes physiques de la méthode d'optique géométrique modifiée

Cette méthode combine une approche d'optique géométrique et les principes fondamentaux des techniques de résolution des méthodes exactes à travers l'utilisation des équations de Maxwell. Le principe général de cette méthode consiste à calculer les champs électrique et magnétique à la surface de la particule, appelés champs proches, à partir du champ incident et des rayons réfléchis et réfractés déterminés par les formules de Fresnel et de Snell-Descartes, en utilisant une technique de « lancer de rayons ».

Le champ « lointain » diffusé est ensuite dérivé du champ proche selon le principe du théorème d'équivalence électromagnétique. Ce théorème stipule que le champ électromagnétique à l'extérieur de la surface serait le même que si la particule était remplacée par les courants électrique et magnétique équivalents au champ proche. La projection du champ proche au champ « lointain ou extérieur » obéit alors aux équations de Maxwell dans le cas d'ondes électromagnétiques forcées. Cette approche permet de prendre en compte correctement les phénomènes d'interférences d'ondes présentant un décalage de phase, ainsi que les phénomènes d'élargissement des rayons (ray-spreading effects).

- Limite de l'approximation d'optique géométrique

Dans sa façon conventionnelle, l'approximation d'optique géométrique n'est valable que lorsque la particule possède une taille bien plus grande que la longueur d'onde incidente de telle sorte que les « rayons géométriques » puissent être localisés. De plus, la technique de « ray tracing » suppose que l'énergie diffusée par la particule peut être décomposée en une partie diffractée et une partie réfractée ou réfléchie déterminée par les lois de Fresnel. Mais la formulation de la diffraction de Fraunhofer utilisée dans ce type de technique ne prend pas en compte les propriétés vectorielles du champ électromagnétique et ne considère donc pas l'effet des charges localisées à la surface de la particule. L'énergie diffusée est effectivement directement collectée loin de la particule dans un angle solide prédéfini.

- Solutions proposées par le modèle IGOM et méthode de calcul

Dans le modèle IGOM, la technique géométrique de ray-tracing est utilisée dans un premier temps pour déterminer les composantes tangentielles des champs magnétique et électrique « proches », sur une surface ( $\Sigma$ ) délimitant la particule diffusante. Puis, dans un deuxième temps, les composantes tangentielles servent à déterminer des courants électriques et magnétiques équivalents. Ils permettent ensuite de calculer le champ diffusé « lointain » au delà de la surface ( $\Sigma$ ) par le théorème d'équivalence électromagnétique. Ces courants sont déterminés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \hat{n}_\Sigma \times \mathbf{H} \\ \mathbf{M} &= \mathbf{E} \times \hat{n}_\Sigma \end{aligned} \quad (12.2.1)$$

où les champs électrique,  $\mathbf{E}$ , et magnétique,  $\mathbf{H}$ , représentent les champs totaux incluant champs incident et diffusé produits par la particule.  $\hat{n}_\Sigma$  désigne le vecteur unitaire normal à la surface et dirigé vers l'extérieur.

Dans la zone de radiation lointaine ( $kr$  tend vers l'infini), le champ électrique induit par ces courants en un point d'observation repéré par son vecteur position  $\mathbf{r}$ , s'exprime alors par :

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r})|_{kr \rightarrow \infty} = \frac{\exp(ikr)}{-ikr} \frac{k^2}{4\pi} \hat{r} \times \iint_{\Sigma} \{ \hat{n}_\Sigma \times \mathbf{E}(\mathbf{r}') - \hat{r} \times [\hat{n}_\Sigma \times \mathbf{H}(\mathbf{r}')] \} \exp(-ik\hat{r} \cdot \mathbf{r}') d^2\mathbf{r}' \quad (12.2.2)$$

$k$  représente le nombre d'onde,  $\mathbf{r}'$  le vecteur position du point source et  $\hat{r} = \mathbf{r}/r$  la direction de diffusion. Le champ induit lointain peut donc être calculé de façon exacte si les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique sont connues avec précision.

Lorsque la particule est grande, le front d'onde incident peut être divisé en un certain nombre d'ondes localisées ou de rayons « géométriques ». Chaque rayon, après avoir interagi avec la particule, donne ainsi accès à différents ordres de diffusion ou de rayons sortants produits par les réflexions de Fresnel et par les réfractions sur la surface de la particule.

En revanche, quand l'absorption n'est plus négligeable, le transport d'énergie et la propagation de la phase d'une onde localisée devient différente. Afin de pouvoir conserver la technique de ray-tracing, il convient d'approximer l'onde inhomogène basée sur des conditions homogènes, en introduisant un jeu d'indices de réfraction équivalents pour calculer les coefficients de Fresnel et les directions de diffusion des rayons. De plus, la configuration de polarisation doit elle aussi être déterminée afin de décrire complètement le comportement des ondes localisées. En effet, après chaque réflexion ou réfraction, la configuration de polarisation varie.

Dans l'équation (I2.2.2), la surface ( $\Sigma$ ) sur laquelle se fait l'intégration est arbitraire tant qu'elle contient la particule diffusante. Ainsi, dans le cas de cristaux de grande complexité (bullet rosettes, agrégats de colonnes hexagonales...), la surface peut alors être définie comme une boîte cubique de telle sorte que les courants équivalents puissent être considérés comme s'ils correspondaient à ceux d'une particule de forme régulière. Le champ électrique peut ainsi être obtenu par ray-tracing, en séparant la surface irradiée en une face éclairée et une face ombragée, suivant :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mathbf{E}_a(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_b(\mathbf{r}), & \mathbf{r} \in \text{surface éclairée} \\ \mathbf{E}_b(\mathbf{r}), & \mathbf{r} \in \text{surface ombragée} \end{cases} \quad (I2.2.3)$$

où

$$\mathbf{E}_a(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_I(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_1^s(\mathbf{r}) \quad (I2.2.4a)$$

$$\mathbf{E}_b(\mathbf{r}) = \sum_{\gamma} \sum_{p=2}^{\infty} \mathbf{E}_p^s(\mathbf{r}) \quad (I2.2.4b)$$

Dans ces équations,  $\mathbf{E}_I$  représente le champ électrique incident,  $\mathbf{E}_1^s$  le champ électrique après réflexion externe et  $\mathbf{E}_p^s$  le champ électrique produit par deux réfractions et  $p$  réflexions internes. La sommation sur les  $\gamma$  indique qu'elle est effectuée sur tous les rayons incidents. Bien que seul le champ électrique soit obtenu par « ray-tracing », il est toutefois possible de calculer le champ magnétique pour un rayon sortant donné, puisque la condition de transversalité de l'onde électromagnétique est comprise dans le processus de « ray-tracing ». On obtient alors :

$$\mathbf{H}_p^s(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{e}}_p^s \times \mathbf{E}_p^s(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \text{extérieur de la particule} \quad (I2.2.5)$$

où  $\hat{\mathbf{e}}_p^s$  représente le vecteur unitaire, indiquant la direction du rayon sortant après  $p$  réflexions.

La projection du champ proche  $\mathbf{E}_a$  vers un champ lointain peut être réalisée intégralement suivant l'équation (I2.2.4a), en revanche, celle du champ  $\mathbf{E}_b$  doit se faire rayon par rayon et inclura la composante de diffraction. A partir de l'équation (I2.2.2), on obtient le champ électrique diffusé associé à la composante  $\mathbf{E}_b$  :

$$\mathbf{E}_b^s(\mathbf{r})|_{kr \rightarrow \infty} = \frac{\exp(ikr)}{-ikr} \frac{k^2}{4\pi} \hat{\mathbf{r}} \times \oint_{\Sigma} \sum_{\gamma} \sum_{p=2}^{\infty} \{ \hat{\mathbf{n}}_{\Sigma,p} \times \mathbf{E}_p^s(\mathbf{r}') - \hat{\mathbf{r}} \times [\hat{\mathbf{n}}_{\Sigma,p} \times \mathbf{H}_p^s(\mathbf{r}')] \} \exp(-ik\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}') d^2r' \quad (I2.2.6)$$

Dans cette équation  $\hat{\mathbf{n}}_{\Sigma,p}$  représente un vecteur unitaire dirigé vers l'extérieur de la surface de la particule et dans la direction du rayon émergent. D'autre part, en vertu du

principe de conservation de l'énergie du vecteur de Poynting, les sections efficaces d'extinction et d'absorption peuvent alors s'exprimer sous la forme :

$$C_{ext} = \text{Im} \left\{ \frac{k}{|\mathbf{E}_1|^2} (\varepsilon - 1) \iiint_V \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_i^*(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \right\} \quad (12.2.7)$$

$$C_{abs} = \frac{k}{|\mathbf{E}_1|^2} \varepsilon_i \iiint_V \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_i^*(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}'$$

où l'astérisque désigne le conjugué complexe,  $\varepsilon_i$  la partie imaginaire de la permittivité  $\varepsilon$  et  $V$  le volume de la particule.

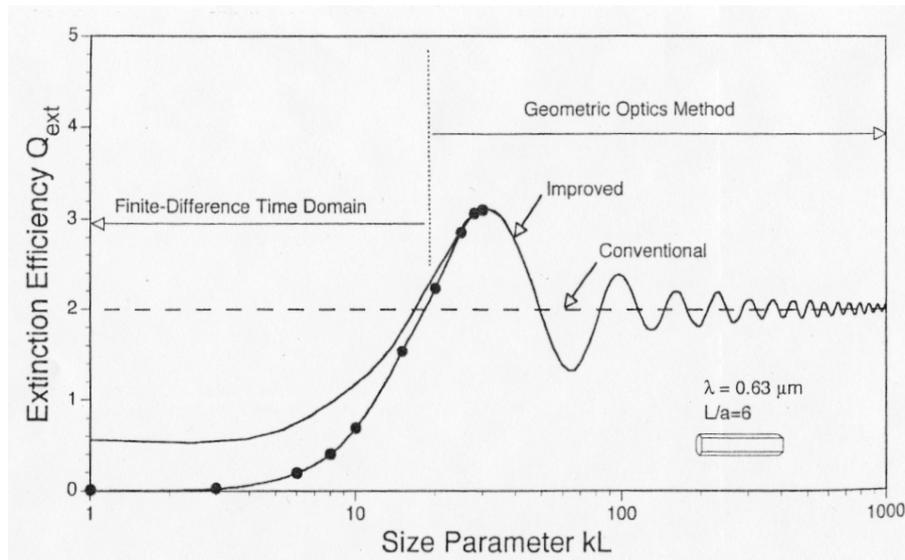
Lors du processus de projection du champ proche en un champ lointain, tous les phénomènes d'interférences sont correctement pris en compte. Il est donc possible, à partir de la formulation du champ incident et du champ diffusé loin de la particule, de déterminer une matrice de diffusion caractérisant, de façon plus précise que dans les techniques classiques de « ray-tracing », tous les processus provoqués par l'interaction d'une onde électromagnétique avec une mono-particule de taille et de forme arbitraire.

- Domaine dimensionnel d'applicabilité du modèle IGOM

La plupart des méthodes de résolution exacte des problèmes de diffusion se limite à des paramètres de taille inférieurs à 30. Les méthodes de « ray-tracing », bien que très polyvalentes au niveau de la forme des cristaux considérés, ne deviennent précises qu'à partir de paramètres de taille supérieurs à 60 ou 80. Il convient donc de tester la validité du modèle IGOM en terme de paramètre de taille.

La figure I-2.5 représente les variations du coefficient d'extinction à une longueur d'onde dans le visible en fonction du paramètre de taille défini, dans ce cas là, par le produit du nombre d'onde  $k$  par la hauteur  $L$  d'une colonne hexagonale ( $a$  représentant ici la demi-largeur de la colonne). Les modélisations ont été effectuées à l'aide de trois modèles, un modèle conventionnel de « ray-tracing » (trait pointillé), le modèle IGOM (trait plein) et un modèle de résolution exacte FDTD (trait plein + points) présenté dans l'annexe **B.**

Le modèle IGOM reste en accord avec le modèle FDTD [Fu et al., 1998] jusqu'à des paramètres de taille de l'ordre de 15 avant de s'éloigner fortement de la méthode de résolution exacte. Il converge vers une valeur d'extinction de 2, conformément aux lois de l'optique géométrique, à partir de paramètres de taille supérieurs à 15. En revanche, il n'est plus possible d'appliquer le modèle FDTD pour des paramètres de taille supérieurs à 20 à cause de ses limitations numériques.



**Figure I-2.5.** Présentation du domaine de validité en terme de paramètres de taille du modèle IGOM ; comparaison avec une méthode exacte (FDTD) et une méthode approchée (« ray-tracing ») (d'après Liou *et al.*, [2000]).

#### I-2.2.2. Propriétés des fonctions de phase de diffusion calculées par le modèle IGOM pour des cristaux de glace hexagonaux

La sensibilité du modèle IGOM aux différents paramètres caractérisant un cristal de glace hexagonal a été testée, afin de mieux appréhender les différents processus responsables du comportement général de la fonction de phase dans un nuage de glace. (Fig. I-2.6).

Un modèle classique de « ray-tracing » est dans un premier temps utilisé pour représenter schématiquement les différentes composantes produites par les lois de l'optique géométrique, d'une fonction de phase d'un cristal hexagonal de grande taille ( $X=200$  à une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ ) orienté aléatoirement dans l'espace (Fig. I-2.6a.). Les pics de diffusion à  $22^\circ$  et  $46^\circ$  (petit et grand halos) proviennent des rayons subissant deux réfractions à travers deux faces hexagonales du cristal, d'angle au sommet égal à  $60^\circ$ , ou entre une des bases du cristal et une des faces, d'angle au sommet égal à  $90^\circ$ . Ces phénomènes sont donc liés à la structure hexagonale du cristal et sont visibles sur la partie de la fonction phase provenant des lois de réfraction.

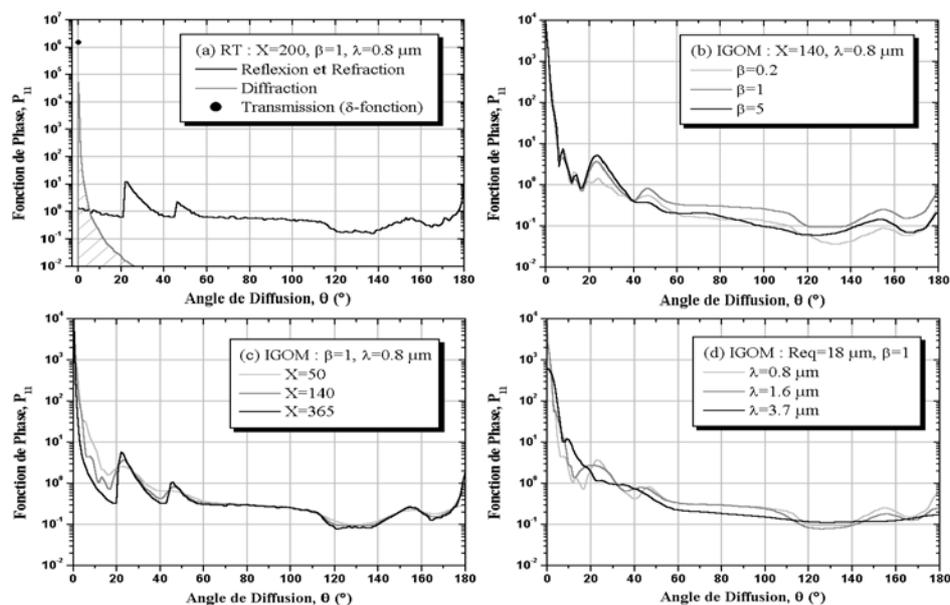
La composante de diffraction de la fonction de phase est représentée par la zone hachurée de la figure I-2.6a. On peut remarquer qu'elle est principalement confinée dans une gamme d'angles inférieurs à  $10^\circ$ , où la contribution des effets de tailles de la particule joue un rôle prépondérant par rapport aux phénomènes de réfraction. Jusqu'à une vingtaine de degrés, la diffraction est encore décelable mais contribue à la fonction de phase dans une moindre

mesure, pour finalement laisser place aux phénomènes de réfraction et de réflexion des rayons lumineux.

La dernière composante provient de rayons subissant deux réfractions sur deux faces parallèles du cristal. Cette composante, appelée pic de la  $\delta$ -fonction  $f_\delta$ , n'intervient qu'à un angle de diffusion de  $0^\circ$  [Macke *et al.*, 1998]. Elle peut être assimilée à une transmission directe des rayons lumineux à travers le cristal et son intensité est très importante aussi bien dans un cas de cristal absorbant que non absorbant. Il est important de la prendre en compte lors des calculs de paramètres optiques dérivant de la fonction de phase. A titre d'exemple, le facteur d'asymétrie  $g$  devra donc être corrigé, à partir de celui directement dérivé de la fonction de phase (Eq. A.28), suivant la relation (I2.2.8) :

$$g = (1 - f_\delta)g + f_\delta \quad (I2.2.8)$$

Dans la suite de ce manuscrit, cette correction sera prise en compte et par abus de langage nous ne ferons plus la distinction entre facteur d'asymétrie corrigé et  $g$ . Bien évidemment, pour une particule sphérique, ce phénomène n'existe pas et  $f_\delta$  est nul.



**Figure I-2.6.** (a) : Représentation schématique des différentes composantes d'une fonction de phase calculée par ray-tracing (RT) pour un cristal de glace hexagonal orienté aléatoirement dans l'espace.

(b), (c), (d) : Variations des fonctions de phase normalisées calculé par le modèle IGOM pour un cristal hexagonal orienté aléatoirement dans l'espace en fonction du rapport d'aspect ( $\beta$ ), du paramètre de taille ( $X$ ) et de la longueur d'onde ( $\lambda$ ).

- Influence de la forme et de la taille des cristaux de glace hexagonaux

Les figures *I-2.6b* et *I-2.6c* illustrent les variations de la fonction de phase calculée à partir du modèle IGOM en fonction des caractéristiques géométriques (paramètre de taille  $X$  et rapport d'aspect  $\beta$ ) d'un cristal hexagonal pour une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ .

Le rapport d'aspect est défini comme le rapport entre la hauteur,  $L$ , et la largeur,  $2a$ , du cristal hexagonal ( $\beta=L/2a$ ). De manière générale, les phénomènes de halos dépendent fortement de la taille et du rapport d'aspect du cristal. Lorsque la taille du cristal et son rapport d'aspect augmente le pic de diffusion avant devient de plus en plus important.

A rapport d'aspect constant, la sensibilité de la fonction de phase à la taille de la particule est focalisée sur les angles de diffusion avant. L'augmentation du paramètre de taille provoque une discontinuité importante entre le halo à  $22^\circ$  et la zone de diffraction. L'essentiel de l'énergie diffractée est alors localisée principalement dans une zone correspondant à des angles de diffusion proche de  $0^\circ$ . A partir de  $60^\circ$  et dans le visible, les différentes fonctions de phase sont quasiment confondues étant donné que l'absorption reste faible malgré les variations de taille des cristaux.

Les variations de la fonction de phase avec le rapport d'aspect sont, en revanche, essentiellement concentrées au niveau des pics de diffusion correspondant aux halos et de la zone de diffusion associée à des angles supérieurs à  $60^\circ$ .

- Influence de la longueur d'onde incidente

La sensibilité de la fonction de phase à la longueur d'onde incidente est résumée sur la figure *I-2.6d*. Ces variations englobent à la fois les variations de l'indice complexe du cristal et donc de l'absorption, et du paramètre de taille. En première approximation, on peut noter que la fonction de phase a tendance à devenir plus lisse pour les longueurs d'ondes absorbantes puisque la partie de diffraction et les halos deviennent moins intenses et la diffusion latérale plus importante (diminution du paramètre de taille et augmentation de l'absorption).

- Validation du modèle IGOM

L'analyse de la figure *I-2.6* met en évidence la sensibilité du modèle IGOM aux différents paramètres structuraux caractérisant un cristal de glace hexagonal. Les variations sont en accord avec les principes physiques de l'optique géométrique mais la prise en compte des équations de Maxwell dans la projection du champ proche en champ lointain permet d'avoir une fonction de phase plus lisse (en particulier au niveau de la diffusion avant et des

halos) conformément aux mesures *in situ* réalisées dans des cirrus [Auriol *et al.*, 2002 ; Labonnote *et al.*, 2000]. De plus, même pour de petits paramètres de taille ( $X < 10$  dans le visible), les simulations donnent des résultats réalistes.

Le domaine de validité du modèle IGOM s'avère donc particulièrement adapté aux dimensions des particules observées *in situ*. En effet, ce modèle permet de simuler les processus de diffusion à des longueurs d'ondes dans le visible et dans le proche infrarouge pour des cristaux de glace dont les dimensions s'échelonnent de quelques microns à plusieurs centaines de microns. D'autre part, cette méthode présente l'avantage d'être peu coûteuse en temps de calcul et plus précise que les modèles conventionnels d'optique géométrique pour des formes de particules relativement simples.

### **I-2.3. Sensibilité des fonctions de phase aux variations de paramètres microphysiques : introduction à la notion de contenu en information**

Dans les précédentes sections (I-2.1. et I-2.2.), l'analyse des sensibilités des paramètres optiques aux variations de propriétés microphysiques des gouttelettes d'eau et des cristaux de glace hexagonaux nous a permis d'estimer, en première approximation, les principales « signatures » optiques caractérisant la présence d'un de ces deux types de particules diffusantes dans les nuages.

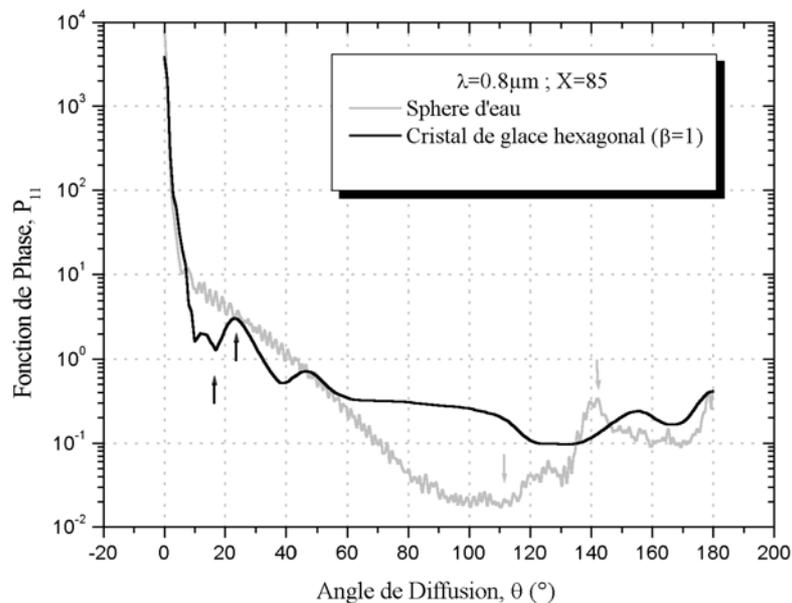
Dans cette section nous approfondirons cette étude de sensibilité afin de mieux appréhender l'information sur la microphysique des nuages contenue dans l'indicatrice de diffusion en fonction de la zone angulaire considérée. Ce type d'analyse permet d'introduire la notion de contenu en information qui demeure une notion fondamentale dans la théorie des solutions d'un problème inverse. En effet, le problème inverse, qui sera présenté dans le troisième chapitre (I-3.), consiste à caractériser les propriétés microphysiques des particules nuageuses à partir d'une mesure directe de leurs propriétés de diffusion.

En définitive, l'analyse de la sensibilité de l'indicatrice de diffusion pour des variations de paramètres microphysiques devient primordiale lorsqu'il s'agit de déterminer quels paramètres microphysiques peuvent être restitués à partir de la mesure d'une seule fonction de phase (ou par extension, d'une section efficace de diffusion volumique).

### I-2.3.1. Reconnaissance de la phase et de la forme d'une particule nuageuse

- Reconnaissance de phase

L'exploitation des différences entre les fonctions de phase de gouttelettes d'eau et de cristaux de glace pour une longueur d'onde dans le visible (ici,  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ ) permet de proposer une méthode de reconnaissance de phase très simple. La figure I-2.7 expose les fonctions de phase normalisées d'une distribution de gouttelettes d'eau et d'un cristal de glace hexagonal de même paramètre de taille moyen.



**Figure I-2.7.** Comparaison des fonctions de phase normalisées calculées à partir de la théorie de Mie pour une distribution log-normale de gouttelettes d'eau de paramètre de taille moyen égal à 85 et d'une colonne hexagonale de même paramètre de taille et de rapport d'aspect  $\beta=1$  établie à partir du modèle IGOM.

On constate que les gouttelettes d'eau sphériques diffusent plus de lumière dans l'intervalle angulaire  $[10^\circ, 55^\circ]$  que les cristaux de glace. Néanmoins cet intervalle n'est valable que lorsque la taille des cristaux de glace est proche de celle des gouttelettes d'eau. La forme du cristal peut également modifier cette zone angulaire (cf. Figs. I-2.6b et I-2.6c). La limite basse de l'intervalle étant en effet très discutable, il est plus prudent de considérer que les gouttelettes d'eau diffusent généralement plus de lumière que les cristaux de glace dans un domaine d'angles compris entre  $20^\circ$  et  $60^\circ$ .

Cette figure montre également que l'énergie diffusée dans la région latérale  $[65^\circ, 135^\circ]$  en présence de cristaux de glace est sensiblement plus élevée que celle relative aux gouttelettes d'eau. Cette zone angulaire est liée aux phénomènes de réfraction et dépend donc principalement de la forme et de l'indice de réfraction des particules.

D'autre part, nous avons vu que la quantité d'énergie diffusée proche d'un angle de  $140^\circ$  (arc-en-ciel), s'avérait aussi être un bon indicateur de la phase dans laquelle se trouvent les particules nuageuses (section **I-2.1.2.**).

En couplant les deux dernières informations, il est donc possible d'introduire un paramètre décrivant la phase du nuage, défini comme le rapport entre l'énergie diffusée à un angle de  $141^\circ$  et l'énergie diffusée à un angle correspondant à la diffusion latérale ( $113^\circ$ , par exemple). Lorsque ce rapport est élevé, on peut considérer que le nuage est essentiellement constitué de gouttelettes d'eau. Le nuage sera plutôt caractérisé par la présence de cristaux de glace pour un rapport bien plus faible.

- Reconnaissance d'une forme typique de cristaux de glace

A partir du même type de raisonnement, il est aussi possible de détecter la présence du petit halo dans un nuage de glace. Le rapport des énergies diffusées à des angles de  $22^\circ$  et autour de  $18^\circ$  ou  $19^\circ$  peut être utilisé pour détecter la présence d'un halo dans le nuage et donc de conclure sur la structure hexagonale des cristaux de glace.

- Limite de validité des critères de reconnaissance

Il est toutefois important de noter que la détection de la phase thermodynamique d'un nuage ou de la forme de ces particules, à partir de ce type de critères reste très approximative. Elle n'exploite, en effet, qu'une petite partie des propriétés de la fonction de phase. En effet, lorsque les cristaux de glace deviennent très complexes et que leur fonction de phase n'est pas singulièrement différente de celles de gouttelettes d'eau, ce critère peut s'avérer obsolète.

Il est donc très délicat de distinguer la phase mixte, la phase liquide ou solide du nuage en utilisant une approche basée sur la comparaison d'énergies diffusées en deux angles particuliers. Nous établirons, dans le troisième chapitre de la deuxième partie (**II-3.**), une méthode plus robuste basée sur l'analyse du comportement global des fonctions de phase permettant de discriminer les nuages en fonction de leur phase. Néanmoins, les critères présentés dans cette section pourront servir à détecter, en première approximation, la phase des nuages échantillonnés.

### *I-2.3.2. Sensibilité angulaire des indicatrices de diffusion (notion de contenu en information angulaire)*

L'étude des sensibilités des fonctions de phase à des variations de paramètres microphysiques caractérisant les gouttelettes d'eau nuageuse et les cristaux de glace constitue

une approche intuitive du problème de contenu en information. En effet, elle permet, qualitativement, de mettre en évidence les angles de diffusion de la fonction de phase détenant le plus d'informations nécessaires à la détection d'un changement des propriétés microphysiques du milieu.

- Définition de la notion de contenu en information angulaire

La quantité d'information contenue dans un angle  $\theta$ , de la fonction de phase normalisée,  $P_{11}(\theta)$ , vis à vis d'un paramètre microphysique  $\xi_i$  peut être définie, en première approximation, comme la sensibilité  $S_i$  de la fonction de phase à une variation de  $\xi_i$ , telle que :

$$S_i(\theta) = \frac{\partial \log P_{11}(\theta)}{\partial \log \xi_i} = \frac{\xi_i}{P_{11}(\theta)} \frac{\partial P_{11}(\theta)}{\partial \xi_i} \quad (12.3.1)$$

Une étude sensibilité est donc effectuée pour un spectre dimensionnel de particules modélisé par une fonction log-normale dont l'expression analytique est donnée par :

$$\frac{dN}{dD} = \frac{C_{tot}}{D\sqrt{2\pi} \ln(\sigma)} \exp\left(-\frac{\ln^2(D/D_m)}{2 \ln^2(\sigma)}\right) \quad (12.3.2)$$

où  $dN/dD$ , représente la distribution dimensionnelle des particules nuageuses en nombre,  $\ln(\sigma)$ , l'écart type géométrique de la distribution,  $C_{tot}$ , la concentration des particules et  $D_m$ , le diamètre moyen.

Nous avons vu précédemment que le diamètre effectif,  $D_{eff}$ , d'une particule était un paramètre plus représentatif que le diamètre moyen pour une application en transfert radiatif. Cette distribution log-normale peut alors être adaptée en effectuant le changement de variable ci dessous :

$$D_m = \frac{D_{eff}}{(1 + v_{eff})^{5/2}} \quad (12.3.3)$$

$$\ln(\sigma) = \sqrt{\ln(1 + v_{eff})}$$

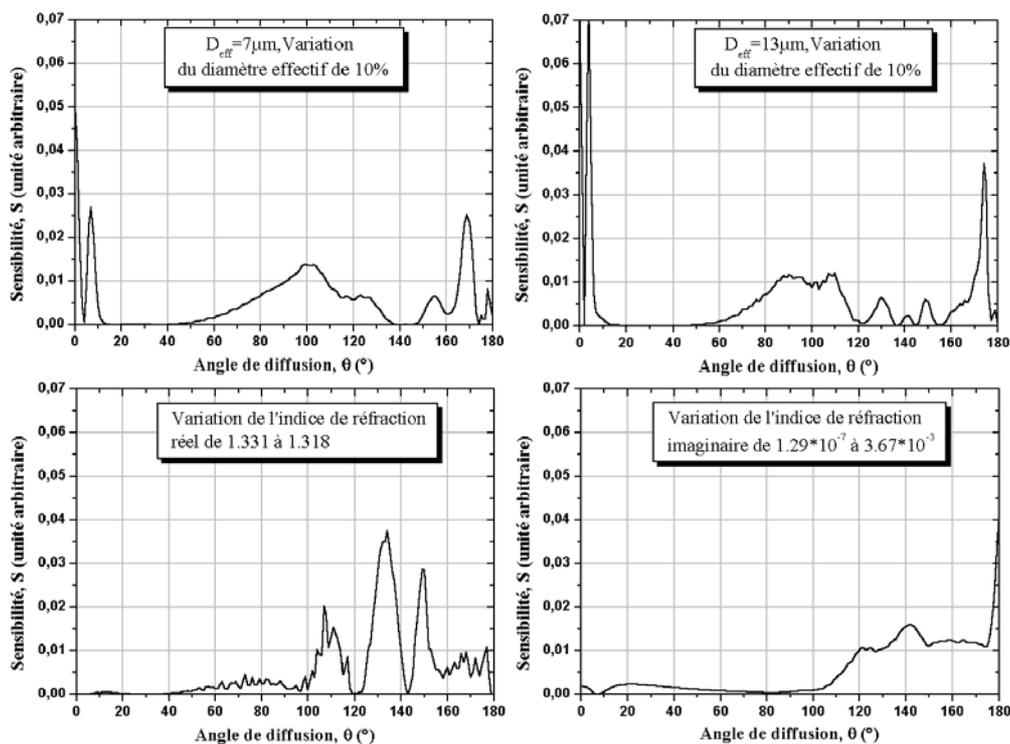
où  $v_{eff}$  correspond à la variance effective.

Il est alors possible de s'intéresser à la sensibilité de la fonction de phase vis à vis du diamètre effectif, de l'écart type géométrique de la distribution et de la concentration. Etant donné que nous nous intéressons aux variations de la fonction de phase normalisée, une variation de la concentration, qui joue uniquement sur la magnitude du signal, n'aurait aucun

impact sur l'indicatrice de diffusion. D'autre part, la sensibilité de la fonction de phase à l'écart type géométrique présenterait des résultats similaires aux variations provoquées par une modification du diamètre effectif.

Néanmoins, dans la pratique et dans le cas de gouttelettes d'eau, nous conservons une fonction de phase correspondant à un ensemble de particules afin d'atténuer les oscillations induites par les fonctions de Ricatti-Bessel (cf. section I-2.1.) pouvant perturber l'exploitation des tests de sensibilités.

Les sensibilités de la fonction de phase d'un ensemble de gouttelettes d'eau nuageuse à des variations de diamètre et d'indice de réfraction réel et imaginaire à une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$  sont reportées la figure I-2.8. Les sensibilités entre indice de réfraction et diamètres ne sont pas directement comparables quantitativement mais ce type de représentation présente l'avantage d'estimer de façon plus claire la proportion de variation de la fonction de phase à un angle de diffusion donné par rapport à un autre angle, pour une variation d'un paramètre microphysique donné.



**Figure I-2.8.** Sensibilité de la fonction de phase normalisée d'un spectre log-normal de gouttelettes d'eau nuageuse calculée par la théorie de Lorentz-Mie en fonction des variations du diamètre et de l'indice de réfraction réel et imaginaire.

- Sensibilité à la taille des gouttelettes d'eau

Deux distributions de gouttelettes d'eau de diamètres effectifs de 7  $\mu\text{m}$  et 13  $\mu\text{m}$  subissant une variation de diamètre de 10% sont modélisées afin d'étudier les variations de la fonction de phase à une modification de la taille des particules. La sensibilité de la fonction de phase est particulièrement marquée pour une gamme d'angles inférieurs à  $10^\circ$  et devient très importante pour de grandes particules. Ceci est la conséquence des phénomènes de diffraction prépondérants dans le domaine de diffusion avant lorsque les particules sont de grande taille.

La diffusion latérale,  $80^\circ < \theta < 120^\circ$ , s'avère être elle aussi sensible aux effets de tailles mais ceci est essentiellement dû au fait que la fonction de phase reste normalisée (cf. Fig. I-2.2). Enfin, la diffusion arrière et en particulier le pic de rétro diffusion apporte une information non négligeable sur la dimension des particules.

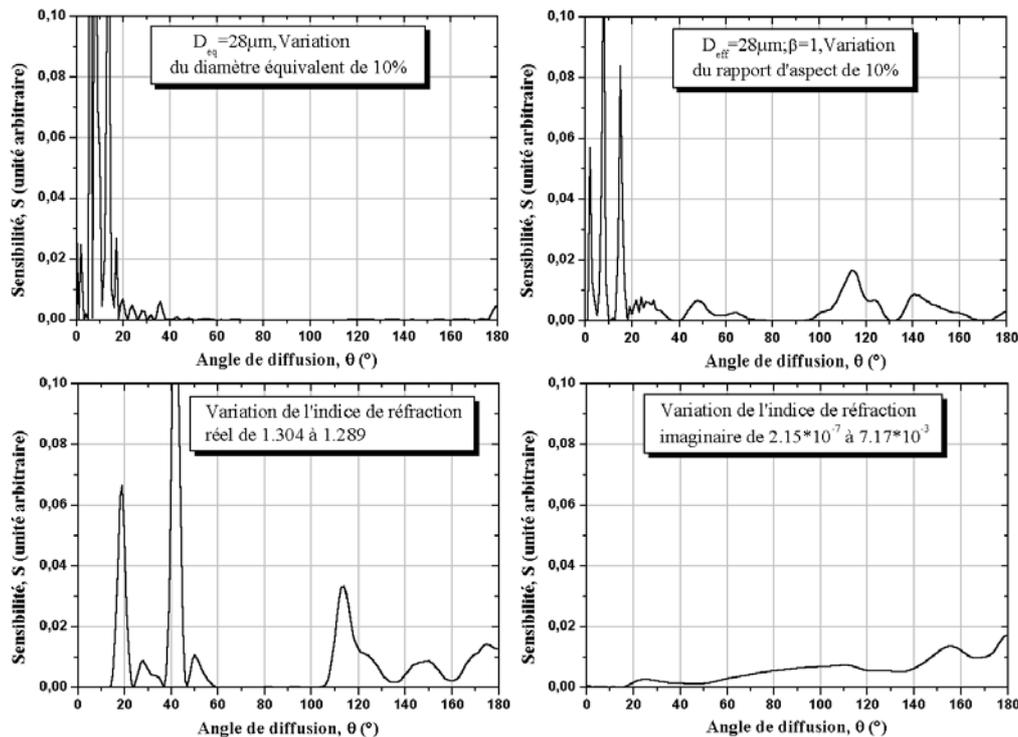
- Sensibilité à l'indice de réfraction complexe des gouttelettes d'eau

Les variations d'indice de réfraction réel et imaginaire sont effectuées pour une longueur d'onde constante afin de ne pas faire varier le paramètre de taille. La fonction de phase est particulièrement sensible aux variations d'indice réel dans le domaine de diffusion arrière ( $\theta > 120^\circ$ ) et dans une moindre mesure dans celui de la diffusion latérale ( $80^\circ < \theta < 120^\circ$ ).

La modification de cet indice est directement responsable du décalage du phénomène d'arc-en-ciel. En effet, lorsqu'on modifie l'indice de réfraction réel correspondant à l'eau dans le visible ( $n_r = 1.331$ ) par celui de l'eau dans le proche infra-rouge ( $n_r = 1.318$  à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  [Hale et Querry, 1973]), l'angle de déviation des rayons lumineux donnant naissance à l'arc ciel varie en vertu des lois de Snell-Descartes.

Lorsque l'indice de réfraction imaginaire varie d'une valeur correspondant à une longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$  à une valeur équivalant à une longueur d'onde de 3.7  $\mu\text{m}$ , les phénomènes d'absorption deviennent significatifs pour des angles de diffusion supérieurs à  $100^\circ$ .

La figure I-2.9 résume les variations de la fonction de phase d'un monocristal hexagonal calculée à l'aide du modèle IGOM en fonction de son diamètre équivalent,  $D_{eq}$ , de son rapport d'aspect,  $\beta$  et de ses indices de réfraction réel et imaginaire.



**Figure I-2.9.** Sensibilité de la fonction de phase normalisée d'un cristal de glace hexagonal calculée par le modèle IGOM en fonction des variations du diamètre, du rapport d'aspect et de l'indice de réfraction réel et imaginaire.

- Sensibilité à la taille des cristaux de glace

La fonction de phase est là aussi très sensible aux modifications de la taille du cristal dans la partie de diffusion avant ( $\theta < 10^\circ$ ). La majorité de la contribution de la composante de diffraction est en effet localisée dans cette gamme d'angles. Les processus de réfractons sont peu sensibles au changement de taille et sont essentiellement modifiés par une variation de l'indice de réfraction réel.

- Sensibilité à l'indice de réfraction complexe des cristaux de glace

Par analogie avec le cas d'une distribution de gouttelettes d'eau, la sensibilité de la fonction de phase vis à vis de l'indice de réfraction réel est particulièrement importante dans le domaine angulaire correspondant au voisinage du petit et du grand halo ( $22^\circ$  et  $46^\circ$ ) et pour angle supérieur à  $110^\circ$ .

D'autre part, les variations de l'indice de réfraction imaginaire provoquent une augmentation quasi-linéaire de la sensibilité de la fonction de phase en fonction de l'angle de diffusion [Warren, 1984].

- Sensibilité à la forme (rapport d'aspect) des cristaux de glace

La sensibilité de la fonction de phase aux variations du rapport d'aspect montre que l'essentiel des variations a lieu dans le domaine de diffusion avant. Néanmoins, les autres domaines angulaires ne sont pas négligeables (excepté l'intervalle :  $60^\circ < \theta < 100^\circ$ ) et peuvent apporter une information intéressante dans la détermination du rapport d'aspect d'un cristal hexagonal.

- Synthèse des sensibilités angulaires des fonctions de phase

L'analyse combinée des figures I-2.8 et I-2.9, permet d'estimer intuitivement la quantité d'information contenue dans un domaine angulaire précis.

Dans le domaine de diffusion avant et pour des angles de diffusion inférieurs à  $10^\circ$  où la diffraction est particulièrement importante, une information intéressante peut être tirée pour déterminer la taille des particules nuageuses. Il convient toutefois de noter que pour des angles compris entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ , le contenu en information sur la taille des particules reste exploitable.

La forte sensibilité de la fonction de phase dans le domaine de diffusion arrière ( $\theta > 130^\circ$ ) vis à vis de l'indice du milieu permet de conclure sur l'importance de cette gamme angulaire pour décrire les phénomènes d'absorption et de réfraction et donc pour estimer la phase de la particule. D'autre part, dans ce domaine de diffusion, la fonction de phase est particulièrement sensible à la forme des cristaux de glace (en terme de rapport d'aspect). Le pic de rétro-diffusion est également très riche en information puisqu'il est à la fois sensible aux variations de taille et d'indice.

La diffusion latérale ( $70^\circ < \theta < 130^\circ$ ) ne doit pas pour autant être négligée puisqu'elle apporte tout de même des informations sur les variations de taille des particules sphériques. De plus, la figure I-2.7 met en évidence les différences notables existant entre un cristal de glace et une gouttelette d'eau, dans ce domaine diffusion. Il est donc possible, à partir de cette zone, de différencier des particules de formes et de compositions physico-chimique très différentes et donc d'estimer une nouvelle fois la phase de la particule.

Enfin, le domaine de diffusion compris entre  $20^\circ$  et  $65^\circ$  présente peu d'intérêt pour étudier les effets de taille et de structure au sein d'un groupe de particules de même phase. En revanche, il peut être associé au domaine de diffusion latérale pour discriminer les particules selon leur phase thermodynamique (section I-2.3.1.). Des phénomènes ponctuels comme les halos dans des nuages de glace peuvent également être détectés à partir de l'information contenue dans cette gamme angulaire.

### **I-2.4. Conclusions**

Dans ce chapitre, nous avons vu que la grande variabilité des propriétés microphysiques (forme, taille et phase) des particules nuageuses complexifiait grandement la modélisation des processus de diffusion et d'absorption dans les nuages de glace et en phase mixte. Afin de palier aux problèmes de représentativité microphysique et optique des modèles classiques, un modèle microphysique hybride basé sur une combinaison de particules sphériques et hexagonales a été développé. Les propriétés optiques peuvent ainsi être calculées sur un grand domaine de tailles, à partir de la théorie de Mie pour les particules sphériques et par une méthode d'optique géométrique modifiée pour les cristaux de glace. Nous verrons dans la troisième partie que ce modèle microphysique « moyen » permet d'effectuer une caractérisation optique réaliste des particules nuageuses quelles que soient leurs compositions, leurs formes ou leurs tailles.

Dans le cadre du problème inverse visant à restituer les propriétés microphysiques des nuages à partir d'une mesure de leur indicatrice de diffusion, différents tests de sensibilités ont été réalisés afin d'estimer de façon qualitative la quantité d'information contenue dans les différents domaines angulaires de la fonction de phase. Les résultats montrent qu'une grande partie du domaine de diffusion est sensible aux variations des paramètres microphysiques caractérisant les particules nuageuses. L'indicatrice de diffusion doit donc être considérée sur l'ensemble de sa gamme angulaire pour décrire correctement les propriétés microphysiques des nuages. Néanmoins, certaines informations peuvent être redondantes et ces analyses de sensibilité ne correspondent qu'à une approche intuitive du problème de contenu en information. Cet aspect doit donc être plus amplement étudié et fera l'objet du chapitre suivant.

## CHAPITRE 3.

### I-3. Résolution du problème inverse

Dans le chapitre précédent, un modèle de diffusion polyvalent permettant de calculer les fonctions de phase de gouttelettes d'eau et de cristaux hexagonaux de tailles quelconques a été présenté. Par la suite, nous serons amenés à introduire les mesures de sections efficaces de diffusion volumique réalisées à l'aide du « Néphélomètre Polaire » capables de caractériser pleinement les propriétés de diffusion d'un ensemble de particules nuageuses. Le problème inverse consiste alors, à partir d'un certain nombre de grandeurs observables  $\sigma_j^*$  ( $j=1, \dots, m$ ), à déterminer un nombre  $n$  de paramètres  $\varphi_i$  ( $i=1, \dots, n$ ) caractéristiques du milieu mais non directement mesurables par la même sonde, et reliés aux  $\sigma_j^*$  par un modèle mathématique. D'une manière générale, le problème inverse peut se résumer à l'évaluation des causes d'un phénomène physique en mesurant ses effets.

Dans le cadre particulier de ce travail, il s'agit de déterminer une série de paramètres décrivant le plus précisément possible les propriétés microphysiques des nuages à partir de mesures optiques de sections efficaces de diffusion volumique. La résolution d'un tel problème peut se décomposer en trois étapes et nécessite que ces trois sous-problèmes soient étudiés de manière coordonnée :

- Un **problème direct** où connaissant l'objet et le mécanisme d'observation, on établit une description mathématique des données observées. Ce modèle doit être assez précis pour fournir une description correcte du phénomène physique observé, et assez simple cependant pour se prêter à un traitement numérique ultérieur. Nous utiliserons, à cet effet, le modèle microphysique hybride, présenté dans le chapitre précédent (**I-2.**), capable de calculer les propriétés optiques d'une combinaison de particules sphériques et hexagonales pour une grande gamme de tailles.

- Un **problème d'instrumentation** où l'on doit recueillir des données les plus informatives possibles afin d'être capable de restituer des paramètres décrivant le milieu de façon pertinente. En pratique, il s'agira de déterminer le contenu en information des mesures afin d'évaluer le nombre et le type de paramètres restituables. Les données seront constituées d'un jeu représentatif de sections efficaces de diffusion volumique mesurées par le « Néphélomètre Polaire ». La présentation détaillée des données microphysiques et optiques fera l'objet des deux chapitres **II-1.** et **II-2.**
- Un **problème inverse** où l'on doit restituer les propriétés caractéristiques du milieu à partir du modèle et des données précédentes. Une méthode d'inversion permettant de restituer des distributions volumiques de particules sera donc appliquée aux mesures d'indicatrice de diffusion.

Dans ce chapitre, nous présenterons, dans un premier temps, le formalisme général du problème inverse ainsi que son application à la restitution de paramètres microphysiques. Puis dans un deuxième temps, le contenu en information angulaire de mesures « synthétiques » d'indicatrice de diffusion sera étudié afin de valider l'application de l'algorithme d'inversion aux mesures de diffusion.

### **I-3.1. Formalisme de la théorie d'inversion : Application à la restitution de paramètres microphysiques à partir de mesures d'indicatrice de diffusion.**

#### *I-3.1.1. Définition statistique du problème inverse*

Le formalisme général du problème inverse est basé sur la précision de l'accord (ou ajustement) entre les mesures obtenues et les simulations du modèle direct tout en tenant compte des différentes sources de désaccord. L'estimation de la valeur des paramètres que l'on veut restituer ainsi que l'évaluation de l'incertitude de ces estimations deviennent possibles si le problème inverse est correctement posé.

Si l'on définit  $\mathbf{D}^{obs}$  comme les observations des propriétés optiques d'un nuage,  $\mathbf{m}$  les caractéristiques microphysiques vraies du milieu et  $\mathbf{m}'$  les paramètres estimés résultat du problème inverse et liés aux observations par un modèle  $\mathbf{g}$ , le problème peut alors être considéré comme constitué de deux parties : un problème d'estimation des données  $\mathbf{D}^{obs}$ , à l'aide d'un modèle  $\mathbf{g}$ , et un problème d'évaluation des paramètres estimés  $\mathbf{m}'$ , par comparaison avec les caractéristiques vraies  $\mathbf{m}$  du milieu [Tarantola, 1994 ; Combal, 1999].

- Problème d'estimation des données

Le problème d'estimation est résolu en ajustant les simulations  $\mathbf{g}_i$  du modèle direct aux mesures  $\mathbf{D}^{obs}$  en satisfaisant la condition :

$$\mathbf{D}_i^{obs} = \mathbf{g}_i(\mathbf{m}', \dots) + \boldsymbol{\Xi}_i, \quad i = 1, \dots, n_{mes} \quad (13.1.1)$$

où  $\boldsymbol{\Xi}_i$  représente l'écart, pour une mesure particulière  $i$ , entre les mesures et les simulations, et  $n_{mes}$  désigne le nombre de mesures disponibles. La quantité  $\boldsymbol{\Xi}_i$  recouvre également toutes les sources d'incertitudes liées aux mesures proprement dites.

L'adéquation mesures-modèle peut alors être évaluée sous la forme de la racine carrée de l'écart quadratique moyen ou Root Mean Square (*RMS*) :

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{n_{mes}} \sum_{i=1}^{n_{mes}} (\mathbf{g}(\mathbf{m}')_i - \mathbf{D}_i^{obs})^2} \quad (13.1.2)$$

La résolution du problème d'estimation peut donc se ramener à la minimisation du *RMS*. Néanmoins, une valeur minimale de *RMS* ne garantit pas que l'incertitude sur les paramètres soit elle aussi minimale. Il est donc nécessaire de vérifier que les paramètres estimés  $\mathbf{m}'$ , constituent bien une approximation satisfaisante des paramètres vrais  $\mathbf{m}$ , caractérisant le milieu.

- Problème d'évaluation des paramètres estimés

L'évaluation de l'incertitude sur les paramètres se fait d'un point de vue statistique et consiste à définir la densité de probabilité *a posteriori*  $\mathbf{L}(\mathbf{m}')$ , des paramètres  $\mathbf{m}'$ . Cette densité peut s'écrire sous la forme générale suivante [Tarantola, 1994] :

$$\mathbf{L}(\mathbf{m}') \propto \exp\left(-\frac{1}{2}[(\mathbf{g}(\mathbf{m}') - \mathbf{D}^{obs})^T \mathbf{W}^{-1}(\mathbf{g}(\mathbf{m}') - \mathbf{D}^{obs}) + (\mathbf{m}' - \mathbf{m}^*)^T \mathbf{C}^{-1}(\mathbf{m}' - \mathbf{m}^*)]\right) \quad (13.1.3)$$

La densité de probabilité du vecteur de paramètres  $\mathbf{m}'$  est ainsi conditionnée par l'écart entre le jeu de simulations  $\mathbf{g}$  et le jeu de données correspondantes  $\mathbf{D}^{obs}$ , ainsi que par l'écart entre les paramètres  $\mathbf{m}'$  et les valeurs *a priori*  $\mathbf{m}^*$  de ces paramètres. D'autre part, les écarts modèles-mesures (premier membre de la somme) ainsi que les écarts entre les paramètres estimés et les paramètres *a priori* sont pondérés par l'inverse des matrices de covariance  $\mathbf{W}^{-1}$  et  $\mathbf{C}^{-1}$  correspondant respectivement aux mesures  $\mathbf{D}^{obs}$  et aux paramètres *a priori*  $\mathbf{m}^*$ .

Cette approche statistique permet notamment de discriminer différents modèles, cependant le choix d'un modèle adapté a été effectué suivant d'autres critères pertinents (cf. I-2.) et nous nous contentons d'évaluer la précision formelle des paramètres estimés  $m'$ .

Nous allons maintenant aborder le cas particulier du problème inverse appliqué à des mesures de diffusion par des particules nuageuses, pour la restitution de leurs caractéristiques microphysiques.

### *I-3.1.2. Problème inverse appliqué à des mesures d'indicatrice de diffusion*

Une première méthode avait initialement été développée par *Oshchepkov et al.* [1993] afin d'inverser les mesures d'indicatrice de diffusion réalisée par le prototype du « Néphélomètre Polaire » [*Crépel et al.*, 1997 ; *Gayet et al.*, 1997]. Cet algorithme d'inversion, dit à une composante, ne permettait néanmoins que de restituer précisément les propriétés microphysiques de nuages chauds composés exclusivement de gouttelettes d'eau.

La procédure d'inversion a donc été améliorée et adaptée à l'interprétation de données issues du « Néphélomètre Polaire » aéroporté [*Oshchepkov et Isaka*, 1997 ; *Oshchepkov et al.*, 2000]. Cette méthode permet maintenant d'accéder aux propriétés microphysiques de nuages de composition quelconque à partir d'une mesure de section efficace de diffusion volumique.

Le problème d'inversion reste néanmoins encore assez délicat dans le cas de nuages en phase mixte et en phase solide. Mais ces difficultés s'expliquent plus par le choix d'un modèle direct peu adéquat que par l'algorithme d'inversion en tant que tel.

Nous allons donc présenter le modèle d'inversion, dit à deux composantes, et nous décrirons plus particulièrement la contribution que nous avons apportée en y introduisant le modèle hybride direct qui améliore considérablement la qualité des quantités inversées.

- Contexte physique

La formulation du problème inverse doit tenir compte de la spécificité de la mesure du « Néphélomètre Polaire » aéroporté. Nous rappelons que cette sonde mesure la section efficace de diffusion volumique  $\sigma(\theta_j)$ , à une longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$  et pour un nombre discret de directions,  $\theta_j$ , d'un volume de particules nuageuses orientées aléatoirement dans l'espace.

Nous supposons, également, que les propriétés optiques de tout nuage peuvent être équivalentes à celles d'un milieu diffusant décrit par deux composantes microphysiques de particules simples (gouttelettes d'eau et cristaux hexagonaux).

Les propriétés de diffusion d'un nuage constitué de particules de compositions, de tailles et de formes géométriques simples différentes peuvent alors être représentées par la somme d'intégrales suivantes :

$$\sigma(\theta_j) = \frac{3}{4} \sum_{s=1}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \theta_j)}{R_s} v_s(\ln R_s) d \ln R_s \quad (13.1.4)$$

Dans cette équation, l'indice  $s=1,2$  correspond respectivement à la première et la seconde composante du nuage constitué de gouttelettes d'eau sphériques et de cristaux de glace hexagonaux.  $Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \theta_j)$  est le facteur d'efficacité de diffusion dans une direction de diffusion donnée  $\theta_j$ , d'une mono-particule de rayon équivalent  $R_s$ , de rapport d'aspect variable  $\beta_s$ , et d'indice de réfraction complexe  $m_s = n_s - i\chi_s$  pour une longueur d'onde  $\lambda$  liée au nombre d'onde  $k$ , par la relation :  $k = 2\pi/\lambda$ . La distribution dimensionnelle  $v_s(\ln R_s)$ , de la  $s^{\text{ème}}$  composante décrit le volume de particules dont le logarithme du rayon équivalent est compris entre  $\ln R_s$  et  $\ln R_s + d \ln R_s$ . Elle est reliée à la distribution dimensionnelle en nombre selon :

$$v_s(\ln R_s) = \frac{dV_s}{d \ln R_s} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \frac{dN_s}{d \ln R_s} \quad (13.1.5)$$

L'équation (13.1.4) prend donc en compte la nature polydispersée de chacune des composantes du milieu en simultané, et suppose que les hypothèses de diffusion multiple et indépendante sont vérifiées dans le cas d'une mesure de section efficace de diffusion volumique.

- Objectif de la méthode d'inversion et hypothèses de travail

Le problème inverse consistera alors à déterminer simultanément une distribution volumique de particules (*vecteur de sortie du problème*) pour chacune des deux composantes d'un nuage à partir de la mesure de sa section efficace de diffusion volumique moyenne (*vecteur d'entrée du problème*).

D'autre part, aucune hypothèse sur les distributions volumiques ne sera effectuée et donc aucune information *a priori* sur la forme des distributions ou sur la proportion respectives des composantes ne sera intégrée dans le modèle inverse.

L'unique hypothèse microphysique concerne la représentation des particules nuageuses considérées comme un mélange de gouttelettes d'eau et de cristaux de glace hexagonaux de rapport d'aspect variable (de 0.1 à 100). Les propriétés de diffusion du nuage pourront donc être déterminées à partir du modèle hybride, pour des rayons équivalents compris entre 0.5  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  pour les gouttelettes d'eau et entre 2  $\mu\text{m}$  et 200 $\mu\text{m}$  pour les cristaux de glace.

D'autre part, nous verrons, par la suite, qu'une information *a priori* sur la distribution du bruit de mesure et donc sur l'évaluation de l'incertitude des paramètres estimés sera toutefois considérée (distribution log-normale des erreurs).

- Difficulté de résolution du problème inverse

La résolution d'équations du type de (I3.1.4), appelées équations de Fredholm de premières espèces, est généralement très délicate puisque très mal conditionnée lorsque le problème est mal posé. Numériquement, le problème peut être exprimé sous la forme d'un système d'équations de manière à déterminer la solution  $\varphi = \mathbf{K}^{-1}\sigma^*$ , où  $\varphi$  représente la distribution volumique recherchée,  $\sigma^*$  la section efficace volumique de diffusion mesurée et  $\mathbf{K}$  l'opérateur noyau (Kernel) correspondant à  $\frac{Q_s}{R_s}$  dans l'équation (I3.1.4). Mais, le produit d'une fonction par le noyau a généralement pour effet de lisser le résultat de la solution qui est par définition très sensible aux variations des entrées (problème mal posé). Or, le lissage contribue à une perte d'information qui ne pourra être correctement restituée qu'en ajoutant des informations complémentaires *a priori* sur la distribution du bruit expérimental [Press et al., 1992].

- Problème inverse linéaire et construction de tables d'interpolation (« look-up tables »)

L'équation (I3.1.4) peut être exprimée numériquement sous la forme d'un système linéaire d'équations algébriques de la forme :

$$\sigma^* = \mathbf{K}\varphi + \Delta \quad (\text{I3.1.6})$$

$\sigma^*$  désigne le vecteur colonne des mesures  $(\sigma_1^*, \dots, \sigma_m^*)$  et  $m$  correspond au nombre d'angles de diffusion.  $\varphi$  est le vecteur colonne des paramètres recherchés  $(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$  (i.e. les distributions volumiques pour les différents rayons  $R_{i_s}$ ,  $i=1, \dots, n$ ) et  $n$  représente le nombre de classes de rayons choisies.  $\mathbf{K}$  est la matrice des dérivées premières  $K_{ji} = \partial \sigma_j / \partial \varphi_i$  et  $\Delta$  le vecteur colonne des erreurs de mesures  $(\Delta_1, \dots, \Delta_m)$ .

Dans le cas à deux composantes, la matrice  $\mathbf{K}$  est remplacée par  $\mathbf{K} = [\mathbf{K}_1 \ \mathbf{K}_2]$  et  $\varphi$  par  $\varphi = \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{bmatrix}$ . En considérant une approximation linéaire de la distribution volumique  $v_s(\ln R_s)$  au voisinage de  $\ln(R_{i_s})$ , les éléments de la matrice s'expriment selon :

$$\begin{aligned} \{\mathbf{K}_s\}_{ji} &= \int_{\ln(R_{i_s})}^{\ln(R_{i_s+1})} \frac{\ln(R_{i_s+1}) - \ln R_s}{\ln(R_{i_s+1}) - \ln(R_{i_s})} \frac{Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \theta_j)}{R_s} d \ln R_s \\ &+ \int_{\ln(R_{i_s-1})}^{\ln(R_{i_s})} \frac{\ln R_s - \ln(R_{i_s-1})}{\ln(R_{i_s}) - \ln(R_{i_s-1})} \frac{Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \theta_j)}{R_s} d \ln R_s \end{aligned} \quad (13.1.7)$$

Les matrices  $\mathbf{K}_s$  peuvent alors être assimilées à des tables d'interpolation et, dans la pratique, sont calculées à partir d'un modèle de Mie ( $s=1$ ) et du modèle IGOM ( $s=2$ ) suivant la relation :

$$\mathbf{K}_s = \frac{3P_{11s}}{16\pi R_s} Q_{sca_s} \Delta \ln R_s = \frac{3P_{11s}}{16\pi R_s} \omega_s Q_{ext_s} \Delta \ln R_s \quad (13.1.8)$$

Les fonctions de phase de diffusion,  $P_{11s}$ , les coefficients d'extinction,  $Q_{ext_s}$ , et les albédos de diffusion simple,  $\omega_s$ , sont établis pour 20 classes de rayons uniformément réparties dans un espace logarithmique entre 0.5  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  pour les particules sphériques et entre 2  $\mu\text{m}$  et 200  $\mu\text{m}$  pour les cristaux de glace hexagonaux. Les tables sont également calculées dans le cas des particules de glace pour 10 rapports d'aspect compris entre 0.01 et 100.

L'utilisation du modèle IGOM améliore considérablement le conditionnement de la matrice de  $\mathbf{K}_2$  par rapport aux modèles directs, de type « ray-tracing », utilisés dans les précédentes versions de la méthode d'inversion. D'autre part, ce modèle direct rend possible l'obtention d'une fonction de phase pour des petits rayons équivalents, ce qui est un atout majeur pour réaliser l'inversion dans des cirrus où les cristaux de glace observés sont généralement de petites tailles [Kinne *et al.*, 1992 ; Gayet *et al.*, 2002b].

Nous venons de poser les bases du problème inverse appliqué à la restitution de distribution volumique de particules à partir de mesures de sections efficaces de diffusion volumique. La différence essentielle entre ce problème à deux composantes et celui à une composante réside dans la nécessité de restituer un grand nombre de paramètres simultanément. La résolution de l'équation (I3.1.6) devient alors plus un problème mathématique et numérique que relevant des lois de l'optique.

### I-3.1.3. Présentation de l'algorithme d'inversion

- Estimation statistique des paramètres recherchés : Matrice de Fisher

L'une des particularités importantes du problème inverse par rapport au problème direct concerne l'influence du bruit des mesures sur la qualité des paramètres estimés  $\hat{\varphi}$ . Une procédure d'optimisation de la recherche des solutions prenant en compte l'influence du bruit doit donc être envisagée afin d'interpréter les mesures réelles  $\sigma^*$ .

L'approche statistique s'avère particulièrement adéquate pour traiter ce genre de problème de par le caractère aléatoire du bruit instrumental. Les mesures  $\sigma_j^*$ , et les solutions  $\hat{\varphi}_i$ , correspondront donc à des valeurs réelles connues avec certaines probabilités  $P(\sigma_j^*)$  et  $P(\hat{\varphi}_i)$ . Ainsi, le passage de la fonction de densité de probabilité des mesures  $P[\sigma(\varphi) | \sigma^*]$  à celle des paramètres recherchés  $P[\hat{\varphi} | \sigma^*]$ , devient le principal objet de la théorie d'estimation statistique.

La méthode du maximum de vraisemblance donne une solution optimale à ce problème en produisant une estimation de variance minimale. Si l'on considère, en première approximation, que le bruit expérimental est distribué selon la loi normale, le maximum de vraisemblance de l'équation (I3.1.6) correspond alors, à la solution de la méthode des moindres carrés du système d'équations suivantes :

$$K^T W^{-1} K \varphi = K^T W^{-1} \sigma^* \quad (I3.1.9)$$

où  $W^{-1}$  désigne la matrice de covariance des mesures  $\sigma^*$ . Consécutivement, les estimations  $\hat{\varphi}_i$ , de variance minimale sont déterminées par :

$$\hat{\phi} = (K^T W^{-1} K)^{-1} K^T W^{-1} \sigma^* \quad (13.1.10)$$

$$\langle (\hat{\phi}_i - \langle \hat{\phi}_i \rangle)^2 \rangle = \{ [K^T W^{-1} K]^{-1} \}_{ii} = \{ \Phi^{-1} \}_{ii}$$

$\Phi$  est la matrice de Fisher et peut être utilisée pour mesurer le contenu en information des mesures par rapport aux paramètres  $\phi_i$  [Dubovik et al., 1995].

Cette matrice est très importante dans notre problème d'inversion puisqu'elle détermine quels paramètres pourront réellement être restitués à partir des mesures, et avec quelle précision. En effet, si les mesures sont fortement corrélées ou leurs sensibilités à des variations des paramètres sont faibles, la matrice de Fisher sera difficilement inversable. La solution obtenue par la méthode des moindres carrés risque alors de ne plus être acceptable si le contenu en information des mesures n'est pas suffisant pour restituer les paramètres recherchés ou si l'hypothèse sur le bruit expérimental n'est pas adapté.

- Optimisation de l'inversion de la matrice de Fisher : contrainte de lissage et paramètres de régularisation

Il convient d'introduire, dans un premier temps, une contrainte de lissage afin d'optimiser l'inversion de la matrice de Fisher :

$$\hat{\phi} = (K^T W^{-1} K + \gamma \Omega)^{-1} K^T W^{-1} \sigma^* \quad (13.1.11)$$

Dans cette relation,  $\Omega$  désigne la matrice de lissage et  $\gamma$  les paramètres (un pour chaque composante) de régularisation qui pilotent la contribution de  $\Omega$  sur la matrice de Fisher.

La matrice de lissage est fixée pour toutes les inversions ; en revanche, les paramètres  $\gamma$  peuvent prendre des valeurs d'autant plus variables que le contenu en information des mesures est faible. Pour les inversions de sections efficaces de diffusion volumique, nous avons établi, à partir de simulations numériques, une gamme de paramètres adaptée à chaque type de nuages afin que la procédure d'inversion soit la plus stable possible. Ce travail est particulièrement important pour les futures inversions à venir, car ces paramètres influencent directement le contenu en information des mesures. En effet, s'ils prennent des valeurs trop importantes, la matrice de lissage aura pour effet de réduire l'information contenue dans la matrice de Fisher et il deviendra alors nécessaire d'intégrer une grande quantité de données *a priori* obtenues par des mesures indépendantes.

- Informations *a priori* sur la non-négativité des mesures et des paramètres recherchés

L'introduction d'une information *a priori* sur la non-négativité des quantités physiques mesurées ( $\sigma_j^*$ ) et recherchées ( $\hat{\varphi}_i$ ) se révèle être judicieuse. Dans l'approche statistique d'estimation, cette information se traduit par l'utilisation d'une densité de probabilité log-normale pour décrire la répartition des valeurs autour des mesures et des paramètres recherchés. La relation (I3.1.3) devient alors décrite par une densité de probabilité log-normale.

Il convient toutefois de noter, qu'aucune hypothèse n'est effectuée sur la forme des distributions dimensionnelles estimées. Le choix d'un bruit log-normal apparaît d'autant plus adapté que, généralement, les mesures réelles du bruit instrumental se rapproche d'un tel comportement [Tarantola, 1994].

- Passage d'un problème inverse linéaire à un problème non linéaire

Les informations *a priori* sur la non-négativité des mesures et des valeurs désirées et *a fortiori* l'introduction de densités de probabilité log-normales, impliquent de projeter le problème dans un espace où les logarithmes des mesures et des valeurs estimées sont répartis selon une loi Gaussienne. La résolution de l'équation (I3.1.6) dans l'espace des logarithmes transforme le problème linéaire initial en un problème non linéaire :

$$f^* = Ua + \xi \quad (I3.1.12)$$

où  $f_j^* = \ln \sigma_j^*$ ,  $a_i = \ln \varphi_i$ ,  $\{U\}_{ji} = \partial(\ln \sigma_j) / \partial(\ln \varphi_i) = \{K\}_{ji} \{\varphi\}_i / \{\sigma\}_j$ , et  $\xi$  désigne ici le bruit des mesures décrit par les statistiques gaussiennes.

Ce type de représentation logarithmique, est beaucoup plus adapté lorsque les mesures  $\sigma_j^*$ , couvrent une large dynamique. En effet, si le problème inverse était traité dans une représentation Gaussienne, les variables mesurées et les paramètres recherchés pourraient, non seulement, présenter des valeurs négatives mais les variables à fortes valeurs numériques deviendraient prépondérantes dans la matrice de covariance  $W$ , réduisant ainsi le contenu en information associé aux angles de diffusion latérale et arrière.

- Schéma numérique d'inversion

Le passage du problème dans l'espace des logarithmes ayant été justifié, il ne reste plus qu'à résoudre le système d'équations algébriques non linéaires donné par l'équation (I3.1.12). Pour cela, un processus dit de double itérations est utilisé. Il combine une procédure

générale d'optimisation statistique dans la recherche d'une solution et une technique itérative linéaire d'inversion appliquée à chaque étape de la procédure générale. Lorsque le nombre de paramètres recherchés est élevé, comme dans notre cas particulier (deux distributions volumiques sur 20 classes de rayons), cette combinaison améliore sensiblement la stabilité de la solution recherchée en facilitant l'inversion de la matrice de Fisher.

Le schéma numérique retenu, pour un nombre fini d'itérations, est une version améliorée de la méthode de résolution de Newton-Gauss et s'écrit, à chaque itération  $p$  :

$$a^{p+1} = a^p - H_p [(U_p^T C_{f^*}^{-1} (f^p - f^*) + \gamma \Omega a^p)] \quad (13.1.13)$$

$$\{H_p\}_{ii'} = \left\{ \sum_{i=1}^{n_1+n_2} \left[ | U_p^T C_{f^*}^{-1} U_p + \gamma \Omega | \right] \right\}^{-1} \delta_{ii'}$$

où  $C_{f^*}$  désigne la matrice de covariance des logarithmes des mesures,  $n_1$  et  $n_2$  le nombre de paramètres recherchés pour la première et la deuxième composante,  $p$  le nombre d'itérations et  $\delta_{ii'}$  le symbole de Kronecker. L'introduction de la matrice diagonale  $H_p$  liée à la matrice de Fisher par la relation suivante,

$$\{H_p\}_{ii} = \left\{ \sum_{k=1}^{n_1+n_2} \left[ | \{\Phi_p\}_{ik} | \right] \right\}^{-1} \quad (13.1.14)$$

permet d'optimiser la recherche de la solution  $a^p$  en stabilisant l'algorithme (13.1.13) même lorsque l'inversion de la matrice de Fisher demeure problématique. Dans ce cas là, l'inversion de la matrice est possible mais la solution devient sensible à l'initialisation des paramètres recherchés (i.e. de  $a^0$ ) [Dubovik et al., 1995].

Généralement, lorsque l'on réalise une inversion la matrice  $C_{f^*}$  est prise égale à la matrice identité, étant donné qu'aucune information tangible sur les erreurs de mesures n'est disponible. Toutefois, nous verrons dans le chapitre **III-2**. que cette matrice a pu être déterminée puis incorporée dans l'algorithme afin d'estimer les erreurs de restitutions commises par le modèle inverse.

La dernière étape de la procédure d'inversion consiste à déterminer le nombre d'itérations optimales afin d'obtenir des paramètres estimés capables de produire des « mesures » simulées,  $f^p = f(a^p)$ , proche des mesures réelles  $f^*$ . L'écart quadratique moyen (RMSD) entre les caractéristiques de diffusion mesurées et calculées permet d'estimer la qualité de la restitution. Il est défini selon :

$$RMSD = \sqrt{\frac{1}{m} [f^* - f(a^p)]^T [f^* - f(a^p)]} \quad (I3.1.15)$$

où  $m$  correspond au nombre de mesures et  $a^p$  désigne les valeurs des paramètres estimés pour les deux composantes à la  $p^{\text{ème}}$  itération. Cette quantité est utilisée pour limiter les itérations de la méthode d'inversion qui prend fin lorsque  $RMSD \leq \varepsilon_0$ , où  $\varepsilon_0$  est l'erreur maximale souhaitée.

- Utilisation pratique de l'algorithme

L'algorithme d'inversion déterminé par la relation (I3.1.13) permettra de réaliser les inversions d'indicatrice de diffusion afin de restituer une distribution volumique pour une composante de gouttelettes d'eau et une composante de cristaux de glace hexagonaux de rapport d'aspect variable. Les matrices  $K$  (et donc  $U$ ) sont déterminées à l'aide du modèle hybride combinant les propriétés de diffusion de gouttelettes d'eau sphériques et de cristaux de glace hexagonaux. Les paramètres de régularisation, le nombre d'itérations optimal et éventuellement la concentration initiale des spectres doivent être fixés pour chaque inversion en fonction du type de nuage considéré.

Cet algorithme présente donc l'avantage d'être facilement mis en oeuvre et peut se réduire, sous certaines conditions, à des algorithmes plus classiques comme ceux développés par *Phillips* [1962], *Twomey* [1963] et *Chahine* [1968].

- Introduction d'informations *a priori* supplémentaires

Il est également possible de contraindre le modèle inverse en ajoutant des informations *a priori* supplémentaires sur les spectres dimensionnels désirés, mais cette possibilité n'a pas été retenue, étant donné que la pertinence du choix des informations *a priori* est tributaire de la qualité des mesures et donc de leur contenu en information. Il a donc été jugé opportun de ne pas réduire le degré de liberté de l'algorithme en ajoutant des informations *a priori* souvent très discutables. Des informations complémentaires sur ce point particulier sont exposées dans les travaux de [*Dubovik et al.*, 1995].

Néanmoins, nous verrons que l'utilisation de mesures microphysiques effectuées par les sondes PMS peuvent permettre d'ajuster quelque peu les paramètres d'entrée du modèle (notamment les paramètres de régularisation) pour améliorer la qualité des restitutions microphysiques (cf. chapitre III-1.).

### **I-3.2. Application de la méthode d'inversion à des mesures « synthétiques » de diffusion : estimation du contenu en information angulaire des indicatrices de diffusion**

Dans la section précédente, nous avons mis en évidence que la formulation du problème inverse appliqué aux mesures de sections efficaces de diffusion volumique intégrait la notion de contenu en information des données.

Un algorithme d'inversion a été établi afin de restituer simultanément une distribution dimensionnelle de particules pour chacune des deux composantes d'un nuage en phase mixte. Avant d'appliquer cet algorithme à des données réelles mesurées par le « Néphélomètre Polaire », il convient de réaliser une série de tests numériques sur des mesures de sections efficaces de diffusion volumique « synthétiques », afin d'estimer le contenu en information de ces « mesures ». Ces simulations numériques nous permettront également d'établir quelles quantités microphysiques ou structurales, il est possible de restituer avec précision mais aussi d'estimer l'influence de mesures incomplètes (indicatrices de diffusion documentées sur une gamme d'angles restreinte) sur la qualité des restitutions.

#### *I-3.2.1. Simulations numériques d'indicatrices de diffusion*

Une série de simulations numériques est effectuée pour explorer le contenu en information de sections efficaces de diffusion volumique documentées sur des gammes angulaires différentes pour plusieurs modèles de nuages.

Les propriétés microphysiques de ces nuages sont modélisées par des distributions volumiques obéissant à des lois de type gamma ([Lenoble, 1993], pp. 265-266). Trois types de nuages sont considérés :

- Un nuage constitué uniquement de gouttelettes d'eau sphériques de distribution volumique centrée autour d'un rayon effectif de 6  $\mu\text{m}$ .
- Un nuage composé de cristaux de glace hexagonaux de rapport d'aspect égal à 0.5 et dont la distribution en volume des particules présente un rayon moyen de l'ordre de 35  $\mu\text{m}$ .
- Un nuage en phase mixte décrit par la combinaison des deux distributions précédentes. Ces distributions sont alors établies comme les caractéristiques microphysiques vraies des nuages synthétiques.

Les sections efficaces de diffusion volumique sont alors calculées par le modèle direct de diffusion présenté dans le chapitre I-2., à savoir le modèle de Lorentz-Mie pour les

particules sphériques et le modèle IGOM pour les cristaux de glace hexagonaux. Les indicatrices de diffusion sont déterminées pour différentes gammes angulaires :

- Une indicatrice de diffusion documentée sur 181 angles de diffusion compris entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ .
- Une indicatrice décrite sur une gamme angulaire de 55 angles entre  $3.49^\circ$  et  $172.5^\circ$  correspondant à la configuration angulaire optimale réalisable par le « Néphélomètre Polaire » (cf. chapitre II-1.).
- Une indicatrice de diffusion documentée sur 34 angles répartis entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ , selon la configuration « opérationnelle » de la sonde.

La méthode itérative d'inversion est ensuite appliquée aux sections efficaces de diffusion volumique simulées. Les distributions volumiques restituées devront alors être comparées avec celles considérées comme étant « vraies ». Des indicatrices de diffusion sont également restituées et permettent d'estimer l'erreur quadratique moyenne (RMSD) entre simulations et restitutions.

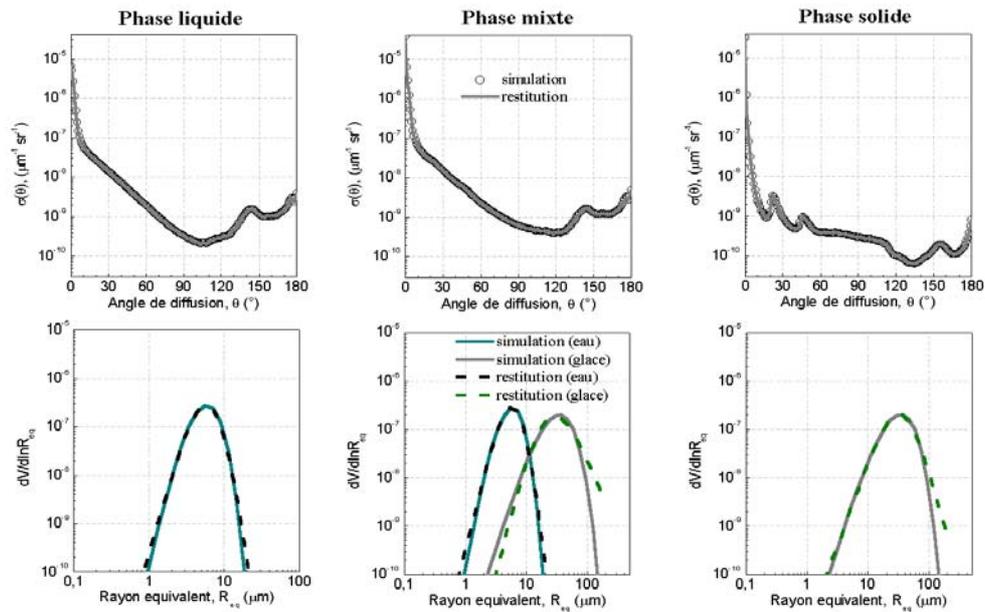
Afin d'être cohérent avec une inversion d'indicatrice de diffusion réellement mesurée, des erreurs de mesures sont prises en compte dans le schéma numérique. Ces incertitudes « expérimentales » sont modélisées par les erreurs, dites d'algébrisation, provoquées par l'interpolation en un nombre fini de rayons des distributions volumiques recherchées (cf. Eq. I3.1.7). Pratiquement, ces erreurs sont de l'ordre de 1% à 3%.

#### *I-3.2.2. Restitution des paramètres microphysiques caractéristiques*

##### Inversion pour des cas de nuages en phase liquide, mixte ou solide

Les restitutions sont présentées, pour les trois gammes angulaires envisagées, sur les figures I-3.1, I-3.2 et I-3.3. Trois cas de nuages sont considérés sur ces représentations : un nuage à une composante liquide, un nuage en phase mixte et un nuage à une composante solide (glace). Les distributions volumiques « vraies » ou simulées sont représentées sur les panneaux du bas en trait plein (la contribution des gouttelettes d'eau en bleu et celle de la glace en gris). Le modèle direct est ensuite utilisé pour simuler les sections efficaces de diffusion volumique identifiées par des cercles sur les panneaux du haut. L'application de la méthode d'inversion sur ces indicatrices de diffusion permet de restituer un ou deux spectres volumiques (traits pointillés vert et traits gris sur les panneaux du bas), dans chaque cas, ainsi que la section efficace de diffusion volumique correspondant à ces spectres (traits gris sur les panneaux du haut).

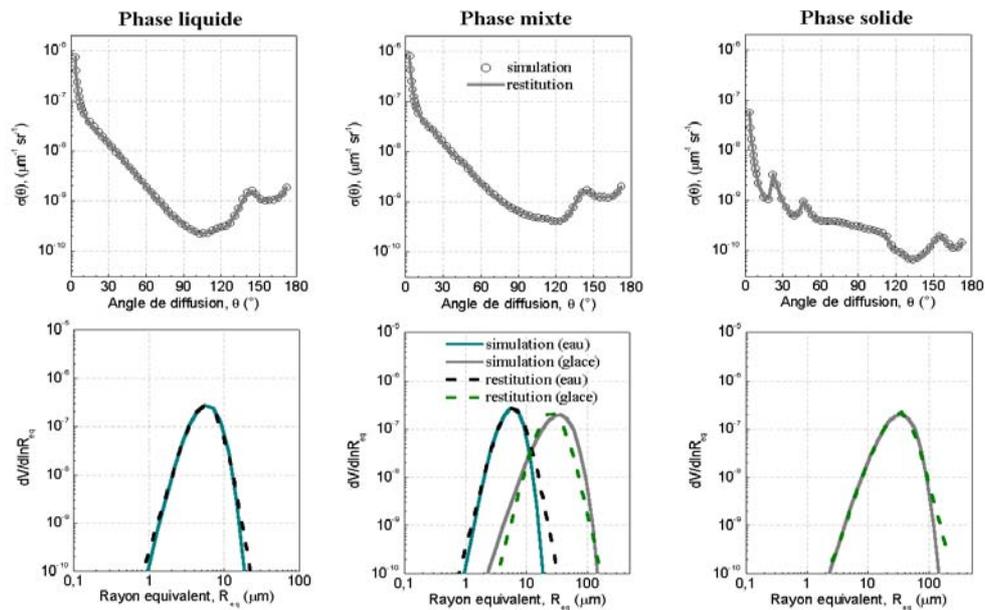
Les inversions montrent que les distributions volumiques restituées sont en bon accord avec celles considérées comme étant « vraies » quelle que soit la composition du nuage. La méthode d'inversion permet donc d'identifier chaque composante du nuage et de retrouver séparément une distribution volumique pour chacune d'entre elles avec précision. Néanmoins, la qualité de la restitution apparaît d'autant plus importante que l'indicatrice de diffusion simulée est bien documentée angulairement.



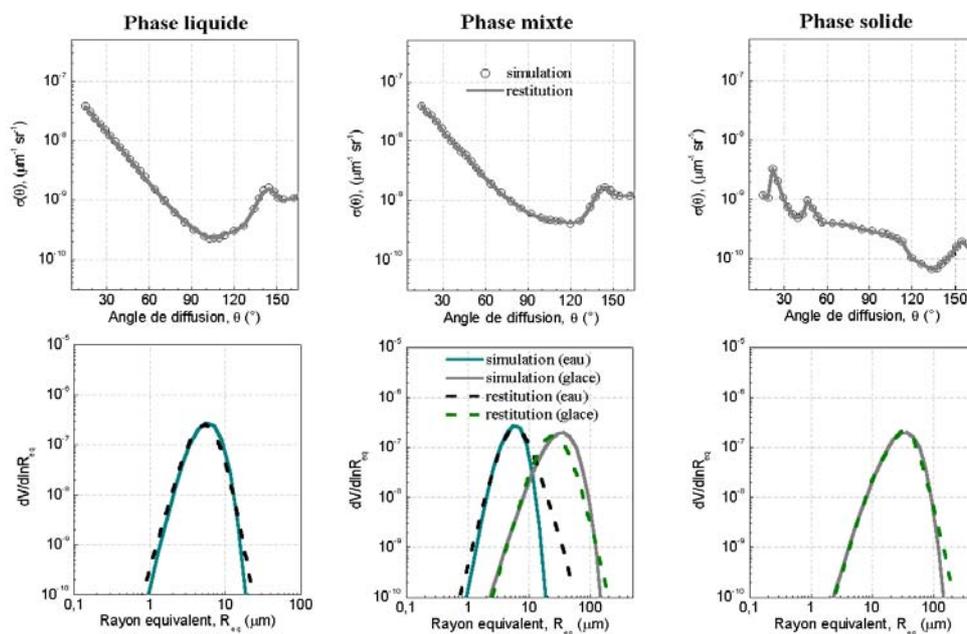
**Figure I-3.1.** Inversion de sections efficaces de diffusion volumique simulées pour trois granulométries types caractéristiques de la composition microphysique des nuages (nuage de gouttelettes d'eau en phase liquide, nuage en phase mixte, nuage de cristaux de glace en phase solide).

-Sur les panneaux du haut, sont représentées les sections efficaces de diffusion volumique simulées, documentées sur 181 angles entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , ainsi que celles restituées.

-Sur les panneaux du bas, sont tracées les distributions volumiques de particules simulées (traits pleins) et restituées (traits pointillés) par la méthode d'inversion.



**Figure I-3.2.** Inversion de sections efficaces de diffusion volumique simulées pour trois granulométries types caractéristiques de la composition microphysique des nuages  
 -Sur les panneaux du haut, sont représentées les sections efficaces de diffusion volumique simulées, documentées sur 55 angles compris entre 3.49° et 172.5° (configuration optimale du « Néphélomètre Polaire »), ainsi que celles restituées.  
 -Sur les panneaux du bas, sont tracées les distributions volumiques de particules simulées (traits pleins) et restituées (traits pointillés) par la méthode d'inversion.



**Figure I-3.3.** Inversion de sections efficaces de diffusion volumique simulées pour trois granulométries types caractéristiques de la composition microphysique des nuages  
 -Sur les panneaux du haut, sont représentées les sections efficaces de diffusion volumique simulées, documentées sur 34 angles compris entre 15° et 169° (configuration opérationnelle du « Néphélomètre Polaire »), ainsi que celles restituées.  
 -Sur les panneaux du bas, sont tracées les distributions volumiques de particules simulées (traits pleins) et restituées (traits pointillés) par la méthode d'inversion.

- Restitutions des paramètres microphysiques intégrés

Le tableau I-3.1 résume les principaux paramètres microphysiques (concentration, contenu total en eau  $TWC$ , et rayon effectif  $R_{eff}$ ) calculés à partir des distributions volumiques simulées ainsi que les erreurs de restitutions effectuées en considérant les trois gammes angulaires différentes. Dans le cas d'un nuage en phase mixte, le rayon effectif moyen est déterminé par la relation suivante, en utilisant les mêmes notations que dans l'équation (I3.1.5.) :

$$R_{eff} = \frac{\sum_{s=1}^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{R_s} \frac{dV_s}{d \ln R_s} d \ln R_s}{\sum_{s=1}^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{R_s^2} \frac{dV_s}{d \ln R_s} d \ln R_s} \quad (I3.2.1)$$

En règle générale, la concordance des valeurs est acceptable bien que les restitutions en phase mixte soient globalement moins précises que celles dans le cas d'un nuage à une seule composante.

Les erreurs de restitutions des paramètres microphysiques sont d'autant plus importantes que les sections efficaces de diffusion volumique sont incomplètes. Ceci s'explique par la perte d'information contenue dans les angles de diffusion avant et arrière engendrée par la troncature de l'indicatrice de diffusion au niveau de ces angles. Il convient toutefois de noter que les restitutions restent bonnes même lorsque l'on considère des sections efficaces de diffusion volumique documentées entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ .

L'estimation de la concentration reste tout de même, quelle que soit la gamme d'angles considérée, plus délicate que celle des paramètres liés à une notion de volume. Ceci est essentiellement provoqué par le caractère volumique de la grandeur inversée (section efficace de diffusion volumique d'un ensemble de particules).

	Gouttelettes d'eau sphériques	Cristaux de glace hexagonaux	Gouttelettes d'eau et cristaux de glace
$\sigma(\theta)$ documentées sur 181 angles de diffusion $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$			
RMSD (%)	0.56	0.18	0.45
Concentration ( $\text{cm}^{-3}$ )	<b>(672.3)</b> 3.9%	<b>(10.0)</b> 2.8%	<b>(682.3)</b> 7.3%
TWC ( $\text{gm}^{-3}$ )	<b>(0.250)</b> -2%	<b>(0.222)</b> 0.1%	<b>(0.472)</b> -1.9%
$R_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	<b>(5.25)</b> -1.5%	<b>(26.89)</b> 0.1%	<b>(8.78)</b> -1.2%
$\sigma(\theta)$ documentées sur 55 angles de diffusion $\theta \in [3.49^\circ, 172.5^\circ]$			
RMSD (%)	0.57	0.13	0.33
Concentration ( $\text{cm}^{-3}$ )	<b>(672.3)</b> 5.4%	<b>(10.0)</b> 1%	<b>(682.3)</b> 6.4%
TWC ( $\text{gm}^{-3}$ )	<b>(0.250)</b> -3.2%	<b>(0.222)</b> -1.4%	<b>(0.472)</b> -5.5%
$R_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	<b>(5.25)</b> -2.1%	<b>(26.89)</b> -1.7%	<b>(8.78)</b> -5.5%
$\sigma(\theta)$ documentées sur 34 angles de diffusion $\theta \in [15^\circ, 169^\circ]$			
RMSD (%)	2.54	0.05	0.63
Concentration ( $\text{cm}^{-3}$ )	<b>(672.3)</b> 17.7%	<b>(10.0)</b> -1.2%	<b>(682.3)</b> 11.1%
TWC ( $\text{gm}^{-3}$ )	<b>(0.250)</b> -10.8%	<b>(0.222)</b> -1.5%	<b>(0.472)</b> -6.8%
$R_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	<b>(5.25)</b> -7.6%	<b>(26.89)</b> -1.7%	<b>(8.78)</b> -6.9%

**Tableau 1.3.1.** Présentation des paramètres microphysiques évalués à partir des distributions volumiques « vraies » (en caractères gras et entre parenthèses) ainsi que les erreurs de restitutions commises sur ces paramètres lors de l'inversion (en pourcentage). L'ensemble des paramètres et les écarts quadratiques moyens (RMSD) entre sections efficaces de diffusion volumique simulées et restituées sont présentés pour chaque type de nuages et chaque gamme angulaire considérée.

Ces tests numériques illustrent bien le fait que les sections efficaces de diffusion volumique, au moins dans les gammes d'angles envisagées lors des simulations, fournissent une information relativement précise sur la composition des nuages et permettent de restituer à la fois leur composition et la distribution volumique des particules les composant.

Bien évidemment, dans le cas de « mesures » synthétiques, les inversions présentées peuvent être nettement améliorées en optimisant les valeurs des paramètres de régularisation, le nombre d'itérations et en apportant une information *a priori* sur les spectres dimensionnels désirés. Toutefois, nous avons préféré conserver la même fourchette de valeurs de ces paramètres pour chaque gamme angulaire, lors de l'inversion d'un type de nuage particulier afin d'être plus à même d'étudier la qualité des restitutions en fonction du nombre d'angles considéré. D'autre part, aucune information *a priori* n'a été ajoutée afin de se placer dans la même configuration que lors d'une inversion de mesures réelles où les spectres dimensionnels ne sont pas forcément connus.

Il reste maintenant à évaluer si la forme des cristaux de glace peut être restituée par l'algorithme d'inversion.

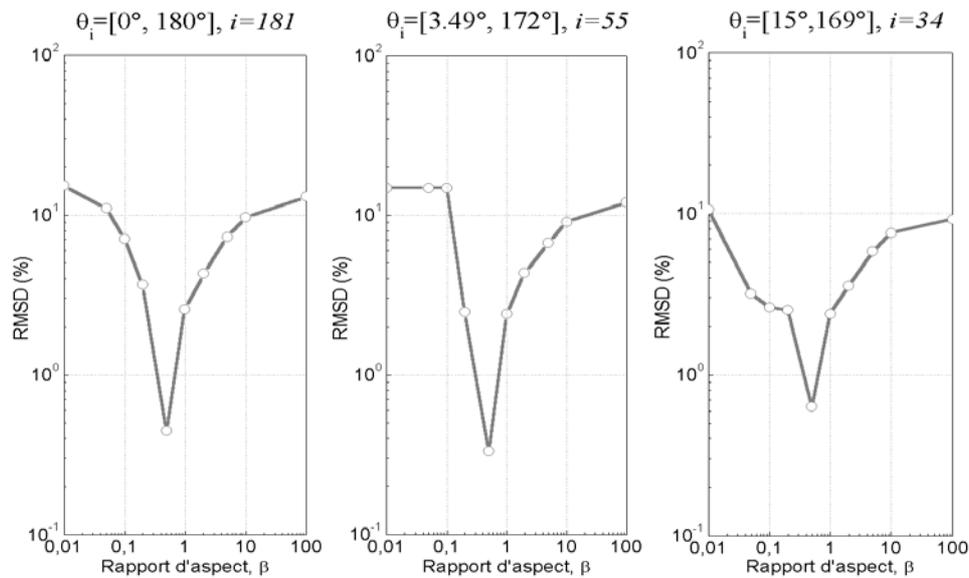
- Restitution de la forme (rapport d'aspect) des cristaux de glace

La fiabilité de cette restitution dépend en partie de la qualité de l'algorithme d'inversion, mais aussi essentiellement de la quantité d'information contenue dans l'indicatrice de diffusion à inverser.

On se place donc dans le cas d'un nuage en phase mixte où l'information sur la forme des cristaux est moins nette (à cause de la contribution importante des particules sphériques) que dans le cas d'un nuage uniquement constitué de cristaux de glace.

La figure I-3.4 montre que, pour les trois gammes angulaires considérées, l'écart quadratique moyen (*RMSD*) entre sections efficaces de diffusion volumique simulées et restituées présente un minimum, net, pour un rapport d'aspect égal à 0.5. Nous rappelons qu'il s'agissait précisément du rapport d'aspect utilisé pour caractériser la forme des cristaux de glace lors des simulations en mode direct.

Dans ces simulations seuls 10 rapports d'aspect ont été envisagés. Nous avons donc calculé 10 tables d'interpolation contenant les sections efficaces de diffusion volumique de cristaux hexagonaux de rapport d'aspect compris entre 0.01 et 100 à partir des quelles nous avons effectué les inversions. Les résultats mettent en évidence qu'il est possible de restituer précisément un des paramètres structuraux des cristaux de glace en déterminant le *RMSD* minimal pour différentes inversions réalisées en modifiant le rapport d'aspect. La restitution de la forme des cristaux n'est néanmoins envisageable que lorsque les cristaux présentent des formes identiques. En présence de cristaux de formes très variées, l'information contenue dans l'indicatrice de diffusion n'est probablement pas suffisante pour restituer les paramètres nécessaires à la caractérisation morphologique de ces cristaux. Il peut alors être envisageable d'intégrer des informations *a priori* sur ces paramètres dans le modèle d'inversion mais ce problème doit être le sujet d'une investigation plus poussée.



**Figure I-3.4.** Aptitude à restituer le rapport d'aspect des cristaux de glace hexagonaux dans le cas d'une granulométrie associée à un nuage en phase mixte. L'erreur entre les sections efficaces de diffusion volumique simulées et restituées pour dix rapport d'aspect différents est représentée par l'écart quadratique moyen (RMSD). Dans les trois cas (indicatrices de diffusion documentées entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , entre  $3.49^\circ$  et  $172.5^\circ$ , et entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ ), le RMSD est minimal pour un rapport d'aspect égal à 0.5 en accord avec les simulations.

### I-3.3. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté le formalisme général du problème inverse ainsi que son application à la restitution de paramètres microphysiques (distributions volumiques) à partir de mesures d'indicatrice de diffusion. En ce sens, une méthode itérative d'inversion basée sur la modélisation physique des propriétés de diffusion des nuages a été envisagée. Cette méthode est fondée sur une représentation de la composition des nuages par deux composantes microphysiques constituées de gouttelettes d'eau et cristaux de glace hexagonaux. L'algorithme d'inversion procède alors à un ajustement non linéaire des sections efficaces de diffusion volumique par la méthode du maximum de vraisemblance en utilisant des contraintes de lissage sur les distributions volumiques recherchées. Nous avons également modifié la procédure d'inversion en y introduisant un modèle direct polyvalent ainsi que des paramètres de régularisation pertinents. Ces modifications ont considérablement amélioré la qualité et les possibilités de restitutions de cette procédure.

Des simulations numériques ont montré que des mesures « synthétiques » de sections efficaces volumiques de diffusion, même partiellement documentées entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ , contenaient une quantité d'information suffisante pour permettre une restitution précise et simultanée des paramètres microphysiques d'un milieu caractérisé par deux populations de

particules de formes et de tailles différentes. La fiabilité des restitutions reste néanmoins tributaire de la qualité des « mesures ». Le modèle d'inversion couplé au modèle direct hybride apparaît donc tout à fait adapté à l'inversion de « mesures » réelles d'indicatrices de diffusion réalisées par le « Néphélomètre Polaire ».

**Partie II : Stratégie d'observation et interprétation des mesures  
microphysiques et optiques *in situ***

*Dans la première partie, nous avons vu que la compréhension des processus décrivant le bilan radiatif du système Terre-atmosphère nécessitait une quantification précise des propriétés optiques et microphysiques des particules nuageuses. La représentation des processus couplés microphysiques et optiques a donc été effectuée en développant un modèle capable de calculer les propriétés de diffusion et d'absorption d'un nuage possédant des caractéristiques microphysiques quelconques. Nous avons également montré, à l'aide d'une méthode d'inversion, que l'évaluation de l'indicatrice de diffusion globale d'un nuage était suffisante pour estimer la majeure partie de ses propriétés microphysiques moyennes.*

*L'étude des processus radiatifs requiert donc un grand nombre de mesures à différentes échelles pour modéliser l'impact des nuages sur le climat. L'acquisition de données microphysiques et optiques in situ devient alors essentielle. Ces données permettent de décrire les propriétés des nuages à petite échelle (d'une dizaine de mètres à quelques kilomètres) et contribuent au développement de paramétrisations dans les modèles de climat. Elles peuvent également être exploitées pour valider les algorithmes de restitution de paramètres nuageux utilisés par les satellites. Ces mesures permettront ainsi d'établir un jeu de données représentatif des propriétés optiques et microphysiques d'une grande diversité de nuages.*

*Dans cette partie, nous décrivons l'ensemble des instruments de mesure in situ, et tout particulièrement le « Néphélobère Polaire » aéroporté, mis en œuvre pour caractériser des nuages de compositions différentes. Les avantages et les limitations de ces sondes seront également présentés dans ce premier chapitre (II-1.). La description des différentes campagnes de mesures et des propriétés microphysiques moyennes des nuages échantillonnés fera l'objet du deuxième chapitre (II-2.). Nous introduirons enfin la méthode d'analyse statistique en composantes principales (ACP) développée afin de traiter les mesures d'indicatrices de diffusion obtenues par le « Néphélobère Polaire » (chapitre II-3.). En revanche, les potentialités de l'ACP seront uniquement abordées dans le contexte d'une étude sur la physique de la mesure de cette sonde dont l'objectif est d'élaborer une base de données représentatives des propriétés optiques des nuages. L'interprétation de la variabilité de ces propriétés optiques et microphysiques au sein de la base de données fera l'objet de la troisième partie (III.) de cette thèse.*

## CHAPITRE 1.

### I-1. Moyens de mesures *in situ*

Dans ce chapitre, nous présenterons les appareils et les techniques de mesure mis en œuvre pour réaliser une caractérisation *in situ* des propriétés microphysiques et optiques des nuages. Ainsi, nous serons amenés à décrire les principes de mesure et les limitations des principales sondes de la gamme PMS (Particule Measuring System) qui ont été utilisées lors des trois campagnes de mesures présentées dans le chapitre II-2.. Ces sondes permettent d'estimer les propriétés microphysiques de nuages de compositions physico-chimiques très variées. Enfin, nous étudierons le principe de fonctionnement et les performances du « Néphélomètre Polaire ». Cet instrument réalise une mesure directe des propriétés de diffusion des particules nuageuses, mais il permet aussi, à l'aide de la méthode d'inversion présentée dans le chapitre I-3., d'effectuer une caractérisation microphysique des particules nuageuses échantillonnées.

#### II-1.1. Sondes de la gamme PMS : Mesure des propriétés microphysiques des nuages

Le principe de mesure de ces sondes a originellement été mis au point par *R.G. Knollenberg* [1976]. La société PMS (Particle Measuring System) a ensuite développé et commercialisé un grand nombre de sondes, très utilisées dans le domaine de la recherche atmosphérique, permettant d'effectuer des mesures microphysiques *in situ*.

La plupart des sondes de la gamme PMS (FSSP et PCASP, par exemple) sont des compteurs de particules (Optical Particle Counters) qui détectent une particule unique et déterminent sa dimension en mesurant l'intensité diffusée par la particule lorsqu'elle traverse un faisceau laser. En revanche, la sonde 2D-C est basée sur un principe différent puisqu'il s'agit d'un imageur (Optical Array Probe) enregistrant les figures de diffractions projetées par des particules irradiées par un faisceau laser.

### I-1.1.1. Le Forward Scattering Spectrometer Probe 100 (FSSP-100)

- Principe de mesure

Le principe de fonctionnement du FSSP-100 repose sur la mesure intégrée entre 3° et 14° de la diffusion avant, provoquée par une particule irradiée par un faisceau laser d'hélium/néon focalisé au centre du volume d'échantillonnage. Le diamètre de la particule est alors déduit de la mesure de l'énergie diffusée au moyen d'une courbe d'étalonnage. Celle-ci est déterminée par la théorie de Lorentz-Mie en faisant l'hypothèse d'une particule sphérique d'indice de réfraction égal à celui de l'eau. En pratique, la courbe d'étalonnage théorique est discrétisée en 15 classes de diamètre. Les énergies mesurées sont comparées aux valeurs seuils associées à ces 15 classes puis le nombre de particules présentes dans chacune des classes est accumulé sur une période de temps présélectionnée.

La gamme de mesure utilisée lors des trois campagnes de mesures permet d'obtenir un spectre dimensionnel de gouttelettes d'eau de diamètre compris entre 2 et 47  $\mu\text{m}$ .

- Limitations de la sonde : erreurs sur l'estimation des paramètres microphysiques

Les mesures de concentration et de diamètre sont sujettes à des incertitudes relatives moyennes de l'ordre de 17% [Baumgardner, 1983].

Une des sources d'erreurs provient de problèmes optiques liés à l'alignement du système et à la non-homogénéité du laser sur toute sa section qui provoquent un élargissement du spectre dimensionnel mesuré. Les erreurs sur la détermination du spectre dimensionnel peuvent alors conduire à des erreurs importantes de l'ordre de 30 à 40% sur certains paramètres intégrés tel que le contenu en eau liquide.

D'autre part, des problèmes de temps morts correspondant au temps nécessaire à l'électronique pour traiter l'information (la sonde est alors aveugle), et de coïncidences (lorsque la concentration de particules est importante plusieurs particules peuvent se trouver simultanément dans le volume de mesure) conduisent à une sous-estimation de la concentration de 5 à 30%.

Deux signaux complémentaires (l'activité et le « total strobe ») fournis par le FSSP permettent de corriger les mesures afin de tenir compte des erreurs décrites ci-dessus. Le signal d'activité est un paramètre décrivant l'état de fonctionnement de la sonde et représente la fraction du temps pendant lequel le traitement est en cours. Le « total strobe » correspond au nombre total de particules qui ont traversé le faisceau laser. En appliquant des facteurs

correctifs dépendant de ces deux paramètres, il est possible de réduire les incertitudes sur la mesure de concentration.

La validation de la méthode de traitement consiste alors à comparer les paramètres microphysiques estimés avec ceux obtenus par d'autres d'instruments de mesure comme le « Gerber » ou le « Johnson-William » [Gayet *et al.*, 2002a].

- Erreurs de mesures en présence de cristaux de glace

Nous rappelons que le FSSP-100 est conçu pour la mesure des caractéristiques microphysiques de nuages constitués de gouttelettes d'eau. Par conséquent, la présence de cristaux de glace dans des nuages en phase mixte conduit à une dégradation importante de la fiabilité de la sonde [Gayet *et al.*, 1996]. En effet, la courbe de calibration étant déterminée pour des particules sphériques, les mesures des différents paramètres microphysiques peuvent être perturbées de façon conséquente. Des problèmes de fractionnement de cristaux par impaction sur le tube d'échantillonnage de la sonde peuvent également conduire à une surestimation des concentrations mesurées par le FSSP-100 de 2 ou 3 ordre de magnitude [Gardiner *et Hallet*, 1985]. Néanmoins, Gayet *et al.* [1996] ont montré que le FSSP-100 pouvait fournir une mesure correcte de la concentration et du spectre dimensionnel de petits cristaux de glace de formes quasi-sphériques comme ceux présents dans les traînées de condensation fraîchement émises par les avions.

#### *I-1.1.2. Le Passive Cavity Aerosol Spectrometer Probe (PCASP)*

Le PCASP est un compteur de particules basé sur le même principe de mesure que celui du FSSP-100, à la différence près que l'énergie mesurée est cette fois intégrée entre 35° et 135°. Il a été développé pour la mesure de distributions dimensionnelles d'aérosols de taille comprise entre 0.1 et 3  $\mu\text{m}$ . La courbe de calibration est déterminée à partir de la théorie de Lorentz-Mie en faisant l'hypothèse d'une particule sphérique d'indice réel égal à 1.58 et d'indice imaginaire nul [Strapp *et al.*, 1992].

Cette sonde présente le même type de problèmes que tous les compteurs de particules et les erreurs engendrées sur la taille et la concentration des particules sont donc du même ordre de grandeur que pour le FSSP-100.

### I-1.1.3. Le 2D-C

- Principe de mesure

Cette sonde est utilisée pour la mesure de cristaux de glace compris entre 25 et 800  $\mu\text{m}$ . Elle repose sur le principe suivant : une particule traversant un faisceau laser hélium/néon focalisé projette son ombre sur une rangée de 32 photodiodes. La résolution, définie comme la distance optique entre deux photodiodes, est de  $25 \mu\text{m} * 25 \mu\text{m}$  (dimension du pixel).

Le déplacement de la particule devant la rangée de photodiodes produit une image correspondant à la projection de la particule sur un plan perpendiculaire au faisceau laser. Le système électronique échantillonne et mémorise, à une fréquence d'échantillonnage proche de 4 MHz, l'état d'obscurcissement ou d'éclairement de la rangée de photodiodes. L'image est alors reconstituée durant son passage dans le faisceau laser. La fréquence d'échantillonnage peut être adaptée à la vitesse de l'avion donnant ainsi aux images une résolution équivalente le long des deux axes (l'axe de vol et l'axe des photodiodes).

L'image bidimensionnelle obtenue permet de déterminer le spectre de taille, la forme des particules et d'en déduire un certain nombre de paramètres microphysiques tels que la concentration ( $C_{\text{tot}}$ ), le contenu en glace (IWC) et le diamètre moyen ( $D_m$ ) des cristaux de glace.

- Paramétrisation du diamètre équivalent

Dans la pratique, on introduit un diamètre fondu équivalent,  $D_{\text{melt}}$ , de masse égale à celle d'un cristal de surface  $A$  afin de déterminer les paramètres microphysiques intégrés selon les mêmes relations que pour le FSSP-100.  $A$  représente la surface de l'ombre projetée de la particule échantillonnée. Lorsque le cristal présente une forme très irrégulière; on utilise alors les relations empiriques entre diamètre équivalent et surface établies par *Darlinson et Brown* [1988] :

$$\begin{aligned} D_{\text{melt}} &= 0.935 A^{0.5} \quad (A < 0.049 \text{mm}^2) \\ D_{\text{melt}} &= 0.560 A^{0.5} \quad (A > 0.049 \text{mm}^2) \end{aligned} \quad (\text{III.1.1})$$

- Erreurs de mesures en présence de petits cristaux de glace

Les incertitudes de mesure du 2D-C restent très importantes. Elles sont à la fois inhérentes au principe de mesure de la sonde et à la méthode de traitement des images enregistrées. Des algorithmes spécifiques sont appliqués à chacune des images pour en

déduire la forme et la taille de chacune des particules. Si la dimension minimale des particules détectables est de 25  $\mu\text{m}$ , la reconnaissance de forme n'est, dans la pratique, effective que pour des diamètres supérieurs à 100  $\mu\text{m}$  [Durooure, 1982]. La quantification des petits cristaux de glace de diamètre inférieur à 100  $\mu\text{m}$  n'est donc pas fiable, ce qui provoque une sous-estimation problématique de la concentration des cristaux de glace échantillonnés.

#### *I-1.1.4. Les limitations des sondes PMS*

Nous avons vu que les mesures effectuées par des sondes de type compteur de particules étaient sujettes à de fortes incertitudes. En effet, la précision de la mesure est tributaire du volume d'échantillonnage qui dépend de la concentration des gouttelettes d'eau dans le nuage et de la vitesse de l'avion. Un problème de représentativité du nombre de particules échantillonnées peut alors se présenter lorsque ce volume n'est pas significatif.

Les sondes PMS (2D-C compris) semblent également être particulièrement inadaptées à la mesure des paramètres microphysiques caractérisant les petits cristaux de glace irréguliers (de diamètres inférieurs à 100  $\mu\text{m}$ ) [Platt *et al.*, 1989 ; Gayet *et al.*, 1996]. Or, justement les cristaux de glace de petites tailles et de formes irrégulières ont une contribution significative sur les propriétés radiatives des cirrus [Kinne *et al.*, 1992]. Larsen *et al.* [1998] ont montré, qu'à contenu en glace constant, l'omission de petites particules de glace dans la modélisation des cirrus pouvait conduire à une sous-estimation de l'albédo de l'ordre de 20%.

Il s'avère donc capital de pouvoir mesurer avec précision des propriétés microphysiques et optiques représentatives pour des nuages de glace, mais aussi en phase mixte et en phase liquide, sur de grandes gammes de tailles. C'est dans cette optique, que le « Néphélomètre Polaire » aéroporté a été développé au LaMP (Laboratoire de Météorologie Physique). Il réalise une mesure directe des propriétés de diffusion des particules nuageuses (gouttelettes d'eau et/ou cristaux de glace) de quelques micromètres à 800  $\mu\text{m}$  de diamètre.

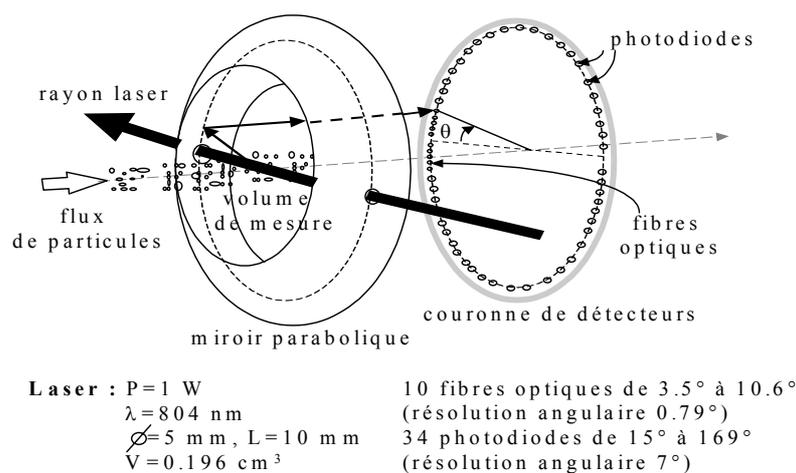
### **I-1.2. Le « Néphélomètre Polaire » aéroporté**

#### *I-1.2.1. Principe de fonctionnement*

Le principe de mesure du « Néphélomètre Polaire » repose sur la mesure directe de l'indicatrice de diffusion, ou plus exactement, de la section efficace de diffusion volumique, d'un ensemble de particules nuageuses traversant un faisceau laser, à des vitesses compatibles avec des avions de type Falcon (200 m/s), quelque soit le type de nuage échantillonné.

Le principe de fonctionnement du prototype de la sonde, ainsi que les éléments théoriques utilisés pour le choix des composants optoélectroniques sont présentés en détails dans *Gayet et al.*, [1997] et dans la thèse de *Crépel* [1995]. Les parties mécaniques et électroniques, le système d'acquisition des données ainsi qu'une étude aérodynamique de la version aéroportée de la sonde, très proche dans sa conception du prototype, sont décrits dans la thèse de *Auriol* [1998].

La figure II-1.1 présente le schéma de l'optique du « Néphélomètre Polaire » aéroporté. Les particules nuageuses pénètrent dans un tube d'échantillonnage équipé d'un piège à couche limite. Puis, elles traversent, au foyer d'un miroir parabolique, un volume de mesure constitué par une portion cylindrique du faisceau laser collimaté. Le faisceau laser, non polarisé, est généré par une diode laser de puissance nominale de 1 Watt, à une longueur d'onde de 804 nm. Enfin, pour des raisons liées à des contraintes d'encombrement, le faisceau est orienté parallèlement à l'axe de la sonde puis réfléchi sur un miroir à 45° avant de pénétrer à l'intérieur du miroir parabolique.



**Figure II-1.1.** Principe de mesure de la version aéroportée du « Néphélomètre Polaire »

- Volume d'échantillonnage

Le volume de mesure sensible ou instantané (et par extension le volume d'échantillonnage) est alors défini par le diamètre du faisceau laser (5 mm) et le diamètre du tube d'entrée de la sonde (10 mm), représentant ainsi un volume de  $0.196 \text{ cm}^3$ . La mesure effectuée par le « Néphélomètre Polaire » ne dépend pas du taux de particules (et donc de la vitesse de l'avion) qui traversent le volume de mesure. Ainsi, cette sonde échantillonne simultanément une population de particules présente dans un volume jusqu'à 20 fois plus grand que le volume d'échantillonnage du FSSP-100. Ces différences permettent au

« Néphélomètre Polaire » de mesurer indirectement la concentration des particules de façon bien plus précise que les compteurs optiques de particules. D'autre part, cette sonde détecte des particules couvrant une gamme de tailles comprises entre 3 et 800  $\mu\text{m}$ , ce qui constitue un avantage déterminant par rapport à la sonde 2D-C qui reste limitée à la mesure de particules de diamètre supérieur à 100  $\mu\text{m}$ .

- Gamme angulaire de diffusion

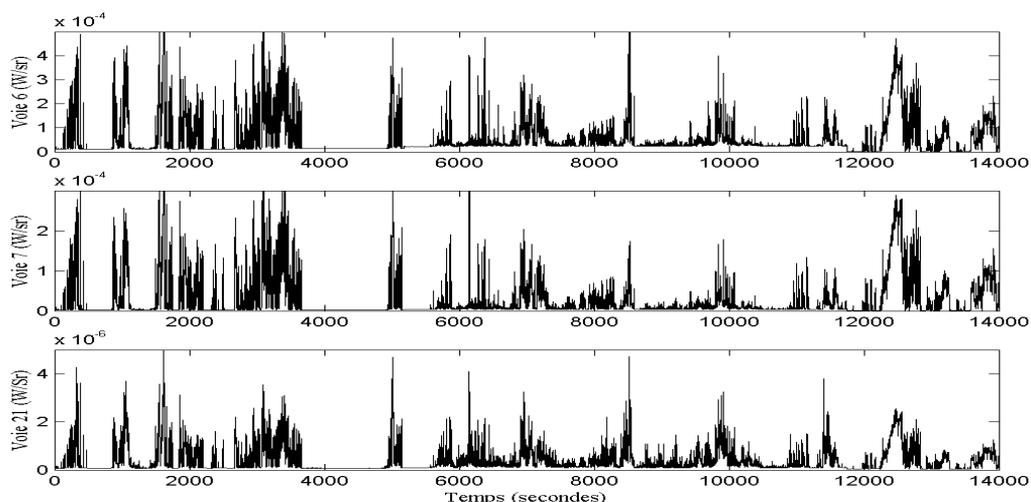
L'énergie diffusée par les particules présentes simultanément dans le volume de mesure est réfléchi, via le miroir parabolique, sur une couronne circulaire placée face au miroir parabolique et équipée de 56 détecteurs répartis sur toute sa circonférence. Chacun des détecteurs coïncide avec un angle de diffusion  $\theta$  compris entre  $\pm 3.49^\circ$  et  $\pm 172.5^\circ$ . De plus, leur positionnement par rapport au miroir parabolique a été optimisé de façon à minimiser les erreurs d'astigmatisme liées à la géométrie du volume de mesure [Crépel, 1995]. Néanmoins, dans la pratique, seuls 44 détecteurs sont effectivement connectés. Ils couvrent une gamme angulaire s'étendant entre  $\pm 3.49^\circ$  et  $\pm 169^\circ$ . Dans la région comprise entre  $\pm 15^\circ$  et  $\pm 169^\circ$ , 34 détecteurs sont composés d'une lentille qui focalise l'énergie sur la surface active d'une photodiode. La résolution angulaire, déterminée par la taille et la position des détecteurs, est alors de  $7^\circ$  pour les photodiodes. Dans la région de la diffusion avant, entre  $\pm 3.49^\circ$  et  $\pm 10.6^\circ$ , les 10 détecteurs sont composés de fibres optiques qui conduisent l'énergie diffusée sur une photodiode placée derrière la couronne afin d'augmenter la résolution angulaire ( $0.79^\circ$ ). En effet, les tests de sensibilités présentés dans la section **I-2.3.** ont montré que cette région est particulièrement importante pour déterminer les effets de taille de particules et qu'il est donc important de pouvoir réaliser des mesures précises dans cette zone.

- Méthode d'échantillonnage : problèmes liés aux offsets électroniques

Le principe de la méthode d'échantillonnage repose sur une mesure instantanée de l'énergie reçue par les 44 détecteurs, avec une fréquence réglable manuellement entre 0.1 Hz et 1 KHz. L'optimisation de la cadence d'acquisition est dictée par la vitesse de l'avion et la concentration des particules, afin d'avoir un nombre significatif de particules dans le volume d'échantillonnage et ainsi de rendre les mesures très fiables. Comparativement aux autres capteurs microphysiques, le « Néphélomètre Polaire » est le seul instrument à pouvoir réaliser une mesure statistiquement représentative avec une résolution spatiale pouvant atteindre la dizaine de centimètres.

L'électronique de conditionnement procède à l'intégration linéaire du signal issu des détecteurs sur une période déterminée par la cadence d'acquisition sélectionnée. Cette méthode par intégration permet de s'affranchir des problèmes de temps morts et garantit la continuité spatiale du volume échantillonné pendant la mesure. D'autre part, *Jourlin* [1997] a montré que même dans le cas de faibles concentrations toutes les particules sont détectées quelque soit le temps d'intégration choisi. En revanche, un des principaux inconvénients de cette méthode, provient du fait que le bruit de fond va lui aussi être intégré sur le temps d'intégration. Les voies de mesures présentant un offset important risquent alors de donner un signal inexploitable lorsque le rapport signal/bruit est faible. Les offsets des fibres optiques étant généralement anormalement important, la mesure de l'indicatrice de diffusion pour des angles inférieurs à  $10.6^\circ$  devient alors impossible [*Auriol*, 1998]. Ces offsets sont provoqués par des phénomènes de diffraction du laser sur les bords du miroir parabolique polluant ainsi les zones de diffusion avant. Ce problème ne pouvant être résolu qu'en modifiant le système optique, nous ne pourrons, par la suite, qu'utiliser les mesures de diffusion relatives aux 34 angles compris entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ .

Néanmoins, comme l'illustre la figure II-1.2, les offsets restent toujours significatifs sur cette gamme angulaire. Nous avons reporté sur cette figure, les signaux mesurés par trois voies de mesures lors de portions de vols alternant épisodes nuageux et non nuageux. On constate que le bruit instrumental est effectivement très important pour des angles compris entre  $15^\circ$  et  $22^\circ$ . D'autre part, il présente une magnitude différente selon la portion de vol échantillonnée, ce qui pose un problème délicat pour l'interprétation des mesures comme nous le verrons par la suite.



**Figure II-1.2.** Exemple de bruit instrumental mettant en évidence la variabilité de l'offset électronique. Les signaux mesurés par les voies n° 6, 7 et 21 associées respectivement à des angles de  $15^\circ$ ,  $22^\circ$  et  $140^\circ$  sont représentés sur une durée 14000 secondes lors d'épisodes alternant ciel clair et ciel nuageux.

L'interprétation des mesures du « Néphélomètre Polaire » devra donc prendre en compte les phénomènes d'offsets électroniques en appliquant des facteurs correctifs adaptés à chaque voie et éventuellement en chaque point de mesure. L'analyse des offsets et des phénomènes responsables de leurs variabilités seront présentés dans la section **II-3.2.3.**

#### *II-1.2.2. Hypothèses sur l'interprétation des mesures de diffusion*

Les phénomènes de diffusion de la lumière mesurés par le « Néphélomètre Polaire » sont sujets à certaines approximations qu'il convient de présenter. Par conséquent, la modélisation des propriétés optiques des particules atmosphériques doit être adaptée aux hypothèses simplificatrices ci-dessous afin d'être comparée à l'échantillonnage *in situ* des particules nuageuses.

En général, plusieurs particules sont simultanément présentes dans le volume d'échantillonnage du « Néphélomètre Polaire ». Chaque particule est alors irradiée par le faisceau de lumière originel (champ externe) mais aussi par la lumière diffusée par les autres particules (extinction du faisceau mère par ces dernières). Si cet effet est important on parle de diffusion multiple. Ce phénomène devient non-négligeable lorsque les trajets optiques sont longs [Szymanski *et al.*, 1993]. Or, pour une concentration typique de gouttelettes d'eau d'une centaine de particules par  $\text{cm}^3$ , seulement une vingtaine de particules sont présentes simultanément dans le volume de mesure du « Néphélomètre Polaire ». La diffusion multiple peut donc être négligée et l'on peut considérer que le champ total diffusé par les autres particules est faible comparé au champ extérieur (cas de la diffusion simple). Ainsi, toutes les particules reçoivent la même intensité sans perturbation de la part des autres particules. Le champ diffusé total correspond alors à la somme des champs diffusés par chaque particule.

D'autre part, la forte perturbation aérodynamique provoquée par le tube de prélèvement de la sonde modifie sensiblement l'orientation privilégiée des cristaux de glace échantillonnés dans le volume de mesure. Toutefois, au regard, des phénomènes de turbulence présents dans le volume de mesure, on peut supposer que les particules sont réparties et orientées de façon aléatoire. Il n'existe alors pas de relation systématique entre les phases des ondes diffusées par chaque particule (on parle alors de diffusion incohérente ou indépendante) et donc aucuns phénomènes d'interférences. Une conséquence importante de cette hypothèse concerne l'additivité des intensités diffusées indépendamment de leur phase. Là encore, nous pouvons considérer que l'intensité diffusée par une collection de particules sera donc la somme des intensités diffusées pour chacune des particules.

En conclusion, le « Néphélomètre Polaire » permet de déterminer avec une bonne précision les propriétés de diffusion simple d'un ensemble représentatif de particules nuageuses orientées aléatoirement dans l'espace, quelque soit la phase du nuage considérée et la taille de ses particules. Les propriétés de diffusion simple peuvent alors être déduites de la mesure de la section efficace volumique de diffusion. Toutefois, on rappelle que la mesure de cette grandeur n'est disponible que sur 34 angles de diffusion compris entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$  et ne prend donc quasiment pas en compte les effets de diffraction. Néanmoins, nous avons vu dans le chapitre I-3., que l'application d'une méthode d'inversion à des mesures d'indicatrice de diffusion, même partiellement documentée entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ , permettait d'estimer la majorité des propriétés microphysiques des nuages échantillonnés.

Ces atouts font donc du « Néphélomètre Polaire » un instrument particulièrement adapté à la caractérisation optique et microphysique d'une grande variété de nuages.

### II-1.3. Conclusions

Les sondes de la gamme PMS (FSSP-100 et 2D-C, en particulier) permettent d'estimer les propriétés microphysiques des nuages. Néanmoins, ces instruments présentent certaines limitations inhérentes à leur principe de mesure qui altère considérablement leur fiabilité.

La sonde FSSP-100 permet de mesurer avec précision une distribution dimensionnelle de gouttelettes d'eau dans un nuage en phase liquide. En revanche, cette sonde a tendance à sous estimer la concentration des gouttelettes d'eau présente dans un nuage, en particulier lorsque cette concentration est élevée. D'autre part, la mesure des paramètres microphysiques caractéristiques de nuages composés de cristaux de glace se révèle être fortement perturbée.

Le 2D-C présente l'avantage de pouvoir caractériser la forme de cristaux de glace de diamètre supérieur à  $100\ \mu\text{m}$  et de mesurer leurs distributions dimensionnelles dans des nuages en phase mixte ou solide. Par contre, la mesure de paramètres microphysiques pour des cristaux de diamètre inférieur à  $100\ \mu\text{m}$  est problématique. Les mesures de concentration en particule de glace seront donc considérablement sous estimées avec cet appareil.

Le « Néphélomètre Polaire » permet de s'affranchir des problèmes de représentativité des hydrométéores mesurées en estimant les propriétés de diffusion d'un ensemble de particules réparties aléatoirement dans l'espace. Il mesure l'indicatrice de diffusion d'un volume de particules de tailles, de compositions et de formes arbitraires. D'autre part, bien que l'indicatrice de diffusion soit uniquement documentée entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ , une méthode

d'inversion peut être appliquée aux mesures afin d'estimer les propriétés microphysiques des nuages échantillonnés avec une bonne représentativité.

L'analyse couplée des données issues de ces trois sondes permettra de valider les paramètres microphysiques obtenus par inversion. Il sera donc nécessaire de traiter ces mesures de façon simultanée et synchronisée. Il faudra, toutefois, intégrer le fait que les sondes PMS sous-estiment énormément les mesures de concentration en particules lorsque le nuage est en phase mixte ou en phase glace.

Enfin, les mesures du PCASP de concentration en aérosols serviront à apporter une information sur le signal en ciel clair nécessaire à l'interprétation des mesures présentées dans le troisième chapitre (**II-3**).

## CHAPITRE 2.

### II-2. Campagnes de mesures et base de données

Nous avons discuté, dans le chapitre précédent des performances et des limitations des principaux instruments de mesures aéroportés, utilisés pour déterminer les propriétés microphysiques et optiques de nuages de compositions physico-chimiques différentes. Une caractérisation *in situ* judicieuse des propriétés moyennes des nuages nécessite l'analyse d'un grand jeu de données décrivant l'ensemble des propriétés thermodynamiques, microphysiques et optiques d'un grand nombre d'épisodes nuageux.

Dans ce chapitre, nous présenterons le cadre et les objectifs de trois campagnes de mesures (ARAT'97, CIRRUS'98 et JACCS'99) qui serviront à l'élaboration d'une base de données représentative des principales caractéristiques microphysiques et optiques décrivant des conditions nuageuses singulièrement différentes.

#### II.2.1. La campagne « ARAT'97 »

Cette campagne de mesures avait pour objectif de réaliser des mesures *in situ* dans différentes conditions nuageuses de type stratiforme et cumuliforme afin d'échantillonner différents types d'hydrométéores (gouttelettes d'eau, bruine, cristaux de glace de formes variés) ; ceci en vue de qualifier le « Néphélomètre Polaire » en conditions aéroportées. Les performances de la sonde ont, à cette occasion, pu être étudiées par comparaison avec les sondes microphysiques FSSP et 2D-C.

Les mesures ont été réalisées dans un rayon d'une centaine de kilomètres autour de Clermont-Ferrand (Puy de Dôme) du 17 au 28 novembre 1997, au moyen de l'avion F-27/ARAT. Typiquement, les vols ont été effectués par paliers d'environ 50 km de long suivant un axe Nord-Sud et à des niveaux différents. Les niveaux furent choisis en fonction de l'altitude des nuages, depuis le sommet de la couche nuageuse jusqu'au niveau autorisé le plus bas possible.

Lors de cette campagne, 8 vols représentant un total de 15 heures de vol ont permis d'établir une caractérisation détaillée des propriétés thermodynamiques, microphysiques et optiques des nuages. Le descriptif de l'ensemble des vols de mesures ainsi que de l'instrumentation à bord du l'ARAT est disponible dans le rapport d'avancement des travaux concernant cette campagne de mesures [Gayet, 1997].

### **II-2.2. La campagne « CIRRUS'98 »**

L'expérience aéroportée « CIRRUS'98 » s'est déroulée du 12 Janvier au 21 Février 1998 dans le sud-ouest de la France dans une zone située autour de Tarbes (Hautes Pyrénées). L'objectif de cette campagne de mesures était la caractérisation microphysique de nuages de type cirrus en vue de la qualification du spectromètre cryogénique infrarouge SICAP de L'ONERA. Les mesures *in situ* ont été réalisées au moyen d'un avion TBM 700 de la société EADS/SOCATA équipé de la sonde PMS-2D-C et du « Néphélomètre Polaire ».

L'interprétation des résultats obtenus au cours de cette campagne de mesures a permis de caractériser la microphysique des cirrus échantillonnés en terme de formes et concentrations de particules, de diamètres moyens, de contenus en glace et de fonctions de phase de diffusion. Ces résultats ont également mis en évidence la variabilité verticale et horizontale des propriétés microphysiques des cirrus. Quatre vols de mesure sont présentés dans le rapport final de la campagne CIRRUS'98 [Gayet *et al.*, 1998] et le cas d'un vol particulier mettant en évidence la présence de halos à 22° et 46° est traité dans Auriol *et al.* [2001].

### **II-2.3. La campagne « JACCS'99 »**

En Janvier 1999, une campagne d'observations des propriétés microphysiques et radiatives de nuages de type stratocumulus a été organisée au dessus de la mer du Japon par le Meteorological Research Institute (MRI, Tsukuba, Japon) dans le cadre du projet Japanese Cloud and Climate Study (JACCS). Les principaux objectifs de cette expérience aéroportée étaient de préciser les relations existantes entre les paramètres structuraux des nuages et leurs propriétés radiatives, d'approfondir la compréhension de la structure des nuages et de leur processus d'évolution mais aussi d'améliorer les techniques satellitales de restitution des propriétés microphysiques des nuages.

La stratégie expérimentale consista à réaliser des vols synchronisés au dessus et dans des stratocumulus à l'aide de deux avions différents. Le Cessna 404 Titan était chargé de mesurer les champs de luminances au dessus des nuages échantillonnés par le Beechcraft B200 Super King Air, utilisé pour la mesure des propriétés microphysiques et de diffusion *in situ* des mêmes nuages. Le B200 était équipé d'un FSSP-100, d'un 2D-C et du « Néphélomètre Polaire ».

Les sept vols effectués lors de cette campagne ont été réalisés dans des nuages stratiformes d'origine continentale ou maritime caractérisés par des conditions thermodynamiques mixtes plus ou moins dominées par la présence de cristaux de glace. Cette expérience a permis d'étudier la réponse du « Néphélomètre Polaire » en présence de cristaux de glace et d'établir les relations existantes entre propriétés radiatives et microphysiques dans le cas de nuages en phase mixte. Quatre des principaux vols sont décrits dans le rapport établi par *Gayet et al.* [1999], alors que l'étude comparative des propriétés microphysiques, optiques et radiatives d'un nuage liquide continental et d'un nuage maritime en phase mixte est présentée dans *Gayet et al.* [2002a] et *Asano et al.* [2002].

#### **II-2.4. Construction d'une base de données représentative des propriétés microphysiques et optiques des nuages**

L'ensemble des données issues des trois campagnes de mesures présente l'avantage de décrire les propriétés microphysiques et optiques de nuages dans des conditions météorologiques très variées. Elles permettent donc d'établir une base de données représentative de conditions nuageuses très différentes.

Parmi le jeu de données disponibles, nous n'avons choisi que 10 vols représentatifs répartis sur les trois campagnes de mesures. En effet, la plupart des vols non pris en compte dans cette étude, présentaient certains désavantages qui rendaient leur analyse peu judicieuse. Le choix d'écarter un vol de mesure a été dicté par de gros problèmes de perturbation de l'électronique du signal, la défaillance d'un des appareils de mesures embarqués sur l'avion ou même des conditions nuageuses particulières (zone de « ciel clair » trop importante, vols tests). Ces vols pouvaient effectivement rendre le nombre de mesures en nuages statistiquement peu représentatives ou inexploitable.

La première étape de l'exploitation des mesures des 10 vols sélectionnés a consisté à traiter et à valider les mesures microphysiques issues des sondes PMS. Puis, l'ensemble des mesures réalisées par les différents instruments a été retraité pour concorder avec une

fréquence d'acquisition de 1 Hz, soit une résolution spatiale de l'ordre de 100 m. Les indicatrices de diffusion mesurées par le « Néphélomètre Polaire » ont donc été moyennées sur une seconde pour être spatialement comparables aux données issues des autres sondes. Enfin, ces différentes mesures à 1 Hz ont été synchronisées afin d'obtenir une base de données homogène contenant près de 60000 mesures de paramètres microphysiques, optiques et thermodynamiques dans différentes conditions nuageuses.

Vols	FSSP				2D-C			PCASP	Type de nuages
	T <sub>s</sub> (°C)	C <sub>tot</sub> (cm <sup>-3</sup> )	LWC (gm <sup>-3</sup> )	D <sub>eff</sub> (μm)	C <sub>tot</sub> (l <sup>-1</sup> )	IWC (mgm <sup>-3</sup> )	D <sub>m</sub> (μm)	C <sub>tot</sub> (cm <sup>-3</sup> )	
18/11/97	<b>1.2</b> 0.8 / 3.0	<b>15</b> 7 / 24	<b>0.12</b> 0.04 / 0.24	<b>4.4</b> 3.8 / 4.9	<b>35</b> 6 / 261	<b>5</b> 1 / 17	<b>85.5</b> 0 / 155	<b>98</b> 76 / 135	<b>As, Ac</b>
20/11/97	<b>-3.4</b> -8.7 / -1.6	<b>1</b> 0 / 2	<b>0.02</b> 0.01 / 0.05	<b>3.5</b> 3.4 / 3.9	<b>73</b> 30 / 125	<b>221</b> 104 / 367	<b>230.4</b> 200 / 266	<b>92</b> 72 / 122	<b>Cg, Ns</b>
25/11/97	<b>-3.1</b> -3.3 / -2.7	<b>95</b> 65 / 117	<b>0.06</b> 0.03 / 0.10	<b>3.7</b> 3.6 / 3.9	<b>1</b> 0 / 1.2	<b>1</b> 0 / 1.1	<b>75</b> 0 / 213	<b>830</b> 709 / 915	<b>Ac, Sc</b>
27/11/97	<b>-2.1</b> -2.3 / -1.7	<b>41</b> 28 / 57	<b>0.13</b> 0.06 / 0.20	<b>4.0</b> 3.8 / 4.3	<b>14</b> 2 / 39	<b>4</b> 1 / 28	<b>127.4</b> 77 / 239	<b>345</b> 307 / 380	<b>As, Ns</b>
18/02/98	<b>-53.2</b> -54. / -40.	/	/	/	<b>24</b> 14 / 38	<b>10</b> 4 / 22	<b>68.2</b> 49 / 90	/	<b>Ci</b>
19/02/98	<b>-38.6</b> -51. / -36.	/	/	/	<b>16</b> 5 / 33	<b>12</b> 3 / 21	<b>75.8</b> 44 / 102	/	<b>Ci</b>
21/01/99	<b>-5.7</b> -6.2 / -5.2	<b>661</b> 401 / 872	<b>0.21</b> 0.08 / 0.33	<b>9.2</b> 7.9 / 10.	<b>0</b> 0 / 0	<b>1</b> 0 / 2	<b>0</b> 0 / 0	<b>221</b> 101 / 409	<b>Sc</b>
25/01/99	<b>-6.1</b> -7.7 / -4.4	<b>147</b> 61 / 249	<b>0.09</b> 0.02 / 0.19	<b>10.4</b> 7.5 / 15.	<b>0</b> 0 / 48	<b>16</b> 1 / 86	<b>0</b> 0 / 80	<b>200</b> 91 / 408	<b>Sc</b>
28/01/99	<b>-9.7</b> -11.9 / -8.	<b>235</b> 63 / 378	<b>0.09</b> 0.02 / 0.17	<b>9.7</b> 8.4 / 12.	<b>0</b> 0 / 24	<b>22</b> 7 / 83	<b>0</b> 0 / 75	<b>169</b> 104 / 251	<b>Sc</b>
30/01/99	<b>-7.1</b> -11. / -2.	<b>2</b> 1 / 57	<b>0</b> 0 / 0.02	<b>0</b> 0 / 8.9	<b>18</b> 0 / 60	<b>104</b> 44 / 229	<b>85</b> 0 / 127	<b>310</b> 295 / 411	<b>Sc</b>

**Tab. II-2.1.** Récapitulatif des propriétés microphysiques et thermodynamiques « moyennes » des 10 vols analysés. Les grandeurs « moyennes » sont exprimées en terme de valeurs médianes (en gras) et de quartiles (25% / 75%). T<sub>s</sub>, C<sub>tot</sub>, LWC, D<sub>eff</sub>, IWC et D<sub>m</sub> correspondent respectivement à la température statique du nuage, la concentration totale, le contenu en eau liquide, le diamètre effectif, le contenu en glace et le diamètre moyen.

Le tableau II-2.1 récapitule les principales caractéristiques microphysiques et thermodynamiques (en terme de température statique) des différents vols qui seront analysés par la suite. Les grandeurs présentées dans le tableau se réfèrent aux valeurs médianes et aux quartiles à 25% et 75% estimées à partir des mesures directes réalisées par les sondes PMS et

de température. D'autre part, les vols issus de la campagne CIRRUS'98 n'étaient pas documentés par des mesures de microphysique en phase liquide (FSSP-100) et d'aérosols (PCASP). La description des nuages majoritairement échantillonnés durant les différents vols répond aux abréviations As, Ac, Cg, Ns, Sc et Ci désignant respectivement des nuages de type Altostratus, Altocumulus, Nimbostratus, Cumulus congestus, Stratocumulus et Cirrus.

## II-2.5. Conclusions

L'ensemble des mesures réalisées lors des 10 vols issus de trois campagnes d'observations différentes, nous a permis de disposer d'une vaste base de données microphysiques, optiques et thermodynamique pour des situations météorologiques variées. Ces données représentent 60000 mesures moyennées sur une seconde et décrivent donc les propriétés des nuages avec une résolution de l'ordre d'une centaine de mètres. Néanmoins, elles caractérisent l'ensemble des vols dans leur continuité et alternent donc différentes zones non nuageuses (ciel clair) et nuageuses représentatives de certains champs nuageux caractéristiques (champs de stratocumulus marins, cirrus....).

Le jeu de données est qualifié de jeu de données brutes. Les indicatrices de diffusion mesurées par le « Néphélomètre Polaire » peuvent faire l'objet de corrections ultérieures (offset électroniques, voies de mesure défectueuse) et la présence d'évènements non nuageux doit être détectée.

Il conviendra donc d'analyser ces données de façon optimale afin d'en extraire des mesures représentatives caractérisant trois groupes de nuages définis selon leur phase (phase liquide, phase mixte et phase solide).

## CHAPITRE 3.

### II-3. Analyse statistique des mesures

Dans le chapitre précédent, une base de données constituée de 60000 mesures *in situ* des propriétés microphysiques et optiques des nuages a été établie. Elle regroupe une grande quantité d'épisodes nuageux de compositions microphysiques très différentes. Il convient maintenant d'exploiter l'ensemble de ces mesures pour en extraire des tendances représentatives de la microphysique générale caractérisant différents groupes de nuages définis par leur phase thermodynamique.

L'analyse statistique des données portera principalement sur les mesures de sections efficaces de diffusion volumique. Nous avons vu dans la première partie (I-3.) que ces mesures présentent l'avantage de caractériser à la fois les propriétés de diffusion des particules nuageuses et leurs propriétés microphysiques (composition et spectre dimensionnel), par l'intermédiaire d'une méthode d'inversion. De plus, ces données correspondent à un ensemble de particule et permettent donc de s'affranchir des erreurs provoquées par les principes d'échantillonnage des sondes PMS. Enfin, la mesure de l'indicatrice de diffusion permet de disposer d'une information multi-angulaire sur les particules nuageuses échantillonnées, plus riche qu'une mesure ponctuelle d'un seul paramètre.

Les 60000 sections efficaces de diffusion volumique mesurées par le « Néphélomètre Polaire » (i.e. base de données optiques) peuvent être considérées comme des fonctions de plusieurs variables angulaires caractéristiques des propriétés de diffusion des particules nuageuses. L'étude séparée de chacune de ces variables selon les techniques classiques de régression est une phase indispensable dans le processus de dépouillement des données mais reste insuffisante. En effet, ce type de technique laisse de côté les liaisons qui peuvent exister entre les variables et qui sont l'aspect le plus important pour classifier les différents types de nuages selon leur propriétés optiques. Il est donc nécessaire d'analyser ces données en tenant

compte de leur caractère multidimensionnel et l'analyse en composantes principales se révèle alors être particulièrement adaptée pour explorer leur structure.

### II-3.1. Méthode d'analyse en composantes principales (ACP)

L'application de la méthode d'analyse en composantes principales aux mesures de sections efficaces de diffusion volumique est présentée en détail dans la publication exposée dans le chapitre III-2.. Il est toutefois important de noter que, par abus de langage, la notion de section efficace de diffusion volumique a été assimilée à la fonction de phase dans la publication. En effet, ces deux quantités sont équivalentes à un facteur de normalisation près (section I-1.3.).

Dans cette section, nous nous limiterons donc à décrire le principe général de cette méthode statistique ainsi que les particularités de son application à des mesures de diffusion.

#### II-3.1.1. Présentation générale de la méthode ACP

- Principes fondamentaux

Le principe général de l'analyse en composantes principales est de résumer la structure variance-covariance d'un jeu de variables par un petit nombre de combinaisons linéaires de ces variables. En effet, lorsque  $p$  variables quantitatives  $X_1, X_2, \dots, X_p$  sont corrélées entre elles, l'information qu'elles véhiculent ensemble possède un certain degré de redondance. L'ACP procède à l'extraction linéaire de  $l$  nouvelles variables de la liste redondantes des  $p$  variables.

Les nouvelles variables ou composantes principales sont alors construites comme des combinaisons linéaires des variables originelles et réciproquement. Bien que  $p$  composantes soient nécessaires pour reproduire l'ensemble de la variabilité du système, une grande partie de cette variabilité peut être représentée par un petit nombre  $l$  de composantes principales non corrélées entre elles. Il y aura alors autant d'information dans  $l$  composantes principales que dans les  $p$  variables initiales.

La base de données originelle constituée de  $n$  mesures de  $p$  variables pourra alors être remplacée par  $n$  mesures de  $l$  composantes principales. En plus d'offrir la possibilité de réduire le jeu de données sans perdre de l'information sur la variabilité du système, l'ACP permet souvent de détecter des liaisons entre les variables qui n'étaient pas suspectées et facilite ainsi l'interprétation des données.

- Méthodologie : ACP sur la matrice de covariance

La mise en œuvre de cette méthode repose sur la décomposition spectrale de la matrice des covariances ( $p \times p$ ) des variables. La matrice de covariance est susceptible d'être analysée et décomposée au moyen d'une ACP si les corrélations entre les variables ne sont pas trop faibles au départ (sinon les facteurs obtenus seraient trop proches des variables originales). D'autre part, cette décomposition présuppose que les liaisons entre les variables soient à peu près linéaires. On peut s'en assurer en produisant les diagrammes de dispersion pour tous les couples de variables qui ne doivent pas manifester de courbure marquée.

Si ces conditions sont remplies, il est possible d'effectuer la décomposition spectrale de la matrice de covariance  $\Sigma$  de la base de données, associée au vecteur  $\mathbf{X}=[X_1, X_2, \dots, X_p]$  des variables suivant :

$$\Sigma = \mathbf{E}\mathbf{A}\mathbf{E}^T \quad (\text{II3.1.1})$$

Dans cette équation,  $\mathbf{E}$  est une matrice orthogonale de vecteurs colonne  $\mathbf{e}_i$ ,  $i=1, \dots, p$ , et  $\mathbf{A}$  désigne une matrice diagonale de scalaires  $\lambda_i$ . Si l'on exige que la diagonale de  $\mathbf{A}$  soit ordonnée par valeurs décroissantes (i.e.  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_p \geq 0$ ), la décomposition ci-dessus est alors unique au signe près des colonnes de  $\mathbf{E}$ .

Les vecteurs colonne  $\mathbf{e}_i$  et les scalaires  $\lambda_i$  peuvent alors être déterminés pour  $i=1, \dots, p$ , en résolvant l'équation aux valeurs propres suivante :

$$(\Sigma - \lambda_i \mathbf{I})\mathbf{e}_i = 0 \quad (\text{II3.1.2})$$

où  $\mathbf{I}$  désigne la matrice identité. Avec la condition supplémentaire que chaque vecteur  $\mathbf{e}_i$  soit de norme unité, la  $i^{\text{ème}}$  paire  $(\lambda_i, \mathbf{e}_i)$  représente alors le  $i^{\text{ème}}$  couple de valeur propre - vecteur propre de la matrice de covariance  $\Sigma$ . Les vecteurs propres  $\mathbf{e}_i$  peuvent être assimilés aux axes principaux de la matrice de covariance et permettent d'en déduire ses différentes composantes principales données par :

$$Y_i = \mathbf{e}_i^T \mathbf{X} = e_{i1}X_1 + e_{i2}X_2 + \dots + e_{ip}X_p, \quad i = 1, 2, \dots, p \quad (\text{II3.1.3})$$

$Y_i$  désigne alors la  $i^{\text{ème}}$  composante principale et possède les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Var}(Y_i) &= \mathbf{e}_i^T \Sigma \mathbf{e}_i = \lambda_i, & i = 1, 2, \dots, p \\ \text{Cov}(Y_i, Y_k) &= \mathbf{e}_i^T \Sigma \mathbf{e}_k = 0, & i \neq k \end{aligned} \quad (\text{II3.1.4})$$

Les composantes principales ne sont donc pas corrélées entre elles et leur variance est égale aux valeurs propres de la matrice de covariance. On peut alors en déduire facilement la

relation suivante reliant la variance totale du système originel à la variance du système dans le nouveau repère défini par les axes principaux :

$$\sum_{i=1}^p \text{Var}(X_i) = \text{tr}(\boldsymbol{\Sigma}) = \text{tr}(\boldsymbol{\Lambda}) = \sum_{i=1}^p \text{Var}(Y_i) \quad (\text{II3.1.5})$$

Consécutivement, la proportion de variance totale expliquée par la  $k^{\text{ème}}$  composante principale est évaluée par :  $\frac{\lambda_k}{\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_p}$ ,  $k=1,2,\dots,p$ . Si la plus grande partie de la variance du système de  $p$  variables peut être attribuée à quelques composantes alors ces composantes peuvent remplacer les  $p$  variables d'origine sans trop de perte d'information.

La qualité de la représentation des données dans l'espace réduit constitué de  $l$  composantes principales est alors évaluée par le rapport :

$$\left( \sum_{k=1}^p \lambda_k \right) / \left( \sum_{k=1}^l \lambda_k \right) \quad (\text{II3.1.6})$$

Ce rapport est, en fait, équivalent au coefficient de détermination dans le cas d'une analyse classique de régression. Le coefficient de corrélation,  $\rho_{Y_i, X_k}$ , entre la composante  $Y_i$  et la variable  $X_k$  peut alors être déterminé à partir de la composante,  $e_{ik}$ , des vecteurs propres par :

$$\rho_{Y_i, X_k} = \frac{e_{ik} \sqrt{\lambda_i}}{\sqrt{\text{Var}(X_k)}}, \quad i, k = 1, 2, \dots, p \quad (\text{II3.1.7})$$

Bien que ce coefficient de corrélation entre variable et composante principale puisse contribuer à l'interprétation des composantes principales, il ne renseigne pas sur l'importance d'une variable donnée par rapport à une composante principale en présence des autres variables. C'est pour cela, qu'on utilisera plutôt dans la pratique, seulement les coefficients  $e_{ik}$  dont la magnitude mesure l'importance de la  $k^{\text{ème}}$  variable par rapport à la  $i^{\text{ème}}$  composante principale.

- Coefficients d'expansion : reconstruction d'une mesure particulière

Nous venons de voir qu'algébriquement les composantes principales étaient des combinaisons particulières des  $p$  variables  $X_1, X_2, \dots, X_p$ . Géométriquement, ces combinaisons linéaires correspondent à un nouveau système de coordonnées obtenu par rotation du système originel défini par les axes de coordonnées  $X_1, X_2, \dots, X_p$ . Les nouveaux axes représentent alors les directions de variabilités maximales et décrivent de façon plus simple la structure de covariance des données. Dans la pratique, les mesures, sous forme de  $j$  vecteurs colonnes :

$f_j(\mathbf{X})$ ,  $j = 1, 2, \dots, n$ , sont « recentrées » en ôtant leur moyenne,  $\langle f(\mathbf{X}) \rangle$ . La position d'une mesure particulière de la base de données originale sur le  $i^{\text{ème}}$  axe principal du nouveau système de coordonnées peut alors être déterminée par l'intermédiaire de la combinaison linéaire suivante :

$$C_{j,i} = (f_{j,1} - \langle f_1 \rangle) e_{i1} + \dots + (f_{j,p} - \langle f_p \rangle) e_{ip} = [\mathbf{f}_j(\mathbf{X}) - \langle \mathbf{f}(\mathbf{X}) \rangle]^T \mathbf{e}_i, \quad i = 1, \dots, p \quad (\text{II3.1.8})$$

Les scalaires  $C_{j,i}$  sont appelés coefficients d'expansion des mesures  $f_j(\mathbf{X})$  et généralement il suffit de les calculer pour seulement un petit nombre  $l$  de composantes principales afin de restituer la majeure partie de l'information contenue dans les mesures originelles.

Par extension, et en choisissant un espace réduit aux  $l$  premières composantes principales, il sera toujours possible de reconstruire une mesure particulière,  $f_j(\mathbf{X})$ , avec une qualité définie par l'équation (II3.1.6), à partir des coefficients d'expansion  $C_{j,i}$  :

$$\mathbf{f}_j(\mathbf{X}) \approx \langle \mathbf{f}(\mathbf{X}) \rangle + \sum_{i=1}^l C_{j,i} \mathbf{e}_i(\mathbf{X}), \quad j = 1, \dots, n \quad (\text{II3.1.9})$$

### II-3.1.2. Application de l'ACP aux mesures de diffusion

Le principe général de la méthode d'analyse en composantes principales exposé dans la section précédente est appliqué au jeu de données de 60000 sections efficaces volumique de diffusion. Quelques modifications sont néanmoins appliquées afin de rendre l'interprétation des mesures plus performante.

- ACP sur la matrice des corrélations moyennes

L'analyse en composante principale peut être effectuée indifféremment à partir du calcul de la matrice de covariance ou de corrélation de l'ensemble des mesures. Différents tests ont été effectués et l'utilisation de la matrice de corrélation a montré des résultats plus probants.

Dans le système étudié, les variables (les angles de diffusion) peuvent présenter de grandes variances. C'est le cas, en particulier, des angles de diffusion avant qui possèdent une grande variabilité de magnitude par rapport aux angles de diffusion latérale (l'énergie diffusée vers l'avant étant notamment bien plus importante que celle diffusée latéralement). L'utilisation de la matrice de covariance n'est donc pas recommandée pour ce type de

données puisqu'elle conduirait à ce que seulement quelques angles de diffusion avant dominant les premières composantes principales.

L'implémentation d'une ACP sur la matrice de corrélation permet de s'affranchir de telles différences de magnitudes entre les variables puisqu'elle est strictement équivalente à une analyse basée sur la matrice de covariance de données centrées réduites (de variance égale à 1 et de moyenne nulle). Les couples de valeurs propres-vecteurs propres sont donc différents de ceux obtenus à partir de la matrice de covariance sur des données non centrées réduites. La variance expliquée par les  $p$  composantes principales de la matrice de corrélation est alors donnée par :

$$\sum_{i=1}^p Var(Y_i) = p \quad (\text{II3.1.10})$$

Par conséquent, la proportion de variance totale expliquée par la  $k^{\text{ème}}$  composante principale est estimée par le rapport  $\frac{\lambda_k}{p}$ ,  $k = 1, 2, \dots, p$  où  $\lambda_k$  sont les valeurs propres de la matrice de corrélation.

- Matrice de corrélation sur les logarithmes des indicatrices de diffusion

La substitution de la matrice de covariance par la matrice de corrélation ne résout pas tous les problèmes. Il s'est avéré nécessaire d'utiliser le logarithme des valeurs de sections efficaces de diffusion volumique, puis de calculer la matrice de corrélation de ces nouvelles valeurs afin d'homogénéiser la base de données optiques et de rendre comparable la magnitude de toutes ses variables (angles de diffusion).

En effet, les mesures dont nous disposons regroupent des zones de ciel clair mais aussi des zones de faibles et de fortes concentrations de particules nuageuses. Les indicatrices de diffusion n'étant pas normalisées afin de pouvoir notamment extraire les offsets « électroniques » et les zones de ciel clair ; elles s'étendent sur une grande gamme de magnitude. Le passage dans une base logarithmique permet de réduire partiellement les différences de magnitude entre les mesures (équivalent à une « normalisation » des mesures), et a donc pour effet de rendre la base de données plus homogène et plus facilement exploitable.

- Méthodologie

Nous suivrons donc la méthodologie établie dans la section **II-3.1.1.**, en calculant la matrice de corrélation moyenne des logarithmes des sections efficaces de diffusion volumique. Le jeu de données optiques sera composé de 60000 fonctions de 34 variables (angles de diffusion). Les éléments de la matrice de corrélation ( $34 \times 34$ ),  $W$ , de l'ensemble des données seront alors définis par :

$$W_{ik} = \frac{\sum_{j=1}^n [\log \sigma_j(\theta_i) - \langle \log \sigma(\theta_i) \rangle][\log \sigma_j(\theta_k) - \langle \log \sigma(\theta_k) \rangle]}{n \sqrt{\text{Var}(\log \sigma(\theta_i)) \text{Var}(\log \sigma(\theta_k))}}, \quad i, k = 1, 2, \dots, 34 \quad (\text{II3.1.11})$$

$\sigma(\theta)$  désigne ici l'ensemble des  $n=60000$  vecteurs colonnes de mesures de sections efficaces de diffusion volumique et  $\theta$  le vecteur des 34 variables angulaires.

Les mesures seront ensuite développées sur les vecteurs propres de la matrice de corrélation suivant la relation (II3.1.9). Les coefficients d'expansions,  $C_{j,l}$  donneront alors les coordonnées des mesures dans la nouvelle base construite à partir des  $l$  premières composantes principales reproduisant la quasi-totalité de la variabilité du système originel.

### **II-3.2. Application de l'ACP à la base de données optiques : interprétation qualitative des mesures**

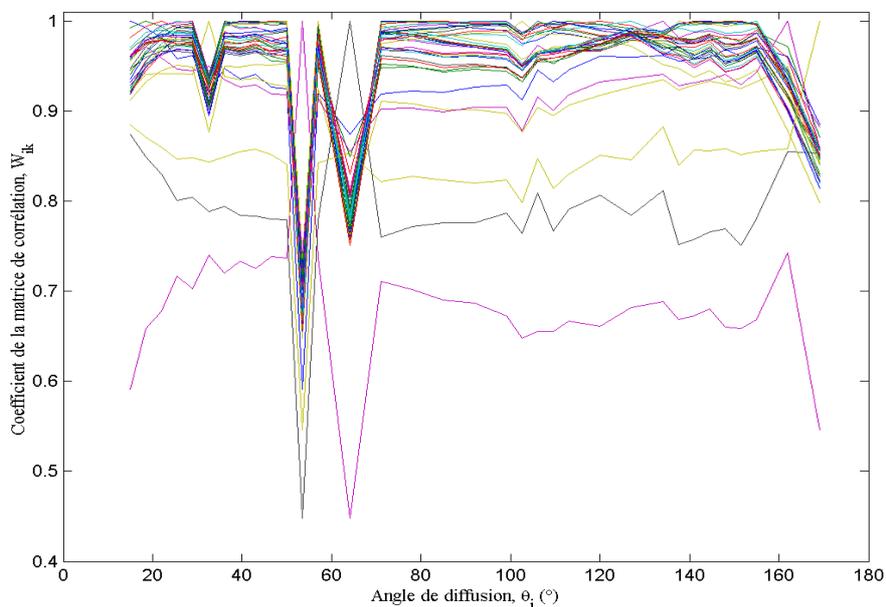
Les bases de l'analyse statistique en composantes principales ayant été posées, nous allons les appliquer à notre jeu de données optiques. Dans un premier temps, cette méthode sera uniquement utilisée comme pré-traitement des mesures afin de projeter la base de données dans l'espace des composantes principales (diagrammes des coefficients d'expansions). L'interprétation des composantes principales s'effectuera de façon qualitative afin de détecter les problèmes instrumentaux liés au « Néphélomètre Polaire » (offsets et voies en état de dysfonctionnement) et de localiser les zones de ciel clair. L'exploitation des mesures de diffusion en ciel nuageux fera l'objet du chapitre **III-1.**

#### *II-3.2.1. Détection des voies de mesures défectueuses*

Nous avons vu que l'utilisation de données peu fiables ou pas assez corrélées lors d'une analyse en composante principale devenait problématique puisque elle risquait de mettre de côté des liaisons entre certaines variables rendant ainsi ce type d'analyse inexploitable. Une première ACP peut permettre de détecter les éventuelles perturbations des

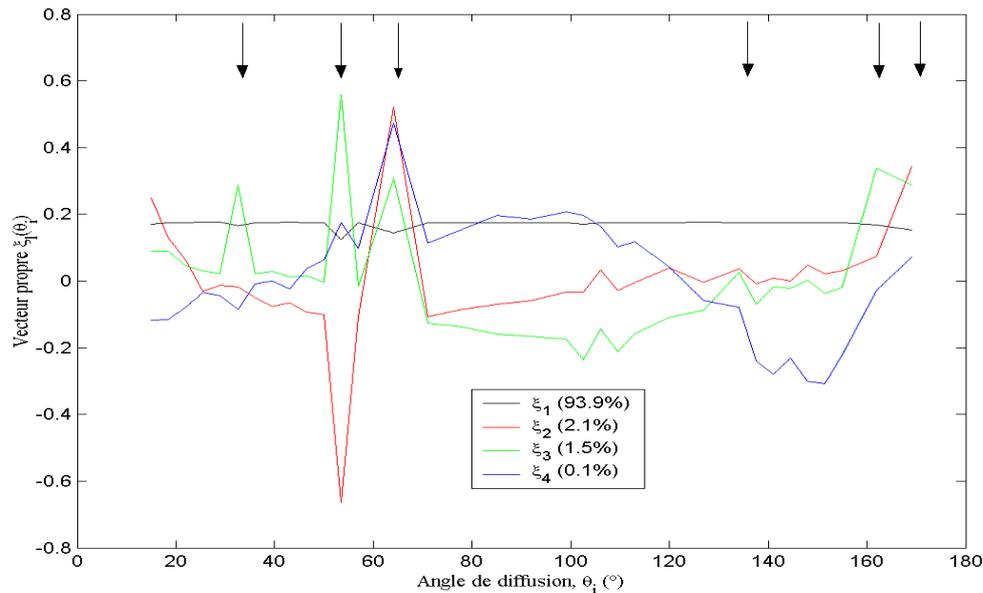
données au niveau de certains angles de mesure de façon très rapide, sans avoir à analyser les mesures au cas par cas.

La matrice de corrélation de l'ensemble des données est donc calculée afin de déterminer les liaisons existant entre les différentes voies de mesures (i.e. angles de mesure). La figure II-3.1 présente les valeurs des éléments de la matrice de corrélation pour les différents angles de mesure. Chaque courbe horizontale se rapporte au coefficient de corrélation entre un angle donné,  $\theta_i$ , et les autres angles  $\theta_k$  ( $i, k = 1, 2, \dots, 34$ ). On peut constater que les corrélations entre les variables angulaires sont fortes (coefficient de l'ordre de 0.95), à l'exception des angles correspondant à  $53.5^\circ$  et  $64^\circ$  qui semblent nettement décorrélés (pics de décorrélation) et des angles de  $162^\circ$ ,  $169^\circ$  et  $32.5^\circ$  qui présentent des coefficients de corrélation plus faibles que l'ensemble des autres angles.



**Figure II-3.1.** Matrice de corrélation des 60000 mesures de sections efficaces de diffusion volumique en fonction des 34 angles de diffusion. Mise en évidence des voies de mesures défectueuses.

Ces différences de comportement angulaire peuvent être identifiées de façon plus claire à partir de l'examen des vecteurs propres de la matrice de corrélation (Fig. II-3.2.). Sur cette figure, sont représentés les quatre premiers vecteurs propres,  $\xi_l$  ( $l=1, \dots, 4$ ) responsables de la plus grande partie de la variabilité du système. Ils résument près de 98% de la variabilité totale des mesures.



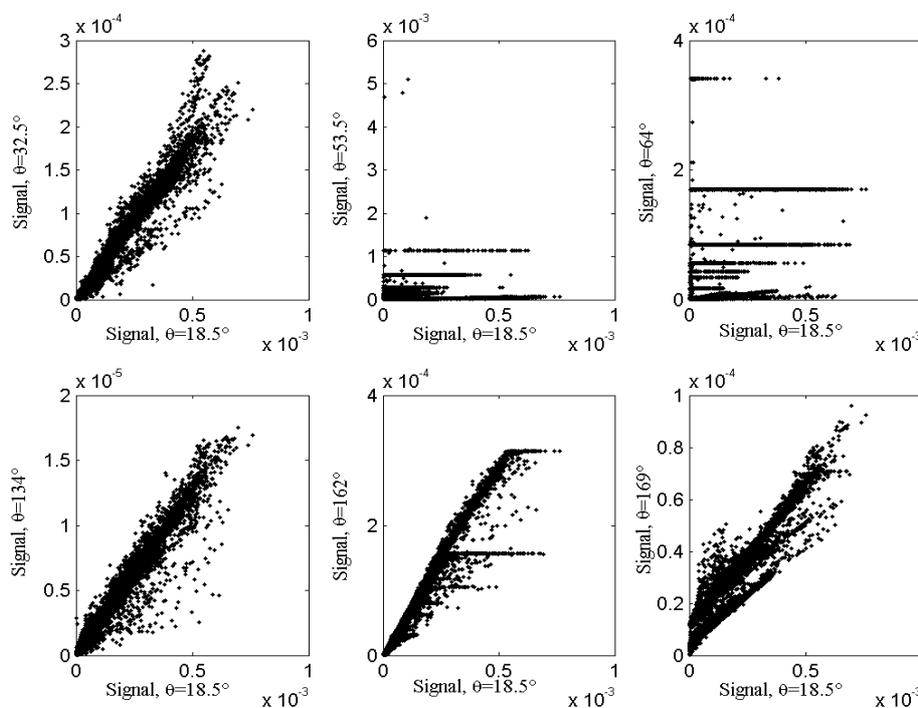
**Figure II-3.2.** Représentation des quatre premiers vecteurs propres de la matrice de corrélation en fonction des 34 angles de diffusion. La contribution des vecteurs propres à la variabilité totale des données est indiquée entre parenthèse et les flèches noires localisent les voies en état de dysfonctionnement.

Dans cette représentation, les discontinuités (pics) sont révélatrices d'un comportement particulier (décorrélation) du signal à un angle précis. Il est donc possible d'écarter les angles présentant de telles tendances si celles-ci n'ont aucune raison physique particulière d'être, et si l'ensemble des quatre premiers vecteurs propres présentent également des discontinuités à ces angles précis (repérés par des flèches sur la figure II-3.2.).

Cette analyse est en parfait accord avec l'étude de la matrice de corrélation puisqu'elle permet de déceler les comportements particuliers des voies de mesure associées à des angles de diffusion de  $32.5^\circ$ ,  $53.5^\circ$ ,  $64^\circ$ ,  $162^\circ$  et  $169^\circ$ . Certains vecteurs propres présentent également des discontinuités sans raison physique particulière pour l'angle de diffusion  $\theta=134^\circ$ . Cet angle de diffusion a donc également été écarté. D'autre part, nous verrons qu'au niveau de cette voie de mesure, le signal est trop faible (proche du bruit instrumental) pour un grand nombre de valeurs, ce qui est significatif de son dysfonctionnement.

La voie de mesure associée à l'angle de diffusion avant de  $15^\circ$  semble également présenter un comportement particulier et pourrait donc être considérée comme défectueuse mais ceci peut très bien être le résultat d'une cause physique et, en l'occurrence, il s'agit probablement d'une information importante reflétant les effets de diffraction (cf. chapitre I-2.). La voie correspondant à un angle de diffusion de  $106^\circ$  pourrait, elle aussi, être écartée mais si l'on effectue une analyse en composantes principales en enlevant cet angle ou sans le retirer, les résultats finaux restent similaires.

Les conclusions précédentes sont appuyées par les résultats exposés sur la figure II-3.3. Sur cette figure, les signaux mesurés par les voies écartées lors de l'analyse précédente sont représentés en fonction du signal enregistré par une voie test en parfait état de fonctionnement (voie associée à un angle de diffusion de  $18.5^\circ$ ). Le dysfonctionnement des voies associées à  $\theta=53.5^\circ$  et  $64^\circ$  apparaît clairement dans ce type de représentation, les variations du signal de la voie test n'entraînant aucune variation sur les voies défectueuses. Les signaux mesurés à des angles de  $32.5^\circ$ ,  $162^\circ$  et  $169^\circ$  présentent des corrélations relativement faibles avec le signal de la voie test bien que cette tendance soit plus marquée dans la représentation des vecteurs propres. Enfin, la forte concentration de valeurs de très faibles intensités pour les mesures réalisées à  $134^\circ$  rend l'exploitation de l'information à cet angle particulièrement délicate.



**Figure II-3.3.** Variations de l'énergie diffusée mesurée par le « Néphélomètre Polaire » pour les voies supposées défectueuses en fonction du signal mesuré pour une voie test en parfait état de fonctionnement.

L'étude de la sensibilité des différentes voies de mesure du « Néphélomètre Polaire » par la méthode d'analyse en composantes principales nous a donc permis d'isoler certaines voies qui semblent être en état de dysfonctionnement. Néanmoins, l'analyse des discontinuités des vecteurs propres doit être effectuée en prenant en considération les éventuelles manifestations physiques qui pourraient, elles aussi être responsables de faibles discontinuités. Six angles de diffusion ont finalement été écartés ( $32.5^\circ$ ,  $53.5^\circ$ ,  $64^\circ$ ,  $134^\circ$ ,

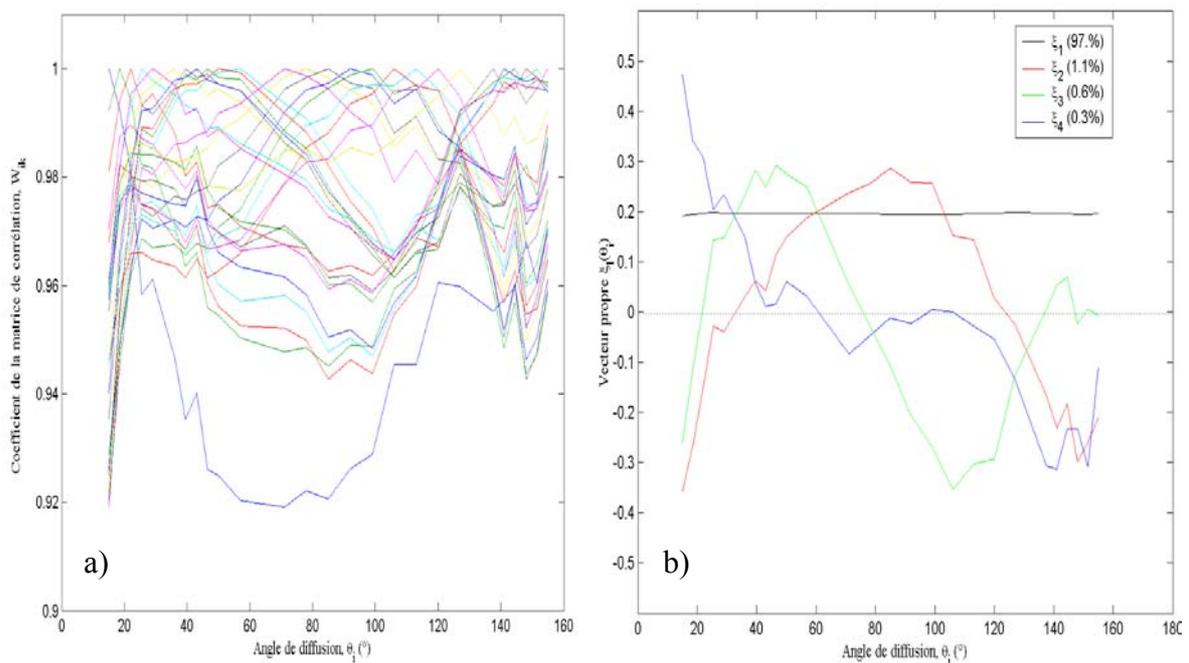
162°, 169°) de la base de données. Ce dépouillement des données est une première étape nécessaire à l'analyse correcte de l'ensemble des mesures de diffusion mais réduit maintenant le jeu de données à 60000 sections efficaces de diffusion volumique documentées sur 28 angles de diffusion compris entre 15° et 155°.

### II-3.2.2. Interprétation physique des composantes principales

L'implémentation d'une première analyse en composantes principales nous a permis de déceler un certain nombre de voies défectueuses susceptibles de biaiser l'interprétation des mesures dans l'espace des composantes principales. Une nouvelle ACP doit donc être appliquée sur la base de données optiques après avoir retiré du jeu de mesures, les angles de diffusion associés aux voies défectueuses.

- Implémentation d'une nouvelle ACP

La méthodologie suivie est identique à celle présentée dans la section II-3.1.. Les résultats de cette nouvelle analyse en composantes principales sont reportés sur la figure II-3.4.



**Figure II-3.4.** Matrice de corrélation (a) et vecteurs propres (b) des 60000 mesures de sections efficaces de diffusion volumique en fonction des 28 angles de diffusion définis comme valide. Les valeurs propres normalisées sont indiquées entre parenthèses et définissent la contribution des vecteurs propres à la représentation de la variance totale du système.

L'examen de figure II-3.4a révèle que les variables de la nouvelle base de données sont très corrélées et ne présentent aucun pic de décorrélation important. Les mesures de sections efficaces de diffusion volumique sont donc suffisamment robustes et adéquates pour qu'une interprétation physique des composantes principales puisse être réalisée.

Deux comportements distincts sont nettement observables sur cette figure. Les angles de diffusion latérale sont fortement corrélés entre eux avec des valeurs comprises entre 1 et 0.985 alors que les corrélations entre ces mêmes angles et les angles de diffusion avant et arrière sont plus faibles (de 0.94 à 0.97). Or, nous avons vu dans le chapitre I-2., que les différences d'intensité de l'énergie diffusée latéralement par rapport à l'énergie diffusée vers l'avant ou vers l'arrière était une signature de la forme de certaines particules nuageuses (cristaux de glace et gouttelettes d'eau). Les mesures apparaissent donc être suffisamment riches en information pour être classées selon la phase du nuage. Il convient toutefois de noter que ce raisonnement n'est en aucun cas suffisant et qu'une analyse du contenu en information des mesures est nécessaire pour confirmer ces constatations. Cette analyse précise sera effectuée dans le chapitre III-1..

- Description physique des vecteurs propres

L'étude des quatre premiers vecteurs propres de la matrice de corrélation, tracés sur la figure II-3.4b, apporte des renseignements supplémentaires sur les différentes composantes responsables de la variabilité totale du système. Nous pouvons nous limiter à considérer uniquement les quatre premiers vecteurs propres pour analyser les mesures, puisqu'ils décrivent 99% de la variabilité des sections efficaces de diffusion volumique.

L'interprétation physique des vecteurs propres ainsi que leur description détaillée seront fournies dans le chapitre III-1.. Nous abordons, néanmoins, les principales propriétés nécessaires à la compréhension de cette section.

Le premier vecteur propre  $\zeta_1$  (courbe noire), reste quasiment constant quel que soit l'angle de diffusion considéré. Il n'a donc que pour effet de modifier la magnitude globale des sections efficaces de diffusion volumique  $\sigma$ . L'équation (II.2.18) montre que la fonction de phase  $P_{11}(\theta)$  est liée à  $\sigma(\theta)$  par le coefficient de diffusion  $\sigma_{sc}$ , déterminé par la concentration et la taille des particules pour une longueur d'onde fixée (Eq. II.2.12). Etant donné que  $\sigma(\theta)$  reste invariante en fonction l'angle de diffusion  $\theta$ , les variations de magnitudes de la section efficace de diffusion volumique ne peuvent pas se justifier par un changement de taille des particules. En effet, une variation de la taille des particules ne modifierait pas linéairement la fonction de phase  $P_{11}(\theta)$  par rapport à ses angles de diffusion. La fonction de phase,

normalisée par définition, n'étant donc pas affectée par  $\xi_1$ , le seul paramètre pouvant expliquer les variations linéaires de  $\sigma$  devient la concentration. 97% de la variabilité des sections efficaces de diffusion volumique peut donc être attribuée aux changements de concentration des particules nuageuses.

Bien que les trois autres vecteurs propres ne représentent que 2% de la variance totale du système, ils fournissent une information très intéressante sur la composition des particules nuageuses. En effet, la contribution d'un vecteur propre à l'explication des variations de la mesure sur un domaine angulaire précis peut être évaluée par la valeur absolue du vecteur propre sur cette gamme d'angle par rapport à sa valeur sur d'autres angles. Consécutivement, les vecteurs propres normalisés étant uniques au signe près, plus un vecteur propre présente des valeurs proches de zéro (ligne en pointillés), moins il contient d'information sur la gamme d'angles où il prend ces faibles valeurs. Un vecteur propre sera donc d'autant plus adapté pour détecter les propriétés microphysiques responsables d'une forte diffusion dans une gamme d'angle précise, que sa valeur absolue est importante au niveau de ces angles.

Le troisième vecteur propre (courbe verte),  $\xi_3$ , présente ce type de comportement. Il change de signe à  $21^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $131^\circ$  et dispose de valeurs importantes autour du centre des intervalles angulaires  $[21^\circ-75^\circ]$  et  $[75^\circ-137^\circ]$ . Ces domaines angulaires sont particulièrement intéressants pour différencier la phase des particules nuageuses. En effet, nous avons vu dans la section I-2.3., que la diffusion latérale ( $[75^\circ-137^\circ]$ ) était très sensible à la forme et la structure des particules et que, comparativement aux cristaux de glace, les gouttelettes d'eau diffusaient généralement plus de lumière dans l'intervalle angulaire  $[21^\circ-75^\circ]$ . Ces conclusions sont en partie corroborées par les précédents travaux de *Yang et Liou* [1996] et *Doutriaux-Boucher et al.* [2000].

Le deuxième vecteur propre (courbe rouge) apporte lui aussi une information sur la zone de diffusion latérale mais son intérêt reste moindre dans l'application particulière que nous envisageons.

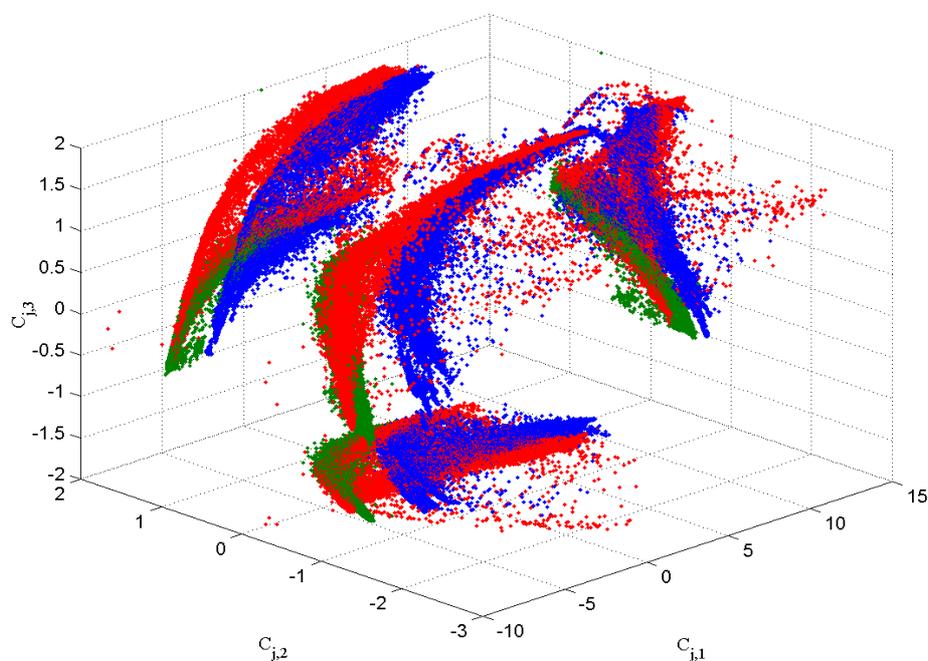
- Représentation des indicatrices de diffusion dans l'espace des composantes principales

L'analyse des vecteurs propres montre qu'il est donc possible de réduire le jeu de mesures optiques constitué de 60000 sections efficaces de diffusion volumique documentées sur 28 angles en un jeu de 60000 données sur 4 composantes principales sans réelle perte d'information. L'ensemble des mesures peut donc être représenté dans l'espace défini par les quatre premières composantes principales. Dans ce repère, les coordonnées de chaque indicatrice de diffusion  $\sigma_j(\theta)$ , est alors représentée par les coefficients d'expansion  $C_{j,l}$

( $j=1,2,\dots,60000$  et  $l=1,\dots,4$ ) définis suivant l'équation (II-3.1.8). Dans cette équation, le vecteur  $f_j(\mathbf{X})$  doit alors être remplacé par  $\log[\sigma_j(\boldsymbol{\theta})]$  pour être en accord avec les hypothèses émises lors de l'application de l'ACP à des mesures de sections efficace de diffusion volumique.

La représentation de la base de données optiques dans l'espace défini par les trois premières composantes principales est exposée sur la figure II.3.5. Sur ce graphique, sont également reportées les projections des mesures sur chacun des trois premiers couples de composantes principales. Chaque point du diagramme est alors associé à une mesure de section efficace de diffusion volumique documentée sur 28 angles de diffusion. En chaque point de coordonnées particulières correspond donc des propriétés optiques et microphysiques différentes.

Dans un premier temps, nous avons choisi d'identifier les mesures de diffusion se référant aux trois campagnes d'observations (cf. légende de Fig. II-3.5). Les variabilités des propriétés de diffusion entre les différentes campagnes sont très marquées dans le repère défini par la première et la troisième composante principale. Cette tendance se confirme notamment pour de faibles valeurs de  $C_{j,1}$  et de  $C_{j,3}$  ( $C_{j,1} < -1$  et  $C_{j,3} < 0$ ). L'étude de cette zone correspondant aux faibles magnitudes des sections efficaces de diffusion volumique fera l'objet de la section suivante (II-3.2.3.).

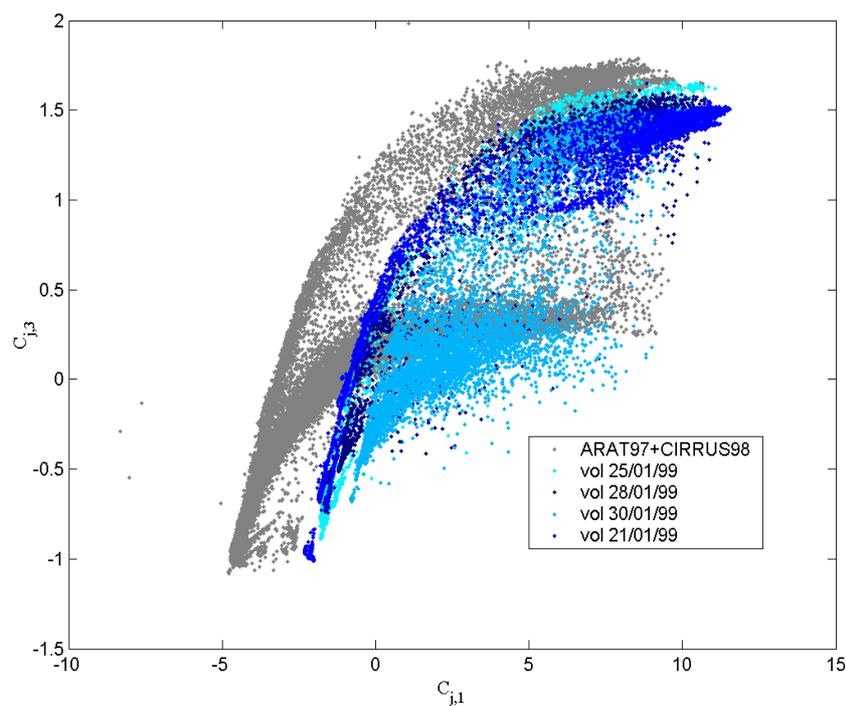


**Figure II-3.5.** Diagramme des coefficients d'expansion correspondant aux trois premières composantes principales. Les projections du nuage de points sur chacun des trois plans sont également spécifiées. Les points sont différenciés par couleurs (bleu, rouge et vert) représentant chacune des trois campagnes de mesures (JACCS'99, ARAT'97 et CIRRUS'98).

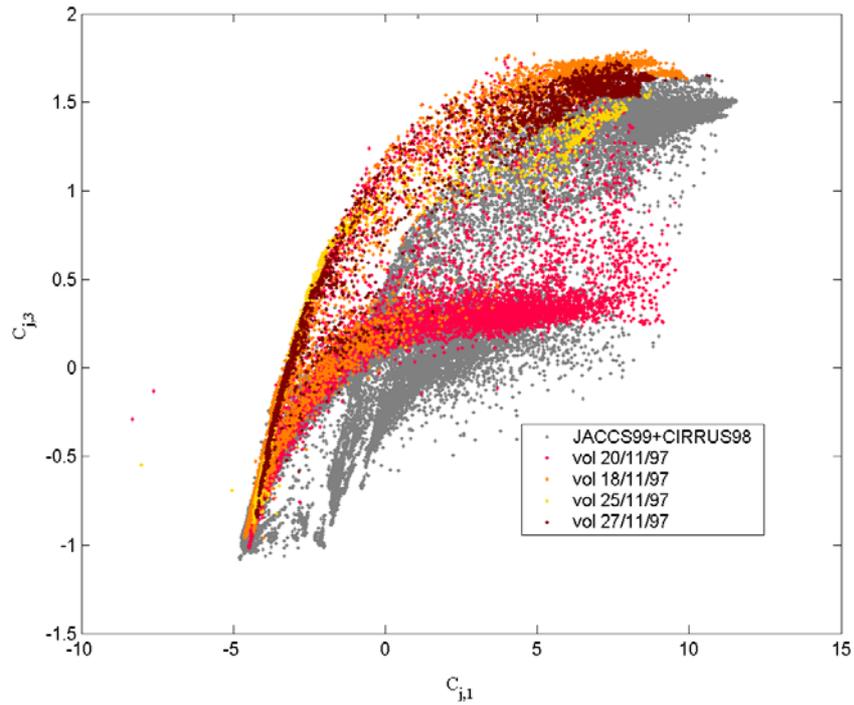
Nous choisissons donc maintenant de représenter chacun des vols au sein d'une même campagne de mesures en fonction de leur premier et troisième coefficients d'expansion.

Les figures II.3.6-7-8, décrivent la position de chaque vol d'une campagne donnée sur le diagramme des  $C_{j,3}$  en fonction des  $C_{j,1}$ . On observe que les propriétés de diffusion des nuages sont également très variables au sein d'une même campagne ou d'un même vol.

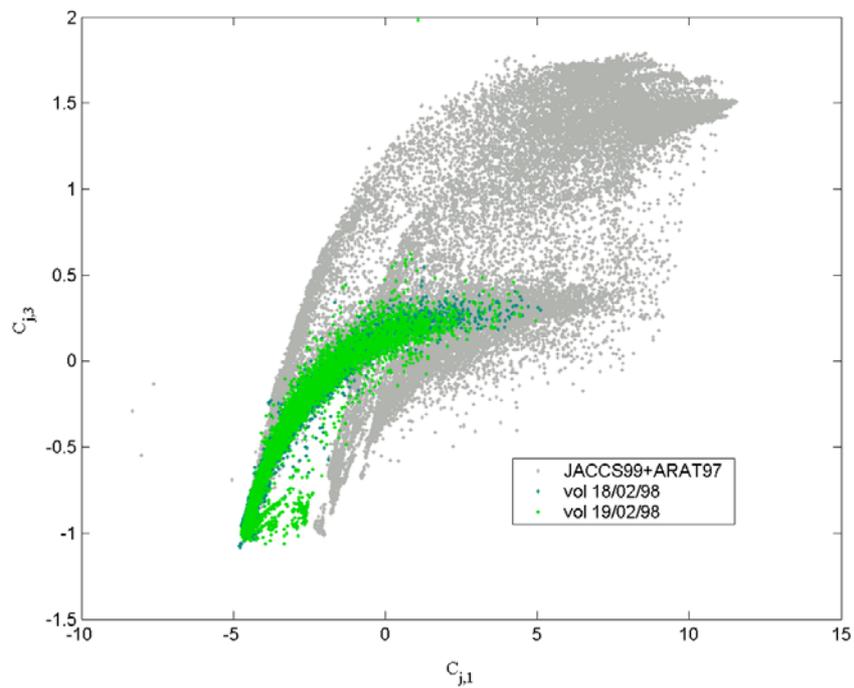
Nous allons tout d'abord nous intéresser aux régions où le premier coefficient d'expansion présente de fortes valeurs ( $C_{j,1} > -1$ ). Dans ces zones précises, les sections efficaces de diffusion volumique ont une magnitude globalement proche ou plus grande que l'indicatrice de diffusion moyenne de l'ensemble des mesures (le coefficient  $C_{j,1}$  relatif à l'indicatrice moyenne étant nul en vertu de l'équation (II.3.1.8)). Le signal mesuré est alors important et une analyse qualitative des tendances observées sur les diagrammes devient possible.



**Figure II-3.6.** Diagramme des coefficients d'expansion  $C_{j,3}$  en fonction de  $C_{j,1}$ . Les classes en niveau de bleu symbolisent les différents vols issus de la campagne JACCS'99.



**Figure II-3.7.** Diagramme des coefficients d'expansion  $C_{j,3}$  en fonction de  $C_{j,1}$ . Les classes en niveau de rouge symbolisent les différents vols issus de la campagne ARAT'97.



**Figure II-3.8.** Diagramme des coefficients d'expansion  $C_{j,3}$  en fonction de  $C_{j,1}$ . Les classes en niveau de vert symbolisent les différents vols issus de la campagne CIRRUS'98.

- Analyse qualitative des diagrammes : cas de fortes concentrations de particules

L'exploitation couplée des figures II-3.6-7-8 et des paramètres microphysiques exposés dans le tableau II.2.1 permet intuitivement de localiser les régions du diagramme susceptibles de caractériser des nuages en phase liquide, en phase mixte ou en phase glace. A titre d'exemple, le vol du 21/01/99 (JACCS'99), très majoritairement composé de gouttelettes d'eau, se situe au niveau des grandes valeurs de  $C_{j,3}$  et de  $C_{j,1}$ , contrairement aux nuages de type cirrus (vol 18/02/98, par exemple) qui présentent de plus faibles valeurs de  $C_{j,3}$  et de  $C_{j,1}$ . Comparativement aux autres types de nuages, les nuages en phase mixte semblent être associés à des valeurs de  $C_{j,3}$  intermédiaires (portions du vol du 20/11/97 et du 30/01/99).

Nous allons maintenant montrer que ces constatations concordent avec l'interprétation physique de la première et de la troisième composante principale.

Les nuages considérés dans cette analyse sont caractérisés par une forte concentration de particules. Ils présentent donc une indicatrice de diffusion d'intensité globalement plus importante que l'indicatrice moyenne de l'ensemble des données regroupant épisodes nuageux et non nuageux (ciel clair). Ces nuages ont donc des coefficients  $C_{j,1}$  supérieurs ou proches de zéro mais d'autant plus grands que leur concentration en particule est importante (les nuages en phase liquide sont donc majoritairement positionnés dans les zones où les  $C_{j,1}$  présentent de fortes valeurs).

Lorsque les variations de  $C_{j,3}$  sont étudiées, on peut considérer que l'indicatrice de diffusion moyenne est symbolisée par la courbe en pointillés de la figure II-3.4b. Nous avons vu, que les nuages en phase liquide présentent une diffusion plus importante dans la gamme angulaire  $[21^\circ-75^\circ]$  et plus faible pour l'intervalle  $[75^\circ-137^\circ]$  que les nuages constitués de cristaux de glace et donc *a fortiori* que l'indicatrice moyenne des mesures. La troisième composante principale symbolise justement ce type de comportement. Le coefficient  $C_{j,3}$  est donc d'autant plus grand que ce phénomène est marqué. En d'autres termes, plus un nuage est majoritairement composé de gouttelettes d'eau, plus  $C_{j,3}$  présente de grandes valeurs, et inversement. On s'attend donc à ce que les nuages en phase liquide soient associées à de fortes valeurs de  $C_{j,1}$  et de  $C_{j,3}$  et que les nuages en phase solide correspondent à des valeurs de  $C_{j,1}$  et de  $C_{j,3}$  plus faibles.

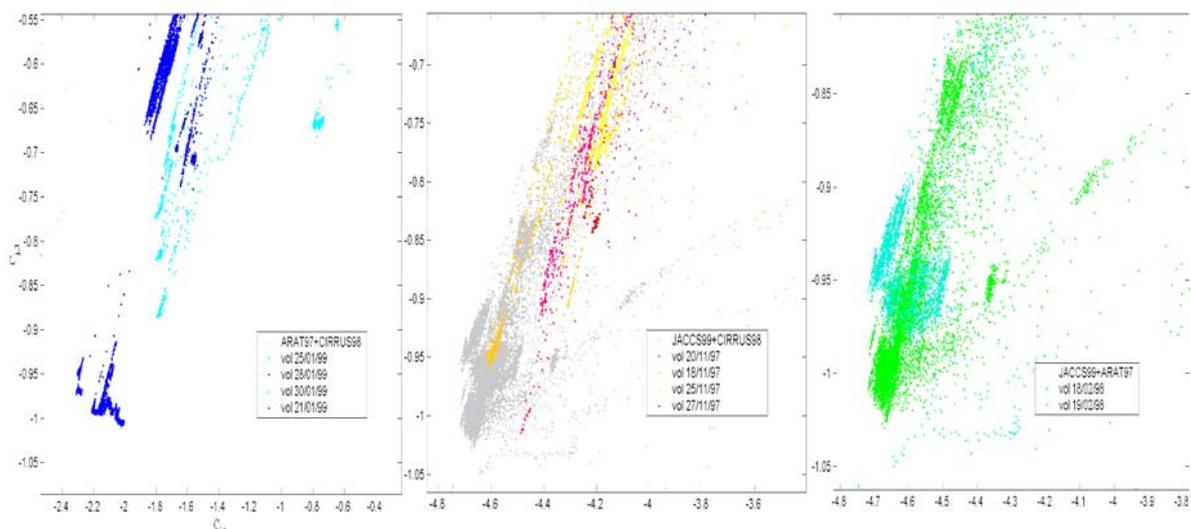
Cette approche, bien que fondée sur des considérations physiques, reste toutefois qualitative. Le développement d'une classification applicable à l'ensemble des données doit considérer les propriétés des quatre premières composantes principales afin de ne laisser de

côté aucune liaisons possibles entre les variables. Néanmoins, l'interprétation de ces figures nous a permis de proposer une classification qualitative des nuages qui pourra servir de référence pour l'implémentation d'une classification plus robuste basée sur les réseaux de neurones (cf. chapitre III.1.).

- Problème de représentativité des mesures : nécessité de prendre en compte les effets d'offsets

Les figures II.3.6-7-8 mettent en évidence un décalage général entre les mesures provenant de campagnes et de vols différents, sur la première composante principale. Ces différences de magnitude sont particulièrement marquées pour de faibles valeurs de  $C_{j,1}$  ( $C_{j,1} < -1$ ). D'autre part, la variabilité de ces faibles valeurs est particulièrement marquée dans les zones correspondant à des zooms des diagrammes précédents lorsque  $C_{j,1} < -1$  (Fig. II.3.9.). Ces régions correspondent *a priori* à des zones où le rapport signal/bruit est faible.

Il est donc probable que les « sections efficaces de diffusion volumique » associées à un bruit instrumental ou du moins très perturbées par ce dernier soient localisées à ces endroits précis. Or, les différences de magnitudes observées entre les vols, si elles n'ont aucune signification physique, peuvent directement affecter les indicatrices de diffusion extraites de la base de données. Par conséquent, les indicatrices risquent de ne pas être directement comparables si un biais significatif est appliqué sur chacune d'entre elles.



**Figure II-3.9.** Diagramme des coefficients d'expansion  $C_{j,3}$  en fonction de  $C_{j,1}$  pour de faibles concentrations de particules ( $C_{j,1} < -1$ ). Ces diagrammes correspondent, de gauche à droite, respectivement à des zooms des figures II-3.6, II-3.7 et II-3.8 lorsque  $C_{j,1}$  présente de « petites » valeurs.

Ce phénomène de décalage est sans doute provoqué par la présence d'un bruit instrumental (offset électronique) qu'il convient d'analyser puis, d'extraire de la base de données. Néanmoins, ces offsets n'interviennent quasiment pas lorsque le rapport signal/bruit est grand ( $C_{j,l} > -1$ ). L'interprétation des tendances observées sur les diagrammes pour de grandes valeurs de  $C_{j,l}$  reste donc valable. En revanche, la comparaison directe des magnitudes des indicatrices de diffusion moyennes associées à ces tendances reste impossible.

### II-3.2.3. Etude du bruit instrumental (offsets électroniques) et atmosphérique (ciel clair)

Nous venons de montrer que la détermination du bruit instrumental est une phase indispensable pour traiter correctement les mesures du « Néphélomètre Polaire ». Les données doivent en effet être « recalibrées » afin d'obtenir des sections efficaces de diffusion volumique réalistes et directement comparables entre elles. Il est donc essentiel d'extraire de la base de données des « indicatrices de diffusion » associées aux offsets électroniques de la sonde. Ces offsets doivent néanmoins être représentatifs du bruit instrumental présent sur chaque vol afin d'être retranchés à l'ensemble des mesures optiques.

- Variabilité du bruit instrumental : localisation des zones de ciel clair

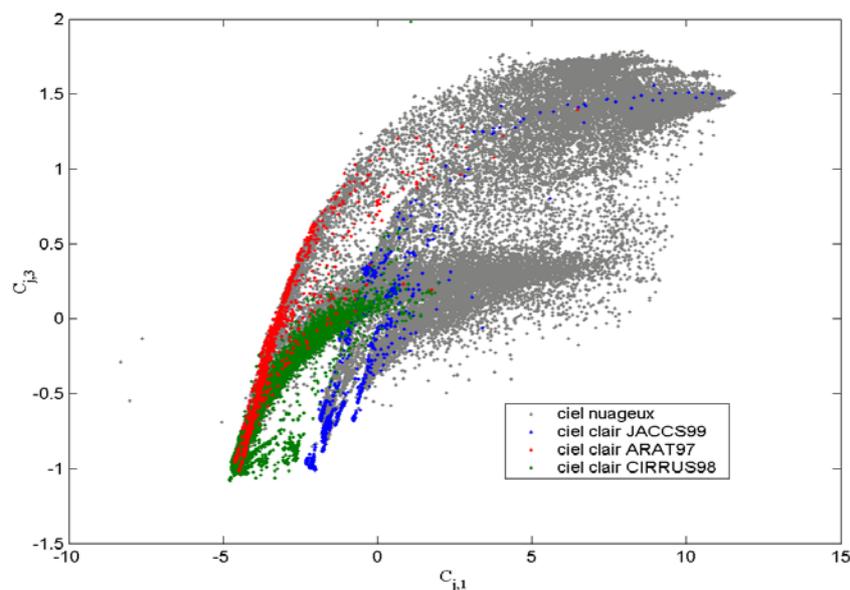
Nous rappelons que le premier vecteur propre et donc *a fortiori* le premier coefficient d'expansion,  $C_{j,l}$ , gouverne les changements de magnitude des sections efficaces volumique de diffusion par rapport à l'indicatrice moyenne de l'ensemble des mesures. Ainsi, les mesures relatives à des zones sans nuages (ciel clair) seront probablement positionnées au niveau des faibles valeurs de  $C_{j,l}$  et les offsets électroniques correspondront aux plus petites valeurs possibles de ce même coefficient.

Il convient donc d'étudier la répartition des faibles valeurs de sections efficaces de diffusion volumique au sein de chaque campagne de mesures. L'analyse des figures II-3.6-7-8 permet, en première approximation, de conclure que chaque vol semble présenter des offsets bien spécifiques. En effet, les zones correspondant à des zooms de ces figures montrent qu'il existe une grande variabilité pour de faibles valeurs d'indicatrice de diffusion au sein d'une même campagne (Fig. II-3.9).

Jusqu'à maintenant, nous avons supposé que les offsets électroniques se rapportaient probablement aux plus faibles valeurs du coefficient d'expansion  $C_{j,l}$  de chaque vol. Toutefois, il convient de vérifier que la variabilité de ses valeurs n'est pas due à un autre

processus physique. Par exemple, une variation de la concentration des aérosols dans les régions de ciels clairs peut très bien contribuer à la variabilité observée.

Tout d'abord nous devons vérifier que les zones susceptibles de caractériser les offsets se situent bien dans les groupes de valeurs isolées situées dans les zones où les  $C_{j,l}$  présentent de faibles valeurs ( $C_{j,l} < -1$ ). Pour cela, les mesures microphysiques effectuées par les sondes FSSP-100 et 2D-C peuvent être utilisées pour détecter les zones de ciel clair. Ces régions sont donc discriminées à partir de mesures de concentration en eau liquide et en glace. Les zones de ciel clair correspondent alors aux régions dont les concentrations sont inférieures à la limite de détection des particules, réalisable à partir des sondes FSSP-100 et 2D-C ( $\text{ConcFssp} < 1 \text{ cm}^{-3}$  et  $\text{Conc2dc} < 1 \text{ l}^{-1}$ ). Ces zones, relatives à chaque campagne, sont exposées sur la figure II-3.10 suivant le même code de couleur que pour la figure II-3.5. Nous rappelons toutefois que, contrairement aux autres campagnes de mesures, l'avion n'était pas équipé du PCASP et du FSSP-100 lors de la campagne CIRRUS'98.



**Figure II-3.10.** Localisation des zones de ciel clair sur le diagramme des coefficients d'expansion  $C_{j,3}$  en fonction de  $C_{j,1}$ . Les zones de ciel non nuageux correspondant à la campagne JACCS'99, ARAT'97 et CIRRUS'98 sont respectivement en bleu, rouge et vert.

Les mesures microphysiques permettent, ainsi, de justifier nos précédentes suppositions. En effet, la grande majorité des zones de ciel clair est située dans les régions où le premier coefficient d'expansion est faible. Ces zones regroupent une partie importante de l'ensemble des mesures puisqu'elles représentent respectivement près de 15%, 10% et 70%

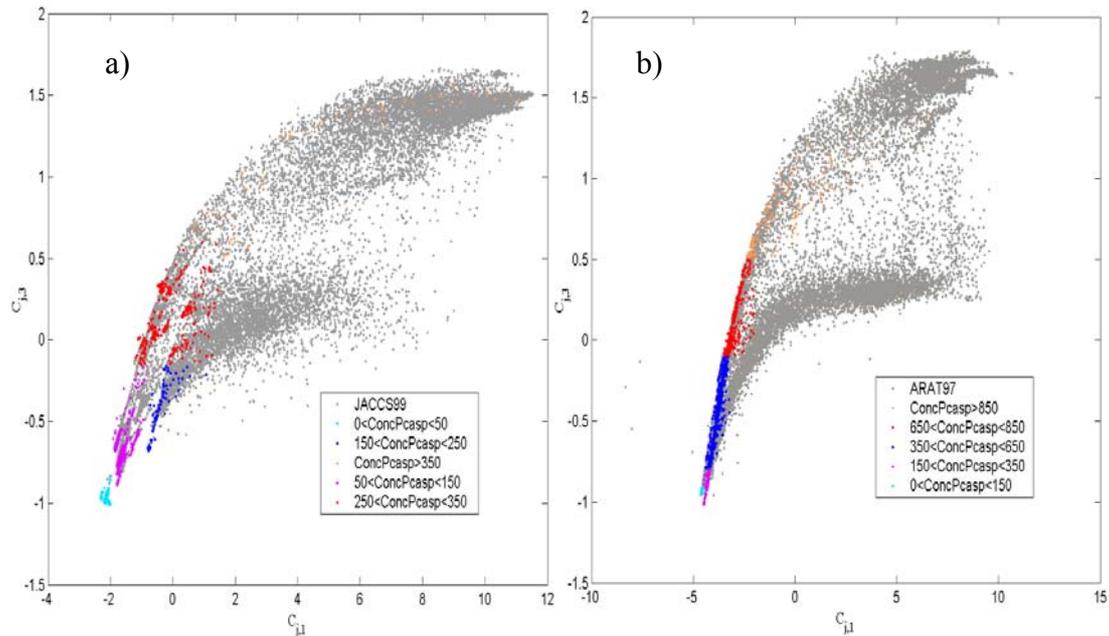
des données issues des campagnes JACCS'99, ARAT'97 et CIRRUS'98. Néanmoins, ces régions peuvent, bien évidemment, contenir de faibles concentrations de gouttelettes d'eau, de cristaux de glace non détectés par les sondes PMS. Ceci est particulièrement vrai pour les mesures effectuées lors de la campagne CIRRUS'98 par le 2D-C, qui, comme nous l'avons vu dans la section II-1.1., n'est pas adapté à l'échantillonnage de cristaux de glace de diamètre inférieur à 100  $\mu\text{m}$ . Par conséquent, la variabilité des zones de ciel clair observée dans le cas des cirrus, est probablement provoquée par une variation de concentration de petits cristaux de glace (de tailles de l'ordre d'une cinquantaine de microns) plutôt qu'une simple modification du bruit instrumental.

Nous venons donc de montrer que les zones de ciel clair et, *a fortiori*, le bruit instrumental étaient effectivement localisées dans les régions regroupant les faibles valeurs de  $C_{j,1}$ . Mais, il reste encore à expliquer les variabilités observées dans ces régions. Pour cela, nous approfondissons l'analyse précédente en étudiant l'influence des aérosols sur les variations du signal mesuré en ciel clair.

- Contribution des aérosols

Dans un premier temps, les mesures issues du PCASP sont utilisées pour estimer la concentration en aérosols des zones de ciel clair. Ces données sont regroupées en cinq classes de concentration puis sont reportées sur le diagramme des coefficients d'expansion pour les campagnes JACCS'99 et ARAT'97. Les figures II-3.11a et II-3.11b décrivent, qualitativement, la contribution des aérosols sur la variabilité du signal en ciel clair pour ces deux campagnes. Afin de faciliter l'interprétation des mesures, nous avons uniquement représenté les aérosols associés à des zones de ciel clair. Les points de mesures en gris sur chacun des deux graphiques correspondent donc à des zones de nuages selon la classification réalisée à partir des sondes PMS ( $\text{ConcFssp} > 1 \text{ cm}^{-3}$  et  $\text{Conc2dc} > 1 \text{ l}^{-1}$ ).

Lorsque le rapport signal/bruit est faible (ciel clair), les différences de concentration des aérosols expliquent une partie de la variabilité de la troisième composante et dans une moindre mesure de la première composante. En règle générale, plus la concentration des aérosols est importante, plus les zones de ciel clair présentent de grandes valeurs de  $C_{j,3}$ . D'autre part, l'analyse combinée de la figure II-3.11a et de la figure II-3.6 montre que les différences de magnitude entre les faibles valeurs de  $C_{j,1}$  des vols du 21/01/99 et du 30/01/99, ne sont pas forcément provoquées par un changement d'offset électronique (dérèglement du système optique) mais peuvent être expliquées par une augmentation de la concentration en aérosols.

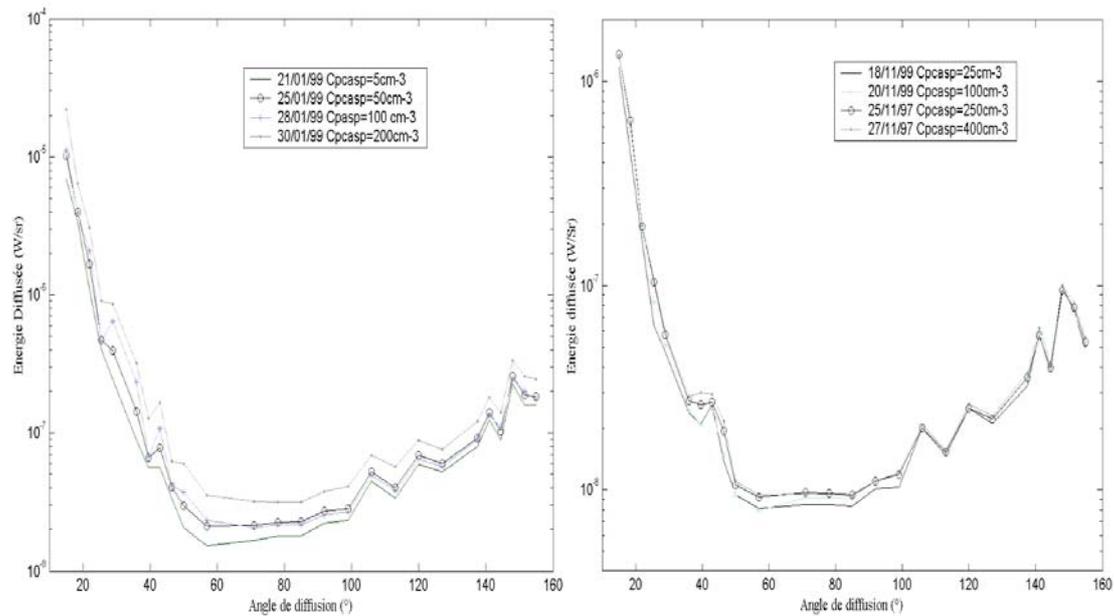


**Figure II-3.11.** Contribution des aérosols sur la variabilité des composantes  $C_{j,1}$  et  $C_{j,3}$  pour les zones de ciel clair de la campagne JACCS'99 (a) et de la campagne ARAT'97 (b). Les concentrations mesurées par le PCASP (ConcPcasp) sont exprimées en nombre de particules par  $\text{cm}^3$ .

Les conclusions qu'il est possible de tirer de ces figures ne peuvent être une nouvelle fois que qualitatives. La variabilité du signal en ciel clair n'est probablement pas uniquement causée par des variations de concentrations des aérosols. En effet, nous rappelons que les limites imposées par les sondes PMS ne permettent pas d'affirmer que ces régions ne présentent aucune trace de gouttelettes d'eau ou de petits cristaux de glace en faible quantité.

Dans un deuxième temps, nous avons extrait, pour chaque vol des campagnes ARAT'97 et JACCS'99, les indicatrices de diffusion associées aux plus faibles valeurs de  $C_{j,1}$  et de  $C_{j,3}$ . Ces fonctions de phase non normalisées, en terme d'énergie angulaire diffusée [ $W/Sr$ ], sont reportées, ainsi que les mesures de concentration moyenne en aérosols correspondantes, sur les figures II-3.12a et II-3.12b.

La présence de discontinuités au niveau de certains angles de diffusion sont caractéristiques d'un bruit instrumental. En effet, le même type de comportement est visible au sein des deux campagnes de mesures. Mais, les signaux ne sont pas pour autant identiques puisqu'il existe des différences de magnitudes significatives pour certaines gammes d'angles entre les différents vols d'une même campagne.



**Figure II-3.12.** Indicatrice de diffusion en terme d'énergie angulaire diffusée (W/Sr) des plus basses valeurs de ciel clair pour la campagne JACCS'99 (a) et la campagne ARAT'97 (b). Les concentrations mesurées par le PCASP (Cpcasp) sont exprimées en nombre de particules par  $\text{cm}^3$  et correspondent à la valeur médiane de chaque groupe de faibles valeurs considéré.

Les principales variations d'intensité diffusée sont localisées au niveau des angles compris entre  $20^\circ$  et  $60^\circ$  et entre  $75^\circ$  et  $130^\circ$ . Cet effet est particulièrement marqué entre le vol du 25/01/99 et le vol du 28/01/99 (Fig. II-3.12a.), où une augmentation du signal dans la zone angulaire  $[20^\circ-60^\circ]$  est suivie par une diminution dans la région  $[75^\circ-130^\circ]$ . Il existe également une variation de la magnitude du signal sur tous les angles lorsque la concentration en aérosols augmente. Par conséquent, ces figures justifient la présence d'une relation, mise en évidence sur la figure II-3.11, entre la variabilité des composantes  $C_{j,3}$  et  $C_{j,1}$  et la concentration des aérosols dans les épisodes de ciel clair.

Ces analyses montrent qu'il est difficile d'extraire un offset représentatif pour chaque vol sans prendre en compte la contribution des aérosols lorsque le rapport signal/bruit est faible. Chaque vol présente des valeurs de concentration en aérosol plus ou moins importantes et le bruit de fond atmosphérique s'en retrouve affecté. Néanmoins, nous avons vu qu'au sein de chaque campagne, les indicatrices de diffusion correspondant aux valeurs les plus faibles de chaque vol ne présentent pas de différence de comportement ou de magnitude significative, excepté l'influence des aérosols. D'autre part, aucun réglage optique de la sonde n'a été effectué lors d'une même campagne. L'offset électronique d'un vol particulier peut alors être considéré comme étant le plus faible signal mesuré lors d'un vol d'une même campagne.

L'« indicatrice de diffusion » caractérisant l'offset doit donc présenter la plus faible magnitude globale. Ainsi, elle correspondra à l'indicatrice la moins affectée par la présence d'aérosols.

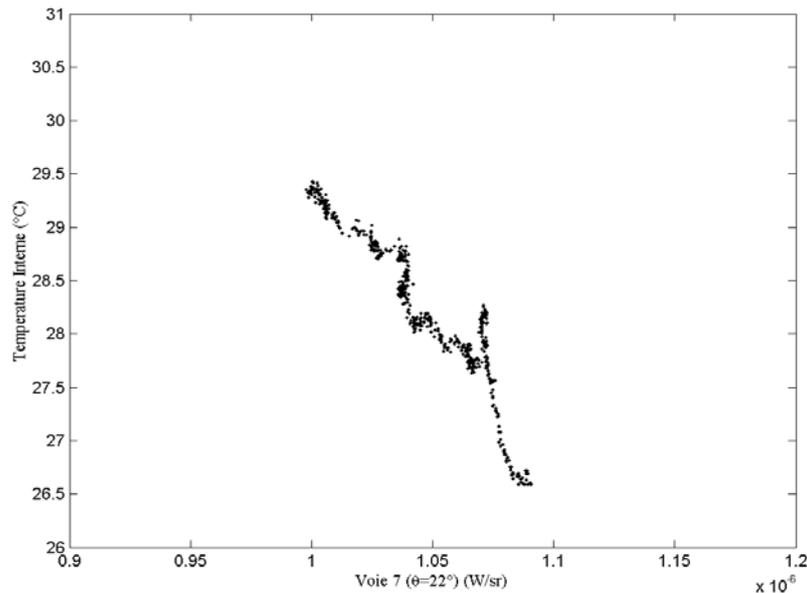
Pour les campagnes ARAT'97 et JACCS'99, l'offset électronique est donc représenté, respectivement, par les signaux, de la figure II-3.12, associés aux vols du 18/11/97 et du 21/01/99. L'offset de la campagne CIRRUS'98 ne peut être que déterminé sur la base des plus faibles valeurs du vol 18/02/98 puisque nous ne disposons pas des données de concentration en aérosols relatives aux vols de cette campagne.

- Influence des variations de température interne du « Néphélomètre Polaire »

Nous venons d'étudier l'influence des aérosols sur le signal mesuré en ciel clair et par la même, un offset électronique pour chaque campagne a été estimé. Il reste néanmoins à analyser les éventuelles variations de l'offset en fonction de la température interne du « Néphélomètre Polaire ». Les données de température interne, disponibles en chaque point de mesure, montrent que le système de régulation de la température présente un léger dysfonctionnement. Or, ces changements de température peuvent également expliquer les variations d'offset observées au sein d'une même campagne. Par conséquent, à partir des mesures précédemment isolées pour estimer un offset électronique moyen propre à chaque campagne, nous allons étudier l'impact de la température interne sur cet offset dans des zones présentant peu ou pas d'aérosols.

A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure II-3.13 les variations d'énergie diffusée enregistrées sur la voie 7 du « Néphélomètre Polaire » (associée à un angle de 22°) en fonction des mesures de température interne de la sonde.

On observe une décroissance quasi linéaire de l'énergie mesurée en fonction de la température. Cette tendance a également été constatée pour chaque voie de mesure et pour chaque vol. Une analyse en régression linéaire peut donc être appliquée pour quantifier les variations du signal en fonction de la température interne de la sonde. Et bien que les modifications du signal soient minimes, elles peuvent néanmoins contribuer au décalage des offsets (lorsque le rapport signal/bruit est faible) observé dans une représentation dotée d'une échelle logarithmique, comme dans les figures décrivant les relations entre les différents coefficients d'expansion.



**Figure II-3.13.** Variations du bruit instrumental en fonction de la température interne de la sonde. Les points de mesures correspondent à la zone des faibles valeurs affranchies de toute pollution par les aérosols pour le vol 21/01/99.

Une correction du signal mesuré est donc effectuée en chaque point de mesures de la base de données en fonction de la température de la sonde. Les nouvelles « indicatrices de diffusion » associées aux offsets restent néanmoins très semblables dans leur comportement général à celles présentées sur la figure II-3.12.

- Conclusions

Les séries d'analyses connexes effectuées pour évaluer les variations du bruit instrumental avec l'humidité ou l'altitude n'ayant pas été jugées concluantes, nous pouvons considérer que l'ensemble des données peut être maintenant corrigé du bruit instrumental ainsi que des variations de température interne de la sonde.

L'étude de la zone où le rapport signal/bruit est faible (faibles valeurs de  $C_{j,1}$  et  $C_{j,3}$ ) nous a permis d'estimer la contribution des aérosols sur le signal mesuré en ciel clair. Puis, pour chaque campagne de mesures, des indicatrices de diffusion de faible magnitude correspondant à un offset électronique affranchi de toute pollution en aérosols ont pu être extraites.

Pratiquement, ces offsets seront retirés des mesures de section efficaces de diffusion volumique, qu'une fois l'interprétation et la classification des diagrammes des coefficients d'expansion auront été effectuées. En effet, le bruit instrumental ne nuit en aucun cas à l'analyse des tendances observables sur ces diagrammes lorsque le rapport signal/bruit est

important. Les offsets n'interviendront donc, que lors de l'étape d'extraction de sections efficaces volumique de diffusion représentatives de trois différents types de nuages (nuages en phase liquide, mixte ou solide, cf. chapitre III-1.).

### II-3.3. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes campagnes de mesures ainsi que les différentes sondes utilisées afin d'obtenir un jeu de données nécessaires à la caractérisation *in situ* des propriétés optiques et microphysiques d'une grande variété de nuages. Parmi les instruments exploités, les mesures du « Néphélomètre Polaire » se sont avérées particulièrement intéressantes puisqu'elles permettent d'accéder à une information sur les propriétés de diffusion (en terme de section efficace de diffusion volumique) d'un ensemble de particules de formes et de tailles arbitraires. Nous avons également vu, qu'il était possible de déduire de cette mesure de diffusion une estimation des propriétés microphysiques (distribution dimensionnelle) de ces mêmes particules plus fiable, que celle obtenue par les sondes de la gamme PMS.

Une analyse statistique en composantes principales a ensuite été effectuée sur l'ensemble des 60000 mesures de sections efficaces de diffusion volumique documentées sur 34 angles de diffusion, afin de faciliter leur interprétation et d'extraire des tendances moyennes du comportement de diffusion des particules atmosphériques. Nous nous sommes limités, dans ce chapitre, à expliciter la mise en œuvre de cette méthode ainsi que ses potentialités dans une perspective de physique de la mesure. Certaines voies de mesures se révélant être en état de dysfonctionnement ont pu être détectées par le biais de cette analyse. D'autre part, une estimation du bruit instrumental propre à chaque campagne de mesures ainsi que la contribution des aérosols sur le signal mesuré hors nuage (ciel clair) ont permis d'homogénéiser et de rendre comparable l'ensemble des mesures réalisées par le « Néphélomètre Polaire ».

Par conséquent, nous disposons maintenant d'une base de données optiques représentative, facilement interprétable pour caractériser les propriétés optiques mais aussi microphysiques (par inversion) de différents types de nuages.

**Partie III : Application des méthodes d'analyse : Contribution à  
l'amélioration des modèles de transfert radiatif et aux méthodes  
d'inversion satellitales**

*Dans la première partie, nous avons introduit un modèle microphysique moyen correspondant à une combinaison de gouttelettes d'eau sphériques et de cristaux hexagonaux de rapport d'aspect variable, capable de représenter le comportement optique de la plupart des particules nuageuses. Ce modèle direct a ensuite été utilisé afin de construire des tables d'interpolation nécessaires à l'inversion des données optiques. L'analyse du problème inverse a essentiellement consisté en l'étude du contenu en information de sections efficaces de diffusion volumique simulées afin de déterminer quelles grandeurs microphysiques et morphologiques il était possible de restituer avec précision à partir de « mesures » synthétiques de diffusion. La deuxième partie a fourni une description détaillée des mesures mises à notre disposition pour décrire les propriétés microphysiques et optiques de nuages de différentes compositions. Une méthode statistique d'analyse en composantes principales a ensuite été développée pour traiter de façon optimale la grande quantité de mesures réalisée par le « Néphélomètre Polaire » en essayant de prendre en compte l'ensemble de l'information contenue dans ces données.*

*Notre objectif maintenant consiste à exploiter l'ensemble de ces méthodes et modèles afin d'effectuer une caractérisation in situ globale des propriétés microphysiques et optiques de trois types de nuages (nuages d'eau liquide, nuage en phase mixte et nuage de glace). Les résultats font l'objet de deux articles publiés au Journal of Geophysical Research.*

*Le premier article présente l'implémentation de la méthode d'analyse statistique appliquée aux données de diffusion mesurées par le « Néphélomètre Polaire » dans le but de les classer en trois groupes distincts de nuages. Cette analyse permet ensuite d'établir trois sections efficaces de diffusion volumique moyennes, documentées entre 15° et 155° et pour une longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$ , représentatives des propriétés de diffusion des trois types de nuages.*

*Le second article se base sur les résultats précédents en proposant une méthode pour exporter l'information contenue dans les sections efficaces de diffusion volumique incomplètes (entre 15° et 155°) vers les angles de diffusion avant et arrière. Les nouvelles indicatrices de diffusion sont alors être estimées pour deux longueurs d'onde du proche infra-rouge (1.6 $\mu\text{m}$  et 3.7 $\mu\text{m}$ ) et permettent d'établir des paramètres optiques intégrés de diffusion simple (albédo, coefficient d'extinction et facteur d'asymétrie) directement exploitables par les modèles de transfert radiatif.*

## CHAPITRE 1.

### III-1. Analyse statistique des propriétés microphysiques et optiques des nuages à partir de mesures *in situ*

#### III-1.1. Résumé

Cet article vise à exploiter la base de données optiques réalisée à partir des mesures du « Néphélomètre Polaire ». Un ensemble de mesures issues de trois campagnes d'observations avait, tout d'abord, été sujet à une pré-analyse statistique afin de corriger les problèmes d'offsets et de voies défectueuses. Un jeu de 60000 sections efficaces de diffusion volumique à une longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$ , cohérent et statistiquement interprétable, a ensuite pu être établi. Après extraction des voies de mesure défectueuses du « Néphélomètre Polaire », les indicatrices de diffusion se sont révélées être correctement documentées sur 28 angles de diffusion compris entre 15° et 155°.

Une analyse statistique en composantes principales (ACP) est ensuite implémentée sur la base de données et permet de regrouper les mesures en fonction de leur « signature » optique, révélatrice des variations des propriétés microphysiques des nuages au sein de la base de données. La classification des tendances observées dans l'espace des composantes principales devient alors possible par l'intermédiaire de réseaux neuronaux. Différents types de réseaux ont été testés et l'approche basée sur l'utilisation de perceptrons multicouches, [MacKay, 1992], a finalement été retenue.

La complémentarité de l'ACP et des réseaux de neurones permettent ainsi de classifier l'ensemble des mesures en trois groupes de nuages de compositions microphysiques différentes (nuages de gouttelettes d'eau liquide, nuages en phase mixte et nuages de cristaux de glace). Cette classification est ensuite validée par des mesures microphysiques indépendantes réalisées par les sondes de la gamme PMS (FSSP-100 et 2D-C). L'utilisation des réseaux de neurones est particulièrement intéressante puisqu'ils rendent compte de l'ensemble des informations portées par les 28 angles de l'indicatrice de diffusion pour

effectuer une classification, contrairement à une approche basée sur des critères purement microphysiques ou thermodynamiques.

Il est ensuite possible d'extraire trois sections efficaces de diffusion volumique moyennes et représentatives des trois types de nuages identifiés. L'interprétation de ces résultats, à partir d'une méthode d'inversion basée sur la modélisation physique des processus de diffusion, montre que l'information contenue dans les mesures de diffusion est suffisante pour restituer la composition et les distributions dimensionnelles volumiques caractéristiques de ces nuages. Cette assertion est appuyée par le fait que les résultats de l'inversion sont en bon accord avec les mesures microphysiques directes obtenues avec le FSSP-100 et le 2D-C.

En définitive, l'analyse de cette grande quantité de données permet d'établir un jeu représentatif d'indicatrices de diffusion documentées entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$  (à une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ ) et de spectres volumiques de particules pour trois types de nuages de phase thermodynamique différente (phase liquide, phase mixte et phase solide).

### **III-1.2. Article publié au Journal of Geophysical Research [Jourdan et al., 2003a]**

## Statistical analysis of cloud light scattering and microphysical properties obtained from airborne measurements

Olivier Jourdan, Sergey Oshchepkov, Jean-Francois Gayet, Valery Shcherbakov and Harumi Isaka

**Abstract.** A new statistical analysis of the in situ scattering phase function measurements performed by the Laboratoire de Météorologie Physique's airborne «Polar Nephelometer» is implemented. A principal component analysis along with neural networks leads to the classification of a large data set into three typical averaged scattering phase functions. The cloud classification in terms of particle phase composition (water droplets, mixed-phase and ice crystals) is done by a neural network and is validated by direct Particle Measuring Systems, Inc., probe measurements. The results show that the measured scattering phase functions carry enough information to accurately retrieve component composition and particle size distributions. For each classified cloud, we support the statement by application of an inversion method using a physical model of light scattering to the average scattering phase function. Furthermore, the retrievals are compared with size composition obtained by independent direct measurements.

## 1. Introduction

Microphysical and optical properties of cloud particles are known to be a primordial source of information for the understanding of light interactions in the atmosphere system through radiative and chemical processes, hence of the cloud feedback of earth climate. Well-documented observations of the scattering properties for different types of clouds are required for reliable modeling of radiative transfer characteristics in a cloudy atmosphere [see, among others, *Kinne et al.*, 1992] and to improve satellite and ground-based cloud product retrievals [see, among others, *Rossow and Schiffer*, 1991]. The main goal of this study is to draw up a set of representative scattering phase functions and particle size distributions for different types of clouds relative to their particle-phase composition (liquid-water phase, solid-water phase : i.e. ice crystals, and mixed phase : i.e. water droplets and ice crystals) using a statistical analysis of around 60,000 measurements. A physical modelling of particle scattering properties supports the interpretation of the statistical results. Various intensive aircraft field measurements using an airborne «Polar Nephelometer» and PMS probes allowed us to study simultaneous observations of cloud optical and microphysical properties. The data have been obtained during three campaigns, namely : ARAT'97 [*Duroure et al.*, 1998], CIRRUS'98 [*Durand et al.*, 1998], JACCS'99 [*Asano et al.*, 2002 ; *Gayet et al.*, 2002] which were carried out from Clermont-Ferrand (central part of France), Tarbes (South–West of France), and over the sea of Japan, respectively. Collectively, these campaigns present the advantage of including a large set of data obtained in a wide variety of meteorological conditions.

This paper investigates the potential of statistical analysis of the in situ scattering phase functions performed by the «Polar Nephelometer» [*Gayet et al.*, 1998] for the description of clouds' optical and microphysical properties. First, we describe the implementation of a principal component analysis (PCA) on the data to find pertinent relationships amongst scattering phase functions of different cloud compositions. Then, we present the classification of the patterns we evidenced, by using neural networks leading to the determination of typical optical characteristics. Finally, from the established typical scattering phase functions, the inverse method of *Oshchepkov et al.* [2000] for the retrieval of particle size distribution and composition is applied for the validation of the results.

## 2. Statistical Data Analysis

### 2.1. Description of the Probes and Data Processing

The ARAT'97 and JACCS'99 experiments involve observations in stratiform water and mixed-phase clouds whereas cirrus clouds were sampled during the CIRRUS'98 campaign. These data represent more than 60,000 optical and microphysical measurements with a sampling frequency of 1 Hz. This corresponds to measurements sampled with a spatial resolution of about 100 m according to the mean cruising speed of the aircraft. The aircraft were equipped with the «Polar Nephelometer» for the scattering phase function measurements, a Particle Measuring Systems, Inc., (PMS) 2D-C probe for measurements of particle images and, except for CIRRUS'98, a PMS FSSP100 probe for droplet size distribution measurements.

The «Polar Nephelometer» [Gayet *et al.*, 1998] measures the scattering phase function of an ensemble of cloud particles (from a few micrometers to about 800  $\mu\text{m}$  diameter), which intersect a collimated laser beam near the focal point of a parabolic mirror. The laser beam is provided by a high-power (0.8 W) multimode laser diode operating at a wavelength of 804 nm. The light scattered at polar angles from  $\pm 3.49^\circ$  to  $\pm 169^\circ$  is reflected onto a circular array of 56 photodiodes. Nevertheless, the measurements at small forward scattering angles are not available due to contamination by the diffracted light from the edges of holes drilled on the «Polar Nephelometer» paraboloidal mirror. Consequently, only 34 channels corresponding to scattering angles ranging from  $\pm 15^\circ$  to  $\pm 169^\circ$  are exploitable.

The bi-dimensional optical array spectrometer (PMS 2D-C) provides information on the crystal size and shape with a size range from 25  $\mu\text{m}$  to 800  $\mu\text{m}$  by recording cloud particles diffraction images. The PMS Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP-100) is an optical particle counter for the sampling of droplet size-distribution from 3  $\mu\text{m}$  to 45  $\mu\text{m}$  in diameter. The data processing method of the above instruments has already been described in detail by Auriol *et al.* [2001] and Gayet *et al.* [2002].

In order to discriminate the cloud phase composition we define a criterion ( $R_{mic}$ ), which is determined by the bulk quantities derived from the particle size distributions measured by both the 2D-C and FSSP-100 probes :

$$R_{mic} = LWC / IWC \quad (1)$$

where LWC is the liquid water content ( $\text{g m}^{-3}$ ) derived from the FSSP-100 and IWC refers to the ice water content ( $\text{g m}^{-3}$ ) derived from 2D-C measurements. A comparison between side scattering angles behaviour of a large set of experimental phase functions in various cloud situations and the ratio  $R_{\text{mic}}$  led us to define empirical thresholds to distinguish the cloud phase. As a matter of fact, the side scattering angles are very sensitive to the presence (or not) of ice crystal particles [Gayet *et al.*, 2002]. In order to remove from the data set the cloud portions with very low particle concentration, a particle density threshold has been added. The FSSP-100 and 2D-C threshold concentrations of  $1 \text{ cm}^{-3}$  and  $1 \text{ l}^{-1}$  (i.e.  $0.001 \text{ cm}^{-3}$ ), respectively, roughly correspond to the lower representative values which can be measured by these probes.

Table 1 summarizes these criteria for cloud phase classification. This method could be connected to the methodology proposed by Cober *et al.* [2001] which assesses the relative ice and liquid quantities using the responses from six available airborne microphysical instruments. Although our method is less sophisticated than the one developed by Cober *et al.* [2001], it proves to be reliable enough to identify liquid, mixed and glaciated cloud conditions. It should be noticed that the previously established microphysical criteria ( $R_{\text{mic}}$  and concentration thresholds) will also be used to validate the neural network classification of the scattering phase functions, as discussed in section 3.

$R_{\text{mic}} > 0.5$	$0.5 \geq R_{\text{mic}} \geq 0.1$	$R_{\text{mic}} < 0.1$
ConcFssp $> 1 \text{ cm}^{-3}$	ConcFssp $> 1 \text{ cm}^{-3}$ , Conc2dc $> 1 \text{ l}^{-1}$	Conc2dc $> 10 \text{ l}^{-1}$
Liquid Phase Clouds (water dominating)	Mixed Phase Clouds (water + ice)	Solid Phase Clouds (ice dominating)

**Table 1.** Cloud classification in terms of particle composition according to bulk quantities ( $R_{\text{mic}}$ ) and particle density criteria. ConcFssp represents the number concentration derived from the FSSP-100 probe and Conc2dc is the number concentration measured by the 2D-C probe.

## 2.2. Application of the Principal Component Analysis

In this section, a Principal Component Analysis (PCA) is applied to a large set of optical measurements (scattering phase functions) obtained during the campaigns listed in section 2.1.

A PCA is designed to generate a new set of uncorrelated parameters, called principal components, representative of the original data set. Algebraically, principal components could be defined as particular linear combinations of a set of variables. These linear combinations

represent the selection of a new coordinate system obtained by rotating the original system of coordinates. The new axes correspond to the directions with maximum variability and provide a simpler description of the covariance structure of the original set of variables [see, among others, *Johnson and Wichern, 1998*]. In many practical implementations, only a few principal components are required to reproduce almost all the system's variability with reasonably good accuracy. This is especially true when a limited number of primary physical parameters have a major impact on the measured functions (in this case, scattering phase functions).

The main objectives of this section are data reduction, denoising and possible physical interpretation of the revealed patterns. Besides, PCA serves as an intermediate step to rearrange the data set before the cloud classification performed in section 2.3. Indeed, most of the classification approaches like cluster analysis encounter great difficulties when the number of variables is large and when there is high correlation among them.

In order to apply PCA to the optical data set, we follow the well-established methodology [see, among others, *Legendre and Legendre, 1998*] expanding the optical measurements in terms of eigenvectors of the data set correlation matrix. A particular feature of this analysis consists in making the calculations in the logarithmic space. The logarithm of nonnegative values is used in our application of the PCA in order to make comparable the magnitudes of all variables. Otherwise, the first principal components would stand only for the characteristics having highest variance and would not reproduce all the system variability. At the same time, the logarithm is also a monotonous function, so the features of the scattering phase functions (optical measurements) can be estimated from the properties of their logarithm.

Accordingly, to parameterize the measured functions, we expand the vectors  $f_j = \log[\sigma_j(\theta)]$  in terms of eigenvectors of the correlation matrix of the logarithm of scattering phase functions  $\sigma_j(\theta)$  ( $\sigma_j(\theta)$  is the non-normalized angular scattering phase function of the  $j^{\text{th}}$  measurement and  $\theta$  is the scattering angle). It should be noted that PCA is particularly adequate when there is a fairly high linear correlation among measured parameters of a data set.

Figure 1.a represents the first four eigenvectors,  $\xi_l$  ( $l=1,2,3,4$ ), of the correlation matrix of  $f_j$  calculated for our data set (i.e. about 60,000 measurement points), as a function of scattering angle  $\theta$ . The results show the presence of peaks at some particular scattering angles pointed out by the black arrows ( $\theta=32.5^\circ, 53.5^\circ, 64^\circ, 134^\circ, 162^\circ$  and  $169^\circ$ ). The high discontinuities of the eigenvectors reveal the low correlation of the corresponding scattering angles with the other ones. Such result leads to the conclusion that the data at those angles are

not reliable. Consequently, this type of analysis enables us to detect the «Polar Nephelometer» channels that are not working accurately and which will not be used in the following.

After excluding the unreliable data, the correlation matrix and its eigenvectors were computed another time. The values of the first four normalized eigenvalues  $\lambda_l$  corresponding to the first four eigenvectors,  $\xi_l$  ( $l=1,2,3,4$ ) are reported on Fig.1.b. (with the same presentation as on Fig.1.a). The first eigenvector represents 97% of the total population variance, the three next ones 1.1%, 0.6% and 0.3%, respectively. These four values add up to 99% of the total sum of the eigenvalues, this means that 99% of the variations of vectors  $\sigma_j$  can be described by the following expression :

$$\mathbf{f}_j(\theta) = \langle \mathbf{f}(\theta) \rangle + \sum_{l=1}^4 C_{j,l} \xi_l(\theta) \quad (2)$$

where  $\langle \mathbf{f}(\theta) \rangle$  represents the average phase function of the total data set and  $C_{j,l} = (\mathbf{f}_j - \langle \mathbf{f}(\theta) \rangle)^T \xi_l(\theta)$  are the expansion coefficients of  $\mathbf{f}_j$  ( $^T$  designates a transposed matrix).

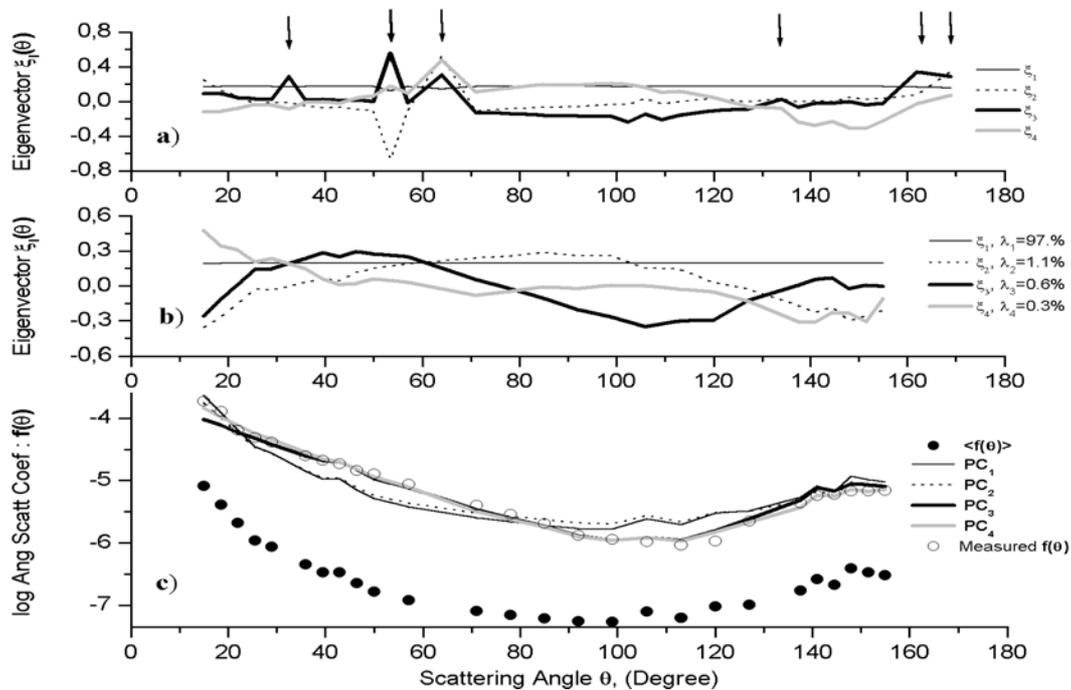
The first four coefficients  $C_{j,l}$  contain the major part of the information about a particular scattering phase function. Consequently, in our case, the PCA leads to a significant reduction of the dimensionality of the data set. Instead of the 28-dimensional space of scattering phase functions (after removing the unreliable channels), we have the 4-dimensional space of the expansion coefficients  $C_{j,l}$ . In principle, each observation can be expressed with good accuracy as a linear combination of the selected set of eigenvectors  $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$  by equation (2).

Some important information may be obtained from an analysis of the first four eigenvectors behaving. The first eigenvector  $\xi_1$  is almost constant, meaning that 97% of the phase function variations are caused by changing the particle concentration. The second eigenvector  $\xi_2$  reverses sign twice, at the angles of  $34^\circ$  and  $125^\circ$ . Accordingly, it means that increasing the sideward scattering is followed by decreasing energy scattered into smaller ( $15^\circ < \theta < 34^\circ$ ) and higher angles ( $125^\circ < \theta < 155^\circ$ ), and vice versa. At this point one can see that the PCA results are in total agreement with the general light scattering theory. Here, the most important information consists in the percentage of the phase function variations (the values of  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$ ).

The third eigenvector,  $\xi_3$ , reverses sign at  $21^\circ$ ,  $75^\circ$ , and  $137^\circ$  and should carry information about the particle phase composition because the angle interval  $[75^\circ - 137^\circ]$  is quite close to that one of  $[60^\circ - 140^\circ]$ . It is well known that the scattering properties in sideward angles,

approximately between  $60^\circ$  and  $140^\circ$ , are sensitive to the particle shape and structure [Yang and Liou, 1996; Doutriaux-Boucher et al., 2000]. Comparatively to the particles in a liquid-water phase, the mixed phase and the ice phase particles scatter more energy in the angle range from  $75^\circ$  to  $137^\circ$  and from  $15^\circ$  to  $21^\circ$ . On the other hand, they scatter less energy for  $21^\circ < \theta < 75^\circ$ .

Finally, the eigenvector  $\xi_4$  is close to zero, except for  $\theta < 44^\circ$  and  $\theta > 110^\circ$ . Its sign is opposite for these two intervals. In principle, such features could be connected with some scattering properties that affect the asymmetry parameter. But, these explanations should be considered as an zero-order interpretation because there is no one-to-one correspondence between the principal components and some physical features.



**Figure 1.** Results of the Principal Component Analysis applied on a data set of 60,000 measurements obtained with the «Polar Nephelometer» in various cloud situations. (a) First four eigenvectors of the scattering phase function correlation matrix versus the 34 measured scattering angles). The black arrows indicate channels that are not working correctly. (b) Same as (a). Here, only the 28 reliable channels are reported. The values of the first four normalized eigenvalues  $\lambda_i$  of  $\xi_i$  are displayed. (c) Summed contributions, up to a given principal component (PC<sub>i</sub>) for one example of restored scattering phase function (see text).

As an example, Figure 1c illustrates the different steps to restore a particular scattering phase function observation using equation (2). The corresponding logarithm of measured phase function is represented by open circle symbols and the average logarithm of scattering phase function of the total data set is plotted with full circle symbols. By adding the contributions of the first four principal components, the restored logarithm of scattering phase function (thick gray curve) is found to be in very good agreement with the measured one

(with a root mean square error of 6%). The vectors  $\mathbf{PC}_i$  presented on the Figure 1c are defined by :

$$\mathbf{PC}_i = \langle \mathbf{f}(\theta) \rangle + \sum_{l=1}^i C_{j,l} \xi_l(\theta) \quad (3)$$

The first principal component obviously contributes to most of variability (thin black curve) and its magnitude depends on the particle number density. In this particular case, the contribution of the second principal component is relatively small (see differences between dotted black and thin black curves). At the same time, the contribution of the third component is noticeable. The thick black line almost fits to the measured data. As it was expected, the contribution of the fourth component shows up a better fitting at the left and right ends of the phase function.

### 2.3. Cloud Phase Classification Using Neural Networks

The next step is to perform a cloud classification of the measured cloud phase function in terms of particle phase composition (water-droplets, mixed-phase and ice-crystals). This classification stems from the interpretation of the expansion coefficients  $C_{j,l}$  ( $l=1,2,3,4$ ). The typical clusters are shown on the diagram ( $C_{j,1}$  versus  $C_{j,3}$ , see Figure 2) where the scattering phase functions are linked to the cloud's composition through their coefficients  $C_{j,1}$  and  $C_{j,3}$ .

Different classification techniques (clustering analysis and competitive neural networks) were tested but the results were not satisfactory. Finally, a feed-forward perceptron with two hidden layers using supervised training was chosen to analyze relationships among the first four principal components. Each layer is characterized by its weight matrix  $\mathbf{W}$ , bias vector  $\mathbf{b}$  and output vector  $\mathbf{a}$ . The input vector ( $\mathbf{a}_{k-1}$ ) and output vector ( $\mathbf{a}_k$ ) of the  $k^{\text{th}}$  layer are interconnected as :

$$\mathbf{a}_k = T^k(\mathbf{x}_k) \text{ with } \mathbf{x}_k = \mathbf{W}_k \mathbf{a}_{k-1} + \mathbf{b}_k \quad (4)$$

where  $T^k$  is the transfer function (the hyperbolic tangent in our case) of the  $k^{\text{th}}$  layer. The training set is composed of  $M$  pairs:  $(\mathbf{a}_{0m}, \mathbf{s}_m)$   $m=1, \dots, M$ , where  $\mathbf{a}_{0m}$  and  $\mathbf{s}_m$  designate the  $m^{\text{th}}$  input and target vectors. All the weight matrixes and biases are determined by minimizing a performance function  $E$  as:

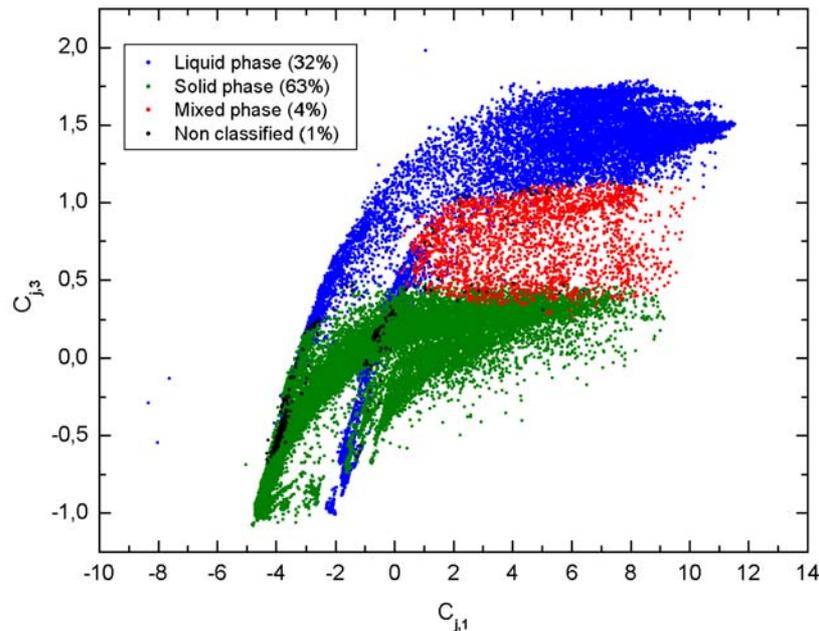
$$E = \sum_{m=1}^M (\mathbf{a}_{2m} - \mathbf{s}_m)^T \cdot (\mathbf{a}_{2m} - \mathbf{s}_m) \quad (5)$$

In our case, the input vectors consist of the first four expansion coefficients  $C_{j,l}$  ( $l=1,\dots,4$ ) and the output vectors define the class (water, mixed phase, ice) of which an input vector belongs to. The training set is composed of patterns representing 5% of the total data set. Pairs are randomly selected from the data, which we are sure to belong to a particular class. The neural network is trained using the Levenberg-Marquardt algorithm for the back-propagation with MacKay's Bayesian regularization [MacKay, 1992]. The MATLAB neural network toolbox was used. Finally, the generalization phase is performed with the entire data set.

### 3. Results of the Statistical Analysis

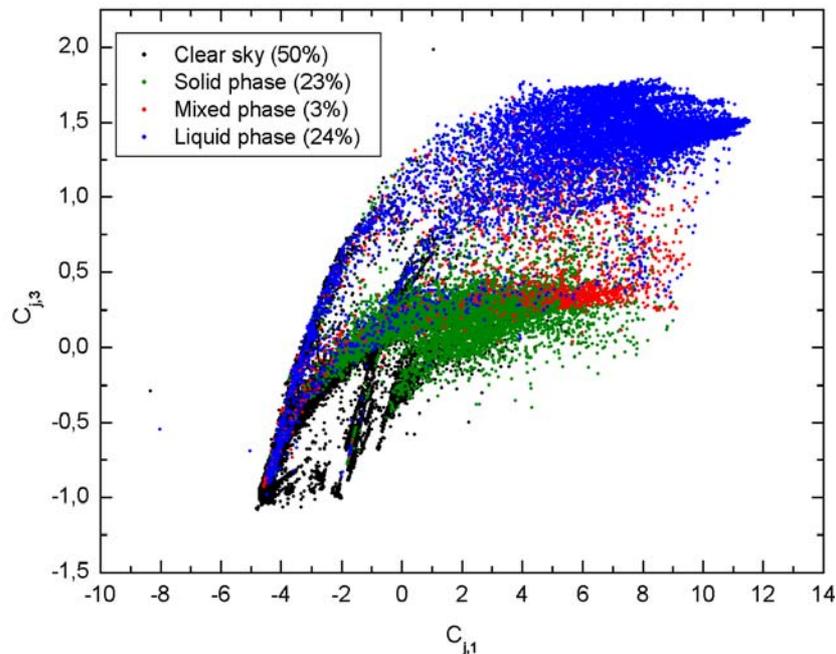
The principal component analysis has been applied to our data set, which includes both cloud events and 'clear sky' segments. These 'clear sky' events are mostly characterized by a noise signal on the «Polar Nephelometer» measurements (offset), which can be different according to the experiment under consideration because it strongly depends on the instrument's optical settings. High concentrations of aerosols could also contribute to the variation of the signal measured by the «Polar Nephelometer».

The scatter plot of the  $C_{j,1}$  expansion coefficient (corresponding to the first eigenvector  $\xi_1$ ) versus the  $C_{j,3}$  coefficient, on Figure 2, describes the optical features of the clouds in the clearest representation. Actually, the highest values of  $C_{j,3}$  coefficient correspond to the lowest side scattering energies and to the highest scattering in the angular range of  $35^\circ$  to  $60^\circ$ . This means that high values of  $C_{j,1}$  and  $C_{j,3}$  ( $C_{j,1} > 5$  and  $C_{j,3} > 1$ ) correspond to liquid phase clouds with high concentration of water droplets whereas low values of  $C_{j,3}$  ( $C_{j,3} < 0.45$ ) indicate the presence of ice crystals with a large side scattering behavior. The results of neural network classification, determined from the scattering behavior of the cloud particles, clearly show three clusters specific of the particle phase. On Figure 2, the blue cluster represents water droplet clouds (32% of the measurements according to our cloud phase classification), the olive green cluster (63%) indicates ice particle clouds and mixed-phase clouds (4%) correspond to the red cluster. The data points which have a  $C_{j,1}$  value lower than zero will not be considered in the following. As a matter of fact, these points correspond to clouds with a small concentration of particles (low value of signal to noise ratio) or to clear sky conditions. The variability of the  $C_{j,3}$  component could be due to aerosol contribution and/or to the variations of the clear sky noise signal.



**Figure 2.** Expansion coefficient diagram : First coefficient ( $C_{j,1}$ ) versus the third coefficient ( $C_{j,3}$ ). The clusters are coloured (blue, red and olive green) according to the cloud composition (water droplet clouds, mixed-phase clouds and ice particles respectively).

In order to compare and validate the cluster classification considered above, an alternative classification is presented according to our cloud phase criteria in Table 1, based on direct microphysical measurements from the PMS instruments. The different cloud compositions are displayed in Figure 3 with same colour scheme as Figure 2. The results in Figure 2 and the direct classification displayed in Figure 3 are in good agreement, as expected. The black dots (50% of the measurements) represent the clear sky parts and are mainly observed for values of  $C_{j,1}$  and  $C_{j,3}$  lower than zero. This analysis based on microphysical measurements is, however, still limited, mainly because of the high uncertainties on microphysical parameters derived from the PMS probe [Gayet *et al.*, 2002] but also because the criteria given by equation (1) does not involve enough information about cloud composition. This classification technique involves a limited amount of parameters to characterize the cloud phase (ConcFssp, Conc2dC, IWC, LWC) thus presenting a serious disadvantage in comparison to the classification based on a PCA along with neural networks. Indeed, the latter offers the possibility to take into account a scattering phase function on 28 angles to discriminate cloud phase.



**Figure 3.** Same as Figure 2. Here, the cloud classification has been obtained from direct PMS probe measurements. The black data points represent clear sky measurements.

#### 4. Interpretation of Representative Scattering Phase Functions Using Physical Modeling

In this section, we compare particle size distributions retrieved from average scattering phase functions with those averaged from direct PMS microphysical measurements for each cloud type. This is an important issue for further validation of the classification technique presented in section 2.3, as well as to assess the information content of the «Polar Nephelometer» measurements.

To study this issue, the iterative inversion method developed by *Oshchepkov et al.* [2000], using physical modeling of the scattered light, is applied to the average scattering phase functions within a given class. We recall here that the method is based on a bi-component (water droplet and ice crystal) representation of cloud composition and uses the non-linear least square fitting of the scattering phase function using smoothness constraints on the desired particle size distributions (PSD). Measurement errors at each angle and PSD's values for each size, in a sense of probability density function, are assumed to be described by the lognormal law, which is the most natural way to take *a priori* information about the non-negativity of these quantities [Tarantola, 1994]. Note that no analytical expression for the particle size distribution is assumed for the converging solution in this method. The only

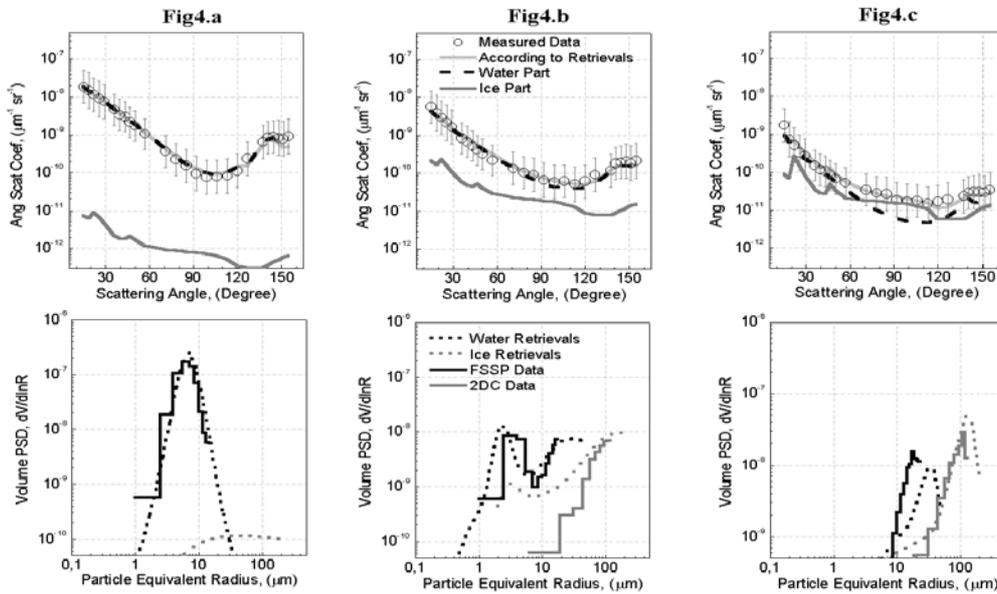
constraint in this connection is smoothness, needed to avoid an unrealistic jagged structure of the desired size distribution, because the inverse problem is ill posed without constraints.

The inversion method is designed for the retrieval of two volume particle equivalent size distributions simultaneously, one for ice crystals and another for (spherical) water droplets. We need, however, to specify a lookup table containing scattering phase functions of individual ice crystals. In this paper, we have considered only hexagonal ice crystals with different aspect ratios and randomly oriented in 3D space. The scattering phase function of spherical water droplets follows from classic Lorenz-Mie theory and the scattering patterns of hexagonal crystals are computed by an improved geometric-optics model [Yang and Liou, 1996]. In the setting up of the lookup table, we define an equivalent size of ice crystal through the radius of an area-equivalent circle whose area is equal to the ice crystal's cross-section for random orientation.

The inversion results (in terms of particle size distribution) along with direct measurements (from PMS FSSP-100 and 2D-C probes), for the three typical types of clouds (water cloud (a), mixed-phase cloud (b) and ice cloud (c)) are displayed on the lower panels of Figure 4. The retrievals are obtained for ice crystal aspect ratio equal to unity. In the upper panel of this figure, the corresponding initial scattering phase functions are also shown. The mean measured scattering phase functions, defined according to the classification defined on Figure 2, are plotted here along with theoretical ones obtained according to the retrievals for each water and ice component. The vertical error bars on the measured scattering phase functions represent the uncertainties caused by both instrumental errors of measurements and variation of the microphysical properties of the clouds. They are defined through diagonal elements of the corresponding covariance matrix obtained for each selected type of cloud (section 3). The results can be summarized as follows :

1. For water clouds (Figure 4a), the results show very good agreement between the direct measurements and retrieved ones as already discussed by Gayet *et al.* [2002]. The contribution of ice crystals being very small, the value of the retrieved ice size-particle distribution is negligible in comparison with the water-droplet size distribution. The retrieved scattering phase function is almost equal to the one corresponding to the water contribution.
2. In the mixed phase case (Figure 4b), the retrieved results of both particle size distributions (water droplets and ice crystals) are also in reasonably good agreement with the direct measurements. Although the water droplet contribution dominates the scattering features of the cloud, the contribution of ice particles is sensitive enough, to be detected with the inversion technique particularly in the side scattering angles [Oshchepkov *et al.* , 2000].

3. The presence of a non-negligible so-called ‘water component’ in ice clouds (Figure 4c) represents small supercooled droplets or spherical ice particles, as discussed by *Oshchepkov and Isaka* [1997] for laboratory measurements. The retrieved ice particle size distribution agrees well with the direct observations.



**Figure 4.** Inversion of the averaged scattering phase functions for three types of cloud : (a) Water droplet cloud, (b) Mixed-phase cloud and (c) Ice crystals clouds. Upper panel: Measured and retrieved scattering phase functions. The contributions on scattering properties are displayed for both particle compositions (water and ice). Bottom panel: Direct (PMS probes) and retrieved particle size distributions

The above results show that «Polar Nephelometer» measurements (between  $15^\circ$  and  $155^\circ$ ) contain a considerable amount of information on cloud composition, which can be traced to the systematic differences in scattering patterns for water droplets and ice crystals. The ability of the inversion technique to discriminate the contribution of the components leads to the retrieval of representative particle size distributions.

## 5. Conclusions and Outlook

The main goal of this study is to present typical cloud optical properties in terms of scattering phase functions from  $15^\circ$  to  $155^\circ$  along with microphysical parameters (particle size distributions) for three specific types of clouds relative to their phase (liquid-water droplets, mixed-phase and ice-particles). A large set of in situ measurements were analyzed using a principal component analysis. The classification of the revealed patterns leads to draw

up three typical averaged scattering phase functions measured by the «Polar Nephelometer» along with the corresponding particle size distribution obtained by direct PMS probe measurements. The cloud classification in terms of particle phase composition (water droplets, mixed-phase and ice crystals) is achieved by using a neural network (multilayer perceptron), which has the advantage of involving the equivalent of 28 parameters (a scattering phase function on 28 scattering angles) to characterize the microphysical and optical properties of cloud particles. This classification is validated by the discrimination of the cloud water phase on the basis of the ratio of bulk microphysical parameters derived from direct PMS probe measurements.

The interpretation of the results using an inversion technique show that the information contained in the scattering phase function measurements is sufficient to restore component composition and particle size distribution. This statement is supported by rather a good agreement of the inversion results with the particle size composition obtained by the direct PMS probe measurements for each selected type of cloud.

In the near future, we will report on our implementation of the extrapolation of the scattering phase function for small forward and backward angles. This is done by computing the scattering behavior of the retrieved size distribution. Furthermore, this will be extended to near-infrared wavelengths. These phase functions could eventually be included in radiative transfer analyses to achieve reliable retrievals of the microphysical and optical properties of clouds that matter in climate studies.

**Acknowledgements.** We are very grateful to J. F. Fournol, C. Duroure, F. Auriol, O. Crépel and L. Cortès for their helpful collaboration in the field experiments. The ARAT'97 experiment was funded under grants from DRET contract n° 9634104 and from the PATOM Committee (CNRS/INSU). The CIRRUS'98 experiment was supported by the French DSP/STTC (Direction des systèmes de forces et de la Prospective / Service Technique des Technologies Communes) within the ONERA contract n° 23.140/DA.B1/BC. The JACCS program is supported by the Science and Technology Agency of Japanese Government. The authors thank Anthony Davis for his help in improving the manuscript.

## References

- Asano, S., A. Uchiyama, A. Yamazaki, J. F. Gayet, and M. Tanizono, Two case studies of winter continental-type water and mixed-phased stratocumuli over the sea. Part II : Absorption of solar radiation. *J. Geophys. Res.*, 107(D21), doi: 10.1029/2001JD001108, 2002.
- Auriol, F., J. F. Gayet, G. Febvre, O. Jourdan, L. Labonnote, and G. Brogniez, *In situ* observations of cirrus cloud scattering phase function with 22° and 46° halos : Cloud field study on 19 February 1998, *J. Atmos. Sci.*, 58, 3376-3390, 2001.
- Cober, S. G., G. A. Isaac, A. V. Korolev, and J. W. Strapp, Assessing cloud-phase conditions, *J. Appl. Meteor.*, 40, 1967-1983, 2001.
- Doutriaux-Boucher, M., J. C. Buriez, G. Brogniez, L. C. Labonnote, Sensitivity of retrieved POLDER directional cloud optical thickness to various ice particle models, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 109-112, 2000.
- Durand, G., J. F. Gayet, L. Kaës, and P. Matharan, Airborne infrared and microphysical measurements on cirrus clouds, *in Satellite Remote Sensing of Clouds and Atmosphere III, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 3495, 72-81, 1998.
- Durore, C., F. Auriol, O. Crepel, and J-F Gayet, Microscale inhomogeneities study using high resolution «Polar Nephelometer» measurements, *XXIII General Assembly, European Geophysical Society, Nice, France, 20-24 April, 1998.*
- Gayet, J. F., F. Auriol, S.L. Oshchepkov, F. Schröder, C. Durore, G. Febvre, J. F. Fournol, O. Crépel, P. Personne, and D. Daugeron, In situ optical and microphysical measurements with a new airborne «Polar Nephelometer», *Geophys. Res. Lett.*, 25, 971-974, 1998.

- Gayet, J. F., S. Asano, A. Yamazaki, A. Uchiyama, A. Sinyuk, O. Jourdan, and F. Auriol, Two case studies of continental-type water and maritime mixed-phased stratocumuli over the sea. Part I : Microphysical and Optical properties, *J. Geophys. Res.*, 107(D21), 1, doi: 10.1029/2001JD001106, 2002.
- Johnson, R. A., and D. J. Wichern, *Applied multivariate statistical analysis*, fourth edition, 816 pp., Prentice hall Inc, New Jersey, 1998.
- Kinne, S., T.P. Ackerman, A.J. Heymsfield, F.P.J. Valero, K. Sassen, and J.D. Spinhirne, Cirrus microphysics and radiative transfer: Cloud field study on 28 October 1986, *Mon. Wea. Rev.*, 20, 661-684, 1992.
- Legendre, P., and L. Legendre, *Numerical ecology*, second English edition, 853 pp., Elsevier, Amsterdam, 1998.
- MacKay, D. J. C., A practical Bayesian framework for back-propagation networks, *Neural Computations*, 4, 589-603, 1992.
- Oshchepkov, S.L., and H. Isaka, Inverse scattering problem for mixed-phase and ice clouds. Part1 : Numerical simulation of particle sizing from scattering phase function measurements, *Appl. Optics*, 36, 8765-8774, 1997.
- Oshchepkov, S.L., H. Isaka, J. F. Gayet, A. Sinyuk, F. Auriol, and S. Havemann, Microphysical properties of mixed-phase & ice clouds retrieved from *in situ* airborne «Polar Nephelometer» measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 209-213, 2000.
- Rossow, W.B., and R.A. Schiffer, ISCCP cloud data products, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 72, 2-20, 1991.
- Tarantola, A., *Inverse problem theory : Model for data fitting and model parameter estimation*, 2nd imp., 601 pp., Elsevier Sci., Amsterdam, 1994.
- Yang, P., and K.N. Liou., Geometric-optics-integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals, *Appl. Opt.*, 35, 6568-6584, 1996.

## CHAPITRE 2.

### III-2. Caractérisation *in situ* des propriétés optiques des nuages dans le visible et le proche infra-rouge

#### III-2.1. Résumé

Une analyse statistique en composantes principales combinée à une méthode de classification par réseaux de neurones, présentée dans l'article précédent [Jourdan *et al.*, 2003a], a permis de regrouper 60000 mesures d'indicatrices de diffusion en trois classes de nuages distincts. Les nuages sont ainsi discriminés selon leur phase thermodynamique (nuages de gouttelettes d'eau, nuages en phase mixte et nuages de cristaux de glace). Trois sections efficaces de diffusion volumique représentatives du comportement optique, à une longueur d'onde de  $0.8\mu\text{m}$ , des nuages ont ensuite été extraites de la base de données.

L'application d'une méthode d'inversion aux sections efficaces de diffusion volumique (*angular scattering coefficients*, en anglais) a mis évidence la possibilité de restituer la composition microphysique et les distributions volumiques caractéristiques des nuages. Bien que l'analyse du problème inverse ait montré que le contenu en information des indicatrices de diffusion « incomplètes » mesurées (documentées entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$ ) soit suffisant pour restituer des paramètres microphysiques essentiels (distributions volumiques), il reste capital d'établir des fonctions de phase « complètes » pour les appliquer aux problèmes de modélisation du transfert radiatif.

Ce deuxième article se propose d'établir un jeu de paramètres optiques de diffusion simple représentatif et directement exploitables (albédo, coefficient d'extinction, facteur d'asymétrie et sections efficaces de diffusion volumiques), à partir des indicatrices de diffusion « incomplètes » estimées précédemment. En effet, l'information contenue entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$  peut être exportée vers les angles de diffusion avant et arrière.

La restitution des spectres volumiques des particules pour chaque type de nuages permet de définir des propriétés microphysiques nuageuses consistantes d'un point de vue

optique et radiatif. Il est alors possible, par l'intermédiaire d'un modèle direct calculant les propriétés de diffusion d'une combinaison gouttelettes d'eau sphériques et de cristaux de glace hexagonaux, d'obtenir des indicatrices de diffusion documentées entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  dans le visible mais aussi à d'autres longueurs d'onde du proche infra-rouge ( $1.6 \mu\text{m}$  et  $3.7 \mu\text{m}$ ), nécessaires dans les problèmes de transfert radiatif. Cette approche est utilisée pour déterminer l'ensemble des propriétés de diffusion simple des trois types de nuages ainsi que des nuages de type cirrus dont l'impact sur le bilan radiatif est primordial.

Néanmoins, l'extrapolation des indicatrices de diffusion vers les zones angulaires non initialement documentées, ainsi que la projection des propriétés de diffusion vers d'autres longueurs d'onde restent sujettes à de nombreuses incertitudes. La propagation des erreurs de mesures ainsi que la variabilité des propriétés microphysiques au sein d'un type de nuage donné sont également envisagées. Elles permettent, de ce fait, d'estimer un intervalle de paramètres optiques représentatifs du comportement radiatif de nuages d'eau liquide, en phase mixte, de glace et plus particulièrement des cirrus.

Les caractéristiques microphysiques et optiques établies pour ces différents nuages peuvent ainsi être directement intégrées dans les modèles de climat ou utilisées pour valider les algorithmes de restitution satellitaires.

### **III-2.2. Article publié au Journal of Geophysical Research [Jourdan et al., 2003b]**

## Assessment of cloud optical parameters in the solar region : retrievals from airborne measurements of scattering phase functions

Olivier Jourdan, Sergey Oshchepkov, Valery Shcherbakov, Jean-Francois Gayet and Harumi Isaka

**Abstract.** A data set of approximately 60,000 airborne measurements of angular scattering coefficients was used to reproduce a representative set of both microphysical parameters and single light scattering characteristics (angular scattering coefficient, asymmetry parameter, single-scattering albedo and extinction coefficient) for three types of clouds. The measurements were limited to a wavelength of 0.8  $\mu\text{m}$  and to 28 scattering angles near-uniformly positioned from  $15^\circ$  to  $155^\circ$ . Microphysical and optical characteristics were computed at wavelengths of 0.8  $\mu\text{m}$ , 1.6  $\mu\text{m}$  and 3.7  $\mu\text{m}$ , which are needed for the direct and inverse modeling of radiative transfer. The estimation of these characteristics is achieved through cloud microphysical parameter retrievals taking into account the variation of water droplet and ice crystal size, as well as cloud phase composition. We present both average values and possible variability of microphysical and single-scattering characteristics for three types of clouds with respect to their particle phase composition (i.e., water droplets, mixed-phase and ice crystals in cloud). The variations are presented separately due to both random instrumental errors of optical measurements and possible changes in the microphysical parameters within a separated specific cloud category. The microphysical parameter retrievals are validated by comparison with collocated direct particle size distribution measurements. Additionally, the estimated single light scattering characteristics are in reasonable agreement with those available from the literature.

## 1. Introduction

Scattering and absorption of short-wave and long-wave radiation by clouds affect the earth's radiation balance [Ramanathan *et al.*, 1989]. In order to evaluate radiative effects such as climate forcing caused by clouds, an accurate characterization of the cloud optical and microphysical properties must be achieved [Lacis and Mishchenko, 1995; Rossow and Schiffer, 1999]. Moreover, satellite remote sensing techniques for the retrieval of physical and chemical properties of atmospheric particulates assume, in most cases, that optical properties should be adequately prescribed [see among others Kinne *et al.*, 1992; Rossow and Schiffer, 1991]. In particular, Liou and Takano [1994] showed that retrievals of the optical depth and height of glaciated clouds using satellites' visible and infrared channels must use appropriate scattering phase functions for ice crystals. Nevertheless, "the convenient availability of the Lorenz-Mie solution has resulted in the widespread practice of treating nonspherical particles as if they were spheres ..." [Mishchenko *et al.*, 2000]. Such simplification however, can obviously cause significant biases in quantitative estimation of the particle's optical properties [Mishchenko and Travis, 2003]. Therefore, more adequate modeling, based on specific knowledge (measurements) of scattering and absorption characteristics of irregular particles is necessary. In order to validate parameterization of cloud single-scattering properties, comparison with *in situ* observations becomes essential [see among others, Gonzalez *et al.*, 2002].

The previous statements assert that a large set of single-scattering characteristics for different types of clouds is required, for instance, for reliable inputs into climate models or, for development of remote sensing techniques to infer cloud optical depth or hydrometeor size. Optical properties of cloud particles, as presented in the radiative transfer equations can be summarized with their scattering phase function, extinction coefficient, single-scattering albedo, and asymmetry parameter. Spectral dependence of these parameters also provides an important source of information to detect the phase of the cloud. [Liou *et al.*, 2000]. In practice, no instrumental tool is capable of producing simultaneous measurements of such a range of parameters. Consequently, the missing characteristics are usually estimated on the basis of the measured ones.

The estimated values can be computed directly, for example, on regression analysis grounds, or indirectly through the retrieval of cloud microphysical parameters. The advantage of the indirect approach exists in the possibility to obtain the full set of the cloud single-

scattering characteristics (subject to the condition that the satisfactory codes are available for the direct modeling). However, the main question is whether the initial experimental data set contains enough information with respect to the desired microphysical and optical parameters?

The main goal of this study is to estimate representative and exploitable angular scattering coefficients (for scattering angles ranging from  $0^\circ$  to  $180^\circ$ ) and single-scattering parameters in visible and infrared wavelengths using limited airborne «Polar Nephelometer» measurements. The estimation is achieved for different types of clouds relative to their particle-phase composition (liquid-water phase, solid-ice phase : i.e. ice crystals, and mixed phase : i.e. water droplets and ice crystals). The measurements used in the study are based on the *in situ* angular scattering coefficient measurements performed with the «Polar Nephelometer» [Gayet *et al.*, 1997; Crépel *et al.*, 1997]. The experimental data have been obtained during three campaigns, namely: ARAT'97 (Avion de Recherche Atmosphérique et de Télédétection) [Duroure *et al.*, 1998], CIRRUS'98 [Durand *et al.*, 1998], JACCS'99 (Japanese Cloud and Climate Study) [Asano *et al.*, 2002; Gayet *et al.*, 2002a] which were carried out from Clermont-Ferrand (central part of France), Tarbes (South–West of France), and over the Sea of Japan, respectively. Collectively, these campaigns present the advantage of merging three large sets obtained in a wide variety of meteorological conditions.

In our previous work [Jourdan *et al.*, 2003], a set of approximately 60,000 measured angular scattering coefficients was investigated. An objective data classification was performed in terms of cloud particle phase composition (water droplets, mixed-phase and ice crystals). For each cloud type, the average angular scattering coefficients (from  $15^\circ$  to  $155^\circ$ ) were computed and the corresponding particle size distributions were retrieved. The retrievals were found to be in good agreement with the direct Particle Measuring Systems, Inc., (PMS) probe measurements.

However it should be noted that this work was restricted to non-polarized light measurements due to the intrinsic optical setting of the «Polar Nephelometer» probe [see Gayet *et al.*, 1997]. Additionally, the measured angular scattering coefficient was limited to a wavelength of  $0.8 \mu\text{m}$  and to 28 near-uniformly positioned scattering angles from  $15^\circ$  to  $155^\circ$ .

This paper is based on the limited angular scattering coefficients obtained in the previous work, presented in Jourdan *et al.* [2003], and intends to assess exploitable cloud optical and microphysical parameters for radiative transfer analysis.

First, we introduce the necessary theoretical concepts regarding both direct physical modeling and the retrieval method. Then, for prescribed types of clouds, calculations are performed to extrapolate the average angular scattering coefficients (obtained from our previous work) to forward and backward scattering angles intervals ( $\Theta < 15^\circ$ ,  $\Theta > 155^\circ$ ) at the wavelength of 0.8  $\mu\text{m}$ . The angular scattering coefficients are also investigated for wavelengths of 1.6 and 3.7  $\mu\text{m}$ . Accordingly, the estimated average microphysical parameters and integral single light scattering characteristics are presented for each cloud category and for the three wavelengths. Special attention is paid to variations in the retrieved parameters due to both random instrumental errors and possible changes of the cloud microphysical properties within a specific cloud category. Finally, we discuss the reliability of our results and their possible implementation in radiative transfer analysis.

## 2. Methodology and theoretical approach

The «Polar Nephelometer» measures the angular light scattering coefficient  $\sigma(\Theta_j)$  of an ensemble of randomly oriented cloud particles as a function of specific light scattering directions  $\Theta_j$ . The measured angular scattering coefficient for a bi-component cloud composed of particles with different phase and simple geometrical shapes (spheres, hexagonal crystals) can be expressed by the sum of integrals :

$$\sigma(\Theta_j) = \frac{3}{4} \sum_{s=1}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j)}{R_s} v_s(\ln R_s) d \ln R_s, \quad (1)$$

where the value of  $\sigma(\Theta_j)$  is normalized through the total light scattering coefficient  $\sigma_{sca}$  [ $\mu\text{m}^{-1}$ ] as :

$$\sigma_{sca} = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin\theta d\theta \quad (2)$$

with  $\theta$  representing the scattering angle. It should be noted that the angular scattering coefficient,  $\sigma(\theta)$  [ $\mu\text{m}^{-1} \text{Sr}^{-1}$ ], is connected with the dimensionless normalized scattering phase function  $P_{11}$  as :

$$\sigma(\theta) = \frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} \sigma_{sca} \quad (3)$$

Accordingly, the angular scattering coefficient could be considered and referred as a non-normalized scattering phase function.

In Eq.(1), the index  $s = 1, 2$  stands for water droplets and ice crystals, respectively,  $Q_s(kR, \beta_s, m_s, \Theta_j)$  is the light-scattering efficiency factor at a given scattering angle  $\Theta_j$  for an individual particle with an equivalent radius  $R_s$ , an aspect ratio  $\beta_s$ , and a complex refractive index  $m_s = n_s - i\chi_s$  at a specific wavelength,  $\lambda$ , included in the wave number definition :  $k = 2\pi/\lambda$ . The equivalent size of an ice crystal is defined through the radius of an area-equivalent circle whose area is equal to the ice crystal cross section randomly oriented in 3D space. In our calculations, the aspect ratio  $\beta_1$  relative to the water droplet component is evidently equal to unity. On the other hand, the aspect ratio  $\beta_2$  can vary, but remains invariant for all sizes within the ice crystal particle size distribution.

The volume distribution of particles introduced in Eq.(1) is defined by :

$$v_s(\ln R_s) = \frac{dV_s}{d \ln R_s} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \frac{dN_s}{d \ln R_s} \quad (4)$$

which satisfies the following normalized condition :

$$C_s = \int_{-\infty}^{+\infty} v_s(\ln R_s) d \ln R_s \quad (5)$$

where  $C_s$  is the total volume content of each type of cloud particle per unit volume of the cloud. In Eq.(3),  $\frac{dN_s}{d \ln R_s}$  is the particle number size distribution.

Under sufficiently general conditions, Equation (1) can be reduced to the set of linear algebraic equations

$$\boldsymbol{\sigma} = [\mathbf{K}_1 \ \mathbf{K}_2] \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{bmatrix} + \Delta \quad (6)$$

where  $\boldsymbol{\sigma}$  is a column vector of measured values :  $\{\sigma\}_j = \sigma(\Theta_j)$ ,  $\varphi_1$  and  $\varphi_2$  are column vectors with elements  $\{\varphi_s\}_{i_s} = v_s(\ln R_{i_s})$  which correspond to the values of the volume distribution at different discrete sizes  $R_{i_s}$  for the  $s$ -th component. The matrices  $\mathbf{K}_s$  are defined through the efficiency factors  $Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j)$  whose elements are determined by the direct light scattering model. In Eq.(6),  $\Delta$  designates a column vector representing the random measurement errors (obeying to the log-normal probability law in the following). Equation (6) can be rewritten in the more habitual form

$$\sigma = \mathbf{K}\varphi + \Delta \quad (7)$$

where the notations  $\mathbf{K} = [\mathbf{K}_1 \ \mathbf{K}_2]$  and  $\varphi = \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{bmatrix}$  are used.

The matrix elements of  $\mathbf{K}_s$  are computed by linearly approximating the particle size distributions between points  $\ln(R_{i_s+1})$  and  $\ln(R_{i_s})$ , and by interpolating between these points using a trapezoidal approximation according to [Twomey, 1977] :

$$\begin{aligned} \{\mathbf{K}_s\}_{ji} = & \int_{\ln(R_{i_s})}^{\ln(R_{i_s+1})} \frac{\ln(R_{i_s+1}) - \ln R_s}{\ln(R_{i_s+1}) - \ln(R_{i_s})} \frac{Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j)}{R_s} d \ln R_s \\ & + \int_{\ln(R_{i_s-1})}^{\ln(R_{i_s})} \frac{\ln R_s - \ln(R_{i_s-1})}{\ln(R_{i_s}) - \ln(R_{i_s-1})} \frac{Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j)}{R_s} d \ln R_s \end{aligned} \quad (8)$$

In this case, the light scattering efficiency factor  $Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j)$  is related to the phase function  $P_{11}$  and to the scattering coefficient,  $Q_{sca}$ , for a single particle of equivalent radius  $R_s$  by :

$$Q_s(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j) = \frac{P_{11}(kR_s, \beta_s, m_s, \Theta_j) Q_{sca}(kR_s, \beta_s, m_s)}{4\pi} \quad (9)$$

For specifying a lookup table, which contains scattering phase functions of individual ice crystals, we have limited ourselves by considering hexagonal ice crystals randomly oriented in 3D space at a given aspect ratio for equivalent sizes ranging from 2  $\mu\text{m}$  to 200  $\mu\text{m}$ . While the scattering phase function of spherical water droplets obeys the Lorenz-Mie theory (for radius ranging from 0.5  $\mu\text{m}$  to 50  $\mu\text{m}$ ), the scattering patterns of hexagonal crystals were computed by an improved geometric-optics model [Yang and Liou, 1996].

In our recent paper [Jourdan et al., 2003], we applied the above physical modeling to derive cloud microphysical properties using a statistical analysis of the angular scattering coefficients and inversion of Eq.(6). In a first step, the principal component analysis and a neural networks algorithm were implemented to the set of approximately 60,000 measured cloud angular scattering coefficients for 28 scattering directions ( $15^\circ \leq \Theta_j \leq 155^\circ$ ) at a wavelength  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ . This approach enables one to separate the set into three specific categories in terms of particle phase composition (i.e., water droplets, mixed-phase and ice crystals). For each class, a mean and covariance matrix of the logarithm of the angular scattering coefficients were calculated. In a second step, the corresponding average angular

scattering coefficients were used to retrieve both water and ice particle size distributions as inherent in each class. Then, the retrieval method developed by *Oshchepkov et al.* [2000] was used for the inversion. This method constitutes the non-linear weighed least square fitting of the angular scattering coefficient using positive and smoothness constraints on the desired particle size distributions. The positive constraints are achieved by implementation of the Gaussian statistics with respect to logarithm of both measured ( $\sigma$ ) and desired ( $\varphi_1, \varphi_2$ ) quantities [Tarantola, 1994]. The value of the aspect ratio  $\beta_2$  for the ice crystal component is estimated on the basis of minimum residual between the measured and the retrieved angular scattering coefficient.

We have shown that the retrievals were in good agreement with the average size composition obtained by independent direct particle size distribution data using the same set of collocated measurements. The statement is illustrated by the size distribution comparison presented in Fig.1. Such results lead to very important conclusions: (i) the «Polar Nephelometer» data carry enough information for appropriate retrieval of cloud component composition and particle size distributions, and (ii) the code used to calculate the optical parameters (in terms of angular scattering coefficients) is satisfactory. Accordingly, the obtained data, as expected, can be used for computing cloud single-scattering parameters at visible and infrared wavelengths.

On the basis of the retrieved particle size distributions, the integrated optical parameters (asymmetry parameter, single-scattering albedo and extinction coefficient), the extrapolated angular scattering coefficient at  $0.8 \mu\text{m}$  as well as the angular scattering coefficients at other wavelengths are estimated for each type of clouds using the following scheme :

A set of  $L$  estimated characteristics  $\gamma_l$  ( $l=1,2,\dots,L$ ) can be computed from the retrieved particle size distribution  $\hat{\varphi}$ , with

$$\hat{\gamma} = \mathbf{G}\hat{\varphi}, \quad (10)$$

where  $\hat{\gamma}$  is a vector column of  $\gamma_l$ ,  $\mathbf{G} = [\mathbf{G}_1 \mathbf{G}_2]$ , and matrices  $\mathbf{G}_1$  and  $\mathbf{G}_2$  correspond to the efficiency factors of the estimated optical characteristics which are also linear functions of primary parameters related to particle size distribution. The elements of matrix  $\mathbf{G}_s$  are calculated following equation (8), but with the adequate efficiency factors corresponding to the desired quantity  $\gamma_l$ .

Along with the retrievals, an important point lies in the analysis of variations of the retrieved parameters due to both random instrumental errors and possible changes of the cloud microphysical properties within a separated specific cloud category. The analysis of variations is achieved on the basis of covariance matrices  $C_\sigma$ ,  $C_\varphi$ , and  $C_\gamma$  and is investigated in detail in the Appendix.

As already mentioned above, both errors of the initial measurement and the retrievals were assumed to be described by the lognormal law, in a meaning of the probability density function, which is the most natural way to take *a priori* information about the nonnegativity of these quantities [Tarantola, 1994]. The simplest way to consider such a property is to turn the initial linear inverse problem into a nonlinear one in a normally distributed logarithmic space of  $\sigma$ . With such assumptions, Eqs.(7)-(10) and (A1-A2) still remain valid but the quantities  $C_\sigma$ ,  $C_\varphi$ , and  $C_\beta$  become the covariance matrices of logarithms of the measured angular scattering coefficient, retrieved PSD, and estimated optical characteristics, respectively. Therefore, instead of the matrices  $\mathbf{K}_s$  and  $\mathbf{G}_s$ , the Jacobian matrices  $\mathbf{U}_s$  and  $\mathbf{U}_s^*$  of the first derivatives in the near vicinity of the retrieved angular scattering coefficient should be used:

$$\{\mathbf{U}_s\}_{ji_s} = \partial(\ln\sigma_j) / \partial(\ln\varphi_{i_s}). \quad (11)$$

Using the above formalism and the «Polar Nephelometer» data, we produce angular scattering coefficients extrapolated in the forward and backward light scattering directions ( $\Theta_j < 15^\circ$ ,  $\Theta_j > 155^\circ$ ) at  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ , as well as at  $\lambda=1.6 \mu\text{m}$  and  $3.7 \mu\text{m}$  (the infrared region) applying Eq.(10). For each wavelength, the matrices  $\mathbf{G}_s$  are determined by direct modeling from  $0^\circ$  to  $180^\circ$  leading to fully described angular scattering coefficients. Equation (A2) is used to obtain the possible variations of the angular scattering coefficients within a particular cloud phase class. In addition, the single-scattering albedo, extinction coefficient, and asymmetry parameter are calculated for all three wavelengths (by means of Eq.(10)).

The indicated two wavelengths in the infrared region are widely used by cloud spaceborne radiometers (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS), Global Imager (GLI), Along Track Scanning Radiometer (ATSR-2), Advanced Along Track Scanning Radiometer (AATSR)). All of these characteristics, along with the total water and

ice volume density, are estimated for each type of cloud according to the classification made in [Jourdan *et al.*, 2003].

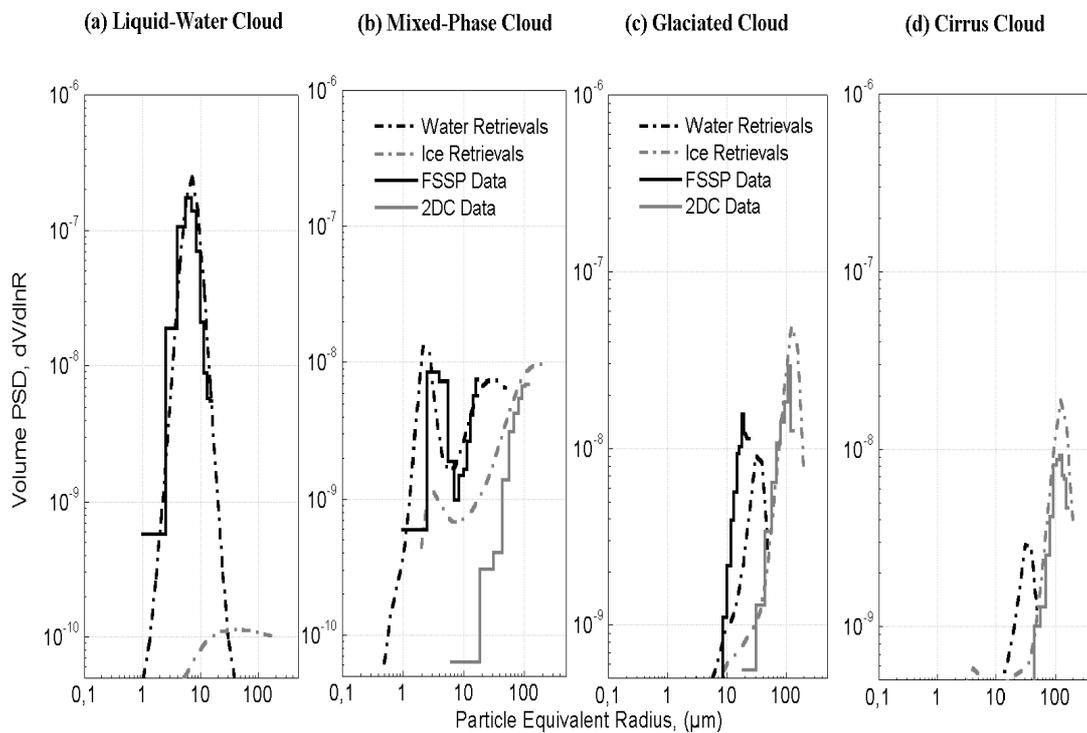
### 3. Results

The ARAT'97, CIRRUS'98 and JACCS'99 experiments collected more than 60,000 synchronized optical and microphysical measurements with a spatial resolution of about 100 m. The microphysical cloud parameters (mainly, the particle size distributions) were inferred from measurements with an FSSP-100 probe, manufactured by Particle Measuring Systems, Inc., (PMS) [Knollenberg, 1981] for water droplet diameters ranging from 3  $\mu\text{m}$  to 45  $\mu\text{m}$ , and by the bi-dimensional optical array spectrometer PMS 2D-C probe [Knollenberg, 1981; Gayet *et al.*, 1996] for ice crystals, with a diameter size range from 25  $\mu\text{m}$  to 800  $\mu\text{m}$ . The optical data were obtained from angular scattering coefficients measurements performed by the «Polar Nephelometer». The measurements involved different clouds types : stratocumulus, alto-cumulus, stratus, alto-stratus, cirro-stratus, and cirrus. On the basis of the neural network classification, average angular scattering coefficients and the corresponding particle size distributions were extracted. Nevertheless, classification was made on the basis of the cloud's phase and not on cloud type. So, the glaciated phase (i.e. the solid-ice phase), for example, could involve not only cirrus cloud but also some regions in cirro-stratus, alto-stratus, alto-cumulus or glaciated stratocumulus.

The volume particle size distributions (PSD) retrieved by the inversion method are presented along with those measured by the PMS FSSP-100 and 2D-C probes in Fig.1. The three first panels correspond to the three classes of particle phase composition (liquid-water clouds (a), mixed-phase clouds (b) and solid-ice clouds (c)). For each class, the curves “water retrievals” and “ice retrievals” present, respectively, the PSD retrieved for the water droplet component and for randomly oriented hexagonal ice crystals with aspect ratios equal to unity corresponding to minimum residuals. The labels “FSSP data” and “2DC data” indicate the corresponding direct PSD measurements (converted to particle volume size distribution).

As mentioned above, the retrievals are in good agreement with direct measurements taking into account that all data are averaged. The root-mean-square deviations (RMSD) between measured and retrieved angular scattering coefficients have minimum values when the aspect ratio of ice crystals is equal to one. The RMSD is calculated according to the

definition used in *Oshchepkov and Isaka* [1997], giving acceptable values of 22%, 24% and 21% for the water clouds, mixed-phase clouds and glaciated clouds, respectively.



**Figure 1.** Inversion of the averaged angular scattering coefficients with respect to retrieval of both water droplets and ice crystals particle size distributions for four types of cloud : (a) Water droplet cloud, (b) Mixed-phase cloud, (c) Ice crystals cloud, (d) Cirrus cloud. Direct particle size distributions (PMS probes) are indicated by histograms

The water droplet component dominates the ice crystal component (Fig.1.a), and the PSD for these components have the same order of magnitude in the case of a mixed phase cloud (Fig.1.b). In Fig.1.c, the crystals dominate the spherical droplets although there is some disagreement between direct measurements and retrievals for small particles. It should be noted in this regard, that the 2D-C measurements present high uncertainties for an equivalent radius less than 50  $\mu\text{m}$  [*Gayet et al.*, 2002b]. The relationship between the two components can be seen more clearly from the retrieved water content values of Tab.1. The ratio (liquid water content)/(ice water content) is 455.4, 1.5 and 0.26 for the water droplets, mixed-phase and ice crystals classes, respectively.

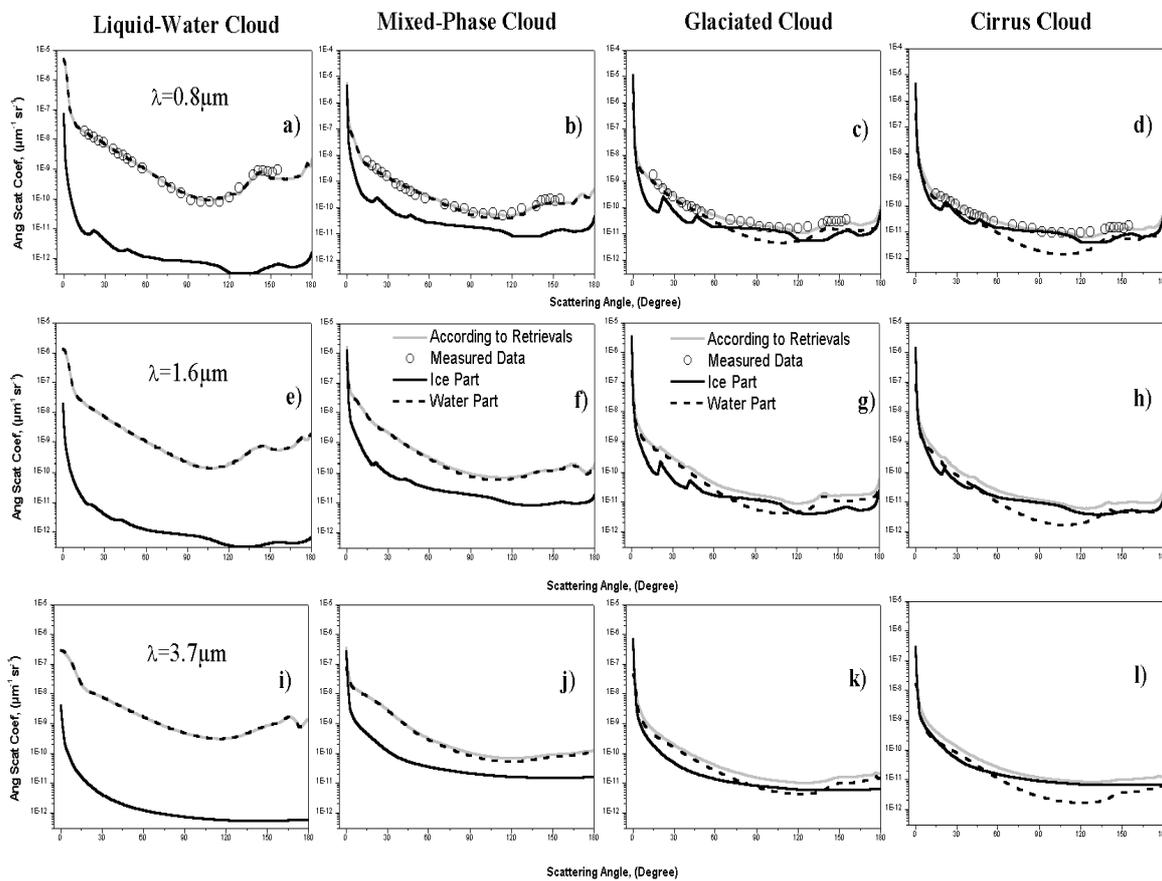
Microphysical Parameters	Droplets and Crystals	Droplets	Crystals	Direct Measurements
Liquid-Water Clouds Temperature interval : $-8^{\circ}\text{C} < T < 5^{\circ}\text{C}$ ; mean value $T = -4^{\circ}\text{C}$				
Conc ( $\text{cm}^{-3}$ )	184.3	184.0	0.3	215
TWC ( $\text{g.m}^{-3}$ )	0.1618	0.1614	0.0004	0.1270
$R_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )	6.66	6.65	16.73	5.86
Mixed-Phase Clouds Temperature interval : $-15^{\circ}\text{C} < T < 0^{\circ}\text{C}$ ; mean value $T = -7^{\circ}\text{C}$				
Conc ( $\text{cm}^{-3}$ )	306.8	296.9	9.9	55.6
TWC ( $\text{g.m}^{-3}$ )	0.0345	0.0209	0.0137	0.0148
$R_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )	7.03	4.55		6.29
Solid-Ice (Glaciated) Clouds Temperature interval : $-55^{\circ}\text{C} < T < -3^{\circ}\text{C}$ ; mean value $T = -14^{\circ}\text{C}$				
Conc ( $\text{cm}^{-3}$ )	78.6	75.8	2.8	3.0
TWC ( $\text{g.m}^{-3}$ )	0.0384	0.0080	0.0304	0.024
$R_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )	38.1	12.8	70.8	32.4
Cirrus Clouds Temperature interval : $-55^{\circ}\text{C} < T < -40^{\circ}\text{C}$ ; mean value $T = -45^{\circ}\text{C}$				
Conc ( $\text{cm}^{-3}$ )	13.6	9.9	3.7	0.4
TWC ( $\text{g.m}^{-3}$ )	0.0159	0.0029	0.0130	0.0105
$R_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )	32.33	13.36	44.89	35.75

**Table 1.** Temperature regimes, retrieved and measured average values of microphysical parameters for the three initial types of clouds and for the cirrus clouds.

For each of them, the retrieved parameters are presented for the water droplet part, the ice crystal part as well as the total of both components.

The angular scattering coefficients estimated for the wavelengths 0.8, 1.6 and 3.7  $\mu\text{m}$  are presented in Fig.2. For each cloud category, we also present here the angular scattering coefficients for water and ice separately. In Figure 2, the panels (a), (b), and (c) correspond to  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ ; (e), (f), and (g) to  $\lambda=1.6 \mu\text{m}$ ; and (i), (j), (k) to  $\lambda=3.7 \mu\text{m}$ . Accordingly, the panels (a), (e), (i) corresponds to liquid-water clouds; (b), (f), (j) to mixed-phase clouds and (c), (g), (k) to solid-ice clouds. The curve “according to retrievals” presents the “extrapolated” or corresponding “projected” angular scattering coefficients when both of the retrieved fractions are considered. The labels “water part” and “ice part” are used for the angular scattering coefficients, which are calculated only on the base of the retrieved PSD of spherical water droplets and randomly oriented hexagonal crystals, respectively.

The angular scattering coefficient measurements as subject of the inversion are seen to be in good agreement with those computed according to the retrievals for all three types of clouds. The retrieved volume particle size distributions provide the extrapolation of the phase functions into forward ( $\Theta < 15^\circ$ ) and backward angles ( $\Theta > 155^\circ$ ) at the wavelength  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$  using Eq.(10). The effect of non-spherical particles (ice crystals) on the angular scattering coefficient is seen from Fig.2 to be negligible at all three wavelengths for the liquid-water cloud. For the mixed-phase case, the impact can be noticed at small forward and at sideward angles for  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ , and at angles greater than  $60^\circ$  for the wavelengths 1.6 and  $3.7 \mu\text{m}$ . At the same time, the effect of spherical particles is not negligible for the glaciated cloud at all three wavelengths.

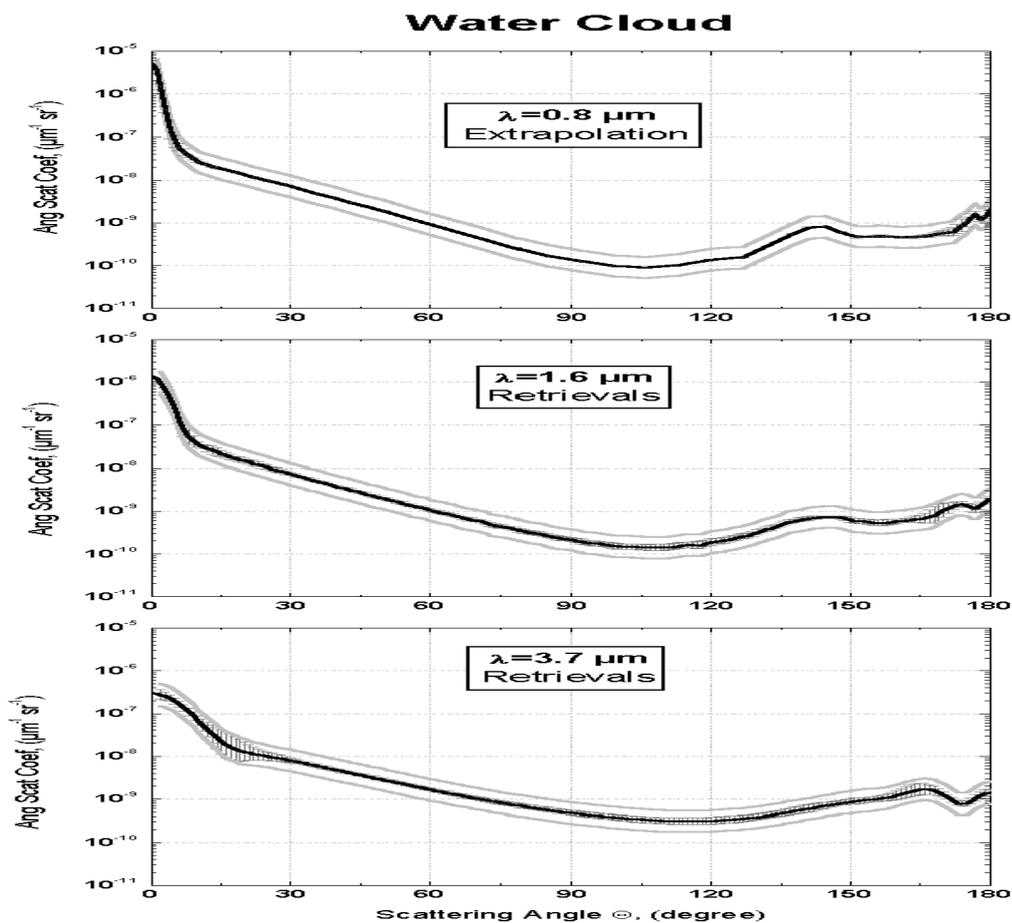


**Figure 2.** Extrapolation and projection of the angular scattering coefficients for the four types of cloud at three different wavelengths.

The contributions on scattering properties are also displayed for both particle compositions (water and ice). (a) (e) (i) Water droplet cloud, (b) (f) (j) Mixed-phase cloud, (c) (g) (k) Ice crystal cloud, (d) (h) (l) Cirrus cloud.

(a) (b) (c) (d)  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ , (e) (f) (g) (h)  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ , (i) (j) (k) (l)  $\lambda = 3.7 \mu\text{m}$ .

The impact of instrumental errors and variation of microphysical parameters within a certain separated specific cloud category are presented separately and displayed in Figures 3, 4 and 5 for each class. The error bars are due to instrumental errors, which were also computed through diagonal elements of the covariance matrix  $C_\gamma$  according to Eq.(A2), with the difference that only the instrumental covariance matrix  $\Sigma$  was used instead of  $C_\sigma$ . The instrumental errors were assumed not to be correlated, meaning that the matrix  $\Sigma$  has diagonal structure. The corresponding diagonal elements are defined on the basis of present knowledge on the relative instrumental error variance as a function of scattering angle  $\Theta_j$ . A set of calibrations of the «Polar Nephelometer» were made to estimate the relative instrumental errors depending on the measurement channel. The errors are: 3% for scattering angles ranging from  $25.5^\circ$  to  $127^\circ$ ; 5% for forward scattering angles between  $15^\circ$  to  $22^\circ$ ; and around 10% for back scattering angles between  $144^\circ$  and  $155^\circ$ .

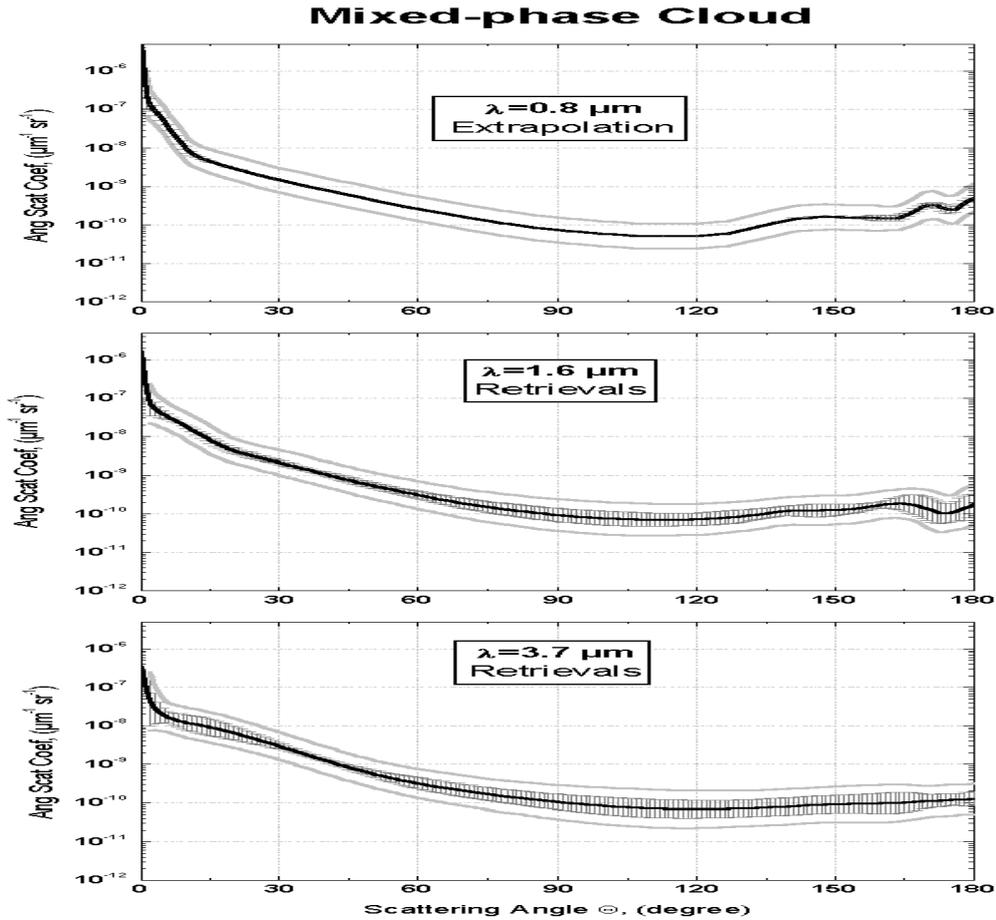


**Figure 3.** Average angular scattering coefficient (solid black) and its variations caused by both instrumental errors (gray error bars) and physical variations of microphysical parameters within each separated cloud category (upper and lower solid light gray lines) presented for the three wavelengths. Case of water droplet cloud.

It seems quite reasonable that the error bars caused by instrumental noise are small for initial measurements (from  $15^\circ$  to  $155^\circ$  and  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ ). Beyond these scattering directions, the uncertainties are higher, especially for the mixed-phase and solid-ice clouds. For the forward directions, the result is explained by the fact that the measured angular scattering coefficient carries a limited amount of information with respect to large particles.

Accordingly, the relative errors of the retrieved optical parameters derived from the angular scattering coefficients caused by the instrumental noise are close to 2% for water droplet clouds but reach 4.5% for mixed-phase clouds and 6% in the case of glaciated clouds at  $0.8 \mu\text{m}$ . For the infrared wavelengths  $1.6$  and  $3.7 \mu\text{m}$ , the errors bars are of the same order of magnitude throughout all scattering angles, during which the error level is increased as the fraction of ice crystals increases. The explanation could be the same as mentioned above due to both a decrease in size parameters (sensitivity term  $\mathbf{G}_l \mathbf{G}_l^T$  in Eq.(A3) becomes higher for the infrared region) and an increase in the ice crystal absorption properties.

As pointed-out above, variations in the computed optical characteristics caused by both changes of microphysical properties of clouds and instrumental errors are estimated by computing the diagonal elements of the covariance matrix  $\mathbf{C}_\gamma$  with  $\mathbf{C}_\sigma$  for each separated class of cloud. The angular scattering coefficient variations are also presented in Figures 3, 4, and 5. For simplicity sake, heavy light gray curves are used here instead of bars. Of course, the estimated angular scattering coefficient cannot vary arbitrarily because of the existing correlations between values at different angles. As expected, changes of microphysical properties of clouds lead to higher variability of estimated angular scattering coefficient relative to instrumental errors. As before, the higher the hexagonal ice crystals fraction, the higher the variations of the phase functions.

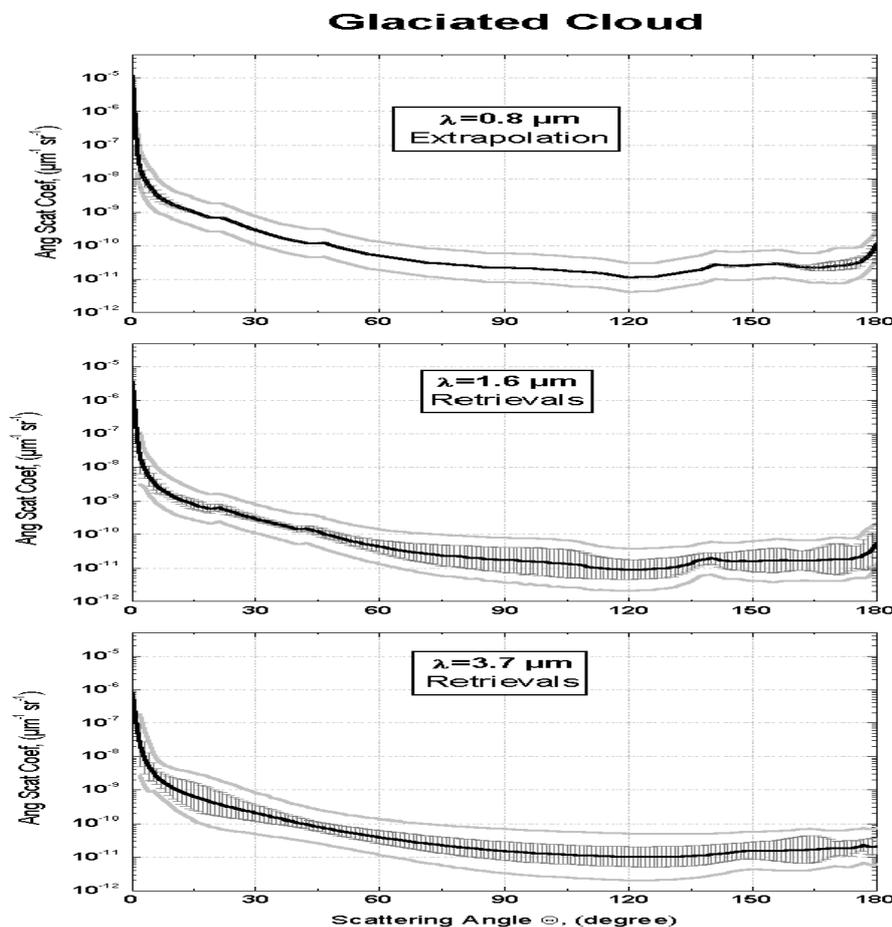


**Figure 4.** Average angular scattering coefficient (solid black) and its variations caused by both instrumental errors (gray error bars) and physical variations of microphysical parameters within each separated cloud category (upper and lower solid light gray lines) presented for the three wavelengths. Case of mixed phase cloud.

The average microphysical parameters and integral single light scattering characteristics are presented in Tab.1 and Tab.2, Tab.3, Tab.4, respectively. Shown are the volume extinction coefficient ( $\sigma_{\text{ext}}$ ), the single-scattering albedo ( $\omega_{\text{sca}}$ ), the asymmetry parameter ( $g$ ), the particle number concentration ( $Conc$ ), the total water content ( $TWC=LWC + IWC$ , i.e. the sum of the liquid and ice water contents), and the cloud particle effective radius ( $R_{\text{eff}}$ ) defined as the ratio of the third to second moment of the droplet size distribution.

For microphysical parameters, water and ice fractions and direct measurements are also presented in Tab.1 as well as the temperature regimes for each type of cloud. Comparison between retrieved microphysical parameters and measurements shows that for all cloud cases, the effective radius and the total water content are accurately retrieved. The retrievals of concentration however, except in the water cloud case, are not acceptable. It could be explained by the fact that the inversion scheme is more effective to retrieve the volume parameters because the «Polar Nephelometer» measurements correspond to volume scattering

properties of an ensemble of sampled cloud particles. Furthermore, the retrieved microphysical parameters accurately reproduce cloud radiative properties, but not necessarily compare well with the “true” measured parameters. This point will be discussed in Section 4.



**Figure 5.** Average angular scattering coefficient (solid black) and its variations caused by both instrumental errors (gray error bars) and physical variations of microphysical parameters within each separated cloud category (upper and lower solid light gray lines) presented for the three wavelengths. Case of ice crystal cloud.

The maximum and minimum values of the optical parameters corresponding to the variations of microphysical parameters for each separated class are referenced in Tab.2, Tab.3 and Tab.4. The volume extinction coefficients  $\sigma_{ext}(\lambda)$  have highest values for the water droplet class and lowest for the ice crystal class at all wavelengths. As expected, the single-scattering albedo is maximal at  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$  and minimal at  $\lambda=3.7 \mu\text{m}$ . This is due to the spectral properties of the imaginary part of the refractive indexes of water and ice. It follows from Table 2, that for the water droplet class, the inequality  $\sigma_{ext}(0.8) < \sigma_{ext}(1.6) < \sigma_{ext}(3.7)$  is valid, the inverse wavelength dependence is seen for the ice crystals case, and the relationship  $\sigma_{ext}(0.8) < \sigma_{ext}(3.7) < \sigma_{ext}(1.6)$  takes place for the mixed-phase cloud. The asymmetry factors

$g(\lambda)$  for the water and mixed-phase clouds offer the following properties:  $g(3.7) < g(1.6) < g(0.8)$ , and the inequality  $g(3.7) < g(0.8) < g(1.6)$  takes place for the ice cloud.

In order to be consistent with the already published values of the asymmetry parameter, the determination of  $g$  at all three wavelengths is done taking into account the effect of the  $\delta$ -function transmission through hexagonal ice crystals which occurs at  $\theta=0^\circ$  when the opposite facets of the ice crystal are exactly parallel. The values of the asymmetry parameters presented in this work are already corrected following the method proposed by *Takano and Liou* [1989] and depend on the fraction of light transmitted at  $\theta=0^\circ$  to the total scattered light.

The spectral dependencies of the single-scattering parameters can be explained by the microphysical parameters of the retrieved particle size distributions and the relationships between the spherical droplet and the hexagonal ice crystal fractions. It is well known that there is a rather high correlation between single-scattering parameters and the particle effective radius  $R_{eff}$  of clouds. For the hexagonal ice crystal fraction, the value  $R_{eff}$  is much higher for the ice crystal class comparing with others ones. At the same time, the effective radius of the spherical droplet fraction has a smaller value for the mixed-phase case.

#### **4. Discussion and comparison with published data**

In this study, we have postulated that for each type of cloud the inferred angular scattering coefficient corresponds to a combination of a water droplet component and a hexagonal ice crystal component. Optical parameters are computed considering this statement. From a microphysical point of view, this hypothesis might not be correct leading to erroneous retrieved microphysical parameters but the aim of this study is to present realistic optical parameters for three types of clouds in order to improve radiative transfer code.

However, we recall that the 2D-C probe does not reliably measure small ice crystals, so this could lead to a significant underestimate of the ice particle concentrations. The main disagreement between the retrieved microphysical parameters and the measured ones for mixed-phase and glaciated clouds, concerned concentration retrievals which could indeed be explained by this particular concentration underestimation. In section 3, it was shown that our microphysical model with a simple two component assumption is sufficient to model angular scattering coefficients in agreement with the measurements. Moreover, the retrieved volume

particle size distributions compared well with the ones obtained by direct measurements. These two results enable us to expect rather good accuracy in assessing representative cloud optical parameters in the solar region.

Additionally, *in situ* measurements in glaciated clouds show a great variability in the size, shape, structure and surface roughness of ice crystals. At the moment, no existing model is able to summarize such discrepancies. The most sophisticated ones, include mathematical representations of crystal shape complexities (see among others the Koch fractal polycrystals developed by *Macke et al.* [1996] and the hexagonal ice aggregates by *Yang and Liou* [1998]), surface roughness (imperfect hexagonal crystals by *Hess et al.* [1998]), and inhomogeneity (inhomogeneous hexagonal model with internal inclusions of *Labonnote et al.* [2000]) in order to produce “realistic” optical behavior of ice clouds.

The microphysical model used in this study is rather simple but remains flexible and sufficient to take into account cloud composition and size effects. Finally, the retrieval of cloud’s optical properties lies within the framework of the inverse problem. The limited information content of the measured angular scattering coefficients prevents the accurate retrieval of numerous parameters characterizing complex ice crystal shapes or surface roughness. It only allows us to retrieve the cloud phase composition, its particle size distributions and aspect ratio of the assumed hexagonal ice crystals.

Accordingly, the use of our microphysical model permits the retrieval of microphysical parameters corresponding to some average cloud microphysical characteristics that will lead to realistic optical behavior of the cloud. Therefore, the retrieved optical parameters must be compared to measurements or to more realistic modeling.

For liquid-water clouds (Tab.2), the mean value of the asymmetry parameter  $g=0.848$  at  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$  is typical of water droplet clouds [*Raga and Jonas*, 1993] and in good agreement with the value of 0.844 or 0.835 derived from the observational studies at  $\lambda=0.635 \mu\text{m}$  made by *Gerber et al.* [2000] using the Cloud-Integrating Nephelometer (CIN) in stratocumulus clouds. This difference in wavelength is not significant to affect the value of the asymmetry parameter. *Gayet et al.* [2002a] displayed a vertical profile of the extinction coefficient for typical liquid stratocumulus clouds using FSSP measurements and the «Polar Nephelometer» data at  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ . They have obtained mean values of the water droplet effective radii of around 6 or 7  $\mu\text{m}$ . The corresponding single-scattering albedo and asymmetry parameter can be determined using Mie theory and assuming a lognormal water droplet spectra with an effective radius of 6.5  $\mu\text{m}$ . We have found,  $\omega_{\text{sca}}=1.000, 0.995$  and  $0.930$ , and  $g=0.849, 0.815$

and 0.754 for respective  $\lambda=0.8, 1.6$  and  $3.7 \mu\text{m}$ . Measurements of the extinction coefficient at  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$  between the altitudes of 1000 m and 1500 m correspond to values ranging from  $20 \text{ km}^{-1}$  to  $60 \text{ km}^{-1}$ . All these single-scattering parameters are comparable to the coefficients presented in Tab2.

Liquid-Water Clouds	Mean value	Lowest value	Highest value
$\lambda=0.8\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	39.35	22.07	70.15
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	1.000	1.000	1.000
Asymmetry : g	0.848	0.848	0.848
$\lambda=1.6\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	41.22	23.04	73.76
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9952	0.9951	0.9952
Asymmetry : g	0.828	0.827	0.828
$\lambda=3.7\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	44.32	24.54	80.05
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9264	0.9254	0.9271
Asymmetry : g	0.747	0.742	0.753

**Table 2.** Retrieved single-scattering properties for the three wavelengths considering mean, maximum and minimum possible value caused physical variations of microphysical parameters for each separated type of cloud. Case of water droplet cloud.

Even though mixed phase clouds represent an important group of atmospheric clouds, references on the scattering behavior of these clouds are hard to find. The main problem is how to distinguish a mixed-phase cloud from a mostly liquid-water cloud or a solid-ice cloud. We have chosen to define mixed phase clouds as clouds whose scattering behaviors are intermediate between liquid-water clouds and solid-ice clouds. This is possible by using the method developed by *Jourdan et al.* [2003]. The identification of mixed-phase clouds on the base of their side scattering differences with water or ice clouds was also proposed by *Sassen et al.* [1979]. In *Garret et al.* [2001], measurements of asymmetry parameter and extinction coefficient as a function of ice particle number concentration in stratocumulus clouds have been performed. The authors showed that the values of the asymmetry parameter vary linearly from 0.87 for clouds containing no ice to 0.73 for completely glaciated clouds at a wavelength of  $0.635 \mu\text{m}$ . For intermediate values of the ice particle fraction (i.e., number of ice particles/(number of ice particles + number of water drops)), corresponding to mixed-phase clouds, the asymmetry parameter and the extinction coefficient are approximately equal to  $0.80 \pm 0.02$  and  $(15 \pm 10) \text{ km}^{-1}$ . These estimations, especially for the g-value, are in agreement

with the results presented in Tab.3 for a wavelength of 0.8  $\mu\text{m}$ . These comparisons can only be done qualitatively since the ice particle fractions calculated using the microphysical parameters of Tab.1 and the ones presented in *Garret et al.* [2001] are not directly comparable. Furthermore, the mean value of the extinction coefficient measured in typical mixed-phase stratocumulus, at a wavelength of 0.8  $\mu\text{m}$ , by *Gayet et al.* [2002a] is  $(10 \pm 4)$   $\text{km}^{-1}$  and the distribution of the asymmetry parameter exhibits two modes centered around 0.835 and 0.79. The mode with a g-value of 0.835 corresponds to a small number of water droplets dominating the optical properties. The other mode includes higher concentration of ice crystals such as pristine-dentric-shaped and some aggregates characterized by a g-value of 0.79, which is close to the mean asymmetry parameter presented in Tab.3 for mixed phase-clouds.

Mixed-Phase Clouds	Mean value	Lowest value	Highest value
$\lambda=0.8\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	8.97	4.25	18.97
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	1.0000	1.0000	1.0000
Asymmetry : g	0.801	0.707	0.804
$\lambda=1.6\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	10.38	4.80	22.46
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9937	0.9925	0.9947
Asymmetry : g	0.801	0.797	0.804
$\lambda=3.7\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	10.35	4.56	23.51
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9512	0.9447	0.9579
Asymmetry : g	0.793	0.786	0.800

**Table 3.** Same as Tab.2 but for mixed phase cloud.

Appropriate assessment of ice cloud optical properties is currently an open question. Specifically, the asymmetry parameter and phase function were theoretically calculated for different single ice crystal shapes and predicted g-values between 0.74 (even as small as 0.69 for ice crystals with multiple internal inclusions of air bubbles [*Macke, 2000*]) and 0.95 at non-absorbing wavelength [*Iaquinta et al., 1995; Macke et al., 1996; Yang and Liou, 1998; Francis et al., 1999*]. Moreover, optical parameters of ice clouds can also be derived from measurements of radiance fields in cirrus clouds or calculated from measured cloud structure (particle size distribution, ice crystal shape). The value of the asymmetry parameter inferred from observational studies lies between 0.70 [*Stephens et al., 1990*] and 0.85 [*Francis et al.,*

1999] (Macke *et al.* [1998] even found  $g$ -values of 0.91 for midlatitude cirrus constituted of hexagonal plates). In cirrus clouds, values of the extinction coefficient inferred by 2D-C particle size distribution measurements were evaluated between 0.2 and 2.0  $\text{km}^{-1}$  for non absorbing wavelength [Kinne *et al.*, 1997; Macke *et al.*, 1998; Yang and Liou, 1998]. Finally, the asymmetry parameter and extinction coefficient can be estimated. From laboratory measurements, Volkovitsky *et al.* [1979] and Sassen and Liou [1979] found  $g$ -values near  $0.83 \pm 0.02$ . Nevertheless, the measurements concerned only a scattering phase function from  $10^\circ$  to  $175^\circ$  leading to possible erroneous calculation of the corresponding asymmetry parameter. *In situ* measurements performed by a cloud integrating nephelometer [Gerber *et al.*, 2000; Garret *et al.*, 2001] in arctic clouds and the «Polar Nephelometer» [Auriol *et al.*, 2001] in cirrus clouds gave  $g$ -values ranging from 0.73 to 0.79 and  $\sigma_{\text{ext}}$  from 1.5 to 14.5  $\text{km}^{-1}$ . Furthermore, Korolev *et al.* [2001] measured extinction coefficient for glaciated clouds around 2  $\text{km}^{-1}$  and, even though, Gerber *et al.* [2000] suggested that a typical asymmetry value for ice clouds could be 0.73, their average value over all glaciated clouds came out to be 0.82.

Solid-Ice Clouds	Mean value	Lowest value	Highest value
$\lambda=0.8\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	1.92	0.73	5.05
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9999	0.9998	0.9999
Asymmetry : $g$	0.814	0.813	0.815
$\lambda=1.6\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	1.75	0.67	4.61
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9451	0.9206	0.9705
Asymmetry : $g$	0.822	0.802	0.849
$\lambda=3.7\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}} (\text{km}^{-1})$	1.60	0.56	4.63
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.7866	0.7370	0.8390
Asymmetry : $g$	0.802	0.775	0.830

**Table 4.** Same as Tab.2 but for ice crystal cloud (glaciated cloud).

As noted above, the ice clouds that are described in this paper consist of different types of ice clouds (cirrus, cirro-stratus, glaciated strato-cumulus, alto-cumulus) whereas most of the cloud optical properties available in the literature correspond to cirrus clouds specifically. Therefore, a cirrus cloud class has been extracted from the glaciated class on the

basis of temperature regimes. Glaciated clouds are considered to be cirrus clouds when their temperature is lower than  $-40^{\circ}\text{C}$ .

The retrieved particle size distributions are displayed in Fig.1d, and the angular scattering coefficients at the three wavelengths are presented in the panels d,h,l of figure 2. For cirrus clouds, the water-droplet contribution is less important than for glaciated clouds, and even though the  $22^{\circ}$  and  $46^{\circ}$  halos are sharper, the angular scattering coefficient still exhibits rather smooth behavior which is consistent with the observations in cirrus clouds for non-absorbing wavelength [Auriol *et al.*, 2001].

The typical average angular scattering coefficient shown in Fig.6 (at  $0.8\mu\text{m}$ ) is in agreement with definition of Baran *et al.* [2001]. Indeed, they argued that an appropriate phase function for cirrus clouds should be one which is generally smooth, featureless, and represents angular scattering from a collection of various shape of particles. Moreover, the inferred microphysical parameters displayed in Tab.1 for the cirrus case compare well with the measurements performed by Korolev *et al.* [2001] who assessed values for concentration, total water content of  $5\text{ cm}^{-3}$  and  $0.01\text{ gm}^{-3}$ , respectively. Observations during the INCA (INterhemispheric differences in Cirrus properties from Anthropogenic emissions) campaign led to values of effective radius close to 25 or  $30\mu\text{m}$ , an extinction coefficient of  $0.5\text{ km}^{-1}$ , and an asymmetry parameter ranging from 0.77 to 0.79 at visible wavelengths [Gonzalez *et al.*, 2002]. These measurements are completely in accordance with those we have retrieved for cirrus clouds (Tab.5).

Cirrus Clouds	Mean value	Lowest value	Highest value
$\lambda=0.8\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}}(\text{km}^{-1})$	0.86	0.48	1.54
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9999	1.0000	0.9993
Asymmetry : g	0.789	0.787	0.791
$\lambda=1.6\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}}(\text{km}^{-1})$	0.91	0.50	1.63
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.9542	0.9457	0.9632
Asymmetry : g	0.806	0.799	0.813
$\lambda=3.7\mu\text{m}$			
Extinction : $\sigma_{\text{ext}}(\text{km}^{-1})$	0.89	0.48	1.66
Albedo : $\omega_{\text{sca}}$	0.8245	0.8016	0.8478
Asymmetry : g	0.757	0.746	0.768

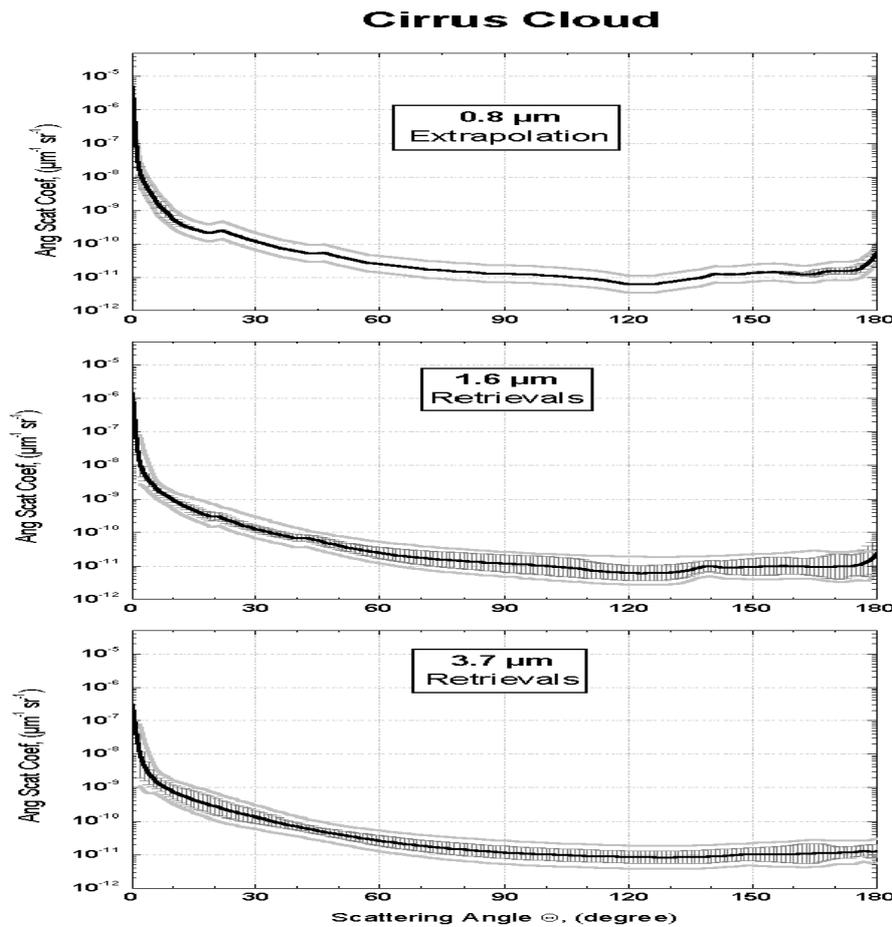
**Table 5.** Same as Tab.2 but for cirrus cloud.

As a whole, the values of the asymmetry parameter and the extinction coefficient presented in Tab.4 (glaciated clouds) and specially in Tab.5 (cirrus clouds) at non-absorbing wavelengths are consistent with the values established by previous studies. As one can see, the asymmetry parameter and the extinction coefficient have lower values for cirrus clouds than for glaciated clouds. It is rather difficult however, to extract representative values of optical parameters, in particular for the value of  $g$ , which best represents glaciated clouds.

Information at absorbing wavelengths (1.6  $\mu\text{m}$  and 3.7  $\mu\text{m}$ ) is useful to conclude on the reliability of our results. The wavelength of 0.8  $\mu\text{m}$  gives information on the optical thickness (extinction coefficient), whilst wavelengths of 1.6  $\mu\text{m}$  and 3.7  $\mu\text{m}$  are sensitive to the ice crystal dimension. Therefore, the single-scattering albedo and asymmetry parameter at different wavelengths are particularly sensitive to the size and shape of ice crystals [Hess and Wiegner, 1994].

We have calculated the single-scattering albedo and asymmetry parameter for various ice crystal habits at the three wavelengths using the database described by Yang *et al.* [2000] and Key *et al.* [2002]. For 4-branches bullet rosettes, the same kind of scattering behavior is observed as shown in Tab.4. Indeed, at  $\lambda=0.8 \mu\text{m}$  and for an effective radius around 25  $\mu\text{m}$ , computations give :  $g=0.808$  and  $\omega_{\text{sca}}=1.000$ ; at  $\lambda=1.6 \mu\text{m}$ ,  $g=0.815$  and  $\omega_{\text{sca}}=0.961$ ; at  $\lambda=3.7 \mu\text{m}$ ,  $g=0.800$  and  $\omega_{\text{sca}}=0.780$ . Calculations were also performed for rough aggregates, with an effective radius of 35  $\mu\text{m}$ , and compared to the optical parameters retrieved for the cirrus cloud case. The following parameters were obtained:  $g=0.770$  and  $\omega_{\text{sca}}=1.000$ ; at  $\lambda=1.6 \mu\text{m}$ ,  $g=0.794$  and  $\omega_{\text{sca}}=0.954$ ; at  $\lambda=3.7 \mu\text{m}$ ,  $g=0.860$  and  $\omega_{\text{sca}}=0.700$ . These simulations fits with our retrievals except for strongly absorbing wavelengths (3.7 $\mu\text{m}$ ) where most of the errors are made in our inversion scheme.

Baran *et al.* [2001] proposed a parameterization of the Henyey-Greenstein scattering phase function, for application to satellite remote sensing and aircraft observations of cirrus, based on an non-absorbing laboratory measured phase function between the scattering angles of 30° and 180°. This analytical phase function reproduced well both aircraft and satellite measurements in cirrus clouds. The corresponding best fit of scattering properties for an effective radius of 25  $\mu\text{m}$  was  $g(0.87\mu\text{m})=0.80$ ,  $\omega_{\text{sca}}(0.87\mu\text{m})=1.000$ ;  $g(1.6\mu\text{m})=0.81$ ,  $\omega_{\text{sca}}(1.6\mu\text{m})=0.921$ ;  $g(3.7\mu\text{m})=0.84$ ,  $\omega_{\text{sca}}(3.7\mu\text{m})=0.742$ . These values are in agreement with those we found, at least at 0.8 $\mu\text{m}$  and 1.6  $\mu\text{m}$ , for cirrus clouds. The observed discrepancies, especially at 3.7 $\mu\text{m}$ , could come from the errors caused by the inverse model and they could also be attributed to the fact that the transmittance measurements in Baran *et al.* [2001] were not available under 10°.



**Figure 6.** Average angular scattering coefficient (solid black) and its variations caused by both instrumental errors (gray error bars) and physical variations of microphysical parameters within each separated cloud category (upper and lower solid light gray lines) presented for the three wavelengths. Case of cirrus cloud.

A final point to be emphasized is that the uncertainties in both extrapolated angular scattering coefficient and reproduction of all single light scattering characteristics in the infrared region increase as the fraction of ice increases. The tendency could be explained by the fact that the size of ice crystals considerably exceeds the size of water droplets as a whole. Thus, the sensitivity of light scattering properties becomes higher for both the forward scattering directions and infrared region, which are not available from the initial «Polar Nephelometer» measurements used in this study. Accordingly, the «Polar Nephelometer» probe should be improved in order to bring more information, especially in the forward scattering direction where the size effect is gathered. This would allow for a more accurate retrieval of particle size distributions and thus scattering phase functions at different wavelengths with less uncertainties.

## 5. Conclusions and Outlook

In this paper, a measured set of approximately 60,000 airborne angular scattering coefficients were involved to reproduce a complete representative set of both microphysical parameters and single light scattering characteristics at wavelengths 0.8  $\mu\text{m}$ , 1.6  $\mu\text{m}$  and 3.7  $\mu\text{m}$ . On the basis of the statistical classification approach and inversion method, for each cloud's phase, the information contained in the average angular scattering coefficients measured at the wavelength 0.8  $\mu\text{m}$  and scattering angles  $15^\circ$  to  $155^\circ$  was extrapolated to the forward and backward scattering directions. Therefore, this enabled us to establish complete scattering phase functions for wavelengths 0.8  $\mu\text{m}$ , 1.6  $\mu\text{m}$  and 3.7  $\mu\text{m}$ . For each type of cloud, the inferred scattering phase function is presented in terms of total angular scattering coefficient as well as a combination of a water droplet component and hexagonal ice crystal component. Additionally, the average microphysical and integral optical parameters were calculated for each cloud category.

Possible variations in the retrieved parameters are presented separately due to both random instrumental errors of optical measurements and possible changes in the microphysical parameters within a separated specific cloud category. The microphysical parameter retrievals are validated by comparison with collocated direct particle size distribution measurements. Additionally, the estimated single light scattering characteristics agree well enough with those available from the literature.

The retrieved microphysical and optical parameters could be of great interest for further cloud characterization in radiative direct and inverse modeling (they are available at the following internet address :[www.obs.univ-bpclermont.fr/atmos/nephelo/](http://www.obs.univ-bpclermont.fr/atmos/nephelo/) or by email upon request). The next step of the study should include the parameters in the appropriate radiative transfer models by setting up the corresponding representative look up table needed for both climate modeling and remote sensing. Finally, we plan to incorporate additional parameters into the inverse model, which are capable of retrieving ice crystal inhomogeneity or surface roughness. However, large sets of numerical simulations must be performed in order to check if the requirements imposed by the light scattering measurements are consistent with the additional degrees of freedom in the inverse model produced by a more sophisticated microphysical model.

## Appendix: Estimation of the impact of instrumental errors and variation of microphysical parameters on the retrievals

The covariance matrix of the retrieved particle size distributions satisfies the following equation [Tarantola, 1994] :

$$\mathbf{C}_\varphi = (\mathbf{K}^T \mathbf{C}_\sigma^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{\Omega})^{-1}, \quad (\text{A1})$$

where  $\mathbf{C}_\sigma$  is the covariance matrix of the measured data,  $^T$  denotes matrix transposition, and  $\mathbf{\Omega}$  is the smoothness matrix. For a two-desired phase case,  $\mathbf{\Omega}$  consists of two diagonal blocks

$$\mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} \mathbf{\Omega}_1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{\Omega}_2 \end{bmatrix}$$

each corresponding to the smoothness matrices of water droplet and ice

crystal components, respectively (the smoothness parameters are included into the matrices).

The covariance matrix  $\mathbf{C}_\gamma$  of a set of  $L$  estimated characteristics  $\gamma_l$  ( $l=1,2,\dots,L$ ) from the retrieved particle size distribution  $\hat{\varphi}$ , with  $\hat{\gamma} = \mathbf{G}\hat{\varphi}$ , can be computed when  $\mathbf{C}_\varphi$  is known [Rao, 1973] :

$$\mathbf{C}_\gamma = \mathbf{G}\mathbf{C}_\varphi\mathbf{G}^T = \mathbf{G}(\mathbf{K}^T \mathbf{C}_\sigma^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{\Omega})^{-1} \mathbf{G}^T \quad (\text{A2})$$

Equations (10) and (A2) can be used directly to obtain both average angular scattering coefficients (within the scattering angles  $0^\circ$  to  $180^\circ$ ) and their possible variations at the three desired wavelengths.

In processing of statistical data, the covariance matrix  $\mathbf{C}_\sigma$  could consist of at least two kinds of variations. The first is caused by random instrumental error of optical measurements. The second variation could have physical nature associated with changing of microphysical parameters within a certain separated specific cloud category (i.e., liquid, mixed or ice phase). We have studied both effects on the retrievals.

The quality of the computed optical properties is evidently determined by the quality in retrieving the size composition. This problem, however, has particular features of its own. To gain a better understanding of the distinctive features of this task, let us present the diagonal elements of matrix  $\mathbf{C}_\gamma$  in the context of sensitivity effects of both measured and retrieved optical properties to primarily parameters as well as through correlations of these sensitivities. Assuming for simplicity sake that  $\mathbf{\Omega} = \mathbf{0}$  and that the covariance matrix of initial

measurements has diagonal structure with the same values of diagonal elements  $C_\sigma$ , one can write :

$$\{\mathbf{C}_\gamma\}_{ll} = C_\sigma \times \sum_j \frac{(\mathbf{G}_l \mathbf{G}_l^T)}{(\mathbf{K}_j \mathbf{K}_j^T)} \times \frac{1 - \rho_{\gamma_l, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}^2}{1 - \rho_{\sigma_j, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}^2} \quad (\text{A3})$$

In Eq.(A3),  $\mathbf{K}_j$  and  $\mathbf{G}_l$  are vector rows of matrix  $\mathbf{K}$  and  $\mathbf{G}$  with index  $j$  and  $l$ , respectively, the norms  $\mathbf{K}_j \mathbf{K}_j^T$  and  $\mathbf{G}_l \mathbf{G}_l^T$  characterize the total sensitivity of characteristics  $\sigma_j$  and  $\gamma_l$  to all primary parameters  $\varphi_i$ . The value of  $\rho_{\sigma_j, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}$  is the multiple correlation coefficient between the vector-row  $\mathbf{K}_j$  and all other rows of matrix  $\mathbf{K}$  which is responsible for the conditioning of this matrix  $\mathbf{K} \mathbf{K}^T$  in the inverse problem. The value of  $\rho_{\gamma_l, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}$  is the multiple correlation coefficient between the vector-row  $\mathbf{G}_l$  and the rows of matrix  $\mathbf{K}$  with the vector-row  $\mathbf{K}_j$  removed. In geometrical interpretation,  $\rho_{\sigma_j, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}$  or  $\rho_{\gamma_l, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}$  constitute the cosines of the angles between  $\mathbf{K}_j$  or  $\mathbf{G}_l$ , respectively, and the hyperplane generated by all other vector-rows  $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \dots, \mathbf{K}_{j-1}, \mathbf{K}_{j+1}, \dots, \mathbf{K}_J$ . It is quite natural from Eq.(A3) that the error variance in estimating  $\gamma_l$  characteristics falls off with increasing the sensitivity of initial measurements to  $\varphi_i$  and with decreasing the sensitivity of  $\gamma_l$  to these parameters. At the same time, the error variance could be also significantly decreasing under high correlation between rows  $\sigma_j$  and  $\gamma_l$  ( $\rho_{\gamma_l, \sigma_1 \dots \sigma_{j-1} \sigma_{j+1} \dots \sigma_J}^2 \rightarrow 1$ ). This is the main distinctive feature in retrieving the desired characteristics  $\gamma_l$ .

**Acknowledgements.** We are very grateful to J. F. Fournol, C. Duroure, F. Auriol, O. Crépel and L. Cortès for their helpful collaboration in the field experiments. The ARAT'97 experiment was funded under grants from DRET contract n° 9634104 and from the PATOM Committee (CNRS/INSU). The CIRRUS'98 experiment was supported by the French DSP/STTC (Direction des systèmes de forces et de la Prospective / Service Technique des Technologies Communes) within the ONERA contract n° 23.140/DA.B1/BC. The JACCS program is supported by the Science and Technology Agency of Japanese Government. The authors thank Douglas Orsini and the two anonymous reviewers for their help in improving the manuscript.

## References

- Asano, S., A. Uchiyama, A. Yamazaki, J. F. Gayet, and M. Tanizono, Two case studies of winter continental-type water and mixed-phased stratocumuli over the sea. Part II: Absorption of solar radiation, *J. Geophys. Res.*, 107(D21), 4570, doi: 10.1029/2001JD001108, 2002.
- Auriol, F., J. F. Gayet, G. Febvre, O. Jourdan, L. Labonnote, and G. Brogniez, *In situ* observations of cirrus cloud scattering phase function with 22° and 46° halos : Cloud field study on 19 February 1998, *J. Atmos. Sci.*, 58, 3376-3390, 2001.
- Baran A.J., P.N. Francis, L.C. Labonnote, and M. Doutriaux-Boucher, A scattering phase function for ice cloud : Tests of applicability using aircraft and satellite multi-angle multi wavelength radiance measurements of cirrus, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 127, 2395-2416, 2001.
- Crépel, O., J.F. Gayet, J.F. Fournol, and S. Oshchepkov, A new airborne «Polar Nephelometer» for the measurements of optical and microphysical cloud properties, *Ann. Geophysicae*, 15, 451-459, 1997.
- Durand, G., J. F. Gayet, L. Kaës, and P. Matharan, Airborne infrared and microphysical measurements on cirrus clouds, in *Satellite Remote Sensing of Clouds and Atmosphere III*, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 3495, 72-81, 1998.
- Duroure, C., F. Auriol, O. Crepel, and J-F Gayet, Microscale inhomogeneities study using high resolution «Polar Nephelometer» measurements, *XXIII General Assembly, European Geophysical Society*, Nice, France, 20-24 April, 1998.
- Francis P.N., J.S. Foot, and A.J. Baran, Aircraft measurements of the solar and infrared radiative properties of cirrus and their dependence on ice crystal shape, *J. Geophys. Res.*, 104, 31685-31695, 1999.

- Garret, T.J., P.V. Hobbs, and H. Gerber, Shortwave, single-scattering properties of arctic ice clouds, *J. Geophys. Res.*, *106*, 15155-15172, 2001.
- Gayet, J.F., G. Febvre, G. Brogniez, H. Chepfer, W. Renger, and P. Wendling, Microphysical and optical properties of cirrus and contrails : Cloud field study on 13 October 1989, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 126-138, 1996.
- Gayet, J. F., F. Auriol, S.L. Oshchepkov, F. Schröder, C. Duroure, G. Febvre, J. F. Fournol, O. Crépel, P. Personne, and D. Daugeron, In situ optical and microphysical measurements with a new airborne «Polar Nephelometer», *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 971-974, 1998.
- Gayet, J. F., S. Asano, A. Yamazaki, A. Uchiyama, A. Sinyuk , O. Jourdan, and F. Auriol, Two case studies of continental-type water and maritime mixed-phased stratocumuli over the sea. Part I : Microphysical and optical properties, *J. Geophys. Res.*, *107*(D21), 4569, doi: 10.1029/2001JD001106, 2002a.
- Gayet, J.F., F. Auriol, A. Minikin, J. Ström, M. Seifert, R. Krejci, A Petzol, G. Febvre, and U. Schumann, Quantitative measurement of microphysical and optical properties of cirrus clouds with four different *in situ* probes : Evidence of small ice crystals, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(24), 2230, doi:10.1029/2001GL014342, 2002b.
- Gerber, H., Y. Takano, T.J. Garrett, and P.V. Hobbs, Nephelometer measurements of the asymmetry parameter, volume extinction coefficient and backscatter ratio in Arctic clouds, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 3021 – 3034, 2000.
- Gonzalez, A., P. Wendling, B. Mayer, J.F. Gayet, and T. Rother, Remote sensing of cirrus cloud properties in presence of lower clouds: An ATSR-2 case study during INCA, *J. Geophys. Res.*, *107* (D23), 4693, doi: 10.1029/2002JD002535, 2002.
- Hess, M., and M. Wiegner , COP: a data library of optical properties of hexagonal ice crystals, *Appl. Opt.*, *33*, 7740-7746, 1994.

- Hess, M., R.B.A Koelemeijer, and P. Stammes, Scattering matrices of imperfect hexagonal ice crystals, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 60, 301-308, 1998.
- Iaquinta, J., H. Isaka, and P. Personne, Scattering phase function of bullet rosette ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, 52, 1401-1413, 1995.
- Jourdan, O., S.L. Oshchepkov, J.F. Gayet, V.N. Shcherbakov, and H. Isaka, Statistical analysis of cloud light scattering and microphysical properties obtained from airborne measurements, *J. Geophys. Res.*, 108 (D5), 4155, doi: 10.1029/2002JD002723, 2003.
- Key, J., P. Yang, B. Baum, and S. Nasiri, Parameterization of shortwave ice cloud optical properties for various particle habits, *J. Geophys. Res.*, 107(D13), doi:10.1029/2001JD000742, 2002.
- Kinne, S., T. P. Ackerman, A.J. Heymsfield, F.P.J. Valero, K. Sassen, and J.D. Spinhirne, Cirrus microphysics and radiative transfer: Cloud field study on 28 October 1986, *Mon. Wea. Rev.*, 20, 661-684, 1992.
- Kinne, S., T. P. Ackerman, M. Shiobara, A. Uchiyama, A.J. Heymsfield, L. Miloshevich, J. Wendell, E.W. Eloranta, C. Purgold, and R. W. Bergstrom, Cirrus cloud radiative and microphysical properties from ground observations and in situ measurements during FIRE 1991 and their application to exhibit problems in cirrus solar radiative modeling, *J. Atmos. Sci.*, 54, 2320-2344, 1997.
- Knollenberg, R.G., Techniques for probing cloud microstructure. In *Clouds, Their formation, Optical properties and Effects*, eds P.V. Hobs and A Deepak, pp.15-92 Academic Press, N.Y., 1981.
- Korolev, A.V., G.A. Isaac, I.P. Mazin, and H.W. Barker, Microphysical properties of continental stratiform clouds, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 121, 2117-2151, 2001.

- Labonnote, L.C., G. Brogniez, M. Doutriaux-Boucher, J.C. Buriez, J.F. Gayet et H. Chepfer, Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. Comparison with in-situ and ADEOS-POLDER measurements, *Geophys. Res. Let.*, 27, 113-116, 2000.
- Lacis, A.A., and M.I. Mishchenko, Climate forcing, climate sensitivity, and climate response: A radiative modeling perspective on atmospheric aerosols, in *Aerosol Forcing of Climate: Report of the Dahlem Workshop on Aerosol Forcing of Climate*, Berlin, Germany, 24-29 April, John Wiley Sons, Chichester / New York, 1995..
- Liou, K.N., and Y. Takano, Light scattering by nonspherical particles: Remote sensing and climatic implications, *Atmospheric Research*, 31, 271-298, 1994.
- Liou, K.N., Y. Takano, and P. Yang, 2000: Light scattering and radiative transfer in ice crystal clouds: Applications to climate research. In *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Geophysical Applications*. Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, and L.D. Travis, 703 pp., Academic Press, New York, Chapter 15, 2000.
- Macke, A., J. Mueller, and E. Raschke, Single-scattering properties of atmospheric ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, 53, 2813-2825, 1996.
- Macke, A., P.N. Francis, G.M. McFarquhar, and S. Kinne, The role of ice particle shapes and size distributions in the single-scattering properties of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 55, 2874-2883, 1998.
- Macke, A., 2000: Monte Carlo calculations of light scattering by large particles with multiple internal inclusions. In *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Geophysical Applications*. Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, and L.D. Travis, 703 pp., Academic Press, New York, Chapter 10, 2000.
- Mishchenko, M.I., W.J. Wiscombe, J.W. Hovenier, and L.D. Travis: Overview of scattering by nonspherical particles. In *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Geophysical Applications*. Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, and L.D. Travis, 703 pp., Academic Press, New York, Chapter 2, 2000.

- Mishchenko, M.I., and L.D. Travis, Electromagnetic scattering by nonspherical particles, in *Exploring the Atmosphere by Remote Sensing Techniques*, pp 77-127, Springer-Verlag, Berlin, 2003.
- Oshchepkov, S. L., and H. Isaka , Inverse scattering problem for mixed-phase and ice clouds : Part1: Numerical simulation of particle sizing from phase function measurements, *Appl. Optics*, 36, 8765-8774, 1997.
- Oshchepkov, S.L., H. Isaka, J. F. Gayet, A. Sinyuk, F. Auriol, and S. Havemann, Microphysical properties of mixed-phase & ice clouds retrieved from in situ airborne “Polar Nephelometer” measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 209-213, 2000.
- Raga, G.B., and P. R. Jonas, Microphysical & radiative properties of small cumulus clouds over the sea, *Q.J.R. Meteor. Soc.*, 119, 1399-1417, 1993.
- Ramanathan, V., R.D. Cess, E.F. Harrison, P. Minnis, B.R Backstrom, E. Ahmad, and D. Hartmann, Cloud-radiative forcing of climate : Results from the Earth Radiation Budget Experiment, *Science*, 243, 57-63, 1989.
- Rao, C. R., *Linear Statistical Inference and Its Applications*, 2nd Edition, 656 pp., John Wiley & Sons, New York, 1973.
- Rossow, W.B., and R.A. Schiffer, ISCCP cloud data products, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 72, 2-20, 1991.
- Rossow, W.B., and R.A. Schiffer, Advances in understanding clouds from ISCCP, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 80, 2261-2288, 1999.
- Sassen, K., and K. N. Liou, Scattering and polarized laser light by water droplets, mixed-phase and ice crystal clouds. Part I : Angular scattering patterns, *J. Atmos. Sci.*, 36, 838-851, 1979.

- Stephens, G. L., S.C. Tsay, P.W. Stackhouse, and P.J. Flatau, The relevance of microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climate feedback, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 1742-1753, 1990.
- Takano, Y., and K.N. Liou, Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I : Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, *46*, 3-18, 1989.
- Tarantola, A., *Inverse problem theory : Methods for data fitting and model parameter estimation*, 2nd imp., 601 pp., Elsevier Sci., Amsterdam, 1994.
- Twomey, S., *Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements*, 243 pp., Elsevier Sci., New York, 1977.
- Volkovitsky, O. A., L. N. Pavlova, and A. G. Petrushin, Scattering of light by ice crystals, *Atmos. Ocean Phys.*, *16*, 90-102, 1979.
- Yang, P., and K.N. Liou, Geometric-optics-integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals, *Appl. Opt.*, *35*, 6568-6584, 1996
- Yang, P., and K. N. Liou, Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere, *Contr. Atmos. Phys.*, *71*, 223-248, 1998.
- Yang, P., K.N. Liou, K. Wyser, and D. Mitchell, Parameterization of scattering and absorption properties of individual ice crystals, *J. Geophys. Res.*, *105*, 4699-4718, 2000.

## CHAPITRE 3.

### III-3. Contribution à l'amélioration des méthodes d'inversion satellitales

A travers les deux articles ci-dessus, nous venons de montrer qu'une évaluation précise de l'impact radiatif des nuages passait par une caractérisation fiable de leurs propriétés microphysiques et optiques. Or, les algorithmes d'inversion, utilisés par les satellites pour restituer des paramètres microphysiques à partir de mesures de luminance, sont généralement basés sur une représentation très simple de la forme des cristaux de glace [Macke *et al.*, 1996 ; Rolland *et al.*, 2000]. Les fonctions de phase associées à ce type de particules présentent généralement des comportements trop spécifiques et très différentes du caractère lisse des indicatrices de diffusion mesurées en nuage, dans le visible [Francis *et al.*, 1999]. L'utilisation dans ces algorithmes, de tables d'interpolation simulées à partir de ces propriétés optiques et microphysiques « idéales » risquent donc de considérablement affecter la représentativité des propriétés microphysiques restituées par les satellites [Gonzalez *et al.*, 2002]

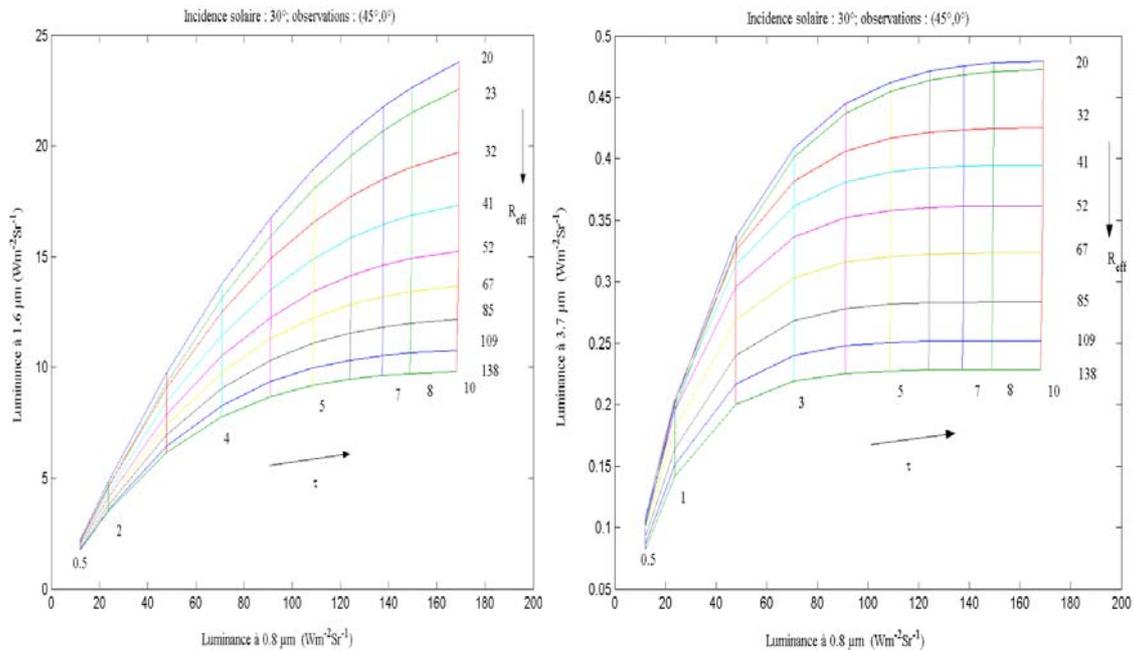
Nous proposons une solution à ce problème en générant des tables d'interpolation représentatives des propriétés optiques des nuages et en particulier des cirrus qui font actuellement l'objet de multiples investigations. Le traitement des mesures d'indicatrices de diffusion réalisées par le « Néphélomètre Polaire » nous a permis de déterminer les propriétés optiques moyennes de nuages de type cirrus. D'autre part, le modèle microphysique hybride s'est avéré particulièrement adéquat pour calculer les propriétés de diffusion et d'absorption des particules présentes dans les cirrus.

Ce modèle, ainsi que les granulométries et les indicatrices de diffusion représentatives des propriétés microphysiques et optiques des cirrus, sont utilisés pour simuler des tables d'interpolation applicables à la restitution de paramètres microphysiques nuageux par télédétection passive. Afin de générer ces tables, les indicatrices de diffusion estimées à 0.8  $\mu\text{m}$ , 1.6  $\mu\text{m}$  et 3.7  $\mu\text{m}$  pour les distributions dimensionnelles typiques des cirrus sont tout d'abord normalisées. Puis, de nouvelles distributions sont déterminées en décalant les

gammes de tailles des précédentes granulométries afin d'obtenir des rayons effectifs différents. Les propriétés d'absorption et de diffusion (albédo et coefficient d'extinction) sont ensuite calculées en utilisant le modèle hybride (IGOM et théorie de Mie) pour les trois longueurs d'onde. Toutefois, cette méthode suppose que la forme et la composition des granulométries caractérisant les cirrus, restent inchangées et que les variations de la fonction de phase sont négligeables.

La simulation du transfert radiatif est ensuite effectuée à partir du modèle SHDOM en prenant compte des effets atmosphériques et en considérant le nuage comme un plan parallèle homogène. Les luminances sont ensuite calculées pour trois longueurs d'onde (0.8, 1.6 et 3.7  $\mu\text{m}$ ), neuf rayons effectifs s'échelonnant entre 20  $\mu\text{m}$  et 138  $\mu\text{m}$  et quatorze épaisseurs optiques comprises entre 0.1 et 10, dans le visible. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Céline Cornet, le lecteur est donc invité à consulter sa thèse de doctorat [Cornet, 2003] pour de plus amples informations sur le modèle SHDOM.

Lors du calcul du transfert radiatif, différentes configurations d'observations du satellite et incidences solaires ont été envisagées mais nous choisissons de ne représenter que les tables d'interpolation correspondant à un angle d'incidence solaire de  $30^\circ$  et des angles zénithal et azimutal d'observations de  $45^\circ$  et  $0^\circ$ . Sur la figure III-3.1, sont représentées les tables d'interpolation associées à des luminances dans le visible (0.8  $\mu\text{m}$ ) et dans le proche infra-rouge (1.6  $\mu\text{m}$  ou 3.7  $\mu\text{m}$ ).



**Figure III-3.1.** Tables d'interpolation obtenues associées à une incidence solaire de 30° et des angles d'observations du satellite de (45°, 0°). Relations obtenues entre les luminances à 0.8 μm et 1.6 μm (à gauche) et entre les luminances à 0.8 μm et 3.7 μm (à droite) pour 9 rayons effectifs ( $R_{\text{eff}}$ ) et 14 épaisseurs optiques ( $\tau$ ).

Ces tables permettent de vérifier qu'il est possible de restituer deux paramètres nuageux, l'épaisseur optique et le rayon effectif à partir d'une longueur d'onde dans le visible et une dans le proche infra-rouge. En effet, les longueurs d'onde dans le visible sont sensibles à l'épaisseur optique du nuage alors que celles dans le proche infra-rouge permettent d'estimer la taille des particules nuageuses. D'autre part, la construction d'autres tables pour différentes géométries de visée et d'incidences solaires (dans la pratique entre 0° et 70°) autoriseront la restitution précise de ces deux paramètres nuageux dans n'importe quelle configuration angulaire.

Cette étude montre qu'il est possible de construire des tables d'interpolation représentatives du comportement radiatif des cirrus à partir de mesures *in situ* d'indicatrices de diffusion. Ces résultats peuvent directement contribuer à l'amélioration des algorithmes d'inversion de paramètres nuageux utilisés en télédétection passive. Néanmoins, ceci n'est qu'une ébauche de ce qu'il est possible de réaliser. En effet, nous n'avons pas en pris en compte la variabilité de la fonction de phase dans le cirrus. En se basant sur l'analyse effectuée dans le chapitre III-2., les variations de l'indicatrice de diffusion moyenne provoquées par les changements de propriétés microphysiques des cirrus pourraient être incorporées dans l'analyse du transfert radiatif. Les tables d'interpolation gagneraient alors en

représentativité et la restitution des paramètres nuageux deviendrait plus fiable. Ce travail fera l'objet de futures investigations afin d'évaluer la réelle contribution des fonctions de phase mesurées sur l'amélioration des techniques d'inversion satellitales.

## Conclusions générales et perspectives

L'évaluation de l'impact des nuages sur le bilan radiatif du système Terre-atmosphère représente un intérêt majeur pour l'étude du climat et de son évolution. La mise en place d'une stratégie d'observation fondée sur la complémentarité d'instruments de mesures *in situ* devient alors déterminante afin de caractériser les variabilités des propriétés microphysiques et optiques des nuages.

La quantification des relations entre propriétés microphysiques et propriétés optiques ou radiatives des particules nuageuses nous a inévitablement conduit à nous intéresser, tout d'abord, à la modélisation physique des processus de diffusion et d'absorption de la lumière par des particules de formes, de tailles et de compositions différentes. Au regard de la grande variabilité des propriétés morphologiques des particules présentes dans les nuages de glace ou en phase mixte, un modèle microphysique hybride a été développé. Ce modèle est basé sur une combinaison de particules sphériques d'eau liquide et de cristaux hexagonaux de rapport d'aspect variable.

Les propriétés optiques peuvent ainsi être calculées sur un grand domaine de tailles (de quelques microns à quelques centaines de microns), à partir de la théorie de Mie pour les particules sphériques et par une méthode d'optique géométrique modifiée (IGOM) pour les cristaux de glace. Bien que cette approche ne soit pas réaliste d'un point de vue microphysique, elle permet de simuler des propriétés optiques réalistes quel que soit la phase thermodynamique du nuage. D'autre part, le modèle hybride offre la possibilité de pallier aux problèmes de représentativité des modélisations des propriétés microphysiques utilisées dans les modèles classiques de diffusion. En effet, la plupart des méthodes de calcul des propriétés de diffusion de cristaux de glace dans le visible, sont limitées à des tailles de particules supérieures à une cinquantaine de microns et proposent des indicatrices de diffusion très différentes de celles mesurées en nuage.

Nous avons ensuite tenté d'évaluer dans quelle mesure l'indicatrice de diffusion pouvait retranscrire les propriétés microphysiques des nuages. Cette analyse se place dans le

contexte du problème inverse où l'on cherche à déterminer les causes d'un phénomène à partir d'une estimation de ses conséquences. La principale difficulté pour résoudre un tel problème réside dans la quantité d'information microphysique qu'il est possible de restituer à partir d'une mesure de diffusion. Il a donc été nécessaire de développer un algorithme d'inversion approprié à la restitution de paramètres pertinents capables de représenter les variabilités microphysiques quel que soit le type de nuage considéré. Cette méthode d'inversion fondée sur la modélisation physique des processus de diffusion considère qu'un nuage peut être représenté par deux composantes microphysiques. Une composante est associée à des gouttelettes d'eau et l'autre correspond à des cristaux de glace. L'intégration du modèle hybride dans la méthode d'inversion est donc apparue comme tout à fait judicieuse.

Ainsi, des simulations numériques sur des mesures « synthétiques » d'indicatrice de diffusion ont pu être effectuées pour évaluer leur contenu en information angulaire. Les résultats ont montré qu'il était possible de restituer précisément la composition, la distribution dimensionnelle et la forme (en terme de rapport d'aspect) des particules nuageuses même lorsque l'indicatrice de diffusion n'était documentée qu'entre  $15^\circ$  et  $169^\circ$ .

Ces analyses nous ont ensuite permis d'envisager une caractérisation *in situ* des propriétés optiques et microphysiques équivalentes d'un point de vue radiatif, pour des nuages de phases thermodynamiques différentes.

Dans un premier temps, une base de données regroupant une grande variété d'évènements nuageux a été construite à partir de mesures issues de différents instruments et campagnes d'observations *in situ*. L'analyse des données a essentiellement porté sur l'exploitation de 60000 mesures d'indicatrices de diffusion en terme de sections efficaces de diffusion volumique réalisées par le « Néphélomètre Polaire ». Cette sonde présente un avantage considérable par rapport aux instruments de la gamme PMS, puisqu'elle mesure directement les caractéristiques de diffusion simple d'un volume de particules quel que soient leur forme, leur taille ou leur composition.

Dans un deuxième temps, une analyse en composantes principales (ACP) a, tout d'abord, été implémentée sur le jeu de données optiques afin d'identifier les problèmes instrumentaux liés au « Néphélomètre Polaire ». Des voies de mesures défectueuses ainsi qu'un bruit instrumental ont pu être détectés. Cette première étude nous a conduit à considérer que les mesures d'indicatrices de diffusion étaient statistiquement interprétables seulement sur 28 angles compris entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$ .

L'objectif fut ensuite d'établir un jeu d'indicatrices de diffusion et de distributions volumiques de particules, représentatif des propriétés optiques et microphysiques de trois types de nuages de phases thermodynamiques différentes (nuage d'eau liquide, nuage en phase mixte et nuage de glace). Pour cela, les mesures de diffusion *in situ*, ont été interprétées par l'intermédiaire d'une nouvelle implémentation de l'analyse en composantes principales permettant de prendre en compte l'ensemble des informations angulaires contenues dans les indicatrices de diffusion pour en extraire des tendances optiques représentatives de la composition microphysiques des nuages. L'utilisation de réseaux de neurones (perceptrons multicouches) pour classer ces nuages selon leur phase thermodynamique s'est montrée particulièrement pertinente, puisqu'ils présentent l'avantage de considérer l'équivalent de 28 paramètres pour décrire les propriétés microphysiques et optiques des nuages. D'autre part, cette classification a été validée par des paramètres microphysiques basés sur des mesures directes de concentration et de contenu en eau permettant d'estimer la phase des nuages.

Enfin, l'implémentation de la méthode d'inversion a montré que l'information contenue dans les mesures de sections efficaces de diffusion volumique était suffisante pour restituer la composition et les granulométries des particules nuageuses. En revanche, les résultats obtenus par ces analyses ne décrivent pas l'ensemble des propriétés de diffusion simple des nuages puisque les indicatrices de diffusion restituées ne sont documentées qu'entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$  pour une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ .

La prochaine étape consista donc à élargir le jeu représentatif de paramètres caractérisant les propriétés microphysiques et de diffusion simple des nuages, à deux longueurs d'onde supplémentaires ( $1.6 \mu\text{m}$  et  $3.7 \mu\text{m}$ ), significatives en transfert radiatif.

La conjugaison de l'analyse en composantes principales et de la méthode d'inversion nous avait initialement permis de restituer des distributions volumiques caractéristiques de trois types de nuages. A partir du modèle hybride de diffusion, les indicatrices de diffusion correspondant à ces distributions ont pu être calculées entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  pour les trois longueurs d'onde. L'information contenue dans les mesures de diffusion entre  $15^\circ$  et  $155^\circ$  a donc été exportée dans les régions de diffusion avant et arrière puis projetée vers les longueurs d'ondes du proche infra-rouge ( $1.6 \mu\text{m}$  et  $3.7 \mu\text{m}$ ). Néanmoins cette opération implique également une propagation des erreurs des mesures initiales. Nous avons donc estimé la variabilité du jeu de paramètres optiques restitués (albédo, coefficient d'extinction, facteur d'asymétrie et indicatrice de diffusion) provoquée par les erreurs instrumentales mais aussi par les variations des propriétés microphysiques au sein d'un type de nuages déterminé. D'autre part, cette

procédure a également été appliquée à des nuages de type cirrus dont l'impact radiatif reste encore très mal appréhendé par la communauté scientifique.

Des propriétés microphysiques et optiques moyennes ont ainsi pu être déterminées pour quatre catégories de nuages (en phase liquide, en phase mixte, en phase solide et de type cirrus) puis comparées avec celles estimées dans des travaux antérieurs. Cette étude a, en partie, permis de déterminer des valeurs précises de paramètres optiques parmi la grande dispersion de valeurs proposées dans la littérature. Les résultats montrent, notamment, que les facteurs d'asymétries moyens, caractéristiques des nuages de glace et en particulier des nuages de type cirrus, obtenus par notre analyse sont généralement plus importants ( $0.81 \pm 0.01$  et  $0.79 \pm 0.01$ , pour une longueur d'onde dans le visible) que ceux estimés par la plupart des études publiées (de l'ordre de  $0.75 \pm 0.03$ ). D'après nos travaux, il semblerait donc que les nuages, essentiellement constitués de cristaux de glace, réfléchissent moins les radiations solaires que ce qui était soupçonné précédemment. D'autre part, si le flux solaire traversant ces nuages n'est pas correctement évalué, les propriétés physico-chimiques des constituants atmosphériques pourraient également subir des changements significatifs (par modification du taux de photolyse, par exemple). L'impact climatique de ces nuages pourrait donc s'avérer être, en partie, mal appréhendé si les paramètres optiques caractérisant les nuages de glace ne sont pas correctement estimés.

Par conséquent, la dernière étape de ce travail a consisté à construire des tables d'interpolation (« look-up tables ») représentatives des propriétés microphysiques et optiques des cirrus à partir des mesures d'indicatrices de diffusion établies par l'analyse précédente. Ces tables pourront être directement intégrées dans les algorithmes de restitution de paramètres nuageux utilisés par les satellites.

Les différentes méthodes d'analyse développées dans ce travail, nous ont permis d'établir un jeu représentatif de paramètres optiques de simple diffusion capable de caractériser les propriétés radiatives de nuages de phase thermodynamique différentes. Néanmoins, plusieurs points peuvent être améliorés. Tout d'abord, l'étude effectuée sur la propagation des erreurs instrumentales lors de l'extrapolation de la fonction de phase mesurée, a montré que cette procédure induisait de grandes incertitudes au niveau des angles de diffusion avant et arrière non documentés par le « Néphélomètre Polaire ». Il est donc capital dans un premier temps de modifier l'optique de cette sonde afin d'obtenir

l'information contenue dans ces angles. Dans un deuxième temps l'amélioration du modèle microphysique et de la méthode d'inversion est envisageable en intégrant d'autres paramètres structuraux telle que la rugosité des cristaux de glace. L'apport d'une sonde telle que le Cloud Particle Imager (CPI) permettant de caractériser les propriétés microphysiques et morphologiques des cristaux avec une très bonne résolution peut ainsi s'avérer d'une grande utilité. Néanmoins cette étape ne pourra probablement pas être réalisée avant d'améliorer le « Néphélomètre Polaire ». Le nombre de paramètres descriptif des cristaux qu'il est possible de restituer étant en effet tributaire de la quantité d'information contenue dans la fonction de phase mesurée.

D'autre part, les tables d'interpolation établies à partir de mesures *in situ* dans les cirrus ne retranscrivent que les propriétés optiques et microphysiques moyennes de ces nuages. La variabilité de la fonction de phase doit donc être intégrée dans l'élaboration de ces tables pour rendre compte des modifications des propriétés microphysiques des cirrus. Cette étape peut être menée à bien en inversant chacun des comportements caractéristiques des indicatrices de diffusion.

Ce couplage complet entre les propriétés radiatives et les propriétés microphysique améliorerait alors grandement la qualité de restitution des paramètres nuageux à partir de ces tables d'interpolation. Bien évidemment, l'acquisition simultanée ou lors d'une même campagne de mesures d'un jeu de mesures *in situ* et de télédétection permettrait de tester le modèle microphysique moyen que nous avons développé. S'il contribuait à une amélioration sensible des produits de restitution satellitale, l'application de cette table d'interpolation pourrait être envisagée dans n'importe quel type de cirrus. Cette démarche pourra ensuite être suivie pour générer des tables pour d'autres types de nuages de phases thermodynamiques différentes. La perspective des missions comme CALIPSO permettra de nous fournir une grande quantité d'informations qui pourra être exploitée pour développer des algorithmes d'inversion appropriés à partir de mesures *in situ*.

## **Annexe A. Eléments de base de la théorie de la diffusion simple**

### **A.1. Introduction**

L'étude des processus d'interaction nuage rayonnement passe par la compréhension de l'ensemble des effets produits par des discontinuités sur une onde électromagnétique plane. De façon qualitative on peut tenter de cerner le principe de diffusion en considérant une particule quelconque irradiée par une onde électromagnétique. Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un milieu semi-transparent, elle provoque un mouvement oscillatoire forcé des charges électriques des particules. Ces dernières se comportent alors comme des dipôles électriques oscillant à la fréquence du champ appliqué et émettent un rayonnement secondaire polarisé dans certaines directions selon la théorie électromagnétique classique.

Dans une direction donnée, le champ résultant est obtenu en superposant les ondes diffusées tout en prenant en compte leur différence de phase. En général, les relations de phase varient avec les directions de diffusion, le champ diffusé devrait donc changer avec ces mêmes directions. Si la taille de la particule est petite par rapport à la longueur d'onde, toutes les ondes secondaires sont en phase, et il n'y a que très peu de variation de la diffusion avec la direction. Si la taille de la particule augmente, des discontinuités (pics et vallées), dues à l'annulation ou l'amplification mutuelle des ondes secondaires diffusées apparaissent alors dans la figure de diffusion (effet de diffraction).

De manière générale, les relations de phase entre les ondes diffusées dépendent de facteurs géométriques (direction de diffusion, taille et forme des particules). Mais l'amplitude et la phase des moments dipolaires induits pour une fréquence donnée dépendent de la composition chimique de la particule (indice de réfraction).

D'autre part, les phénomènes de diffusion provoqués par la perturbation d'une onde électromagnétique dans un milieu hétérogène constituent une source de polarisation de la lumière naturelle. Afin de mieux comprendre ces phénomènes il convient d'introduire quelques notions théoriques.

## A.2. Etat de Polarisation des ondes lumineuses

Une onde plane monochromatique solution de l'équation de propagation, déduite des équations de Maxwell, est caractérisée par ses champs électrique et magnétique  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$ . On peut considérer cette onde séparément comme la somme de deux champs perpendiculaires qui se propagent suivant la direction normale au plan qu'ils forment. En notation complexe, l'onde incidente irradiant une particule diffusante a pour expression :

$$\underline{\Psi}(\mathbf{r}, t) = A \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi)] \quad (\text{A1})$$

$k = (\omega/v)\mathbf{u}$  désigne le vecteur d'onde où  $\mathbf{u}$  est le vecteur unitaire de direction donnée,  $\omega$  la pulsation et  $v$  la célérité de l'onde dans le milieu considéré.  $\varphi$  représente le terme constant de phase. La partie réelle de l'expression ci-dessus représente une grandeur physique de type champ électrique ou champ magnétique. On obtient donc :

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = A \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi) \quad (\text{A2})$$

En prenant en considération la possibilité de séparer les champs électromagnétiques en deux composantes orthogonales on a :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_l = a_r \cos(\omega t) \mathbf{e}_r + a_l \cos(\omega t - \Phi) \mathbf{e}_l \quad (\text{A3})$$

$e_r$  et  $e_l$  sont des vecteurs orthogonaux unitaires,  $\Phi$  le retard de phase de  $E_l$  par rapport à  $E_r$ .

Si on se place dans la base  $(e_r, e_l)$ ,  $\mathbf{E}$  aura pour composantes  $E_r$  et  $E_l$  reliées par l'équation :

$$\frac{E_r^2}{a_r^2} + \frac{E_l^2}{a_l^2} - 2 \frac{E_r E_l}{a_r a_l} \cos \Phi = \sin^2 \Phi \quad (\text{A4})$$

L'extrémité du champ électrique  $\mathbf{E}$  décrit alors une ellipse dite ellipse de vibration représentant l'état de polarisation de l'onde électromagnétique, le sens de parcours étant décrit dans le sens trigonométrique. Lorsque,  $\Phi = \pm\pi/2$  et  $a_r = a_l = a_0$  l'onde sera polarisée circulairement.

Une onde polarisée de façon quelconque est donc caractérisée par trois paramètres indépendants, les amplitudes  $a_r$ ,  $a_l$ , et le retard de phase  $\Phi$ . En prenant en considération la géométrie de l'onde polarisée, il est possible de choisir un autre triplet, dans la base  $(e_x, e_y)$  liée aux axes de l'ellipse, constitué par les demi-axes  $(a, b)$  de l'ellipse et par son angle d'inclinaison  $\psi$  par rapport à l'axe initial  $(Or)$ . L'ellipse est alors représentée par son équation canonique :

$$\frac{E_x}{a^2} + \frac{E_y}{b^2} = 1 \quad (\text{A5})$$

Il est également possible de s'intéresser à un triplet lié à la sphère de Poincaré, constitué de l'intensité  $I$ , de l'angle d'inclinaison de l'ellipse  $\psi$  et de l'angle  $\eta$ . Ces paramètres sont définis de la façon suivante :

$$I = a_r^2 + a_l^2 \quad \psi = (\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_x) \quad \tan \eta = \pm \frac{b}{a} \quad (\text{A6})$$

Le point représentatif d'une onde polarisée d'intensité déterminée  $I$  est alors situé sur une sphère appelée sphère de Poincaré d'azimut  $2\psi$  et de latitude  $2\eta$ . Les coordonnées de ce point sont notées  $(Q, U, V)$  telles que :

$$\begin{aligned} Q &= I \cos(2\eta) \cos(2\psi) & U &= I \cos(2\eta) \sin(2\psi) \\ V &= I \sin(2\eta) & I^2 &= Q^2 + U^2 + V^2 \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

L'ensemble des quatre quantités  $(I, Q, U, V)$  représente l'état de polarisation de l'onde, ce sont les paramètres de Stokes [Stokes, 1852]. Pour une onde se propageant selon l'axe  $(Oz)$ , les deux composantes du champ électrique peuvent s'écrire ainsi :

$$\begin{aligned} E_l &= a_l \exp(-i\varepsilon_l) \exp(-ikz + i\omega t) \\ E_r &= a_r \exp(-i\varepsilon_r) \exp(-ikz + i\omega t) \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

Les paramètres de Stokes s'expriment alors par les relations (A9), à un facteur constant et commun près, [Pérez, 1996]:

$$\begin{aligned} I &= E_r E_r^* + E_l E_l^* = a_r^2 + a_l^2 \\ Q &= E_l E_l^* - E_r E_r^* = a_l^2 - a_r^2 = I \cos(2\eta) \cos(2\psi) \\ U &= E_l E_r^* + E_r E_l^* = 2a_r a_l \cos(\Phi) = I \cos(2\eta) \sin(2\psi) \\ V &= i(E_l E_r^* - E_r E_l^*) = 2a_r a_l \sin(\Phi) = I \sin(2\eta) \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

$\Phi = (\varepsilon_l - \varepsilon_r)$  correspond dans ce cas là à la différence de phase.

Ces quatre paramètres décrivent complètement l'état de polarisation d'une onde électromagnétique. Ils ont la dimension d'une énergie ce qui les rend additifs. Les paramètres de Stokes d'un faisceau lumineux composé de plusieurs ondes dans des états de polarisation différents peuvent être calculés en ajoutant les paramètres de chaque rayon lumineux. Les conséquences de cette propriété justifient leur utilisation dans les modèles numériques de lancer de rayons (ray-tracing). D'autre part, certains paramètres, comme le degré de

polarisation ( $P$ ) d'une onde, le degré de polarisation circulaire ( $V/I$ ) sont des quantités facilement mesurables. Le degré de polarisation ( $P$ ) est alors défini par (dans le cas d'une polarisation linéaire,  $V=0$ ) :

$$P = \frac{(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}}{I} \quad (\text{A10})$$

Nous venons de décrire les paramètres relatifs à une onde électromagnétique polarisée, nous allons à présent nous intéresser à la caractérisation de la diffusion d'une onde par une mono particule.

### A.3. Interaction onde plane-particule : matrice d'amplitude

On considère une particule de taille, de forme et de composition chimique arbitraire éclairée par une onde plane scalaire se propageant selon la direction ( $Oz$ ). La composante quelconque de champ de cette onde incidente de pulsation  $\omega$  et de nombre d'onde  $k$  peut alors s'écrire très classiquement :

$$u_0 = \exp(-ikz + i\omega t) \quad (\text{A11})$$

L'onde diffusée à grande distance est supposée sphérique. Cette hypothèse est vérifiée dans le cas de particules sphériques et pour la plupart des particules de forme irrégulière. La fonction d'onde prend alors la forme suivante,  $r$  désignant l'abscisse radiale ou la distance entre la particule et point d'observation de diffusion :

$$u = S(\theta, \varphi) \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} u_0 \quad (\text{A12})$$

Les relations de continuités de la composante tangentielle du champ électrique dérivées des équations de Maxwell permettent de conclure sur la linéarité des processus mis en jeu lors du passage d'une amplitude de champ incident à une amplitude de champ diffusé. En décomposant les champs électriques incident  $\mathbf{E}_0$  et diffusé  $\mathbf{E}$  en deux composantes orthogonales suivant l'équation (A3), on obtient alors la relation générale suivante :

$$\begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} \begin{pmatrix} E_{l0} \\ E_{r0} \end{pmatrix} \quad (\text{A13})$$

La diffusion dans n'importe quelle direction est alors complètement décrite par la matrice 2x2  $S(\theta, \varphi)$  des amplitudes. Cette matrice des amplitudes ou matrice de Müller [Müller, 1948] est composée de coefficients, en général complexes, dépendant des angles zénithal et azimutal de diffusion  $\theta$  et  $\varphi$  et des propriétés optiques du diffuseur (taille, forme et indice complexe de réfraction).

La plupart du temps, ces formules sont utilisées pour des particules sphériques dans le cadre de la théorie de Mie. La sphéricité des particules induit des symétries au sein de la matrice d'amplitude la transformant en matrice diagonale. Dans ce cas,  $S_3=S_4=0$  et les relations suivantes peuvent alors être utilisées :

$$\begin{aligned} E_r &= S_1(\theta) \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} E_{r,0} \\ E_l &= S_2(\theta) \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} E_{l,0} \end{aligned} \quad (A14)$$

#### A.4. Matrice de phase et de diffusion d'une particule

Afin de décrire le rayonnement diffusé et son état de polarisation, la relation (A13) peut être appliquée aux paramètres de Stokes. Les paramètres de Stokes  $(I, Q, U, V)$  de l'onde diffusée sont alors une combinaison linéaire des paramètres  $(I_0, Q_0, U_0, V_0)$  de l'onde incidente exprimée par l'intermédiaire de la matrice de phase  $F$  :

$$\{I, Q, U, V\} = \frac{1}{k^2 r^2} F \cdot \{I_0, Q_0, U_0, V_0\} \quad (A15)$$

$F$  est une matrice 4x4 asymétrique. Chacune de ses 16 composantes est une fonction qui dépend des directions de diffusion  $\theta$  et  $\varphi$ . Les éléments de la matrice  $F$  peuvent se déduire facilement de la matrice des amplitudes  $S$  [Bohren et Huffman, 1983].

Pour des particules orientées aléatoirement dans l'espace et présentant un plan de symétrie, la matrice  $F$  présente une dépendance angulaire uniquement sur  $\theta$  et n'est composée que de 6 paramètres indépendants :

$$F = \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & 0 & 0 \\ F_{12} & F_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33} & F_{34} \\ 0 & 0 & -F_{34} & F_{44} \end{pmatrix} \quad (A16)$$

Le coefficient  $F_{11}$  est alors assimilé à une fonction de phase non normalisée. D'autre part, dans le cas particulier de particules sphériques, il n'y a plus que 4 paramètres indépendants décrits par la relation suivante :

$$\begin{aligned} F_{11}(\theta) &= F_{22}(\theta) \\ F_{33}(\theta) &= F_{44}(\theta) \\ F_{11}^2(\theta) - F_{33}^2(\theta) - F_{12}^2(\theta) - F_{34}^2(\theta) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A17})$$

En transfert radiatif, on s'intéresse plutôt à la matrice de diffusion  $P$ , équivalente à une matrice  $F$  qui serait normalisée. Le premier élément  $P_{11}$  représente alors la fonction de phase normalisée pour une particule unique. Il est normalisé selon :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} P_{11}(\Omega) d\Omega = 1 \quad (\text{A18})$$

où  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$  correspond à l'élément d'angle solide, en stéradian [ $Sr$ ], autour d'une direction de diffusion  $(\theta, \varphi)$ .  $P_{11}$  est donc une fonction sans unité de la direction et dépend de l'orientation de la particule par rapport au faisceau incident. Evidemment, cette fonction de phase dépend aussi de la taille, de la forme et de la composition physico-chimique de la particule (indice de réfraction). Le diagramme de diffusion d'une particule correspond alors au tracé de  $P_{11}(\theta, \varphi)$  en fonction de  $\theta$  dans un plan fixe autour de l'onde incidente.

Dans le cadre des approximations concernant l'orientation aléatoire des particules, l'expression de la fonction de phase se simplifie, et la relation suivante devient alors valide :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P_{11}(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi} 2\pi P_{11}(\theta) \sin\theta d\theta = 1 \quad (\text{A19})$$

Afin, d'établir la relation entre la matrice de diffusion  $P$  et la matrice de phase  $F$ , il convient de définir une grandeur appelée section efficace de diffusion  $C_{sc}$  de la particule irradiée par l'onde électromagnétique incidente.  $C_{sc}$  représente la surface qui reçoit la même quantité d'énergie que celle qui est diffusée dans toutes les directions par la particule, elle est donc définie par :

$$C_{sc} = \frac{1}{k^2} \int F_{11}(\Omega) d\Omega = \frac{1}{k^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F_{11}(\theta) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (\text{A20})$$

En identifiant les équations (A19) et (A20), on en déduit facilement la relation générale de passage entre les deux matrices :

$$\frac{P}{4\pi} = \frac{1}{C_{sc} k^2} F \quad (\text{A21})$$

L'intensité de la lumière diffusée en un point de distance  $r$  de la particule devient alors facilement quantifiable à partir de la fonction de phase et du nombre d'onde  $k$  du milieu environnant la particule :

$$I = \frac{I_0 F_{11}}{k^2 r^2} = \frac{I_0 P_{11} C_{sc}}{4\pi r^2} = \frac{I_0 P_{11}}{4\pi} \Omega_{sc} \quad (\text{A22})$$

Si l'on contrôle l'intensité  $I_0$  ou la puissance de la lumière incidente dans l'angle solide  $\Omega_{sc}$  associé à la diffusion et que l'intensité diffusée est mesurable, alors on peut en déduire la fonction de phase de la particule irradiée et donc remonter à ses caractéristiques microphysiques et structurelles.

Les matrices de diffusion et de phase permettent également de définir un certain nombre de grandeurs optiques caractéristiques des propriétés de diffusion des particules atmosphériques. Par la suite, nous ne nous intéresserons plus au phénomène de polarisation de la lumière et les particules échantillonnées seront considérées comme ayant une orientation aléatoire.

### A.5. Détermination des paramètres optiques intégrés

Les processus de diffusion peuvent être décrit par des quantités traduisant la loi de conservation de l'énergie. Ces grandeurs jouent un rôle prépondérant dans la résolution de l'équation du transfert radiatif. L'énergie totale diffusée dans toutes les directions peut être assimilée à l'énergie de l'onde incidente tombant sur une surface  $C_{sc}$ . La section efficace de diffusion,  $C_{sc}$ , est alors définie dans le cadre de notre approximation par :

$$C_{sc} = \frac{1}{k^2} \int F_{11}(\Omega) d\Omega = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^\pi F_{11}(\theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{A23})$$

De la même façon on peut assimiler l'énergie absorbée et l'énergie interceptée par la particule comme étant l'énergie tombant respectivement sur les surfaces  $C_{ab}$  et  $C_{ex}$ . En prenant en compte les phénomènes d'interférences entre champ incident et champ diffusé dans la direction de diffusion avant ( $\theta=0^\circ$ ), la section efficace d'extinction s'exprime de façon générale par l'intermédiaire de la partie réelle de la matrice d'amplitude  $S$  :

$$C_{ex} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}\{S(\theta = 0^\circ)\} \quad (\text{A24})$$

D'autre part, la loi de conservation de l'énergie permet de relier ces trois sections efficaces :

$$C_{ex} = C_{sc} + C_{ab} \quad (\text{A25})$$

En accord, avec ces paramètres de la dimension d'une surface ( $\mu\text{m}^2$ ), il est possible de définir des grandeurs sans dimensions appelées efficacité de diffusion, d'absorption ou d'extinction quantifiant la diminution d'énergie incidente par une particule:

$$Q_{sc} = \frac{C_{sc}}{G}, \quad Q_{ab} = \frac{C_{ab}}{G}, \quad Q_{ex} = \frac{C_{ex}}{G} \quad (\text{A26})$$

$G$  représente la section droite géométrique de la particule ou la moyenne des surfaces géométriques projetées pour des particules. Pour une particule de forme hexagonale orientée aléatoirement,  $G$  est égal au quart de sa surface totale [van de Hulst, 1981]. La section droite géométrique correspond à  $\pi a^2$  pour une particule sphérique,  $a$  désignant le rayon de la particule.

Lorsque les particules sont de grandes tailles, leur coefficient d'extinction tend asymptotiquement vers 2. Par conséquent, ces particules atténuent deux fois plus d'énergie que le ferait leur section droite géométrique. Elles interceptent donc deux fois plus d'énergie que le prédiraient les lois de l'optique géométrique. Cette apparente contradiction provient du phénomène de diffraction de la lumière sur les bords de la particule qui contribue pour moitié à l'extinction totale.

Les variations de ces coefficients en fonction de la longueur d'onde, de la forme et de la taille des particules sont à la base des techniques de restitution de paramètres microphysiques par télédétection passive.

A partir du rapport entre les coefficients de diffusion et d'extinction, il est possible de déterminer un paramètre appelé albédo de diffusion simple,  $\omega_{sc}$ , correspondant à la fraction de lumière diffusée par une particule :

$$\omega_{sc} = \frac{Q_{sc}}{Q_{ex}} = \frac{C_{sc}}{C_{ex}} \quad (\text{A27})$$

Cette grandeur est particulièrement importante dans la résolution de l'équation du transfert radiatif puisqu'elle représente la probabilité pour qu'un photon soit diffusé plutôt qu'absorbé lors de son interaction avec une particule à une longueur d'onde donnée.

Un autre paramètre, le facteur d'asymétrie  $g$ , peut être utilisé pour caractériser la diffusion par une particule. Il est défini par l'intermédiaire de la fonction de phase et du cosinus de l'angle de diffusion. Si on pose  $\mu = \cos\theta$ , le facteur d'asymétrie s'exprime selon :

$$g = \langle \cos\theta \rangle = \frac{\int_0^\pi 2\pi \sin\theta F_{11}(\theta) \cos\theta d\theta}{k^2 C_{sc}} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_{11}(\mu) \mu d\mu \quad (\text{A28})$$

La valeur de  $g$  est comprise entre  $-1$  et  $1$  et permet de déterminer la quantité de lumière diffusée vers l'avant ou vers l'arrière. Pour une valeur positive de  $g$ , la diffusion en direction de lumière incidente sera prépondérante, pour une valeur négative, la diffusion sera principalement dirigée dans une direction opposée à la direction de la lumière incidente (rétro diffusion). Une valeur de  $g=0$  indique une diffusion isotrope.

## Annexe B. Modélisation des particules non-sphériques

### B.1. Introduction

L'évaluation des propriétés radiatives des nuages glacés ainsi que l'analyse des observations satellitales passent par une modélisation précise des processus de diffusion de la lumière en fonction de la morphologie et la composition des particules nuageuses diffusantes. La grande variabilité de formes des cristaux de glace ne pouvant être prise en compte de façon précise, les modèles se cantonnent généralement à modéliser la diffusion de la lumière pour des cristaux de formes simples supposées statistiquement représentatives.

Nous décrivons succinctement les principaux modèles de diffusion pour des particules non sphériques, en mettant en relief leurs avantages et leurs limites. Pour de plus amples renseignements, le lecteur pourra se référer au livre écrit par *Mishchenko et al.* [2000] intitulé « Light Scattering by Nonspherical Particles ». On distinguera deux types de méthodes, les méthodes dites exactes basées sur la résolution analytique ou numérique des équations de Maxwell, et les méthodes approchées dont le but est de réduire la complexité des calculs et donc d'améliorer la polyvalence des modélisations.

### B.2. Méthodes de résolution exacte

- **Méthode de la matrice de transition :  $T$ -Matrix** [*Waterman*, 1971; *Mishchenko et al.*, 1996]

Cette technique autorise le calcul rapide et précis de paramètres optiques pour des particules homogènes ou composées de couches multiples homogènes, admettant une symétrie de révolution et dont le paramètre de taille est inférieur à 100. Lorsque la particule ne présente plus de symétrie axiale et que sa forme s'éloigne d'une forme sphéroïdale lisse ou cylindrique, cette méthode gagne en complexité, en temps de calcul et perd de son efficacité.

De plus elle ne devient applicable que pour des paramètres de taille relativement petits (inférieurs à 30).

Le principe de cette méthode consiste à développer les champs incident et diffusé en fonctions d'ondes sphériques vectorielles. Les relations entre les coefficients d'expansion décrivant le champ incident et ceux caractérisant le champ diffusé sont alors regroupées sous la forme d'une matrice de transition. Cette matrice est généralement calculée à partir d'une méthode dite des conditions aux limites étendues (EBCM) basée sur le principe d'Huygens.

L'avantage fondamental de cette approche est que la matrice de transition ne dépend que des propriétés géométriques (taille, forme, orientation) et de l'indice de réfraction de la particule, en étant indépendante des champs incident et diffusé. Il suffit donc de calculer la  $T$ -matrice une fois pour une particule diffusante donnée, puis cette matrice de transition peut être utilisée dans les calculs pour n'importe quelles directions d'incidence et de diffusion. Contrairement à la plupart des méthodes, les calculs de diffusion ne doivent donc pas être effectués de nouveau pour chaque nouvelle direction d'incidence et de diffusion. Les matrices d'amplitude et de diffusion sont alors déterminées pour différents angles d'incidence et de diffusion à partir de l'unique matrice de transposition.

- **Méthode des éléments finis : Finite Element Method** [*Morgan et Mei, 1979; Silvester et Ferrari, 1996*]

Cette méthode peut être utilisée pour la modélisation de la diffusion de la lumière par une particule inhomogène de forme arbitraire. Elle présente l'avantage d'être facilement mise en œuvre tant au niveau conceptuel qu'au niveau de l'exécution. Par contre, étant donné que la modélisation n'est pas uniquement confinée à la particule diffusante, les temps calculs deviennent très importants et cette méthode ne devient applicable dans la pratique que pour des paramètres de taille inférieurs à 10.

La méthode des éléments finis permet de résoudre numériquement l'équation vectorielle de Helmholtz en tenant compte des relations de continuité à la surface de la particule. Cette méthode basée sur la résolution d'équations différentielles, donne alors accès au champ harmonique électrique diffusé. Pour cela, on considère un domaine discrétisé spatialement, en un nombre fini de petits volumes, où est confiné le diffuseur. La résolution de l'équation différentielle s'effectue alors, à l'aide des conditions aux limites, en chaque nœud liant les volumes afin de déterminer le champ électrique diffusé. La procédure doit être reconduite pour chaque nouvelle direction d'incidence.

- **Méthode du « Finite Difference Time Domain »** [Yee, 1966; Fu et al., 1998 ; Yang et Liou, 1998b]

Cette méthode présente les avantages et les défauts de la méthode des éléments finis puisqu'elle peut être utilisée quelque soit la forme de la particule diffusante, tout en réduisant la complexité des calculs. Elle reste néanmoins extrêmement consommatrice de temps lorsque le paramètre de taille devient supérieur à 20.

Contrairement à la méthode des éléments finis, cette approche permet de calculer le champ électromagnétique diffusé dans un domaine de temps précis en résolvant directement les équations de Maxwell dépendantes du temps. Les variations spatio-temporelles des champs électrique et magnétique sont évaluées en utilisant une discrétisation spatiale et temporelle de l'espace limité par l'introduction de conditions aux limites appropriées. La particule diffusante est représentée en attribuant à chaque point de grille (nœud) une valeur de perméabilité, de permittivité et de conductivité caractérisant le matériau la composant comme dans l'approche des éléments finis. Les valeurs du champ électromagnétique, spécifiées en chaque point de la grille au pas de temps précédent et au pas de temps actuel, sont alors utilisées pour déterminer les valeurs pour la grille au temps suivant. Il n'est donc pas besoin de résoudre un lourd système d'équations. En revanche, le temps de calcul augmente grandement avec la taille de la particule.

- **Méthode de séparation des variables pour des particules sphéroïdales** [Oguchi, 1973; Asano et Yamamoto, 1975 ; Voshchinnikov et Farafonov, 1993]

La méthode de séparation des variables peut être utilisée pour obtenir une solution analytique exacte aux problèmes de diffusion d'un champ d'ondes électromagnétiques par des particules homogènes de formes sphéroïdales. Une des limites évidentes de cette méthode est qu'elle n'est applicable que pour des particules sphéroïdales de paramètre de taille inférieur à 40. En contrepartie, elle produit des résultats très précis de façon relativement rapide.

Cette approche est basée sur la résolution de l'équation scalaire de Helmholtz en coordonnées sphéroïdales en appliquant la technique de séparation des variables. Les solutions de cette équation s'expriment alors sous forme de fonctions d'ondes scalaires sphéroïdales. Pour cela, les champs, incident, interne à la particule et diffusé doivent être développés en fonctions d'ondes sphéroïdales. Les coefficients d'expansion du champ

incident sont calculés analytiquement tandis que les valeurs souhaitées de ces coefficients pour les champs interne et diffusé sont calculées à l'aide des relations de continuité des champs à la frontière avec le milieu environnant.

### **B.3. Méthodes approchées**

- **Approximation de diffraction anormale: Anomalous Diffraction Approximation**  
[Van de Hulst, 1981; Mitchell et al., 1996]

Dans sa forme originelle, l'approximation de diffraction anormale n'est applicable que pour des sphères d'indice de réfraction complexe,  $m$ , proche de 1 et pour un paramètre de taille,  $X$ , important ( $|m-1| \ll 1$  et  $X \gg 1$ ). Avec ces hypothèses, cette méthode permet de calculer l'efficacité d'extinction en considérant à la fois, les interférences causées par les rayons lumineux traversant la particule et ceux déviés autour de la particule, ainsi que par l'absorption des rayons qui traversent la particule. Les solutions convergent alors vers celles proposées par la théorie de Lorentz-Mie et le calcul des efficacités d'absorption et d'extinction devient alors plus rapide pour de grosses particules que dans le cas d'une approche exacte.

Des paramétrisations ont néanmoins été développées afin d'appliquer cette méthode à des cristaux de formes simples (hexagonales, cubiques, sphéroïdales et cylindriques) orientés aléatoirement dans l'espace. Mais cette approche reste tout de même limitée à certains problèmes nécessitant la détermination de paramètres intégrés (efficacité d'extinction, par exemple).

- **Méthode de l'approximation en dipôles discrets : Discrete Dipole Approximation**  
[Purcell et Pennypacker, 1973; Draine et Goodman, 1993 ; Mulholland et al., 1994]

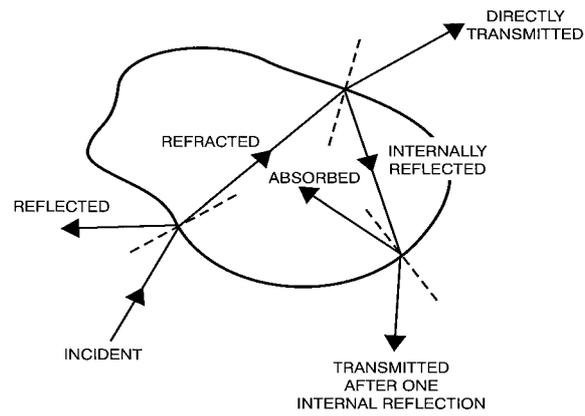
Cette technique est particulièrement appropriée au calcul de la diffusion de la lumière par une particule inhomogène de forme arbitraire. Par contre, cette approche ne converge vers une solution exacte que lorsque le nombre de dipôles caractérisant le diffuseur est élevé, entraînant ainsi de grands temps de calcul. De plus, cette méthode devient fiable uniquement pour des particules dont le paramètre de taille est inférieur à 15 et pour des indices de réfraction complexe relativement faible.

Le principe de cette méthode consiste à découper la particule diffusante en un ensemble de  $N$  dipôles élémentaires. Si l'on suppose que la réponse électromagnétique d'un dipôle excité par un champ électrique local est connue, alors ce champ va être la superposition du champ externe et des champs diffusés par tous les autres dipôles. Le problème se résume donc à un système de  $N$  équations linéaires correspondant aux  $N$  champs excitant les  $N$  dipôles. La solution numérique de ce système est alors utilisée pour déterminer les  $N$  champs élémentaires diffusés par les dipôles et donc pour calculer le champ total diffusé.

- **Approximation de l'optique géométrique: Geometric Optics Approximation** [*Liou et Hansen, 1971 ; Wendling et al., 1979 ; Macke, 1993*]

Les principes de l'optique géométrique peuvent être utilisés pour calculer la diffusion de la lumière par des particules dont la taille est bien plus grande que la longueur d'onde du rayonnement incident. Cette méthode, appelée aussi méthode de ray-tracing ou de lancer de rayons, présente l'avantage d'être applicable quelque soit la forme des particules. En revanche, les solutions de l'approximation de l'optique géométrique ne convergent vers des solutions exactes que pour des paramètres de taille supérieurs à 60 ou 80. L'utilité de cette approche se vérifie donc plutôt dans le domaine du visible et éventuellement du proche infra rouge. Il existe néanmoins des versions modifiées de cette approche qui permettent de réduire sensiblement le paramètre de taille limite (cf. modèle IGOM, section **I-2.2.**).

Les méthodes de lancer de rayons sont basées sur l'hypothèse que l'onde plane incidente peut être représentée par une infinité de rayons parallèles et indépendants entre eux. Le chemin qu'un rayon va parcourir au sein de la particule est alors régi par les lois de réfraction et de réflexion de l'optique géométrique (formules de Fresnels et lois de Snell-Descartes) comme indiqué sur la figure *A-1*. Les propriétés de diffusion et d'absorption de la particule sont alors déterminées en considérant la contribution de chaque rayon sortant dans une direction particulière prédéfinie. La diffraction du rayonnement incident sur la surface projetée de la particule est alors établie suivant les lois de Fraunhofer puis ajoutée à la partie diffusée par ray-tracing, pour finalement donner une représentation complète de la matrice de diffusion.



**Figure B-1.** Principe de diffusion de la lumière par une particule de forme quelconque dans l'approximation de l'optique géométrique (d'après *Bohren et Huffman*, [1983])

## Références Bibliographiques

- Asano, S., et G. Yamamoto, Light scattering by spheroidal particle, *Appl. Opt.*, 14, 29-49, 1975.
- Asano, S., A. Uchiyama, A. Yamazaki, J. F. Gayet, et M. Tanizono, Two case studies of winter continental-type water and mixed-phased stratocumuli over the sea. Part II: Absorption of solar radiation, *J. Geophys. Res.*, 107(D21), 4570, doi: 10.1029/2001JD001108, 2002.
- Auriol, F., *Mesure de la fonction de phase de diffusion des particules nuageuses au moyen du « Néphélomètre Polaire » aéroporté : Validation et application au nuage de glace*, Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 151 pp., 1998.
- Auriol, F., J. F. Gayet, G. Febvre, O. Jourdan, L. Labonnote, et G. Brogniez, In situ observations of cirrus cloud scattering phase function with 22° and 46° halos : Cloud field study on 19 February 1998, *J. Atmos. Sci.*, 58, 3376-3390, 2001.
- Baran, A.J., P.N. Francis, L.C. Labonnote, et M. Doutriaux-Boucher, A scattering phase function for ice cloud : Tests of applicability using aircraft and satellite multi-angle multi wavelength radiance measurements of cirrus, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 127, 2395-2416, 2001.
- Barkstrom, B.R., The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE), *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 65, 1170-1185, 1984.
- Baumgardner, D., An analysis and comparison of five water droplet measuring instruments, *J. Clim. Appl. Meteorology*, 22, 891-910, 1983.

- Bohren, M., et D.R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, third edition, 530 pp., John Wiley and Sons, Inc., New York, 1983.
- Cahalan, R.F., W. Ridgway, W.J. Wiscombe, T.L. Bell, et J.B. Snider, The albedo of fractal stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *51*, 2434-2455, 1994a.
- Cahalan, R.F., W. Ridgway, W.J. Wiscombe, S. Golmer, et H. Harshvardhan, Independent pixel and Monte-Carlo estimates of stratocumulus albedo, *J. Atmos. Sci.*, *51*, 3776-3790, 1994b.
- Chahine, M.T., Determination of temperature profile in an atmosphere from its outgoing radiance, *JOSA*, *12*, 1634-1637, 1968.
- Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*, second English edition, 393 pp., Dover Publication, Inc., New York, 1960.
- Cober, S.G., G.A. Isaac, A.V. Korolev, et J.W. Strapp, Assessing cloud-phase conditions, *J. Appl. Meteor.*, *40*, 1967-1983, 2001.
- Combal, B., *Contribution à l'analyse du problème inverse. Estimation des caractéristiques du couvert végétal à partir de mesures de télédétection*, Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 177 pp., 1999.
- Cornet, C., *Développement d'un système expert pour la restitution des paramètres microphysiques et structuraux des nuages*, Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 130 pp., 2003.
- Crépel, O., *Conception et mise en oeuvre d'un népholème polaire pour la mesure des paramètres optiques et microphysiques des nuages*, Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 195 pp., 1995.
- Crépel, O., J.F. Gayet, J.F. Fournol, et S. Oshchepkov, A new airborne Polar Nephelometer for the measurements of optical and microphysical cloud properties, *Ann Geophysicae*, *15*, 451-459, 1997.

- Darlinson, A.G., et P.R. Brown, The use of automatic particle recognition to improve the determination of bulk quantities from PMS 2D probe data in cirrus, *Proceeding of the 10<sup>th</sup> Int. Cloud Physics Conference*, Bad Homburg FRG, 15-20 Août, 138-140, 1988.
- Donner, L.J., C.J. Seman, B.J. Soden, R. Hemler, et J.C. Warren, Large scale ice clouds in the GFDL SKYHI general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *102*, 21745-21768, 1997.
- Doutriaux-Boucher, M., J. C. Buriez, G. Brogniez, et L. C. Labonnote, Sensitivity of retrieved POLDER directional cloud optical thickness to various ice particle models, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 109-112, 2000.
- Draine, B.T., et J. Goodman, Beyond Clausius-Mossotti : Wave propagation on a polarizable point lattice and the discrete dipole approximation, *Astrophys. J.*, *405*, 685-697, 1993.
- Dubovik, O.V., T.V. Lapyonok, et S.L. Oshchepkov, Improved technique for data inversion : Optical sizing of multicomponent aerosols, *Appl. Optics*, *34*, 8422-8436, 1995.
- Durand, G., J. F. Gayet, L. Kaës, et P. Matharan, Airborne infrared and microphysical measurements on cirrus clouds, dans, *Satellite Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere III, Proc. SPIE Int. Eng.*, *3495*, 72-81, 1998.
- Duroure, C., Une nouvelle méthode de traitement des images d'hydrométéores données par les sondes bidimensionnelles, *J. Rech. Atmos.*, *6*, 71-84, 1982.
- Duroure, C., F. Auriol, O. Crepel, et J-F Gayet, Microscale inhomogeneities study using high resolution Polar Nephelometer measurements, *XXIII General Assembly, European Geophysical Society*, Nice, France, 20-24 Avril, 1998.
- Evans, K.F., The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 429-446, 1998
- Faure, T., *Applications de réseaux de neurones à l'étude du transfert radiatif et à l'inversion de paramètres microphysiques en nuages hétérogènes*, Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2000.

- Francis, P.N., J.S. Foot, et A.J. Baran, Aircraft measurements of the solar and infrared radiative properties of cirrus and their dependence on ice crystal shape, *J. Geophys. Res.*, *104*, 31685-31695, 1999.
- Fu, Q., P. Yang, et W.B. Sun, An accurate parametrization of infrared radiative properties of cirrus clouds for climate models, *J. Climate*, *11*, 2223-2237, 1998.
- Gabriel, P.M., S.C. Tsay, et G.L. Stephens, A Fourier-Riccati approach to radiative transfer. Part I : Foundations, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3125-3147, 1993.
- Gardiner, B.A., et J. Hallet, Degradation of in-cloud Forward Scattering Spectrometer Probe in the presence of ice particles, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *2*, 171-180, 1985
- Garret, T.J., P.V. Hobbs, et H. Gerber, Shortwave, single scattering properties of arctic ice clouds, *J. Geophys. Res.*, *106*, 15155-15172, 2001.
- Gayet, J.F., G. Febvre, G. Brogniez, H. Chepfer, W. Renger, et P. Wendling, Microphysical and optical properties of cirrus and contrails : Cloud field study on 13 October 1989, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 126-138, 1996.
- Gayet, J.F., O. Crépel, J.F. Fournol, et S. Oshchepkov, A new airborne polar Nephelometer for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part I : Theoretical design, *Ann. Geophysicae*, *15*, 451-459, 1997.
- Gayet, J.F., *Qualification aéroportée du Néphélomètre Polaire*, Rapport d'avancement Contrat : DRET / Université Blaise Pascal n°96-14, Décembre 1997.
- Gayet, J. F., F. Auriol, S.L. Oshchepkov, F. Schröder, C. Duroure, G. Febvre, J. F. Fournol, O. Crépel, P. Personne, et D. Daugeron, In situ optical and microphysical measurements with a new airborne "Polar Nephelometer", *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 971-974, 1998.
- Gayet, J.F., O. Crépel, et J.F. Fournol, *Cirrus '98*, Rapport final, Convention : ONERA / Université Blaise Pascal n°23.140/DA.B1/DC, Avril 1998.

- Gayet, J.F., F. Auriol, et J.F. Fournol, *Microphysical properties of the clouds sampled during January 1999 field phase experiment of the Japanese cloud and climate study (JACCS)*, Rapport final, Mai 1999.
- Gayet, J. F., S. Asano, A. Yamazaki, A. Uchiyama, A. Sinyuk , O. Jourdan, et F. Auriol, Two case studies of continental-type water and maritime mixed-phased stratocumuli over the sea. Part I : Microphysical and optical properties, *J. Geophys. Res.*, 107 (D21), 4569, doi: 10.1029/2001JD001106, 2002a.
- Gayet, J.F., F. Auriol, A. Minikin, J. Ström, M. Seifert, R. Krejci, A Petzol, G. Febvre, et U. Schumann, Quantitative measurement of microphysical and optical properties of cirrus clouds with four different *in situ* probes : Evidence of small ice crystals, *Geophys. Res. Lett.*, 29 (24), 2230, doi: 10.1029/2001GL014342, 2002b.
- Gerber, H., Y. Takano, T.J. Garrett, et P.V. Hobbs, Nephelometer measurements of the asymmetry parameter, volume extinction coefficient and backscatter ratio in Arctic clouds, *J. Atmos. Sci.*, 57, 3021 – 3034, 2000.
- Gonzalez, A., P. Wendling, B. Mayer, J.F. Gayet, et T. Rother, Remote sensing of cirrus cloud properties in presence of lower clouds: An ATSR-2 case study during INCA, *J. Geophys. Res.*, 107 (D23), 4693, doi: 10.1029/2002JD002535, 2002.
- Hale, G.M., et M.R. Querry, Optical constants of water in the 200- $\mu$ m to 200-nm wavelength region, *Appl. Opt.*, 12, 555-563, 1973.
- Hansen, J.E., et L.D. Travis, Light scattering in planetary atmospheres, *Space Science Review*, 16, 527-610, 1974.
- Hess, M., et M. Wiegner , COP: a data library of optical properties of hexagonal ice crystals, *Appl. Opt.*, 33, 7740-7746, 1994.
- Hess, M., R.B.A Koelemeijer, et P. Stammes, Scattering matrices of imperfect hexagonal ice crystals, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 60, 301-308, 1998.

- Iaquinta, J., H. Isaka, et P. Personne, Scattering phase function of bullet rosette ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 1401-1413, 1995.
- IPCC, *Climate Change: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, 944 pp., Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2001.
- Johnson, R. A., et D. J. Wichern, *Applied multivariate statistical analysis*, fourth edition, 816 pp., Prentice hall Inc, New Jersey, 1998.
- Jourdan, O., S.L. Oshchepkov, J.F. Gayet, V.N. Shcherbakov, et H. Isaka, Statistical analysis of cloud light scattering and microphysical properties obtained from airborne measurements, *J. Geophys. Res.*, *108* (D5), 4155, doi: 10.1029/2002JD0027232003, 2003a.
- Jourdan, O., S.L. Oshchepkov, V.N. Shcherbakov, J.F. Gayet, et H. Isaka, Assessment of cloud optical parameters in the solar region : Retrievals from airborne measurements of scattering phase functions, *J. Geophys. Res.*, *108* (D18), 4572, doi: 10.1029/2003JD003493, 2003b.
- Jourlin, Y., *Qualification aéroportée du Néphélomètre Polaire*, rapport d'avancement, 1997.
- Key, J., P. Yang, B. Baum, et S. Nasiri, Parameterization of shortwave ice cloud optical properties for various particle habits, *J. Geophys. Res.*, *107* (D13), 4181, doi:10.1029/2001JD000742, 2001.
- Kinne, S., T. P. Ackerman, A.J. Heymsfield, F.P.J. Valero, K. Sassen, et J.D. Spinhirne, Cirrus microphysics and radiative transfer: Cloud field study on 28 October 1986, *Mon. Wea. Rev.*, *20*, 661-684, 1992.

- Kinne, S., T. P. Ackerman, M. Shiobara, A. Uchiyama, A.J. Heymsfield, L. Miloshevich, J. Wendell, E.W. Eloranta, C. Purgold, et R. W. Bergstrom, Cirrus cloud radiative and microphysical properties from ground observations and in situ measurements during FIRE 1991 and their application to exhibit problems in cirrus solar radiative modeling, *J. Atmos. Sci.*, 54, 2320-2344, 1997.
- Knollenberg, R.G., Three new instruments for cloud physics measurements: the 2D spectrometer, the Forward Scattering Spectrometer Probe and the Active Scattering Aerosol Spectrometer, 7<sup>th</sup> Intern. Cloud Physics Conference, Boulder, Colorado, 26-30 Juillet, 1976.
- Knollenberg, R.G., Techniques for probing cloud microstructure. In *Clouds, Their formation, Optical properties and Effects*, eds P.V. Hobbs and A Deepak, pp.15-92 Academic Press, N.Y., 1981.
- Korolev, A.V., G.A. Isaac, I.P. Mazin, et H.W. Barker, Microphysical properties of continental stratiform clouds, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 121, 2117-2151, 2001.
- Kristjansson, J.E., J.M. Edwards, et D.L. Mitchell, The impact of a new scheme for the optical properties of crystals on the climate of two GCMs, *J. Geophys. Res.*, 125, 10063-10079, 2000.
- Lacis, A.A., et M.I. Mishchenko, Climate forcing, climate sensitivity, and climate response: A radiative modeling perspective on atmospheric aerosols, dans, *Aerosol Forcing of Climate : Report of the Dahlem Workshop on Aerosol Forcing of Climate*, Berlin, Germany, 24-29 April, 1994, John Wiley Sons, Chichester / New York, 1995.
- Labonnote, L.C., G. Brogniez, M. Doutriaux-Boucher, J.C. Buriez, J.F. Gayet et H. Chepfer, Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. Comparison with in-situ and ADEOS-POLDER measurements, *Geophys. Res. Let.*, 27, 113-116, 2000.

- Labonnote, L.C., G. Brogniez, J.C. Buriez, M. Doutriaux-Boucher, J.F. Gayet et A. Macke, Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals : Validation with ADEOS-POLDER measurements, *J. Geophys. Res.*, *106*, 12139-12153, 2001.
- Larsen, H., J.F. Gayet, G. Febvre, H. Chepfer, et G. Brogniez, Measurements errors in cirrus cloud microphysical properties, *Ann. Geophysicae*, *16*, 266-276, 1998.
- Lawson, R. P., A.V. Korolev, S.G. Cober, T. Huang, J.W. Strapp, et G.A. Isaac, Improved measurements of the drop size distribution of a freezing drizzle event, *Atmos. Res.*, *47-48*, 181-191, 1998.
- Legendre, P., et L. Legendre, *Numerical ecology*, 853 pp., Elsevier, Amsterdam, 1998.
- Lenoble, J., *Atmospheric Radiative Transfer*, second English edition, 532 pp., A. Deepak Publishing, Hampton VA, 1993.
- Liou, K.N., et J.E. Hansen, Intensity and polarization for single scattering by polydisperse spheres : A comparison of ray optics and Mie theory, *J. Atmos. Sci.*, *28*, 995-1004, 1971.
- Liou, K.N., Review – Influence of cirrus clouds on weather and climate process : A global perspective, *Mon. Wea. Rev.*, *114*, 1167-1199, 1986.
- Liou, K.N., *Radiation and cloud processes in the atmosphere, Theory, Observation, and Modeling*, 487 pp., Oxford University Press, New York, 1992.
- Liou, K.N., et Y. Takano, Light scattering by nonspherical particles: Remote sensing and climatic implications, *Atmospheric Research*, *31*, 271-298, 1994.
- Liou, K.N., Y. Takano, et P. Yang, 2000 : Light scattering and radiative transfer in ice crystal clouds: Applications to climate research. In *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Geophysical Applications*. Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, et L.D. Travis, 703 pp., Academic Press, New York, Chapter 15, 2000.

- MacKay, D. J. C., A practical Bayesian framework for back-propagation networks, *Neural Computations*, 4, 589-603, 1992.
- Macke, A., Scattering of light by polyhedral ice crystals, *Appl. Opt.*, 32, 2780-2788, 1993.
- Macke, A., J. Mueller, et E. Raschke, Single scattering properties of atmospheric ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, 53, 2813-2825, 1996.
- Macke, A., P.N. Francis, G.M. McFarquhar, et S. Kinne, The role of ice particle shapes and size distributions in the single scattering properties of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 55, 2874-2883, 1998.
- Macke, A., 2000: Monte Carlo calculations of light scattering by large particles with multiple internal inclusions. In *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Geophysical Applications*. Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, et L.D. Travis, 703 pp., Academic Press, New York, Chapter 10, 2000.
- Marchuk, G.I., G.A. Mikhailov, M.A. Nazarialiev, R.A. Darbinjan, B.A. Kargin, et B.S. Elepov, *The Monte Carlo methods in atmospheric optics*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- Meador, W.A., et W.R. Weaver, Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres : A unified description of existing methods and a new improvement, *J. Atmos. Sci.*, 37, 630-643, 1980.
- Mishchenko, M.I., L.D. Travis, et D.W. Mackowski, T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles : A review, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Tansfer*, 55, 535-575, 1996.
- Mishchenko, M.I., J.W. Hovenier, et L.D. Travis, *Light Scattering by Nonspherical Particles*, 703 pp., Academic press, New York, 2000.

- Mishchenko, M.I., W.J. Wiscombe, J.W. Hovenier, et L.D. Travis: Overview of scattering by nonspherical particles. In *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Geophysical Applications*. Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, and L.D. Travis, 703 pp., Academic Press, New York, Chapter 2, 2000.
- Mishchenko, M.I., et L.D. Travis, Electromagnetic scattering by nonspherical particles, dans, *Exploring the Atmosphere by Remote Sensing Techniques*, pp 77-127, Springer-Verlag, Berlin, 2003.
- Mitchell, D.L., S.K. Chai, et Y. Liu, Modeling cirrus clouds. Part I : Treatment of bimodal size spectra and case study analysis, *J. Atmos. Sci.*, 53, 2952-2966, 1996.
- Morgan, M.A., et K.K. Mei, Finite-element computation of scattering by inhomogeneous penetrable bodies of revolution, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 27, 202-214, 1979.
- Müller, H., The foundations of Optics, *J. Opt. Soc. Am.*, 38, 661, 1948.
- Mulholland, G.W., C.F. Bohren, et K.A. Fuller, Light scattering by agglomerates : Coupled electric and magnetic dipole method, *Langmuir*, 10, 2533-2546, 1994.
- Oguchi, T., 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. Jpn.*, 20, 79-118, 1973.
- Oshchepkov, S.L., O.V. Dubovik et T.V. Lapyonok, A method of numerical solution of linear inverse problem with log-normal noise distribution : the estimation of aerosol size distribution, IRS-92 *Current Problems in Atmospheric Radiation*, A. Deepak publishing, 334-337, 1993.
- Oshchepkov, S.L., et H. Isaka, Inverse scattering problem for mixed-phase and ice clouds. Part1 : Numerical simulation of particle sizing from scattering phase function measurements, *Appl. Optics*, 36, 8765-8774, 1997.

- Oshchepkov, S.L., H. Isaka, J. F. Gayet, A. Sinyuk, F. Auriol, et S. Havemann, Microphysical properties of mixed-phase & ice clouds retrieved from in situ airborne “Polar Nephelometer” measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 209-213, 2000.
- Paltridge, G.W., Cloud-radiation feedback to climate, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 106, 895-899, 1980.
- Pérez, J. P., *Optique : fondements et applications*, 5ième édition, 800 pp., Masson, Paris, 1996.
- Phillips, B.L., A technique for numerical solution of certain integral equation of the first kind, *J. Assoc. Comp. Mach.*, 9, 84-97, 1962.
- Platt, C.M.R., J.D. Spinhirne, et W.D. Hart, Optical and microphysical properties of a cold cirrus cloud: Evidence for regions of small ice crystals, *J. Geophys. Res.*, 94, 151-164, 1989.
- Press, W.H., S. Teukolsky, W.T. Vetterling, et B. Flannery, *Numerical recipes in FORTRAN : The art of scientific computing*, 2nd Edition, 1092 pp., Cambridge University Press, 1992.
- Purcell, E.M., et C.R. Pennypacker, Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains, *Astrophys. J.*, 186, 705-714, 1973.
- Raga, G.B., et P. R. Jonas, Microphysical & radiative properties of small cumulus clouds over the sea, *Q.J.R. Meteor. Soc.*, 119, 1399-1417, 1993.
- Ramanathan, V., R.D. Cess, E.F. Harrison, P. Minnis, B.R. Backstrom, E. Ahmad, et D. Hartmann, Cloud-radiative forcing of climate : Results from the Earth Radiation Budget Experiment, *Science*, 243, 57-63, 1989.
- Rao, C. R., *Linear Statistical Inference and Its Applications*, 2nd Edition, 656 pp., John Wiley & Sons, New York, 1973.
- Roeckner, E.U., U. Schlese, J. Biercamp, et P. Loewe, Cloud optical depth feed-backs and climate modeling, *Nature*, 329, 138-140, 1987.

- Rolland, P., K.N. Liou, M.D. King, S.C. Tsay, et G.M. McFarquhar, Remote sensing of optical and microphysical properties of cirrus clouds using Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer channels : Methodology and sensitivity to physical assumptions, *J. Geophys. Res.*, 105, 11,721-11,738, 2002.
- Rossow, W.B., et R.A. Schiffer, ISCCP cloud data products, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 72, 2-20, 1991.
- Rossow, W.B., et R.A. Schiffer, Advances in understanding clouds from ISCCP, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 80, 2261-2288, 1999.
- Sassen, K., et K. N. Liou, Scattering and polarized laser light by water droplets, mixed-phase and ice crystal clouds. Part I : Angular scattering patterns, *J. Atmos. Sci.*, 36, 838-851, 1979.
- Silvester, P.P., et R.L. Ferrari, *Finite Elements for Electrical Engineers*, Cambridge Univ. Press, New York, 1996.
- Stephens, G. L., S.C. Tsay, P.W. Stackhouse, et P.J. Flatau, The relevance of microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climate feedback, *J. Atmos. Sci.*, 47, 1742-1753, 1990.
- Stokes, G. G., On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources, *Trans. Camb. Philos. Soc.*, 9, 399-416, 1852.
- Strapp, J.W., W.R. Leitch, et P.S Liu, Hydrated and dried aerosol-size-distribution measurement from the Particle Measuring Systems FSSP-300 probe and the Deiced PCASP-100X probe, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 9, 548-555, 1992.
- Szczap, F., *Étude des effets des hétérogénéités des nuages sur leurs propriétés radiatives effectives et leurs paramétrisations*, Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 149 pp., 2000.

- Szymanski, W. , W. Rudolf, R. Majerowicz, Multiple scattering effects in transmitted and scattered laser light in monodispersed aerosols, *J. Aerosol. Sci.*, 24 Suppl. 1, S49-S50, 1993.
- Takano, Y., and K.N. Liou, Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I : Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, 46, 3-18, 1989.
- Tarantola, A., *Inverse problem theory : Methods for data fitting and model parameter estimation*, 2nd imp., 601 pp., Elsevier Sci., Amsterdam, 1994.
- Twomey, S., On the numerical solution of Fredholm integral equations of the first kind by inversion of linear system produced by quadrature, *J. Assoc. Comp. Mach.*, 10, 97-101, 1963.
- Twomey, S., *Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements*, 243 pp., Elsevier Sci., New York, 1977.
- Van de Hulst, H. C., *Light Scattering by Small Particles*, 470 pp., Dover, Mineola, N.Y., 1981.
- Volkovitsky, O. A., L. N. Pavlova, et A. G. Petrushin, Scattering of light by ice crystals, *Atmos. Ocean Phys.*, 16, 90-102, 1979.
- Voshchinnikov, N.V., et V.G. Farafonov, Optical properties of spheroidal particles, *Astrophys. Space. Sci.*, 204, 19-86, 1993.
- Warren, S.G., Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Appl. Opt.*, 23, 1206-1225, 1984.
- Waterman, P.C., Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering, *Phys. Rev.*, D3, 825-839, 1971.
- Wayne, R.P., *Chemistry of Atmospheres*, 775 pp., Oxford University Press, New York, 2000.

Wendling, P., R. Wendling, et H.K. Weickmann, Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals, *Appl. Opt.*, *18*, 2663-2671, 1979.

Yang, P., et K.N. Liou, Light scattering by hexagonal ice crystals : Comparison of finite-difference time domain and geometric optics models, *J. Opt. Soc. Am. A.*, *12*, 162-176, 1995.

Yang, P., et K.N. Liou, Geometric-optics-integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals, *Appl. Opt.*, *35*, 6568-6584, 1996.

Yang, P., et K. N. Liou, Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere, *Contr. Atmos. Phys.*, *71*, 223-248, 1998a.

Yang, P., et K. N. Liou, An efficient algorithm for truncating spatial domain in modeling light scattering by finite-difference technique, *J. Comput. Phys.*, *140*, 346-369, 1998b.

Yang, P., K.N. Liou, K. Wyser, et D. Mitchell, Parameterization of scattering and absorption properties of individual ice crystals, *J. Geophys. Res.*, *105*, 4699-4718, 2000.

Yee, S.K., Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas Propag*, *14*, 302-307, 1966.