

Master OMR 2
Année 2004 /2005

MARCHANT Benjamin



Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus dans l'infrarouge thermique

Tuteur de stage :

M. Gérard BROGNIEZ

Rapport de stage

REMERCIEMENTS

Mes plus grands remerciements vont à M. Gérard Brogniez pour m'avoir si gentiment guidé tout au long de ce stage ainsi que toutes les remarques judicieuses qu'il a pu m'apporter.

Je remercie également M. Bernard Bonnel pour sa coopération et son aide précieuse pour le code de transfert radiatif.

Un grand merci aussi à tous les membres du Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) pour le bon accueil qu'ils m'ont prodigué.

Sommaire

I- INTRODUCTION	4
II- QU'EST CE QU'UN CIRRUS ?	6
A) DEFINITION.	6
B) DE QUOI SONT COMPOSES LES CIRRUS ?	7
III- PROPRIETES OPTIQUES DES CIRRUS DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE.	8
A) LES MODELES DE CRISTAUX DE GLACE.	8
A-1) PRESENTATION DES DIFFERENTS MODELES DE CRISTAUX DE GLACE.	8
A-2) CHOIX DU MODELE DE CRISTAUX DE GLACE DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE.	9
B) COMMENT CALCULER LES PROPRIETES OPTIQUES DES CRISTAUX ?	11
B-1) LA METHODE DU LANCER DE RAYON (OU GO : GEOMETRIC OPTICS).	11
B-2) LA METHODE DU LANCER DE RAYON AMELIOREE (OU IGO : IMPROVED GEOMETRIC OPTICS).	14
IV- PROPRIETES RADIATIVES DES CIRRUS DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE.	19
A) MODELISATION DES PROPRIETES RADIATIVES D'UNE L'ATMOSPHERE NUAGEUSE.	19
B) LA CAMPAGNE DE MESURE AEROPORTEE FRENCH/DIRAC.	21
B-1) PRESENTATION DE LA CAMPAGNE DE MESURE AEROPORTEE FRENCH/DIRAC.	21
B-2) METHODE DE LA « SPLIT-WINDOW ».	23
V- CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	26
ANNEXE	27
DEFINITION DE QUELQUES GRANDEURS OPTIQUES.	27
REFERENCES	29
A) BIBLIOGRAPHIQUES.	29
B) LIENS INTERNET.	29
C) ARTICLES.	29

I- INTRODUCTION

Les nuages, couvrant en moyenne 70% de la surface du globe, ont une énorme influence sur le bilan radiatif terrestre et donc sur le climat figure (I-1). Or la quantification des interactions nuages rayonnement est encore très incertaine dans ce bilan. Plus particulièrement, le bilan radiatif terrestre est fortement dépendant des nuages de grande extension spatio-temporelle. Parmi ceux-ci on trouve les nuages bas tels les stratocumulus et les nuages de la haute troposphère que sont les cirrus.

Afin de prédire l'impact des nuages sur l'atmosphère terrestre, il est nécessaire de connaître leurs propriétés radiatives, c'est-à-dire de savoir comment ils interagissent avec le rayonnement électromagnétique ambiant, qu'il soit solaire ou terrestre. Ces propriétés radiatives dépendent d'une part de la structure du nuage (dimension, épaisseur, altitude) et d'autre part des propriétés optiques et de la densité des gouttelettes d'eau ou des cristaux de glace qui les composent.

Figure (I-1)

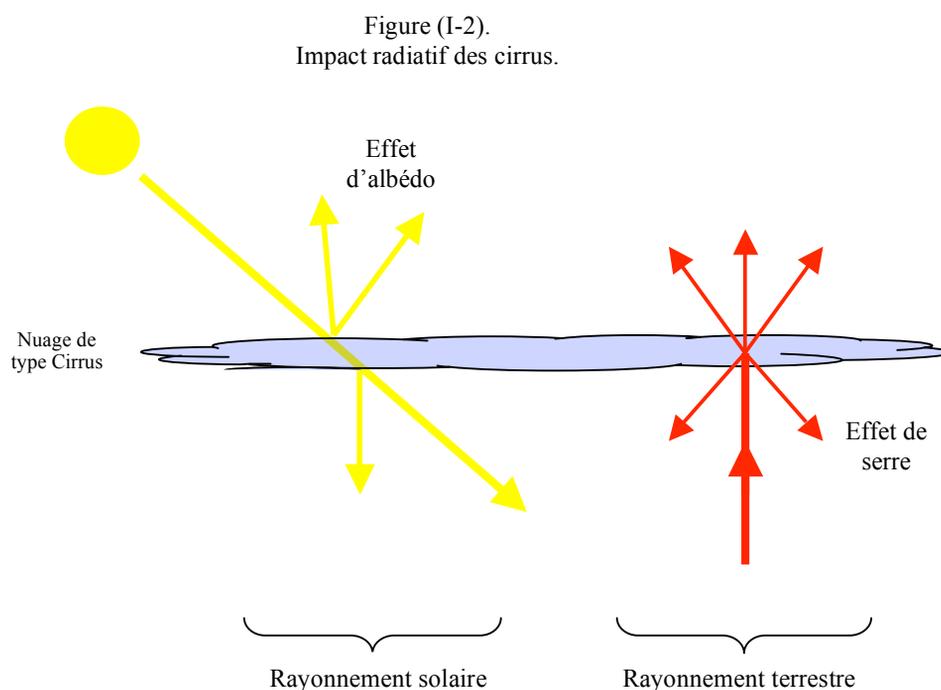
De part leur répartition spatiale et temporelle les nuages ont un impact important sur le bilan radiatif terrestre.



Les cirrus constituent un groupe particulier de nuages. En effet, de part leur répartition spatio-temporelle importante (ils recouvrent en permanence environ 20% du globe terrestre), les cirrus font partie des nuages qui ont l'impact climatique le plus important. De plus, étant situés en haute altitude, ils sont majoritairement composés de cristaux de glace de formes et de dimensions très variées, ce qui rend délicat la modélisation de leurs propriétés radiatives.

L'impact des cirrus sur le bilan énergétique terrestre est mal quantifié car ils influent sur le bilan radiatif suivant deux effets antagonistes (Liou 1986), figure (I-2). D'une part, ils réfléchissent en partie vers l'espace le rayonnement solaire incident et d'autre part, ils participent à l'effet de serre car ils piègent le rayonnement infrarouge émis par les couches basses de l'atmosphère en le réémettant vers le sol. Le premier effet tend à refroidir l'atmosphère, tandis que le second tend à le réchauffer.

L'importance de ces deux effets dépend de leur épaisseur optique : lorsque le nuage est optiquement fin, son albédo est faible et l'effet de serre l'emporte, réchauffant ainsi l'atmosphère. Lorsque le nuage est épais, son albédo est élevé ce qui a pour effet de refroidir l'atmosphère.



L'objectif de mon stage a été précisément d'étudier l'impact radiatif des cirrus dans l'infrarouge thermique.

Dans un premier temps (partie II), nous verrons ce qu'est un cirrus et de quoi il est composé. Cela nous amènera (partie III), à choisir un modèle de cristaux de glace et à développer une simulation afin de restituer au mieux les propriétés optiques des cirrus dans l'infrarouge thermique. Finalement (partie IV), nous verrons comment déterminer les propriétés radiatives des cirrus à travers une étude de cas.

II- QU'EST CE QU'UN CIRRUS ?

A) Définition.

Les *cirrus* (filament en latin) sont un genre de nuage appartenant à l'étage supérieur de la troposphère, sa base se situe selon la latitude entre 6 000 et 13 000 m d'altitude avec une épaisseur pouvant varier entre environ 300 m et quelques kilomètres. Ils sont constitués de bancs, de bandes ou de filaments séparés, blancs le plus souvent, qui revêtent un aspect fibreux ou un éclat soyeux, les deux apparences pouvant d'ailleurs se conjuguer, figure (II- 1).

Figure (II-1)
Exemple de cirrus.



L'apparition de cirrus résulte de la présence d'une certaine quantité de vapeur d'eau dans les couches supérieures de l'atmosphère. Elle peut être spontanée, mais aussi révéler l'approche d'une perturbation : dans ce dernier cas, une masse d'air chaude et humide se soulève lentement au dessus d'une autre masse d'air plus froide, constituant ainsi un front chaud, et lorsque ce soulèvement l'amène au niveau supérieur de la troposphère, la vapeur d'eau qu'elle contient se condense en cristaux de glace, soit dès 0 °C en présence de noyaux de condensation (comme les aérosols), soit par cristallisation homogène (surfusion) jusque -40 °C. Des cirrus peuvent également être générés à partir d'autres nuages, comme par exemple la région supérieure de cumulonimbus (qui sont des nuages de très grande extension verticale).

B) De quoi sont composés les Cirrus ?

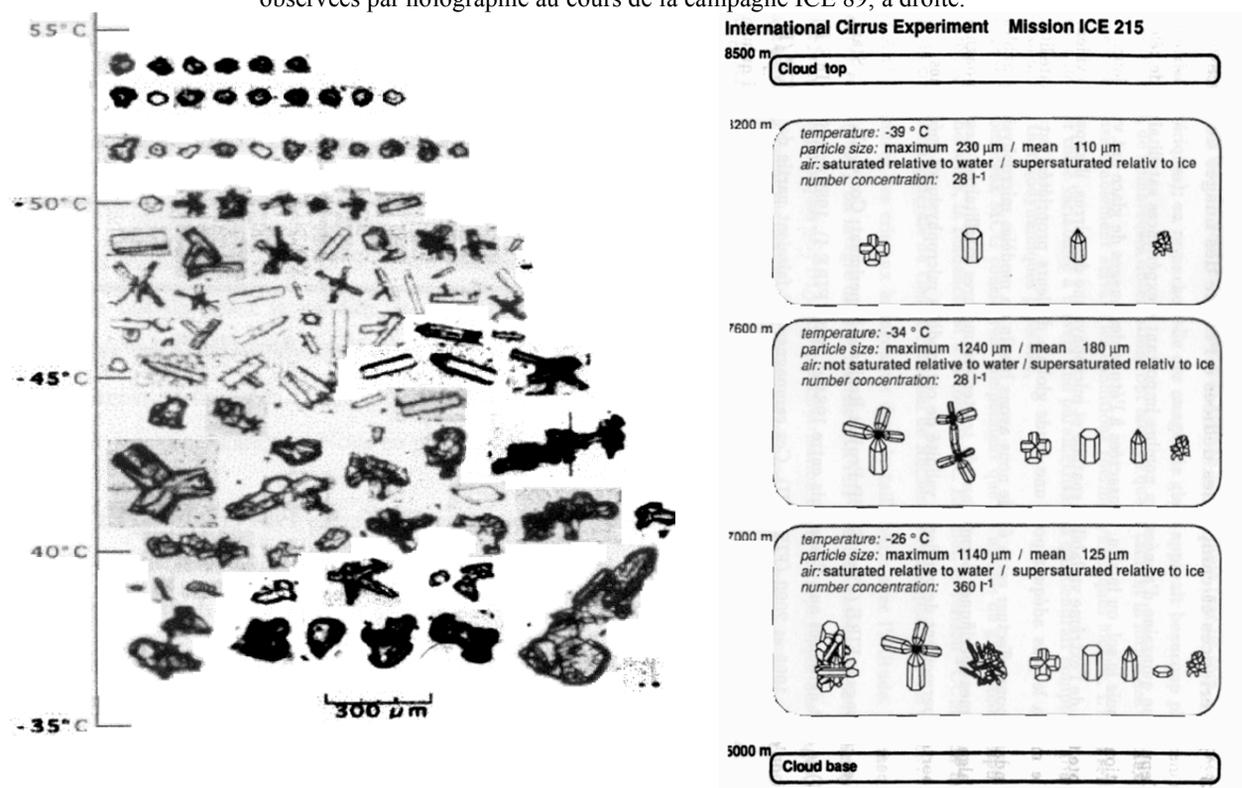
Les cirrus sont essentiellement composés de cristaux de glace. Les missions aéroportées de ces 20 dernières années comme FIRE (First ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) Regional Experiment, ref [14] et ref [15]) aux Etats-Unis et ICE (International Cirrus Experiment, ref [16] et ref [17]) en Europe, ont permis d'obtenir une classification de la forme et de la taille des cristaux de glace présents dans les cirrus en fonction de leur altitude dans le nuage.

Les résultats, figure (II-2), montrent que les particules présentes dans la base du nuage sont beaucoup plus grosses et de forme plus complexe que les particules situées dans son sommet, mais que la structure de base reste **majoritairement l'hexagone** (structure cristalline de l'eau à l'équilibre).

Les résultats ont aussi montré une grande variation de dimensions entre les particules de la base et du sommet. Les cristaux de glace présents dans les cirrus ont **des dimensions allant de quelques microns à quelques centaines de microns**. La dimension moyenne des cristaux est d'environ $R_V \approx 20 \mu\text{m}$ (rayon de la sphère équivalente en volume).

Figure (II-2).

Échantillons de cristaux observés dans un cirrus pendant la campagne FIRE II, à gauche et les types de particules observées par holographie au cours de la campagne ICE 89, à droite.



III- PROPRIETES OPTIQUES DES CIRRUS DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE.

La planche précédente montrant la diversité des cristaux pouvant composer les cirrus, montrent qu'il serait difficile de calculer leurs interactions avec la lumière pour chaque forme, chaque taille et chaque orientation de particule. De ce fait, encore maintenant dans certains modèles climatiques, les cirrus sont modélisés par des particules de forme sphérique, dont les propriétés optiques sont beaucoup plus faciles à déterminer. La démarche consiste donc à trouver **un modèle de cristaux effectifs** dont les propriétés optiques permettront de restituer, au mieux, les propriétés radiatives du nuage.

A) Les modèles de cristaux de glace.

A-1) Présentation des différents modèles de cristaux de glace.

Plusieurs modèles ont donc été mis au point et ont été validés ou invalidés au fur et à mesure de leur confrontation avec différents types de mesures. Les modèles de cristaux de glace les plus couramment rencontrés dans la communauté scientifique sont les suivants :

- Le modèle PHM (Pristine Hexagonal Monocrystal), qui utilise pour cristaux effectifs un prisme à base hexagonale de glace pure, (réf [4]). Il est défini par sa longueur L et le rayon R du cercle inscrit à la base de l'hexagone, (ou par son facteur de forme $L/2R$ et le rayon R_V de la sphère équivalente en volume).

- Le modèle IMP (IMPerfect hexagonal crystal), qui utilise toujours pour cristaux effectifs un prisme à base hexagonale mais présentant des irrégularités à sa surface, (réf [13]).

- Le modèle d'agrégats, qui utilise pour cristaux effectifs un assemblage de cristaux hexagonaux de tailles et d'orientations différentes, (réf [12]).

- Le modèle de polycrystal, qui est une composition fractale à base de tétraèdres réguliers et qui est actuellement utilisé dans les algorithmes de traitement des données de l'ISCCP, (réf [11]).

- Le modèle IHM (Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal) est un modèle qui a été réalisé au LOA, (réf [1]), il utilise pour cristaux effectifs des cristaux hexagonaux contenant des inclusions d'impuretés sphériques. Il est défini, par $L/2R$, R_V et par un paramètre ℓ (distance moyenne que parcourt un photon avant de rencontrer une inclusion).

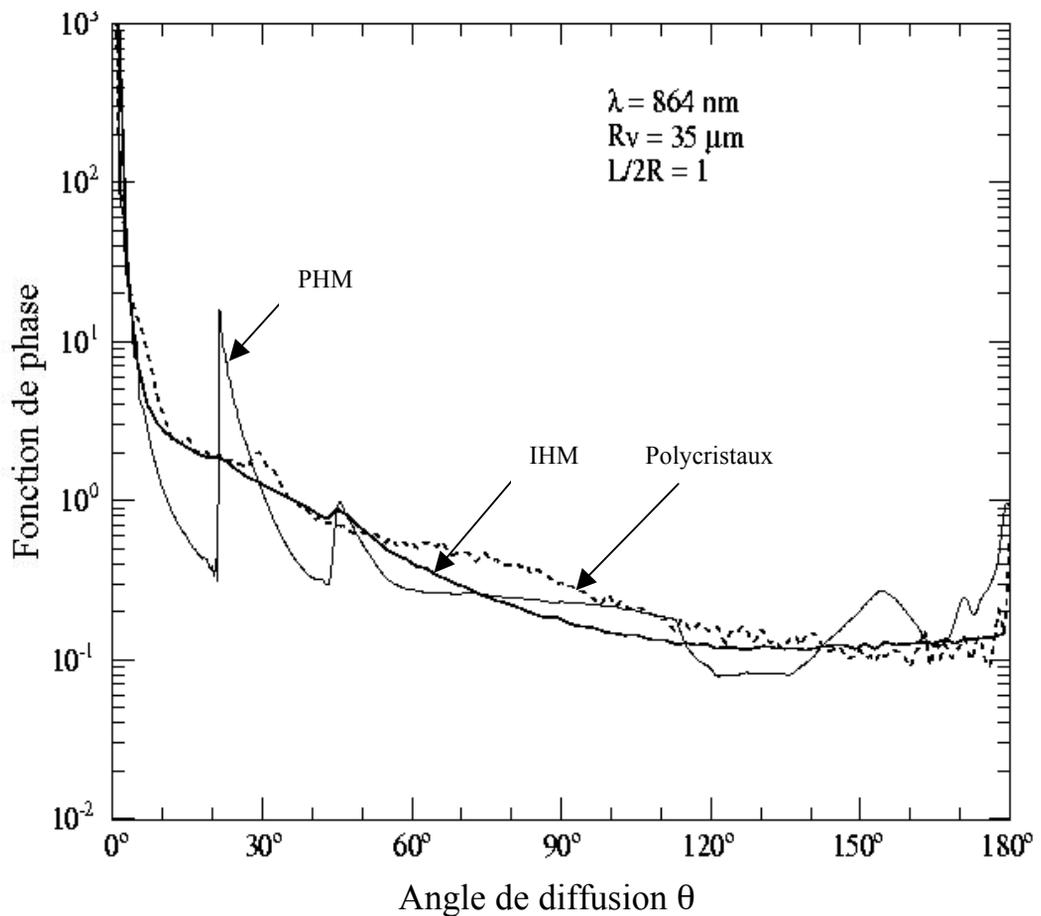
- Le modèle DSIHC (Distribution of Sphérique and Inhomogeneous Hexagonal Crystals) qui a aussi été réalisé au LOA, (réf [1]). Ce modèle utilise une distribution granulométrique de sphères et de cristaux IHM. Il est défini par une granulométrie bimodale dont le premier mode, basé sur une loi de

Junge, décrit les petites particules (sphères de dimension maximale $D \leq 20\mu\text{m}$) et le second basé sur une distribution gamma, décrit les plus grosses (IHM, $D > 20\mu\text{m}$).

A-2) Choix du modèle de cristaux de glace dans l'infrarouge thermique.

Dans les domaines visible et proche infrarouge, les modèles IMP, IHM ou polycristaux permettent une bonne restitution des propriétés radiatives des cirrus, contrairement au modèle PHM, figure (III-1). Ceci est dû au fait que les rugosités de la surface (IMP), les impuretés dans le cristal (IHM), ou les polycristaux ont pour effet de lisser les fonctions de phase $p(\Theta, \Phi)$ (probabilité qu'un photon rencontrant le cristal d'être diffusé dans la direction (Θ, Φ) par rapport à la direction incidente).

Figure (III-1)
Fonctions de phase des modèles IHM, PHM et polycristal.



Dans l'**infrarouge thermique** ($\lambda \approx 10\mu m$), il faut tenir compte de deux effets :

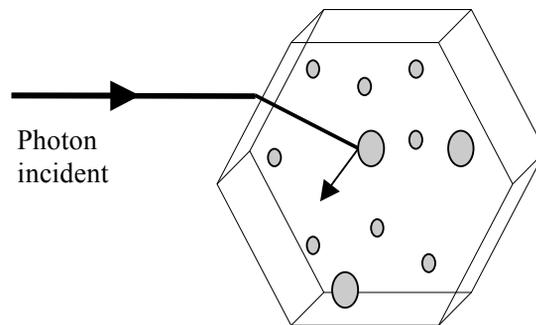
- La valeur importante de l'indice d'extinction de la glace (partie imaginaire de l'indice).
- La longueur d'onde qui est de l'ordre de grandeur de la dimension moyenne des cristaux.

Ceci implique que :

- Les photons ont une forte probabilité d'être absorbés avant d'atteindre une impureté et de ressortir du cristal IHM, figure (III-2).
- Les rugosités de surface du cristal IMP sont de dimensions très inférieures à la longueur d'onde et donc n'assurent plus leur fonction de « lissage ».

Figure (III-2)

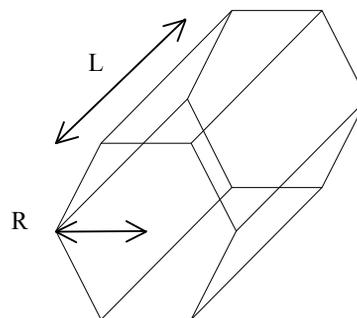
Dans le visible les impuretés présentes dans le cristal du modèle IHM permettaient de lisser la fonction de diffusion en redistribuant l'énergie dans toutes les directions. Mais dans l'infrarouge thermique l'indice imaginaire de la glace devient important et les photons ont une forte probabilité d'être absorbés avant d'atteindre une impureté et de ressortir du cristal.



Nous restreindrons donc notre étude à un cristal hexagonal parfait (PHM) – (sans rugosité ni inclusions), défini figure (III-3).

Figure (III-3)

Les cristaux du modèle PHM sont définis par un facteur de forme $Q = L/2R$ que l'on a fixé à 2,5 et le rayon de la sphère équivalente en volume que l'on fera varier.



B) Comment calculer les propriétés optiques des cristaux ?

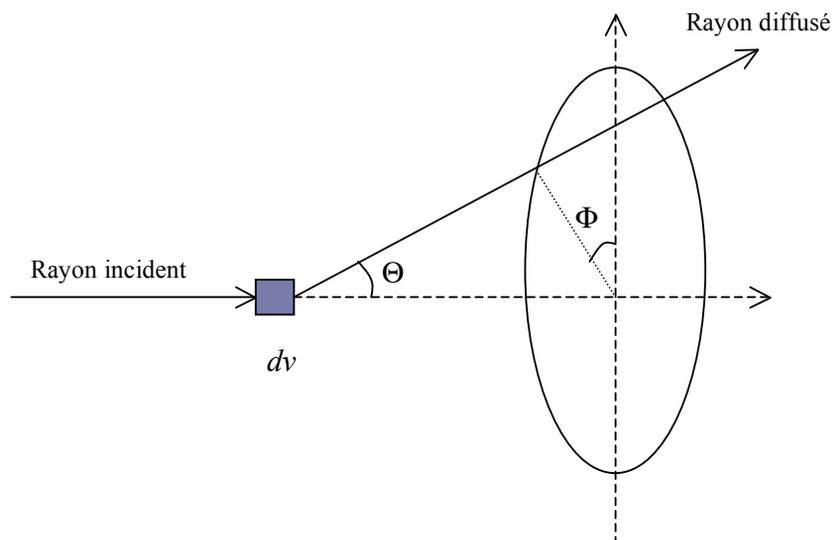
B-1) La méthode du lancer de rayon (ou GO : Geometric Optics).

Afin de déterminer les propriétés optiques d'un volume élémentaire dv du nuage, on a utilisé un programme de lancer de rayon. Ce programme est basé sur les lois de l'optique géométrique, c'est-à-dire qu'il est valable pour des cristaux dont la dimension est bien plus grande que la longueur d'onde du faisceau incident. En fait, on définit un paramètre de Mie $\alpha = 2\pi R_V / \lambda$ (où R_V est le rayon de la sphère équivalente en volume de la particule). Le domaine de validité du code correspond à $\alpha > 40$.

D'autre part, on a supposé que les cristaux de glace présents dans le volume élémentaire dv n'ont pas d'orientation privilégiée. Les propriétés optiques sont donc déterminées pour **un ensemble de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace**. Ainsi, les rayons diffusés ne dépendront pas de l'angle de diffusion azimuthal Φ mais uniquement de l'angle de diffusion zénithal Θ , figure (III-4).

Figure (III-4)

Pour un ensemble de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace la fonction de phase ne dépend que de l'angle de diffusion zénithal Θ .



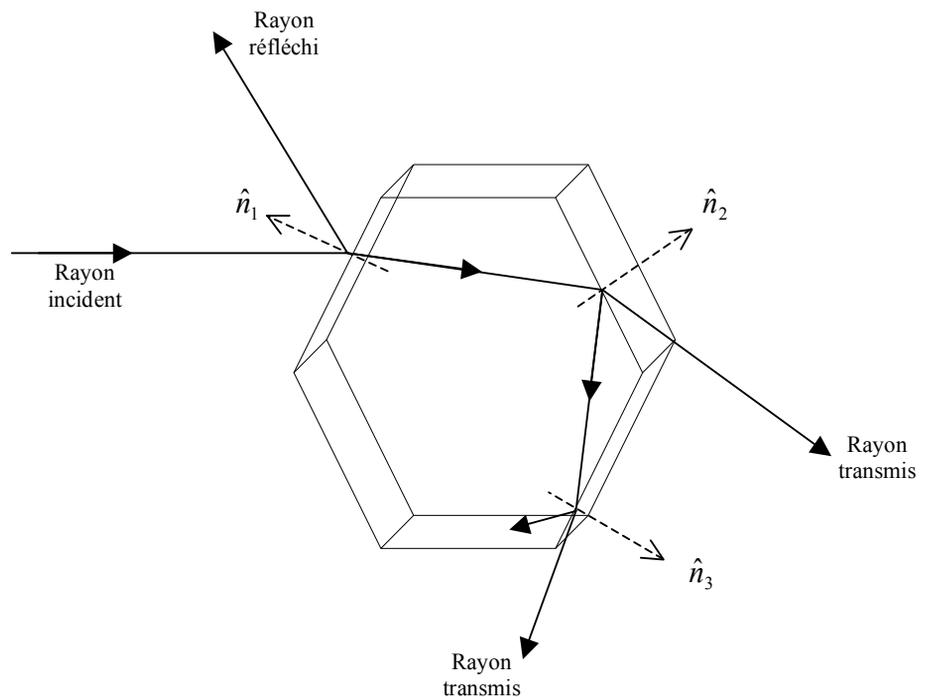
On suppose également que le volume élémentaire dv est suffisamment petit afin de pouvoir appliquer **l'hypothèse de diffusion simple**. C'est-à-dire que le rayon lumineux diffusé à la sortie du volume ne résulte que de l'interaction avec un seul cristal.

Dans le contexte de l'optique géométrique, la lumière incidente sur le volume dv est alors divisée en une infinité de rayons localisés en un point et parallèles entre eux. Le programme de lancer de rayon consiste alors à déterminer la trajectoire du rayon à l'intérieur des cristaux de glace grâce aux lois classiques de Snell-Descartes, comme le montre la figure (III-5), tandis que, l'intensité et l'état de polarisation de chacun de ces faisceaux sont régis par les lois de Fresnel.

D'autre part, la lumière incidente se comporte aussi comme une onde devant un obstacle, ce qui va provoquer un phénomène de diffraction. Celui-ci est pris en compte dans le programme en appliquant le théorème de Babinet, l'énergie diffusée loin de la particule est alors obtenue grâce aux lois de Fraunhofer. Comme la dimension de la particule est grande devant la longueur d'onde, la contribution de la diffraction est confinée aux petits angles de diffusion. Le phénomène de diffraction est traité indépendamment du ray-tracing.

L'énergie totale diffusée est alors obtenue en sommant l'énergie provenant de la diffraction et l'énergie des rayons ayant traversé les cristaux.

Figure (III-5)
La méthode du lancer de rayon ou ray tracing.



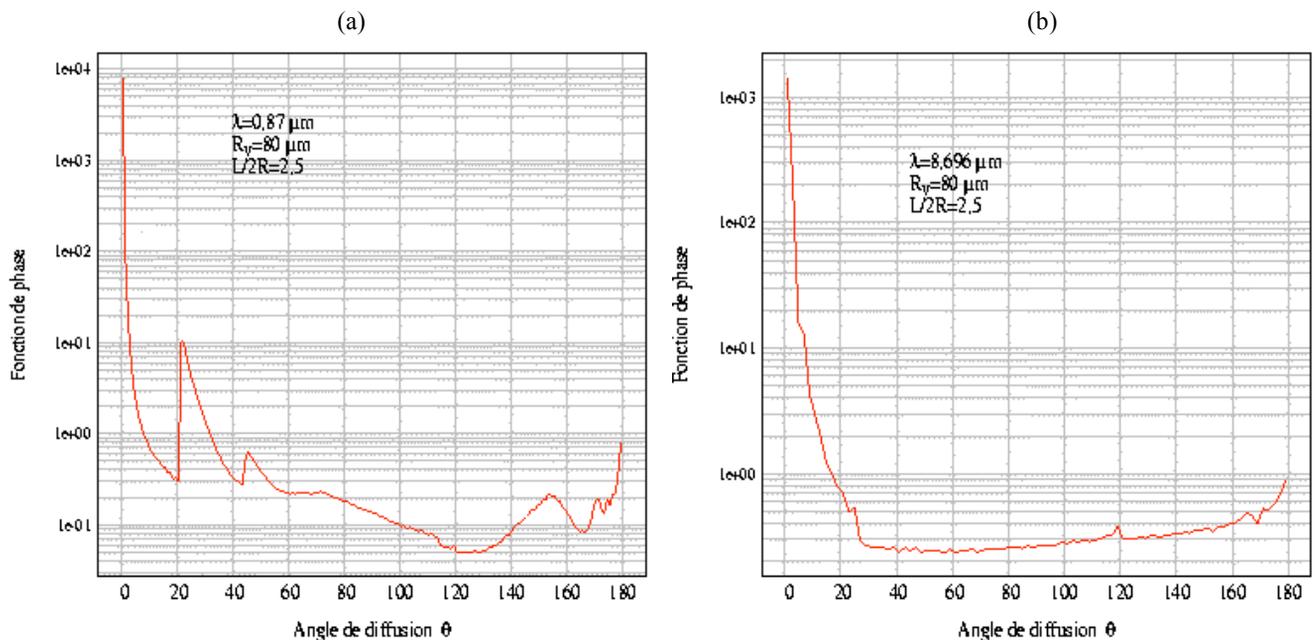
A l'aide de la méthode du lancer de rayon, on a donc calculé les propriétés optiques d'un volume élémentaire dv du nuage tels que la fonction de phase $p(\Theta)$, l'albédo de diffusion simple ω_0 , les sections efficaces d'extinction σ_e et de diffusion σ_d (Annexe).

Les figures III-6a et b, sont les fonctions de phase des cristaux du modèle PHM, pour un rayon $R_V = 80\mu m$ et un paramètre de forme $L/2R=2,5$ (cristaux légèrement allongés en forme de colonne), à $\lambda = 0,87\mu m$ et à $\lambda = 8,69\mu m$ (infrarouge thermique).

Dans ces deux cas, on reste toujours dans l'approximation de l'optique géométrique puisque on a successivement $\alpha = 577$ et $\alpha = 57$.

Figure (III-6a et b)

Exemples de fonctions de phase de cristaux prismatiques purs de glace à base hexagonale, dans le visible (a) et dans l'infrarouge thermique (b).



L'aspect relativement « lissé » de la fonction de phase dans l'infrarouge thermique, figure III-6b, est dû à l'opacité du milieu dans cette zone spectrale et donc à la prépondérance des photons réfléchis sur les facettes des cristaux par rapport aux photons qui ont subi des réfractions.

Dans le cas d'un milieu transparent (dans le visible), des effets d'accumulation de lumière (prismes) provoquent les halos observés à 22° et 45° sur la figure III-6a.

B-2) La méthode du lancer de rayon améliorée (ou IGO : Improved Geometric Optics).

La méthode du lancer de rayon GO est très utilisée dans le visible et proche infrarouge du spectre. En effet, par exemple pour $\lambda = 0,87\mu m$, elle est valable pour des particules dont le rayon équivalent en volume est supérieur à $5,5\mu m$. Dans l'infrarouge thermique, par exemple pour $\lambda = 8,7\mu m$, elle n'est valable que pour des particules dont le rayon équivalent en volume est supérieur à $55\mu m$. Cela peut poser problème, étant donnée la répartition en taille des particules dans le cirrus, présentée dans le paragraphe (II-B).

On a donc commencé à écrire un nouveau code de lancer de rayon qui a été initié par P. Yang de l'université d'Utah (réf [5] et [6]). Ce code permettra de calculer les propriétés optiques de cristaux dont le paramètre de Mie est supérieur à 20. Il permettra de calculer par exemple, pour $\lambda = 8,7\mu m$ les propriétés optiques des particules dont le rayon équivalent en volume est supérieur à $27\mu m$. Le domaine de validité de la méthode IGO, s'avèrera donc plus adapté à l'infrarouge thermique compte tenu des dimensions des particules observées.

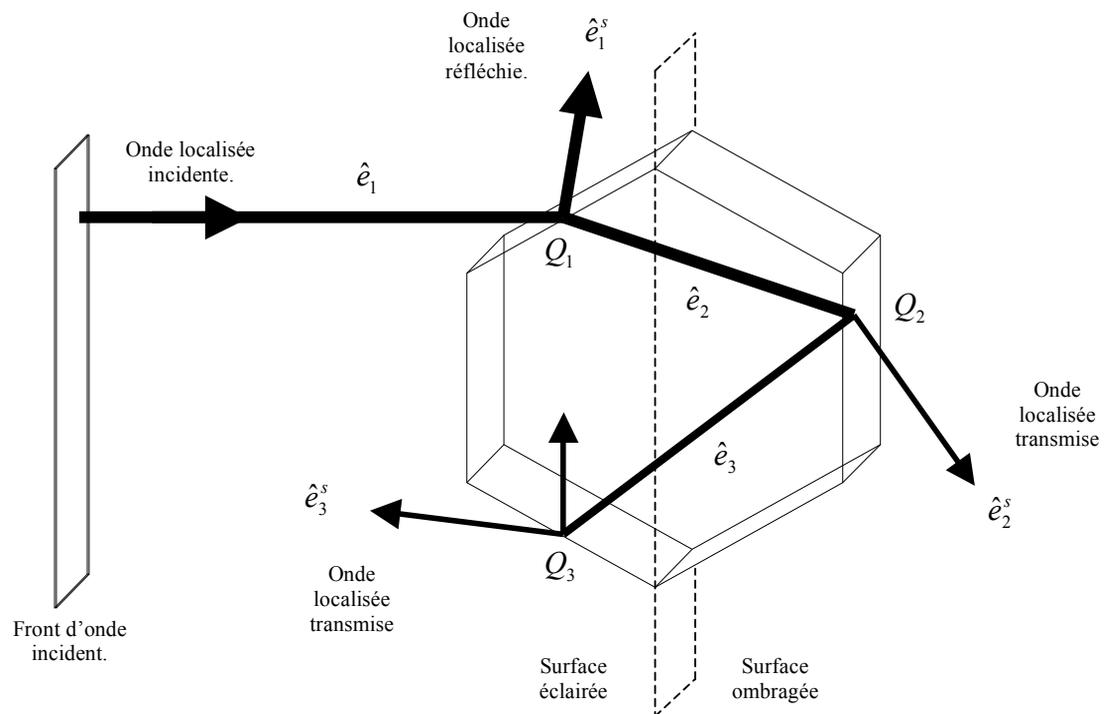
La technique de lancer de rayon conventionnel suppose que l'énergie diffusée par la particule peut être décomposée en une partie diffractée et une partie réfractée ou réfléchiée déterminée par les lois de Fresnel. Mais la formulation de la diffraction de Fraunhofer utilisée dans ce type de technique 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.

Pour prendre en compte les phénomènes d'interférences, la méthode IGO se décompose en deux étapes. Tout d'abord on détermine le champ proche à la surface de la particule puis on en déduit le champ lointain en utilisant le théorème d'équivalence électromagnétique.

La première étape de la méthode IGO consiste à déterminer le champ proche, c'est-à-dire le champ électrique à la surface de la particule en utilisant la technique du ray tracing.

Le concept de cette méthode est illustré figure (III-7). Quand la particule est grande, le front d'onde incident peut être divisé en plusieurs ondes localisées (ou rayons géométriques). Chaque onde localisée, après avoir interagi avec la particule, crée plusieurs ordres de rayons diffusés par réfractions et réflexions de Fresnel à la surface de la particule. Les directions des faisceaux arrivant aux points Q_p ($p=1,2,3,\dots$), sont indiquées par les vecteurs unitaires \hat{e}_p , et la direction des rayons sortant de la particule sont notés \hat{e}_p^s , où p dénote l'ordre d'incidence du rayon arrivant aux points Q_p ($p=1$, réflexion externe ; $p=2$, 2 réfractions ; etc.), (La normale à la surface au point Q_p est notée \hat{n}_p).

Figure (III-7)
La méthode du lancer de rayon améliorée.



Le champ proche électrique $\vec{E}(r)$ à la surface du cristal obtenu par cette technique est :

$$\begin{aligned}\vec{E}(r) &= \vec{E}_1(r) + \vec{E}_1^s(r) + \vec{E}_b(r) & r \in \text{surface éclairée} \\ &= \vec{E}_b(r) & r \in \text{surface ombragée}\end{aligned}\quad \text{Eq. (III-1)}$$

$$\text{ou } \vec{E}_b(r) = \sum_{\gamma} \sum_{p=2}^{\infty} \vec{E}_p^s(r) \quad \text{Eq. (III-2)}$$

Dans ces équations, \vec{E}_1 représente le champ électrique incident, \vec{E}_1^s le champ électrique après réflexion externe et \vec{E}_p^s les champs électriques produits par deux réfractions et p réflexions internes. La sommation sur les γ indique qu'elle est effectuée sur tous les rayons incidents.

D'autre part, dans les limites de l'optique géométrique, on ne peut plus considérer les rayons comme localisés en un point. En effet, aux alentours du rayon, les photons peuvent être cohérents entre eux, ce qui peut donner lieu à des phénomènes d'interférences, intensifiant ou réduisant l'intensité diffusée dans une direction donnée. Pour prendre en compte ces phénomènes, on considère des rayons incidents possédant une section circulaire $\Delta\sigma_0$ de rayon k^{-1} (zone où la cohérence entre les photons est importante). Cette approche permet aussi de prendre en compte correctement les phénomènes d'élargissement des rayons (ou ray-spreading effects). En effet, la section du premier rayon réfléchi devient :

$$\Delta\sigma_1^s = -\Delta\sigma_0 (\vec{n}_1 \cdot \vec{e}^i)^2 \quad \text{Eq. (III-3)}$$

et pour un rayon ayant traversé le cristal :

$$\Delta\sigma_p^s = -\Delta\sigma_0 (\vec{n}_1 \cdot \vec{e}_2) \left[(\vec{n}_1 \cdot \vec{e}^i) (\vec{n}_p \cdot \vec{e}_p) \right]^2 \quad \text{pour } p=2,3,4\dots \quad \text{Eq. (III-4)}$$

Remarque : Dans la méthode GO il n'est pas nécessaire d'envoyer beaucoup de photons par orientation du cristal. Par contre dans la méthode IGO, pour prendre en compte les phénomènes d'interférences, il faut envoyer suffisamment de rayons pour qu'ils recouvrent presque entièrement la surface illuminée, ce qui augmente le temps de calcul du programme.

La seconde étape de la méthode IGO consiste alors à transformer le champ proche en champ diffusé lointain. Pour cela, on applique le **théorème d'équivalence électromagnétique** : le champ électromagnétique détecté par un observateur en dehors de la surface du cristal serait le même si le cristal était remplacé par les courants électriques $\vec{J}(r)$ et magnétiques $\vec{M}(r)$ équivalents, donnés par :

$$\vec{J}(r) = \vec{n}_s \wedge \vec{H}(r) \quad \text{Eq. (III-5a)}$$

$$\vec{M}(r) = -\vec{n}_s \wedge \vec{E}(r) \quad \text{Eq. (III-5b)}$$

où les champs électrique, \vec{E} , et magnétique, \vec{H} , représentent les champs totaux incluant champs incident et diffusé obtenu par ray-tracing Eq. (III-8) et \vec{n}_s désigne le vecteur unitaire normal à la surface et dirigé vers l'extérieur.

Remarque : La méthode du lancer de rayon nous donne uniquement le champ électrique \vec{E} , il est néanmoins possible de calculer le champ magnétique \vec{H} grâce à la condition de transversalité de l'onde électromagnétique :

$$\vec{H}_p^s(r) = \vec{e}_p^s \wedge \vec{E}_p^s(r) \quad \text{Eq. (III-6)}$$

Les potentiels électrique et magnétique (ou vecteurs de Hertz) obtenus à partir de ces courants équivalents sont :

$$\vec{j}_m(r) = \iint_s \vec{M}(r') \frac{\exp(ik|r-r'|)}{4\pi|r-r'|} d^2r' \quad \text{Eq. (III-7a)}$$

$$\vec{j}_e(r) = \iint_s \vec{J}(r') \frac{\exp(ik|r-r'|)}{4\pi|r-r'|} d^2r' \quad \text{Eq. (III-7b)}$$

où r est le vecteur position du point d'observation, r' est la position du point source situé sur la surface du cristal, k est le nombre d'onde.

Le champ induit en un quelconque en dehors du cristal est alors donné par :

$$\vec{E}^s(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \wedge \vec{j}_m(\vec{r}) + \frac{i}{k} \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{j}_e(\vec{r}) \quad \text{Eq. (III-8)}$$

Quand $kr \rightarrow \infty$ l'équation (III-15) se réduit à :

$$\vec{E}^s(\vec{r})_{kr \rightarrow \infty} = \frac{\exp(ikr)}{-ikr} \frac{k^2}{4\pi} \hat{r} \wedge \iint_s \left\{ \hat{n}_s \wedge \vec{E}(\vec{r}') - \hat{r} \wedge \left[\hat{n}_s \wedge \vec{H}(\vec{r}') \right] \right\} \exp(-ik\hat{r} \cdot \vec{r}') d^2\vec{r}' \quad \text{Eq. (III-8)}$$

où $\hat{r} = \vec{r}/r$ est la direction de diffusion.

Lors du processus de transformation du champ proche en 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 les techniques classiques de ray tracing.

On a donc **commencé à écrire ce nouveau code de lancer de rayon sur la base du lancer de rayon conventionnel**. Les phénomènes d'élargissement des rayons et d'interférences de phase pour le calcul du champ proche ont été pris en compte.

Cependant il reste à **déterminer le nombre de rayons nécessaire à envoyer, pour chaque orientation du cristal afin d'éclairer toute la surface** (l'idée serait de calculer pour chaque orientation, la surface projetée de la particule sur le front d'onde et de la diviser par la section d'un rayon).

IV- PROPRIETES RADIATIVES DES CIRRUS DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE.

Une fois les propriétés optiques calculées (chapitre III-B), l'étape suivante consiste à les intégrer dans une atmosphère nuageuse, afin de déterminer les propriétés radiatives des cirrus. Pour cela, on a utilisé un code de transfert radiatif, basé sur la technique des ordonnées discrètes, qui a été développé en collaboration avec le LOA et l'Université du Littoral : le code FastOD.

A) Modélisation des propriétés radiatives d'une l'atmosphère nuageuse.

Afin de modéliser les propriétés radiatives d'une atmosphère nuageuse, le code FastOD considère l'atmosphère comme une superposition de couches homogènes et d'extension horizontale infinie. L'atmosphère est alors reconstituée en superposant chaque couche et en calculant ses effets radiatifs sur les couches voisines, de façon à prendre en compte leurs interactions. Chaque couche va donc être définie par son **albédo de diffusion simple**, son **épaisseur optique** et la **fonction de phase** des particules qui la composent.

L'impact de chaque couche d'épaisseur optique $d\delta_\nu$ sur le rayonnement est alors déterminé par l'équation de transfert radiatif :

$$\mu \frac{dL_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi)}{d\delta_\nu} = L_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi) - J_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi) \quad \text{Eq. (IV-1)}$$

où $L_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi)$ est la luminance pour une fréquence ν donnée dans la direction d'observation (μ, φ) et $J_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi)$ est la fonction source :

$$J_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi) = \frac{\varpi_0(\delta_\nu)^{2\pi}}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 p_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi, \mu', \varphi') L_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' + (1 - \varpi_{0\nu}) B_\nu(\delta_\nu) \quad \text{Eq. (IV-2)}$$

où $\varpi_{0\nu}$ est l'albédo de diffusion simple, $p_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi, \mu', \varphi')$ est la fonction de phase. Les angles μ et φ définissent la direction d'observation et μ' et φ' la direction d'incidence. $B_\nu(\delta_\nu)$ est la fonction de Planck à la fréquence ν et à la température de la couche située à l'altitude définie par δ_ν . Le premier terme du membre de droite représente la contribution du rayonnement diffusé au niveau considéré et le second celle de l'émission thermique et du rayonnement transmis.

Afin de calculer numériquement l'équation de transfert, la fonction de phase $p(\Theta)$ des particules est développée en polynômes de Legendre sur $2N$ moments et la luminance, qui est périodique sur l'angle azimutal, est représentée par son développement sur $2N$ moments en série de Fourier (l'indice ν est omis par simplification) :

$$L(\delta, \mu, \varphi) = \sum_{m=0}^{2N-1} L^m(\delta, \mu) \cos(m\varphi) \quad \text{Eq. (IV-3)}$$

$$p(\delta, \Theta) = \sum_{l=0}^{2N-1} \beta_l(\delta) P_l(\cos \Theta) \quad \text{Eq. (IV-4)}$$

$$\text{où } \beta_l(\delta) = \frac{(2l+1)}{2} \int_{-1}^{+1} p(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d(\cos \Theta) = (2l+1) g_l(\delta) \quad \text{Eq. (IV-5)}$$

$P_l(\cos \Theta)$ sont les polynômes de Legendre, avec $l=m, \dots, 2N-1$ et $g_l(\delta)$ sont les moments de la fonction de phase.

En utilisant le théorème d'addition des fonctions de Legendre, (Equation IV-3), on obtient :

$$p(\delta, \mu, \varphi, \mu', \varphi') = \sum_{m=0}^{2N-1} (2 - \delta_{0m}) \left(\sum_{l=m}^{2N-1} \beta_l(\delta) P_l^m(\mu') \right) \cos m(\varphi - \varphi') \quad \text{Eq. (IV-6)}$$

où $P_l^m(\mu)$ sont les fonctions de Legendre associées ($l=m, \dots, 2N-1$) et $\delta_{0m} = 1$ si $m=0$, 0 sinon.

Pour chaque ordre m de la luminance, l'équation de transfert se décompose alors en un système de $2N$ équations intégral-différentielles.

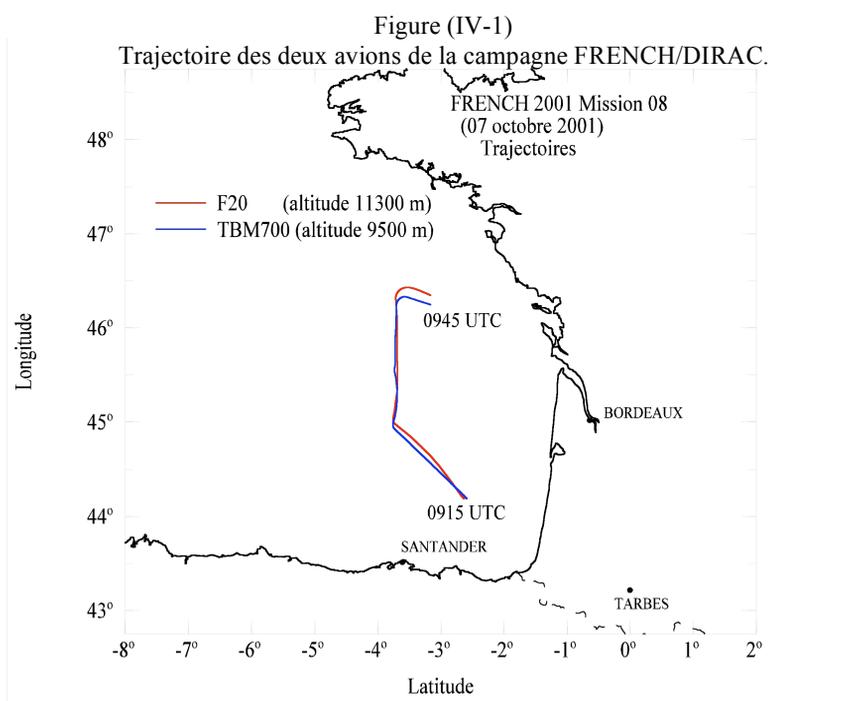
La méthode des Ordonnées Discrètes consiste à résoudre pour une couche atmosphérique donnée et pour chaque ordre m de luminance, le système d'équations intégral-différentielles en remplaçant les intégrales par une somme finie selon la méthode de quadrature de Gauss. Chaque couche sera alors caractérisée par un système d'équations différentielles dont les solutions pourront être obtenues par l'application des conditions aux limites (luminances au sommet et à la base de l'atmosphère) et des conditions de continuité aux interfaces entre chaque couche.

On a alors utilisé le code **FastOD** dans le but de comparer les résultats obtenus par simulation et les mesures du radiomètre infrarouge CLIMAT, obtenues lors de la campagne de mesures FRENCH/DIRAC (Field Radiation Experiment on Natural Cirrus and High level clouds/ Démonstrateur Infrarouge Aéroporté pour l'étude des Cirrus).

B) La campagne de mesure aéroportée French/DIRAC.

B-1) Présentation de la campagne de mesure aéroportée French/Dirac.

La campagne de mesure FRENCH/DIRAC s'est déroulée en septembre 2001, elle utilisait deux avions qui volaient en formation, l'un au-dessus des cirrus et l'autre dans la couche nuageuse. Le premier embarquait des instruments de télédétection, et le second, les instruments de mesure microphysique. Les mesures ont été effectuées dans le golf de Gascogne, (figure IV-1).



Les instruments de télédétection active et passive étaient :

- L'instrument CLIMAT (Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets) : c'est un prototype de radiomètre infrarouge thermique qui a été élaboré au LOA. Il mesure la luminance infrarouge simultanément dans trois canaux de bandes spectrales étroites ($1\mu\text{m}$ à mi-hauteur) centrées sur $8,7\mu\text{m}$, $10,8\mu\text{m}$ et $12\mu\text{m}$.

- L'instrument POLDER : c'est un imageur visible/proche infrarouge élaboré au LOA, à large champ capable de mesurer suivant plusieurs angles d'observation le rayonnement solaire réfléchi et diffusé par l'atmosphère et le sol dans cinq canaux de longueurs d'onde.

- L'instrument LEANDRE (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique, du Rayonnement et des Espèces Minoritaires).

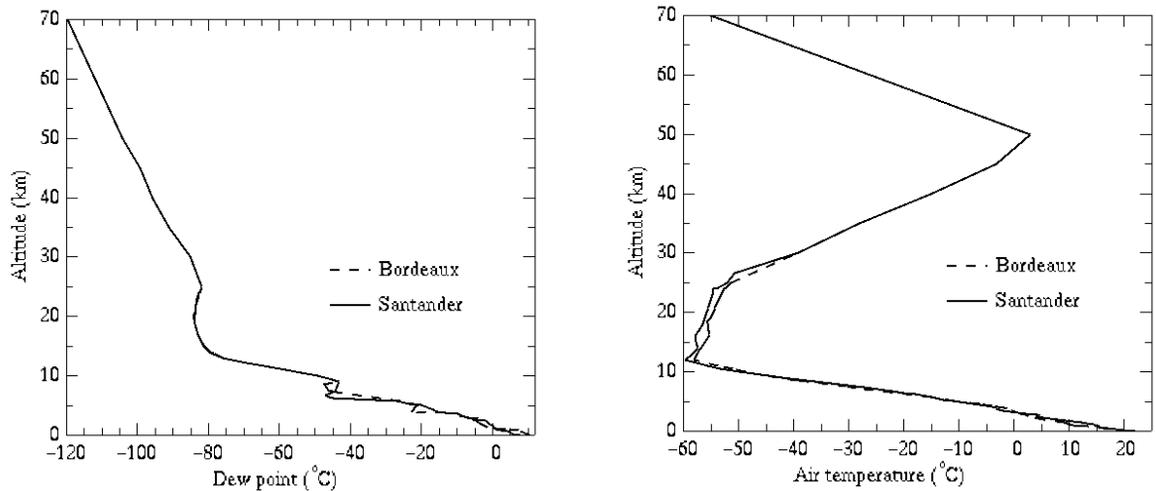
La synergie instrumentale CLIMAT-LEANDRE permet via le code **FastOD**, de retrouver les propriétés des cristaux de glace composant le cirrus étudié.

Pour cela, on considère un modèle atmosphérique constitué essentiellement :

- d'un profil de concentration en aérosols de type « standard maritime » pour notre cas.
- d'un profil de concentration en vapeur d'eau donné par radiosondage local (Bordeaux) et Santander en Espagne, (figure IV-2).
- d'un profil de température également donné par radiosondage (figure IV-2).

Figures (IV-2)

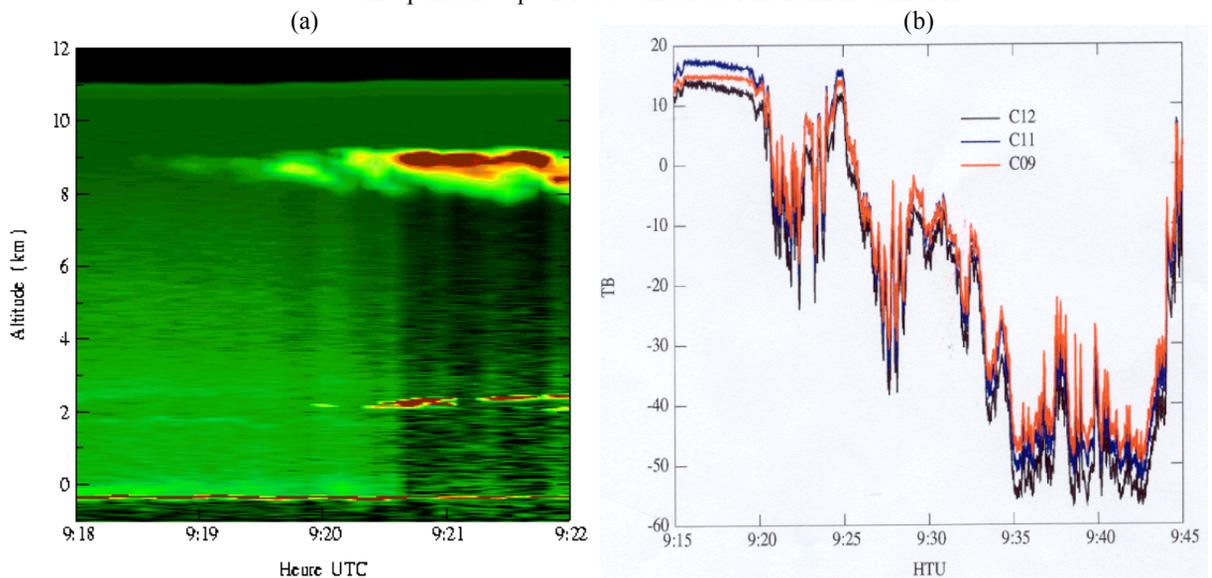
A gauche, profils de température et à droite profil d'humidité



Les mesures ont été effectuées à une altitude d'environ 11km. La couche de cirrus dans le code **FastOD** est placée entre deux niveaux d'altitude, selon les indications fournies par les mesures Lidar (figure IV-3).

Figure (IV-3a et b)

(a) : Profil de rétrodiffusion lidar entre 9h18 T.U et 9h22 T.U. et (b) : températures de brillances correspondantes pour les 3 canaux de l'instrument CLIMAT.

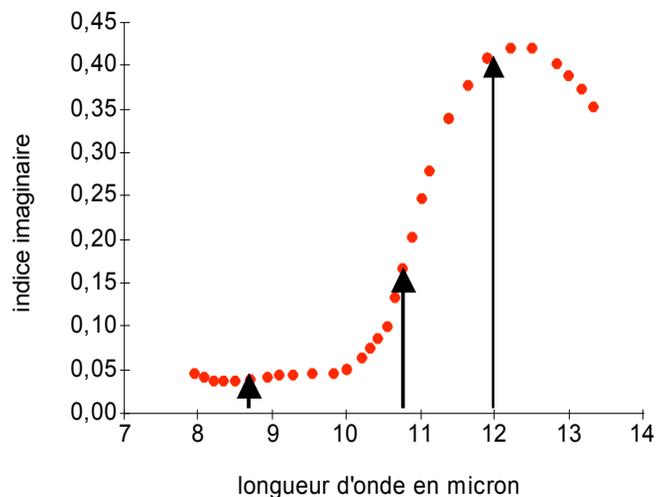


Remarque : la couche de nuage bas (composée de gouttelettes sphériques d'eau liquide) observée à partir de 9h20 TU (figure IV-3a) a également été prise en compte dans le modèle.

B-2) Méthode de la « split-Window ».

Une fois le code **FastOD** configuré de façon à simuler l'atmosphère nuageuse lors de la campagne FRENCH/DIRAC, on a alors comparé les mesures des trois canaux de l'instrument CLIMAT et la simulation pour différentes granulométries, par la méthode de « split-window ». Cette méthode consiste à utiliser la différence entre le rayonnement provenant de deux canaux i et j pour lesquels l'absorption du milieu étudié est différente, figure (IV-4), de façon à obtenir **une information sur la microphysique qui compose ce milieu** (réf [18]).

Figure (IV-4)
Variation de l'indice imaginaire de la glace pour les trois canaux de l'instrument CLIMAT.



Remarque 1: le canal à $12\mu\text{m}$ de l'instrument CLIMAT ne fonctionnait pas correctement lors de la campagne de mesure, les informations de ce canal n'ont donc pas été exploitées.

Remarque 2: L'instrument CLIMAT nous délivre l'information en température de brillance. Celle-ci correspond à la température thermodynamique d'un corps noir rayonnant la même luminance que celle du corps gris étudié pour une longueur d'onde déterminée.

La figure (IV-5) représente l'évolution de la différence de température de brillance $\Delta TB = TB(8,7) - TB(10,8)$, (en $^{\circ}C$), en fonction de $TB(8,7)$, en ($^{\circ}C$). Lorsque la mesure (points rouges) est effectuée en ciel clair, la température de brillance $TB(8,7)$ est élevée ($\approx 13^{\circ}C$) et la différence ΔTB n'est due qu'à la différence d'émissivité de la mer et à l'effet spectral de la transmission atmosphérique ($\Delta TB \approx -0,5^{\circ}C$).

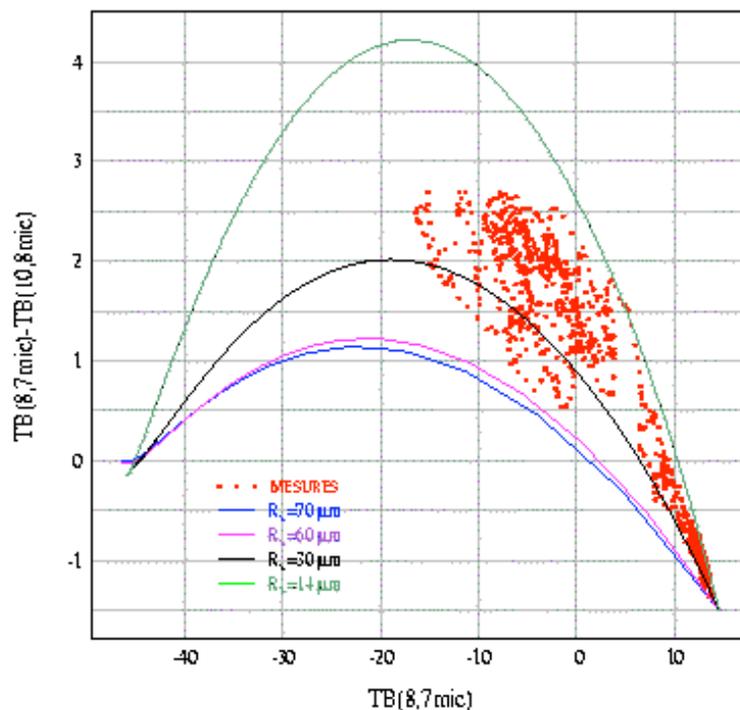
Lorsque l'épaisseur optique du nuage augmente (à partir de 9h20 TU, figure (IV-3a)), $TB(8,7)$ diminue puisque le nuage est froid ($\approx -40^{\circ}C$) et ΔTB augmente (c'est un effet dû à la conjugaison de la différence des coefficients d'extinction des cristaux de glace et à l'augmentation de l'épaisseur optique du nuage).

La différence entre les coefficients d'extinction des cristaux de glace étant fonction de la forme et de la dimension de ces derniers, **il est alors possible d'obtenir une information sur la granulométrie du cirrus**.

Sur la figure (IV-5), on a également reporté le résultat des simulations pour quatre rayons effectifs de cristaux : $R_v \approx 14\mu m, 30\mu m, 60\mu m$ et $70\mu m$.

Remarque : le code IGO n'étant pas terminé, les propriétés optiques des cristaux nous ont été fournies par A.J. Baran (réf [19]). En particulier, les fonctions de phase sont des fonctions synthétiques obtenues par ajustement avec les mesures.

Figure (IV-5)
Comparaison des mesures CLIMAT et de la simulation pour différentes granulométries.



Nous observons sur cette figure (IV-5) une grande dépendance des résultats de *split-window* à la dimension effective de la population de cristaux de glace : plus celle-ci est faible, plus l'amplitude de l'arche est grande. Nous observons également que les résultats correspondant à $R_V = 14\mu m$ et $30\mu m$ encadrent en grande partie les points de mesures. Ce qui signifie que les rayons effectifs, qui restituent au mieux les propriétés optiques de l'atmosphère se situent entre $14\mu m$ et $30\mu m$. Ce qui est cohérent car la dimension moyenne des cristaux dans les cirrus est d'environ $R_V \approx 20\mu m$ (cette dernière valeur ayant été confirmée par des mesures de micro-physique *in situ* effectuées simultanément). La simulation permet donc de retrouver correctement les propriétés radiatives du cirrus étudié lors de la campagne.

V- CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les cirrus sont majoritairement composés de cristaux de glace, de formes et de dimensions très variées, ce qui rend délicat la modélisation de leurs propriétés radiatives. La méthode consiste donc à trouver un modèle de cristaux effectifs, dont les propriétés optiques permettront de restituer, au mieux, les propriétés radiatives du nuage.

On a donc tout d'abord recherché dans **l'infrarouge thermique** un modèle de cristaux effectifs, susceptible de restituer les propriétés optiques des cristaux de glace. Etant donnée l'importance dans l'infrarouge thermique de la valeur de l'indice imaginaire de la glace, le **modèle PHM** (Pristine Hexagonal Monocrystal), semble approprié pour restituer les propriétés optiques des cristaux de glace.

L'étape suivante a consisté alors à déterminer les propriétés optiques par des méthodes numériques. Cependant la dimension moyenne des cristaux de glace rencontrés dans les cirrus étant de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement infrarouge, il a été nécessaire de mettre au point une nouvelle méthode de calcul, le **code IGO** (Improved Geometric Optics), basée sur le théorème d'équivalence électromagnétique.

Une fois les propriétés optiques calculées, l'étape suivante a consisté à les intégrer dans une atmosphère nuageuse, afin de déterminer les propriétés radiatives des cirrus. Pour cela, on a utilisé un code de transfert radiatif, le **code FastOD**, basé sur la technique des ordonnées discrètes.

On a alors présenté une étude de cas, provenant de la campagne FRENCH/DIRAC. Les instruments embarqués lors de cette campagne, ont permis de configurer le **code FastOD** afin qu'il restitue les propriétés radiatives du cirrus étudié. Les résultats ont montré que la simulation restitue convenablement les propriétés radiatives du cirrus rencontré, pour des rayons effectifs entre $14\mu m$ et $30\mu m$. Ce qui est en accord avec les mesures de micro-physique *in situ* effectuées simultanément.

Il faut maintenant calculer les propriétés optiques des cristaux effectifs du modèle PHM, à l'aide de la méthode IGO, on pourra alors les inclure dans le code FastOD et comparer les résultats obtenus avec ce modèle.

L'étape suivante du travail consistera, après avoir mis au point le code IGO, à généraliser notre étude de cas, de façon à obtenir les propriétés des cirrus en fonction du lieu et de l'époque. Cela pourra être réalisé dans le cadre de l'expérience satellitaire AQUA-Train qui fera intervenir à partir de mi-2005 une succession de satellites sur la même orbite : Aura (Nasa), Parasol (CNES : Centre National d'Etudes Spatiales), Calipso (CNES/NASA), Cloudsat (Nasa/Agence spatiale canadienne) et Aqua (Nasa) qui embarquera des instruments similaires à ceux de FRENCH/DIRAC.

Définition de quelques grandeurs optiques.

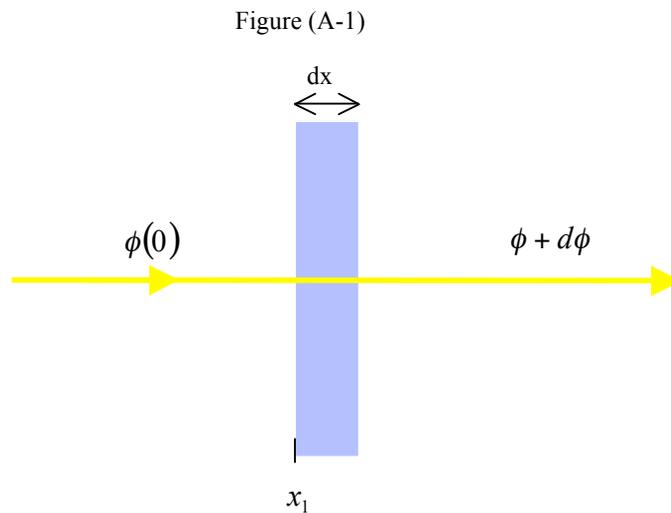
Les propriétés optiques auxquelles nous nous intéressons sont :

- La fonction de phase $p(\vec{u}_i, \vec{u}_d)$.

Elle détermine la probabilité pour un photon incident dans la direction \vec{u}_i sur un volume élémentaire dV d'être diffusé dans la direction \vec{u}_d .

- Les sections efficaces d'extinction et de diffusion σ_e et σ_d .

Soit un flux de rayonnement ϕ se propageant dans l'atmosphère. Après avoir traversé une couche d'épaisseur dx , celui-ci devient $\phi + d\phi$.



L'énergie radiative perdue $d\phi$ en traversant la couche dx est proportionnelle à l'énergie radiative incidente $\phi(x_1)$:

$$d\phi = -\alpha_e \phi dx \quad \text{avec } \alpha_e \text{ coefficient volumique d'extinction du milieu en } m^{-1} \quad \text{Eq. (1)}$$

En intégrant l'équation (A-1), on retrouve la loi de Beer-Lambert :

$$\phi(x_2) = \phi(x_1) \exp(-\alpha_e dx) \quad \text{Eq. (2)}$$

Si on prend une épaisseur Δx de milieu diffusant et absorbant, on va avoir :

$$\phi(\Delta x) = \phi(0) \exp(-\delta) \quad \text{Eq. (3)}$$

$$\text{où } \delta = \int_{\Delta x} \sigma_e dx \text{ est l'épaisseur optique du milieu.} \quad \text{Eq. (4)}$$

Les phénomènes qui participent à l'extinction du rayonnement sont l'absorption et la diffusion par les constituants du milieu. On peut donc réécrire le coefficient volumique d'extinction comme la somme de deux termes :

$$\alpha_e = \alpha_a + \alpha_d \quad \text{Eq. (5)}$$

où α_a est le coefficient volumique d'absorption. Eq. (6)

α_d est le coefficient volumique de diffusion. Eq. (7)

Les coefficients volumiques d'absorption et de diffusion sont proportionnels au nombre de molécules ou de particules rencontrées. Si N est le nombre de particules rencontrées par unité de volume (en m^{-3}) :

$$\alpha_a = N \cdot \sigma_a \quad \text{Eq. (8)}$$

$$\alpha_d = N \cdot \sigma_d \quad \text{Eq. (9)}$$

ou σ_a est la section efficace d'absorption. Eq. (10)

σ_d est la section efficace de diffusion. Eq. (11)

■ L'albédo de diffusion simple ϖ_0 .

Cette grandeur exprime la fraction de l'extinction du faisceau qui provient de la diffusion. Elle est donc définie de la façon suivante :

$$\varpi_0 = \frac{\sigma_d}{\sigma_e} = \frac{\sigma_d}{\sigma_d + \sigma_a} \quad \text{Eq. (12)}$$

Remarque : toutes ces grandeurs peuvent être réécrites pour une longueur d'onde. On l'a omis dans les définitions précédentes afin de ne pas trop alourdir la notation.

REFERENCES

A) Bibliographiques.

- Laurent C.-Labonnote. [1]
Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus à l'aide de modèles microphysiques élaborés : Analyse de mesures in situ (Néphélomètre) et satellitaires (POLDER).
Thèse de doctorat (2001), USTL.
- Laurianne BECU-WALLERAND. [2]
Modélisation des propriétés optiques et radiatives des cirrus dans l'infrarouge. Validation à l'aide de mesures effectuées lors de l'expérience FRENCH/DIRAC 2001.
Thèse de doctorat (2003), USTL.
- H.C. van de Hulst [3]
Light Scattering by Small Particles.
- Gérard Brogniez. [4]
Contribution à l'étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus.
Thèse de doctorat d'état (1992), USTL.

B) Liens internet.

- www.meteofrance.com [5]
Définition et caractéristiques des cirrus.
- www.passion-meteo.com/description_nuages.htm [6]
Définition et caractéristiques des cirrus.
- www.astrosurf.com/lombry/meteo-nuages-images.htm [7]
Photos de cirrus.

C) Articles.

- Ping Yang and K. N. Liou. [8]
Light scattering by hexagonal ice crystals : comparison of finite-difference time domain and geometric optics models.
J. Opt. Soc. Am. A/Vol. 12, No. 1/January 1995.
- Qiming Cai and Kuo-Nan Liou. [9]
Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: theory.
APPLIED OPTICS / Vol.21, No.19 / 1 October 1982.

- Ping Yang and K. N. Liou. [10]
Geometric-optics-integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals.
APPLIED OPTICS / Vol. 35, No. 33 / 20 novembre 1996
- Make et al, 1996 [11]
Single scattering properties of atmospheric ice crystals.
J.Atm.Sci.,53,2813-2825
- Yang and Liou, 1998 [12]
Single scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere.
Contrib. Atm. Phys., 71, 223-248.
- Hess et al., 1998 [13]
Scattering matrices of imperfect hexagonal ice crystals.
J. Quant. Spect. Rad. Trans., 60, 301-308.
- Cox et al., 1987 [14]
FIRE - the first ISCCP regional experiment.
Bull. Am. Meteorol. Soc., 68,114-118.
- Starr, 1987 [15]
A cirrus cloud experiment. Intensive field observations planned for FIRE.
Bull. Am. Meteorol. Soc., 68,119-124.
- Raschke et al., 1989 [16]
ICE – International Cirrus Experiment 1989 field phase plan.
Technical report, Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln.
- Krupp, 1991. [17]
Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during ICE 89.
In report of the 4th ICE/EUCREX Workshop.
- Parol, F., J. C. Buriez, G. Brogniez, and Y. Fouquart, 1991 : [18]
Information content of AVHRR channels 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles.
J. Appl. Meteor., 30, 973-984.
- A.J. Baran, P.N. Francis, L.-C. Labonnote and M. Doutriaux-Boucher [19]
A scattering phase function for ice cloud : Tests of applicability using aircraft and satellite multi-angle multi-wavelength measurements of cirrus.
Q.J.R. Meteorol. Soc. (2001), 127, pp. 2395-2416

