

N° d'ordre: 3278

THESE

Présentée à:

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de:

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité

LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

Par

Odile THOURON

DEVELOPPEMENT D'UN SCHEMA MICROPHYSIQUE ADAPTE A LA
SIMULATION DES CIRRUS A MESO-ECHELLE.
ETUDE DE L'APPORT DU LIDAR ET DU RADAR POUR SA
VALIDATION.

Soutenu le 17 mars 2003 devant la commission d'examen:

Mme. A. FLOSSMANN
M. A. ILLINGWORTH
M. J. PELON
M. V. GIRAUD
M. J.L. REDELSPERGER
M. D. TANRE
M. A. PROTAT



Rapporteur
Rapporteur
Codirecteur de thèse
Encadrant
Codirecteur de thèse
Examineur
Examineur

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

Remerciements

Je remercie les directeurs successifs, Yves Fouquart et Didier Tanré, de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire d'Optique Atmosphérique où j'ai effectué mes travaux de thèse. Je remercie le Centre National des Etudes Spatiales et la région Nord - Pas de Calais pour leur soutien financier. Ainsi que Gérard Brogniez qui m'a permis de finir dans de bonnes conditions en finançant mes derniers mois de thèse.

Je tiens à remercier Andréa Flossman et Antony Hillingworth d'avoir accepté de rapporter sur ma thèse, et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je remercie Jacques Pelon d'avoir accepté d'être directeur de ma thèse et d'avoir donné de son temps. Je remercie Jean Luc Redelsperger, pour m'avoir accueilli à Toulouse et d'avoir toujours pris le temps de nous aider lorsque nous en avons manifesté le besoin. Le "nous" comprend, outre ma personne, mon "chef" Vincent Giraud, qui a encadré au jour le jour mon travail. Je le remercie très sincèrement pour sa patience et surtout pour ses conseils, son attention et sa volonté permanente de partager ses connaissances scientifiques. Sous la direction de Vincent, j'ai pu également apprécier la nécessité de travailler avec d'autres partenaires scientifiques.

Parmi ces fameux partenaires, je remercie Hélène Chepfer, Vincent Noël, Marie Monier et Wolfram Wobrock, partenaires importants dans la réalisation de ce travail. Je n'oublie pas dans ces remerciements, Alain Protat qui est intervenu dans les 9 derniers mois de ma thèse, moment où on veut tout et tout de suite. Je le remercie d'avoir toujours répondu particulièrement rapidement à mes questions et mes demandes. Je le remercie pour son enthousiasme enthousiasmant.

Parce qu'on s'est quand même bien marré, je remercie évidemment les nombreux collègues qui ont participé à mon quotidien durant ces trois années : Jean-Marc (excellent imitateur involontaire de Chirac), Hubert (le blagueur invétéré), Benjamin (tu vas mieux travailler maintenant), Michel (toujours là pour soutenir les thésards le week-end), Jean François l'breton (je prends quelques lignes pour te remercier de toujours avoir pris le temps de répondre à mes questions, si si sincèrement), Ovidiu (les discussions du week end me manqueront), Jérôme et Laurent (un vrai plaisir!), Ariane (de l'admiration et merci pour ta joie communicative), Marie et Olivier (merci à vous aussi pour votre disponibilité); C'est certain j'ai forcément oublié quelqu'un.....

Parmi ces collègues, j'adresse des remerciements particuliers à Isabelle et Christine qui ont toujours donné de leur temps lorsque j'ai eu besoin d'elles (je parle bien du boulot) et que j'ai particulièrement appréciées de rencontrer.

Je remercie Vincent N. pour sa façon de voir les choses (je sais, c'est la même que toi, mais c'est bien ça notre point commun!). Je le remercie aussi pour l'aide qu'il n'a jamais rechigné à m'apporter depuis 4 ans.

Je remercie un élément transparent dans cette thèse, mais tout aussi important : Frédérique Rémy (si si j'y tiens, sans toi ces remerciements n'existeraient pas). Merci tout particulièrement pour les différents conseils qu'elle a pu me donner et qui m'ont permis de faire des choix importants.

Je remercie Ludovic pour son soutien, sa présence et son aide, et Valérie parce qu'elle est super. Je remercie Serge et Régine, pour leur présence le jour fatidique, présence qui a contribué à faire de ce jour un grand jour.

Si je devais dédicacer cette thèse (j'ai toujours trouvé ça absurde, mais maintenant que c'est la mienne je m'aperçois que ça fait plaisir), je la dédicacerais en tout premier lieu à ma mère et ma sœur (merci et merci), mais aussi à la famille Balabanne-Parent du châtelet.

CHAPITRE I : INTRODUCTION.	8
CHAPITRE II : GENERALITES	12
I : INTRODUCTION	12
II : LES CIRRUS : PRESENTATION	12
II - 1 : GENERALITES	12
II - 2 : FORMATION ET COMPOSITION D'UN CIRRUS.	15
III : LES CIRRUS: ETAT DE L'ART: MODELISATION; OBERVATION	18
III - 1 : LES CIRRUS : LES MOYENS D'OBSERVATIONS	18
III - 2 : LES CIRRUS : LA MODELISATION	19
III - 3 : LES CIRRUS : MODELISATION-OBSERVATION : VALIDATION	21
IV : ORGANISATION DE LA THESE.	21
CHAPITRE III : PARAMETRISATION DES CIRRUS.	24
I : MESO-NH ET LES CIRRUS.	24
I - 1 : GENERALITES.	24
I - 2 : MESO-NH, LA PHASE GLACE ET LE CIRRUS	26
II : DESCRIPTION DES PARTICULES REPRESENTEES.	29
II - 1 : CHOIX DU NOMBRE DE CLASSE.	29
II - 2 : DESCRIPTION PHYSIQUE DES PARTICULES.	30
II - 2 - 1 Premier mode.	30
II - 2 - 2 Second mode.	30
II - 2 - 3 Résumé.	31
II - 3 : LES DISTRIBUTIONS EN TAILLES.	32
III : LE SCHEMA MICROPHYSIQUE.	32
III - 1 : FORMATION DE LA GLACE PRIMAIRE:	34
III - 2 : TRANSFORMATION DE LA GLACE PRIMAIRE EN CRISTAUX:	36
III - 3 : CROISSANCE/EVAPORATION PAR DEPOSITION/SUBLIMATION :	37
III - 4 : SEDIMENTATION DES PARTICULES :	38
IV : EQUATIONS D'EVOLUTION.	42
V : CONCLUSIONS.	43

CHAPITRE IV : ETUDE DE SENSIBILITE DES CHAMPS SIMULES AU SCHEMA**MICROPHYSIQUE. 46**

I : INTRODUCTION	46
II : METHODOLOGIE	46
III : PROTOCOLE SIMULATION	46
IV : SIMULATION DE REFERENCE.	47
IV - 1 : LES CHAMPS 2D MICROPHYSIQUE	48
IV - 2 : ROLE DU RAYONNEMENT, DU TRANSPORT ET DES DIFFERENTS PROCESSUS MICROPHYSIQUES.*	51
IV - 2 - 1 L'advection et le rayonnement.	51
IV - 2 - 2 L'advection et les processus microphysiques.	56
IV - 3 : IDENTIFICATION DE ZONES DANS LE NUAGE	57
V : ETUDES DE SENSIBILITE AUX CONDITIONS INITIALES	58
VI : ETUDES DE SENSIBILITE AUX VARIABLES MICROPHYSIQUES	61
VI - 1 : NUCLEATION DE LA GLACE PRIMAIRE	61
VI - 2 : TRANSFORMATION DE LA GLACE PRIMAIRE EN CRISTAUX	61
VI - 3 : SEDIMENTATION DES PARTICULES.	64
VI - 4 : DEPOSITION/SUBLIMATION.	65
VII : RESUME ET CONCLUSION.	68

CHAPITRE V : APPORT DES OBSERVATIONS POUR CONTRAINDRE LE SCHEMA**MICROPHYSIQUE. 72**

I : INTRODUCTION	72
I - 1 : PRINCIPE DE MESURE	72
I - 2 : APPORT DU LIDAR ET DU RADAR	73
II : LE RADAR	73
II - 1 : GENERALITES	73
II - 2 : EQUATION RADAR	74
II - 3 : CALCUL DES OBSERVATIONS SYNTHETIQUES.	74
III : LA RETRODIFFUSION LIDAR.	75
III - 1 : GÉNÉRALITÉ.	75
III - 2 : EQUATION	76
III - 3 : CALCUL DES OBSERVATIONS SYNTHETIQUES	76
III - 3 - 1 Contribution moléculaire.	76
III - 3 - 2 Contributions particulières.	76

III - 3 - 3	Le facteur de diffusion multiple	77
IV : LA DEPOLARISATION LIDAR		77
IV - 1 :	GÉNÉRALITÉS.	77
IV - 2 :	EQUATION.	78
IV - 3 :	CALCUL DES OBSERVATIONS SYNTHETIQUES.	78
V : COMPARAISON AVEC LES OBSERVATIONS REELLES: METHODOLOGIE.		79
VI : ETUDE DE SENSIBILITE DES OBSERVATIONS SYNTHETIQUES.		80
VI - 1 :	ETUDE DE SENSIBILITES AUX CONDITIONS INITIALES (FIGURE 46).	80
VI - 2 :	ETUDE DE SENSIBILITE AUX PARAMETRES MICROPHYSIQUES.	82
VI - 2 - 1	Nucléation de la glace primaire (Figure 47, p. 85).	82
VI - 2 - 2	Transformation de la glace primaire en cristaux (Figure 48, p.86).	82
VI - 2 - 3	Sédimentation des particules (Figure 49, p. 87).	82
VI - 2 - 4	Déposition/sublimation : (Figure 50, p. 88).	87
VI - 3 :	ETUDE DE SENSIBILITE A LA FORME PARTICULE	87
VII : RESUME		93
VIII : CONCLUSION		95
<u>CHAPITRE VI : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.</u>		<u>96</u>
I :	CONCLUSION	96
II :	PERSPECTIVES.	97
BIBLIOGRAPHIE		100
<u>ANNEXE A : DEFINITIONS: MASSE D'AIR SATUREE; SURSATURATION</u>		<u>107</u>
<u>ANNEXE B : DESCRIPTION DU CALCUL NUMERIQUE DES TAUX DE TRANSFERT.</u>		<u>109</u>
<u>ANNEXE C : EQUATION RADAR</u>		<u>115</u>
<u>ANNEXE D : EQUATION DE LA RETRODIFFUSION ET DE LA DEPOLARISATION LIDAR</u>		<u>117</u>
<u>ANNEXE E : ARTICLE</u>		<u>121</u>
LISTE DES ACRONYMES		123
LISTE DES SYMBOLES		125
LISTE DES FIGURES		129

Chapitre I : INTRODUCTION.

Actuellement, pour les sciences de l'environnement, la question du réchauffement climatique est une des questions scientifiques les plus posées. Les différentes interrogations peuvent se regrouper sous trois thèmes : Comment évoluera le climat (prévoir) ? Quels dangers ce réchauffement présente-t-il pour les hommes (s'adapter) ? Quels rôles avons-nous à jouer pour limiter les risques (contrôler) ?

Le problème est qu'à ce jour il n'existe pas de réponses à ces questions. Nous commençons à avoir assez de recul pour dégager une tendance, des causes, mais nous ne sommes pas encore capables de prévoir ce que sera le futur. Les récents résultats du Groupe d'Expert Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (2001) (GIEC ou IPCC) prévoient un réchauffement moyen à la surface du globe compris entre 1.4°C et 5.7 °C. Pour comparaison le réchauffement qui a mis fin à la dernière période glaciaire (il y a 21 000 ans), et qui a radicalement modifié la carte du monde était de l'ordre de 4 degrés sur quelques millénaires. La vie sur terre a pu s'adapter pour accompagner cette évolution. Si sur un siècle il devait y avoir un réchauffement du même ordre, alors ce serait un véritable choc climatique.

Si la prévision de l'évolution du climat nécessite de prendre en compte l'ensemble du système Terre - atmosphère - biomasse - océan..., l'atmosphère joue un rôle majeur : elle conditionne les échanges radiatifs entre la terre et l'espace. Une augmentation de son albédo augmente la quantité de rayonnement solaire réfléchi vers l'espace (effet parasol), et une augmentation de son pouvoir absorbant diminue le flux infrarouge terrestre qui s'échappe vers l'espace (effet de serre). En d'autres termes, l'augmentation de l'effet parasol entraîne un refroidissement de la température de la surface terrestre, et l'augmentation de l'effet de serre entraîne son réchauffement. Seul un bilan de ces deux effets permet de calculer la variation de température. Or, les nuages interviennent de façon importante dans ce bilan. Ils font partie des composantes de l'atmosphère qu'il est nécessaire de bien prendre en compte pour pouvoir prédire de façon plus fiable l'évolution du climat. Les expériences ERBE et ScaRaB ont permis d'estimer que le forçage radiatif dû aux nuages est de -50 W.m^{-2} dans les courtes longueurs d'onde et de $+30 \text{ Wm}^{-2}$ dans l'infrarouge. Ils contribuent donc de façon plus importante à l'effet parasol qu'à l'effet de serre (Ramanathan et al., 1989 ; Arking, 1991, Hartmann et al., 1992 ; Ockert-Bell et Hartmann, 1992 ; Hartmann, 1993). Mais rien ne permet d'établir la continuité de cet état. En effet les activités de l'homme peuvent modifier les propriétés microphysiques et donc radiatives des nuages, ainsi que leur distribution spatio-temporelle. Par exemple, les aérosols anthropiques injectés dans la couche limite provoquent une diminution de la taille des particules dans les nuages, ce qui augmente leur pouvoir réfléchissant et donc renforce l'effet parasol (Kaufman et al., 2002, Breon et Tanre, 2002). Les particules libérées par les réacteurs des avions peuvent donner naissance à des cirrus (nuages élevés de glace), qui renforcent l'effet parasol de jour, mais renforcent de façon plus importante l'effet de serre de nuit. De nombreuses études, dont celle de Boucher et al., 1999, ont pour but de tenter de quantifier l'effet de ces traînées d'avions (contrails). Récemment, après le 11 septembre 2001, alors qu'aucun vol d'avion n'était autorisé au-dessus des Etats Unis d'Amérique durant trois jours, Travus et al. (2002) ont pu mettre en évidence une augmentation dans les écarts des maximums de température entre le jour et la nuit, qu'ils attribuent à l'absence de contrails. Ce point est encore controversé, par exemple il a été montré qu'en Europe l'effet moyen avait probablement été surestimé (Meyer et al., 2002).

D'un point de vue régional, la modification des nuages entraîne des rétroactions - en modifiant la répartition de l'énergie dans l'atmosphère ainsi que celle de la vapeur d'eau - pouvant engendrer des phénomènes extrêmes (tempêtes, sécheresses, inondations...). A cause des effets antagonistes que produisent les activités humaines sur les interactions nuage - rayonnement, il est très difficile de prévoir avec confiance de quelles façons les nuages vont évoluer et donc le sens de leurs actions/rétroactions du point de vue climatique aussi bien à l'échelle globale que régionale.

Pour comprendre et prévoir le climat, il est nécessaire d'une part de mieux observer tous les composants du système dans son ensemble et sur tout le globe, d'autre part de mieux connaître et modéliser, l'influence de chacun des composants et leurs interactions.

Parmi les différents nuages, les cirrus font partie de ceux pour lesquels les incertitudes sont les plus grandes. En effet, s'il est bien établi maintenant, que les cirrus sont des nuages qui jouent un rôle important dans le système atmosphérique, leurs effets ne sont pas encore clairement définis. Leurs impacts sont multiples et parfois antagonistes. L'impact sur le rayonnement est certainement celui qui est le plus discuté dans la littérature

concernée. Ces nuages de glace, optiquement fins, contribuent souvent de façon équivalente au refroidissement de l'atmosphère (effet parasol) et à son réchauffement (effet de serre). Fu et Liou (1993) montrent que pour un contenu en glace intégré supérieur à 50 g.m^{-2} , les cirrus ont un effet de refroidissement si le diamètre équivalent de la distribution en taille des particules est égal à $25 \mu\text{m}$, alors qu'ils ont un effet de réchauffement pour des tailles supérieures à $75 \mu\text{m}$.

Outre leurs effets sur le bilan radiatif, les cirrus modifient les propriétés dynamiques et microphysiques des couches qui les avoisinent. Ils vont assécher les parties hautes de la troposphère. De part leur précipitation ils redistribuent de la vapeur et des aérosols dans les couches inférieures. Il arrive qu'ils soient responsables du déclenchement des précipitations de nuages liquides ou mixtes qui se situent à des altitudes plus basses (Braham, 1964). Fowler et al. (1994) ont mis en évidence que le refroidissement induit par la présence d'un cirrus au-dessus d'un système convectif, peut limiter son évolution. Roumeau et al. (2000) discutent des propriétés des cristaux de glace comme catalyseurs de l'ozone, et donc du rôle possible des cirrus en tant que destructeur de l'ozone.

Nous savons donc combien il est important de prendre en compte les « perturbations » liées à la présence des cirrus dans le système climatique. Pourtant tous ces effets sont encore mal quantifiés. Pour palier ce manque, il est nécessaire d'établir des modèles robustes qui permettent d'une part de simuler leurs propriétés radiatives de façon réaliste et d'autre part de quantifier correctement leurs effets indirects sur la colonne atmosphérique. Les informations fondamentales pour le transfert radiatif sont la forme, l'orientation, la distribution en taille caractérisée par la dimension effective du cristal, et le contenu en glace intégré. Mitchell et al (1997) montrent que pour différentes formes de cristaux pour les ondes courtes, les résultats peuvent différer de plus de 9 W.m^{-2} . En ce qui concerne la colonne atmosphérique, il est nécessaire de représenter correctement la formation et le maintien du cirrus. Levkov et al. (1995) ont montré l'impact de la nucléation, processus responsable de la formation des cristaux, sur la durée de vie du cirrus, ses propriétés microphysiques et sa structure dynamique. Pinto, 1998, suggère lui que la phase du nuage dépend également de ce processus.

L'étude des processus mis en jeu au sein de ces nuages est donc une priorité tant pour la compréhension des interactions dynamiques / microphysiques / radiatives que pour le développement de paramétrisations basées sur cette meilleure compréhension des processus. C'est un thème de recherche pour lequel la complémentarité entre observation et modélisation est déterminante pour mieux prendre en compte les interactions des processus aux échelles locales, à méso-échelle, mais aussi à l'échelle globale.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'inscrit complètement dans ce contexte. Il a consisté à adapter le modèle méso échelle méso-NH à l'étude des cirrus. Développer une paramétrisation des cirrus pour un tel modèle est un apport, tant pour l'étude des rétroactions dues aux cirrus que pour l'étude du cycle de vie de ces nuages. En effet, l'intérêt du modèle méso-NH est qu'il permet de faire des simulations à différentes échelles en considérant les interactions microphysiques rayonnement et dynamique.

Une part importante de ce travail a consisté à mettre en place une méthodologie de contrainte pour valider/affiner le schéma microphysique développé, à partir d'observations actives lidar et radar. Cette méthodologie s'appuie sur l'approche modèle vers observations. Elle consiste à simuler des observations à partir des sorties du modèle (dites observations synthétiques) et à les confronter aux observations réelles. Les observations synthétiques doivent être calculées en restant cohérent avec les hypothèses faites dans le modèle. Le schéma microphysique a donc été développé de sorte que toutes les informations nécessaires aux calculs d'observations synthétiques, qu'elles soient passives ou actives, soient disponibles en sorties du modèle: c'est à dire la concentration, le contenu en glace, la forme et la distribution en taille de chaque classe de particule.

Ces travaux sont présentés dans cette thèse à travers quatre chapitres.

Un premier dans lequel nous définirons le type de nuage sur lequel nous sommes focalisés. Un rapide tour d'horizon renseigne sur les principales activités liées à l'observation ou la modélisation des cirrus. Différentes méthodologies permettant de faire évoluer leur modélisation en s'appuyant sur les observations sont discutées. Un dernier paragraphe situe notre travail parmi les différentes démarches.

Le modèle utilisé est présenté dans le deuxième chapitre et les modifications apportées au schéma microphysique sont discutées. En particulier, nous présenterons les processus pris en compte dans le nouveau schéma. Pour chacun des processus, certains paramètres ne sont pas clairement établis. Nous chercherons, en nous appuyant sur la littérature, à définir pour chacun d'entre eux un domaine de validité qui rend compte des connaissances actuelles sur la valeur de ces paramètres.

L'impact de chacun de ces paramètres clés sur les sorties du modèle ainsi que celui des conditions initiales sont présentés dans le troisième chapitre. Cette étude préalable permet d'identifier les propriétés microphysiques

affectées par la variation des paramètres clefs et des conditions initiales. Et donc d'établir le besoin de contrainte du modèle.

Dans un quatrième chapitre, la sensibilité des observations synthétiques à ces paramètres clefs est présentée. Cette étude a permis de faire ressortir la contrainte que les observations synthétiques sont susceptibles d'apporter, et donc de proposer une méthodologie pour valider/affiner le schéma microphysique à partir de confrontation d'observations synthétiques et réelles lidar et radar.

Le dernier chapitre conclut sur ce travail et présente les futurs développements et applications directes qui pourront être mis en place.

Chapitre II : GENERALITES

I : INTRODUCTION

Pour améliorer notre connaissance sur les cirrus, ils doivent être modélisés et observés à différentes échelles. A l'échelle du processus pour mieux comprendre les différents phénomènes responsables de la création et de l'évolution des cristaux de glace. A l'échelle du nuage pour mieux comprendre le mode de formation du nuage, le rôle des interactions microphysique - rayonnement - dynamique dans le cycle de vie des cirrus. A l'échelle de la terre pour mieux prendre en compte leur impact sur le climat. Toutes ces échelles sont complémentaires et l'information doit remonter de la petite échelle vers la grande échelle pour améliorer nos connaissances sur le rôle des cirrus dans le système terrestre.

L'apport des observations dans ce travail est multiple. Si certaines observations permettent d'étudier, en aval de la modélisation, les propriétés microphysiques des cirrus et d'établir des paramétrisations, d'autres peuvent être utilisées, en amont des modèles, pour valider/affiner les paramétrisations établies.

Dans ce chapitre, les cirrus, leur mode de formation et leurs propriétés microphysiques sont décrits. Un état de l'art sur les observations et la modélisation aux différentes échelles ainsi que la complémentarité observations - modélisation est présenté. Dans un dernier paragraphe, les orientations principales choisies pour effectuer ce travail de thèse sont présentés.

II : LES CIRRUS : PRESENTATION

II - 1 : Généralités

Si les cirrus intéressent particulièrement la communauté scientifique depuis peu, il y a bien longtemps que les premières études à leur sujet ont fait leur apparition. Les premiers progrès remarquables sur les cirrus datent de 1637. Cette année là, Descartes éditait un ouvrage intitulé "Discours de la méthode". Dans cette étude, il émettait l'hypothèse, en utilisant les lois de la réfraction, que le halo à 22° observé en ciel clair était dû à la présence de nuages fins de glace. Au début de ce même siècle, les premières mesures de températures en altitude étaient effectuées. Galileo et Santorion établissaient une relation quantitative reliant la température à l'altitude. Il était alors possible d'établir que les nuages de glace de Descartes se situaient à des altitudes élevées. Près de deux siècles plus tard, les cirrus faisaient leur entrée dans la première classification scientifique de nuages basée sur leur morphologie (Lamarck, 1802). Leur nom était alors "nuage en balayures". Un an plus tard, Howard publiait une classification utilisant des noms latins. Le mot cirrus était enfin utilisé pour désigner les nuages d'aspect filamenteux. Le travail de classification des nuages a évolué, pour finalement être achevé par Hidebrandson et al., 1896. Depuis, le même "atlas international des nuages" est utilisé. Les nuages y sont classés suivant leur altitude et leur morphologie. On distingue 10 classes réparties dans 4 groupes. Les trois premiers groupes correspondent aux nuages dont la base se situe respectivement à une altitude supérieure à 5km, entre 2 et 5 km, et inférieure à 2 km. Au quatrième groupe sont associés les nuages à forte extension verticale qui peuvent s'étendre de 2 km jusqu'à la base de la tropopause. Dans chaque groupe, une classification est faite suivant leur structure, présentée dans le Tableau 1.

Un nuage ne peut apparaître que si une masse d'air contient suffisamment d'eau sous forme vapeur, alors la masse d'air est dite saturée (Annexe A : , p. 107). La saturation est atteinte par refroidissement au cours d'une détente. En effet, la quantité de vapeur saturante est proportionnelle à la température. Plus la température augmente, plus une masse d'air peut contenir de vapeur d'eau. Lorsqu'une masse d'air subit une ascension, elle se refroidit, la quantité d'eau sous forme vapeur qu'elle peut contenir diminue. En présence d'aérosols la quantité de vapeur excédante va se déposer sous forme liquide ou solide, suivant la température et les propriétés des aérosols. Il y a alors formation du nuage. Différentes raisons peuvent engendrer le refroidissement d'une masse d'air par son ascension :

- lorsqu'une masse d'air au contact du sol se réchauffe : ascension rapide . Ce mécanisme est un des processus responsable de la formation de nuages du type cumulus.

- Lorsqu'une masse d'air en mouvement rencontre une perturbation orographique (montagne) : ascension relativement rapide. Nuages de type lenticulaire ou ondulatus ou cumulonimbus dans les cas de convection forcée.
- lorsque deux masses d'air de températures différentes se rencontrent (front atmosphérique), l'air le plus chaud va s'élever (ascension lente).
- Les instabilités à petites échelles qui engendrent des mouvements de l'air à des échelles plus petites que les deux cas précédents

Altitude de la base du nuage (H_b)	Groupes	Genres
$H_b > 5km$	1 ^{er}	Cirrus Cirrostratus Cirrocumulus
$5 km > H_b > 2km$	2 ^{ieme}	Alto cumulus Altostratus
$2 km > H_b$	3 ^{ieme}	Stratus Stratocumulus Nimbostratus
$2 km > H_b$	4 ^{ieme}	Cumulus Cumulonimbus

Tableau 1: Classification des 10 genres de nuages.

Ces deux derniers mécanismes vont favoriser entre autres la formation de cirrostratus ou cirrocumulus. Ces cirrus sont spatialement étendus, ils voilent souvent une grande partie du ciel. Les instabilités de petite échelle vont permettre la formation de cirrus du type uncinus, fibratus ou floccus. Ils sont caractérisés par une faible étendue et souvent prolongés par une zone de précipitation nuageuse en forme de virgule. Enfin, l'injection de vapeur d'eau ou de cristaux de glace à très haute altitude par des situations de convections profondes engendrent également la création de cirrostratus. Ces cirrus "de convection" ont une microphysique très dépendante de la quantité d'eau présente dans les couches inférieures. C'est le principal mode de formation des cirrus de la zone de convection intertropicale.

Les cirrus, comme leur altitude le laisse présager, sont composés de cristaux de glace. Dans certains cas les nuages hauts de moyennes latitudes (altostratus, cirrostratus) peuvent être en phase mixte, c'est à dire contenir aussi des gouttelettes d'eau surfondues (gouttelettes d'eau présentes à des températures inférieures à 0°C). Les cirrus sont classés dans les nuages non précipitants. Non précipitants par rapport aux nuages dont les précipitations atteignent le sol. Cependant, comme nous l'avons vu en introduction, les cirrus ont des précipitations, qui peuvent même modifier les couches qui les avoisinent. Les propriétés "moyennes" des cirrus sont résumées dans le Tableau 2. La variabilité des propriétés "moyennes" est donnée dans la dernière colonne. Le domaine que recouvre chacune des quantités montre la complexité du problème pour caractériser les cirrus.

Property	Mean	Range
Thickness	1.5 km	0.1–8 km
Altitude	9 km	4–20 km
Concentration	30/L	10^{-4} – 10^4 /L
Ice content	0.025 g m^{-3}	10^{-4} – 1.2 g/m^3
Size (length)	250 μm	1–8000 μm
Shape ^a	variable	highly variable

Tableau 2 : Propriétés moyennes des cirrus:

Adapté par Lynch et al., 2000, des travaux de Dowling et Radke, 1990.

Pour notre part, nous nous focaliserons sur l'étude des cirrus de moyenne latitude, dont le mode de formation résulte d'une lente ascendance de l'air, condition typique du passage d'un front. De plus nous nous placerons à des températures pour lesquelles la phase liquide n'est pas présente (voir 0, p. 121). Le problème de nuages de phase mixte n'a pas été traité dans cette thèse.

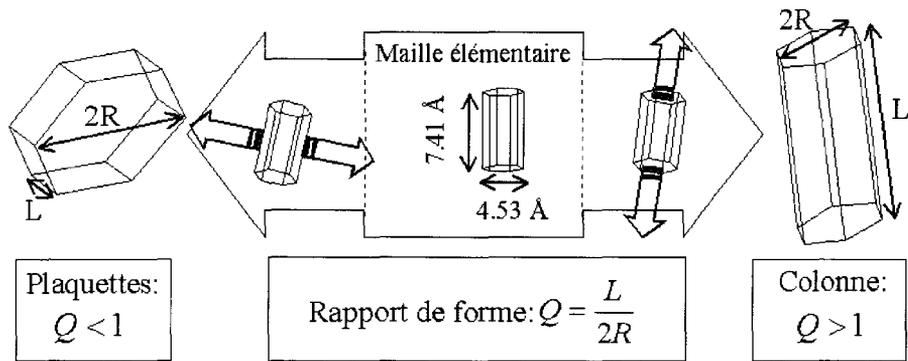


Figure 1: Croissance des cristaux de glace:

De la maille élémentaire vers les deux formes fondamentales: colonne et plaquette.

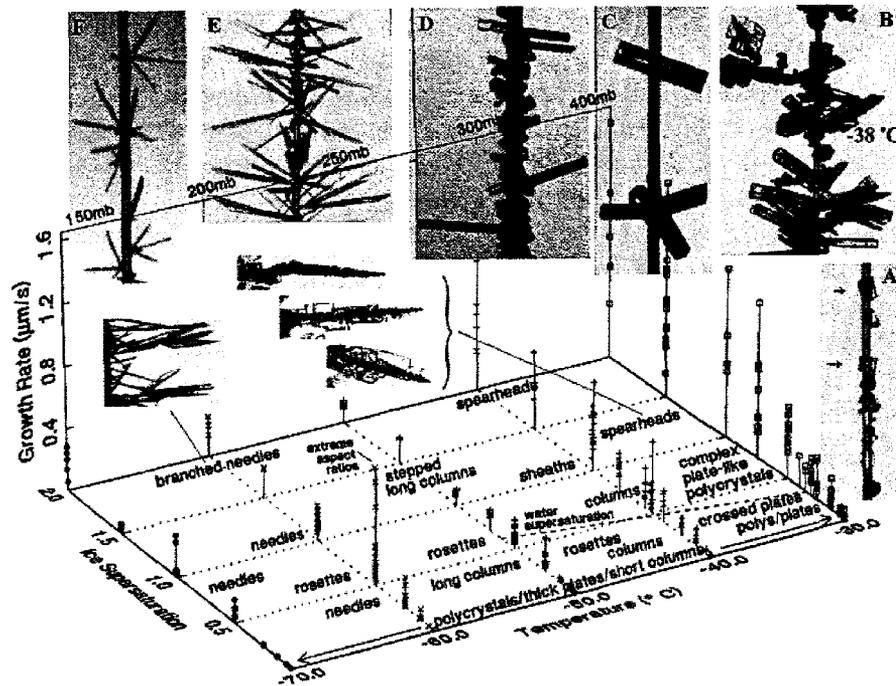


Figure 2 : Taux de croissance et forme des particules en fonction de la température et de la sursaturation.

(Une analyse détaillée de ces résultats peut être trouvée dans Lynch et al., 2000, ch. 3)

II - 2 : Formation et composition d'un cirrus.

La création de particules de glace peut provenir de différents processus qui peuvent être divisés en deux catégories *(i)* la nucléation hétérogène, pour laquelle des noyaux glaçogènes sont responsables de l'apparition de la glace, et *(ii)* la nucléation homogène qui se fait sans l'intervention des noyaux glaçogènes. Cette dernière résulte de la congélation spontanée d'eau surfondue (Walko et al., 1995). Pour qu'il y ait nucléation, une masse d'air doit être sursaturée par rapport à la glace (Annexe A : , p. 107). En effet, la pression de vapeur saturante est calculée, pour une masse d'air, au-dessus d'une surface plane. A l'échelle des processus qui nous intéressent, lorsqu'une particule a atteint une taille de quelques microns, elle peut être considérée comme une surface plane. Alors la pression de vapeur saturante au-dessus de sa surface tend vers la pression de vapeur saturante au-dessus d'une surface plane. Cependant, lorsqu'une masse d'air atteint la saturation alors qu'elle est vierge de toute particule de glace, la taille des embryons de glace (dans le cas de nucléation homogène) et des noyaux glaçogènes (dans le cas de la nucléation hétérogène) mis en jeu dans le processus de solidification de la vapeur, ne permet pas de conserver cette hypothèse. Alors, la pression de vapeur saturante au-dessus de ces particules, peut devenir supérieur à celle au-dessus d'une surface plane. Le changement de phase vapeur - glace n'a pas lieu dès que la couche est à saturation. D'autres facteurs peuvent modifier la valeur de la pression de vapeur saturante, comme la structure et les propriétés absorbantes pour un noyau glaçogène (nucléation hétérogène), et l'énergie critique d'activation du germe pour un embryon de glace (nucléation homogène). La nucléation homogène nécessite de fortes sursaturations supérieures à 120 %.

Les cristaux de glace atmosphérique ainsi formés ont pour forme de base celle de la maille élémentaire de la glace: petite colonne hexagonale (voir Figure 1) Ces particules croissent par diffusion de vapeur vers les particules: c'est le processus de déposition. Suivant la direction de croissance prépondérante, le cristal peut prendre alors deux formes fondamentales : plaquette ou colonne (Figure 1).

Entre ces deux types de cristaux et de part et d'autre, il existe une multitude de variétés de formes. Bailey et Halett (2000) à l'aide d'une chambre à diffusion thermique ont mesuré le taux de croissance et l'évolution de la forme d'une particule de glace en fonction de la température, la pression et la saturation pour des conditions typiques de cirrus. La Figure 2, p. 14, résume les résultats obtenus et montre comment l'évolution de la forme d'une particule de glace dépend de ces quantités.

En ce qui concerne les cirrus, les principales formes observées et étudiées sont les colonnes, les plaquettes, les rosettes, et les bullettes rosettes. On retrouve ces formes sur les échantillons montrés Figure 4, p. 16, Les colonnes sont des cristaux hexagonaux dont l'épaisseur L est supérieure à leur largeur $2R$, inversement pour les plaquettes. Les rosettes sont des colonnes avec une de ses extrémités en pointe. Les bullettes rosettes résultent de l'assemblage de rosettes par leur pointe.

Les cristaux de glace continueront à croître par déposition tant que la masse d'air sera sursaturée. Le processus inverse, sublimation des particules, aura lieu si les particules se trouvent dans une masse d'air sous saturée. Un processus également important est le processus de sédimentation (chute des particules). Ce processus joue un rôle dans la répartition verticale des particules. Les particules peuvent sédimenter jusqu'à des couches sous-saturées, et part leur sublimation amener ces couches à saturation. De plus, comme nous l'avons vu en introduction, elles peuvent également interagir avec d'autres systèmes nuageux présents sous le cirrus

Dans le Tableau 3, p. 17, différentes mesures de distribution en taille de cristaux effectuées durant plusieurs campagnes (FIRE : First Isccp Regional experiment, ICE : International Cirrus Experiment, EUCREX: European Cloud and Radiation Experiment) sont recensées. Bien que les distributions observées varient d'un cirrus à l'autre, ces distributions sont fréquemment bi-modales. La distribution varie souvent verticalement à l'intérieur d'un même nuage (Heymsfield and platt, 1984; Koch, 1996). Par exemple, les distributions en taille, présentées par Koch (1996), mesurées durant EUCREX à différentes altitudes sont montrées Figure 5. Hormis au sommet du nuage, les distributions observées sont bi-modales avec un second maximum qui présente des particules plus grosses quand on se rapproche de la base du nuage.

Toutes ces propriétés sont les caractéristiques principales des cirrus que nous chercherons à représenter dans le modèle.

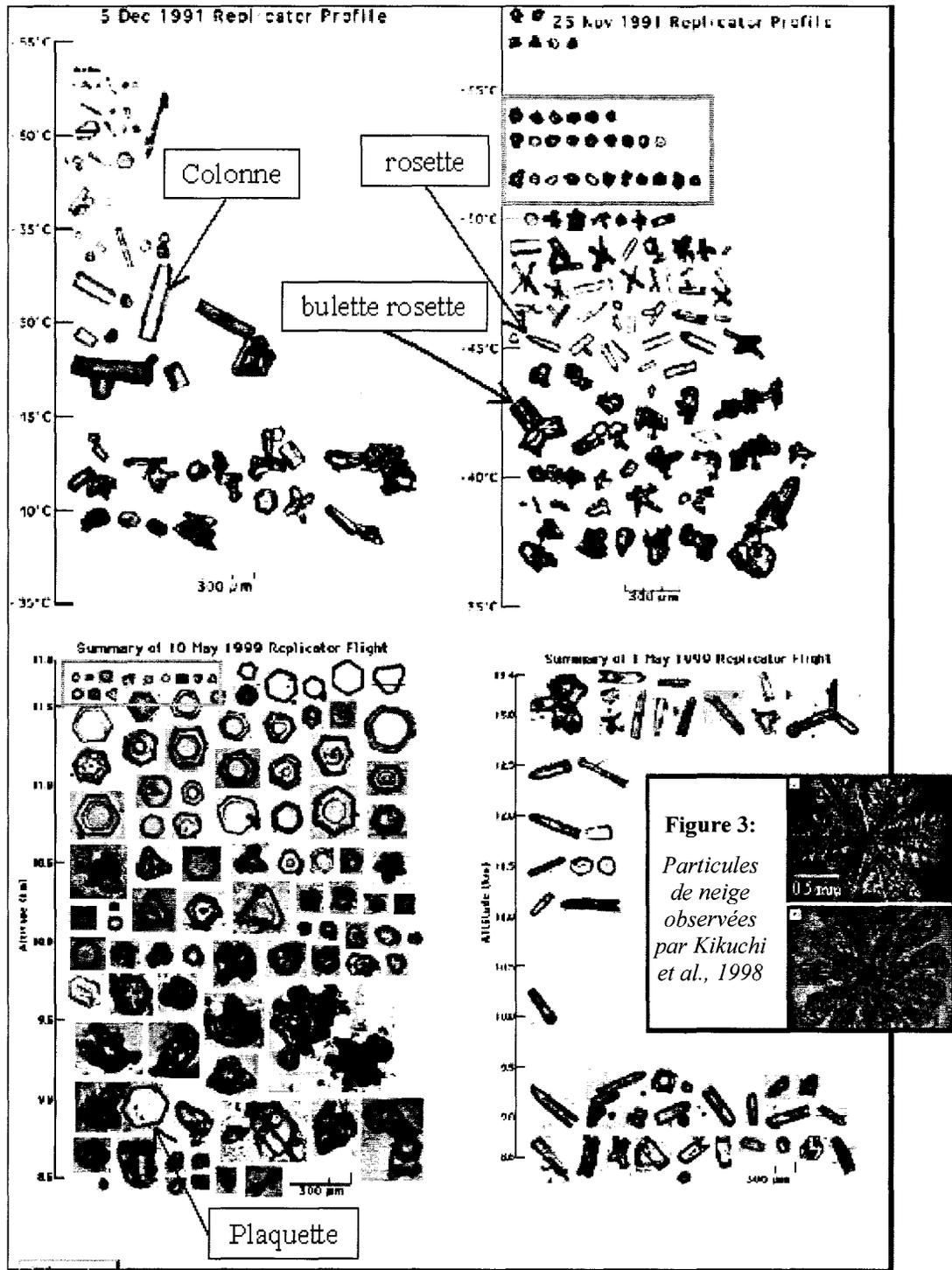


Figure 4 : Cristaux de glace observés dans des cirrus avec le DRI Automated Replicator System lors d'une campagne de mesures intensive DOE/ARM et durant la campagne FIRE II (<http://www.mmm.ucar.edu/science/cirrus/cirrus.htm>). Les principes de cet instruments et de ces capacités de mesures sont décrits dans Miloshevich et al. (1997) ;

Some of cirrus measurement cases				
Investigator (year of publication)	Cloud type	Instruments	Spectrum pattern	Microphysical features
Heymsfield (1975)	cirrus uncinus, cirrostratus		bi-modal, single-modal	range: 20–1100 μm , $R_{\text{maxi}2} = 500 \mu\text{m}$
Knollenberg et al. (1982)	stratospheric cirrus anvil	2D grey imaging probe	tri-modal	
Heymsfield and Platt (1984)	cirrus		single-modal, bi-modal	
Mitchell et al. (1996)	all types of cirrus (FIRE II)	ice particle replicator	bi-modal	range: 20–450 μm , $R_{\text{maxi}1} = 20 \mu\text{m}$, $R_{\text{mini}} = 150 \mu\text{m}$, $R_{\text{maxi}2} = 250\text{--}300 \mu\text{m}$, $N_{\text{maxi}1} = 7 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$, $N_{\text{maxi}2} = 5 \times 10^2 \text{ m}^{-3}$
Arnott et al. (1994)	cirrus (FIRE II)	PMS 2DC, ice particle replicator	bi-modal	$R_{\text{maxi}1} = 20 \mu\text{m}$, $R_{\text{mini}} = 100 \mu\text{m}$, $R_{\text{maxi}2} = 200\text{--}300 \mu\text{m}$, $N_{\text{maxi}1} = 10^5 \text{ m}^{-3}$, $N_{\text{maxi}2} = 10^3 \text{ m}^{-3}$
Koch (1996)	Arctic cirrus (EUCREX)	PMS OAP 2D2-C	single-modal, bi-modal	range: 40–500 μm , $R_{\text{mini}} = 100\text{--}200 \mu\text{m}$, $R_{\text{maxi}1} = 40 \mu\text{m}$, $R_{\text{maxi}2} = 100\text{--}300 \mu\text{m}$, $N_{\text{maxi}1} = 10^3 \text{ m}^{-3}$, $N_{\text{maxi}2} = 10^2 \text{ m}^{-3}$
Albers (1991)	jet stream cirrus frontal cirrus (EUCREX)	PMS OAP, Hallet replicator	single-modal, single-modal	more ice water and larger ice crystals are found in frontal cirrus than in jet stream cirrus
Gayet et al. (1996)	contrail cirrus, natural cirrus (ICE)	PMS 2D-C	single-modal, bi-modal	high ice particle number density and small particles are found in contrail cirrus; $R_{\text{maxi}2} = 300\text{--}400 \mu\text{m}$, $N_{\text{maxi}1} = 10^3 \text{ m}^{-3}$, $N_{\text{maxi}2} = 10^1 \text{ m}^{-3}$, $R_{\text{mini}} = 200 \mu\text{m}$

Tableau 3 : Exemple de distributions observées durant différentes campagnes.
Exemples de mesures de distributions en taille dans des cirrus (Zhang et al., 1999). L'indice maxi1 est mis pour la concentration maximum du premier pic et maxi2 du deuxième pic lors de distributions bi-modales.

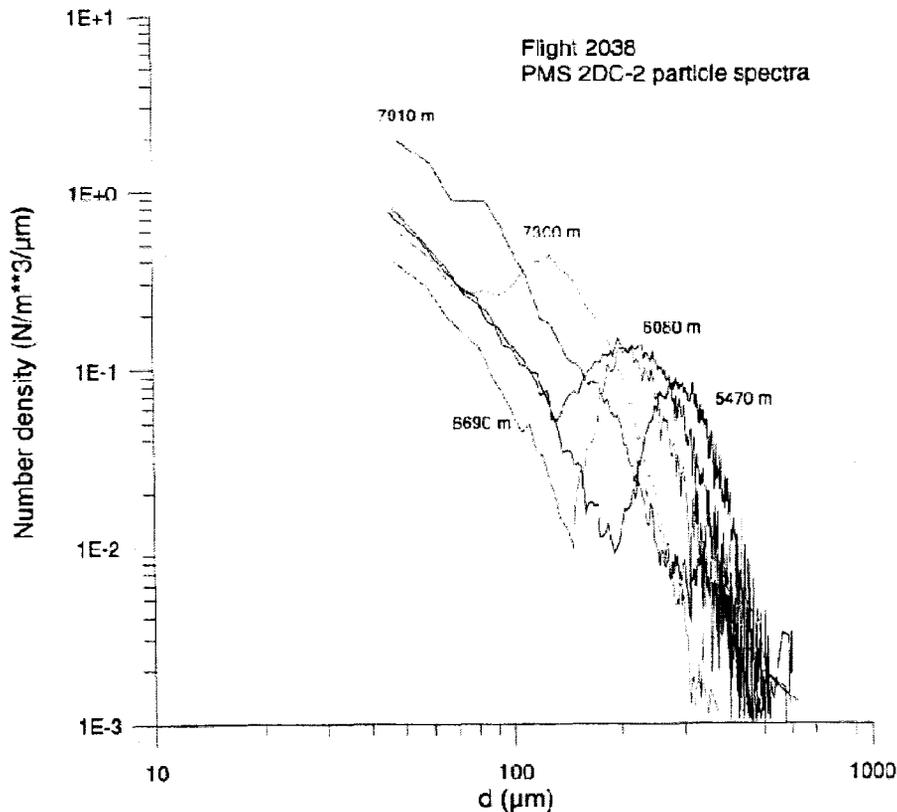


Figure 5 : exemples de spectres en dimension bi-modaux de cristaux de glace, observés durant EUCREX (Koch, 1996). d est le diamètre de la sphère de surface projetée équivalente.

III : LES CIRRUS: ETAT DE L'ART: MODELISATION; OBSERVATION

Avant de situer plus précisément ce travail de thèse dans le contexte actuel, un bref aperçu de l'état de l'art des méthodes d'observations et de la modélisation est présenté.

III - 1 : Les cirrus : les moyens d'observations

L'avènement d'observations depuis l'espace a rapidement permis de décrire la couverture nuageuse à l'échelle de la planète. Les cirrus occupent entre 20% et 40% de la surface (Wylie et al., 1994; Menzel et al., 1992). Si toutes les études par satellites montrent que les cirrus sont très présents, leur fréquence varie de façon importante (20-40%) en fonction des caractéristiques de l'instrument. Downing et Radke. (1990) et Wylie et al. (1994) montrent également que cette couverture dépend de la saison et de la zone géographique considérée. L'analyse des observations permet aussi d'obtenir des informations sur la dimension, la forme ou l'orientation des cristaux qui composent les cirrus. Cependant les cirrus, nuages optiquement fins se prêtent assez mal à l'observation spatiale passive.

Pour étudier les propriétés des cirrus à l'échelle d'un nuage, une instrumentation aéroportée, de plus en plus sophistiquée, a été déployée dans de nombreuses campagnes de mesures américaines : FIRE, CRYSTAL ou européennes : ICE, EUCREX, INCA pour ne citer qu'elles. Celles-ci ont permis de soulever des questions quant aux processus responsables de l'évolution de la microphysique dans les cirrus et d'élaborer des schémas conceptuels. Par exemple, dès 1975, Heymsfield publiait trois articles sur la description microphysique et dynamique des « cirrus uncinus ». Plus récemment le projet INCA permettait de collecter deux jeux de données d'observations équivalents. L'un dans l'hémisphère Sud, en atmosphère relativement propre, l'autre dans une atmosphère polluée de l'hémisphère Nord. La qualité des mesures microphysiques dans ces deux régions a permis

de mettre en évidence des différences significatives entre les deux hémisphères (Gayet et al., 2002). Les cristaux sont, en moyenne, plus petits et plus nombreux pour un contenu en glace sensiblement plus important dans l'hémisphère Nord comparé à l'hémisphère Sud. Ces différences ont été interprétées avec les différences observées sur les mesures des propriétés physico-chimiques des aérosols résiduels (Ström et al., 2002). De même, les mesures d'humidité réalisées montrent que des sursaturations plus importantes sont en moyenne plus souvent présentes dans les cirrus de l'hémisphère Sud (Ovarlez et al., 2002). Les mesures in situ vont maintenant au-delà de la caractérisation simple de la dimension et du nombre des particules. Des mesures performantes sont associées pour décrire l'environnement du nuage (humidité, aérosols, ...). Ceci permet de mettre en évidence la signature de processus qui doivent être analysés à la lumière de modélisation de nuage détaillée.

Il est difficile de comprendre à partir des mesures par « prélèvement » direct dans les cirrus la structure d'ensemble des cirrus. Pourtant cette structure est très importante parce qu'elle traduit les interactions entre le nuage et son environnement : à grande échelle, par exemple, la présence d'un cirrus peut être la signature du passage d'un front ou d'un courant jet ; à l'échelle du nuage, les structures apparaissent à cause de l'interaction entre la microphysique et la dynamique (par le dégagement de chaleur latente ou par interaction avec le rayonnement). Pour appréhender ces interactions, des moyens de télédétection active ont été (et sont encore) développés pour l'étude des cirrus. Il s'agit des mesures lidar et radar, mesures sur lesquelles nous reviendrons dans cette thèse. L'avantage de ce type d'instruments (dit instruments actifs) est de permettre de restituer des informations à l'intérieur même du nuage, contrairement aux observations passives qui délivrent une information intégrée de la colonne atmosphérique. Ce type d'instrumentation est maintenant déployé dans des centres d'observations de surface constituants des réseaux de mesures complets (par exemple Sassen et al., 2001) (sites ARM, réseau européen EARLINET/CLOUDNET, ...). L'analyse de ces données a permis de caractériser certaines propriétés microphysiques dans les cirrus, comme par exemple la forme des particules de glace et leur orientation (Noël et al., 2002). D'autre part, des sites fonctionnent depuis plusieurs années et permettent d'élaborer des climatologies locales de cirrus depuis la surface. Ces climatologies de cirrus récentes montrent que dans la zone tropicale les cirrus se situent autour de 12km (Cadet et al., 2002), contre 9km aux moyennes latitudes (Goldfarb et al., 2001), du principalement à la différence de mode de formation. D'autres études portent sur les structures, dues à la dynamique et à la turbulence, des cirrus, par exemple par des analyses en ondelettes des réflectivités radar. Ces études demandent un support de la modélisation à l'échelle du nuage pour interpréter les résultats obtenus.

III - 2 : Les cirrus : la modélisation

Au final, la modélisation doit permettre de prévoir les évolutions possibles du temps et du climat. Mais, comme nous l'avons mis en évidence dans les paragraphes précédents, la modélisation numérique de l'atmosphère est aussi un outil de recherche qui permet d'aider notre compréhension de phénomènes observés, et de prolonger les observations dans un contexte plus détaillé en découplant les processus microphysique, radiatif et dynamique. Ceci reste vrai de l'échelle microphysique, à l'échelle de la planète. Dans ce paragraphe, nous donnons un bref aperçu du type de schéma permettant de représenter les processus et les propriétés microphysiques dans les modèles.

On peut faire une séparation entre deux types principaux de schéma microphysique. Les modèles les plus détaillés pour la résolution des processus microphysiques sont les modèles dits « bin ». Dans ces modèles, appelés aussi modèles à microphysique spectrale, l'évolution du spectre dimensionnel de différentes espèces (cristaux, gouttes liquides, aérosols, ...) est calculée. Pour chaque espèce le spectre dimensionnel est discrétisé sur une centaine de classes. Ce type de schéma microphysique exploite au mieux les connaissances actuelles théoriques ou expérimentales de la physique à l'œuvre dans les nuages. Il permet de prendre en compte les interactions entre différentes espèces. La représentation détaillée de la microphysique est très chère en temps de calcul. C'est pourquoi ce type de modèle est le plus souvent utilisé pour des études de processus dans une parcelle d'air où des variations de pression, température ou humidité sont imposées. Ces modèles dits 0D ne permettent pas l'étude des interactions entre la microphysique, le rayonnement et la dynamique. Ils sont pourtant largement utilisés depuis ces dernières années et permettent de tester différentes théories sur des processus clés tels que la nucléation, la déposition ou l'agrégation. Un exercice d'intercomparaison a réuni 5 modèles bin en 2000. Cet exercice a clairement mis en évidence les limites de nos connaissances dans la formulation des processus de nucléation homogène, d'activation de noyaux de congélation et de croissance des cristaux (principalement le taux de déposition sur la glace) (Lin et al., 2002). Avec l'augmentation des moyens de calcul, ces modèles « bin » sont progressivement utilisés dans des modèles dynamiques pour des études à l'échelle du nuage (Lin 1997, Khvorostyanov et Sassen 1998a, 1998b). Ce type de modèle est souvent utilisé dans la recherche sur les nuages pour chercher à comprendre la formation, la maintenance, la structure, et la dissipation des systèmes de nuage (par exemple Xu et al., 1992 ; Krugger et al., 1995a, 1995b), pour tester et développer des paramétrisations et évaluer la sensibilité du modèle à des changements de paramètres. Cependant, ces modèles font intervenir un grand nombre de paramètres plus ou moins bien établis, et nécessitent de faire des simulations sur des domaines

restreints. En effet, les modèles de type bin ont un intérêt dans la mesure où les effets sous maille sont limités. La résolution des cellules qui composent le domaine de simulation implique que celui-ci se limite à quelques dizaines de kilomètres. Un tel domaine limite l'étude des phénomènes météorologiques responsables de la formation du nuage; par exemple, la simulation d'un système de front induisant la formation d'un cirrus n'est pas envisageable.

Un autre type de modèle se différencie par le schéma microphysique employé. Dans ces modèles dits « bulk », l'évolution du contenu en glace (modèle à 1 moment) ou du contenu en glace et du nombre total de particules (modèle à 2 moments) sont calculés. Ces modèles privilégient la dynamique au détriment de la microphysique. La distribution dimensionnelle des particules est prescrite par une fonction analytique dans le modèle. Ce type de schéma microphysique est couplé avec la dynamique et le rayonnement dans des modèles permettant d'effectuer des simulations avec 2 ou 3 dimensions. Ces modèles sont appliqués pour étudier la dynamique propre aux cirrus avec des résolutions fines de l'ordre de la dizaine de mètres (Starr et Cox, 1985a, 1985b; Dobbie et Jonas, 2001; Brown 1997, Gierens, 1996; Gierens et Jensen, 1998). Ils ont été développés spécialement pour l'étude des cirrus. Ils incluent généralement un traitement plus détaillé des processus de nucléation et simulent l'évolution du contenu en glace et du nombre de particules (microphysique à deux moments) (Dobbie et Jonas; 2001; Brown 1997; Gierens, 1996; Gierens et Jensen, 1998).

D'autres modèles "bulk", dits modèles à moyenne échelle (ou méso-échelle) ont été développés pour être appliqués sur des domaines plus grands (pouvant s'étendre sur des domaines couvrant un continent tel que l'Europe), pour l'étude du développement des systèmes nuageux (Levkov et al., 1992, 1998; Heckman et Cotton, 1993; Walko et al. 1995, Lafore et al., 1998). Différents schémas ont été développés, leurs caractéristiques ont été en partie définies suivant le type de nuage qui doivent être représentés par le modèle. Ces modèles moyenne échelle sont utilisés pour étudier différents systèmes, leur évolution et leurs interactions. Ainsi, des schémas à 1 ou 2 moments ont été développés pour représenter les nuages précipitants. Dans ces schémas, la microphysique est généralement représentée suivant 5 types d'hydrométéores (Walko et al., 1995; Lafore et al., 1998).

Des versions simplifiées de ce type de schéma sont d'ores et déjà mises en place dans des modèles de circulation générale (Fowler et Randall, 1996a, 1996b). Développer/valider ce type de schéma dans des modèles de nuage ou à Méso-échelle permet dès maintenant de préparer les schémas microphysiques qui demain seront utilisés dans les modèles de circulation générale.

Si les ressources en temps de calcul permettaient de faire des simulations à l'échelle de la terre, avec une résolution de la maille adéquate à un modèle bin, il n'existerait qu'un seul type de modèle. A partir du moment où la taille d'une cellule implique que des phénomènes à plus petites échelles ne peuvent pas être représentés de façon rigoureuse, alors les processus doivent être paramétrés. Chacun de ces modèles apporte donc des informations différentes et complémentaires. Les modèles bin qui permettent des études fines des processus vont permettre d'établir quels sont les processus les plus importants à représenter lorsqu'on dégrade la résolution du domaine de simulation. Ils peuvent donc permettre d'établir des paramétrisations pour les autres modèles. Cependant utiliser un modèle à microphysique spectrale pour dériver des paramétrisations pour les GCM qui sont développés pour des mailles de plusieurs centaines de kilomètres n'est pas une solution satisfaisante. En effet, les modèles bin ne représentent que de façon restreinte les interactions dynamique - rayonnement - microphysique. Or pour contraindre les GCMs, ces interactions doivent être correctement prises en compte pour pouvoir considérer les structures, dues à la dynamique et à la turbulence, qui existent dans une maille GCM. Les modèles à moyenne échelle permettent une résolution de la turbulence qui est responsable de la création de structure dans les cirrus. A grande échelle, ces structures deviennent des effets sous maille qu'il est nécessaire de prendre en compte dans les GCMs. Les modèles bulk à moyenne échelle permettent donc de faire le lien entre les GCMs et les modèles bin. Leurs paramétrisations microphysiques peuvent être testées à l'aide des modèles bin. A leur tour, ils peuvent également contraindre de façon fiable les GCMs, par la prise en compte des effets sous maille dus aux interactions rayonnement - dynamique - microphysique. Une telle approche peut permettre essentiellement d'identifier les processus les moins bien représentés, et l'approximation faite lors du passage à la paramétrisation.

Pour évaluer la représentativité des modèles pour la simulation des cirrus, un exercice international d'intercomparaison de modèles a permis de comparer 16 modèles de la communauté scientifique internationale dans le cadre du GEWEX Cloud System Studies (GCSS) "Working Group 2: Cirrus Cloud Systems". Pour des conditions d'atmosphères initiales idéalisées, une forte dispersion des modèles dans la simulation de la formation, la maintenance et la dissipation des cirrus a été clairement mise en évidence (Starr et al., 2000). Les disparités les plus fortes sont apparues d'une famille de modèles à une autre (modèles « bin », « bulk », dédié ou non à l'étude des cirrus). Mais des différences importantes ont aussi été observées dans une même famille de modèles. La sensibilité aux schémas des processus microphysiques dans les modèles a été démontrée. En effet, cet exercice a mis en évidence qu'il est nécessaire dans un premier temps d'obtenir des résultats plus cohérents entre les modèles appartenant à une même famille, même si les schémas microphysiques sont différents. Il sera alors intéressant

d'utiliser la complémentarité des modèles bin, bulk et des GCM pour toujours mieux représenter les cirrus dans les modèles.

Au préalable, la nécessité de confronter les résultats de modèles avec des observations est indispensable.

III - 3 : Les cirrus : modélisation-observation : validation

Les observations et les expériences en laboratoire ont permis d'améliorer nos connaissances sur la nature et la physique à l'œuvre dans les cirrus. Elles ont déjà largement été exploitées pour développer les modèles. Les études en laboratoire ont permis de mieux comprendre les mécanismes de formation et de croissance des cristaux de glace. Les observations ont surtout été utilisées pour établir et valider les paramétrisations utilisées dans les modèles bulk. Par exemple, les observations microphysiques effectuées à l'aide de sonde FSSP et 2DC - mesurent la distribution en taille des plus petites (FSSP) et des plus grosses (2DC) particules et déterminent leur forme pour la sonde 2DC - ont permis de paramétrer les vitesses de chute des particules. Plus particulièrement pour les modèles de type bulk, ces observations microphysiques ont été utilisées pour prescrire les distributions en taille des particules dans les modèles. Elles ont aussi permis d'établir des relations entre le contenu en glace et l'humidité pour les GCMs. Elles sont maintenant également utilisées pour valider les sorties d'un modèle, en confrontant les résultats obtenus à partir des observations et ceux obtenus en sortie des modèles.

L'évaluation de cirrus de latitude moyenne dans des modèles de nuage est très limitée, à cause principalement d'un manque d'observations utilisables. Depuis ces dernières années les sites d'observations au sol du type ARM, ou SARTA, produisent de nombreuses mesures de télédétection active radar et lidar. Il existe donc maintenant des jeux de données importants qui peuvent contribuer de façon cruciale à l'évaluation des modèles. La mise en place de ces observations depuis l'espace donnera une suite logique pour l'évaluation de modèle de grande échelle. Il y a deux manières d'exploiter ces données : soit en inversant les mesures et en comparant aux sorties du modèle les quantités ainsi obtenues (tel que contenu en glace, taille des particules, extension du nuage) ; soit en calculant les observations synthétiques associées aux sorties du modèle et en les comparant aux observations réelles. La première méthode n'est pas complètement satisfaisante, car pour inverser des données il est nécessaire de faire des hypothèses qui ne sont pas forcément cohérentes avec celles faites dans le modèle (par exemple sur la forme ou les distributions en taille des particules). De plus, les méthodes d'inversion nécessitent généralement que le signal soit intégré dans le temps (mesures actives) ou sur plusieurs pixels (mesures passives) ce qui ne permet pas d'exploiter la pleine résolution des instruments. La deuxième méthode est donc certainement la plus satisfaisante car les observations synthétiques peuvent être calculées à partir des sorties du modèle sans que des hypothèses supplémentaires soient énoncées. Une telle approche, dite approche modèle vers observations, devrait permettre de contraindre les paramétrisations utilisées dans les modèles. Morcrette, 1991, a ainsi développé une méthode avec laquelle il simule, à partir des sorties du modèle du Centre Européen, les températures de brillance dans la fenêtre infrarouge du satellite Meteosat et les compare aux températures de brillance observées. De même, Chaboureau et al. (2000) proposent une méthode similaire pour calculer les températures de brillance avec le modèle communautaire français Méso-NH. Smith (1989) et Smith et Vonder Haar (1991) ont comparé les flux solaires et infrarouges des observations NIMBUS-7 avec le modèle CCM du NCAR. La réflectivité radar est maintenant fréquemment utilisée comme diagnostique pour les simulations de modèles (Sassen et Khvorostianov, 1998 ; Brown et Swann, 1997 ; Ferrier 1994, Montmerle, 1998).

IV : ORGANISATION DE LA THESE.

Dans cette thèse nous avons choisi de travailler sur la problématique de la simulation des cirrus à moyenne échelle. Pour cela, deux travaux complémentaires ont été menés en parallèle: établir un schéma microphysique adapté au modèle méso échelle méso-NH, pour la simulation des cirrus et établir une méthodologie de contrainte, basée sur des observations lidar et radar, adapté au schéma microphysique mis en place.

Méso-NH est un modèle moyenne échelle initialement développé pour l'étude de la convection humide. Il a été développé par le CNRM et LA dans le but d'offrir à la communauté scientifique un modèle qui permette de faire des simulations sur des domaines de résolution allant de quelques mètres à quelques centaines de kilomètres (Lafore et al., 1998). Il fait partie des modèles moyenne échelle qui permettent de faire le lien entre les modèles bin et les modèles à grande échelle. La microphysique y est représentée suivant 5 types d'hydrométéores: l'eau nuageuse et la pluie pour la phase liquide, la glace primaire, la neige et la grêle pour la phase glace. Ce modèle,

comme nous le verrons par la suite, représente mal les cirrus. Toutefois, il a l'avantage de posséder un schéma microphysique pour la phase liquide et glace des nuages de convection profonde, ainsi que des schémas complets et validés pour la dynamique et la turbulence (Cuxart et al. 2000; Redelsperger et al., 1986; Redelsperger et al. 1988). L'ajout d'une paramétrisation pour les cirrus permettra donc de disposer d'un modèle capable de représenter différents systèmes nuageux et ainsi d'étudier en plus de l'interaction rayonnement - cirrus - dynamique, l'interaction entre systèmes nuageux différents.

Le calcul de température de brillance ainsi que la réflectivité radar sont des outils de diagnostic déjà proposés avec le modèle Méso-NH. Cependant ils n'ont pas été retenus dans notre étude. D'une part, car le radar simulé correspond à un radar centimétrique, longueur d'onde qui n'est pas adaptée à l'étude des cirrus. D'autre part, car le schéma microphysique actuel de méso-NH étant un schéma à un moment, des hypothèses supplémentaires de celles du modèle doivent être faites pour relier le contenu en glace à la température de brillance. Or, pour exploiter au mieux l'information que peut apporter la confrontation d'observations synthétiques avec des observations réelles, il est souhaitable que le calcul des observations synthétiques soit fait sans d'autres hypothèses que celles formulées dans le modèle.

De nouveaux outils de diagnostic ont donc été mis en place, en utilisant des instruments adaptés aux cirrus: le lidar et le radar millimétrique. Les mesures lidar ou radar (millimétrique) sont particulièrement adaptées pour appliquer l'approche modèle vers observations. D'une part, la différence de leur longueur d'onde permet d'obtenir des informations complémentaires, d'autre part, comme nous l'avons vu, ces mesures permettent d'avoir une description verticale du nuage. De plus elles sont sensibles à la forme, la taille et la concentration en particules. Elles sont donc sensibles au même titre que les observations in situ, aux propriétés microphysiques du milieu au travers des propriétés optiques des particules. La multiplication de mesures sols et aéroportées conjointes par ce type d'instrument offre un jeu de données important et diversifié qui devrait permettre de contraindre la paramétrisation mise en place, et ce pour différents cas de cirrus. Nous avons donc choisi de simuler ces deux instruments en sortie du modèle afin d'améliorer/valider le schéma microphysique développé.

Pour pouvoir calculer les observations synthétiques lidar et radar à partir des sorties du modèles et en appliquant les mêmes hypothèses, le schéma microphysique développé permet de connaître en sortie du modèle toutes les informations nécessaires aux calculs d'observations synthétiques (passives et actives): c'est à dire, la concentration, le contenu en glace, la forme et la distribution en taille de chaque classe de particule. De plus le schéma a été développé de sorte qu'il permette une description suffisante des propriétés microphysiques des cirrus. Ainsi, couplé avec le modèle moyenne échelle méso-NH, l'étude des interactions microphysique - rayonnement - dynamique (donc du cycle de vie des cirrus) est possible.

Outre cette introduction qui constitue le premier chapitre, cette thèse est organisée en 4 chapitres. Le second chapitre présente la paramétrisation développée et les paramètres clefs de chaque processus identifié. Un intervalle de validité pour chacun de ces paramètres clefs est également établi à l'aide de la littérature. Dans un troisième chapitre, l'impact des processus sur les caractéristiques microphysiques des cirrus est analysé. Cette analyse est effectuée en faisant varier le paramètre clef de chaque processus dans l'intervalle fixé au chapitre précédent. Dans le quatrième chapitre nous décrivons les méthodes de mesure des instruments lidar et radar ainsi que le calcul des observations synthétiques. Leur sensibilité aux paramètres clefs de chaque processus est également présentée. Cette dernière étude permet d'identifier l'apport des observations lidar et radar pour valider/affiner le schéma développé. A partir de cette étude une méthodologie possible pour contraindre les processus est discutée. Le chapitre cinq tire les conclusions sur ce travail et donne quelques pistes pour la valorisation de l'outil qui a été développé.

Chapitre III : PARAMETRISATION DES CIRRUS.

Dans ce chapitre, le modèle méso-NH et le schéma microphysique mis en place sont présentés. Ce schéma a été développé de manière à être intégré dans le modèle méso-NH. Il fait intervenir deux classes de particules. Ces classes ont été fixées de sorte à représenter les caractéristiques microphysiques observées dans les cirrus, et les effets de formes de particules sur leur régime de chute et de croissance. Pour chaque processus représenté dans le schéma, leur paramètre variable (dit paramètre clef) est identifié. Un intervalle de "validité" est attribué à chacun d'entre eux. Il est défini à partir de la littérature. C'est l'impact de ces paramètres clefs sur les observations synthétiques lidar et radar, que l'on étudiera par la suite, pour vérifier si ces observations permettent de valider/affiner le schéma microphysique mis en place.

I : MESO-NH ET LES CIRRUS.

I - 1 : Généralités.

Le modèle méso-NH est le produit d'une collaboration étroite entre le CNRM (Centre National de Recherche en Météorologie) et le LA (Laboratoire d'Aérodynamique). Il est né de la volonté de proposer à une large communauté un modèle documenté qui permette de simuler des phénomènes météorologiques avec des résolutions allant de quelques mètres à quelques centaines de kilomètres. Ce modèle inclut un schéma dynamique non hydrostatique, plusieurs schémas possibles pour la turbulence et l'advection, un schéma radiatif, ainsi qu'un schéma microphysique pour un traitement paramétré des nuages.

Les quantités pronostiquées par le modèle sont :

- les composantes du vent;
- la température potentielle de l'air;
- le rapport de mélange de l'eau sous ses différentes formes;

L'évolution temporelle de chaque quantité est simulée sur une grille définie comme sur la Figure 6, p. 25. Pour chaque maille, plusieurs points sont définis permettant de localiser les quantités de matière et transfert. Les quantités de matière contenues dans une maille sont localisées au centre de la maille, en un point dit point de masse. Les transferts de matière à travers la "paroi" d'une maille sont localisés en des points dits point de flux. Pour chaque maille quatre points sont définis : un point de masse (+,(I,K)) et 3 points de flux (O_i,O_j,O_k, X(i,k), Y(i,k), Z(i,k)) (voir Figure 6). Aux 3 points de flux d'une maille, si le flux est positif, alors le transfert a lieu des mailles voisines à la maille considérée, et inversement si le flux est négatif.

Le modèle méso-NH appartient à la famille des modèles dits "bulk" qui privilégient la dynamique au détriment de la microphysique. Il a été développé pour traiter explicitement la convection humide (nuages chauds de couche limite et systèmes convectifs précipitants). Suite aux travaux de Guy Caniaux (1993) adapté par Pinty et al. (1998), le schéma permet de décrire l'évolution de la concentration massique de cinq espèces d'hydrométéores : deux en phase liquide, gouttelettes nuageuses et gouttes de pluie, et trois en phase glace, la glace nuageuse (ou glace primaire), les agrégats et le grésil pour la glace précipitante. Chaque espèce est caractérisée par une distribution prescrite dans le modèle et par des paramètres de forme a et b . Ces paramètres dépendent de la relation qui lie la masse d'une particule à sa dimension, relation propre à chaque espèce, eq. (1). De même une relation qui relie la vitesse des particules à leur dimension est utilisée pour chaque espèce, eq. (2):

$$(1) \quad m = aD^b \qquad (2) \quad v = cD^e$$

Les relations (1) et (2) dépendent de la forme attribuée à chaque espèce. Suivant cette forme, elles sont déduites soit de calcul théorique, soit de mesures in-situ.

L'évolution des contenus massiques de chaque espèce au cours du temps est pronostiquée par des termes d'advection et de sédimentation pour les échanges entre les différentes mailles, et par des termes sources et puits pour les échanges entre classes au sein d'une même maille. Soit r le rapport de mélange de l'eau sous ses différentes formes, l'équation d'évolution s'écrit :

$$(3) \quad \frac{\partial r}{\partial t} = ADV(r) + SOURCES(r) + PUIITS(r) + SED(r)$$

Les termes d'advection (ADV) et sédimentation (SED) changent la répartition spatiale de la matière, tout en conservant la quantité totale de chaque espèce sur le domaine. Les termes sources et puits modifient les quantités de matières relatives de chaque espèce à l'intérieur de chaque maille.

La Figure 7, p.26 montre les différents transferts entre classes de particules qui sont représentés dans méso-NH. Ces transferts correspondent aux processus pris en compte dans les termes sources et puits.

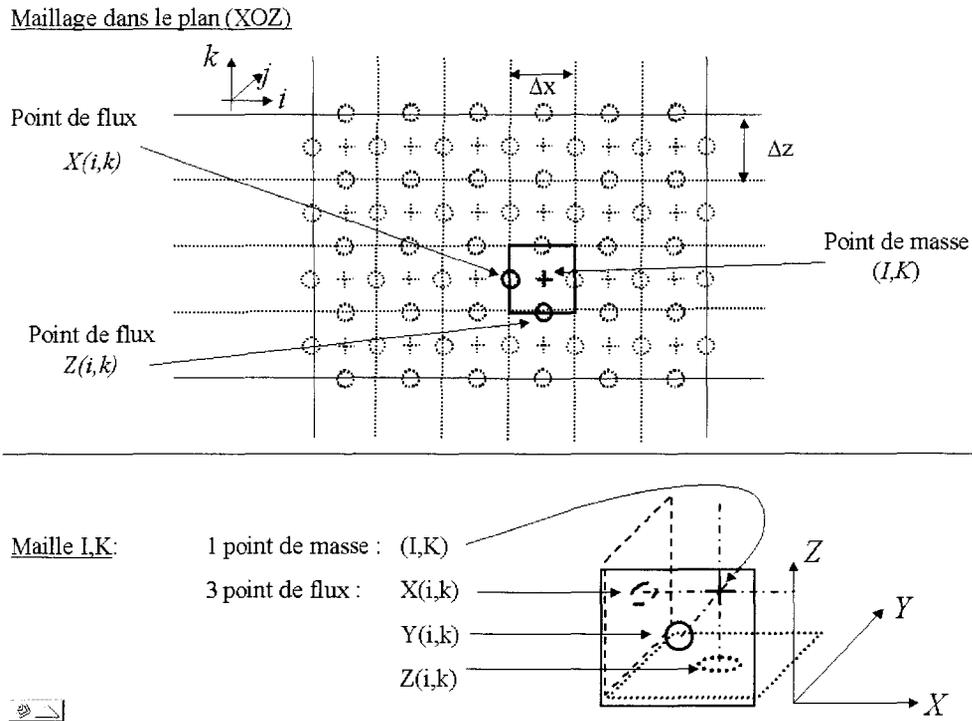


Figure 6 : Représentation d'un maillage 2D et d'une maille 3D

En haut : représentation d'un maillage en 2D, dans le plan (XOZ)

Point de masse coordonnées en majuscule et point de flux coordonnées en minuscule

En bas : représentation d'une maille en 3D;

Le rayonnement est pris en compte successivement dans le visible - proche infrarouge et infrarouge pour des colonnes indépendantes d'air.

En ciel clair, pour les ondes courtes, la formulation de Fouquart et Bonnel (1980) est retenue (deux intervalles spectraux : 0,25-0,68 et 0,68-4,0 μm). Elle prend en compte : la diffusion de Rayleigh (expression paramétrique de l'épaisseur optique de Rayleigh), 5 types d'aérosols pour représenter les propriétés de diffusion et d'absorption des aérosols, les propriétés radiatives de la vapeur d'eau (deux intervalles), de gaz uniformément mélangés (un intervalle), et de l'ozone (deux intervalles). Pour l'infrarouge, six intervalles couvrant le spectre entre 0 et 2620 cm^{-1} sont considérés. La dépendance de l'absorption avec la température et la pression est établie d'après Morcrette et al. (1986).

En ciel nuageux et aux ondes courtes, deux intervalles sont considérés. Pour les cristaux de glace, l'épaisseur optique, le facteur d'asymétrie et l'albédo de simple diffusion sont calculés, à partir du contenu en glace intégré pour l'épaisseur optique, et du contenu en glace pour le facteur d'asymétrie et l'albédo de simple diffusion (Sun and Shine, 1985). Dans l'infrarouge, les propriétés diffusantes et absorbantes des cristaux de glace sont prises en compte en calculant l'émissivité à partir du contenu en glace intégré. Parmi les différentes espèces glacées représentées dans méso-NH, seule la classe glace primaire intervient dans le rayonnement.

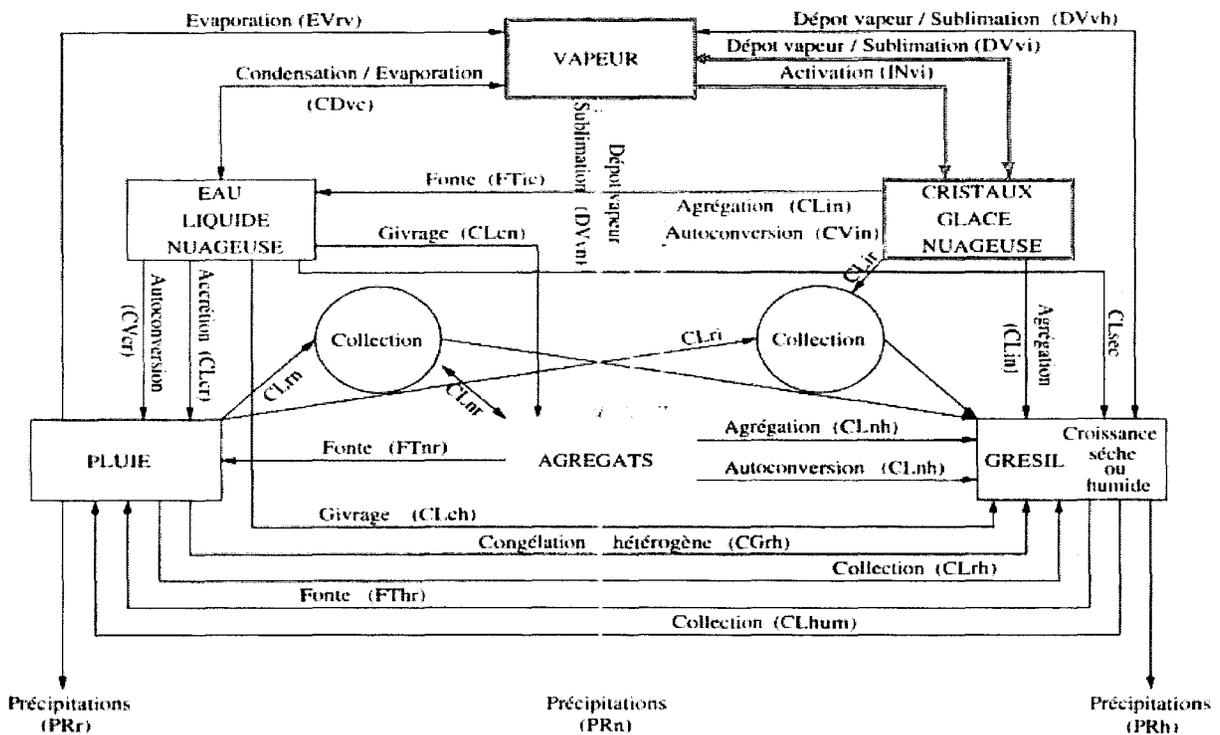


Figure 7: Diagramme des transferts pris en compte dans le modèle Méso-NH

Diagramme des transferts entre les différentes classes de particules prises en compte dans le modèle Méso-NH. (d'après G. Caniaux - Thèse de doctorat- 1993). En vert processus mis en jeu en présence de glace primaire; En jaune, processus mis en jeu en présence de neige

I - 2 : Méso-NH, la phase glace et le cirrus

La phase glace telle que paramétrée par Guy Caniaux, 1993 pour l'étude des systèmes nuageux à forte extension verticale, est décrite à partir de trois espèces de particules :

- la glace primaire qui rend compte du processus responsable de la création du nuage de glace,
- les agrégats ou neige qui regroupent les particules ayant grossi par assemblage sec ou humide,
- les grésils qui se forment dans les nuages contenant des gouttes d'eau en surfusion et des cristaux de glace, et rendent compte des processus de givrage dans les systèmes convectifs.

Les cirrus étudiés ici sont supposés à des températures telles que la phase liquide ne peut persister (voir 0, p. 121.). Les processus qui peuvent s'activer pour ces nuages se résument à des échanges entre vapeur et particules de glace. Dans le schéma microphysique développé par Guy Caniaux, 1993, la formation et l'évolution d'un nuage purement glacé mettent en jeu quatre processus et deux espèces de particules. Lorsqu'une masse d'air est saturée par rapport à la glace, il y a création de particules de glace primaire par nucléation. Le contenu en glace primaire augmente par déposition de vapeur (en vert Figure 7, p. 26). Lorsque son contenu en glace atteint une valeur limite, dite seuil d'autoconversion, la quantité de glace primaire excédentaire est convertie en neige (agrégats), par autoconversion. La masse des agrégats augmente d'une part par déposition de vapeur et d'autre part, en captant la glace primaire, par agrégation (en jaune Figure 7, p. 26). Dans le schéma microphysique, ces deux espèces de glace sont différenciées par leur distribution en taille, leurs relations masse dimension, et vitesse dimension. La vitesse de la glace primaire est faible par rapport à celle de la neige. Si les particules se trouvent dans un air sous saturé, elles sont évaporées. C'est le processus inverse de déposition : la sublimation.

Les termes d'advection (du au vent) et de sédimentation (du aux vitesses de chute des particules) transportent la matière d'une maille vers l'autre, mais ne contribuent pas aux échanges entre espèces.

La première utilisation de méso-NH pour la modélisation spécifique de cas de cirrus a été effectuée à l'occasion de l'exercice d'intercomparaison du GEWEX Cloud System Studies (Starr et al., 2000, GCSS). Dans cet exercice, les contenus en glace intégrés au cours du temps obtenus avec 16 modèles différents, pour des conditions

d'atmosphère initiale idéalisées, ont été comparé. Parmi tous les modèles, méso-NH surestimait largement le contenu en glace (courbe du haut, Figure 8). De plus après quatre heures, alors que le nuage doit rentrer dans une phase de dissipation (arrêt du forçage), avec méso-NH, cette phase de dissipation n'a pas lieu. Cet exercice avait donc permis de mettre en évidence une absence de puits de glace dans méso-NH. La valeur du seuil d'autoconversion (500 mg.m^{-3}) avait alors été mise en cause. En effet, dans le cas particulier des cirrus, la quantité de glace potentiellement créée est inférieure au seuil d'autoconversion. Alors seule la glace primaire est activée, les puits de glace primaire étant très limités (vitesse de sédimentation faible - absence de collection par d'autres particules), le contenu en glace intégré se trouve alors surestimé.

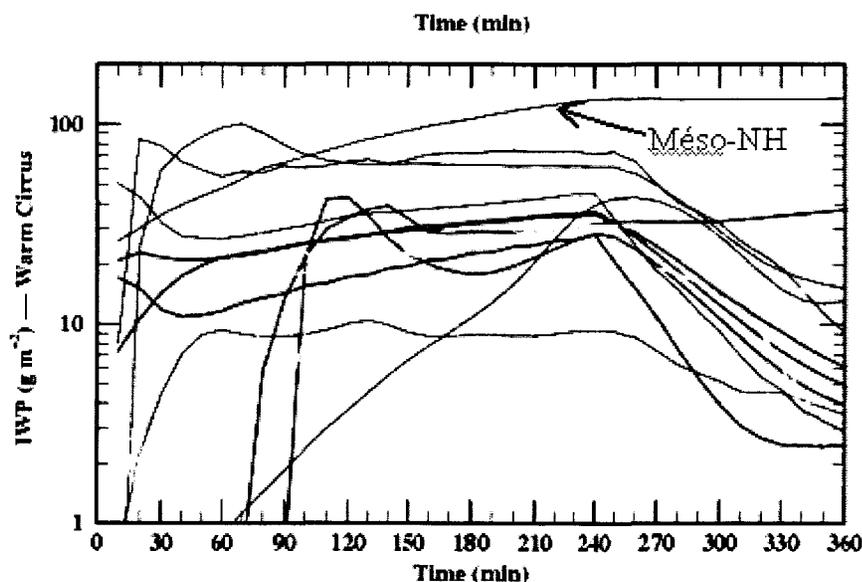


Figure 8: Exercice d'intercomparaison de GCSS WG2.

Contenus en glace intégré en fonction du temps obtenus par les différents modèle qui ont participé au GCSS WG2. Simulations pour un cirrus chaud de température au sommet de -47°C, avec comme forçage un vent vertical de 3 cm.s^{-1} pendant les 4 premières heures de simulation, puis en absence de forçage pendant les 2 dernières heures (dissipation). Les résultats obtenus par les modèles bin sont en turquoise, par les modèles bulk dédiés au cirrus en rouge, les GCMs en vert et les modèles bulks non dédié spécifiquement à la modélisation des cirrus en noir.

Une première approche, appliquée par Chaboureau et al. (2001) a été d'abaisser le seuil d'autoconversion à 20 mg.m^{-3} . Ainsi, lors de la simulation de cirrus, la classe neige est également activée (en jaune Figure 7, p.26). Ces particules ont une plus grande vitesse de chute, elles sédimentent dans les couches inférieures sous-saturées où elles s'évaporent. L'activation de la neige constitue ainsi un puits de glace, on obtient alors de meilleurs résultats pour le contenu en glace estimé.

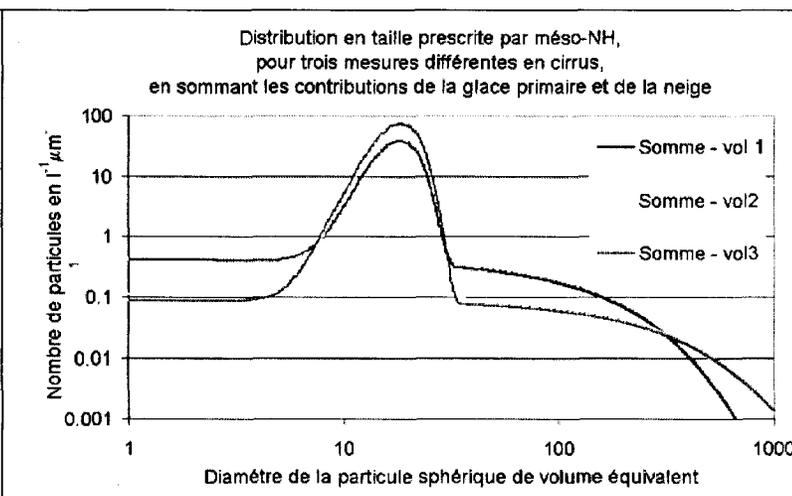
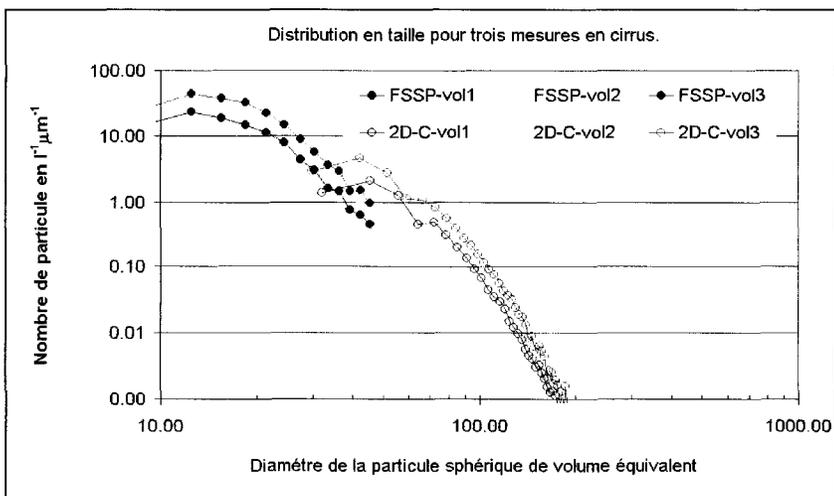
Dans la version actuelle de méso-NH, le seuil d'autoconversion a été fixé à 20 mg.m^{-3} .

Les distributions en taille des particules de glace sont représentées par une gamma généralisée :

$$(4) \quad n(D) = N \frac{\alpha \lambda^{\alpha \nu}}{\Gamma(\nu)} D^{\alpha \nu - 1} e^{-(\lambda D)^\alpha}$$

- Avec $\alpha=3$ et $\nu=3$ pour la glace primaire,
- Avec $\alpha=1$ et $\nu=1$ pour la neige (\equiv Marshall Palmer, 1948)

La Figure 9, p. 28, représente des distributions observées durant la campagne de mesure EUCREX 1994, pour trois passages différents de l'avion. Pour chacun de ces vols, la concentration en particules et le contenu en glace diffèrent. Pour ces mêmes quantités, les distributions de glace primaire et de neige, telles qu'elles sont prescrites dans méso-NH, représentées Figure 10, p. 28, sont complètement différentes. D'une part, les distributions bimodales ne sont pas retrouvées, d'autre part, on observe que, (i) les plus petites et les plus grosses particules sont représentées par la neige, (ii) les particules de taille intermédiaire sont représentées par la glace primaire, et



Vol 1	1 ^{er} mode	2 ^{ième} mode
iwc (mg.m ⁻³)	1.15	4.74
NO (l ⁻¹)	358.42	64.02

Vol 3	1 ^{er} mode	2 ^{ième} mode
iwc (mg.m ⁻³)	2.35	9.26
NO (l ⁻¹)	693.41	132.46

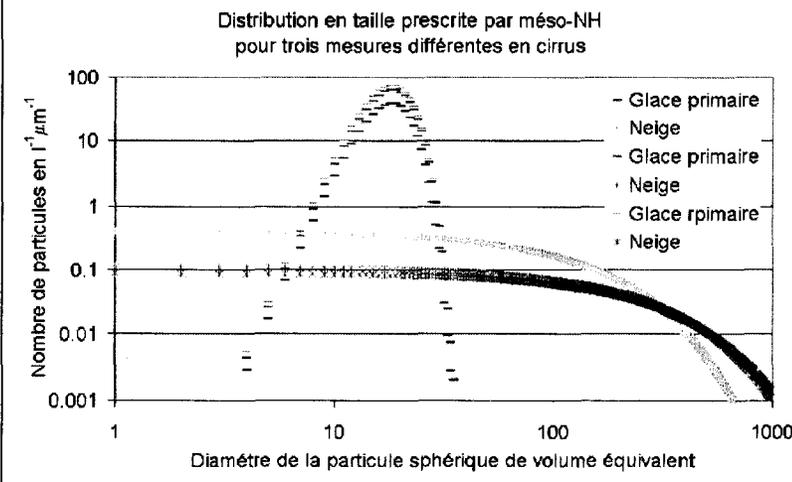


Figure 10: Distributions en taille observées durant EUCRE

Distributions en taille observées durant EUCREX 94, le 17 avril 1974 (Mission 204) avec des sondes FSSP (rond plein) et 2D-C (cercle), pour trois passages différents dans un cirrus. Pour chaque vol, les contenus en glace et la concentration en particule correspondant à chaque mode sont donnés dans les tableaux.

Figure 9: Distributions en taille prescrites dans méso-NH

Distributions en taille prescrites dans méso-NH, pour les contenus en glace et les concentrations reportés dans les tableaux de gauche. En haut: distributions obtenues pour les trois vol en sommant les contributions de la glace primaire et de la neige. En bas: distributions obtenues pour la glace primaire et pour la neige en séparant leur contribution.

(iii) les plus fortes concentrations de particules de neige sont obtenues pour les petites dimensions. Ce qui n'est pas cohérent avec le sens physique attribué aux deux classes.

La paramétrisation de la neige introduite par Guy Caniaux s'appuie sur les travaux de Houze et al. (1979, 1980), Passarelli (1978a et 1978b) et Yeh et al. (1987). Ces travaux se basent sur des mesures microphysiques de neige précipitante (snowflake). Les propriétés de la distribution prescrite sont telles que la concentration diminue quand le contenu en glace augmente. Cette paramétrisation est utilisée lorsque l'on veut prendre en compte l'élargissement du spectre au cours des processus de collection au sein d'une classe de particules.

M.Monier (communication privée MONUMEEP 2002) a montré, à partir de simulations de modèle à microphysiques spectrales de parcelle de nuage, que dans les cirrus, le processus d'agrégation a un impact négligeable devant celui de croissance par déposition de vapeur.

Si la classe neige permet de créer un puits de glace par sédimentation, elle ne permet pas de représenter correctement les autres processus. De plus la relation vitesse - dimension (voir équation (2) , p. 24), utilisée dans méso-NH pour la neige, donne des vitesses d'un ordre 4 fois supérieures à celles obtenues par les travaux récents sur les vitesses de sédimentation dans les cirrus. Les figures page 16 mettent en évidence la différence de morphologie entre des particules de neige observées dans des nuages précipitants et les particules de glace observées dans les cirrus. Les paramètres de forme a et b (voir équation (1), p.24), capitaux dans la description microphysique des particules, utilisés pour la neige ne peuvent pas être employés pour décrire les particules de glace de cirrus.

La neige est une classe nécessaire pour représenter correctement les particules de glace précipitante, cependant son activation ne convient pas pour des cirrus. Il est nécessaire de caractériser les cristaux de glace présents dans les cirrus par des propriétés distinctes de la neige.

En conclusion, si les premières études démontrent qu'une seule classe de particules ne suffit pas pour décrire correctement les cirrus, ce problème ne peut pas être résolu par l'activation de la neige. Cependant il ne s'agit pas de modifier la classe neige pour en faire une espèce adaptée à la simulation des cirrus. Cette classe est nécessaire pour représenter correctement les systèmes convectifs ou a forte extension verticale. Hors nous désirons pouvoir garder opérationnelle la simulation d'autres systèmes nuageux que les cirrus avec méso-NH. Pour tout ce qui suit, le seuil d'autoconversion de la neige est donc repris égal à 500 mg.m^{-3} , de sorte qu'elle ne soit plus activée dans le cas de la simulation de cirrus mais le reste dans le cas de système convectif.

Pour la simulation des cirrus, nous nous sommes appuyés sur les observations microphysiques pour définir le nombre de classe à prendre en compte et les distributions et relations masse-diamètre à prescrire directement dans le modèle.

II : DESCRIPTION DES PARTICULES REPRESENTEES.

II - 1 : Choix du nombre de classe.

La diversité de formes et de tailles des particules observées pose des problèmes de représentation dans les modèles type bulk. En effet, dans ce type de modèle, il est nécessaire de prendre un nombre de classes restreint en vue de simplifier le schéma des interactions microphysiques. Il n'est pas possible de représenter toutes les espèces de particules. Nous avons choisi de déterminer les caractéristiques principales que le modèle doit être capable de représenter, par l'analyse de différentes observations in-situ.

Les distributions en taille observées dans les cirrus ne possèdent que très rarement plus de deux modes. Le nombre de particule du premier mode (petites particules) est supérieure au nombre de particule du second mode (grandes particules) (voir Tableau 3, p. 17; Gulpepe et al., 2001). Le plus souvent, la différence de taille entre les particules des deux modes entraîne que, même si le nombre de particules du second mode est inférieur à celui du premier mode, le contenu en glace porté par le second mode est équivalent ou supérieur à celui portée par le premier mode (Voir Figure 9, p. 28).

Sur la Figure 4, p. 16 des échantillons typiques de cristaux sont reproduits. On distingue des particules qui ont une direction privilégiée (colonne, plaquette...) et des petites particules plus "symétriques", encadrées en Figure 4, p. 16. En terme de processus cette différence est importante. En effet une des équations prescrites dans le modèle est la relation masse dimension des particules ($m=aD^b$). Pour des particules qui possèdent une direction de croissance

privilegiée, il faut avoir accès à la connaissance de leur petite et grande dimension. Pour des particules à croissance plus "isotrope", la connaissance d'une de leur dimension suffit. De plus le caractère symétrique ou non d'une particule est un facteur qu'il est nécessaire de prendre en compte dans le modèle pour correctement représenter leur vitesse de chute et le mode de croissance par déposition.

Nous avons choisi de représenter les différents types de cristaux dans le modèle par deux classes de particules. Une première classe, qui est associée au premier mode de la distribution, représente les plus petites particules et une deuxième classe qui est associée au deuxième mode représente les plus grosses. Ces deux classes sont différenciées par rapport au mode de croissance des particules. Les particules de la première classe, dites glace primaire, sont supposées avoir une croissance isotrope. Les particules de la deuxième classe, dites cristaux, sont assimilées à des particules qui possèdent une direction de croissance privilégiée.

Dans les paragraphes suivants, la description physique des deux classes de particules et les distributions en taille qui leurs sont associées, sont présentées. Les processus microphysiques dans lesquels elles interviennent sont ensuite détaillés.

II - 2 : Description physique des particules.

II - 2 - 1 Premier mode.

Les plus petites particules observées dans les cirrus montrent des symétries quasiment sphériques. On suppose, dans un premier temps, que les particules de la première classe, qui correspondent aux plus petites, sont assimilables à des sphères. La relation qui relie la masse de la particule à sa dimension est simple à établir. Soit V_p son volume, D_p son diamètre et ρ la densité de la glace alors sa masse m_p est égale à :

$$(5) \quad \begin{aligned} V_p &= \frac{\pi D_p^3}{6} \Rightarrow m_p = \frac{\pi \rho}{6} \cdot D_p^3 \\ m_p &= \rho^* V_p \end{aligned}$$

Les paramètres de forme de la relation masse dimension ($m_p = a_p D_p^{b_p}$), pour le glace primaire (indice p), sont :

$$\begin{aligned} a_p &= \frac{\pi \rho}{6} \text{ avec } D_p \equiv \text{diametre} \\ b_p &= 3 \end{aligned}$$

Ces particules, comme nous le verrons par la suite, peuvent être également assimilées à des monocristaux de rapport de forme Q constant et égale à 1 (c'est à dire $2R=L$, Figure 11).

II - 2 - 2 Second mode.

La deuxième classe de particules doit prendre en compte la non "sphéricité" des particules les plus grosses. Les formes les plus régulièrement observées sont les colonnes, les plaquettes et les bulettes rosettes (cf. II - 2 : 15). Pour chacune de ces formes, une relation masse dimension existe. Dans un premier temps, nous assimilerons ces particules à des colonnes parfaites. D'autres formes pourront être prises en compte, en modifiant la relation masse - dimension. Ces particules, dorénavant appelées cristaux, sont caractérisées par leurs section et épaisseur L (Figure 11) alors :

$$m_c = \rho \cdot L S_{\text{section}} \quad \text{avec } S = \frac{3\sqrt{3}}{2} R^2$$

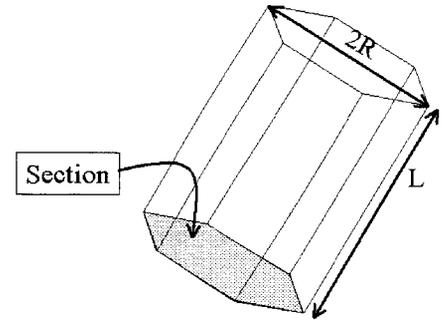


Figure 11: monocristal de type colonne

Les cristaux sont définis dans un premier temps, en considérant qu'une de leur dimension reste constante (la largeur pour les colonnes). Certaines paramétrisations (Wyser et al. 1998, Mitchell) permettent d'établir une relation puissance entre R et L :

$$(6) \quad R = fL^g$$

Ces relations imposent dans le cas de colonnes une variation de R beaucoup plus lente que pour L. La variation de R en fonction de L peut varier de façon importante suivant les valeurs de (f, g) , eq. (6), et le rapport de forme des particules en dépend.

Par la suite, pour intégrer de telles paramétrisations, il suffira de modifier la relation masse dimension en conséquence. Dans le cas où la dimension R est supposée constante, la relation masse dimension des colonnes s'écrit:

$$V_c = \frac{3\sqrt{3}}{2} LR^2 \Rightarrow m_c = \frac{3\sqrt{3}}{2} \rho R^2 \cdot L$$

$$m_c = \rho * V_c$$

Les paramètres de forme de la relation masse dimension ($m = aD^b$), pour les cristaux (indice c), sont :

$$\Rightarrow a_c = \frac{3\sqrt{3}}{2} \rho R^2 \quad \text{avec } D_c \equiv L$$

$$b_c = 1$$

II - 2 - 3 Résumé.

Pour la simulation des cirrus, deux espèces de particules seront activées: (i) les petites particules assimilées à des sphères et (ii) les plus grosses assimilées à des colonnes. Les paramètres a et b intervenant dans la relation masse-dimension caractéristique sont connus pour les sphères. Pour les colonnes, la valeur de la largeur, considérée comme constante et notée D_{cons} , reste à fixer.

Particules sphériques	Colonnes
$\Rightarrow a_p = \frac{\pi\rho}{6}$ et $D_p \equiv \text{diametre}$ $b_p = 3$	$a_c = \frac{3\sqrt{3}}{2} \rho D_{\text{cons}}^2$ et $D_c \equiv \text{épaisseur.}$ $b_c = 1$

Les caractéristiques physiques des particules ont été définies. Il reste à fixer leur représentation en nombre.

II - 3 : Les distributions en tailles.

La loi gamma généralisée permet de décrire un grand nombre de distributions rencontrées dans la nature (nombre important de paramètres). La superposition de plusieurs distributions permet de représenter des distributions multimodales:

$$g(D) = \frac{\alpha \lambda^{\alpha\nu}}{\Gamma(\nu)} D^{\alpha\nu-1} e^{-(\lambda D)^\alpha}$$

avec $\Gamma(n) = (n - 1)!$

Le moment d'ordre p s'exprime simplement sous la forme :

$$(7) \quad M(p) = \int_0^\infty D^p g(D) dD = \frac{G(p)}{\lambda^p}$$

$$(8) \quad \text{avec } G(p) = \frac{\Gamma\left(\nu + \frac{p}{\alpha}\right)}{\Gamma(\nu)}$$

Les deux espèces de particules seront représentées par une loi gamma généralisée avec:

$$n(D) = N \cdot g(D) \quad \text{avec } N \text{ nombre total de particules.}$$

Pour définir complètement la distribution, il faut connaître :

- α et ν : prescrits dans le modèle, donnés pour une distribution. α fixe la largeur de la distribution et ν la dissymétrie. Leurs valeurs sont prises égales respectivement à 1 et 4 pour les deux distributions. Ces choix ont été effectués en fitant différentes distributions en taille mesurées durant EUCREX. Ivanova et al (2001) utilisent des valeurs du même ordre de grandeur pour établir une paramétrisation pour les GCM.
- λ : équivaut à l'inverse du diamètre moyen de la distribution. Il est fonction des paramètres de forme a et b (relation masse dimension caractéristique: $m = aD^b$), de α et ν définis ci-dessus, du nombre de particules N et du contenu en glace IWC

$$(9) \quad \lambda = \left(\frac{aN \cdot G(b)}{IWC} \right)^{\frac{1}{b}}$$

La Figure 12, p. 33 représente les nouvelles distributions en taille prescrites pour les deux classes de particules pour les mêmes conditions que Figure 9, p. 28. Avec ces nouvelles définitions, les conditions désirées sont satisfaites; c'est à dire : **(i)** la glace primaire (respectivement les cristaux) représente les petites particules (respectivement les plus grosses), **(ii)** si les deux espèces sont présentes, on obtient une distribution bimodale. De plus, la comparaison des distributions observées et des distributions obtenues avec les définitions adoptées montre une bonne concordance entre elles.

III : LE SCHEMA MICROPHYSIQUE.

Les caractéristiques microphysiques à prescrire dans le modèle ont été définies et fixées pour les deux types de particules. Nous présentons maintenant les processus pris en compte dans le schéma microphysique développé. Le premier présenté est le processus de nucléation de la glace primaire, responsable de la formation des particules de glace. Le second processus, dit processus de transformation, permet de déterminer le contenu en glace et le nombre de particules qui ne sont plus considérés comme des particules à croissance isotrope. Enfin, les processus de déposition et de sédimentation sont décrits. Chaque processus fait intervenir des paramètres plus ou moins bien établis. Pour chacun de ces paramètres, dits paramètres clefs, nous établirons à partir des connaissances actuelles la variabilité qu'ils peuvent avoir.

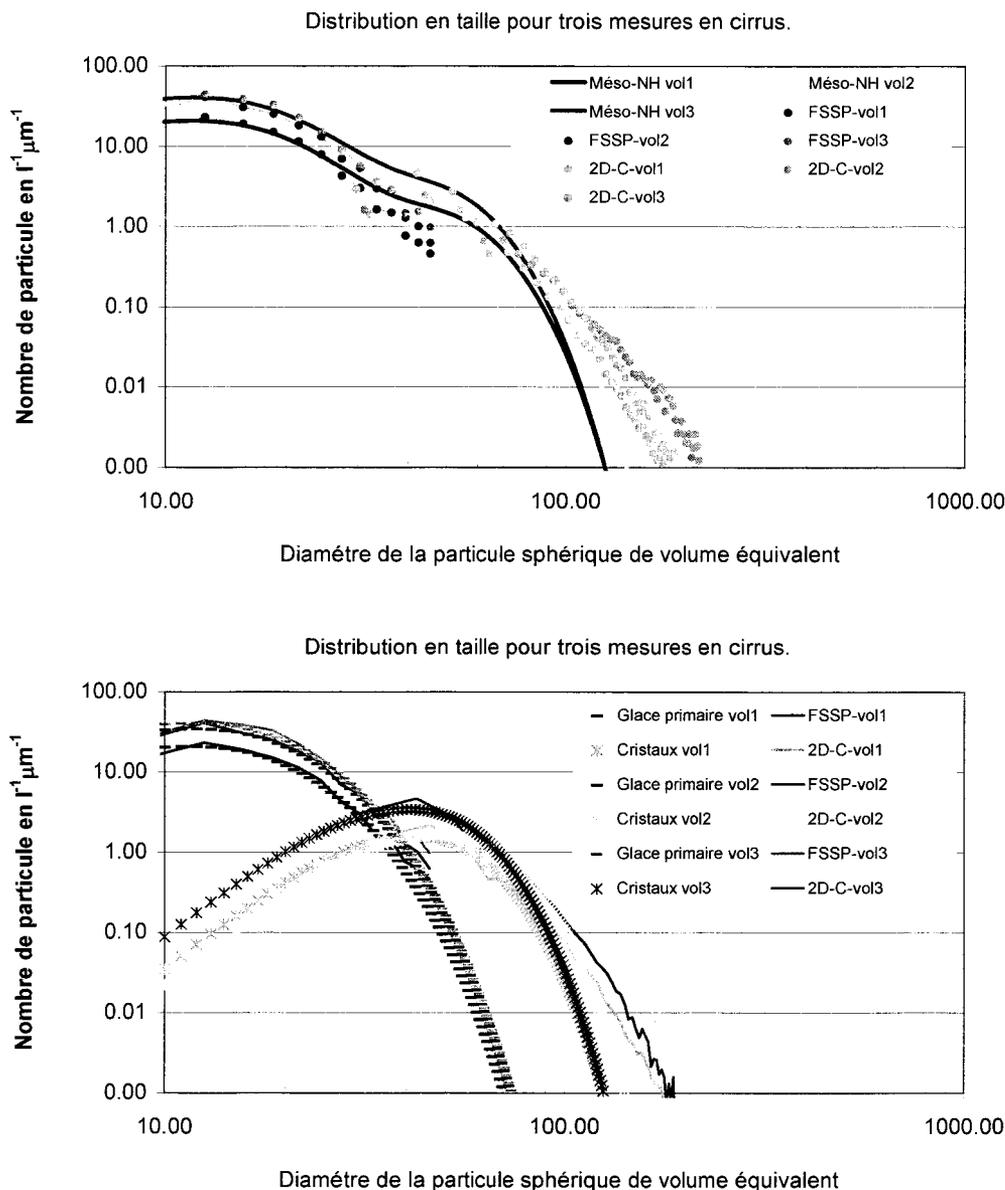


Figure 12: Comparaison des nouvelles distributions prescrites et des distributions observées présentées Figure 9, p. 28

Comparaison entre les distributions en taille observées durant EUCREX 94, le 17 avril 1974 (Mission 204) présentées p. 28, et les nouvelles distributions en taille prescrites dans le modèle pour trois passages différents dans un cirrus.

Pour chaque vol, le contenu en glace et la concentration en particule correspondants à chaque mode sont donnés dans les tableaux ci dessous.

En haut: distributions obtenues les contributions de la glace primaire et des cristaux.

Vol 1	1 ^{er} mode	2 ^{ème} mode
iwc (mg.m ⁻³)	1.15	4.74
N0 (l ⁻¹)	358.42	64.02
Vol 3	1 ^{er} mode	2 ^{ème} mode
iwc (mg.m ⁻³)	2.35	9.26
N0 (l ⁻¹)	693.41	132.46

III - 1 : Formation de la glace primaire:

La paramétrisation des mécanismes de nucléation constitue un des problèmes les plus importants et les plus difficiles à traiter. Des plus importants, car ils conditionnent le taux de croissance par déposition, le profil de concentration en cristaux de glace, et les propriétés optiques du cirrus (Khorostyanov et al. 1998, DeMott et al. 1994). Et des plus difficiles, car ni les mécanismes dominants (qui dépendent des conditions thermodynamiques et des propriétés des aérosols), ni, tout du moins de façon satisfaisante, leurs descriptions physiques ne sont connus. Lors de fortes ascendances, la nucléation homogène domine. Lorsqu'il n'y a pas de convection prononcée, type cirrostratus, ou si les vitesses verticales de l'air sont inférieures à 30 cm/s, la nucléation hétérogène domine (DeMott 1994, Jensen et al. 1994, Sassen et al. 1988, Heymsfield et al. 1989). Dans un premier temps, les cirrus que nous cherchons à représenter étant associés à des ascendances faibles, seule la nucléation hétérogène est considérée. Deux mécanismes différents sont pris en compte par la paramétrisation de type Meyer et al. 1992 :

- la nucléation par déposition : en présence d'une sursaturation par rapport à la glace et pour des températures inférieures à - 5°C, la vapeur d'eau se dépose sur des noyaux glaçogènes (IN : ice nucleus)
- La nucléation par « glaciation » : certains aérosols possèdent les propriétés de noyaux de condensation (CCN : cloud condensation nucleus) et de noyaux glaçogènes. Sous des températures inférieures à - 2°C et une sursaturation par rapport à la glace, la vapeur se dépose sous forme liquide sur ces noyaux CCN, et congèle grâce à la propriété glaçogène du noyau.

D'après la paramétrisation de type Meyer et al. (1992), le nombre de particules de glace primaire créées par nucléation en chaque maille $N_{nuclé}$ est fonction de la sursaturation par rapport à la glace (SS_i) et du nombre de noyaux activables (N_{NU_0}) :

$$N_{nuclé} = N_{NU_0} \exp(\alpha_1 SS_i - \beta_1) \quad \text{en } m^{-3}$$

Le contenu en glace ainsi formé équivaut à :

$$IWC_{nuclé} = m_{NU_0} * N_{nuclé}$$

Avec:

N_{NU_0}	α_1	β_1	m_{NU_0}
$1 \Gamma^l$	12.96	0.639	$6.88 \cdot 10^{-13} \text{ kg}$

Tableau 4: Valeurs des paramètres de nucléation d'après Ferrier, 1994.

Il existe un troisième processus de nucléation hétérogène, la nucléation par contact « freezing ». Ce mécanisme résulte de la glaciation de gouttelettes nuageuses au contact de IN (Walko). Pour le type de cirrus simulé, l'absence de phase mixte conduit à ne pas prendre en compte ce processus.

Avec la paramétrisation de Meyer et al (1992), la nucléation est directement liée à la sursaturation locale de l'air par rapport à la glace. Celle ci est pronostiquée par le modèle. Le nombre de particules créées par nucléation dépend des paramètres N_{NU_0} , α , β et m_{NU_0} .

i. m_{NU_0} .

m_{NU_0} correspond à la masse moyenne des particules de glace créées par nucléation. Soit $n(D_p)$ la distribution en taille de ces particules, m_{NU_0} est égal à :

$$m_{NU_0} = \frac{\int m(D_p) n(D_p) dD_p}{\int n(D_p) dD_p}$$

Soit \bar{D}_p le diamètre moyen de la distribution de la glace primaire:

$$\bar{D}_p = \frac{\int D_p \cdot n(D_p) dD_p}{\int n(D_p) dD_p}$$

La distribution, prescrite dans le modèle, suit une loi gamma. D'après les propriétés de la loi gamma (voir II - 3 : , p. 32), on a :

$$m_{NU_0} = \frac{a_p G(b_p)}{\lambda^{b_p}} \quad \text{et} \quad \bar{D}_p = \frac{G(1)}{\lambda_p}$$

$$(10) \quad \Rightarrow \bar{D}_p = G(1) \cdot \left(\frac{m_{NU_0}}{a_p G(b_p)} \right)^{\frac{1}{b_p}}$$

Le diamètre moyen de la distribution de particules obtenu par nucléation est donc indépendant de la sursaturation et du nombre de noyaux glaçogènes activés. Il dépend uniquement de la masse moyenne des cristaux nucléés. On obtient un diamètre moyen d'environ 9 μm avec la valeur donnée par Ferrier et al. (1994) (i. e. $m_{NU_0} = 6.88 \cdot 10^{-13} \text{ kg}$). En multipliant et en divisant la valeur m_{NU_0} par 2 on obtient respectivement des diamètres moyens de 7 et 12 μm . Ce paramètre définit donc la distribution en taille initiale donnée aux particules de glace primaire.

Dans le cas général, on a (voir eq. (9), p. 32) :

$$\lambda_p = \left(\frac{a_p N_p \cdot G(b_p)}{IWC_p} \right)^{\frac{1}{b_p}}$$

$$(11) \quad \Rightarrow \bar{D}_p = G(1) \cdot \left(\frac{IWC_p}{a_p N_p \cdot G(b_p)} \right)^{\frac{1}{b_p}}$$

NB: Lorsque seul le processus de nucléation a eu lieu, $\frac{IWC_p}{N_p} = m_{NU_0}$, on retrouve l'équation (10).

Raisonnons maintenant en terme de quantité de vapeur disponible. Pour un nombre de noyaux glaçogènes donné, deux cas sont à dissocier :

- Soit la quantité de vapeur disponible est supérieure à la quantité consommée par nucléation: Toute la vapeur disponible n'est pas consommée par nucléation. L'excédant est déposé. Alors que le nombre de particules reste constant, le contenu en glace primaire varie. Le diamètre moyen de la distribution est donc défini par la quantité de vapeur totale déposée (nucléation + déposition).
- Soit la quantité de vapeur disponible est inférieure à la quantité consommée par nucléation : La quantité de vapeur déposée par nucléation est supérieure à la quantité de vapeur disponible. m_{NU_0} est surestimé. m_{NU_0} est alors indirectement modifié en imposant que le nombre de particules formées corresponde à la quantité de vapeur disponible.

En définitive m_{NU_0} impose le diamètre moyen de la distribution en taille de la glace primaire lors de son apparition. Distribution qui est rapidement redéfinie par le processus de déposition. La valeur donnée par Ferrier est conservée et aucune étude de sensibilité n'est faite sur ce paramètre.

ii. α_l et β_l .

α_l et β_l sont donnés par Meyer et al (1992), et sont déduits des expérimentations en chambre à diffusion de Rogers (1982) et Al-Naimi et Saunders (1985). Les valeurs de α_l et β_l sont conservées telles quelles, étant donné que dans le cas de leur détermination à partir de mesure en chambre, il n'existe pas (en tout cas à ma connaissance) d'étude qui remettent en cause ces valeurs.

iii. N_{Nuo} .

L'étude de sensibilité au processus de nucléation est donc restreinte au paramètre N_{Nuo} . Ferrier et al (1994) proposent de prendre N_{Nuo} égale à 1 l^{-1} . Les différentes observations résumées dans le Tableau 3, p.17, mettent en évidence des concentrations qui peuvent atteindre 1000 l^{-1} . Gulpepe et al. (2001) trouvent eux des concentrations, pour les petites particules, typiquement comprise entre 1000 et 10000 l^{-1} , mais pouvant descendre jusqu'à 100 l^{-1} . Gayet et al. (2002) ont observé des concentrations pouvant atteindre 10⁵ l^{-1} . Ces observations ont été effectuées dans des cirrus qui avaient atteint différents stades de maturité et dans des régions différentes (Arctique et à des latitudes moyennes dans l'hémisphère nord et sud). Les processus de transformation, de sédimentation et de

sublimation vont faire diminuer la concentration en petits cristaux dans la zone de nucléation. Le nombre de particules créé par nucléation devra être supérieur à celui typiquement observé dans le cas de "vieux cirrus".

Les Figure 13 et Figure 14 représentent respectivement, pour différentes concentrations N_{Nuo} , le nombre de noyaux activés en fonction de la sursaturation, et la distribution en taille obtenue après nucléation pour une sursaturation initiale de 120%. Le calcul est effectué pour une humidité relative par rapport à la glace inférieure à 140%, une humidité plus forte n'ayant pas été observée.

Pour pouvoir obtenir un nombre de particules correspondant aux concentrations observées dans la littérature, il est nécessaire de prendre un nombre de noyaux glaçogènes allant jusqu'à 1000 particules l^{-1} . La sensibilité des champs microphysiques pronostiqués par le modèle au processus de nucléation sera étudiée en faisant varier N_{Nuo} .

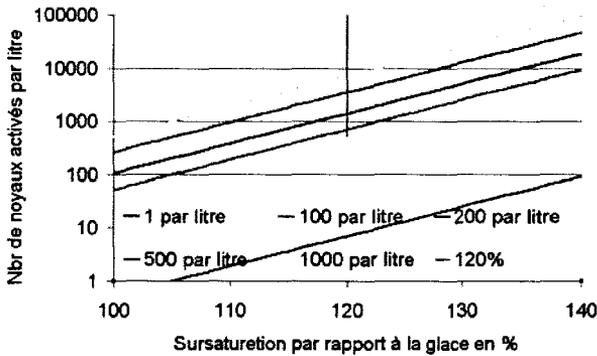


Figure 13: Nombre de noyaux glaçogènes activés en fonction de la sursaturation pour différentes concentrations en noyaux glaçogènes.

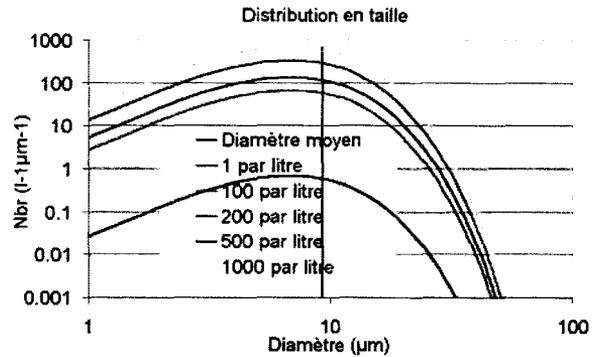


Figure 14: Distribution en taille obtenue pour une sursaturation de 120% pour différentes concentrations en noyaux glaçogènes

III - 2 : Transformation de la glace primaire en cristaux:

Ce processus représente la "transformation" des particules de glace primaire en cristaux, donc le passage des particules du premier mode au deuxième mode de la distribution. Les particules de glace primaire créées, croissent par déposition (processus décrit par la suite) de manière isotrope. Lorsque ces particules auront une dimension supérieure à D_{cons} , elles seront alors assimilées à des colonnes de largeur $2R$ constante égale à D_{cons} . Seule leur épaisseur L pourra ensuite varier.

Soit $n_p(D_p)$ la distribution de glace primaire, le nombre de particules de glace primaire N_{transf} et leur contenu en glace IWC_{transf} transféré dans la deuxième classe à un instant t s'écrit:

$$N_{transf} = \int_{D_{cons}}^{\infty} n_p(D_p) \cdot dD_p$$

$$IWC_{transf} = \int_{D_{cons}}^{\infty} m_p(D_p) \cdot n_p(D_p) \cdot dD_p$$

Par l'étude de la croissance de particules en chambre, Yamashita (1974) et Ryan et al. (1976) montrent qu'après 200 secondes, alors que les particules ont déjà acquis une dimension de croissance privilégiée - le rapport de forme des colonnes est déjà supérieur à 1 - la dimension la plus petite du cristal est comprise pour les colonnes entre 40 et 100 μm . Nous choisirons donc pour tester la sensibilité des sorties de modèle au processus de transformation des valeurs de D_{cons} comprises entre 40 et 100 μm .

III - 3 : Croissance/évaporation par dépôt/sublimation :

Comme nous l'avons vu en introduction (II - 2 : , p.15), la dépôt dépend de la sursaturation, de la taille, de la forme, de la température et de la pression.

Pour traiter le phénomène de croissance/évaporation d'une particule de glace par dépôt/sublimation de vapeur, il faut prendre en compte la diffusion de vapeur vers la particule, la libération de chaleur latente de solidification/sublimation, l'échauffement de la particule et la diffusion calorifique par cette particule, la forme de la particule, et un effet de ventilation dû à la chute de la particule dans l'air qui la transporte.

Par analogie avec l'électrostatique, la quantité de vapeur déposée par unité de temps sur une particule est calculée à partir de l'équation de Laplace. La densité de vapeur ρ_v est assimilée à un potentiel, la capacitance F du cristal à la charge d'un corps de même forme géométrique, le coefficient de diffusion de vapeur d'eau K à la conductivité électrique du milieu. On obtient :

$$(12) \quad \frac{dM}{dt} = 4\pi \cdot F \cdot \left(\frac{SS_i}{A(K, T) + B(\Psi, T)} \right) f$$

Avec SS_i rapport de sursaturation par rapport à la glace (voir 0, p. 121), f facteur de ventilation, Ψ la diffusivité thermique de l'air. A et B dépendent respectivement de T^{-2} et T , température de l'air ambiant.

Cette expression prend en compte les phénomènes de diffusion de vapeur, de libération de chaleur latente et, à travers la capacitance du cristal F , des effets de formes du cristal.

Le facteur F dépend de la forme des particules et de leur taille. Pour une particule sphérique, il est égal au rayon. Pour un cristal de type plaquette ou colonne, il est généralement calculé en l'assimilant respectivement à un disque circulaire ou un ellipsoïde. De nombreuses études en laboratoire (Kobayashi, 1965, Masson 1971, Bacon et al. 2000) et observations (Curry et al. 1990, Heymsfield, 1990, Korolev, 1999) montrent que l'évolution de la forme d'une particule dépend de la température et de la sursaturation. Certaines expressions de la capacitance du cristal F (Khain et al., 1996; Khain et al., 1999a) permettent de prendre en compte l'évolution de la forme de la particule au cours de sa croissance. Pour notre part, la forme des particules et leurs modes de croissance sont fixés par la définition de nos classes. Pour une classe donnée, F sera donc un facteur qui ne dépend que de la taille de la particule. Dans notre schéma, c'est la transformation qui rend compte de l'effet de la croissance d'une particule sur la forme. Si la forme des particules est imposée par la définition des deux classes, les gros cristaux traduisent le fait que les petites particules, au delà d'une certaine taille, ont acquis une direction de croissance privilégiée.

Dans les modèles type bulk, un ajustement du type Langlois, 1973 est également utilisé pour gérer la dépôt sur les espèces non précipitantes (approche actuellement utilisée dans méso-NH). Le principe de cet algorithme est de calculer la quantité de vapeur à déposer/sublimier de manière à obtenir une saturation égale à 100% après ajustement.

Finalement, remplacer le traitement du type Langlois par l'équation (12) peut provoquer un retard sur la dépôt (par rapport à un ajustement) et peut d'expliquer les sursaturations mises en évidence grâce aux mesures de Ovarlez et al. (2002), cette solution semble donc plus satisfaisante.

Le facteur F et sa dépendance avec les conditions thermodynamiques est un paramètre mal connu. D'ailleurs les écritures de F , proposées dans la littérature, ne tiennent compte que de sa dépendance avec la forme des particules. Nous avons choisi d'orienter notre étude sur la présence d'un retard ou pas dans la dépôt. Pour cela, nous avons choisi de calculer la quantité de vapeur à déposer avec un schéma du type Langlois, mais de ne déposer au final qu'une proportion de la vapeur disponible. Le pourcentage de vapeur déposée sera notée Ω . Cependant le calcul de la proportion de vapeur à déposer ne dépend pas des conditions thermodynamiques. Le paramètre Ω ne rend donc pas compte de la physique du processus, il est à différencier des autres paramètres clefs définis dans ce chapitre.

Ce paramètre nous permettra cependant de caractériser l'effet sur les sorties du model d'un maintien plus long de la sursaturation. Quatre valeurs de Ω entre 20 et 100%, seront testées. $\Omega = 100\%$, représente le cas où la totalité de la vapeur est déposée. $\Omega < 100\%$ permet d'introduire un retard sur la dépôt.

III - 4 : Sédimentation des particules :

La vitesse de chute des particules, $v(D)$, dépend de la masse (i.e. sa densité et son volume), et de la résistance qu'elles présentent à l'air (i.e. taille, forme, orientation). La variation du contenu en glace $\frac{\partial r_i}{\partial t}$ et du nombre de particules $\frac{\partial N_i}{\partial t}$ par sédimentation s'écrit :

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{\partial r_i}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\int m_i(D) \cdot v_i(D) \cdot n_i(D, z) \cdot dD \right) \\ \frac{\partial N_i}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\int v_i(D) \cdot n_i(D, z) \cdot dD \right) \end{aligned}$$

Dans l'équation (13), l'indice i est remplacé par l'indice p ou c suivant que l'on considère la glace primaire ou les cristaux.

La relation vitesse v_i est paramétrée en fonction de la dimension caractéristique de la particule par une loi puissance :

$$(14) \quad v_i = c_i D^{d_i}$$

Pour calculer le transport par sédimentation, les paramètres qu'il nous faut donc fixer sont les coefficients c et d qui lient la vitesse de chute d'une particule à sa dimension caractéristique D :

$$(15) \quad v_i(D) = c_i D^{d_i} \left(\frac{\rho_{00}}{\rho_a} \right)^{0.4}$$

$i \equiv p$ pour la glace primaire et $i \equiv c$ pour les cristaux

Le terme $\left(\frac{\rho_{00}}{\rho_a} \right)^{0.4}$ est une correction pour prendre en compte la variation de la densité de l'air avec l'altitude.

Pour la glace primaire (particules sphériques) les coefficients c_p et d_p ont été déduits des travaux de Khvorostyanov et al. (2002), par un calcul théorique.

Pour les cristaux, leur forme et leur orientation doivent être pris en compte. Les petits cristaux ne sont pas orientés, alors que les gros cristaux vont avoir tendance à s'orienter pour présenter leur plus grande surface à l'air (Figure 16). Plus un cristal est gros plus il a tendance à s'orienter de manière à ce que sa plus grande dimension soit perpendiculaire à la direction de chute. La traînée devient alors plus importante et la variation de la vitesse de chute en fonction du diamètre tend vers une constante (1m/s) (Heymsfield et al., 2000)

Les paramétrisations doivent prendre en compte ce phénomène. Elles sont données en général par intervalles de taille qui correspondent aux différents régimes de chute. Les cristaux sont définis par rapport à leur dimension maximale (Figure 15).

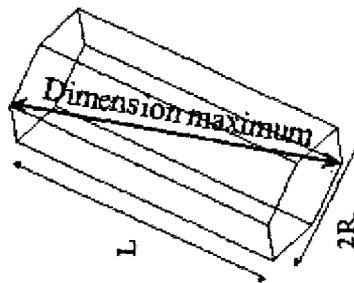


Figure 15: Dimension maximale d'un cristal

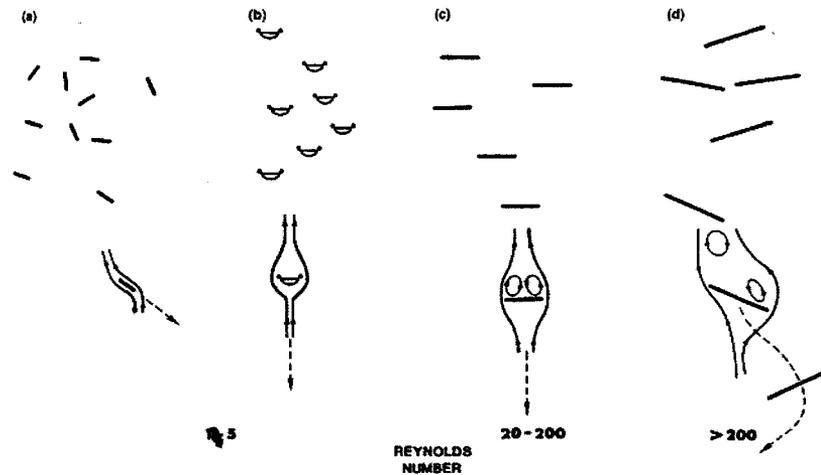


Figure 16: Régime de chute des cristaux (Lynch et al. 2000).

Colonne et plaquette (a,c,d), grain de pollen (densité plus faible) (b). Pour un nombre de Reynolds (Re) compris entre 20 et 200 les particules s'orientent horizontalement. Au-delà les particules "tilte". Pour $Re=5$, elles sont aléatoirement orientées.

On étudie différentes paramétrisations issues de la littérature. Elles sont basés à la fois sur des mesures et des calculs théoriques:

- Starr et al., 1985: cette paramétrisation est utilisée dans méso-NH pour la vitesse de chute des particules de glace primaire. Elle correspond à l'extension de la paramétrisation de Heymsfield, 1972 pour des dimensions plus petites. Cette paramétrisation a été établie à partir d'équation théorique et en utilisant des mesures pour établir la relation masse - diamètre. Cependant pour le calcul des vitesses de chute les particules sont assimilées à des sphères.
- Mitchell et al., 1996: proposent une nouvelle loi pour le calcul du coefficient de pénétration dans l'air qui prend en compte l'effet de forme des particules. Cette paramétrisation correspond au cas particulier où la direction maximum des particules est perpendiculaire à la direction de chute, ce qui est généralement le cas pour des colonnes de tailles supérieures à $50 \mu m$ (Heymsfield et al., 2002).
- Heymsfield et al., 2000 (notée H2000): cette paramétrisation est dérivée de Mitchell et al (1996), qui utilise des mesures de masse (m) et de section (A) plus récentes pour établir la loi m - A . Matrosov et al (2000) montrent qu'il y a une bonne corrélation entre ces deux paramétrisations.

L'ensemble de ces paramétrisations est résumé dans le Tableau 5.

La superposition de toutes ces paramétrisations est représentée Figure 17. La paramétrisation actuellement intégrée dans méso-NH pour la glace primaire, qui ne prend pas en compte la variation de c et d en fonction du diamètre, est représentée en bleu clair (Légende: Starr méso-NH). Cette paramétrisation surestime fortement les vitesses de chute des particules de dimension supérieure à $200 \mu m$, valeur au delà de laquelle la paramétrisation n'est plus valable (voir Tableau 5, p. 40). La paramétrisation actuellement utilisée pour la neige dans méso-NH est représentée, à titre indicatif, en vert (Légende: Neige).

Forme	Référence	Domaine de validité:D (dimension maximum)	Valeur	Représentation: Trait plein: domaine de validité
Particule sphérique	Khvorostyanov et al (2002)	$<134 \mu m$	$c=2700.10^4$ $d=2.0$	
Colonnes	Heymsfield et al. (2000)	$<490 \mu m$	$c=10218$ $d=1.26$	
		$>490 \mu m$	$c=123$ $d=0.68$	
	Mitchell et al. (1996):	$30-100 \mu m$	$c=85738$ $d=1.42$	
		$100-300 \mu m$	$c=1787$ $d=1$	
		$<300 \mu m$	$a=31.74$ $b=0.48$	
	Starr et al. (1985):	$<200 \mu m$	$c=262563.89$ $d=1.585$	
		$200-400 \mu m$	$c=347.16$ $d=0.807$	
		$400-600 \mu m$	$c=49.54$ $d=0.558$	
		$600-800 \mu m$	$c=22.73$ $d=0.453$	

Tableau 5: Paramètres c et d de la loi puissance vitesse-diamètre (ég. (2), p. 24) d'après différents auteurs. d est sans unités, l'unités de c dépend de d . Pour les valeurs de c et d données, la dimension des particules et la vitesse de chute sont respectivement en m et ms^{-1} .

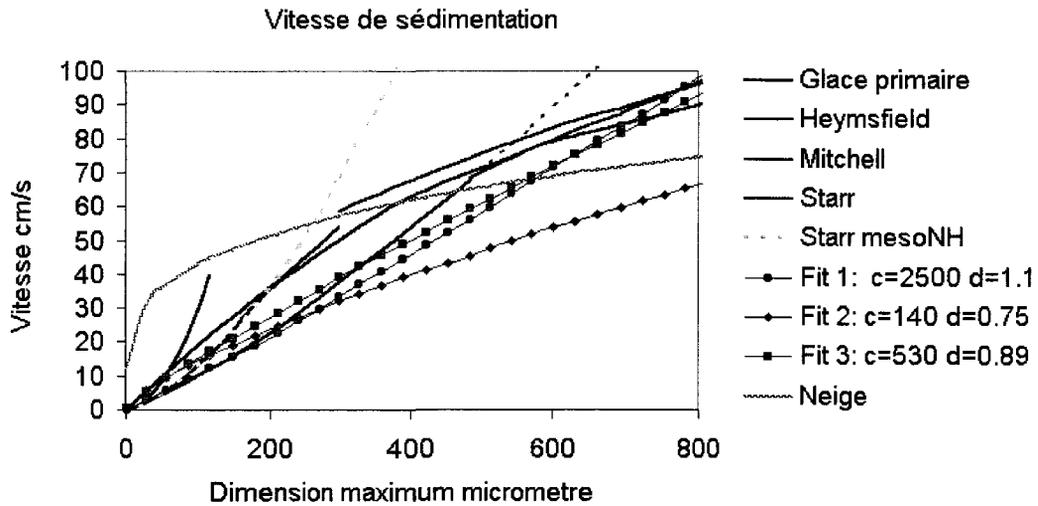


Figure 17: Vitesse de sédimentation de la glace primaire et des cristaux pour différentes paramétrisations en fonction de la dimension caractéristique de la particules.

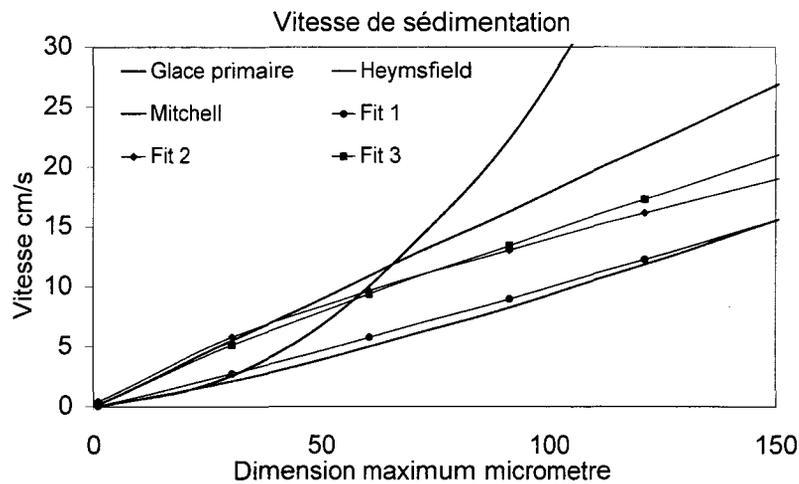


Figure 18: Zoom de la figure 14

Nous cherchons à identifier l'impact de la surestimation/sous-estimation des vitesses de chute sur les sorties du modèle. Trois couples (c, d) ont été donc choisis. Les relations vitesse-dimension sont représentées par les courbes portant des symboles (Légende: Fit1, Fit 2, Fit 3) sur la Figure 17.

Pour la paramétrisation notée Fit1 (symbole: rond), la vitesse de chute des cristaux de dimension caractéristique $< \sim 250 \mu\text{m}$ est proche de celle donnée par Heymsfield et al. (2000). Au delà les vitesses de chute sont sous-estimées par rapport à Heymsfield et al. (2000). Pour Fit 2 (symbole: losange), le couple (c, d) est choisi de manière à restituer des vitesses de chute entre 160 et 250 μm comme la paramétrisation de Heymsfield et al. (2000). Pour les plus petites particules, les vitesses sont surestimées par rapport à Heymsfield et al. (2000), et pour les plus grosses elles sont de nouveau sous-estimées par rapport à Heymsfield et al. (2000). Enfin pour le dernier couple (c, d) choisi, noté fit3 (symbole carré), les vitesses de chute sont surestimées pour $D < 320 \mu\text{m}$ et sous-estimées au delà par rapport à Heymsfield et al. (2000). Cette dernière paramétrisation permet également de représenter la vitesse de chute des plus petits cristaux comme la paramétrisation de Mitchell (1996), et des plus gros comme la paramétrisation de Heymsfield et al. (2000) (hormis dans le domaine 450-550 μm : forte sous-estimation) (voir Figure 18).

IV : EQUATIONS D'EVOLUTION.

Soient u_v , v_v et w_v les composantes du vent suivant x, y et z, et $W=w_v+v_i$, avec v_i vitesse de chute des particules et α le rapport de mélange ou le nombre de particules au point de masse (I,K), à un instant donné, $\alpha=fct(x,y,z,t)$, on a :

$$(16) \quad \frac{d\alpha}{dt} = \frac{\partial\alpha}{\partial t} + \frac{\partial\alpha}{\partial x}u_v + \frac{\partial\alpha}{\partial y}v_v + \frac{\partial\alpha}{\partial z}W$$

Ou encore :

$$(17) \quad \begin{aligned} \Rightarrow \frac{\partial\alpha}{\partial t} &= \frac{d\alpha}{dt} - \left(\frac{\partial\alpha}{\partial x}u_v + \frac{\partial\alpha}{\partial y}v_v + \frac{\partial\alpha}{\partial z}W \right) \\ \Rightarrow \frac{\partial\alpha}{\partial t} &= \frac{d\alpha}{dt} + \left(-\frac{\partial\alpha}{\partial z}v_i \right) + \left(-\frac{\partial\alpha}{\partial x}u_v - \frac{\partial\alpha}{\partial y}v_v \right) + \left(-\frac{\partial\alpha}{\partial z}w_v \right) \end{aligned}$$

La dérivée partielle de α par rapport à t représente la variation de α en un point x,y,z, dans notre cas dans la maille. Cette équation est l'équation d'évolution de α . En identifiant les différents termes :

$$(18) \quad \begin{aligned} ADV(\alpha) &= ADV_h(\alpha) + ADV_v(\alpha) = \left(-\frac{\partial\alpha}{\partial x}u_v - \frac{\partial\alpha}{\partial y}v_v \right) + \left(-\frac{\partial\alpha}{\partial z}w \right) \\ SED(\alpha) &= -\frac{\partial\alpha}{\partial z}v_x \\ SOURCE(\alpha) + PUIITS(\alpha) &= \frac{d\alpha}{dt} \end{aligned}$$

On retrouve l'équation (1,p. 11): $\frac{\partial\alpha}{\partial t} = ADV(\alpha) + SOURCE(\alpha) + PUIITS(\alpha) + SED(\alpha)$

Cette équation est valable quel que soit α . Si α est une quantité conservative, alors

$$(19) \quad SOURCE(\alpha) + PUIITS(\alpha) = \frac{d\alpha}{dt} = 0$$

Et

$$(20) \quad \frac{\partial\alpha}{\partial t} = ADV(\alpha) + SED(\alpha)$$

Les termes d'advection (ADV) et de sédimentation (SED) expriment le transport du champ α par le vent et la sédimentation. L'advection gère les mouvements de particules transportées par le vent (vertical et horizontal). Le schéma d'advection pour le rapport de mélange de l'eau sous ses différentes formes est déjà résolu dans méso-NH. Un schéma a été ajouté pour permettre de suivre en parallèle le transport du nombre de particules.

L'ensemble des taux de transfert paramétrés dans le schéma microphysiques est résumé dans le Tableau 6, p. 43. L'0, p 121. donne une description plus détaillée de leur calcul numérique.

A chaque pas de temps et en chaque maille, on calcule pour (voir notation Tableau 6, p. 43):

(21) la vapeur: $\frac{\partial r_v}{\partial t} = -VnucP_r - VdepP_r - VdepC_r + advV_r$

(22) la glace primaire: $\frac{\partial r_p}{\partial t} = VnucP_r + VdepP_r + PsedP_r - Ptrac_r + advP_r$
 $\frac{\partial N_p}{\partial t} = VnucP_N + VdepP_N + PsedP_N - Ptrac_N + PadvP_N$

(23) les cristaux: $\frac{\partial r_c}{\partial t} = VdepC_r + CsedC_r + Ptrac_r + advC_r$
 $\frac{\partial N_c}{\partial t} = VdepC_N + VsedC_N + Ptrac_N + CadvC_N$

Notation		Processus	Commentaires
Nombre de particules	Rapport de mélange		
$VnucP_N$	$VnucP_r$	nucléation	Pas de processus inverse Nuls :pas de nucléation Positifs :nucléation
$Ptrac_N$	$Ptrac_r$	Transformation	Pas de processus inverse Nuls: pas de transformation Positifs: transformation
$VdepP_N$ $VdepC_N$	$VdepP_r$ $VdepC_r$	Déposition	Processus inverse: sublimation Négatifs: sublimation (gain pour la vapeur) Positifs: déposition (perte pour la vapeur)
$PsedP_N$ $CsedC_N$	$PsedP_r$ $CsedC_r$	Sédimentation	Pas d'échange entre classe. Négatif: perte dans la maille Positif: gain dans la maille
$PadvP_N$ $CadvC_N$	$PadvP_r$ $CadvC_r$	Advection	Pas d'échange entre classe. Négatif: perte dans la maille Positif: gain dans la maille Définit positive (voir annexe)

Tableau 6: Différents taux de transfert paramétrés:

Notation : l'indice indique si le taux de transfert se rapporte au rapport de mélange (r)ou au nombre de particules (N). La première majuscule et la dernière majuscule indiquent de quelle espèce à quelle autre espèce le transfert est effectué (V pour vapeur, P pour glace primaire et C pour cristaux). Les trois minuscules correspondent aux trois premières lettres du processus qui intervient dans le transfert. Par exemple, Ptrac_N signifie : taux de transfert du nombre de particules de glace primaire vers les cristaux par transformation.

V : CONCLUSIONS.

Dans ce chapitre, un nouveau schéma microphysique pour la simulation des cirrus a été mis en place. Ce schéma a été développé de manière à être parfaitement intégrable dans le modèle moyenne échelle méso-NH. Ce modèle, qui possède un schéma complet et validé pour la dynamique et la turbulence, nous permettra de faire des simulations en considérant les interactions microphysique - rayonnement - dynamique. De plus, le schéma ayant été mis en place tout en gardant opérationnel méso-NH pour la simulation de systèmes nuageux convectifs, il sera possible d'étudier les interactions entre les cirrus et d'autres systèmes nuageux. Pour cela, il a été nécessaire de modifier la définition de la glace primaire, et d'ajouter une classe de particule: les cristaux. La neige, qui était activée lors de la simulation de cirrus, a été conservée, mais n'apparaît plus pour la simulation de cirrus.

Pour la simulation des cirrus, le schéma développé met en jeu, deux espèces de particules "non précipitantes". Une espèce, dite glace primaire, qui représente les plus petites particules et une espèce, dite cristaux, qui représente les plus grosses particules. Le choix de deux classes a été décidé afin de représenter les distributions bimodales régulièrement observées dans les cirrus. Les premières particules à apparaître sont les particules de glace primaire. Ces particules qui croissent par dépôt peuvent atteindre des tailles qui modifient leur régime de chute et leur mode de croissance. Elles sont alors transférées dans la deuxième classe: les cristaux. Ces deux classes, qui suivent la même loi de distribution en taille, sont différenciées dans le modèle par leur relation masse - dimension caractéristique. Les relations masse - dimension caractéristique sont différentes à cause de la forme attribuée à chaque classe de particule. Cependant d'autres paramètres peuvent aussi les différencier, comme leur densité. La Figure 19 montre l'ensemble des processus qui affectent la vapeur et les deux espèces de particules. Le processus réversible de dépôt/sublimation est indiqué par une double flèche. L'activation de la glace primaire se fait par nucléation hétérogène lorsque l'air est saturé par rapport à la glace. Le nombre de particules activées suit une loi de Meyer. Les particules ainsi créées sont assimilées à des sphères. Elles croissent par dépôt de vapeur de façon isotrope jusqu'à ce que leur diamètre soit égal à D_{cons} . Au-delà, elles sont transformées en cristaux, et ne croissent plus que suivant une direction privilégiée, sous forme de colonnes ou de plaquettes.

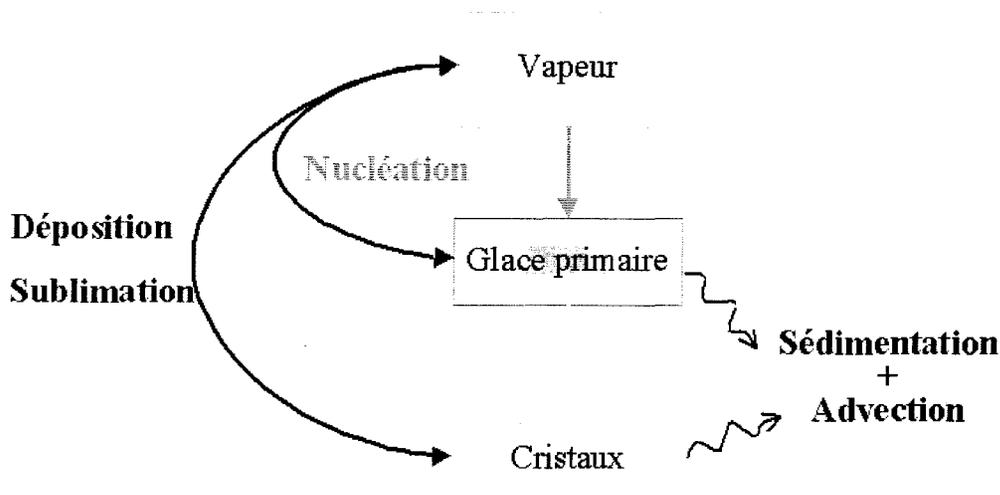


Figure 19 : Taux de transfert paramétrés pour l'activation des cirrus

Même si les processus de dépôt/sublimation affectent les deux classes de particule représentées dans le schéma microphysique, ces processus dépendent de la définition donnée à la classe de particule. Ainsi, pour la dépôt/sublimation, les particules de glaces primaires croissent de façon isotrope et les cristaux suivant une direction privilégiée. Pour la sédimentation, le fait que les cristaux présentent leur plus grande surface à l'air est pris en compte dans la relation vitesse de sédimentation - dimension caractéristique considérée.

Pour être sûr que la classe glace primaire représente les plus petites particules et la classe cristaux représente les plus grosses, le processus responsable du transfert des particules de glace primaire vers les cristaux, la transformation, est paramétré en faisant intervenir un seuil sur la taille des particules de glace primaire. Cette particularité revient à séparer les classes de particules en taille, plutôt qu'en contenu en glace comme cela est fait pour les autres classes décrites dans le modèle. Ce choix correspond au souhait d'avoir deux classes de particules qui permettent de représenter des particules ayant un mode de croissance et de sédimentation différents, et non pas deux espèces de particules morphologiquement et physiquement différentes comme le sont la neige et la glace primaire. De plus, une telle paramétrisation assure que:

- les cristaux représentent les plus grosses particules et la glace primaire les plus petites. En effet, le contenu en glace et le nombre de particules transférés de la glace primaire vers les cristaux correspondent réellement à ceux des particules de diamètre supérieur à D_{cons} ;
- la présence de distributions bimodales est indépendante du contenu en glace des particules de glace primaire. Le second mode de la distribution sera d'autant plus prononcé que le rapport de forme moyen des cristaux sera grand.

La déposition/sublimation et la sédimentation répondent aussi au même principe. Plus le rapport de forme moyen des cristaux sera proche de 1, plus les particules seront "symétriques" et plus leur régime de chute et leur mode de croissance sera proche de celui des particules de glace primaire.

Cette discrétisation en taille des deux classes de particules nous permet donc, malgré la nécessité de paramétrer les processus, de considérer la physique sous-jacente aux choix de ces deux classes.

Enfin, une contrainte que nous nous étions fixés était d'être capable de calculer, en sortie du modèle, différentes observations synthétiques, passives ou actives, sans d'autre hypothèse que celle faite dans le modèle. Le schéma a été développé de telle sorte que la taille, le nombre, le contenu en glace et la forme des particules soient connus en tout point du modèle pour les deux classes. Les taux de transfert en nombre et en contenu en glace sont donc calculés pour chaque processus à chaque pas de temps. La variation du nombre de particules par advection est calculée à partir de la variation du contenu en glace, dont le pronostique était déjà intégré dans méso-NH. Comme le montre le calcul de l'évolution du nombre de particules par advection, le schéma développé, alors qu'il donne accès au contenu en glace et au nombre de particule de chaque classe de particule, ne correspond pas réellement à un schéma à deux moments. Pour les processus de sédimentation et de transformation les taux de transfert en nombre et en contenu en glace sont pronostiqués de façon indépendante pour chaque classe, comme pour un schéma à deux moments. Alors que pour le processus de sublimation, le taux de transfert en nombre est déterminé à partir du taux de transfert en contenu en glace (comme pour l'advection), et inversement pour la nucléation. Ce choix n'a été motivé que par la nécessité de représenter aussi physiquement que possible les processus paramétrés. En effet, l'intérêt étant d'être capable de contraindre le modèle à partir d'observations synthétiques, le schéma développé devait permettre d'identifier clairement le rôle de chaque processus sur l'évolution du nombre et du contenu en glace.

Pour caractériser au mieux l'impact de chaque processus sur les propriétés microphysiques du cirrus simulés, un paramètre variable, dit paramètre clef, a été identifié pour chaque processus. De plus, ce paramètre a un sens "physique", ce qui facilitera l'analyse des signatures observées sur les mesures synthétiques. Seul le processus de sublimation/déposition, fait intervenir un paramètre arbitraire: Ω . En effet, dans le cas de la déposition/sublimation, la capacitance F des particules est un paramètre très mal connu. Nous cherchons donc d'abord à caractériser la sensibilité des sorties à un maintien de la sursaturation plus ou moins long. L'ensemble de ces paramètres et l'intervalle de validité qui leur est attribué sont résumés dans le tableau ci dessous.

Dans le prochain chapitre, nous présentons la sensibilité des sorties microphysiques du modèle à chacun de ces paramètres. Cette étude de sensibilité permet de vérifier que chaque paramètre clef identifié modifie les sorties du modèle en adéquation avec le sens physique qui leur est donné. Cette analyse permettra également d'identifier les propriétés microphysiques modifiées par chaque processus. Elle est indispensable pour mettre en évidence avec quelle précision chaque paramètre doit être contraint.

Nucléation	Nombre de noyau glacogène activable: N_{NU0}	$< 1000 t^{-1}$
Transformation	Diamètre maximum des particules de glace primaire	40 et 100 μm
Sédimentation	Loi vitesse diamètre: c et d	$Fit1, Fit2, Fit3$ <u>Heymsfield 2000; $D < 490 \mu m$</u>
Déposition	Ω pourcentage de la vapeur excédante déposée	20 et 100 %

Tableau 7: Ensembles des paramètres et des valeurs choisies pour faire l'étude de sensibilité

Chapitre IV : ETUDE DE SENSIBILITE DES CHAMPS SIMULES AU SCHEMA MICROPHYSIQUE.

I : INTRODUCTION

Dans ce chapitre, la sensibilité des sorties microphysiques aux différents paramètres clefs identifiés qui interviennent dans le schéma microphysique est effectuée. Pour cette étude, on s'appuie sur un cas de simulation défini dans le cadre du GEWEX (Starr et al., 2001). Ce cas idéalisé a été utilisé pour un exercice d'intercomparaison et est donc bien documenté. Nous donnerons tout d'abord les informations concernant la méthodologie utilisée pour effectuer cette étude ainsi que la description du cas GEWEX. Avant d'effectuer l'étude de sensibilité nous analyserons les sorties obtenues dans le cas de la simulation choisie pour référence. L'étude de sensibilité sera d'abord effectuée sur les conditions initiales forçage et humidité, puis aux différents paramètres clefs identifiés au paragraphe précédent.

Enfin, dans un dernier paragraphe, nous résumerons l'ensemble des impacts sur les sorties microphysiques, des paramètres clefs et des conditions initiales, mis en évidence dans ce chapitre.

II : METHODOLOGIE

Dans notre paramétrisation, l'incertitude sur chaque processus est représentée par la variation d'un unique paramètre. La sensibilité des propriétés microphysiques des nuages aux processus est étudiée en donnant différentes valeurs à ces paramètres. Pour chaque paramètre, 4 valeurs sont testées, résumées dans le Tableau 8. Une simulation de référence a été définie, elle correspond aux valeurs soulignées (dites valeurs de référence) dans le Tableau 8. Pour l'étude de sensibilité à un processus X, seul le paramètre qui lui est associé varie, les paramètres associés aux autres processus sont alors égaux aux valeurs de référence.

Nucléation	Nombre de noyau glacogène activable: N_{NU0}	100, 200 ¹⁻¹ , 500 ¹⁻¹ et 1000 ¹⁻¹
Transformation	Diamètre maximum des particules de glace primaire	40, 60, 80 μm et 100 μm
Sédimentation	Loi vitesse diamètre: c et d	Fit1, Fit2, Fit3 Heymsfield 2000; $D < 490 \mu\text{m}$
Déposition	Ω pourcentage de la vapeur excédante déposée	20, 50, 80 et 100 %

Tableau 8: Ensembles des paramètres, et des valeurs choisies pour faire l'étude de sensibilité. En vert: valeur de référence.

III : PROTOCOLE SIMULATION

L'ensemble des simulations qui ont été effectuées est basé sur le protocole de simulation défini lors de l'exercice international d'intercomparaison de modèle du GEWEX (Starr, 2001). L'utilisation du même protocole de simulation nous permet de profiter de l'expérience déjà acquise sur ce cas d'étude. En particulier, nous pourrions comparer nos résultats avec ceux qui ont été obtenus avec d'autres types de modèles.

L'ensemble du protocole de simulation peut être obtenu sur le site :

http://eos913c.gsfc.nasa.gov/gcss_wg2/

Le domaine de simulation considéré possède 2 dimensions : une dimension horizontale de largeur 25,6 km avec une résolution de 100 mètres ; et une dimension suivant l'altitude qui s'étend jusqu'à 16 km avec 69 niveaux. L'écart entre chaque niveau est de 500 mètres près de la surface et au sommet, il est de 50 mètres à 10 km d'altitude. La résolution verticale évolue progressivement avec l'altitude. Une zone tampon de 2 km à été appliquée au sommet du domaine pour atténuer la propagation des ondes. Les conditions aux bords du domaine sont cycliques.

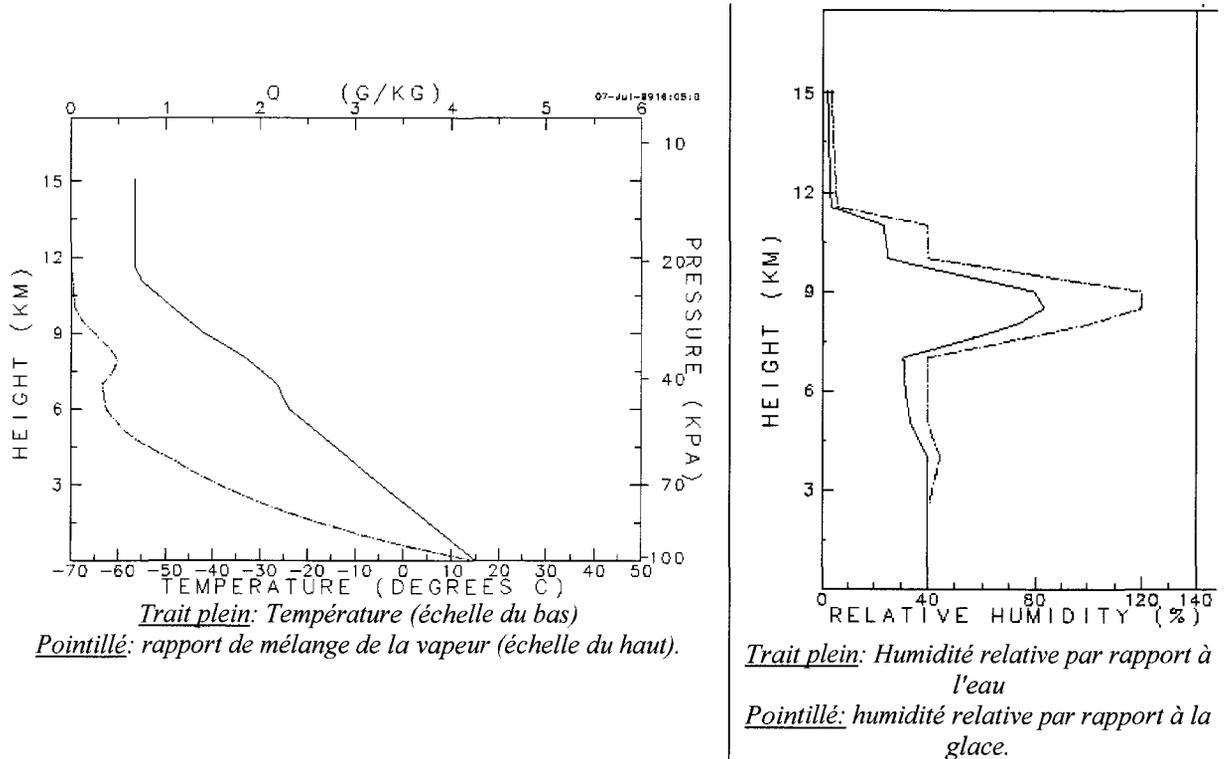


Figure 20: Profils verticaux initiaux de température et d'humidité relative.

Les profils atmosphériques initiaux sont basés sur une atmosphère standard du type printemps/automne, 45°N. Les modifications apportées à ce profil l'ont été de telle sorte que les transitions soient raisonnables. Les profils verticaux de température et d'humidité sont présentés sur la Figure 20. Entre 8 et 9 km, l'atmosphère est initialement sursaturée par rapport à la glace (70 à 80 % par rapport à l'eau). En dessous de 8 km l'humidité relative est comprise entre 30 et 40 %, et au dessus de 9 km elle décroît rapidement pour passer de 25 % à 10 km à quelques % au dessus. Dans la couche sursaturée par rapport à la glace, la température potentielle augmente lentement (1 K km⁻¹), cette couche est initialement stable, elle suit l'adiabatique humide par rapport à la glace. Le modèle est initialisé sans vent horizontal. Pour créer de la turbulence et de la dynamique dans le domaine une perturbation artificielle de la température de +/- 0.01 K a été appliquée entre 8 et 9 km, comme un bruit blanc (moyenne nulle).

Pour maintenir de la vapeur disponible dans le nuage, un refroidissement équivalent à une ascendance de 3 cm/s à été imposé entre 7 et 10 km sur toute la largeur du domaine. Sur 4 heures de simulation, ce forçage est équivalent à un refroidissement de 4°C.

IV : SIMULATION DE REFERENCE.

Avant de décrire les résultats obtenus pour l'étude de sensibilité aux processus microphysiques, les champs microphysiques obtenus après 4 heures de simulation en considérant les paramètres de références sont présentés. Cette première simulation prend en compte le rayonnement; le soleil est fixé à la verticale du nuage.

IV - 1 : Les champs 2D microphysique

La Figure 22, p. 49 représente la répartition sur le domaine 2D du contenu en glace (première ligne), du nombre de particules (deuxième ligne), de la vitesse de chute des particules (troisième ligne) et de la taille des particules (ligne du bas) après quatre heures de simulation. La contribution de la glace primaire est montrée dans la première colonne, celle des cristaux dans la deuxième, et les quantités totales dans la dernière.

Le nuage, formé entre 7000 et 9000 mètres, s'est structuré en cellules avec accumulation de glace primaire à 9000 mètres. Les cellules sont espacées horizontalement de 1 à 4 km. Sous ces zones d'accumulation, on voit nettement apparaître les traînées de précipitation formées par les cristaux. Ces traînées sont "verticales" en raison de l'absence de cisaillement de vent. La base du nuage se situe à environ 6500 mètres.

En comparant la contribution de chaque espèce au contenu en glace total, il apparaît que celui-ci est principalement porté par les cristaux (entre $40\text{-}60\text{ mg.m}^{-3}$ pour les cristaux et entre $5\text{-}15\text{ mg.m}^{-3}$ pour la glace primaire). Quel que soit l'altitude, le nombre de particules est principalement dû à la glace primaire (jusqu'à 2000 l^{-1} pour la glace primaire; au maximum 100 l^{-1} pour les cristaux) mis à part à la base du nuage. Cependant, même à la base du nuage, la concentration de cristaux n'atteint jamais l'ordre de grandeur de la concentration en glace primaire, et inversement pour le contenu en glace.

Les définitions données aux deux espèces de particules sont donc bien conservées après quatre heures de simulation:

- la première espèce représente les plus petites particules en nombre plus important que celles de la seconde espèce
- la deuxième espèce représente les plus grosses particules en nombre moins important mais avec un contenu en glace plus grand que celui de la première espèce.

Les espèces étaient définies ainsi à partir de constatations faites sur les observations, on retrouve donc bien un nuage cohérent avec les observations. De plus les contenus en glace et les concentrations obtenues sont cohérentes avec ceux trouvés dans la littérature.

Les vitesses de chute de la glace primaire (comprises entre $4\text{ et }6\text{ cm.s}^{-1}$) sont en moyenne dix fois plus petites que celles des cristaux (comprises entre $20\text{ et }60\text{ cm.s}^{-1}$), mais non négligeables. Pour les cristaux, on remarque une stratification claire de leur taille avec l'altitude : plus on s'approche de la base du nuage, plus les cristaux sont gros. ($Q=L/2R$: la largeur ($2R$) des cristaux est constante égale à D_{cons} , Q et L ont les mêmes variations).

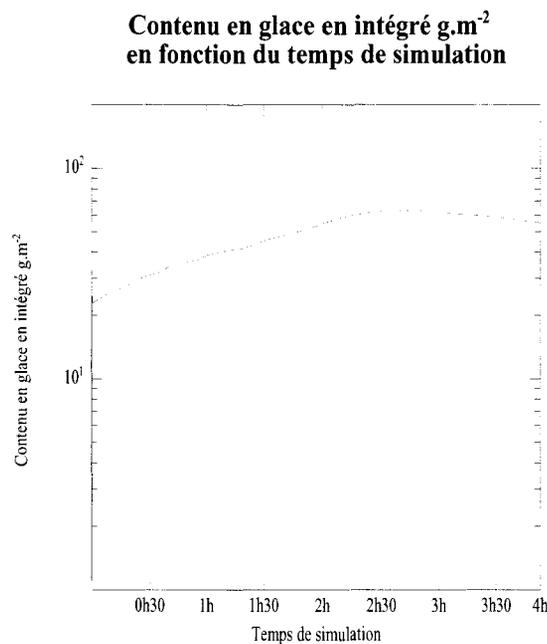


Figure 21 Contenu en glace intégré:
Evolution du contenu en glace intégré verticalement (IWP) et moyenné horizontalement sur l'ensemble du domaine.

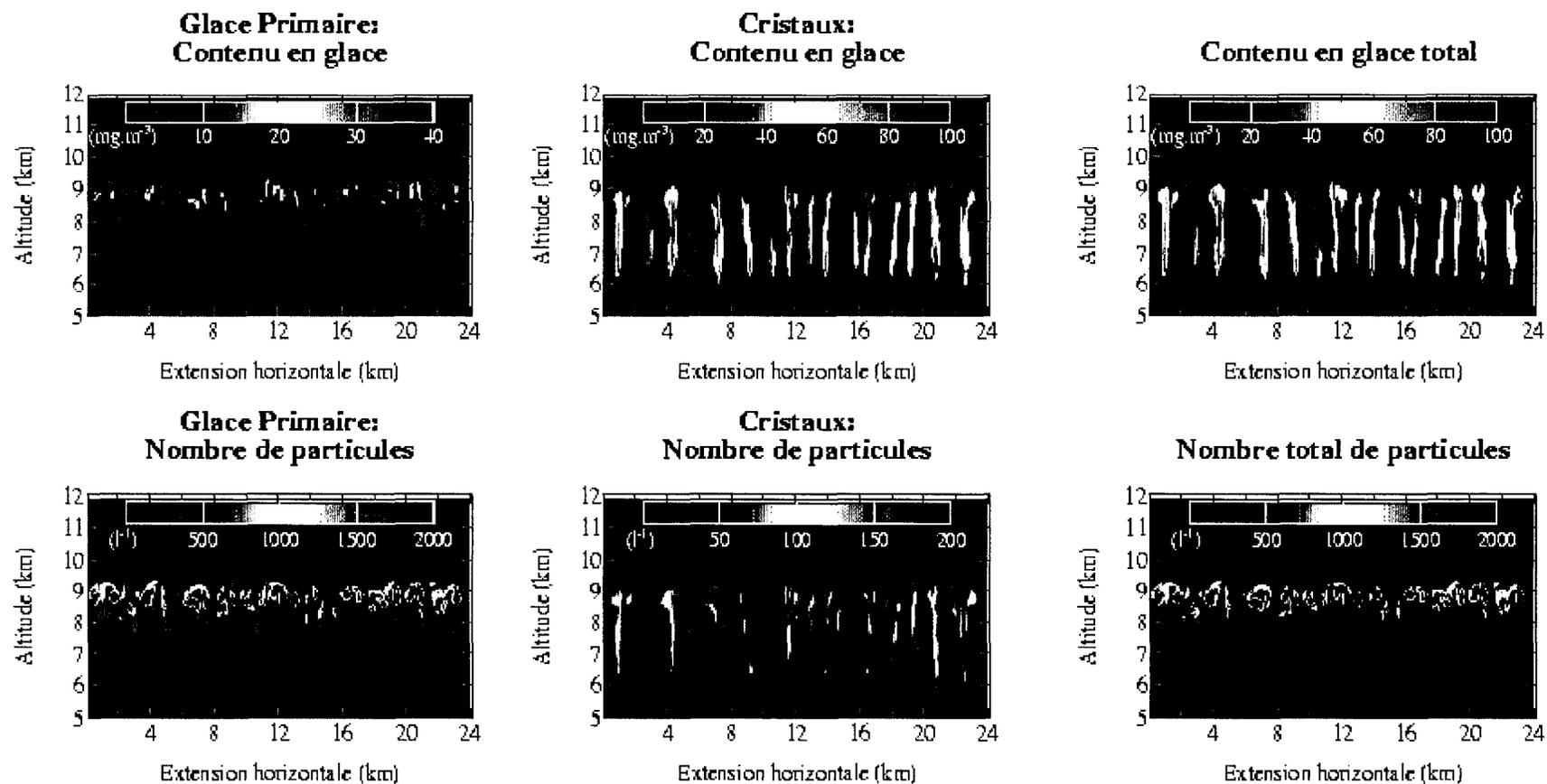
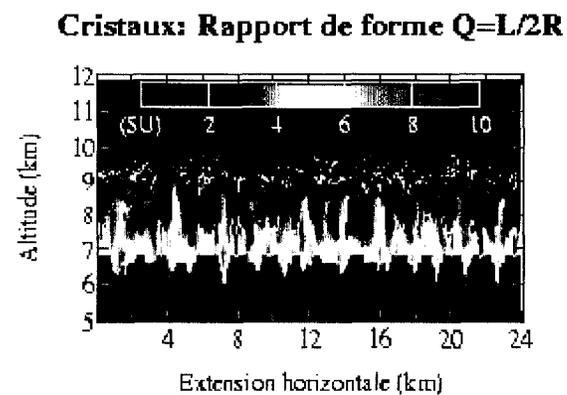
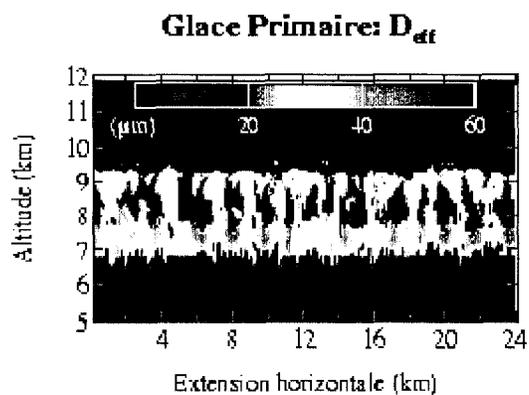
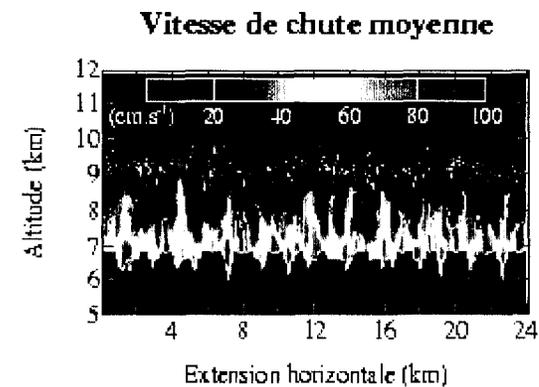
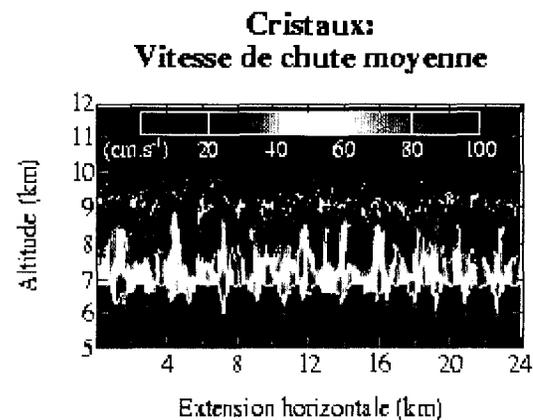
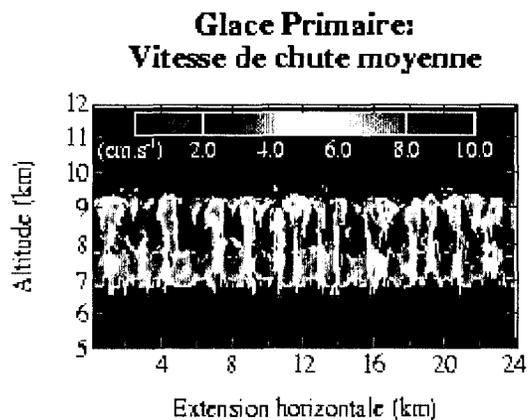


Figure 22: Simulations 2D:

Contenu en glace (première ligne), nombre de particules (deuxième ligne),
 vitesse de chute des particules (troisième ligne) et taille des particules (ligne du bas) après quatre heures de simulation



La Figure 21, p. 48 représente l'évolution du contenu en glace intégré verticalement (IWP) et moyenné horizontalement sur l'ensemble du domaine. Jusqu'à 2h30 de simulation le contenu en glace augmente: le gain par nucléation et déposition de vapeur est plus important que la perte par sédimentation et sublimation. Les 30 minutes suivantes, le contenu en glace se stabilise: les gains et les pertes se compensent, le nuage est en équilibre. Au delà, les pertes par sublimation et sédimentation deviennent dominantes. Le nombre de particules créées par nucléation devient trop grand pour que de nouvelles particules soient activées (cf III - 1 : , p. 34). La vapeur en excès n'est alors consommée que par déposition. Les particules sont donc de plus en plus grosses, et tombent plus vite. Les fortes vitesses de sédimentation de la deuxième espèce ont pour conséquence de créer un puits et donc de diminuer le contenu en glace intégré par rapport à celui obtenu lors de l'exercice d'intercomparaison .

Le contenu en glace total obtenu au bout de 4 heures est d'environ 55 g.m^{-2} (Figure 21). Il est inférieur à celui obtenu lors de l'exercice d'intercomparaison GEWEX avec méso-NH (Figure 8, p. 27). De façon générale, on obtient une valeur inférieure à celles obtenues avec les modèles paramétrés et supérieure à celles obtenues avec les modèles possédant une microphysique spectrale. Les modèles à microphysiques spectrales qui ont participé à cette exercice, forment les particules de glace par nucléation homogène. Ce type de nucléation, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, nécessite des sursaturations plus importantes que celles initialement imposées dans le modèle. Le nuage apparaît donc plus tard. De plus le nombre de particules créées par nucléation homogène est nettement inférieur que celui par nucléation hétérogène, ce qui, comme nous le verrons par la suite, entraîne une diminution du contenu en glace intégré. Le choix du processus de nucléation est donc un point délicat, car il entraîne de fortes différences dans les propriétés du nuage simulé.

Pour pouvoir comparer les différentes quantités obtenues en sortie du modèle (contenu en glace, concentration...) suivant la valeur des paramètres caractéristiques des processus, nous avons calculé les profils médians. A chaque niveau d'altitude la valeur médiane des valeurs obtenues est déterminée. Le profil médian est la courbe qui représente la variation de ces valeurs médianes avec l'altitude. La connaissance des médianes ne permet pas de caractériser les hétérogénéités horizontales du nuage. Pour cela, différents percentils sont également calculés à chaque altitude. Sur la Figure 23, pour certaines des quantités représentées Figure 22, p. 49, les profils médians (en rouge), les percentils à 15 et 85% (en pointillé bleu) et les percentiles à 25 et 75% (en pointillé magenta) sont représentés

En se référant aux résultats obtenus Figure 22, p 49, on constate que la connaissance de la valeur médiane et du percentil à 85% donne une information sur la valeur moyenne de chaque quantité et leurs variations horizontales. Les profils médians et à 85% ne permettent pas de tirer des conclusions sur la variation verticale des quantités. Cependant ils donnent une information sur les altitudes où se situent les extrêmes. C'est ce type de graphique que nous utiliserons pour analyser les différentes quantités obtenues en sorties du modèle.

IV - 2 : Rôle du rayonnement, du transport et des différents processus microphysiques.*

IV - 2 - 1 L'advection et le rayonnement.

Pour différencier l'impact de l'advection et du rayonnement, nous avons repris cette simulation en désactivant l'advection et/ou le rayonnement. Les résultats obtenus, après quatre heures de simulation, sont présentés Figure 25:

- 1) sans advection et sans rayonnement (magenta),
- 2) avec advection et sans rayonnement (rouge),
- 3) sans advection et avec rayonnement (turquoise),
- 4) avec advection et avec rayonnement (bleu),

Il apparaît que si l'advection est désactivée, le percentil à 85% est proche de la valeur médiane: le nuage reste homogène. Que le rayonnement soit activé ou pas, à partir du moment où l'advection est activée, les percentils à 85% et les médianes sont significativement différents, des cellules se créent, le nuage est hétérogène. Seule l'advection permet le transport horizontal de la matière. Ce transport est plus important lorsque le rayonnement est activé et les hétérogénéités également.

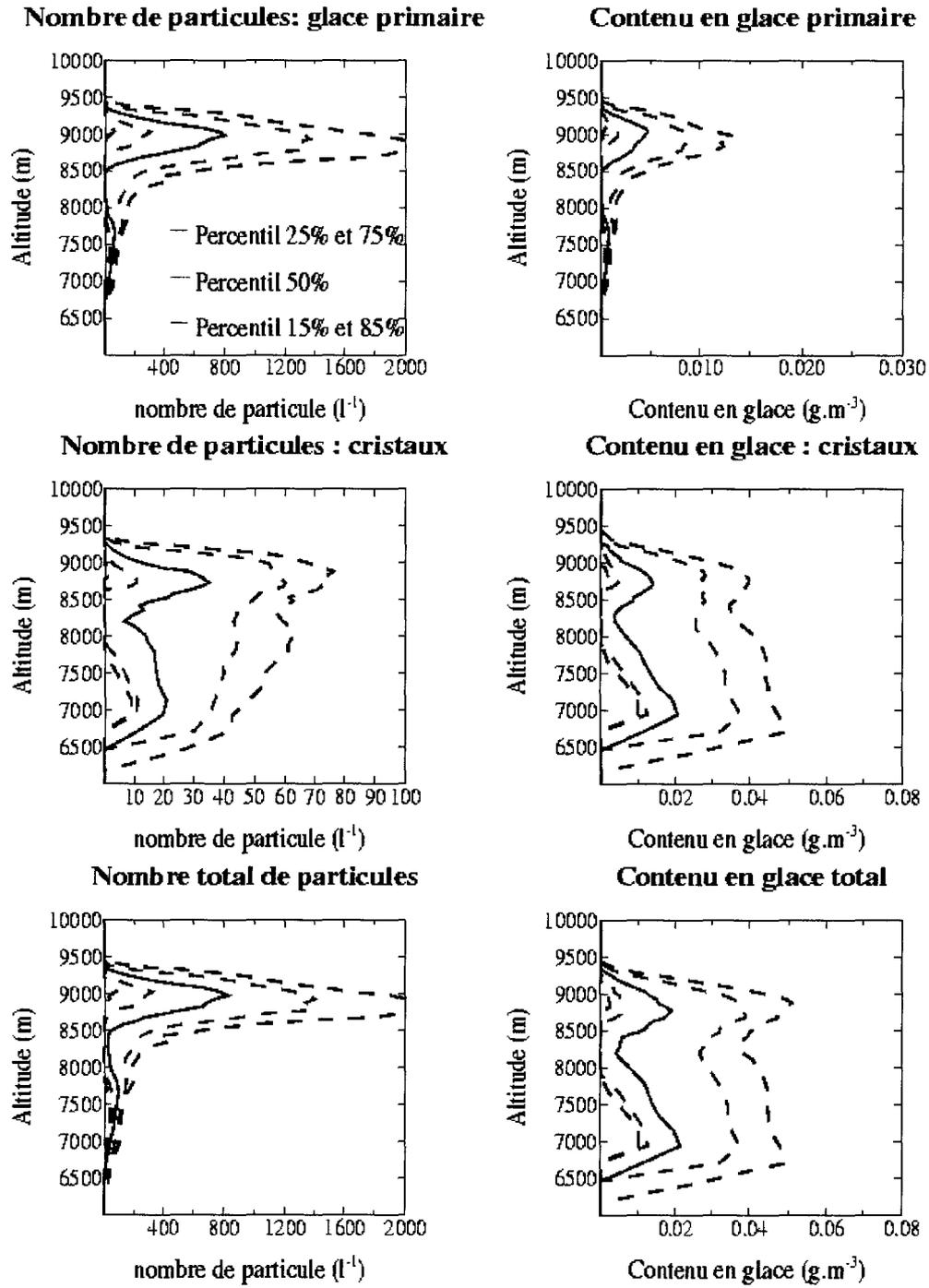


Figure 23: Profil médian et percentils:

Profils médians (en rouge), percentils à 15 et 85% (pointillé bleu) et percentils à 25 et 75% (en pointillé magenta) correspondants aux champs présentés Figure 22, p. 49.

Pour l'ensemble de ces simulations, l'évolution du IWP est tracée Figure 24. Le code couleur est le même que Figure 25. En comparant ces courbes à celles Figure 25, il apparaît qu'en l'absence de rayonnement, l'advection ne fait que changer la répartition horizontale du contenu en glace. Le IWP reste le même, l'extension verticale du nuage également, seules les hétérogénéités augmentent (magenta et rouge). Au bout d'un certain temps (environ 1h45 ici), le rayonnement modifie la dynamique et donc les échanges rendus possible par l'advection (turquoise et bleu).

Les interactions, rayonnement - cristaux de glace, sont prises en compte en considérant la quantité de glace pronostiquée par le modèle. Les petits cristaux et les gros cristaux sont traités par le même code en considérant la quantité de glace totale des deux espèces. Les différences entre les distributions des deux espèces ne sont pas considérées dans le code de rayonnement. Ce code est en cours de développement afin d'avoir une meilleure représentation du couplage dynamique - processus microphysique, indispensable pour la simulation de cas réel. En effet, comme nous venons de le voir, l'activation du rayonnement modifie de façon significative les propriétés microphysiques du nuage. Dans le code développé, la paramétrisation de Ebert et Curry (1992)e qui prend en compte le contenu en glace et la dimension effective des particules, est considéré. Le traitement des deux espèces se fait avec le même code, mais en considérant le contenu en glace et le rayon effectif de chaque espèce. Cependant, si au final, avec le rayonnement, les propriétés microphysiques du nuage sont nettement modifiées, les études de sensibilité montrent que l'impact des paramètres clefs de chaque processus reste le même avec ou sans rayonnement. Pour bien caractériser le rôle de chaque processus, sans ajouter les effets du rayonnement, l'étude de sensibilité aux processus, présentés dans ce qui suit, est effectuée en désactivant le rayonnement.

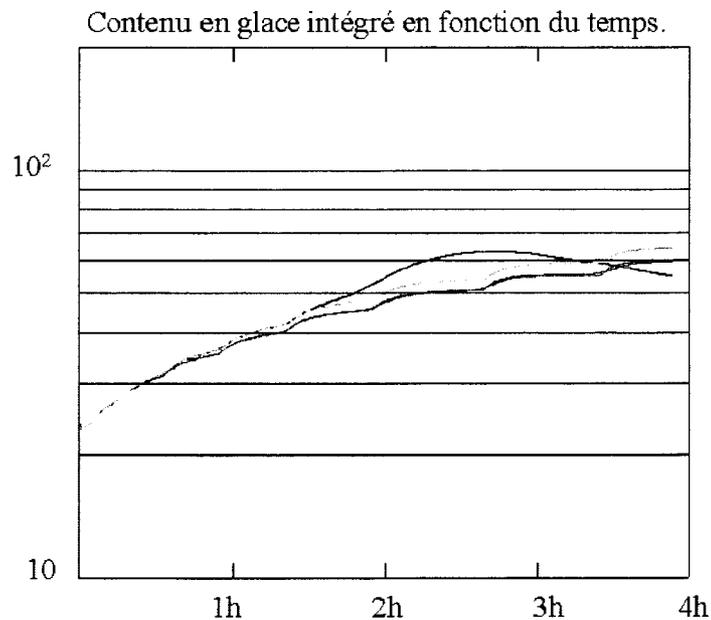


Figure 24: Evolution du contenu en glace:
Sans rayonnement et sans advection en magenta, sans rayonnement et avec advection en rouge, avec rayonnement et sans advection en turquoise, et avec rayonnement et advection en bleu.

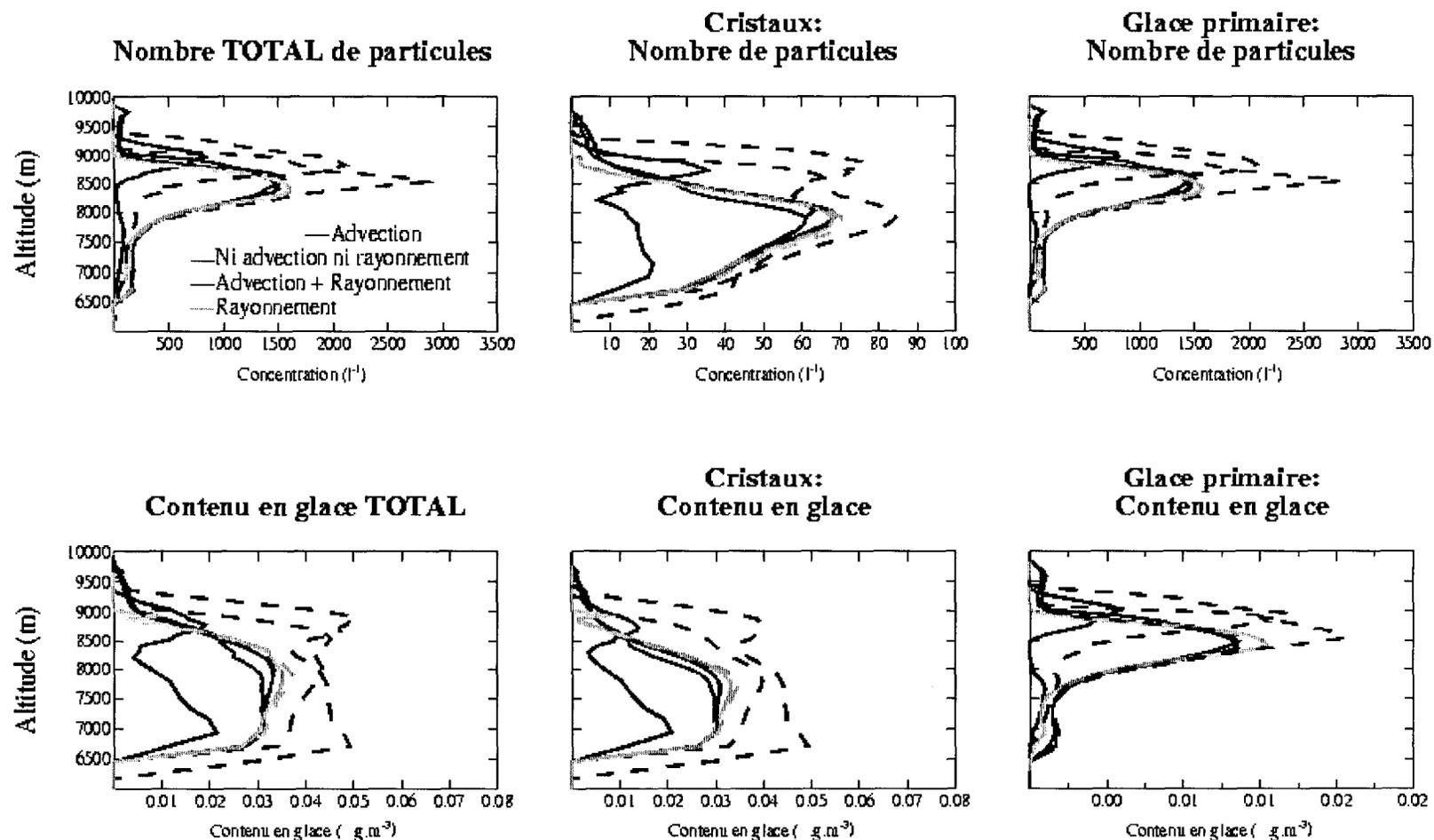


Figure 25:Rayonnement et transport

Profils médians (trait plein) et percentils à 85% (pointillé) obtenus pour différentes configurations. Sans rayonnement et sans advection en magenta, sans rayonnement et avec advection en rouge, avec rayonnement et sans advection en turquoise, et avec rayonnement et advection en bleu.

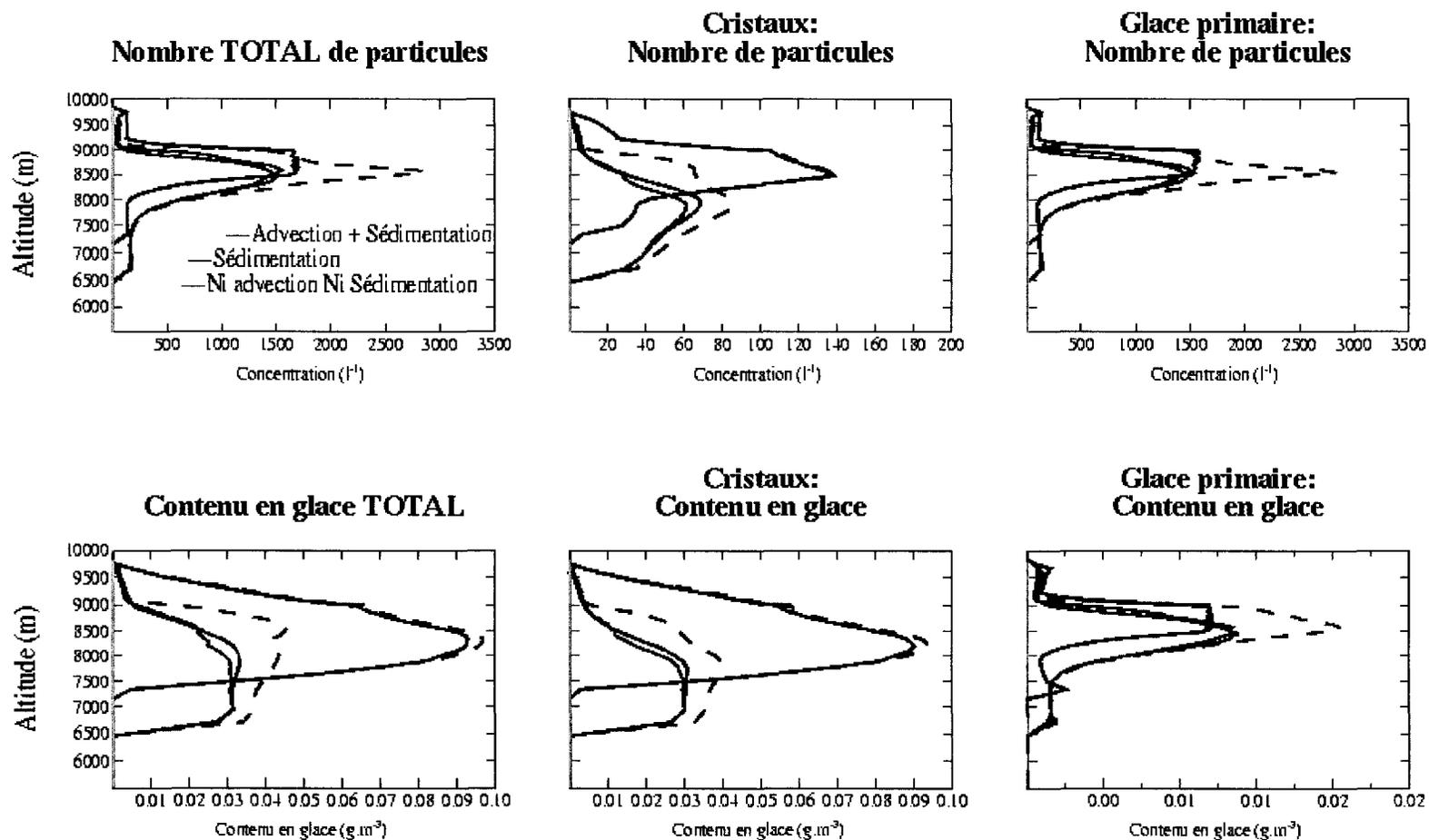


Figure 26 advection et processus

Profil médian (trait plein) et percentil à 85% (pointillé) obtenu:

(1) sans advection et sans sédimentation en bleu, (2) sans advection en magenta, (3) avec advection et sédimentation en rouge

IV - 2 - 2 L'advection et les processus microphysiques.

Avant d'aborder l'étude de sensibilité, afin de mettre en évidence le rôle du transport vertical et horizontal des espèces, nous avons également effectué les 3 simulations suivantes, en absence de rayonnement:

- 1) Les transferts par sédimentation et advection sont désactivés (bleu).
- 2) l'advection est désactivée (magenta)
- 3) Les transferts par sédimentation et par advection sont activés (sédimentation + advection). Ce cas correspond à la simulation de référence (rouge).

La Figure 26 représente les profils médians et les percentils à 85% obtenus pour ces trois cas de figure après 4 heures de simulation.

Sans advection et sans sédimentation (bleu), plus aucun transport de matière d'une maille à l'autre n'est possible. Les particules restent et évoluent au niveau où elles ont été créées:

- Entre 8000 et 9200 m, la nucléation a lieu dès les premiers pas de temps. Le nombre de particules de glace primaire créées par nucléation suit le profil d'humidité. Les altitudes où l'atmosphère était initialement sursaturée par rapport à la glace apparaissent nettement.
- Dans les autres couches, c'est le forçage (refroidissement) qui a pu faire apparaître des conditions favorables à la nucléation. Ces couches ont atteint la sursaturation au cours de la simulation. Dès que la couche est saturée, le processus de nucléation est activé, puis le processus de déposition. La sursaturation ne pourra jamais atteindre l'ordre de grandeur des sursaturations initialement imposées. Par conséquent, le nombre de particules créées dans ces couches est bien moins important que dans la zone 8000 - 9200 m.
- Suffisamment de vapeur est disponible pour que les cristaux apparaissent à tous les niveaux.

En réactivant la sédimentation (magenta) les profils sont considérablement modifiés. Les plus grosses particules sont transportées dans les couches sous-saturées où elles s'évaporent:

- le nombre de cristaux et leur contenu en glace diminuent considérablement.
- Entre 6500 et 7200 m l'air n'est pas saturé par rapport à la glace: En effet, dans cette couche le forçage est nul, et les particules évaporées n'amènent pas suffisamment d'humidité. Les particules présentes dans ces couches sont uniquement dues à la sédimentation. Les plus petites sont sublimées. Le nuage s'étend à des altitudes plus basses
- La taille des cristaux est divisée en moyenne par 3 sur l'ensemble du nuage.
- Les maximums observés aussi bien sur le nombre de particules que sur le contenu en glace se situent à des altitudes plus basses. Bien que les vitesses de chute des particules de glace primaire soient faibles (petites particules), elles ont un effet important sur la répartition verticale des particules.

Enfin, en ajoutant l'advection (rouge), comme nous l'avons vu précédemment, les hétérogénéités augmentent au sein du nuage. Les profils médians eux restent sensiblement les mêmes. Dans tout ce qui suit, cette simulation constituera la simulation de référence, et sera reporté en rouge sur tous les graphiques présentés.

Les distributions en taille moyenne obtenues à différentes altitudes dans ce cas précis sont représentées Figure 27. On constate que:

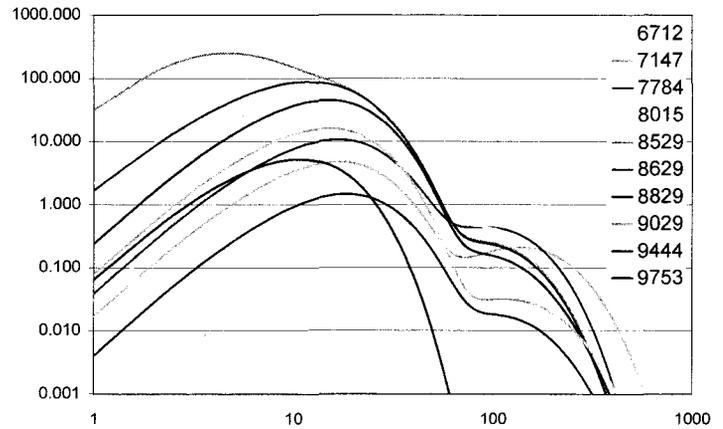
- Au sommet, les distributions sont mono-modales. Les quelques cristaux apparus par transformation ont disparu par sédimentation (courbes en bleu).
- En dessous de 8000 m (courbes en vert), La concentration en cristaux relativement à la concentration de particules de glace primaire augmente vers la base du nuage (voir Figure 28)
- Les tailles des particules augmentent lorsqu'on se rapproche de la base du nuage
- Les plus fortes concentrations de particules se situent entre 8000 et 9000 mètres (cristaux et glace primaire), zone où il y a eu nucléation dès les premiers pas de temps (courbes en rose-rouge). Cependant la concentration en cristaux est faible relativement à la concentration en glace primaire.

Figure 27 : distributions en taille moyennes obtenues à différentes altitudes

Elles sont calculées de manière à représenter ce que verrait un capteur si on traversait le nuage de part en part par palier d'altitude. A chaque niveau d'altitude, le calcul suivant est effectué:

$$n(D, z) = \sum_{I=1}^{I_{\max}} N_I(D + dD, z)$$

avec: $dD=1\mu m$, N_I nombre de particules de diamètre compris entre D et $D+dD$, I coordonnée horizontale du maillage (voir Figure 6, p. 25)



Les distributions obtenues dans la zone de plus forte nucléation sont en orange-rouge, celles obtenues au-dessus de cette zone en bleu, et enfin celles obtenues sous cette zone en vert.

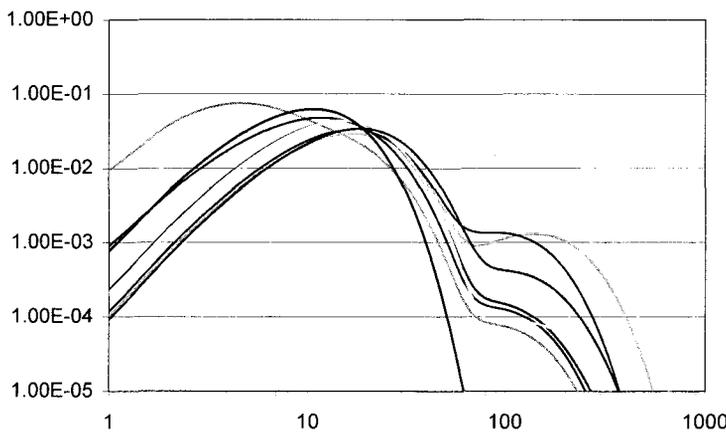


Figure 28: Distributions normalisées au nombre total de particules:

$$g(D, z) = \frac{n(D, z)}{\sum_{D=0}^{D_{\max}} n(D, z)}$$

Le code de couleur est le même que pour la Figure 27

IV - 3 : Identification de zones dans le nuage

Nous avons pu grâce à cet exercice isoler différentes zones où les processus agissent différemment. Ainsi nous avons défini 5 couches différentes dans le nuage:

- Le sommet de nuage: au dessus de la zone de nucléation principale. La saturation est atteinte au cours de la simulation
- La zone/couche de nucléation principale: altitudes pour lesquelles le profil d'humidité était initialement sursaturé,
- La zone/couche de forte nucléation: altitudes pour lesquelles le profil d'humidité présentait les plus fortes sursaturations,
- La zone/couche de nucléation secondaire: altitudes pour lesquelles la saturation est atteinte au cours de la simulation (forçage, sédimentation - sublimation).
- La base du nuage: altitudes pour lesquelles la présence de particule n'est due qu'à la sédimentation

Pour se repérer dans le nuage, nous ferons dorénavant référence à ces différentes zones/couches. Elles sont reportées Figure 29.

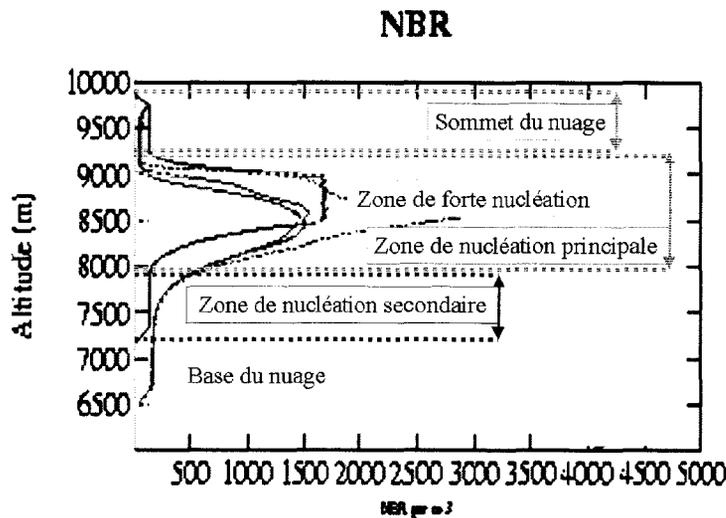


Figure 29 : Définition des différentes zones définies dans le nuage
 Les profils représentés correspondent au nombre total de particules en fonction de l'altitude obtenus, Figure 26, p. 55.

V : ETUDES DE SENSIBILITE AUX CONDITIONS INITIALES

Les champs d'humidité et le forçage à grande échelle étant des conditions difficiles à établir, il est nécessaire d'appréhender leur influence sur les résultats pour pouvoir établir une méthodologie qui permette de contraindre les processus. Une étude de sensibilité des sorties du modèles à ces quantités a donc été effectuée.

Pour cela nous avons comparé les 4 simulations représentées Figure 30:

- 1) Les conditions initiales sont celles définies au § III : , p.46 (rouge: référence)
- 2) Le forçage est doublé : refroidissement de 8°C au lieu de 4°C sur 4 heures (magenta)
- 3) La sursaturation entre 8500 et 9000 m est fixée à 107 % au lieu de 120% (bleu)
- 4) Les deux conditions de 2) et 3) sont appliquées (turquoise).

Provoquer un refroidissement plus important (magenta) revient à augmenter la quantité de vapeur disponible au cours du temps. Cependant, aux premiers pas de temps, le nombre de particules nucléées ne dépend pas du forçage, il est fixé par le profil de vapeur initial. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la nucléation a lieu aussitôt la sursaturation atteinte. La vapeur est ensuite consommée par déposition. Le nombre de particules nucléées est donc indépendant du forçage. Par conséquent augmenter le forçage revient d'une part à augmenter la quantité de vapeur disponible par particule et d'autre part à amener plus de couche à saturation. Les conséquences sont les suivantes:

- le nombre de particules transformées augmente
- les particules atteignent des tailles supérieures
- l'extension verticale et le contenu en glace du nuage augmentent.

Lorsque les sursaturations initiales imposées dans la zone de forte nucléation sont plus faibles (bleu), le nombre de particules créées par nucléation diminue dans cette zone. De plus, dans cette même zone, le nombre de particules de glace primaire transformées en cristaux diminue également. Par conséquent le gain par sédimentation de cristaux dans la zone de nucléation secondaire est moins important. Le nombre de cristaux diminue donc dans tout le nuage.

En conclusion, le nombre total de particules présentes dans le nuage est très sensible au profil d'humidité; le contenu en glace est lui sensible à la fois au profil d'humidité et au forçage. De plus le forçage a une influence importante sur l'extension du nuage. La quantité de vapeur disponible au cours de la simulation est le premier paramètre qui détermine l'extension et la densité du nuage.

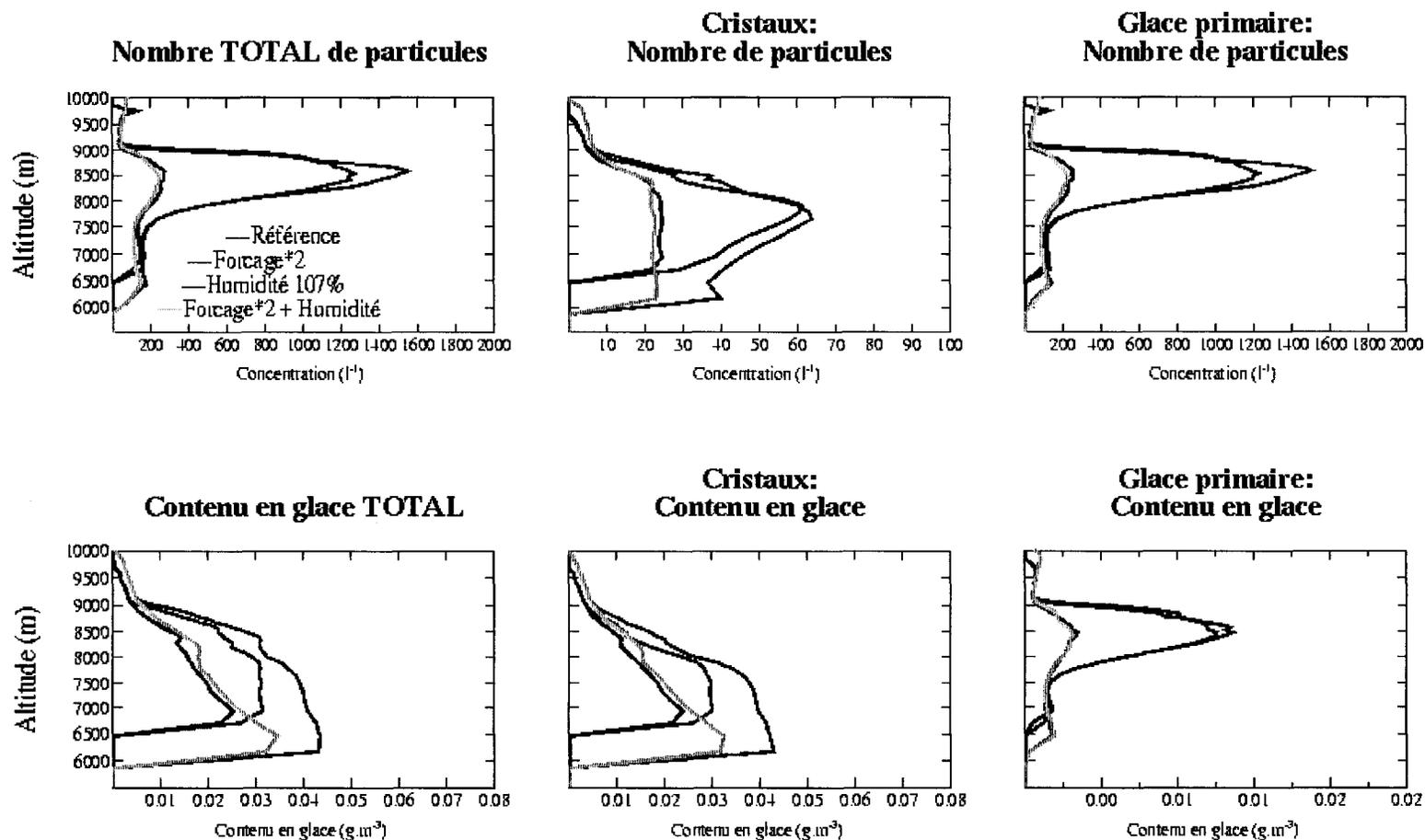


Figure 30: Sensibilité aux conditions initiales

Profils médians) obtenus pour différentes conditions initiales.

Profil obtenu pour les conditions présentées § III : en rouge (run de référence), pour un refroidissement deux fois plus fort (8°C en 4 heures) en bleu, avec une humidité entre 8500 et 9000 m de 107% en vert. Et en turquoise pour un refroidissement deux fois plus important et une humidité maximum de 107%

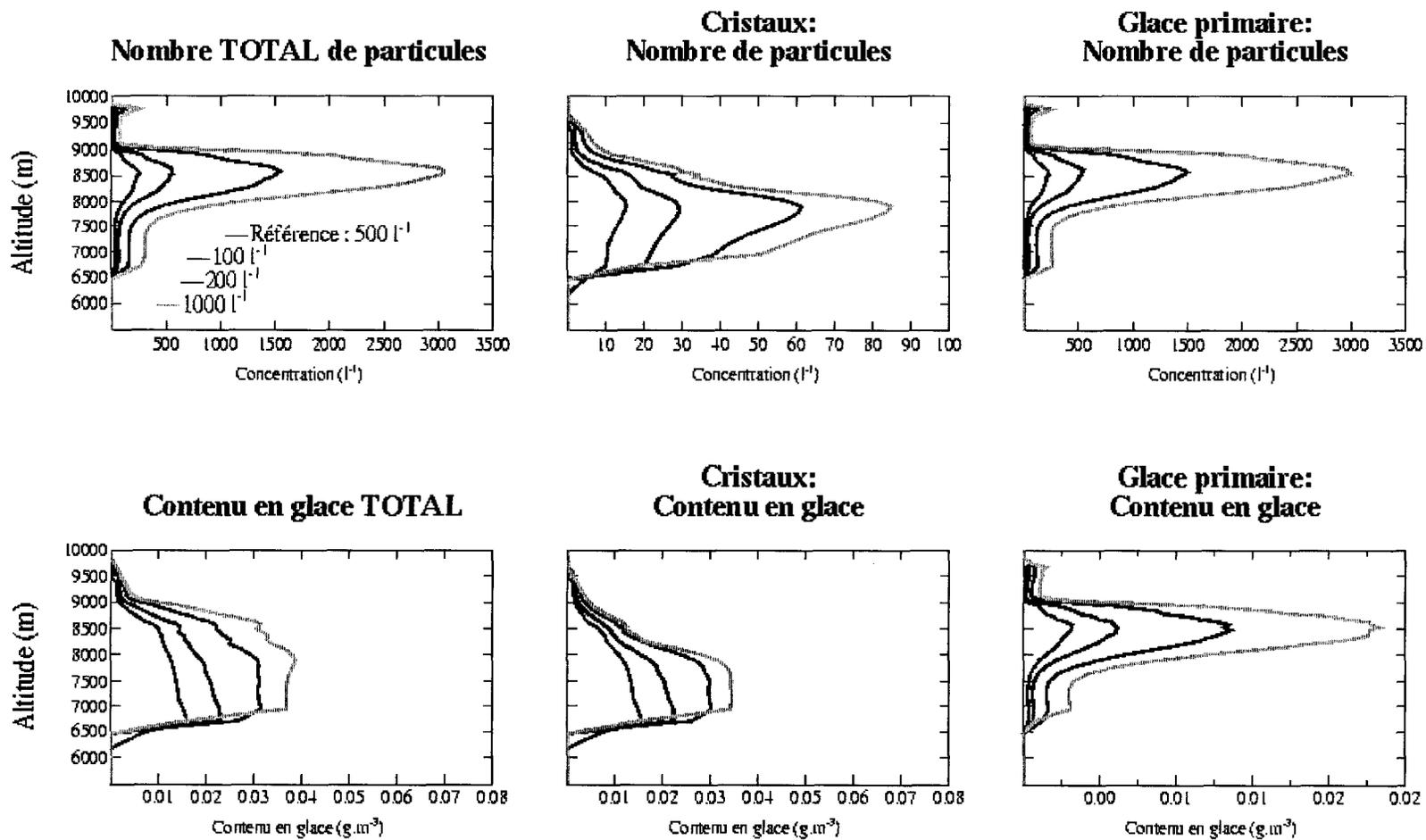


Figure 31: Sensibilité à N_{NU0}

Profils médians) obtenus pour différentes valeurs de N_{NU0} , nombre de particules créées par nucléation à 110% de sursaturation. Profil obtenu avec $NU20=100 l^{-1}$ en magenta, avec $NU20=200 l^{-1}$ en bleu, avec $NU20=500 l^{-1}$ en rouge (run de référence) et avec $NU20=1000 l^{-1}$ en turquoise.

VI : ÉTUDES DE SENSIBILITÉ AUX VARIABLES MICROPHYSIQUES

Dans ce paragraphe, l'influence sur les sorties du modèle des processus de nucléation, transformation, sédimentation et déposition est présentée. Les champs commentés ont été obtenus après 4 heures de simulation dans les conditions présentées au § III : , p. 46.

VI - 1 : Nucléation de la glace primaire

Le premier paramètre analysé est le nombre de particules activables par nucléation N_{NUo} . Les résultats obtenus pour les 4 valeurs de N_{NUo} sont reportés Figure 31 avec:

- en magenta $N_{NUo} = 100 \text{ } l^{-1}$,
- en bleu $N_{NUo} = 200 \text{ } l^{-1}$,
- en rouge $N_{NUo} = 500 \text{ } l^{-1}$ (valeur de référence),
- en turquoise $N_{NUo} = 1000 \text{ } l^{-1}$.

Le nombre de particules de glace primaire dépend directement de N_{NUo} . Quand N_{NUo} diminue le nombre de particules de glace primaire diminue. On constate la même tendance pour le contenu en glace primaire qui diminue également avec N_{NUo} . En effet, les particules étant moins nombreuses pour une même quantité de vapeur à déposer, les particules atteignent des tailles plus importantes et sont donc transformées en cristaux.

Donc par transformation, le contenu en glace échangé entre les classes augmente si N_{NUo} diminue. En effet sans sédimentation, le contenu en glace total resterait le même quel que soit N_{NUo} . Seul le nombre de particules et leur taille changeraient. Alors on observerait une augmentation du contenu en glace des cristaux et de leur taille pour les petites valeurs de N_{NUo} . Avec la sédimentation, ces gros cristaux sont transportés dans les couches sous-saturées inférieures et sont évaporés. Après 4 heures de simulation, le phénomène inverse est donc observé: le contenu en glace des cristaux diminue avec N_{NUo} . Pour le cas extrême $N_{NUo} = 100 \text{ } l^{-1}$, l'extension du nuage est sensiblement modifiée.

En conclusion, lorsque N_{NUo} diminue, le nombre de particules et le contenu en glace est plus faible quelle que soit la classe de particules considérée. De plus les particules atteignent des tailles plus importantes lorsque N_{NUo} est petit, les "précipitations" sont alors plus intenses.

D'après les observations, il n'est pas possible de conclure que plus la concentration en particule est importante, plus le contenu en glace est grand. Même si N_{NUo} montre cette tendance, on a vu que le forçage peut augmenter le contenu en glace, sans modifier le nombre de particule. La relation nombre de particule - contenu en glace dépend évidemment de la quantité de vapeur disponible pour la déposition, sans qu'il y ait formation de particules. Par la suite nous verrons que d'autres processus diminuent le nombre de particules tout en augmentant le contenu en glace. Ce résultat n'est donc pas en contradiction avec les observations. Il montre que pour une quantité de vapeur donnée, le contenu en glace dans le nuage et le nombre de particules formées par nucléation suivent la même tendance.

De plus, le fait que le contenu en glace diminue lorsque le nombre de particules activées diminue pour des conditions d'humidité et de forçage donnés confirme les résultats obtenus lors de l'exercice d'intercomparaison du GEWEX: le contenu en glace intégré obtenu avec les modèles spectraux est inférieur à celui obtenu avec les modèles à héritage. En effet, le nombre de particules formées par nucléation homogène (modèle à microphysique spectrale du GEWEX) est bien inférieur au nombre de particule formées, sous les mêmes conditions, par nucléation hétérogène (modèle à héritage du GEWEX).

VI - 2 : Transformation de la glace primaire en cristaux

Les résultats obtenus pour quatre valeurs différentes de D_{cons} sont présentés Figure 32 avec

- en magenta $D_{cons} = 40 \text{ } \mu m$
- en bleu $D_{cons} = 60 \text{ } \mu m$
- en rouge $D_{cons} = 80 \text{ } \mu m$
- en turquoise $D_{cons} = 100 \text{ } \mu m$.

Pour le cas $D_{cons} = 40 \text{ } \mu m$, les cristaux formés dans ce cas ont des rapports de forme très importants (supérieurs à 7). La transformation de la glace primaire pour $D_{cons} = 40 \text{ } \mu m$ ne semble pas réaliste pour le cas simulé.

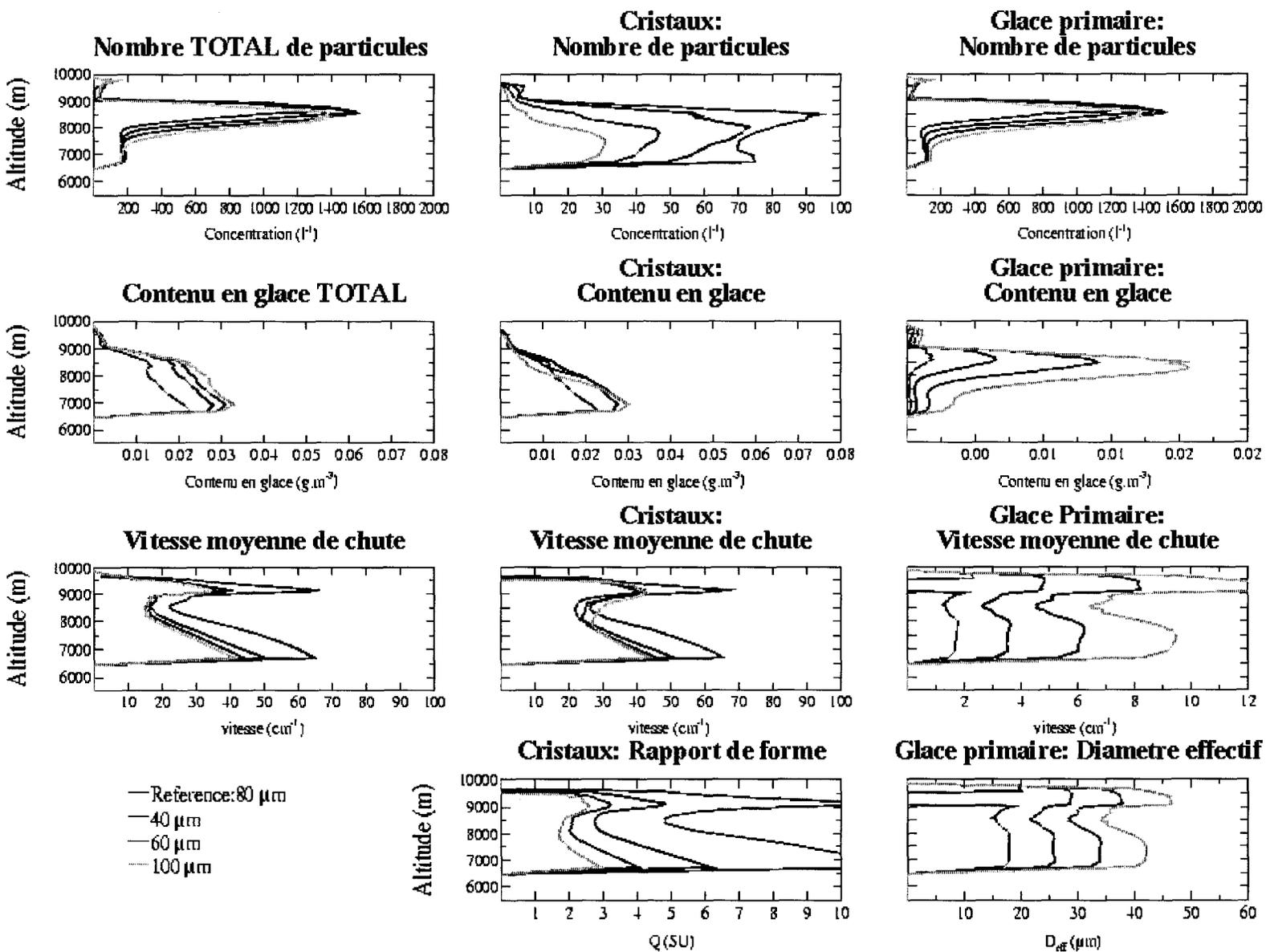


Figure 32: Sensibilité à D_{cons} . Profils médians obtenus pour différentes valeurs de D_{cons} . Profil obtenu avec $D_{cons}=40 \mu m$ en bleu, avec $D_{cons}=60 \mu m$ en rouge (run de référence) et avec $D_{cons}=100 \mu m$ en magenta.

Pour des valeurs importantes de D_{cons} , la transformation des particules s'applique pour des particules plus grosses, donc pour un nombre plus faible. Ce qui explique que le nombre de particules de glace primaire augmente avec D_{cons} . De plus, plus D_{cons} est grand, plus le diamètre moyen des particules de glace primaire est grand. Les vitesses de chute de ces particules sont plus rapides. Les profils du contenu en glace et du nombre de particules de glace primaire portent la signature de cet effet de sédimentation. Les particules de glace conservées dans la classe glace primaire étant plus nombreuses et plus grosse quand D_{cons} augmente, le contenu en glace primaire suit la même tendance.

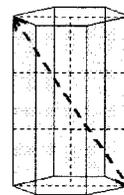
Pour les cristaux les conséquences d'une variation de D_{cons} sont plus difficiles à analyser. En augmentant la valeur de D_{cons} , le nombre de cristaux diminue. D'une part car le nombre de particules échangées par transformation diminue. D'autre part car, pour les pas de temps qui suivent la transformation, les particules sont plus grosses et donc tombent plus vite. Ce dernier point se traduit essentiellement par la diminution importante du nombre de cristaux dans la zone de nucléation 8500-9000 m quand D_{cons} augmente. Cependant, même si pour les fortes valeurs de D_{cons} , les particules transformées sont plus grosses, elles vont moins croître au cours de la simulation. En effet la quantité de vapeur disponible est distribuée entre de nombreuses particules de glace primaire et quelques cristaux. Cette compétition entraîne que la vapeur déposée sur les cristaux est faible. En fin de simulation les dimensions caractéristiques des cristaux sont relativement proches par rapport à leur valeur à l'instant de la transformation (alors égale à D_{cons}) (Figure 33). A la base du nuage, les dimensions des cristaux sont même plus faibles pour les fortes valeurs de D_{cons} .

La Figure 34 représente le volume moyen des cristaux en fonction de l'altitude. Les cristaux les plus volumineux sont obtenus pour les fortes valeurs de D_{cons} . Cependant le contenu en glace ne suit pas la même tendance. Une compétition entre le nombre de cristaux et leur volume va donc gérer le contenu en glace. Le contenu en glace des cristaux dans la zone de nucléation principale est plus important pour les faibles valeurs de D_{cons} : les cristaux sont moins volumineux mais en nombre nettement plus important. A la base nuage, la tendance inverse se produit, mais de façon nettement moins significative.

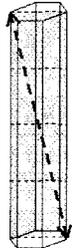
Il est important de noter, que même si un cristal est plus volumineux, sa vitesse de chute peut être plus faible. La définition donnée aux cristaux et le calcul de leur vitesse de sédimentation permet de prendre indirectement en compte l'effet induit sur la vitesse de chute lorsque la surface présentée à l'air est plus importante. Pour une même masse, si la surface de la particule présentée à l'air augmente sa vitesse de chute diminue.

Pour les faibles valeurs de D_{cons} les cristaux sont moins volumineux (Figure 34).. Cependant leur dimension caractéristique est plus grande (Figure 33). La surface alors présentée à l'air peut être plus petite et leur vitesse de chute plus importante.

Volume:	V_1	>	V_2
Surface:	S_1	>	S_2
$D_{Maximum}$	D_1	<	D_2



cD_1^d



cD_2^d

<

En conclusion, une valeur de D_{cons} élevée entraîne une augmentation significative du contenu en glace primaire et une extension verticale plus importante des fortes valeurs de contenu. Pour les cristaux, aucun effet de sédimentation n'est visible. En effet la dimension maximum des cristaux est sensiblement la même quelle que soit D_{cons} , leur vitesse de sédimentation aussi. Leur rapport de forme augmente lui fortement avec D_{cons} . Enfin le nombre de cristaux est significativement diminué quand D_{cons} augmente.

La transformation a un effet opposé sur les propriétés du nuage par rapport au processus de nucléation. Dans le cas de la transformation, lorsque le contenu en glace augmente le nombre de particules diminue. Il apparaît que suivant la transformation et la nucléation leur impact sur les propriétés du nuage sont antagonistes. Ce qui correspond à ce que l'on peut observer: la concentration en particule d'un nuage n'augmente pas forcément avec le contenu en glace.

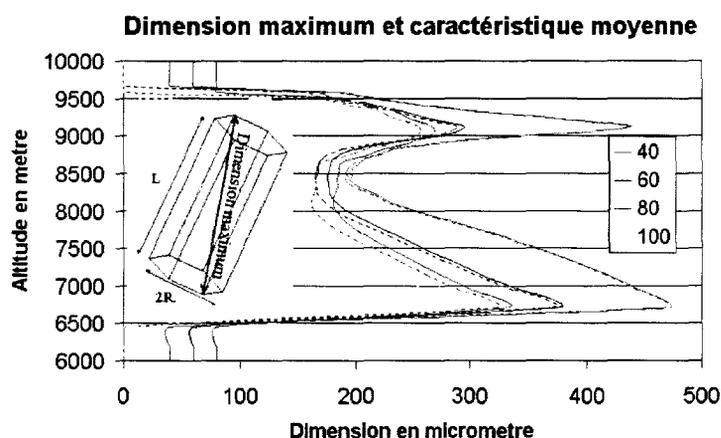


Figure 33: Dimension maximum (trait plein) et Dimension caractéristique (pointillé) des cristaux en fonction de l'altitude pour différentes valeurs de D_{cons} : magenta $D_{cons}=40\mu m$, bleu $D_{cons}=60\mu m$, rouge $D_{cons}=80\mu m$ et turquoise $D_{cons}=100\mu m$ après 4 heures de simulation.

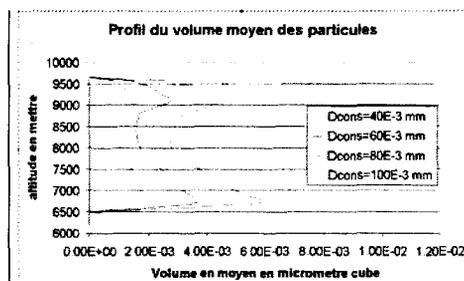


Figure 34: Volume moyen des cristaux en fonction de l'altitude pour différentes valeurs de D_{cons} : magenta $D_{cons}=40\mu m$, bleu $D_{cons}=60\mu m$, rouge $D_{cons}=80\mu m$ et turquoise $D_{cons}=100\mu m$ après 4 heures de simulation.

VI - 3 : Sédimentation des particules.

La paramétrisation de Heymsfield et al. (2000) (notée dans la suite H2000) développée pour $D < 490\mu m$ a été choisie comme référence. Les autres simulations comparées surestiment/sous-estiment la vitesse de chute des petits/gros cristaux par rapport à H2000. Les différentes paramétrisations testées sont représentées Figure 36 et Figure 35; les résultats des simulations Figure 37.

Pour cette étude nous nous appuyerons sur le rapport de forme (Q) des particules pour caractériser leur taille. En effet, Q est directement relié à l'épaisseur L du cristal ($Q = D/D_{cons}$), qui est le paramètre définissant la vitesse de chute.

Lorsque seule la vitesse des cristaux les plus gros ($Q > 3$) est sous-estimée (fit1 par rapport à H2000), on note deux phénomènes:

- sous la zone de nucléation principale une diminution du nombre de cristaux. Le contenu en glace des cristaux est lui identique
- à la base du nuage, le nombre de gros cristaux est plus important dans le cas fit1, le contenu en glace augmente.

Si on ajoute une surestimation de la vitesse de chute des particules de $Q < 2$ (fit2 par rapport H2000), le nombre de particules est sous-estimé dans les zones de nucléation (principale et secondaire). Le nombre de petits cristaux mis en jeu étant important, le contenu en glace est également affecté. Cependant les vitesses de chute des particules de $Q > 3$, par rapport au cas précédent, sont davantage sous-estimées (fit2 par rapport à fit1). Le nombre et le contenu en glace des cristaux à la base du nuage sont davantage surestimés.

Les écarts entre les vitesses données par fit2 et fit3 montrent que pour $Q < 2$, ces deux paramétrisations donnent le même ordre de grandeur de vitesse (Figure 36, en vert). On constate alors, en comparant les profils médians de fit2 et fit3 (bleu et turquoise), que les différences en contenu en glace total apparaissent dès 8000 m, au lieu de 7500 m pour H2000 et fit 1 (vitesses surestimées au-dessus de $Q = 3$). De plus à la différence du cas H2000 et fit1 (rouge et magenta), la tendance est la même sur tout le profil, et se traduit par un augmentation du nombre de cristaux et de leur contenu en glace lorsque les vitesses sont plus faibles.

En conclusion, lorsque la vitesse des petits cristaux ($Q < 2$) n'est pas correctement estimée, le contenu en glace est affecté de la zone de nucléation principale à la base du nuage, et ce même si les particules de taille intermédiaire ($2 < Q < 3$) sont représentées avec les bonnes vitesses. A la base du nuage (absence de nucléation), le contenu en glace n'est sensible qu'à la paramétrisation des plus grosses ($Q > 3$), et ce quelle que soit l'erreur faite sur les petites particules. L'erreur sur la restitution du contenu en glace apparaît à des altitudes plus basses lorsque le diamètre des particules, dont la vitesse est correctement estimée, est grand.

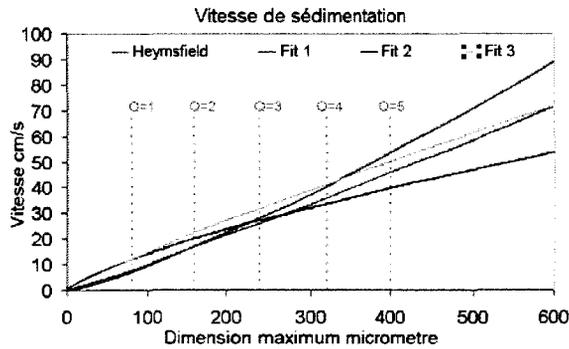


Figure 35: Vitesses de sédimentation testées en fonction de la dimension maximum des particules

Représentation des quatre paramétrisations testées. Heysfield est prise comme référence.

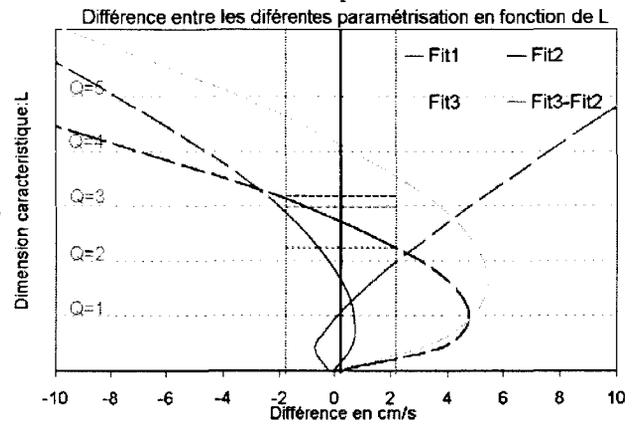


Figure 36: Différences entre les vitesses de sédimentation testées

Ecart, en fonction de la dimension caractéristique du cristal, entre: (i) la paramétrisation de Heysfield et fit1 en magenta, (ii) Heysfield et fit2 en bleu, (iii) Heysfield et fit3 en turquoise et (iiii) fit3 et fit 2 en vert. Lorsque l'écart entre les deux paramétrisations est inférieur à $2\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, les courbes sont en trait plein. Lorsque la vitesse est surestimée, la différence est positive.

Le nombre de particules de cristaux est principalement sensible à la paramétrisation des cristaux de $Q < 3$. Le nombre de particules de glace primaire étant nettement supérieur dans la zone de nucléation principale (8000-9000), la perturbation sur le nombre de cristaux ne sera quantifiable que dans la zone de nucléation secondaire.

VI - 4 : Déposition/sublimation.

Le dernier processus qui intervient dans notre schéma, est la déposition/sublimation. Différentes simulations sont effectuées en imposant un retard plus ou moins important (Figure 38), aussi bien pour la déposition que pour la sublimation.

Les caractéristiques du nuage mature (après 4 heures de simulation) sont indépendantes de Ω tant qu'il est supérieur à 25 %. Pour $\Omega = 20\%$, une augmentation du nombre de cristaux à la base du nuage apparaît. Les cristaux ont des tailles moyennes plus petites (voir vitesse Figure 38) que pour $\Omega > 25\%$, aussi, tandis que le nombre de particules est triplé, le contenu en glace n'est que 1,5 fois supérieur.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'air n'est pas saturé par rapport à la glace à la base du nuage, la perturbation est donc due au processus de sublimation. Quelque soit le ralentissement sur la déposition, les propriétés du nuage sont inchangées.

La Figure 39 représente l'évolution au cours de la simulation du nombre médian de particules de chaque espèce et de l'humidité relative moyenne par rapport à la glace à 6712 m.

Cette figure permet de mettre en évidence que dans le cas où Ω est faible, la sublimation est ralentie, le nombre de petits cristaux qui subsistent dans la couche augmente. Le même phénomène se produit avec la glace primaire. Etant donné leur taille, l'effet est moins important.

Comme nous l'avons vu, la déposition étant insensible au paramètre Ω , le nombre et la taille des cristaux qui atteignent la zone de "précipitation du nuage" (base du nuage) sont les mêmes. Le ralentissement sur la sublimation permet aux cristaux de petite taille de ne pas être totalement évaporés. Leur vitesse de chute étant faible il persiste plus à la base du nuage: le nombre de cristaux augmente et leur taille médiane diminue.

La vitesse des cristaux (Figure 38) suit la même variation que leur taille, on constate qu'à la base du nuage, les cristaux à 30% ont des tailles inférieures par rapport au profil à 80 et 100%. En effet, comme on peut également le constater Figure 39, les petits cristaux commencent à être plus nombreux à la base du nuage.

En conclusion, avec ce type de schéma, seul le processus de sublimation est sensible à un retard. L'effet de Ω est donc limité à la zone précipitante.

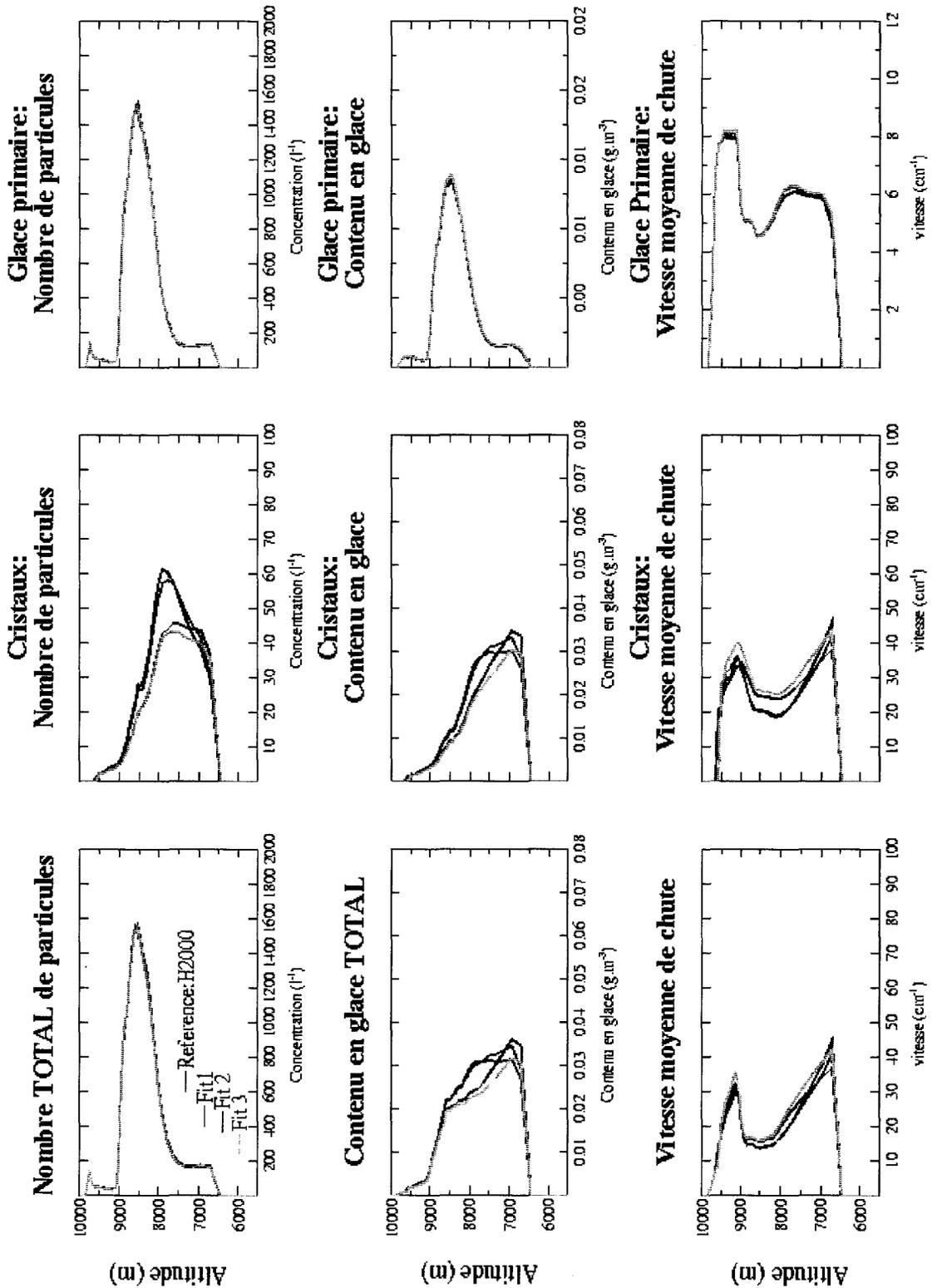


Figure 37: Sensibilité à c et d

Profils medians obtenus pour différentes paramétrisation de la vitesse de chute. En prenant la paramétrisation de Heymsfield pour $d < 490 \mu\text{m}$ comme référence (en rouge):

- (i) Fit1, en magenta, les vitesses sont sous-estimées pour $Q > 3$, (ii) fit2, en bleu, les vitesses sont surestimées pour $Q < 2$ et sous-estimées pour $Q > 3$, (iii) fit3, en turquoise, les vitesses sont surestimées pour $Q > 4$.

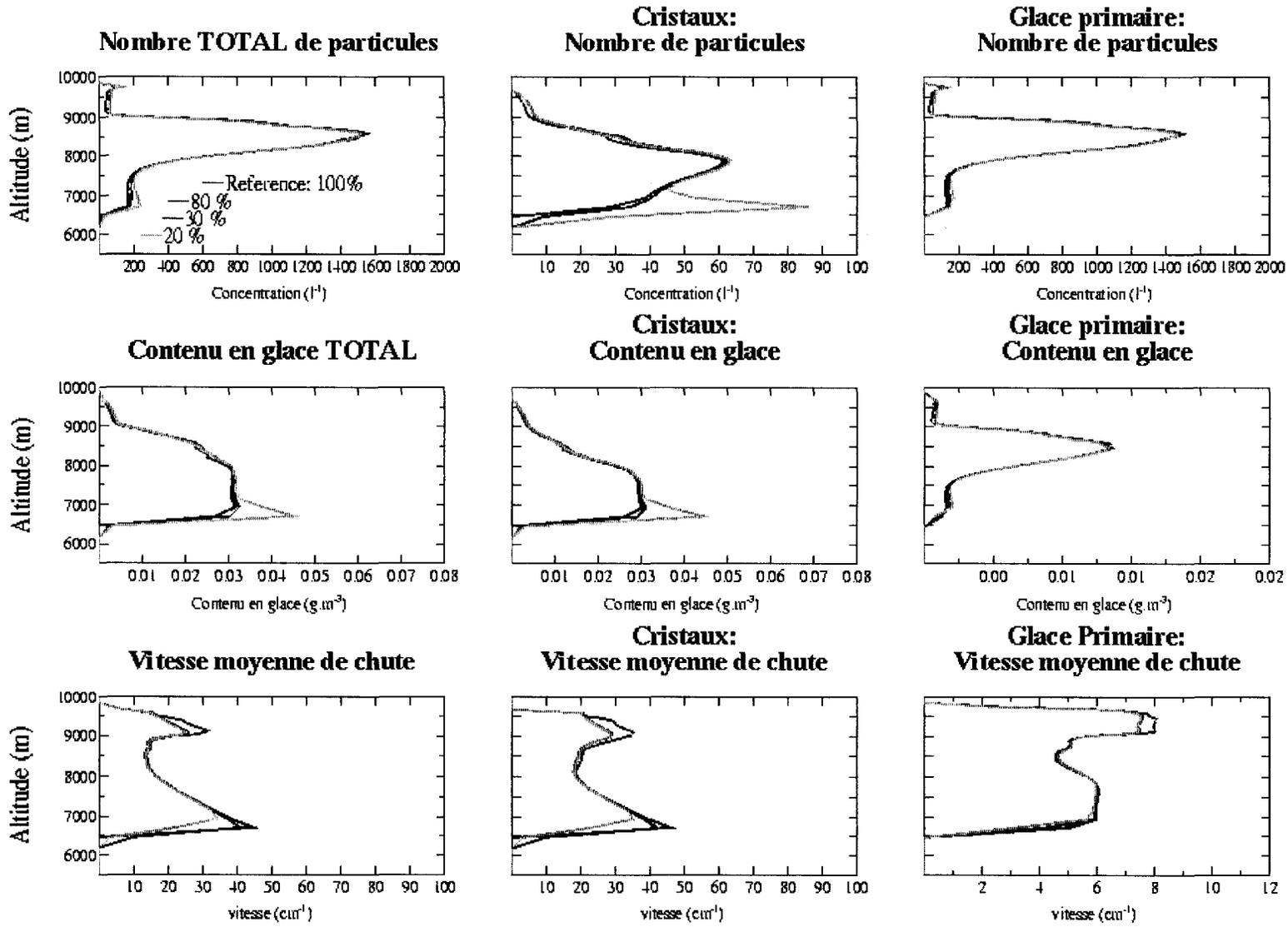


Figure 38: Sensibilité à Ω

Profils médians obtenus pour différentes valeurs de Ω : (i) $\Omega=20\%$ en turquoise, (ii) $\Omega=30\%$ en bleu, (iii) $\Omega=80\%$ en magenta et (iv) $\Omega=100\%$ en rouge

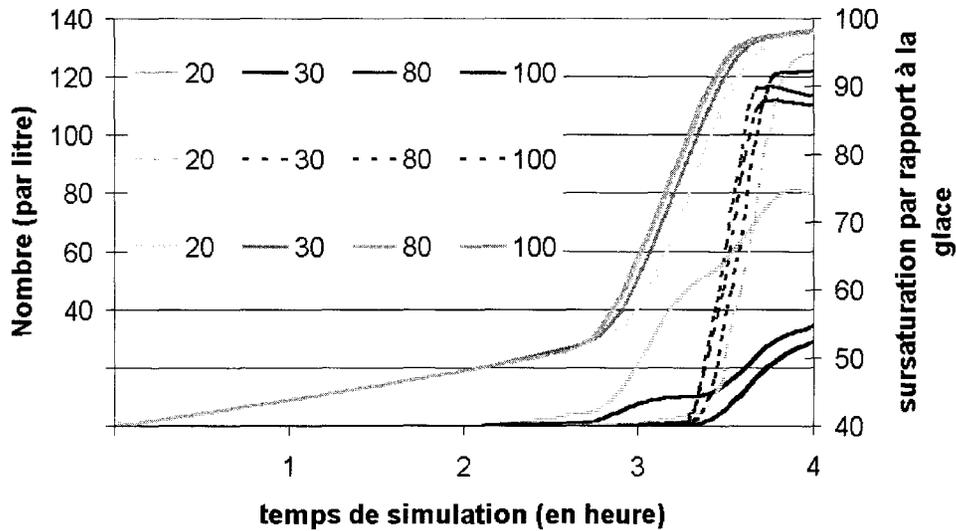


Figure 39: Variation au cours du temps de simulation de la sursaturation à 6712 m (trait translucide), du nombre de particules de glace primaire (pointillé) et du nombre de cristaux (trait plein) à 6712 m (base du nuage) pour différentes valeurs de Ω : (i) 20% turquoise, (ii) 30% bleu, (iii) 80% magenta et (iiii) 100% rouge.

VII : RESUME ET CONCLUSION.

La Figure 40 représente l'évolution du contenu en glace intégré verticalement et moyenné horizontalement (IWP) en fonction du temps pour les différentes simulations présentées dans ce chapitre. La disparité entre les différentes valeurs de IWP (20-100 gm^{-2}) après quatre heures de simulation est comparable à celle obtenue lors de l'exercice d'intercomparaison du GEWEX (figure, p. 27). Le IWP dépend donc fortement des paramètres microphysiques et des conditions initiales. La Figure 40 met clairement en évidence le besoin de contrainte forte du schéma et des conditions initiales.

Cependant le contenu en glace intégré verticalement donne une information globale sur la colonne atmosphérique. Or chaque processus a un impact particulier sur les propriétés microphysiques du nuage. Le Tableau 9 résume, pour chaque espèce de particules, la dépendance du contenu en glace et du nombre de particules au schéma et aux conditions initiales. La nucléation modifie le nombre de particules de glace primaire mais pas leur taille. La transformation modifie leur taille et très faiblement leur nombre. D'autre part la transformation a des effets opposés suivant que l'on considère les cristaux ou la glace primaire. Pour une diminution du nombre de particules et du contenu en glace des particules de glace primaire, on observe une augmentation de ces mêmes quantités pour les cristaux.

De plus, pour certains paramètres, l'impact n'est pas le même sur toute la colonne atmosphérique. Certains processus (nucléation, transformation) modifient essentiellement l'extension verticale des maximums, sans modifier l'extension verticale du nuage. Le profil d'humidité initiale modifie le nombre de particules de glace primaire mais uniquement dans la zone de sursaturation initiale, zone où le nombre de particules de glace primaire est maximal. Il s'agit donc de coupler les effets du profil d'humidité initial et du paramètre N_{NU0} afin de retrouver au mieux les maximums en nombre de particules et leur altitude, ainsi que le nombre de particules dans la zone précipitante du nuage. Le forçage lui est le seul paramètre à avoir un effet significatif sur l'extension verticale du nuage.

Pour la déposition, le maintien de la sursaturation dans le nuage a été imposé via un paramètre arbitraire Ω . Ce paramètre, à la différence des autres paramètres, ne représente pas la physique du processus. Cependant, nous n'avons pas obtenu de sensibilité à ce paramètre mis à part dans les zones de précipitation.

Contenu en glace intégré en fonction du temps.

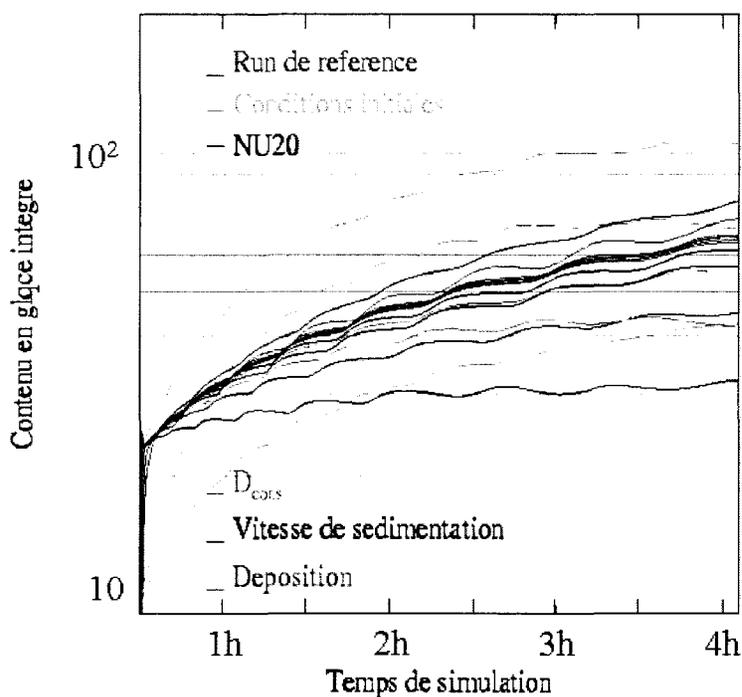


Figure 40: Contenu en glace intégré (g.m^{-2}) au cours du temps, pour les différentes simulations présentées.

	NOMBRE DE PARTICULES		CONTENU EN GLACE	
	Glace primaire	Totale.	Glace primaire	Totale.
Conditions initiales: Forçage.	~ ~	~ ~	~ ~	++
Conditions initiales: Humidité.	+++	+++	+++	+++
Nucléation: N_{Nuo} .	+++	+++	+++	+++
Transformation: D_{cons} .	~ ~	~ ~	+++	++
Sédimentation: c et d .	~ ~	+	~ ~	+
Déposition: Ω	~ ~	~ ~	~ ~	~ ~

Tableau 9: Sensibilité des sorties aux différents paramètres.

Une forte sensibilité est notée +++ et une absence de sensibilité ~. Une sensibilité, des deux quantités nombre et contenu en glace, différente traduit une variation de la dimension caractéristique moyenne.

Dans ce chapitre il a été mis en évidence que suivant la valeur des paramètres clefs, valeur prise dans un intervalle réaliste, les sorties du modèle peuvent être considérablement modifiées. Cependant les informations auxquelles nous avons accès, sont plus riches que la simple connaissance du contenu en glace intégré. Pour contraindre objectivement les paramètres clefs, il nous faut donc, d'une part utiliser des instruments qui sont sensibles à la répartition verticale des propriétés microphysiques du nuage, d'autre part, calculer les observations synthétiques en se limitant aux informations apportées par le modèle. Si d'autres hypothèses devaient être faites quant à la microphysique, des erreurs supplémentaires seraient introduites. Pour cette raison nous avons choisi de développer le modèle de manière à connaître toute les caractéristiques des deux espèces en sortie du modèle.

Pour exploiter au mieux toutes les informations apportées en sorties du modèle, nous avons choisi de contraindre le schéma microphysique et les conditions initiales en utilisant des instruments qui :

- donnent une information sur la répartition en fonction de l'altitude du contenu en glace et du nombre de particules;
- ont une sensibilité différente suivant la taille des particules, afin de pouvoir différencier les deux classes de particule.

Les mesures lidar et radar répondent à ces critères. Nous allons donc maintenant chercher à caractériser la sensibilité de ces observations aux paramètres N_{No} , D_{cons} , c et d et Ω et aux conditions initiales.

Chapitre V : APPORT DES OBSERVATIONS POUR CONTRAINDRE LE SCHEMA MICROPHYSIQUE.

I : INTRODUCTION

La méthode présentée dans la suite de cette thèse, s'appuie sur la dépendance des propriétés microphysiques du nuage simulé avec les paramètres clefs, N_{NUo} , D_{cons} , c et d et Ω définis dans le cadre de notre modélisation. Pour pouvoir contraindre les paramétrisations nous avons choisi d'utiliser deux instruments: le lidar et le radar. D'une part car les mesures de l'intensité effectuées par ces instruments sont sensibles à la densité des particules et à leur taille. D'autre part les mesures lidar, effectuées à une longueur d'onde plus courte que celle des mesures radar, sont sensibles à la forme de l'ensemble des particules, alors que les mesures radar sont sensibles à la taille des plus grosses particules. Ainsi la comparaison des mesures des deux instruments apporte des informations complémentaires. De plus, ce type d'instruments peuvent être à dépolarisation et/ou Doppler, ce qui apporte une information supplémentaire respectivement sur la forme et la vitesse de chute des particules.

Avant d'aborder l'étude de sensibilité des observations synthétiques aux paramètres clefs et aux conditions initiales, les instruments lidar et radar et le calcul de leur observation synthétique sont présentées.

I - 1 : Principe de mesure

Le LIDAR et le RADAR sont des instruments dit actifs. Le principe de mesure de ces instruments consiste à sonder l'atmosphère en émettant une onde directive. Si cette onde rencontre un milieu diffusant (D longueur d'onde $> 10^{-2}$), une partie de son énergie va être rétrodiffusée vers le récepteur de l'instrument. Ce signal reçu constitue la mesure lidar ou radar. D'autre part, la détermination du temps qui sépare l'émission et la réception de l'onde permet d'estimer la distance à laquelle se trouve la cible (Figure 41, p. 73).

Les instruments simulés sont :

- un lidar du type yag qui émet à 532 nm . Ce lidar a la caractéristique de mesurer également le taux de dépolarisation (expliqué par la suite). Cette mesure est très pertinente car elle donne une information sur la forme des cristaux.
- un radar qui émet à 95 GHz (~ 3 mm).

Ces deux systèmes lidar et radar ont l'intérêt de faire partie du site instrumenté de l'IPSL (SIRTA), de l'instrument aéroporté RALI (projet RADAR-Lidar IPSL) et du train spatial AQUA. Nous aurons donc à notre disposition un nombre conséquent de mesures lidar-radar colocalisées spatialement et temporellement, ce qui nous permettra d'appliquer la méthode de contrainte sur de nombreux cas.

Le prototype RALI a participé aux campagnes intensives axées sur l'étude des cirrus CLARE 1998 et CARL 2000. Durant les campagnes CARL 99 et CARL 2000, le radar du GKSS (même caractéristique que le RADAR simulé) était également installé sur les sites de mesure. Nous avons par conséquent choisi de simuler ces instruments en collaboration avec l'IPSL qui était impliqué dans le déroulement et la mise en œuvre de ces campagnes, et donc connaît bien les cas d'étude qu'elles offrent.

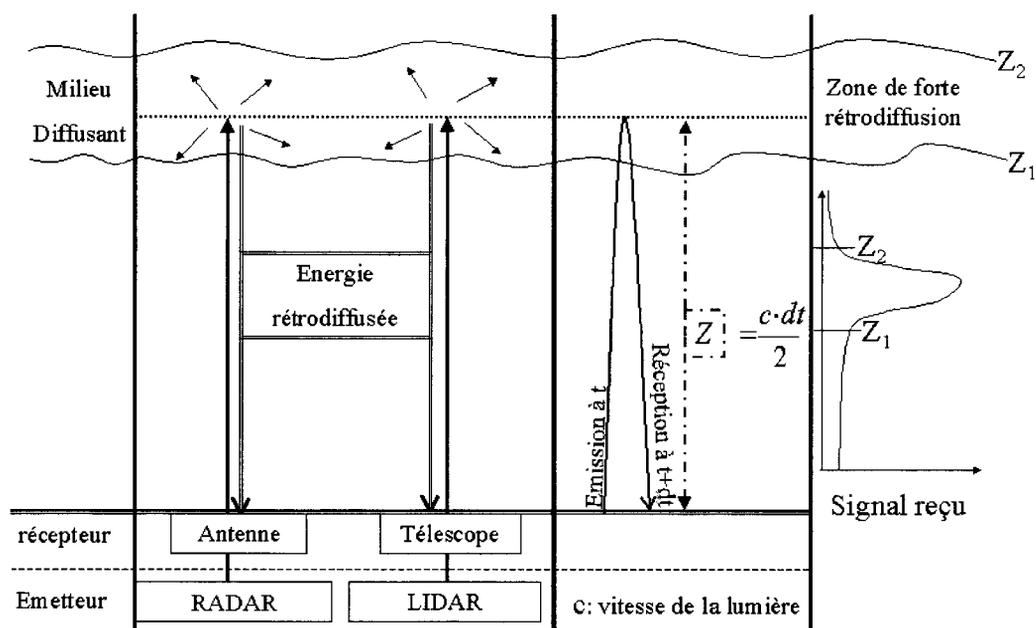


Figure 41: Principe de la mesure lidar et radar.

Un émetteur émet une onde, une partie de son énergie est rétrodiffusée vers le récepteur: l'antenne pour le radar et le télescope pour le lidar. La mesure du temps que met l'onde pour revenir au récepteur indique la hauteur du corps diffusant. Sur un profil de réflectivité radar ou de rétrodiffusion lidar, les zones de signal intense indiquent l'altitude de la base et du sommet du milieu diffusant. Le lidar et le radar émettent des impulsions. Chaque impulsion est séparée d'un temps suffisamment long pour éviter le recouvrement entre les signaux rétrodiffusés de deux impulsions différentes

I - 2 : Apport du lidar et du radar

Les mesures radar et lidar permettent de déterminer l'altitude de la base et du sommet du nuage, donc de vérifier que les particules sont formées dans les bonnes couches. De plus, leur longueur d'onde étant très éloignée, ils apportent des informations différentes et complémentaires. Les mesures lidar et radar sont sensibles au nombre, à la taille et à la forme des particules. La sensibilité de la mesure dépendant du rapport entre la taille des particules et la longueur d'onde d'émission de l'instrument, le radar détectera la présence des plus petites particules que si elles sont assez nombreuses. La comparaison lidar radar peut donc permettre de vérifier que les plus grosses particules et les plus petites se situent aux bonnes altitudes. L'ajout de la dépolarisation, de part sa forte sensibilité à la forme des particules, devrait nous permettre de vérifier les hypothèses de forme faites sur les particules.

La mesure de ces instruments dépend du produit du nombre de particules par leur taille, ajouté d'un effet de forme pour le lidar. Elles sont donc plus finement sensibles à la composition microphysique du nuage que les points énoncés ci dessus. Une étude de sensibilité des observations synthétiques aux paramètres est donc effectuée, afin de mettre en évidence l'outil de contrainte qu'elles peuvent constituer. Avant d'aborder les résultats de cette étude de sensibilité, le calcul des observations synthétiques est décrit.

II : LE RADAR

II - 1 : Généralités

Le radar (Radio Detecting And Ranging) apparut à la fin des années trente. Il fut d'abord développé pour des besoins militaires afin de détecter des avions et de déterminer la distance à laquelle ils se trouvaient. Durant la

seconde guerre mondiale, les nuages précipitants constituaient des parasites pour la mesure. De nos jours le radar est un incontournable de la prévision météorologique. De parasite, le nuage est devenu cible! Les radars centimétriques furent les premiers développés en météorologie pour l'étude des systèmes précipitants. Les radars millimétriques, développé plus récemment, sont eux employés pour étudier des milieux moins dense, et donc en particulier pour l'étude des cirrus.

II - 2 : Equation radar

On définit le facteur de réflectivité radar $m^6 m^{-3}$ représenté par la lettre Z tel que (Annexe C : , p.115):

$$(24) \quad \Rightarrow Z = \int_0^{\infty} n(D) D^6 dD$$

Ce facteur, directement relié à la mesure radar, ne dépend pas de l'instrument. Il ne dépend que du nuage. Il est exprimé en $mm^6 m^{-3}$. On associe à cette unité une échelle logarithmique par comparaison avec un niveau de référence de $1 mm^6 m^{-3}$, Le facteur de réflectivité radar est ainsi exprimé en dBZ:

$$(25) \quad Z(dBZ) = 10 * \log \left[Z(mm^6 m^{-3}) \right]$$

II - 3 : Calcul des observations synthétiques.

Le facteur de réflectivité synthétique est calculé en chaque point de grille du modèle. Les contributions de la glace primaire et des cristaux peuvent être séparées:

$$Z(z) = \int_0^{\infty} D^6 \cdot n(D, z) \cdot dD \quad \text{avec} \quad n(D, z) = n_p(D_p, z) + n_c(D_c, z)$$

$$\Rightarrow Z(z) = \int_0^{\infty} D^6 \cdot (n_p(D_p, z) + n_c(D_c, z)) \cdot dD$$

$$\Rightarrow Z(z) = Z(z)_p + Z(z)_c$$

A 95 GHz, l'indice de réfraction de la glace vaut 1,78 et l'approximation de Rayleigh reste valide tant que le paramètre de taille x reste inférieur à 0.2 (Ulaby 1981, Doviak et al. 1984).

$$(26) \quad x = \frac{\pi D}{\lambda_{Ra}}$$

avec D diamètre de la particule.

Ce qui est le cas pour des particules de diamètre inférieur à 250 μm .

Dans le cas de la glace primaire, cette condition est remplie. Les particules étant supposées sphériques dans méso-NH, la section efficace de rétrodiffusion radar est égale à la section efficace de la particule. Le facteur de réflectivité radar est donc égal à:

$$Z_p(z) = \int_0^{\infty} n_p(D_p, z) D_p^6 dD_p$$

Avec D diamètre du diffuseur isotrope équivalent

Lorsque les particules ne sont pas sphériques, si l'on est dans l'approximation de Rayleigh, le diamètre du diffuseur isotrope équivalent, D_{eq} , est assimilé à celui de la particule sphérique de volume équivalent.

Pour la deuxième espèce, lorsque les cristaux sont assimilés à des colonnes, la dimension caractéristique de la particule est reliée au diamètre équivalent par:

$$D_c = \frac{D_{eq}^3}{D_{cons}^2} \frac{4\pi}{9\sqrt{3}}$$

Pour être dans les conditions de Rayleigh, il faut donc :

- Pour $D_{cons}=100 \mu m$: $D_c < 1.2 mm$
- Pour $D_{cons}=80 \mu m$: $D_c < 2 mm$
- Pour $D_{cons}=60 \mu m$: $D_c < 3.5 mm$
- Pour $D_{cons}=40 \mu m$: $D_c < 7.8 mm$

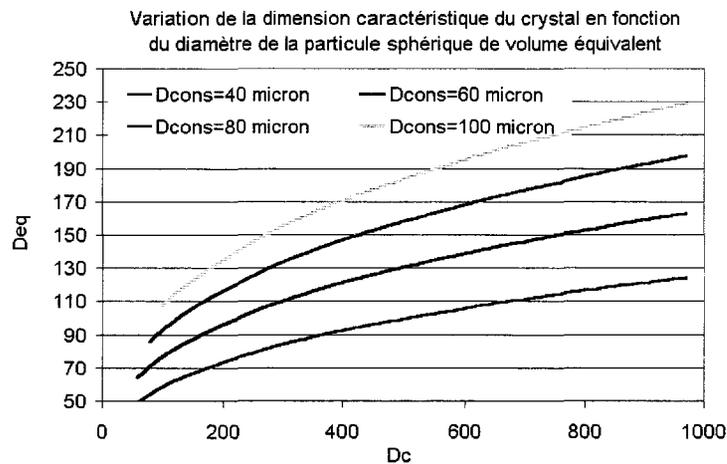
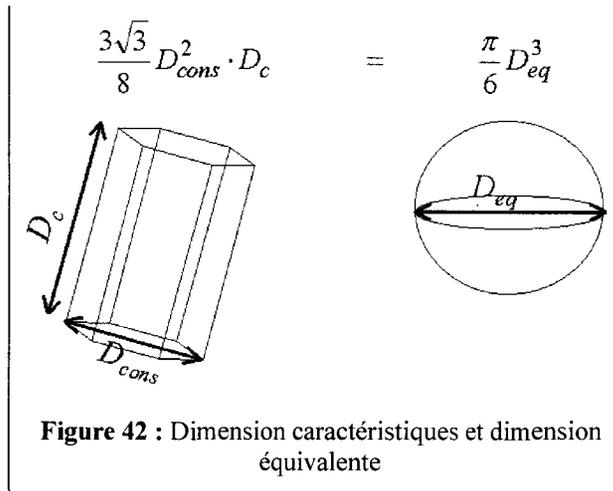


Figure 43 Variation de la dimension équivalente en fonction de la dimension caractéristique

Vu les distributions en taille observées dans la littérature, l'approximation de Rayleigh semble correcte. Par conséquent, le facteur de réflectivité radar pour les cristaux équivaut à :

$$Z_c(z) = \int_0^{\infty} n_c(D_{eq}, z) D_{eq}^6 dD$$

Toutes les quantités nécessaires au calcul de la réflectivité radar sont disponibles en sortie du modèle. Le calcul ne nécessite donc aucune hypothèse supplémentaire. Pour les deux espèces, le facteur de réflectivité est sensible à la taille des particules, mais pas à leur forme.

III : LA RETRODIFFUSION LIDAR.

III - 1 : Généralité.

Les premiers lidar (Light Detection And Ranging) furent construits en 1963. Ils représentaient alors une nouvelle génération de radar utilisant un laser comme source d'émission. Le principe de la mesure lidar est exactement le même que celui de la mesure radar. C'est la source, et donc les interactions avec le milieu diffusant qui changent.

III - 2 : Equation

La mesure lidar est fonction du coefficient de rétrodiffusion $\beta(z)$ ($km^{-1}sr^{-1}$), du coefficient de diffusion multiple η et du coefficient d'extinction $\alpha(z)$. La résolution verticale du lidar est également déterminée à partir du temps d'impulsion T (voir Annexe D : , p. 117).

$$\left(\frac{Pz^2}{C} \right) = \beta(z) \cdot e^{\left(-2\eta \int_0^z \alpha(z) dz \right)}$$

III - 3 : Calcul des observations synthétiques

On différencie les effets dus à l'atmosphère seule (en absence de nuages), dits contribution moléculaire (m), des effets dus aux nuages, dits contribution particulaire ($part$):

$$\alpha(z) = \alpha_m(z) + \alpha_{part}(z) \qquad \beta(z) = \beta_m(z) + \beta_{part}(z)$$

Les observations lidar sont traitées de sorte qu'elles soient directement comparables aux observations synthétiques calculées à partir des sorties du modèle. Elles sont corrigées des effets instrumentaux, elles ne subissent aucun traitement impliquant des hypothèses sur la nature du nuage ou sa composition. Les observations lidar sont donc corrigées du bruit de fond de ciel et du bruit instrumental. Nous devons donc être capables de calculer, à partir des sorties du modèle les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion dus à la contribution moléculaire et particulaire.

III - 3 - 1 Contribution moléculaire.

On a :

$$(27) \quad \beta_m(z) = \frac{P(z)}{k_B T(z)} 5.45 * \left(\frac{\lambda}{0.55} \right)^{-4.09} 10^{-32} \qquad \alpha_m(z) = \frac{8\pi}{3} \beta_m(z)$$

avec $P(z)$ pression en Pascal et $T(z)$ température en Kelvin au niveau z . (voir Elouragini, 1991)

Ce sont les quantités obtenues par la simulation, à l'instant où le profil lidar est simulé, qui sont utilisées

III - 3 - 2 Contributions particulières.

On sépare l'effet des particules sphériques (p) de l'effet des cristaux (c) :

$$\beta_{part}(z) = \beta_p(z) + \beta_c(z) \qquad \alpha_{part}(z) = \alpha_p(z) + \alpha_c(z)$$

Les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion dépendent de la forme et du paramètre de taille x de la particule:

$$(28) \quad x = \frac{2\pi r}{\lambda_{Li}}$$

La section d'extinction d'une particule est égale au produit de sa section géométrique σ_{geom} par l'efficacité d'extinction Q_{ext} :

$$\Rightarrow \alpha(z) = \int_0^{r_{max}} \sigma_{geom}(r) \cdot Q_{ext}(r) n(r, z) dr$$

La section d'extinction peut être quatre fois plus grande que la section géométrique de la particule. Lorsque le paramètre de taille est supérieur à 300, ce qui équivaut pour une longueur d'onde de $0.532 \mu m$ à un rayon supérieur à $25 \mu m$, l'efficacité d'extinction est constante, est égale à 2.

ii. Glace primaire

Les particules de glaces primaires étant assimilées à des particules sphères, on utilise la théorie de Mie pour calculer le coefficient d'extinction et la fonction de phase en rétrodiffusion des particules.

ii. Cristaux

L'optique géométrique est valable pour des paramètres de tailles supérieurs à 60 (Misnchenko et al., 1996), donc dès 10 μm de diamètre pour $\lambda_{i,i}=0.532\mu m$. Dans le cas des cristaux, on peut donc appliquer l'optique géométrique quelle que soit leur taille. La section d'extinction est calculée en supposant les particules orientées aléatoirement. La section géométrique dépend de la largeur R et de l'épaisseur L du cristal, et est égale à :

$$\sigma_{géom} = \frac{3\sqrt{3}}{\pi} R^2 + \frac{12}{\pi^2} R \cdot L$$

Il s'en suit que la section d'extinction réelle des particules appartenant à la maille z est égale à :

$$\sigma_{ext}(z) = 2 \int_0^{\infty} \sigma_{géom}(D_c) \cdot n(D_c, z) dD_c$$

La fonction de phase en rétrodiffusion est calculée par V. Noel (Noël et al., 2001). Elle dépend du rapport de forme des particules. Le calcul est effectué en considérant la géométrie des particules données dans le modèle. Dans chaque maille du modèle, on connaît la distribution de particules, la fonction de phase résultante est calculée comme suit:

$$p(\pi, z) = \int_0^{\infty} p(\pi, Q) n(Q, z) dQ$$

Avec Q rapport de forme des particules

$p(\pi, z)$ est calculée numériquement avec un pas $\Delta Q = \frac{1\mu m}{D_{cons}}$.

III - 3 - 3 Le facteur de diffusion multiple

Le facteur de diffusion multiple (η) dépend des propriétés microphysiques du milieu (nombre, forme, taille, orientation des particules). Il constitue la source majeure d'incertitude des profils lidar simulés. Son impact est d'autant plus important que le lidar est éloigné du nuage observé; i.e. son impact sur le profil est prépondérant pour le lidar spatial, son impact est moindre pour le lidar sol ou aéroporté.

La diffusion vers l'avant étant préférentielle (cf, fonction de diffusion des cristaux de glace), tous les trajets de diffusions multiples des photons dans le nuage ne sont pas équiprobables. Pour élaborer une méthodologie qui permette de contraindre les paramétrisations du modèle à partir d'observations sols et/ou aéroportées, l'approche de Platt et al. (1981), est retenue, le coefficient de diffusion multiple est pris égale à 0.5.

IV : LA DEPOLARISATION LIDAR

IV - 1 : Généralités.

L'onde émise par le lidar est polarisée linéairement ($I_{//}^i$). Cette onde, en se propageant dans un milieu anisotrope, va être dépolarisée. Une fois que le signal reçu est mesuré (rétrodiffusion lidar), un dispositif permet de séparer le signal polarisé perpendiculairement (I_{\perp}^d) et parallèlement ($I_{//}^d$). Le rapport entre ces deux quantités constitue la mesure du taux de dépolarisation.

IV - 2 : Equation.

Le taux de dépolarisation équivaut à:

$$(29) \quad \Delta P = \frac{(P_z^2)^\perp}{(P_z^2)^\parallel} = \frac{\beta_m^\perp(z) + \beta_{part}^\perp(z)}{\beta_m^\parallel(z) + \beta_{part}^\parallel(z)}$$

Avec: m pour moléculaire et $part$ pour particulaire.

IV - 3 : Calcul des observations synthétiques.

i. Contributions moléculaires:

D'après les travaux de A.Young (1980), les particules moléculaires dépolarisent le signal en moyenne de 1.6%.

Soit $\delta_m = \frac{\beta_m^\perp}{\beta_m^\parallel}$:

$$(30) \quad \beta_m^\perp(z) = \frac{\delta_m}{1 + \delta_m} \beta_m(z) = 0.016 \beta_m(z)$$

$$\beta_m^\parallel(z) = \frac{1}{1 + \delta_m} \beta_m(z) = 0.984 \beta_m(z)$$

ii. Contributions particulières:

On sépare la contribution de la glace primaire (p) de celle des cristaux (c):

$$\beta_{part}^\perp(z) = \beta_c^\perp(z) + \beta_p^\perp(z)$$

$$\beta_{part}^\parallel(z) = \beta_c^\parallel(z) + \beta_p^\parallel(z)$$

Les particules sphériques ne modifient pas la polarisation du signal. Par conséquent, seuls les cristaux dépolarisent le signal:

$$(31) \quad \begin{aligned} \beta_c^\perp(z) &= \frac{P_{11}(\pi) - P_{22}(\pi)}{8\pi} \alpha_c(z) & \beta_p^\perp(z) &= 0 \\ \beta_c^\parallel(z) &= \frac{P_{11}(\pi) + P_{22}(\pi)}{8\pi} \alpha_c(z) & \beta_p^\parallel(z) &= \beta_p(z) \end{aligned}$$

iii. Le taux de dépolarisation:

D'après (29), (30) et (31), le taux de dépolarisation est égal à:

$$(32) \quad \Rightarrow \frac{(P_z^2)^\perp}{(P_z^2)^\parallel} = \frac{(P_{11}(\pi) - P_{22}(\pi))\alpha_c(z) + 0.016\beta_m(z)}{8\pi\beta_p(z) + (P_{11}(\pi) + P_{22}(\pi))\alpha_c(z) + 0.984\beta_m(z)}$$

Le terme de la matrice de diffusion P_{22} est toujours calculé par Vincent Noel à l'aide de son code (Noël et al., 2001) Le terme P_{22} à associer à la maille z est calculé, comme pour la fonction de phase en rétrodiffusion :

$$P_{22}(\pi, z) = \int_0^{\infty} P_{22}(\pi, Q)n(Q, z)dQ$$

V. : COMPARAISON AVEC LES OBSERVATIONS REELLES: METHODOLOGIE.

Pour les mesures sols, les instruments sont fixes alors que le nuage est advecté par le vent, à la vitesse moyenne V . Le déplacement du nuage permet d'échantillonner différentes zones du nuage. Seulement, ces mesures ne sont pas instantanées. Du point de vue modélisation, afin de reproduire cet effet, les observations synthétiques sont calculées dans la même colonne I , mais à des instants différents qui correspondent aux instants de mesure. La prise en compte de la vitesse du vent horizontale lors de la simulation permet, via l'advection, de reproduire le déplacement et la déformation du nuage au dessus du point de mesure I .

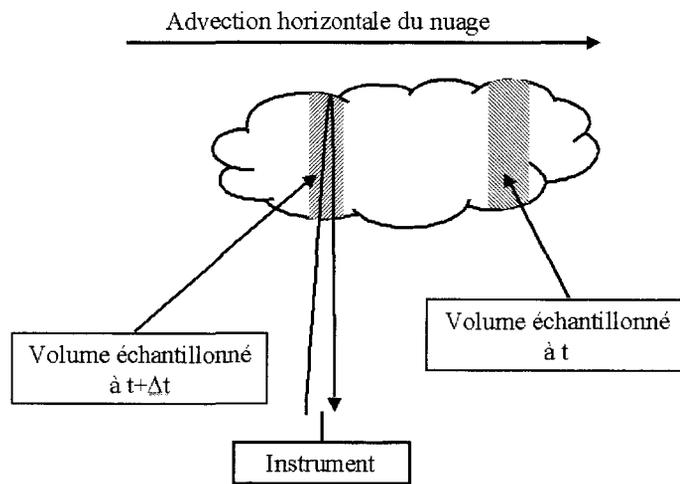


Figure 44:

Le radar et le lidar n'ont pas les mêmes fréquences de mesure. Le lidar effectue 20 mesures par seconde. Ces mesures sont intégrées, avant même l'enregistrement, sur 1 seconde. Pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, dans le cas de cirrus, les signaux sont moyennés pendant 1 minute. Le radar effectue 512 tirs par secondes. Ces tirs sont ensuite traités pour donner une information par seconde. La résolution horizontale des observations réelles et synthétiques sera donc donnée dans l'espace temps, et égale à 1 minute pour le lidar et 1 seconde pour le radar. Pour la résolution verticale, c'est par contre le radar qui l'impose. Elle est de 60 m pour le radar contre 15 m pour le lidar. Les données lidar seront donc moyennées de manière à obtenir la même résolution. Pour les deux instruments, l'incertitude sur les mesures dépend de l'altitude et du milieu sondé. Elles sont diminuées (*propriété du bruit de mesure*) quand le nombre de mesures intégrées augmente. Pour effectuer l'étude de sensibilité des observations synthétiques au schéma microphysique, il est nécessaire de considérer les différentes incertitudes que l'on a sur les observations synthétiques et réelles.

En rétrodiffusion lidar l'incertitude considérée n'est qu'instrumentale et peut atteindre $\pm 3 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}\text{sr}^{-1}$. En dépolarisation, aux incertitudes instrumentales, il nous faut ajouter une incertitude due à la mauvaise prise en compte de la diffusion multiple dans le calcul de la dépolarisation. En effet, nous avons supposé que le coefficient de diffusions multiples était le même pour P22 et P11. Dans ces récents travaux, V. Noel montre que le coefficient de diffusion multiple est différent. L'approximation reste cependant valable au premier ordre. L'incertitude considérée pour la dépolarisation est de $\pm 5\%$ et prend en compte l'erreur faite sur le coefficient de diffusion multiple et l'erreur instrumentale.

Pour le radar, un seuil de sensibilité est défini au delà duquel la mesure n'est plus exploitable. Il est de -50 dBz au sol et diminue de 3dBz par kilomètre. En plus de ce seuil de validité, il existe une incertitude sur la mesure. L'incertitude considérée est de $\pm 2\text{dBz}$. Elle prend en compte deux choses :

- l'incertitude sur la mesure qui est au maximum de l'ordre de $\pm 0.5 \text{ dBz}$.

- Différents travaux ont été effectués pour quantifier l'effet de forme des particules sur les mesures radar. Parmi ces travaux, on trouve ceux de Atlas et al. (1995) qui montrent que pour des fréquences supérieures à 100 GHz, l'approximation de Rayleigh permet d'obtenir des résultats à ± 1 dBz. On supposera donc que l'approximation de Rayleigh pour le calcul des observations synthétiques est au premier ordre satisfaisante. Cependant on ajoute à l'incertitude de mesure une incertitude sur les facteurs de réflectivité calculés de ± 1.5 dBz.

VI : ETUDE DE SENSIBILITE DES OBSERVATIONS SYNTHETIQUES.

Dans cette partie, la sensibilité des observations synthétiques aux conditions initiales et aux paramètres microphysiques identifié au chapitre précédent est étudiée. La méthode et les simulations sont les mêmes que celles discutées dans le chapitre précédent. Les observations synthétiques sont calculées à partir des champs microphysiques obtenus après 4 heures de simulation. A partir des résultats de cette étude de sensibilité nous élaborerons une méthodologie de contrainte pour les paramétrisations.

VI - 1 : Etude de sensibilités aux conditions initiales (Figure 45).

La Figure 45 présente les résultats obtenus pour les différentes conditions initiales considérées au § 0, p. 58. Les profils synthétiques médians sont reportés dans la colonne de gauche:

- 1) Rouge : simulation de référence
- 2) Magenta : le refroidissement est 2 fois plus important
- 3) Bleu : l'humidité est diminuée dans la zone de nucléation forte
- 4) Turquoise : les conditions initiales du 2) et 3) sont cumulées.

Les courbes dans la colonne de droite représentent les écarts entre la simulation de référence et les résultats pour les situations 2), 3) et 4) sont représentés :

- Magenta : écart entre 2) et le run de référence
- Bleu : écart entre 3) et le run de référence
- Turquoise : écart entre 4) et le run de référence

De plus, l'écart des profils restitués dans le cas 2) et 4) est représenté en vert. Ainsi la comparaison des courbes en bleu et en vert permet de mettre en évidence l'impact d'une diminution de l'humidité dans la zone de forte nucléation pour un refroidissement respectivement de 4°C et 8°C sur 4 heures.

On note qu'une diminution de l'humidité relative implique une diminution de la rétrodiffusion (bleu). Cette variation dépend du forçage (bleu et vert). En effet lorsque le forçage est accentué, l'atténuation en bas du nuage augmente. Par conséquent, la rétrodiffusion lidar est plus faible dans le nuage. Il en est différemment pour le facteur de réflectivité radar et la dépolarisation lidar qui sont eux indépendants de l'atténuation. Dans la zone de nucléation, quel que soit le forçage, la dépolarisation augmente de la même quantité (bleu, vert). Sous la zone de nucléation, le facteur de réflectivité radar diminue indépendamment du forçage (bleu, vert).

De plus, dans la zone de nucléation, une mauvaise estimation du forçage entraîne une même variation de la réflectivité radar indépendamment de l'humidité (turquoise et magenta).

En conclusion:

- si l'humidité n'est pas correcte dans la zone de sursaturation initiale, la dépolarisation sera alors mal restituée dans cette zone et le facteur de réflectivité radar sous cette même zone;
- une mauvaise prise en compte du forçage entraînera une erreur sur l'estimation de l'altitude de la base du nuage par les instruments, ainsi qu'une erreur sur la restitution du facteur de réflectivité radar sur tout le nuage;
- si les deux paramètres ne sont pas correctement estimés alors l'erreur faite sur le facteur de réflectivité radar n'est pas constante sur tout le nuage. De plus, la dépolarisation présentera les deux signatures : erreur de l'estimation de la base du nuage et erreur de l'estimation de la dépolarisation dans la zone de nucléation.

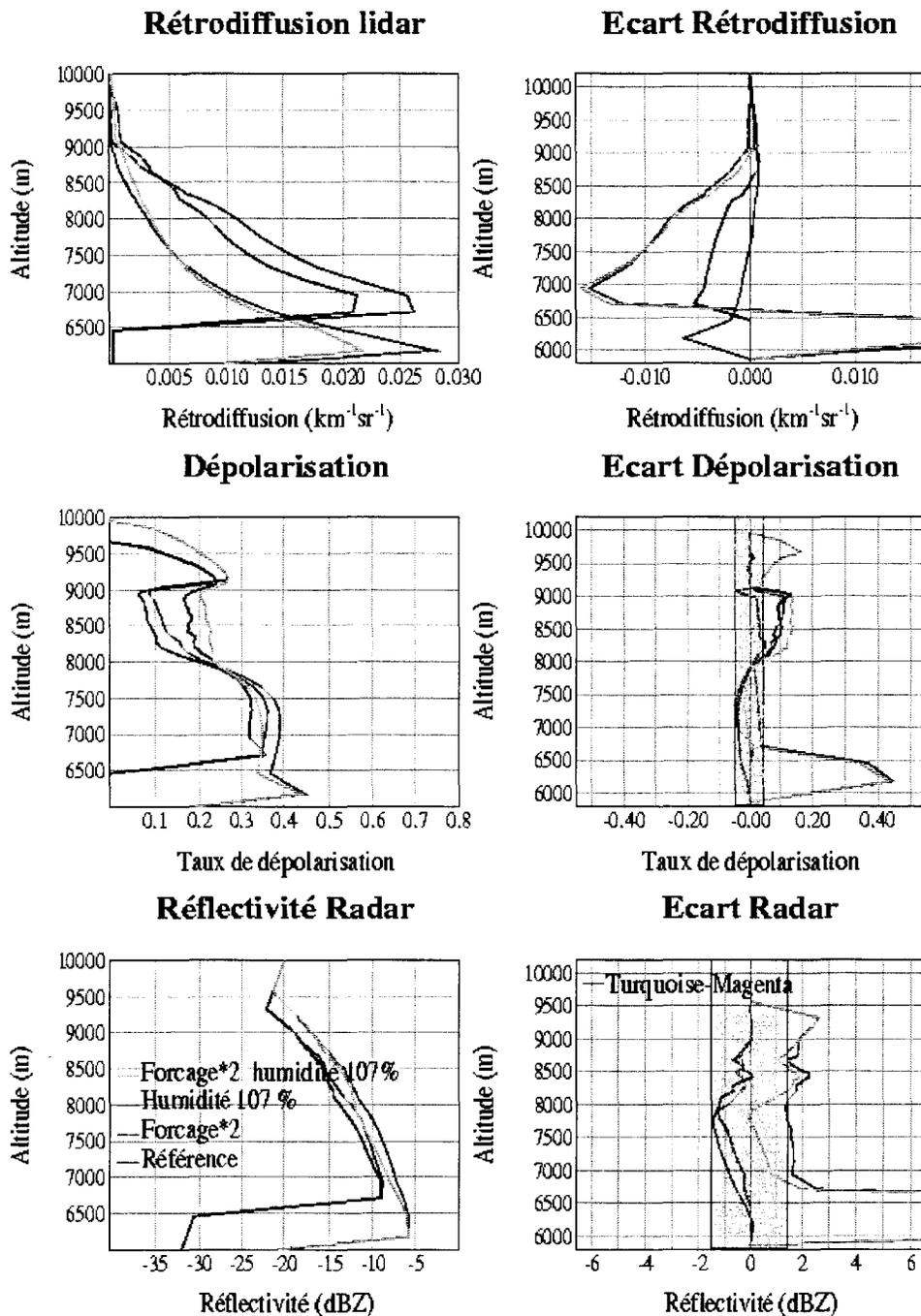


Figure 45 Sensibilité aux conditions initiales

Pour chaque observation synthétiques calculés (i.e. rétrodiffusion lidar (haut), taux de dépolarisation (milieu) et facteur de réflectivité radar (bas)):

- A gauche: Profils médians pour les conditions présentées § Chapitre IV : III : (en rouge) (run de référence), pour un refroidissement deux fois plus fort (8°C en 4 heures) (en magenta), avec une humidité entre 8500 et 9000 m de 107% (en bleu) et enfin pour un refroidissement deux fois plus important et une humidité maximum de 107% (en turquoise)
- A droite: écart entre les profils médians avec en couleur X : différence entre le profil médian X et le run de référence. En tacheté gris: zone d'incertitude sur la mesure.

VI - 2 : Etude de sensibilité aux paramètres microphysiques.

L'étude de sensibilité au schéma microphysique est effectuée à partir des paramètres N_{Nu0} (nucléation), D_{cons} (transformation), c et d (sédimentation) pour les valeurs discutées au chapitre précédent. La sensibilité à Ω est également présentée pour caractériser l'effet sur les observations synthétiques d'une accumulation de petit cristaux à la base du nuage. Pour décrire les observations synthétiques, le même type de graphiques que pour l'étude aux conditions initiales est utilisé. Les profils médians obtenus pour les différentes simulations sont superposés. Pour bien mettre en évidence l'impact des paramètres du schéma microphysique sur les observations synthétiques, nous avons tracé, en fonction de l'altitude, les écarts entre les profils médians pour la simulation de référence et ceux obtenus pour les autres valeurs choisies

VI - 2 - 1 Nucléation de la glace primaire (Figure 46, p. 83).

La rétrodiffusion lidar est fortement sensible à N_{Nu0} . La signature de N_{Nu0} est équivalente à la signature du profil d'humidité, mais plus fortement atténué. En effet, la quantité de vapeur disponible étant différente que l'on diminue le nombre de particules activables ou l'humidité, les plus grosses particules ont une signature différente. Cependant nous nous appuyons sur les signatures de la dépolarisation lidar et le facteur de réflectivité radar pour différencier l'effet de l'humidité et de N_{Nu0} : sensibles aux conditions initiales et insensibles à N_{Nu0} . Ils nous permettent de déterminer si les différences sont dues à N_{Nu0} ou aux conditions initiales.

VI - 2 - 2 Transformation de la glace primaire en cristaux (Figure 47, p.84).

Modifier la valeur de la dimension constante des particules, modifie le nombre de particules de glace primaire, le contenu en glace des cristaux et le rapport de forme des cristaux. Toutes les observations simulées sont donc sensibles à ce paramètre. La courbe en magenta montre qu'un écart de la rétrodiffusion de $1.10^{-2} \text{ km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ au profil de référence est corrélé avec un écart de -6dBz du facteur de réflectivité radar. Même si ce cas correspond à $D_{cons}=40 \mu\text{m}$, qui comme nous l'avons vu n'est pas réaliste, il permet de mettre en évidence que les écarts relatifs de la rétrodiffusion et du facteur de réflectivité radar sont plus importants que lors de l'étude de sensibilité aux conditions initiales et à N_{Nu0} . De plus, les écarts de dépolarisation sont observés sous la zone de nucléation, alors que pour une variation de l'humidité, ils se situaient dans cette zone.

VI - 2 - 3 Sédimentation des particules (Figure 48, p. 85).

D'après nos résultats, les instruments sont faiblement sensibles à la vitesse de chute des cristaux. Pourtant la microphysique du nuage était, elle, sensible à ces vitesses. Cependant on note une diminution de la rétrodiffusion lidar et du facteur réflectivité radar lorsque la vitesse de chute des petites particules n'est pas correctement estimée. Par contre si seule la vitesse de chute des plus grosses particules est erronée, l'effet inverse se produit. De plus, dans le cas où la vitesse de chute de toutes les particules est surestimée (Figure 50, fit4), on obtiendrait des inversions sur les écart de rétrodiffusion accompagnées d'un écart important sans inversion sur le radar. Ce phénomène pour les autres études de sensibilité n'a pas été observé.

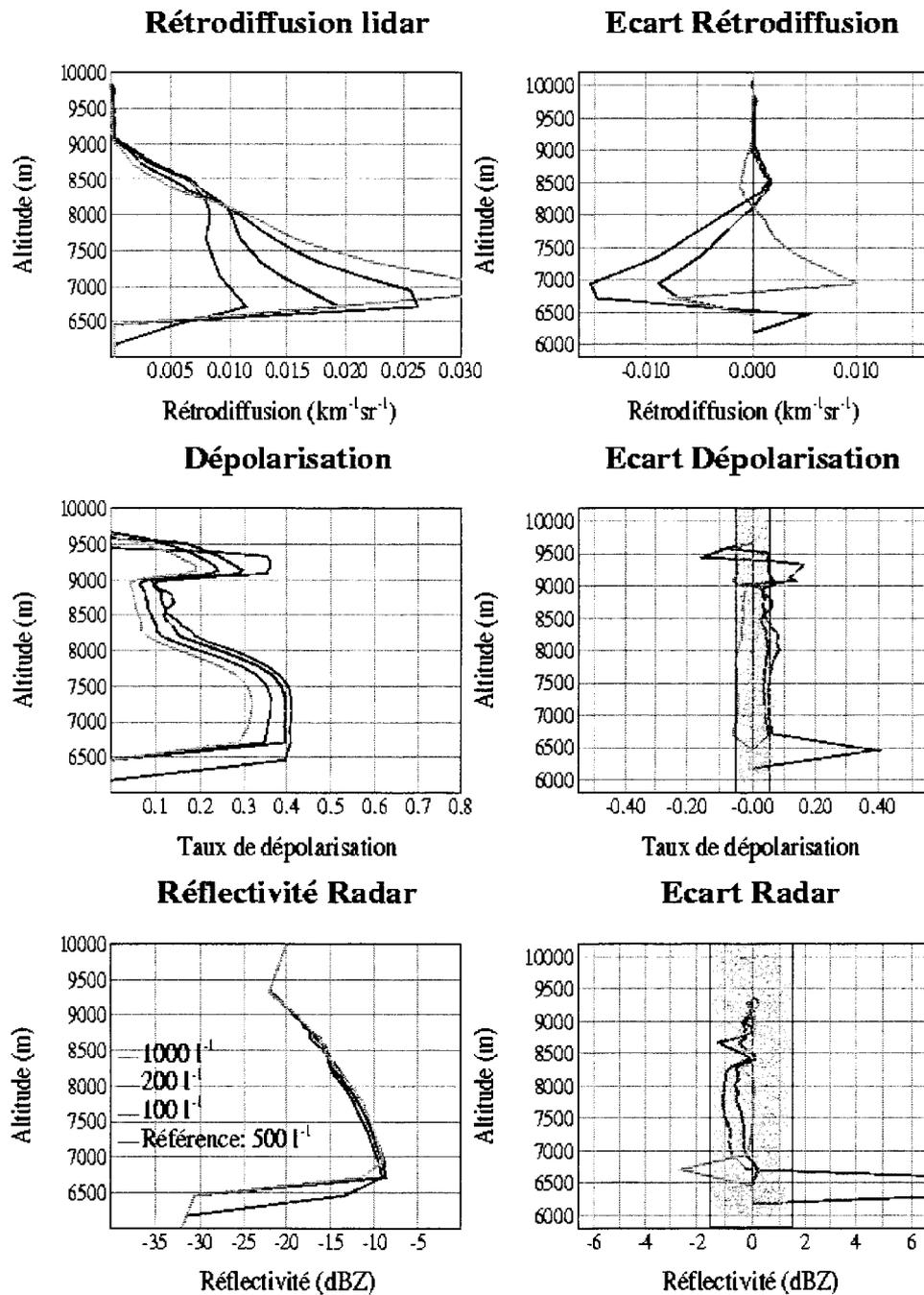


Figure 46 Sensibilité à N_{NU_0}

Pour chaque observations synthétiquese calculées (i.e. rétrodiffusion lidar (haut), taux de dépolarisation (milieu) et facteur de réflectivité radar (bas)):

- A gauche: Profils médians pour $NU_{20}=100l^{-1}$ en magenta, $NU_{20}=200 l^{-1}$ en bleu, $NU_{20}=500 l^{-1}$ en rouge et $NU_{20}=1000 l^{-1}$ en turquoise.
- A droite: Ecart entre les profil médian avec en couleur X: différence entre de Profil médian X et le run de référence. En tacheté gris: zone d'incertitude sur la mesure

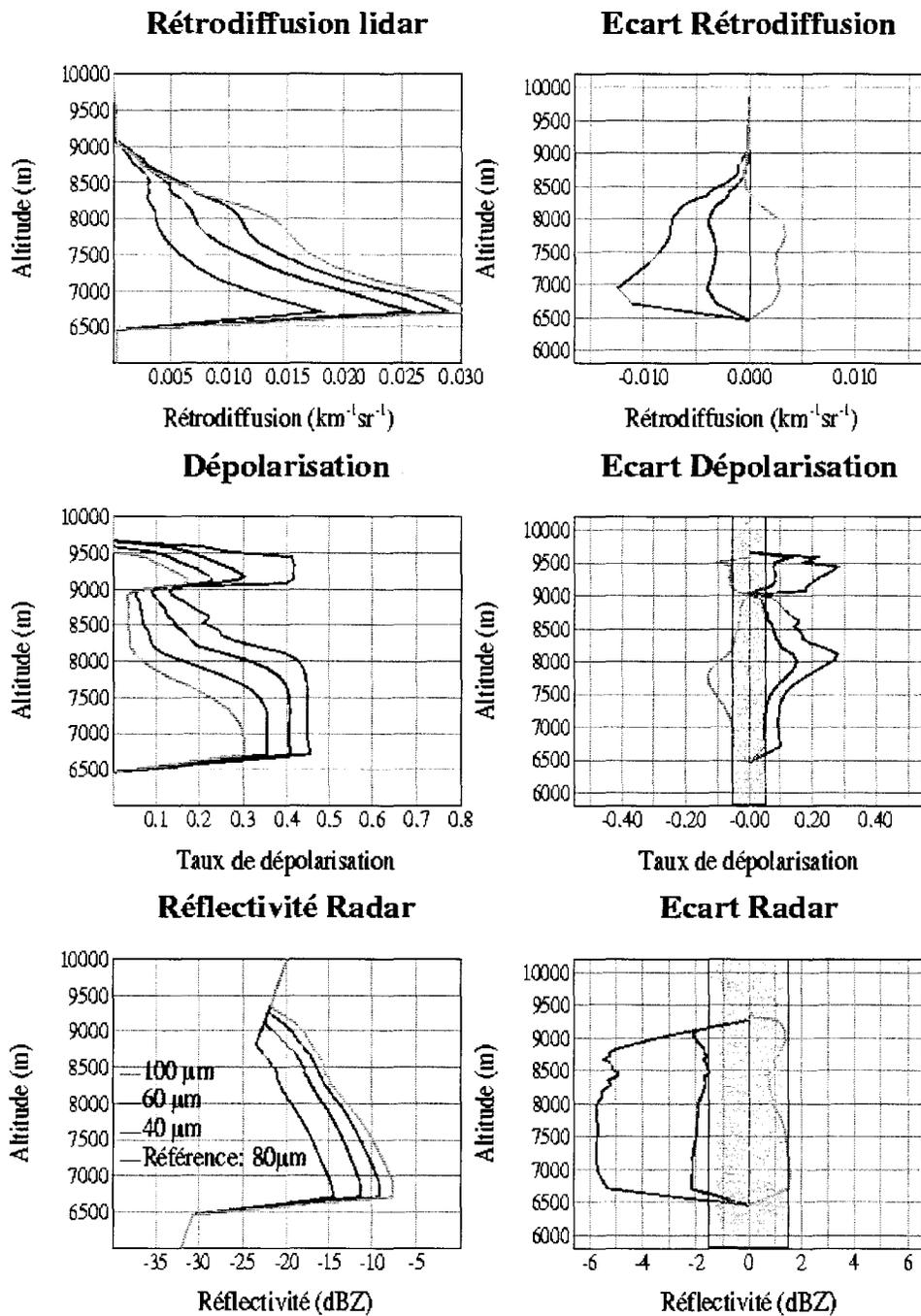


Figure 47 Sensibilité à D_{cons}

Pour chaque observations synthétiques calculées (i.e. rétrodiffusion lidar (haut), taux de dépolarisation (milieu) et facteur de réflectivité radar (bas)):

- A gauche: Profils médians) pour $D_{cons}=40 \mu\text{m}$ en magenta, $D_{cons}=60 \mu\text{m}$ en bleu, $D_{cons}=80 \mu\text{m}$ en rouge et $D_{cons}=100 \mu\text{m}$ en turquoise.
- A droite: Ecart entre les profil médian avec en couleur X: différence entre de Profil médian X et le run de référence. En tacheté gris: zone d'incertitude sur la mesure

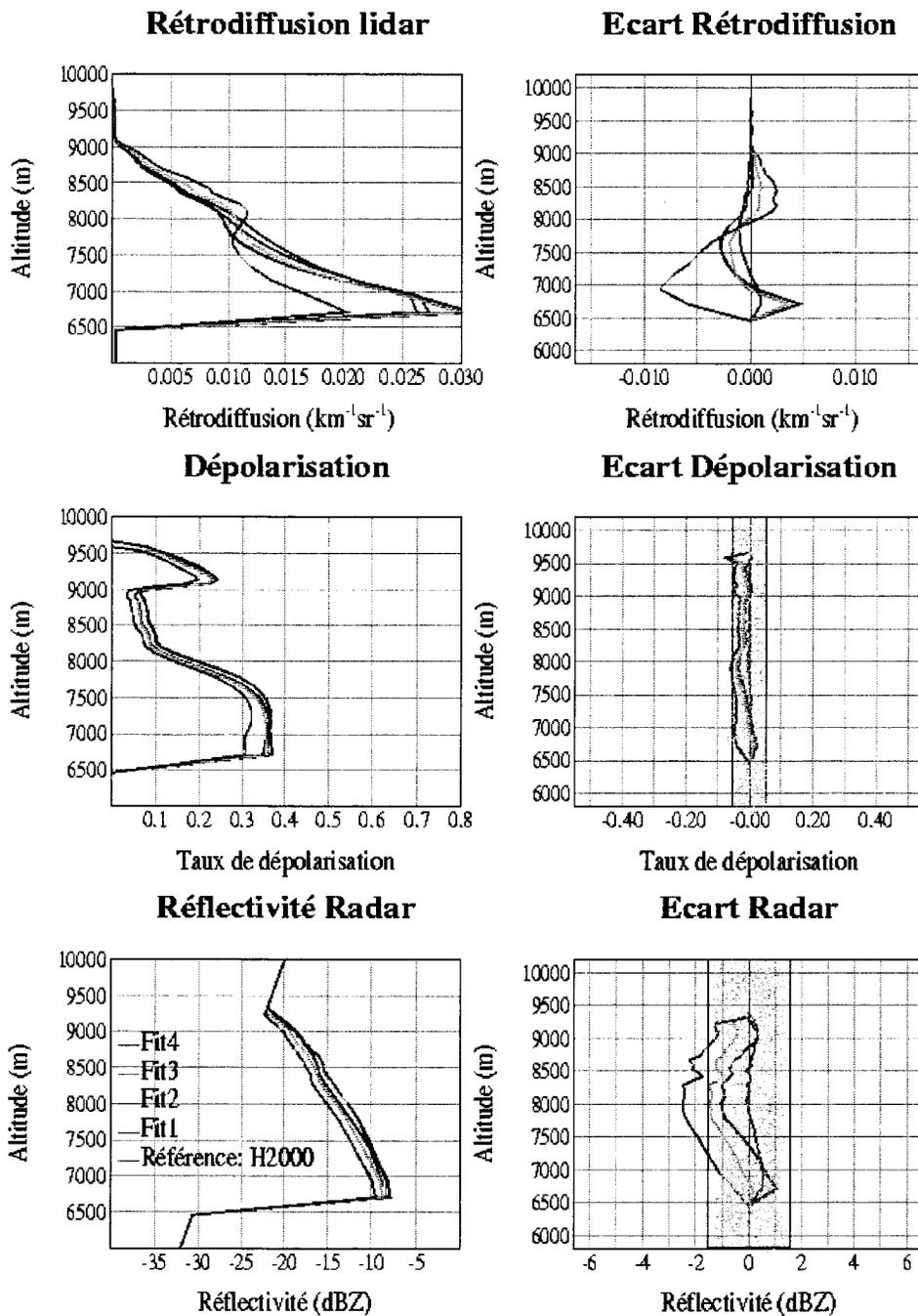


Figure 48 Sensibilité à c et d

Pour chaque observations synthétiques calculées (i.e. rétrodiffusion lidar (haut), taux de dépolarisation (milieu) et facteur de réflectivité radar (bas)):

- A gauche: Profils médians pour fit1 en magenta, fit2 en bleu, Heymsfield en rouge, fit3 en turquoise et fit4 en vert.
- A droite: Ecart entre les profil médian avec en couleur X: différence entre de Profil médian X et le run de référence. En tacheté gris: zone d'incertitude sur la mesure

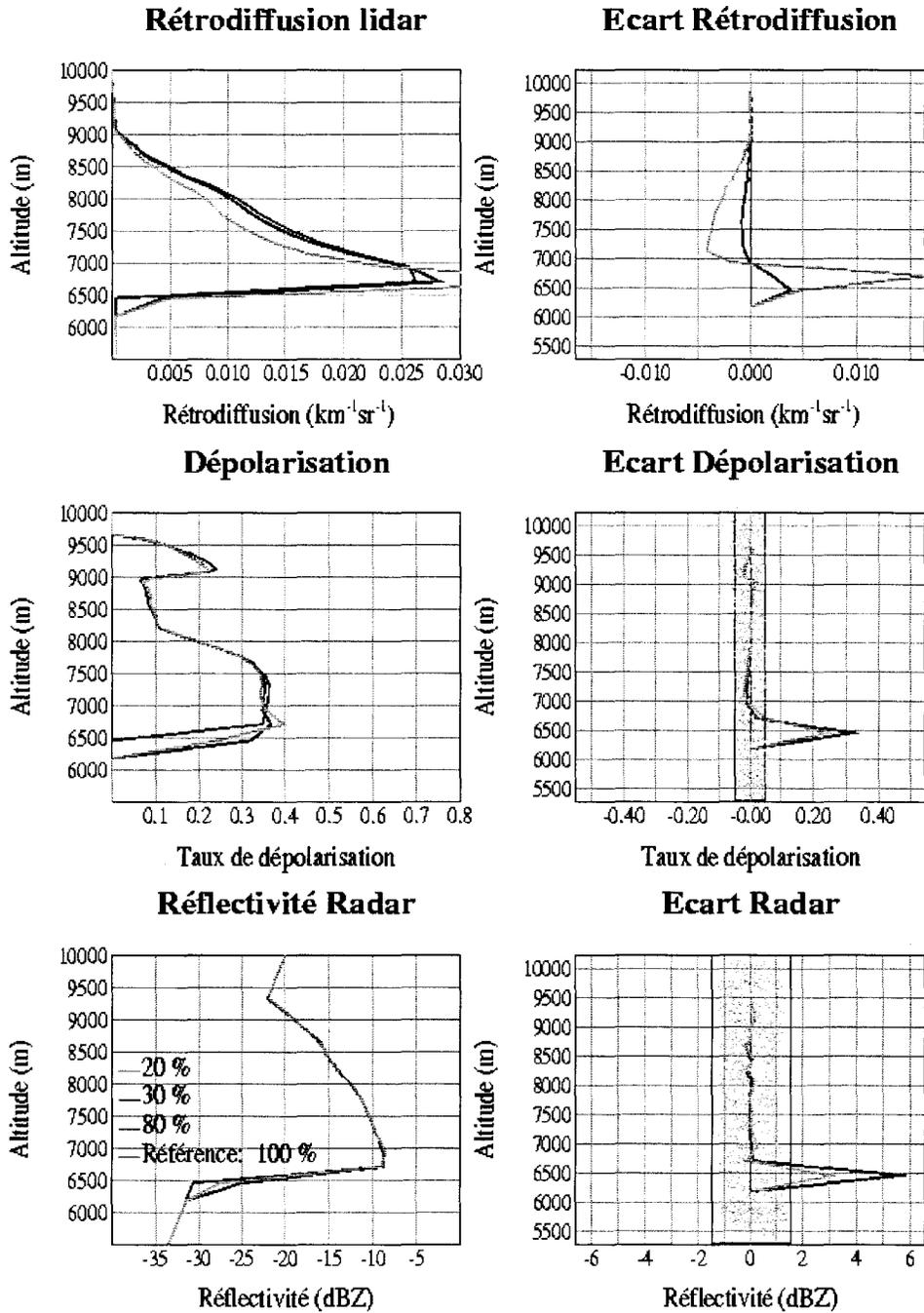


Figure 49: Sensibilité à Ω

Pour chaque observation synthétique calculée (i.e. rétrodiffusion lidar (haut), taux de dépolarisation (milieu) et facteur de réflectivité radar (bas)):

A gauche: Profils médians pour $\Omega = 100\%$ en rouge, $\Omega = 80\%$ en magenta, $\Omega = 30\%$ en bleu, $\Omega = 10\%$ en turquoise

A droite: Ecart entre les profils médians avec en couleur X: différence entre le profil médian X et le run de référence. En tacheté gris: zone d'incertitude sur la mesure

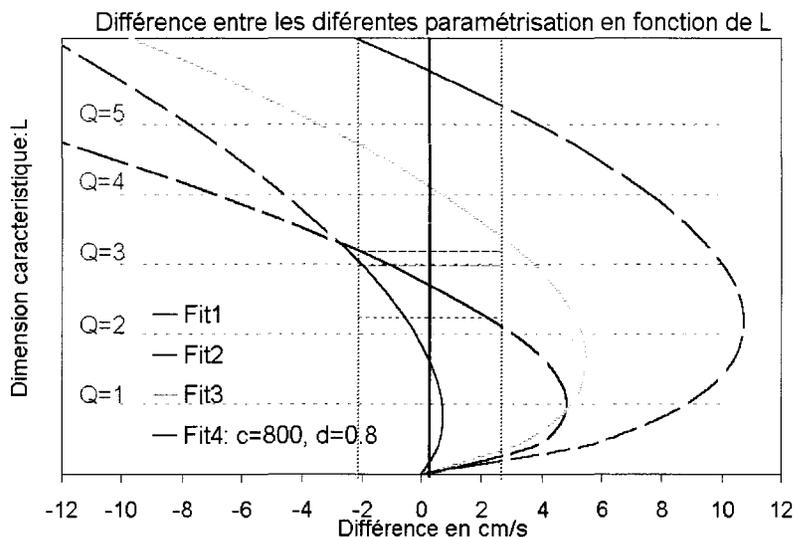


Figure 50: Ecart entre la paramétrisation de H2000 et les 4 couples (c, d) de valeur fit1, fit2, fit3 et fit4.

Les paramètres c et d peuvent être contraint plus finement en utilisant des instruments sensibles au déplacement des particules, tels que le lidar et le radar Doppler. Ces instruments permettent de mesurer le décalage en fréquence induit sur l'onde par les particules en mouvement et ainsi de déterminer la vitesse à laquelle ces particules se déplacent. Pour déduire la vitesse des particules à partir de mesures Doppler aucune hypothèse n'est nécessaire. Par conséquent la vitesse moyenne des particules ainsi restituée peut être utilisée comme contrainte. Cependant, la vitesse ainsi déduite correspond à la somme de la vitesse de chute des particules et du vent. La principale difficulté pour obtenir la vitesse de chute des particules, par mesures lidar ou radar Doppler, est qu'il est difficile de dissocier la vitesse du vent de celle des particules. La vitesse restituée à partir de mesure Doppler devra donc être comparée en sortie du modèle à la somme de la vitesse de chute des particules et du vent.

VI - 2 - 4 Déposition/sublimation : (Figure 49, p. 86).

L'accumulation de petits cristaux à la base du nuage, a essentiellement un impact sur la rétrodiffusion lidar qui est le seul signal atténué. Il y a donc une sous estimation de la rétrodiffusion au-dessus de la zone de précipitation. Cependant, le pic de rétrodiffusion ne correspond pas à une extension du nuage vers les basses altitudes, comme c'était le cas pour le forçage. Le facteur de réflectivité radar et la dépolarisation lidar ne sont sensibles qu'à la base du nuage. L'accumulation de cristaux à la base du nuage entraîne donc une signature bien spécifique sur les profils synthétiques. Cependant il n'est pas raisonnable de généraliser ce résultat. D'une part car Ω est un paramètre arbitraire qui ne permet pas de caractériser l'effet de la dépendance de la déposition avec le facteur de forme des particules et les conditions thermodynamiques. De plus, dans le cas où l'apport de vapeur à chaque pas de temps serait supérieur, il est possible que les sursaturations atteintes au cours de la simulation (avec un retard sur la déposition) entraînent la formation de particules supplémentaires par nucléation, phénomène qui n'aurait pas lieu avec un ajustement à 100 %.

VI - 3 : Etude de sensibilité à la forme des particules

Dans leurs travaux Noël et al. (2001) et Guasta (2001) montrent que la dépolarisation dépend de l'ouverture du faisceau lidar, du rapport de forme des cristaux et de l'épaisseur optique du nuage (Figure 51).

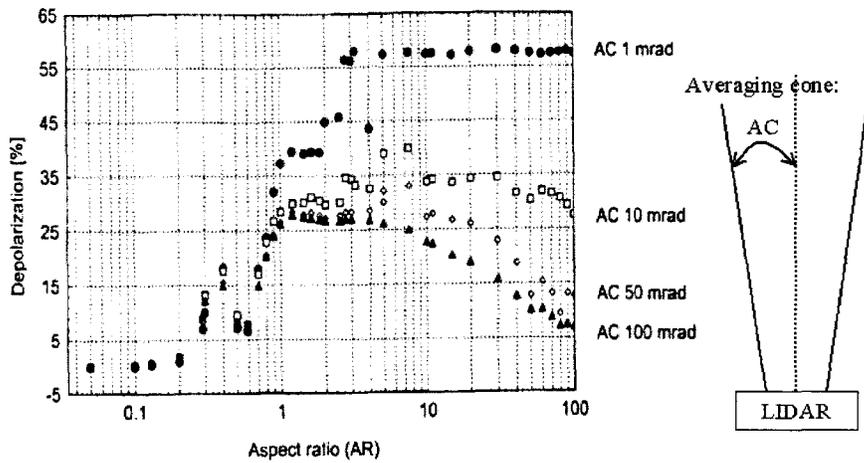


Figure 51: Guasta

Dépolarisation en fonction du rapport de forme pour différentes ouvertures de faisceau (AC).

Dans le cas d'un nuage homogène, composé de particules hexagonales de rapport de forme Q , ils montrent qu'à $0.532 \mu m$, pour $Q > 1$, le taux de dépolarisation est supérieur à 40% (Figure 51). Avec l'hypothèse de petites particules sphériques, sur l'ensemble de nos simulations, nous n'avons jamais obtenu de valeurs de dépolarisation supérieures à 40 % sous la zone de nucléation et 20% dans la zone de nucléation. Pourtant des dépolarisations lidars supérieures à 40% ont déjà été observées (Sassen et al., 2001). Trois simulations supplémentaires ont été effectuées de manière à caractériser l'effet de la forme des particules sur la dépolarisation, mais aussi sur la rétrodiffusion.

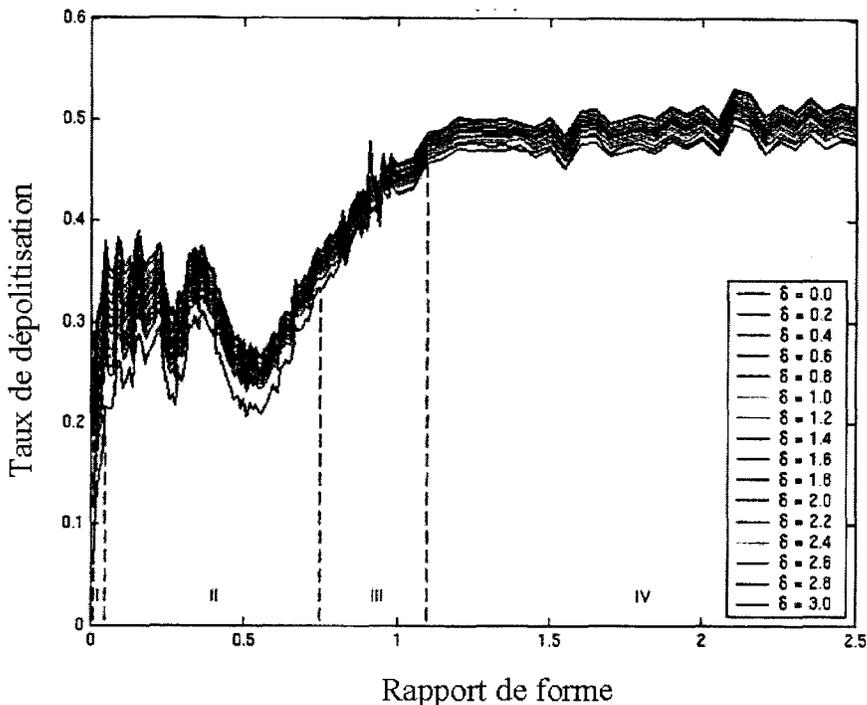


Figure 52: Noël et al, 2001:

Dépolarisation en fonction du rapport de forme pour différentes épaisseurs optiques du nuage et pour une ouverture de faisceau donné(AC=3mrad,) correspond à l'ouverture du lidar présent sur le SIRTA

Les simulations comparées au cas de référence (sphère - colonne) sont les suivantes :

- 1) Les particules de glace primaire sont assimilées à des sphères. Les cristaux sont eux assimilés à des plaquettes hexagonales d'épaisseur constante et égale à D_{cons} . Leur relation masse-dimension est:

$$m_c = a_c D_c^{b_c}$$

avec:

$$a_c = \frac{3\sqrt{3}}{8} \rho \cdot L$$

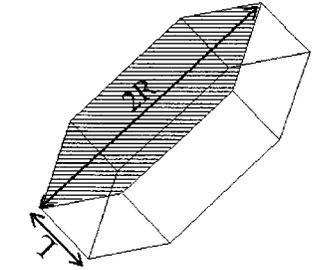
$$b_c = 2$$

$$D_{cons} \equiv L$$

$$D_c \equiv 2R$$

$$Section = \frac{3\sqrt{3}}{8} (2R)^2$$

$$Volume = \frac{3\sqrt{3}}{8} (2R)^2 \cdot L$$



Pour leur vitesse de chute, on utilise la paramétrisation de Mitchell et al., 1996 établie pour des plaquettes de dimension comprise entre $100 \mu m$ et $3 \mu m$ (en magenta sur les figures).

- 2) La glace primaire est assimilée à des monocristaux de rapport de forme $Q=1$ ($L=2R$). Leur relation masse-dimension devient alors:

$$m_p = a_p D_p^{b_p}$$

$$D_p \equiv L \equiv 2R$$

$$a_p = \frac{3\sqrt{3}}{8} \rho \cdot$$

$$b_p = 3$$

Pour leur vitesse de chute, on utilise la même paramétrisation que lorsqu'elles sont supposées sphériques.

Les cristaux sont de nouveau assimilés à des colonnes (en bleu sur les figures).

- 3) La glace primaire est assimilée à des monocristaux de rapport de forme $Q=1$, et les cristaux à des plaquettes hexagonales (en turquoise sur les figures).

i. Les champs microphysiques.

La sensibilité des propriétés microphysiques aux hypothèses de forme est présentée Figure 53.

Considérons tout d'abord l'impact de la forme associée à la glace primaire en comparant soit les profils rouge et bleu, soit les profils magenta et turquoise : quelle que soit la forme de la glace primaire les caractéristiques microphysiques du nuage (taille, nombre de particules et contenu en glace) sont peu affectées. La masse d'un hexagone de dimension $D_c=2R=L$ est plus importante que la masse d'une sphère de même diamètre (la sphère est contenu dans l'hexagone). Le nombre de cristaux transformé est donc plus important lorsque la glace primaire est assimilées à des sphères. Cet effet n'est pas perceptible sur le nombre de particules de glace primaire. Il y a simplement un transfert légèrement plus important de glace primaire, en nombre et en masse, dans la classe cristaux lorsque les particules sont assimilées à des sphères.

En ce qui concerne la forme des cristaux, il en est autrement. En comparant, soit les profils rouge et magenta, soit bleu et turquoise, on constate que si la forme des cristaux est modifiée, les caractéristiques du nuage varient fortement. Les propriétés de la glace primaire étant indépendantes de la forme des cristaux, le nombre de cristaux et leur dimension lorsqu'ils apparaissent sont les mêmes. La quantité de vapeur disponible à chaque pas de temps étant elle aussi la même, les cristaux ont les mêmes masses. Or pour une même masse, la surface présentée à l'air par une plaquette est plus importante que pour une colonne. Ces dernières ont donc des vitesses de chutes plus importantes.

Pour ces raisons, après quatre heures de simulation, le nombre de cristaux et leur contenu en glace sont supérieurs lorsque les cristaux sont assimilés à des plaquettes. La base du nuage se situe à des altitudes plus hautes.

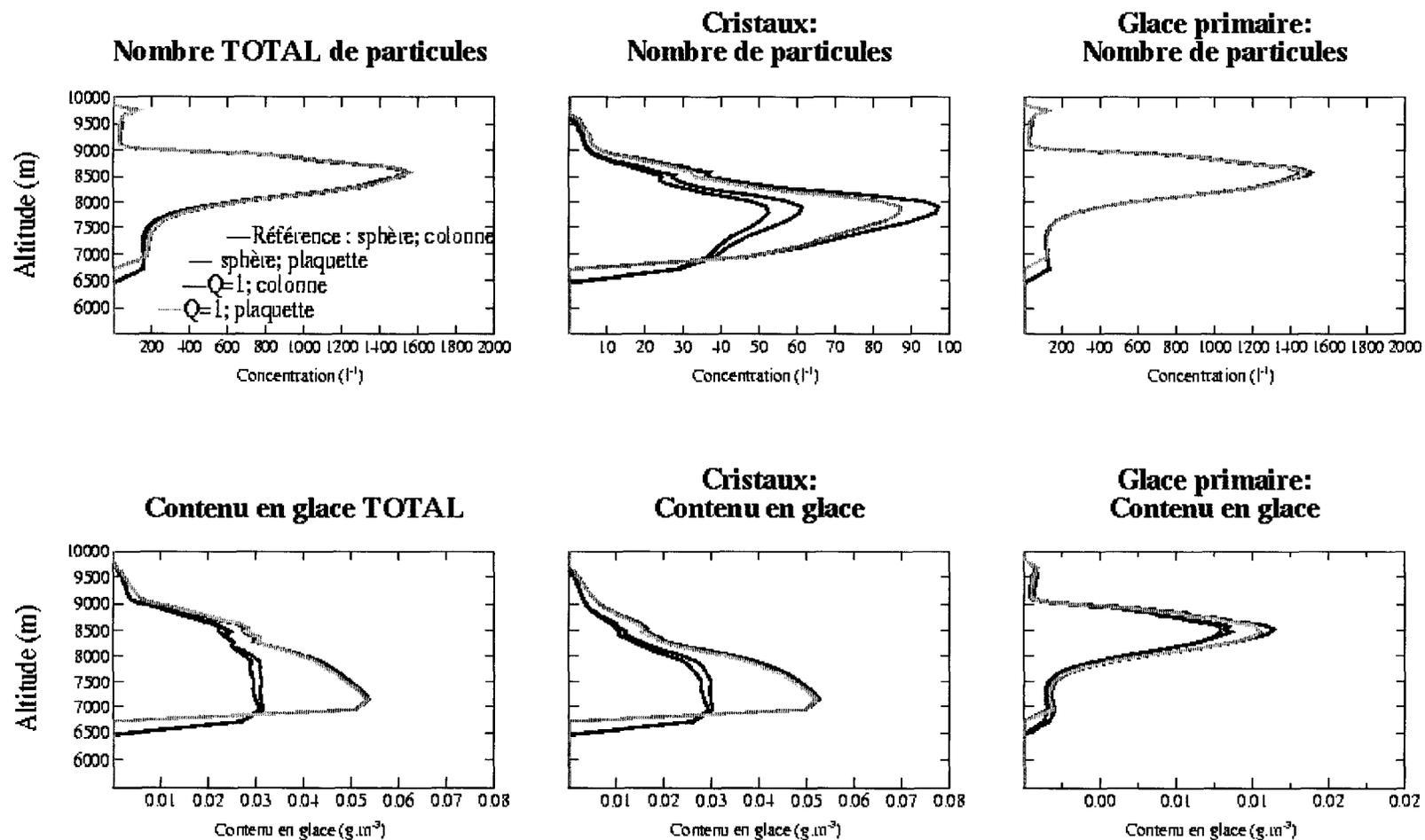


Figure 53: Sensibilité des sorties microphysiques à la forme des particules

Profils médians obtenus pour différentes formes de particules: (i) en rouge, run de référence, glace primaire assimilée à des sphères et cristaux à des colonnes, (ii) en magenta, glace primaire assimilée à des sphères et les cristaux à des plaquettes, (iii) en bleu, Glace primaire assimilée à des monocristaux de rapport de forme $Q=1$ et les cristaux à des colonnes, (iiii) en turquoise, glace primaire assimilée à des monocristaux de $Q=1$ et les cristaux à des plaquettes.

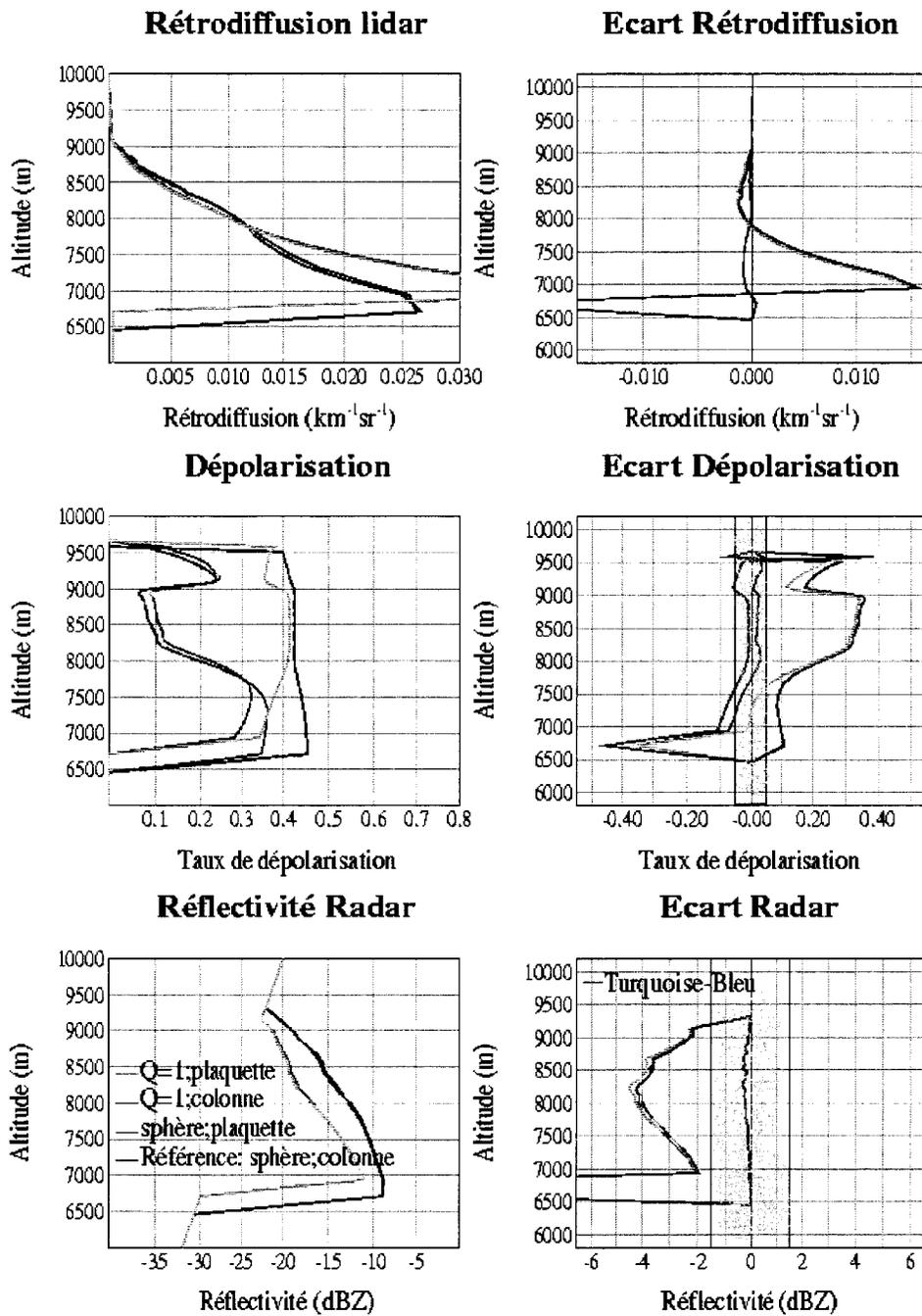


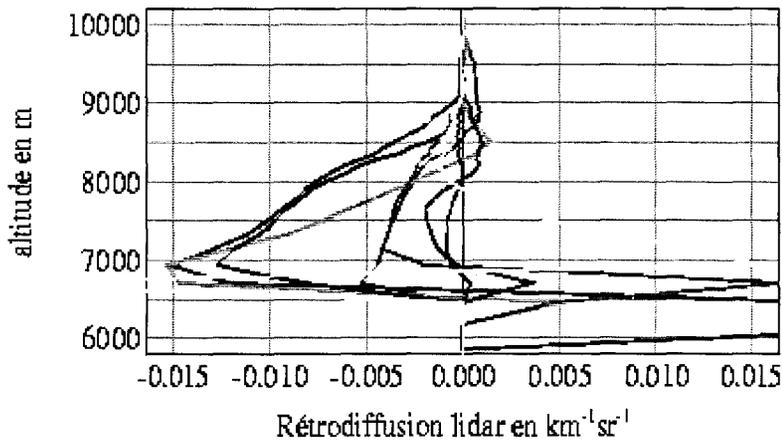
Figure 54: sensibilité des observations synthétiques à la forme des particules

Pour chaque observation synthétique calculée (i.e. rétrodiffusion lidar (haut), taux de dépolarisation (milieu) et facteur de réflectivité radar (bas)):

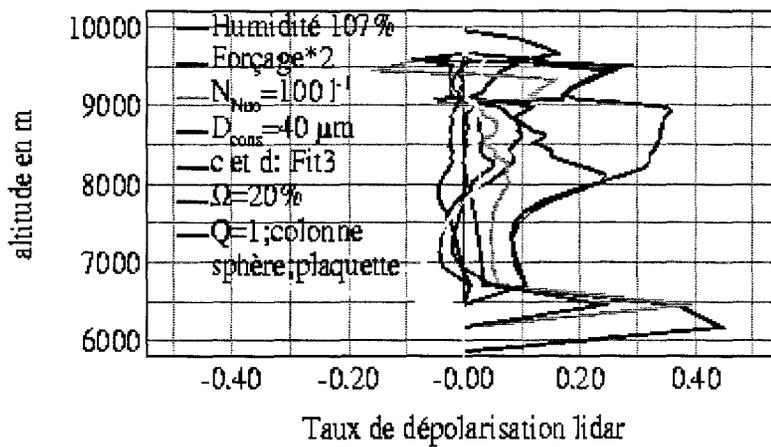
- A gauche : Profils médians en rouge et magenta glace primaire supposée sphérique et cristaux respectivement colonnes et plaquettes. En bleu et turquoise: glace primaire particule de $Q=1$ et cristaux respectivement colonnes et plaquettes.
- A droite : Ecart entre les profils médians avec en couleur X : différence entre le profil médian X et le run de référence. En vert écart entre turquoise et bleu. En tacheté gris : zone d'incertitude sur la mesure

Ecart avec la simulation de référence pour:

Rétrodiffusion lidar



Dépolarisation lidar



Facteur de réflectivité radar

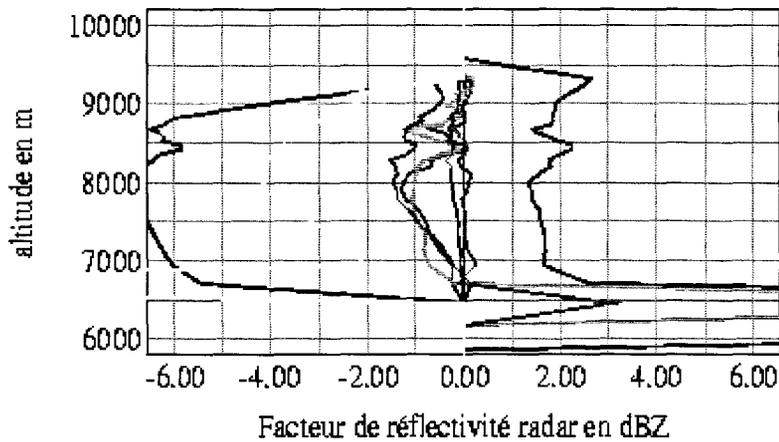


Figure 55: Différentes signatures obtenues sur les observations synthétiques:

ii. Les observations synthétiques (Figure 54)

Si d'un point de vue microphysique, l'hypothèse de forme de la glace primaire ne joue pas un rôle important dans les restitutions des propriétés macro et microphysiques du nuage. Pour la restitution de la dépolarisation, leur forme est un élément capital. En effet lorsque la glace primaire est assimilée à des monocristaux de $Q=1$, la dépolarisation est considérablement modifiée, en particulier dans la zone de nucléation principale où les particules sont les plus nombreuses. Par conséquent, pour pouvoir contraindre les paramètres microphysiques à l'aide des observations, l'hypothèse de forme de la glace primaire est déterminante.

Même si la signature sur la dépolarisation, due à une mauvaise hypothèse sur la forme de la glace primaire, a les mêmes caractéristiques que pour l'humidité (écart de dépolarisation dans la zone de nucléation principale), il devrait être facile de différencier les deux effets. D'une part car les valeurs de la dépolarisation obtenue pour des monocristaux de $Q=1$ ne seront jamais atteintes dans le cas de sphères. D'autre part car les propriétés du nuage ne changeant pas, la rétrodiffusion et le facteur de réflectivité radar sont insensibles à l'hypothèse de forme de la glace primaire.

Pour les cristaux, le problème est autre. Alors que l'hypothèse sur leur forme est prépondérante pour la restitution des propriétés microphysiques du nuage, la dépolarisation n'est que très faiblement sensible à leur forme (magenta et vert).

L'information est apportée par la rétrodiffusion lidar et le facteur de réflectivité radar. Même si la signature observée est très proche de la signature d'un forçage mal estimé (extension du nuage trop importante couplée à un facteur de réflectivité surestimé), il devrait être possible de différencier leurs signatures en utilisant l'information microphysique qu'elle apporte. En effet, dans le cas d'une hypothèse de forme mal adaptée, la rétrodiffusion lidar présente un pic bien plus important que dans le cas du forçage. Dans le cas où, avec une mauvaise hypothèse de forme, on retrouverait la bonne extension du nuage, le facteur de réflectivité radar permettrait alors d'identifier si l'erreur vient de l'hypothèse de forme.

VII : RESUME

Pour pouvoir répertorier les signatures obtenues lors de l'étude de sensibilité des observations synthétiques, les écarts entre les différentes simulations et celle de référence sont superposées sur un même graphique. Nous avons choisi de ne représenter qu'une courbe par étude de sensibilité, en sélectionnant celle pour laquelle nous observons les écarts les plus forts. L'ensemble de ces courbes est représentées Figure 55, avec:

- En magenta: humidité diminuée dans la zone de forte nucléation,
- En bleu: forçage de 8°C sur 4 heures,
- En turquoise: Nucléation; $N_{NUo}=100 l^{-1}$,
- En noir : Transformation; $D_{coms}=40 \mu m$
- En marron: Sédimentation; vitesses données par fit3
- En orange: Déposition; $\Omega=20\%$
- En vert : Forme des particules de glace primaire: hexagones de $Q=1$
- En jaune: Forme des cristaux: plaquettes

On peut distinguer trois "groupes de signature" nettement différentes: les signatures dues :

- 1) au forçage et à la forme des cristaux (bleu et jaune): pour lesquels les écarts observés sur la rétrodiffusion lidar et la réflectivité radar sont de signes opposés.
- 2) à D_{coms} , N_{NUo} et l'humidité (noir, turquoise et magenta): pour lesquels les écarts observés sur la rétrodiffusion lidar et la réflectivité radar sont de mêmes signes.
- 3) A la forme des particules de glace primaire: qui modifie la dépolarisation de façon significative dans la zone de nucléation.

Dans le groupe 1, il est possible de différencier une signature due à une mauvaise estimation du forçage de celle due à une mauvaise estimation de la forme des cristaux. D'une part car, la dépolarisation présente une sensibilité

différente. Une mauvaise hypothèse sur la forme des cristaux entraîne une mauvaise estimation de la dépolarisation à la base du nuage. D'autre part car la rétrodiffusion présente dans la zone de nucléation, une signature différente. En effet, l'erreur induite lors d'une mauvaise estimation du forçage entraîne une erreur constante sur le profil de rétrodiffusion lidar. Alors que pour la forme des cristaux, on observe une inversion.

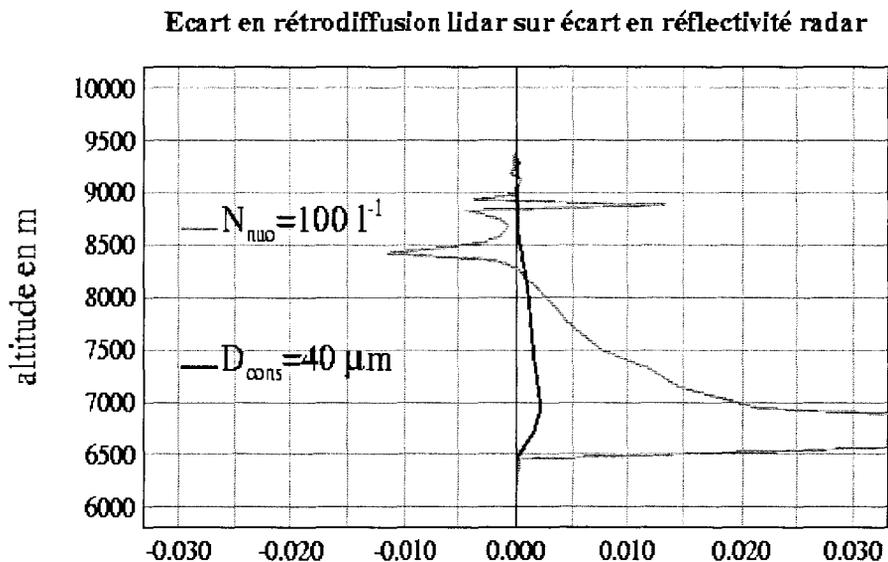


Figure 56: Rapport entre les écarts en rétrodiffusion lidar et en réflectivité radar

*En turquoise: rapport des écarts obtenus pour $N_{Nuo}=100\text{ l}^{-1}$;
En noir: rapport des écarts obtenus pour $D_{cons}=40\text{ }\mu\text{m}$.*

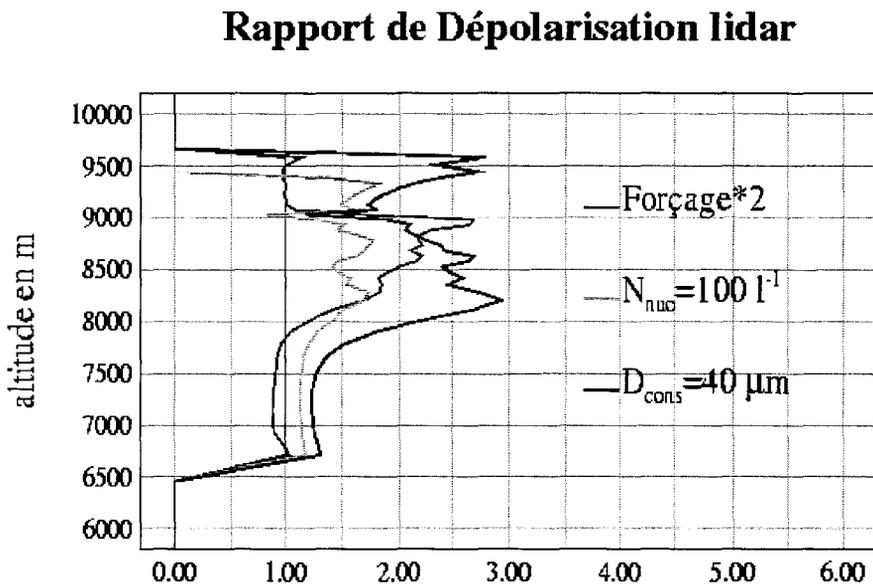


Figure 57: Rapport de taux de dépolarisation

En magenta: Rapport entre le taux de dépolarisation pour un forçage deux fois plus fort et le taux de dépolarisation pour la simulation de référence. En turquoise: Rapport entre le taux de dépolarisation pour $N_{Nuo}=100\text{ l}^{-1}$ et le taux de dépolarisation pour la simulation de référence. En noir: Rapport entre le taux de dépolarisation pour $D_{cons}=40\text{ }\mu\text{m}$ et le taux de dépolarisation pour la simulation de référence.

Pour le groupe 2, on note aussi des variations différentes pour N_{NUo} , D_{cons} et l'humidité. D'une part, on observe pour l'humidité une signature sur la dépolarisation distinctes de celle de N_{NUo} et de D_{cons} . Comme nous l'avions vu précédemment l'humidité et N_{NUo} modifient le nombre de particule de glace primaire créée par nucléation. Cependant N_{NUo} le modifie sur tout le nuage et l'humidité uniquement dans la zone où elle est mal estimée. Cette signature est claire sur la dépolarisation. Pour bien mettre en évidence cet effet, on a représenté sur la Figure 57 le rapport entre les différentes simulations et celle de référence pour ces 3 paramètres. Ce graphique montre que si l'humidité a une signature particulière, les signatures dues à D_{cons} et à N_{NUo} pourraient être confondues si, par exemple, on considérait le cas $D_{cons}=60\mu m$ au lieu de $D_{cons}=40\mu m$. Cependant la variation des écarts obtenus pour le facteur de réflectivité radar relativement aux intensités lidar permettent de différencier leur signature (Figure 56).

On a donc des signatures bien spécifiques à chaque paramètre qui devraient nous permettre de distinguer les paramètres à "régler" lors de l'application à un cas réel.

VIII : CONCLUSION

La comparaison des observations synthétiques aux observations réelles est un outil qui nous permettra de contraindre nos paramètres microphysiques. La méthodologie que nous emploierons est la suivante:

- Le forçage et l'humidité seront réglés de manière à injecter l'eau dans les bonnes couches. Pour cela, les observations synthétiques nous permettront de vérifier si l'extension du nuage est correcte et par comparaison lidar radar, si les petites et grosses particules sont dans les bonnes couches.
- La deuxième contrainte forte sera pour la forme des petits cristaux en comparant la dépolarisation dans la zone de nucléation principale.
- Ensuite nous nous intéresserons à la valeur de D_{cons} et à la forme des cristaux. En vérifiant si les grosses particules sont correctement représentées par le radar. Le signe des écarts sur la rétrodiffusion et le facteur de réflectivité radar nous permettra de choisir si la forme ou D_{cons} est à modifier.
- Finalement la valeur de N_{NUo} sera ajustée, à l'aide de la rétrodiffusion.

Il est nécessaire maintenant d'affiner notre méthodologie en traitant des cas réels. En effet, si l'étude de sensibilité donne à penser qu'une telle approche permettra de valider/invalidier la paramétrisation développée et régler les paramètres N_{NUo} , D_{cons} , c et d et Ω , elle n'est pas suffisante pour conclure Malheureusement le LMD n'a pas pu obtenir de jeux de données lidar radar co-localisées pour notre étude durant les campagnes intensives CLARE 98, CARL 99, CARL 2000. Cependant, grâce au site instrumenté de Palaiseau (SIRTA), nous devrions avoir d'ici peu des données lidar-radar colocalisées dans le cas de cirrus. Des mesures effectuées durant octobre 2002 devraient être très prochainement disponibles.

Chapitre VI : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.

I : CONCLUSION

Le travail effectué pendant cette thèse a permis de mettre en place un schéma microphysique (de type bulk) adapté pour la simulation des cirrus. Ce schéma a été couplé avec le modèle non hydrostatique à moyenne échelle méso-NH. Il a été développé de sorte que les processus microphysiques pris en compte puissent être contraints en utilisant des observations de télédétection disponibles. L'intérêt d'utiliser un modèle moyenne échelle, tel que méso-NH, est qu'il possède une résolution complète et validée de la turbulence et la dynamique, ainsi qu'un schéma pour l'eau liquide et la glace appliquée aux systèmes convectifs. Il permet de prendre en compte, d'une part les interactions microphysique - dynamique - rayonnement, et donc d'étudier le cycle de vie des cirrus, d'autre part les interactions et rétroactions entre les cirrus et d'autres systèmes nuageux.

L'approche adoptée pour contraindre le schéma microphysique et les conditions initiales, est une approche du type "modèle vers observations". Cette approche est pertinente dans la mesure où le calcul des observations synthétiques est effectué à partir de quantités pronostiquées par le modèle, sans d'autres hypothèses que celles faites dans le modèle. Le schéma microphysique a donc été développé de sorte que pour chaque classe, les quantités nécessaires aux calculs d'observations synthétiques passives et actives (forme, taille, contenu en glace et nombre de particules) soient connues, à tout instant, en sorties du modèle.

Le schéma microphysique fait intervenir deux espèces de particules : la glace primaire et les cristaux. Les distributions de ces deux espèces sont prescrites et suivent une loi gamma généralisée. Les deux espèces de particules sont différenciées de part leur taille moyenne, leur forme et leur relation vitesse dimension. Les particules de glace primaire ont un mode de croissance isotrope et sont assimilées à des sphères ou des hexagones d'épaisseur égale à leur largeur. Les cristaux ont une direction de croissance privilégiée et sont assimilés à des plaquettes ou des colonnes. Les processus pris en compte dans le schéma sont la nucléation de la glace primaire, la transformation de la glace primaire en cristaux, la sédimentation des particules et la déposition/sublimation. Les deux classes de particules sont séparées par un seuil en taille qui délimite la taille au-delà de laquelle les particules ne pourront plus être supposées à croissance isotrope. Le schéma d'advection a également été complété pour prendre en compte l'advection du nombre de particules.

Les processus, tel qu'ils sont paramétrés, dépendent chacun d'un paramètre clef "réglable". Pour chacun de ces paramètres un intervalle de validité a été établi. Une étude de sensibilité des sorties du modèle à ces paramètres clefs ainsi qu'aux conditions initiales humidité et forçage a été effectuée. Elle a permis de mettre en évidence les différents impacts de ces quantités sur les sorties du modèle ainsi que la pertinence d'utiliser l'information sur toute la colonne atmosphérique.

Pour contraindre le schéma microphysique, trois types de mesures, qui apportent une information complémentaire sur la répartition verticale des propriétés microphysiques du nuage, ont été simulés: la réflectivité radar, la rétrodiffusion lidar et la dépolarisation lidar. L'étude de sensibilité de ces observations synthétiques aux paramètres clefs et aux conditions initiales, montre clairement qu'une telle approche est pertinente pour contraindre les sorties du modèle. En effet, il a pu être dégagé une méthodologie pour contraindre les conditions initiales humidité et forçage, la forme des particules et les paramètres clefs des processus. La complémentarité des instruments radar et lidar, de par leur différence de longueur d'onde s'est avérée indispensable.

Maintenant que les données SIRTA lidar et radar sont accessibles, la méthode peut être appliquée. L'exploitation d'une panoplie de cas réels permettra de mettre à l'épreuve le schéma microphysique, et évidemment de mieux le contraindre. Cependant les observations synthétiques ne sont pas suffisamment sensibles aux paramètres clefs du processus de sédimentation. En effet, alors que les sorties du modèle sont sensibles à une faible sous/surestimation des vitesses de chute, les observations synthétiques ne sont sensibles qu'à une forte sur/sous-estimation. Le radar/lidar Doppler devront également être pris en compte pour tenter d'avoir une contrainte plus forte sur les paramètres clefs de ce processus.

Diverses conditions météorologiques peuvent conduire à la formation d'un cirrus (cirrus de jet, cirrus de front...). La prise en compte des interactions dynamique- rayonnement - microphysique dans méso-NH permettra de considérer les conditions météorologiques responsables de la formation du cirrus étudié. Et ainsi, de vérifier si une

même paramétrisation peut servir pour représenter des cirrus formés par une ascension lente et pour des cirrus provenant de convection profonde. Le cas échéant, pour chaque cas étudié, la même méthode sera appliquée et la paramétrisation sera alors validée/affinée pour différents types de cirrus.

II : PERSPECTIVES.

Développement du modèle :

i. Les processus :

Le schéma microphysique mis en place nécessite encore d'être amélioré. La paramétrisation des processus de nucléation et de déposition devra être complétée. En effet, la nucléation homogène n'est pas considérée. Il apparaît pourtant que dans certain cas elle est prépondérante. Elle peut être également paramétrée en fonction de la sursaturation. Gierens (2002) propose une paramétrisation pour gérer le passage d'un type de nucléation à l'autre. Ce travail devra être fait pour pouvoir réellement représenter les différents types de cirrus. En ce qui concerne la déposition, nous savons maintenant, grâce aux modèles à microphysique spectrale et aux observations, que la déposition dans un cirrus ne peut pas être traitée par un simple ajustement de vapeur à 100%. Cependant, lorsqu'on applique un temps de retard sur la déposition/sublimation, les sorties du modèle ne sont sensibles qu'au processus de sublimation et uniquement dans les zones sous saturées. Cependant ce résultat nécessite d'être confirmé par des simulations supplémentaires. La paramétrisation de la déposition devra être revue à la lumière de ces résultats. Les informations que nous chercherons à caractériser seront:

- Quel temps de retard doit-on imposer sur la déposition, et de quoi dépend principalement ce temps (sursaturation, forme des particules, température...)?
- Est-ce que le même temps de retard s'applique sur la déposition et sur la sublimation ?
- En présence de deux populations de particules, on sait que la déposition se fera de façon préférentielle sur les colonnes et les plaquettes par rapport à des sphères, mais à quels degrés ?

Pour améliorer la représentation de ces processus, la confrontation de notre schéma avec un schéma microphysique détaillé devrait être d'un enseignement capital. Dans ce but une collaboration a été mise en place avec le LaMP, afin de confronter notre schéma avec le schéma détaillé développé dans ce laboratoire.

ii. Le rayonnement

La prise en compte des interactions microphysique - rayonnement doit être améliorée. En effet, avec le nouveau schéma microphysique la forme, la taille et le nombre de particules sont connus pour chaque espèce. Le calcul du rayonnement, actuellement paramétré en fonction du contenu en glace, peut donc être plus rigoureux. En effet l'albédo de diffusion simple et le facteur d'asymétrie résultants en chaque maille du modèle et pour chaque espèce peuvent être dorénavant calculés explicitement.

iii. Les outils de diagnostics

Les moyens d'observations des cirrus depuis l'espace programmés à court terme vont révolutionner ce domaine de recherche. Il s'agit de coupler des observations radiométriques classiques avec des moyens de télédétections actives. Pour cela, le vol en formation de 5 plates-formes spatiales permettra d'observer de façon quasi-instantanée une scène nuageuse dans plus de 30 canaux couvrant un large spectre en fréquence et à des résolutions descendant à 250 mètres, ainsi qu'à partir de radar nuage à 95 GHz sur la mission CLOUDSAT (NASA/CSA) et d'un lidar à polarisation sur CALIPSO (NASA/CNES) et enfin l'instrument multiangulaire, multispectral à polarisation POLDER sur PARASOL. Cet ensemble constituera l'AQUA-train.

Dans un futur maintenant très proche nos connaissances sur les propriétés des cirrus à l'échelle globale devraient considérablement progresser. Nous comprendrons alors mieux le rôle de ces nuages sur le climat actuel. Ceci permettra de valider/affiner des modèles de circulation générale qui permettront de mieux quantifier l'évolution du climat futur.

Pour pouvoir exploiter ces futurs jeu de données, ce travail de thèse devra être étendu aux lidar et radar spatiaux. Ils seront bien entendus moins contraignants (résolution, problème de diffusion multiple...), mais des observations passives infrarouges et visibles seront également disponibles, et apporteront des contraintes supplémentaires. Le

calcul des observations synthétiques passives à partir des sorties du modèle est en cours de développement en collaboration avec P. Dubuisson (Université du littoral).

Exploitation du modèle :

Une fois le travail de validation achevé, méso-NH sera alors un outil pertinent pour enrichir les modèles de prévision météorologique et climatique. La confrontation du schéma microphysique de méso-NH avec celui de GCM permettra d'améliorer la représentation des cirrus dans ces modèles. De plus, les structures présentes dans les cirrus, caractérisées par les percentils dans cette thèse, espacées de quelques kilomètres, représentent pour les GCM des effets sous mailles qui doivent être pris en compte. Ces structures pourront être caractérisées par exemple par l'estimation de variance. On pourra alors insérer ces estimations dans le calcul des quantités pronostiquées par les GCMs.

Exploitation de l'ensemble modèle - observations

La résolution des paramètres géophysiques à partir de mesures en télédétection, conduit souvent à dégrader la résolution spatiale des instruments. A partir de la simulation numérique de cas réels validés, il sera possible d'utiliser l'ensemble modèle - observations synthétiques pour aider à l'interprétation des mesures et d'évaluer l'impact des hétérogénéités des nuages sur les grandeurs géophysiques restituées.

Il en est de même pour les futures missions EARTHCARE et AQUATRAN. L'ensemble modèle microphysique + observations synthétiques constituera un outil performant pour la préparation de ces missions. A partir de la simulation de cas validés avec des instruments sols, les observations synthétiques des différents instruments présents sur ces futures plates-formes seront calculées. Les jeux de "données virtuelles" ainsi obtenus permettront d'une part d'aider à l'interprétation des mesures (résolution d'un pixel) et d'autre part de tester/valider les algorithmes de restitution des propriétés microphysiques développés dans le cadre de ces projets spatiaux.

L'ensemble modélisation + observations synthétiques constitue donc un ensemble prometteur pour améliorer nos connaissances sur le cycle de vie des cirrus et leur représentation dans les modèles moyenne échelle, affiner les représentations de ces nuages dans les GCMs et améliorer les moyens d'observations et de restitutions de propriétés microphysiques et radiatives des cirrus depuis l'espace.

BIBLIOGRAPHIE

- Al-Naimi R. and C. P. R. Saunders, 1985: Measurements of natural deposition and condensation-freezing ice nuclei with a continuous flow chamber. *Atmos. Environ.*, 19:1871-1882, 1985.
- Arking A., 1991: The radiative effects of clouds and their impact on climate. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 71:795-813, 1991
- Atlas D., S. Y. Matrasov, A. J. Heymsfield, M. -D. Chou and D. B. Wolff, 1995: Radar and radiation properties of ice clouds. *J. Appl. Meteorol.*, 34:2329-2345, 1995.
- Bacon N.J., B.D. Swanson, M.B. Baker and E.J. Davis, 2000: Low-temperature electrodynamic balance study of the evolution and growth rates of supercooled water droplets and ice particles. *Proc. Int. Conf. Cloud Precip.*, 13th, 673-676, 2000
- Bailey M. and J. Hallett, 2000: Nucleation, growth and habit distributions of cirrus type crystals under controlled laboratory conditions. 13th International Conference on Clouds and Precipitation. Desert Research Institute, Reno, NV; J. Hallett and G.A. Isaac (eds.), pp.629-632
- Bennetts D. A. and F. Rawlins, 1981: Parameterization of the ice-phase in a model of mid-latitude cumulonimbus convection and its influence on the simulation of cloud development. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 107:477-502, 1981.
- Boucher O., G. Brogniez, V. Giraud, Y. Fouquart and J. F. Gayet, 1999: Aviation, Trainées de condensation et climat. *La Météorologie*, 8^e serie, 26:14-24, 1999
- Braham R.R., 1964: What is the role of ice in summer rain-shower ? *J. of Atmos. Sci.*, 21:640-645, 1964.
- Bréon F. M., D. Tanré and S. Generoso, 2002: Aerosol effect on cloud droplet size monitored from satellite. *Science*, 275:834-838, 2002
- Brown P.R.A. and H.A. Swann, 1997: Evaluation of key microphysical parameters in three-dimensional cloud-model simulations using aircraft and multiparameter radar data. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 123, 2245-2275.
- Cadet B., L. Goldfarb, D. Faduillhe, S. Baldy, V. Giraud, P. Keckhut and A. Réchou, 2002 : " A sub-tropical cirrus clouds climatology from Reunion (21°S, 55°E) lidar data set." *Geophys. Res. Lett.*. Vol. 29, No. 16 , 10.1029/2001GL014440.
- Chaboureau J. P., J. P. Cammas, P. Mascart, J. P. Pinty, C. Claud, R. Roca and J. J. Morcrette, 2000: Evaluation of a cloud system life-cycle simulated by the méso-NH model during FASTEX using METEOSAT radiances and TOVS-31 cloud retrievals. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126:1735-1750, 2000.
- Chaboureau J. P., J. P. Camas, P. Mascart, J. P. Pinty and J. P. Lafore, 2001: Mesoscale model cloud scheme assessment using satellite observations. *J. Geophys. Res.*, 107(D16), 4301, doi:10.1029/2001JD000714.
- Chepfer H., J. Pelon, G. Brogniez, C. Flamant, V. Trouillet and P.H. Flamant, 1999: Impact of cirrus cloud ice crystals on multiplescattering effect: Application to spaceborne and airborne backscatter lidar measurements', *Geophys. Res. Lett.* 26:2203-2206, 1999.
- Collis R. T. and P.B. Russel, 1976 : Laser monitoring in the atmosphere. Springer-Verlag, 1976.
- Curry J. A., F.G. Meyer, L.F. Radke, C. A. Brock and E.E. Ebert, 1990: Occurrence and characteristics of lower tropospheric ice crystals growth habit development. *Atmos. Res.*, 32:31-43, 1990



- Cuxart J., Ph. Bougeault, and J.L. Redelsperger, 2000: A multiscale turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126, 1-30, 2000
- DeMott P. J., M.P. Meyer and W. R. Cotton, 1994: Parameterization and impact of ice initiation processes relevant to numerical model simulations of cirrus cloud, *J. Atmos. Sci.*, 51:77-90, 1994.
- Descartes, 1637: R. Descartes. *Discours de la Méthode*
- Dobbie J.S. and P.R. Jonas, 2001: Radiative influence on the structure and lifetime of cirrus clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 127:2663-2682, 2001.
- Doviak R.J. and D.S. Zrnic, 1984: *Doppler Radar and Weather Observations*, Academic Press, New York, 458 pp., 1984
- Downling D. D. and L. F. Radke, 1990: A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. of Appl. Meteor.*, 29:970-978, 1990
- Ebert E. E. and J. A. Curry, 1994: A parameterization of ice cloud optical properties for climate models, *J. Geo. Res.*, 97(D4):3831-3836, 1994.
- Elouragini S., 1991: *Etude des propriétés optiques et géométriques des cirrus par télédétection active (lidar) et passive (radiométrie)*, Thèse de doctorat de l'université de Paris VI, 1991.
- Ferrier B. S., 1994: A double-moment multiple phase four-class bulk ice scheme. Part I: description. *J. Atmos. Sci.*, 51:249-280.
- Fowler L. D. and D. A. Randall, 1994: A global radiative-convective feedback. *Geophys. Res. Lett.*, 21:2035-2038, 1994.
- Fowler L.D. and D.A. Randall, 1996a: Liquid and ice cloud microphysics in the CSU general circulation model. 2. Impact on cloudiness, the earth's radiation budget, and the general circulation of the atmosphere. *J. Climate*, 9:530-560, 1996.
- Fowler L.D. and D.A. Randall, 1996b: Liquid and ice cloud microphysics in the CSU general circulation model. 3. Sensitivity to modeling assumptions. *J. Climate*, 9:561-586, 1996w.
- Fu Q. and Liou, 1993: A parameterization of radiative properties of cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 50, 2008-2025, 1993.
- Gayet J-F, F. Auriol, A. Minikin, J. Ström, M. Seifert, Radovan Krejci, A. Petzold, G. Febvre and U. Schumann, 2002a: Quantitative measurement of the microphysical and optical properties of cirrus clouds with four different in situ probes : Evidence of small ice crystals. *Geophys. Res. Lett.*, in print.
- Gayet J-F, F. Auriol, J. Ovarlez, A. Minikin, K. Gierens, J. Ström and U. Schumann, 2002: Interhemispheric differences in microphysical and optical properties of cirrus clouds sampled during the INCA experiment. *Submitted to J. Geophys. Res.*
- Giraud V., O. Thouron, J. Riedi and P. Goloub, 2001: Analysis of direct comparison of cloud top temperature and infrared split window signature against independent retrievals of cloud thermodynamic phase. *Geophys. Res. Lett.*, 28(6):983-986, 2001.
- Gierens K.M., 1996: Numerical simulations of persistent contrails. *J. Atmos. Sci.*, 53:3333-3348, 1996.
- Gierens K.M. and E. Jensen, 1998: A numerical study of the contrail-to-cirrus transition. *Geophys. Res. Lett.*, 25:4341-4344, 1998.
- Goldfard L., P. Keckhut, M.-L. Chanin, and A. Hauchecorne, 2001: Cirrus Climatological Result from lidar measurements at OHP (44 ° N, 6 ° E), *GRL* 28, 1687-1690, 2001.

- Guasta M. D., 2001: Simulation of LIDAR returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of "face tracing". *J. Geophys. res.*, 106:12,589-12,602, 2001.
- Gultepe I., G. A. Isaac and S. G. Cober, 2001: Ice crystal number concentration versus temperature for climate studies. *Int. J. Climatol.*, 21:1281-1302, 2001.
- Gultepe I., A. J. Heymsfield and D. H. Lenschow, 1990: A comparison of vertical velocity in cirrus obtained from aircraft and lidar divergence measurements during FIRE. *J. Atmos. and Ocean. tech.* 58-67, 1990.
- Guy Caniaux, 1993: Paramétrisation de la phase glace dans un modèle non hydrostatique de nuage: Application à une ligne de grain, Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, 1993
- Hartmann D. L., M. E. Ockert-Bell and L. Michelsen, 1992: The effect of cloud type on Earth's energy balance: Global analysis. *J. Climate*, 5:1281-1304, 1992.
- Hartmann D. L., 1993: Radiative effects of clouds on Earth's climate. In *Aerosol Cloud Climate Interaction*, P. V. Hobbs (ED.), Academic Press, 151-173, 1993
- Heckman S.T. and W.R. Cotton, 1993: Mesoscale numerical simulation of cirrus clouds---FIRE case study and sensitivity analysis. *Mon. Wea. Rev.*, 121:2264-2284, 1993.
- Heymsfield A.J., 1972: Ice crystal terminal velocities. *J. Atmos. Sci.*, 29:1348-1356, 1972.
- Heymsfield A.J., 1975a: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part 1. Aircraft observations of the growth of the ice phase, *J. Atmos. Sci.*, 23, 799-808, 1975a.
- Heymsfield A.J., 1975b: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part 2. The structure and circulations of the cirrus uncinus generating head, *J. Atmos. Sci.*, 23, 809-819, 1975b.
- Heymsfield A.J., 1975c: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part 3. Numerical computation of the growth of the ice phase, *J. Atmos. Sci.*, 23, 820-830, 1975b.
- Heymsfield J. and C. M. R. Platt, 1984: A parameterization of the particles size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.*, 41 :846-855, 1984.
- Heymsfield A. J. and R. M. Sabin, 1989: Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of simulation droplets. *J. Atmos. Sci.*, 46:2252-2264, 1989.
- Heymsfield A.J., M. Miller and J. D. Spinhirne, 1990: The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: Cloud microstructure. *Mon. Weather Rev.*, 118:2313-2328, 1990
- Heymsfield A. J. and J. Iaquinta, 2000: Cirrus crystal terminal velocities. *J. Atmos. sci.*, 57:916-938, 2000.
- Heymsfield A. J, S. Lewis, A. Bansemer, J. Iaquinta, L. Miloshevich, M. Kajikawa, C. Twohy and M. R. Poellot, 2002: A general approach for deriving the properties of cirrus and stratiform ice cloud particles. *J. Atmos. sci.*, 59:3-29, 2002.
- Hidebrandsson H., A. Riggenbach and L. Teisserenc de Bort , 1896: *Atlas International des nuages*, Paris.
- Hogan R. J., A. J. Illingworth and H. Sauvageot, 1999: Measuring crystal size in cirrus using 35- and 94-GHz radars. *J. Atmos. and ocean. tech.*, 17:27-37, 1999.
- Houze R. A., P. V. Hobbs, P. H. Herzegh and D. B. Parsons, 1980: Reply to "Comments on size distributions of precipitation particles in frontal clouds. *J. Atmos. Sci.*, 37: 699-700, 1980.
- Houze R. A., P. V. Hobbs, P. H. Herzegh and D.B. Parsons, 1979: Size distributions of precipitation particles in frontal clouds. *J. Atmos. Sci.*, 36:156-162, 1979.
- Houze R. A. and D. D. Churchill, 1984: Microphysical structure of winter monsoon cloud clusters. *J. Atmos. Sci.*, 41:3405-3411, 1984.

- Howard L., 1980: On the modification of clouds, and on the principles of their production, suspension and description. *Philosophical Magazine*, J. Taylor, London, pp. 140-146
- Intergovernmental Panel on Climate Change. *Climate Change 2001*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2001.
- Ivanova D., D. L. Mitchell, W. P. Arnott and M. Poellot, 2001: A GCM parameterization for bimodal size spectra and ice mass removal rates in mid-latitude cirrus clouds. *Atmos. Res.*, 59-60:89-113, 2001
- Jensen E. J., O. B. Toon, D. L. Westphal, S. Kine and A. J. Heymsfield, 1994: Microphysical modeling of cirrus; Part I: Comparison with 1986 FIRE IFO measurements. *J. Geophys. Res.*, 99: 10421-10442, 1994.
- Kaufman Y., D. Tanré, and O. Boucher, 2002: A satellite view of aerosols in the climate systems, *Nature*, 419, 215-223, 2002.
- Khain A.P. and Sednev, I., 1996. Simulation of precipitation formation in the Eastern Mediterranean coastal zone using spectral microphysics cloud ensemble model. *Atmos. Res.* 43, pp. 77-110
- Khain, A.P., Pokrovsky, A. and Sednev, I., 1999. Some effects of cloud-aerosol interaction on cloud microphysics structure and precipitation formation: numerical experiments with a spectral microphysics cloud ensemble model. *Atmos. Res.* 52, pp. 195-220
- Khain A., M. Ovtchinnikov, M. Pinsky, A. Pokrovsky and H. Krugliak, 2000: Notes on the state-of-the-art numerical modeling of cloud microphysics. *Atmos. res.*, 55:159-224, 2000.
- Khvorostyanov V. I. and K. Sassen, 1997a: Cirrus cloud simulation using explicit microphysics and radiation. Part I: Model description. *J. Atmos. sci.*, 55:1808-1821, 1997.
- Khvorostyanov V. I. and J. A. Curry, 2002: Terminal velocities of droplets and crystals: power laws with continuous parameters over the size spectrum. *J. Atmos. sci.*, 59:1872-1884, 2002.
- Kikuchi K. and H. Uyedah, 1998: Formation mechanisms of multibranching snow crystals (twelve-, eighteen-, twenty-four-branched crystals). *Atmos. Res.*, 47-48:169-179, 1998
- Kobayashi T., 1965: On the variation of ice crystal habit with temperature. *Physics of snow and ice*, Part I, edited by H. Oura, p. 95-104, Hokkaido Univ., Sapporo, Japan, 1965
- Koch W., 1996: *Solarer Strahlungstransport in Arktischem Cirrus*. PhD Thesis. GKSS 96/E/60, pp. 99, 1996.
- Korolev G. and I. Hallet, 1999: Ice particule habits in Arctic cloud. *Geophys. Res. Lett.*, 26:1299-1302, 1999
- Krueger S.K., G.T. McLean and Q. Fu, 1995a: Numerical simulation of the stratus-to-cumulus transition in the subtropical marine boundary layer. Part I: Boundary-layer structure. *J. Atmos. Sci.*, 52:2839-2850, 1995.
- Krueger S.K., G.T. McLean, and Q. Fu, 1995b: Numerical simulation of the stratus-to-cumulus transition in the subtropical marine boundary layer. Part II: Boundary-layer circulation. *J. Atmos. Sci.*, 52:2851-2868, 1995b.
- Lafore J.P. et al, 1998: The meso-NH atmospheric simulation system. Part 1: Adiabatic formulation and control simulations. *Scientific objectives and experimental design. Ann. Geophys.*, 16:90-109, 1998.
- Lamarck J.B., 1802: Sur la forme des nuage. Dans *annuaire Météorologique pour l'an IX de la République Française*, Paris, no 3, pp. 149-164.
- Langlois W.E., 1973: A rapidly convergent procedure for computing large-scale condensation in a dynamical weather model. *Tellus*, 25:86-87.
- Levkov L., B. Rockel, H. Kapitzka and E. Raschke, 1992: 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65:35-57, 1992.

- Lekov L., M. Boin and B. Rockel, 1995: Impact of primary ice nucleation parameterizations on the formation and maintenance of cirrus. *Atmos. Res.*, 38:147-158, 1995
- Lekov L., B. Rockel, H. Schiller and L. Kornbluh, 1998: 3-D simulation of clouds with subgrid fluctuations of temperature and humidity. *Atm. Res.*, 47-48:327-341, 1998.
- Lhermitte, R., 1988: Cloud and precipitation remote sensing at 94 GHz, *IEEE, Trans. on geos. and rem. sens.*, 26, 3, 207-215.
- Lin R. F., 1997: A numerical study of the evolution of nocturnal cirrus by a two-dimensional model with explicit microphysics, Ph.D. thesis, 199 pp., Pennsylvania State University, Aug. 1997.
- Lin R.-F., D.O. Starr, P.J. Demott, R. Cotton, K. Sassen, E. Jensen, B. Karcher, and X.H. Liu, 2002: Cirrus Parcel Model Comparison Project. Phase 1: The critical components to simulate cirrus initiation explicitly. *J. Atmos. Sci.*, 59:2305-2329, 2002.
- Marchall J.S. and J.S. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Appl. Meteor.*, 5:165-166
- Masson B. J., 1971: *The physics of Clouds*, Clarendon, Oxford, England, 1971.
- Matrosov S. Y. and A. J. Heymsfield, 2002: Use of doppler radar to assess ice cloud particle fall velocity-size relations for remote sensing and climate studies. *J. Geophys. res.*, 105:22,427-22,436, 2000.
- Menzel W.P., D. P. Wylie and K. I. Strabala, 1992: Seasonal and diurnal changes in cirrus clouds as seen in four years of observations with VAS. *J. Appl. Meteor.*, 31:370-385, 1992.
- Meyer M. P., P. J. DeMott and W. R. Cotton, 1992: New primary ice-nucleation parametrization in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteor.*, 31:708-721
- Meyer R., H. Mannstein, R. Meerkötter, U. Schumann and P. Wendling, 2002: Regional radiative forcing by line-shaped contrails derived from satellite data Source. *J. Geophys. Res.* 107(10): ACL 17-1, 2002
- Miloshevich L. M. and A. J. Heymsfield, 1997: A balloon-borne continuous cloud particule replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysical properties: Instrument design, performance and collection efficiency analysis. *J. Atmos. Oc. Tech.*, 14:753-768, 1997.
- Mitchell D. L. and W. P. Arnott, 1994: A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part II: Dependence of absorption and extinction on ice crystal Morphology. *J. Atmos. sci.*, 51:817-832, 1994.
- Mitchell D. L., 1996: Use of mass- and area-dimensional power laws for determining precipitation particle terminal velocities. *J. Atmos. sci.*, 53:1710-1723, 1996.
- Mitchell D. L., S. K. Chai, Y. Liu, A. J. Heymsfield and Y. Dong, 1996: Modeling cirrus clouds. Part I: Treatment of bimodal size spectra and case study analysis. *J. Atmos. sci.*, 53:2952-2966, 1996.
- Michenko M. I., L. D. Travis and A. Macke, 1996: Light scattering by nonspherical particles in the atmosphere :an overview. Dans *IRS 1996 : Current problems in atmospheric radiation*, Fairbanks, Alaska.
- Montmerle T., Brown, P.R.A., and H.A. Swann, 1998: Evaluation of key microphysical parameters in three-dimensional cloud-model simulations using aircraft and multiparameter radar data. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 123, 2245-2275.
- Morcrette, J.-J., 1991: Evaluation of model-generated cloudiness: Satellite-observed and model-generated diurnal variability of brightness temperature. *Mon. Weather Rev.*, 96:9121-9132.
- Noël V., H. Chepfer, G. Ledanois and P. Flamant, 2001: Computation of the single-scattering matrix for non-spherical particles randomly or horizontally oriented in space, *Applied Optics* 40 (24), 4365-4375, 2001.

- Noël V., H. Chepfer, G. Ledanois, A. Delaval and P. Flamant, 2002: Classification of particle effective shape ratios in cirrus clouds based on lidar depolarisation ratio, 2002, *Applied Optics* 41 (21), 4245-4257.
- Ockert-Bell M.E. and D. L. Hartmann, 1992: The effect of cloud type on Earth's energy balance: Results for selected regions. *J. Climate*, 5:1157-1171, 1992.
- Ovarlez J., J-F Gayet, K. Gierens, J. Ström, H. Ovarlez, F. Auriol, R. Busen, U. Schumann and J. Ström, 2002: Water vapour measurements inside cirrus clouds in Northern and Southern hemispheres during INCA. *Geophys. Res. Lett.*, 29(16): 10.1029/2001GL014440, 2002.
- Passarelli R. E., 1978a: An approximate analytical model of the vapor deposition and aggregation growth of snow. *J. Atmos. Sci.*, 35:118-124. 1978.
- Passarelli R. E., 1978b: An Analytical model of snowflake growth. Preprints Conf. Clouds physics and atmospheric electricity. Issaquah. Amer. Meteor. Soc., 142-147, 1978.
- Platt C.M.R., 1974: Lidar and radiometric observations of cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 30:1191-1204
- Platt C. M. R. and A. C. Dilley, 1981: Remote Sensing of High Clouds. IV : Observed Temperature Variations in Cirrus Optical Properties. *Journal of atmospheric Sciences*, 1069-1082, 1981
- Pinto J. O., 1998: Pinto. Autumnal mixed-phase cloudy boundary layers in the arctic. *J. Atmos. Sci.*, 55 :2016-2038, 1998.
- Pinty J. P. and P. Jabouille, 1998: A mixed-phase cloud parametrization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulation of a squall line and of orographic precipitations. In proceeding of AMS conference on cloud physics, Everett, Washington, 1998.
- Ramanathan V., R. D. Cess, E. F. Harrison, P. Minnis, B; R. Barkstrom, E. Ahmad and D. Hartmann, 1989: Cloud-radiative forcing and climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment. *Science*, 243:57-62, 1989
- Redelsperger J. L. and G. Sommeria, 1986: Three dimensional simulation of a convective storm: sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution. *J. Atmos. Sci.*, 43:2619-2635, 1986.
- Redelsperger J. L. and J. P. Lafore, 1988: A three-dimensional simulation of a tropical squall line: convective organization and thermodynamic vertical transport. *J. Atmos. Sci.*, 45:1334-1356, 1988.
- Roger D. C., 1998: Field and laboratory studies of ice nucleation in winter orographic clouds. Ph. D. dissertation, Dept. of Atmospheric Science, univ. of Wyoming, Laramie, 161 pp. 1982.
- Roumeau S., P. Bremaud, E. Riviere, S. baldy and J.L. Baray, 2000: Tropical cirrus clouds : a possible sink for ozone Source. *Geophys. res. Lett.*, 27(15):2233-2236, 2000.
- Ryan B.F, E. R. Wishart and D. E. Shaw, 1976: The growth rates and densities of ice crystals between -3°C and -21°C. *J. atm. Sci.*, 33:842-850, 1976
- Sassen K. and G. C. Dodd, 1998: Homogeneous nucleation rate for highly supercooled cirrus cloud droplets. *J. Atmos. Sci.*, 45:1357-1369, 1988.
- Sassen K. and G. C. Dodd., 1989: Haze particule nucleation simulations in cirrus clouds, and applications for numerical and lidar studies. *J. Atmos. sci.*, 46:3005-3013, 1989.
- Sassen K. and V.I. Khvorostyanov, 1998: Radar probing of cirrus and contrails: Insights from 2D model simulations. *Geophys. Res. Ltrs.*, 25, 975-978.
- Sassen K. and S. Benson, 2001: A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote sensing. Part II : Microphysical properties derived from lidar depolarization Source : *Journal of the atmospheric sciences*. *J. atmos. sci.*, 58(15):2103-2112, 2001.

- Sassen et al., 2001 – BAMS volume 82
- Smith L.D. and T.H. Vonder Haar, 1991: Clouds-radiation interactions in a general circulation model: Impact upon the planetary radiation balance. *J. Geophys. Res.*, 96:893-914.
- Smith L. D., 1989: Satellite versus GCM-simulated radiation balance: Comparisons and implications for climate modelling. Ph. D. Thesis, Colorado State University.
- Starr D. O'C. and S. K. Cox, 1985: Cirrus clouds. Part 1: Cirrus cloud model. *J. Atmos. Sci.*, 42(27):2663-2681, 1985.
- Starr et al, 2000: Comparison of cirrus cloud models: A project of the GEWEX Cloud System Study (GCSS) working group on cirrus cloud systems. 13th International Conf. On Cloud Precipitation, Reno, Nevada, August 14-18, 2000.
- Ström J., M. Seifert, R. Krejci, A. Minikin, A. Petzold, J-F Gayet, F.Auriol, J. Ovarlez and U. Schumann, 2002: Thermal stability of particles contained in cirrus crystals: An analysis of data obtained during the INCA experiments in northern and southern hemisphere midlatitudes. 11th AMS conference on Cloud Physics, 3-7 June 2002, Ogden, Utah.
- Travis D. J., A. M. Carleton and R.G. Lauritsen, 2002: Contrails reduce daily temperature range. *Nature*, 418:601,2002
- Ulaby F. T. Ulaby, K.R. Moore and A. K. Fung, 1981: Microwave Remote Sensing, active and passive. Artech House vol.1, 1981
- Van de Hulst H. C., 1957: Light scattering by small particles. Dover publications inc, 1957.
- Walko R. L., W.R. Cotton, M.P. Meyers and J. Y. Harrington, 1995: New RAMS cloud microphysics parametrization. Part I: the single-moment scheme. *Atmos. Res.*, 38:29-62, 1995.
- Wylie D.P., W. P. Menzel, H. M. Woolf and K. I. Strabala, 1994: Four year of global cirrus cloud statistics using HIRS. *J. Climate*, 7:1972-1986, 1994.
- Wyser K. and P. Yang, 1998: Average ice crystal size and bulk short-wave single-scattering properties of cirrus clouds, *Atmospheric Research*, 49(4): 315-335,1998
- Xu K.-M. Xu, A. Arakawa, and S. K. Krueger, 1992: The macroscopic behavior of cumulus ensemble simulated by a cumulus ensemble model. *J. Atmos. Sci.*, 49:2402-2420, 1992
- Yamashita A, 1974: Studies of ice crystals using large cloud chamber. *Kisho Kenkyu Note, Meteor. Soc. Japan*, 123:47-94, 1974.
- Yeh J. D., M.A. Fortune, B. F. Fan and W. R. Cotton, 1987: Characteristics of precipitation microphysics in the stratiform region and transition region of midlatitude mesoscale convective complexes. Part I. Case study of a slow moving nocturnal mesoscale convective complex. Non published. 1987.
- Young A. T., 1980: Revised depolarization corrections for atmospheric extinction. *J. Opt. soc. am.*, 19:3427-3428, 1980.
- Zhang Y., A. Macke and F. Albers, 1999: Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing. *Atmos. Res.*, 52:59-75, 1999.

Annexe A : DEFINITIONS: MASSE D'AIR SATUREE; SURSATURATION

Une masse d'air atmosphérique est composée d'une masse d'air sec m_a et d'une masse de vapeur m_v . Le rapport de mélange (r) est défini comme le rapport :

$$r = \frac{m_v}{m_a}$$

Il s'exprime en kg de vapeur par kg d'air sec.

Aux pressions et températures rencontrées dans l'atmosphère libre, l'air sec et la vapeur peuvent être considérés comme des gaz parfaits. La pression atmosphérique P , "pression totale", est égale à la somme de la pression partielle de l'air sec P_a et de la pression partielle e de la vapeur (loi de DALTON pour le mélange de gaz parfait) :

$$(33) \quad P = P_a + e$$

Le rapport de mélange peut s'exprimer en fonction de la pression partielle de la vapeur et de la pression atmosphérique :

$$\text{Loi des gaz parfaits : } \begin{array}{l} P_a V = m_a RT \\ e V = m_v RT \end{array} \quad \Rightarrow \quad r = \frac{R_v}{R_a} \frac{e}{P_a} \quad \Rightarrow r = 0.622 \frac{e}{P - e}$$

Une masse d'air ne peut contenir qu'une quantité limitée de vapeur $m_{v\text{sat}}$. Lorsque m_v est égale à $m_{v\text{sat}}$, la masse d'air atmosphérique est dite saturante. Toute quantité de vapeur alors ajoutée dans la masse d'air changera d'état. On peut calculer la pression partielle de la vapeur qui correspond à $m_{v\text{sat}}$, appelée pression de vapeur saturante. Pour les températures inférieurs à 270 °K, la pression de vapeur saturante est définie soit par rapport à la glace soit par rapport à l'eau.

La pression de vapeur saturante (par rapport à l'eau e_w et par rapport à la glace e_g) dépend uniquement de la température, sa variation en fonction de la température est représentée Figure 58

$$\begin{array}{ll} e_w(t) = \exp\left(\alpha_w - \frac{\beta_w}{T} - \gamma_w \ln(T)\right) & e_g(t) = \exp\left(\alpha_i - \frac{\beta_g}{T} - \gamma_i \ln(T)\right) \\ \alpha_w = \ln(e_w(T_t)) + \frac{\beta_w}{T_t} - \gamma_w \ln(T_t) & \alpha_g = \ln(e_g(T_t)) + \frac{\beta_g}{T_t} - \gamma_g \ln(T_t) \\ \beta_w = \frac{L_v(T_t)}{R_v} \gamma_w T_t & \beta_g = \frac{L_s(T_t)}{R_v} \gamma_g T_t \\ \gamma_w = \frac{C_l - C_{pv}}{R_v} & \gamma_g = \frac{C_g - C_{pv}}{R_v} \end{array}$$

$$\text{Avec } L_v(T) = L_v(T_t) + (C_{pv} - C_l)(T - T_t) \quad \text{et} \quad L_s(T) = L_s(T_t) + (C_{pv} - C_g)(T - T_t)$$

De façon très schématique, il existe deux façons d'amener une masse d'air à saturation: soit en conservant la quantité de vapeur de la masse d'air tout en diminuant sa pression de vapeur saturante (refroidissement isobare et détente adiabatique); soit en conservant la pression de vapeur saturante de la couche tout en augmentant la quantité de vapeur qu'elle contient.

Pour définir le caractère saturé/sous-saturé d'une masse d'air par rapport à l'eau et la glace, on définit :

- l'humidité relative par rapport à l'eau U_w et à la glace U_i par:

$$U_w = 100 * \frac{e}{e_w(t)} \quad \text{et} \quad U_i = 100 * \frac{e}{e_g(t)} \quad \text{en}\%$$

avec $e_w(t)$ et $e_g(t)$ pressions de vapeur saturante respectivement par rapport à l'eau et la glace. Pour une même température, la sursaturation par rapport à la glace est atteinte avant la sursaturation par rapport à

l'eau. Par exemple, à -30°C , pour qu'une masse d'air soit saturée par rapport à la glace, il suffit d'avoir U_w supérieur à 75% (Figure 59).

- la sursaturation par rapport à l'eau SS_w , et à la glace SS_i , par :

$$SS_w = \frac{e}{e_w(t)} - 1 \quad \text{et} \quad SS_i = \frac{e}{e_g(t)} - 1$$

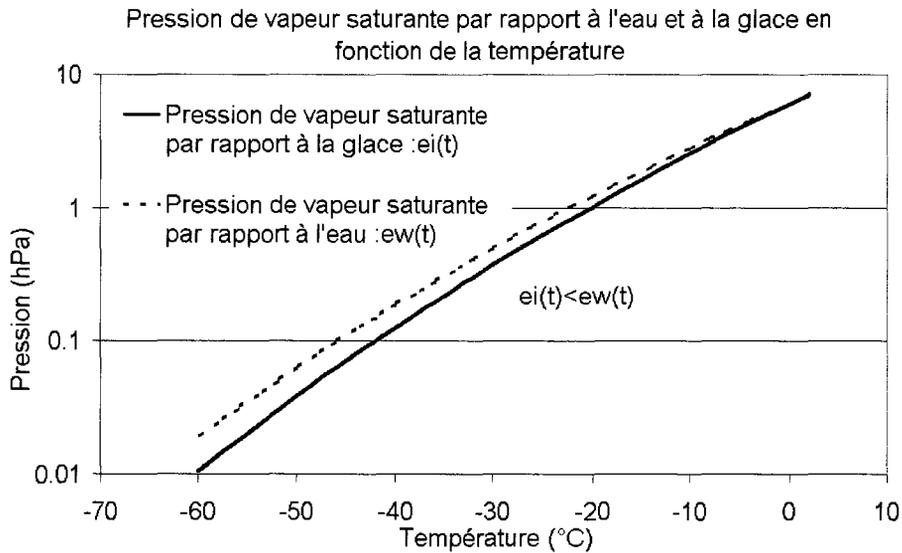


Figure 58

Humidité relative par rapport à l'eau nécessaire pour être saturée par rapport à la glace en fonction de la température

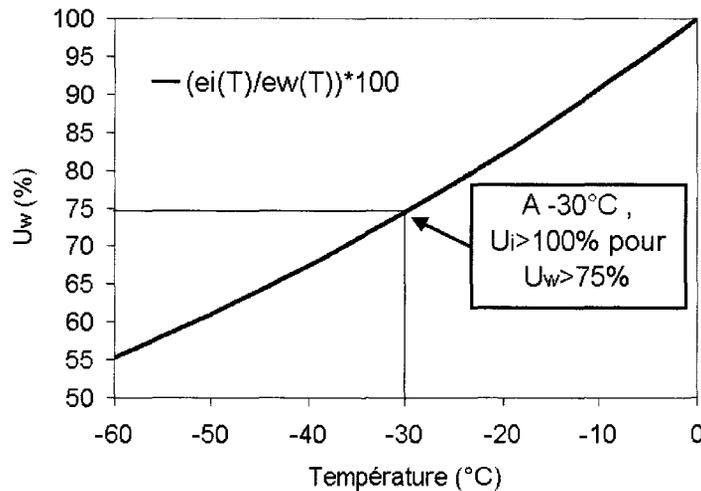


Figure 59:

Rapport entre la pression de vapeur saturante par rapport à la glace et la pression de vapeur saturante par rapport à l'eau en fonction de la température: donne l'humidité relative par rapport à l'eau à atteindre pour qu'une masse d'air soit saturée par rapport à la glace.

Annexe B : DESCRIPTION DU CALCUL NUMERIQUE DES TAUX DE TRANSFERT.

Dans cette annexe, le calcul numérique des différents taux de transfert calculés dans le modèle est détaillé. Pour distinguer les différentes contributions, l'indice p est utilisé pour désigner la glace primaire, c pour les cristaux et i lorsque le processus est appliqué aux deux espèces.

Les coordonnées des points de masse sont notées en majuscule (I, K). Les coordonnées des points de flux sont notées en minuscule (i, k) (voir Figure 6, p. 25)

Lors de la description des calculs numériques, afin de simplifier les écritures, le signe \int est conservé lorsqu'une solution analytique de l'intégrale existe.

Les notations pour les taux de transfert sont les mêmes que dans le paragraphe IV : , p. 42. Elles sont rappelées dans le tableau ci dessous:

Notation		Processus	Commentaires
Nombre de particules	Rapport de mélange		
$VnucP_N$	$VnucP_r$	nucléation	Pas de processus inverse Nuls : pas de nucléation Positifs : nucléation
$PtraC_N$	$PtraC_r$	Transformation	Pas de processus inverse Nuls: pas de transformation Positifs: transformation
$VdepP_N$ $VdepC_N$	$VdepP_r$ $VdepC_r$	Déposition	Processus inverse: sublimation Négatifs: sublimation (gain pour la vapeur) Positifs: déposition (perte pour la vapeur)
$PsedP_N$ $CsedC_N$	$PsedP_r$ $CsedC_r$	Sédimentation	Pas d'échange entre classe. Négatif: perte dans la maille Positif: gain dans la maille
$PadvP_N$ $CadvC_N$	$PadvP_r$ $CadvC_r$	Advection	Pas d'échange entre classe. Négatif: perte dans la maille Positif: gain dans la maille Définit positive (voir annexe)

Tableau 10: Différents taux de transfert paramétrés:

Notation : l'indice indique si le taux de transfert se rapporte au rapport de mélange (r) ou au nombre de particules (N). La première majuscule et la dernière majuscule indiquent de quelle espèce à quelle autre espèce le transfert est effectué (V pour vapeur, P pour glace primaire et C pour cristaux). Les trois minuscules correspondent aux trois premières lettres du processus qui intervient dans le transfert. Par exemple, $PtraC_N$ signifie : taux de transfert du nombre de particules de glace primaire vers les cristaux par transformation.

A. Nucléation.

Le nombre de particules de glace primaire créées par nucléation en chaque maille $N_{nuclé}(I, K)$ est fonction de la sursaturation par rapport à la glace ($SS_i(I, K)$) et du nombre de noyaux activables (N_{NU_0}) :

$$(34) \quad N_{nuclé}(I, K) = N_{NU_0} \exp(\alpha_1 SS_i(I, K) - \beta_1) \quad \text{en } m^{-3}$$

A un instant t , on considère qu'il y aura activation de noyaux glaçogènes uniquement si $N_{Nnuclé}(I, K)$ à t est supérieur au nombre de particules $N_{nuclé}^T(I, K)$ déjà créée par nucléation. La masse de glace primaire créée est fonction de la masse moyenne des particules nucléées (m_{NU_0}):

$$(35) \quad m_{NU_0} * \text{Max}(N_{nuclé}(I, K) - N_{nuclé}^T(I, K), 0) \quad \text{en } kg \cdot m^{-3}$$

Ces quantités sont calculées à chaque pas de temps. Elles dépendent donc de l'intervalle de temps Δt choisi pour la simulation. On définit le taux de transfert en rapport de mélange et en nombre de particules comme:

$$(36) \quad \begin{aligned} nucP_N(I, K) &= \Delta t^{-1} \cdot \text{Max}\left\{0, \left[N_{NU_0} \exp(\alpha SS_i(I, K) - \beta)\right] - N_{nuclé}^T(I, K)\right\} \quad \text{en } m^{-3} \\ VnucP_r(I, K) &= (\rho(I, K))^{-1} \cdot m_{NU_0} * nucP_N(I, K) \quad \text{en } kg \cdot kg^{-1} \end{aligned}$$

avec ρ la masse volumique de l'air.

B. La transformation de la glace primaire en cristaux.

Soit D_{cons} la dimension constante du cristal et $n_p(D, IK)$ la distribution en taille de la glace primaire dans la maille (I, K) , le nombre de particules de glace primaire transformées en cristaux $N_{transf}(I, K)$ est :

$$(37) \quad N_{transf}(IK) = \int_{D_{cons}}^{\infty} n_p(D, IK) \cdot dD \quad \text{en } m^{-3}$$

et le contenu en glace :

$$(38) \quad IWC_{transf}(IK) = \int_{D_{cons}}^{\infty} m_p(D) \cdot n_p(D, IK) dD \quad \text{en } kg \cdot m^{-3}$$

avec $m_p(D)$ relation masse-dimension caractéristique de la glace primaire (voir équation (5), p.30).

Le taux de transfert du rapport de mélange et du nombre de particules échangées par transformation a pour expression :

$$(39) \quad \begin{aligned} Ptrac_N(IK) &= \Delta t^{-1} \cdot N_{transf}(IK) \quad \text{en } m^{-3} \\ Ptrac_r(IK) &= (\Delta t \cdot \rho)^{-1} \cdot IWC_{transf}(IK) \quad \text{en } kg \cdot kg^{-1} \end{aligned}$$

avec ρ la masse volumique de l'air

C. Déposition/Sublimation.

Soit Δr_v la quantité de vapeur en $kg.kg^{-1}$ à déposer pour $\Delta r_v > 0$ ou à sublimer pour $\Delta r_v < 0$.

Cette quantité est arbitrairement attribuée aux deux classes de particules proportionnellement à la surface S qu'elles occupent, c'est à dire que la quantité à déposer/sublimer sur la classe i $IWC_{dep_i}^1$ ($=p$ ou c) est égale à :

$$(40) \quad IWC_{dep_i}^1(IK) = \Delta r_v(IK) * \frac{\int n_i(D, IK) \cdot S_i(D) \cdot dD}{\int (n_p(D, IK)S_p(D) + n_c(D, IK)S_c(D)) \cdot dD}$$

Soit Ω le pourcentage de vapeur effectivement déposé/sublimé, alors :

$$IWC_{dep_i}(IK) = IWC_{dep_i}^1(IK) \cdot \Omega$$

Pour la sublimation, la variation du nombre de particules due à l'évaporation complète des plus petites est calculée. Il est fait l'hypothèse que la variation de masse de chaque particule est proportionnelle à leur surface. Par conséquent, chaque particule perd la même épaisseur, quelle que soit sa taille.

Soit $IWC_{dep_i}(IK)$ la quantité de glace sublimée dans la classe i , alors la variation de masse $\Delta m_i(D, IK)$ d'une particule de dimension D vaut :

$$(41) \quad \Delta m_i(D, IK) = IWC_{dep_i}(IK) \cdot \frac{S_i(D)}{\int S_i(D) \cdot n_i(D, IK) \cdot dD}$$

Comme toutes les particules perdent la même épaisseur, les particules de diamètre D_{eff_i} égal au diamètre effectif aussi, ce qui donne en utilisant la relation masse-dimension ($m = aD^b$) :

$$(42) \quad \Delta m_i(D_{eff_i}(IK)) = m_i(D_{eff_i}(IK)) - m_i(D_s(IK)) = a_i D_{eff_i}(IK)^{b_i} - a_i D_s(IK)^{b_i}$$

$$(43) \quad D_{s_i}(IK) = \sqrt[b_i]{\frac{a_i D_{eff_i}(IK)^{b_i} - \Delta m_i(D_{eff_i}(IK))}{a_i}}$$

Avec D_s diamètre de la particule après sublimation.

Les particules qui ont un diamètre inférieur à $D_{eff_i} - D_s$ vont donc disparaître. Le nombre de particule sublimé est égale à :

$$(44) \quad N_{dep_i}(IK) = \int_0^{D_{s_i}} n_i(D, IK) \cdot dD$$

Le taux de transfert du rapport de mélange et du nombre de particules par déposition/sublimation a pour expression :

$$(45) \quad \begin{aligned} depI_N(IK) &= -\Delta t^{-1} \cdot N_{dep_i}(IK) \quad \text{en } m^{-3} \\ VdepI_r(IK) &= (\Delta t \cdot \rho)^{-1} \cdot IWC_{dep_i}(IK) \quad \text{en } kg.kg^{-1} \\ &\text{avec } i \equiv p \text{ ou } \equiv c \end{aligned}$$

D. La sédimentation.

Soit la maille (I, K) , d'épaisseur $\Delta z(I, K)$, la quantité de glace perdue (-) par cette maille par unité de temps vaut :

$$(46) \quad M_i^-(I, K) = \frac{F_{q_i}(I, K)}{\Delta z(I, K)} \quad \text{avec:} \quad F_{q_i}(I, K) = \int m_i(D) v_i(D) n_i(D, I, K) dD$$

La quantité $M_i^-(I, K)$ est perdue pour la maille (I, K) , mais gagnée pour la maille $(I, K - 1)$. Les différentes mailles n'ayant pas toute même épaisseur, la quantité de glace (+) gagnée par la maille $(I, K - 1)$ vaut :

$$(47) \quad M_i^+(I, K - 1) = M_i^-(I, K) * \frac{\Delta z(I, K)}{\Delta z(I, K - 1)}$$

Pour chaque maille, la variation de masse par sédimentation, après bilan entre ce qui arrive de la couche supérieure et ce qui part dans la couche inférieure, équivaut à :

$$(48) \quad \begin{aligned} M_i(I, K) &= M_i^+(I, K) - M_i^-(I, K) \\ \Rightarrow M_i(I, K) &= \frac{F_{q_i}(I, K + 1) - F_{q_i}(I, K)}{\Delta z(I, K)} \end{aligned}$$

De la même manière, en posant :

$$(49) \quad F_{n_i}(I, K) = \int v_i(D) n_i(D, I, K) dD$$

La variation du nombre de particules dans une maille (I, K) par unité de temps équivaut à :

$$(50) \quad N_i(I, K) = \frac{F_{n_i}(I, K + 1) - F_{n_i}(I, K)}{\Delta z(I, K)}$$

Le taux de transfert du rapport de mélange et du nombre de particules par sédimentation a pour expression :

$$(51) \quad \begin{aligned} sedI_N(I, K) &= N_i(I, K) \\ sedI_r(I, K) &= \rho^{-1} \cdot M_i(I, K) \\ &\text{avec } i \equiv p \text{ ou } \equiv c \end{aligned}$$

E. L'advection du nombre de particules.

Le nombre de particules à échanger entre deux mailles voisines est calculé à partir de la quantité de masse par unité de volume transportée entre ces mailles. Pour simplifier le nombre d'équations, le calcul est présenté pour un domaine à 2 dimensions (x, z).

Soit $IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K)$ la quantité en kg /m³ de l'espèce i échangée entre la maille de coordonnées (I, K) et $(I - 1, K)$ due au vent horizontal u_v , et $\lambda_i(I, K)$ caractéristique de la distribution de particules dans la maille (I, K) :

- si $IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K) > 0$, la quantité $IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K)$ est un gain pour la maille (I, K) et une perte pour la maille $(I - 1, K)$, alors le nombre de particules ($N = \frac{\lambda^b * IWC}{aG(b)}$, voir éq. (9), p. 32) de

l'espèce i transportées de la maille (I, K) vers la maille $(I-1, K)$, noté $N_{adv_i}^{u_v}(I, K)$, d'après ,
vaut:

$$(52) \quad N_{adv_i}^{u_v}(I, K) = \frac{\lambda_i^{b_i}(I-1, K) \cdot IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K)}{a_i \cdot G(b_i)}$$

- si $IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K) < 0$, la quantité $IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K)$ est une perte pour la maille (I, K) et un gain pour la maille $(I-1, K)$, alors le nombre de particules ($N = \frac{\lambda^b * IWC}{aG(b)}$, voir éq. (9), p. 32) de l'espèce i transportées de la maille (I, K) vers la maille $(I-1, K)$, noté $N_{adv_i}^{u_v}(I, K)$ vaut:

$$(53) \quad N_{adv_i}^{u_v}(I, K) = \frac{\lambda_i^{b_i}(I, K) \cdot IWC_{adv_i}^{u_v}(I, K)}{a_i \cdot G(b_i)}$$

Soit $IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K)$ la quantité en kg /m3 de l'espèce i échangée entre la maille de coordonnées (I, K) et $(I, K-1)$ dû au vent vertical w_v , et $\lambda_i(I, K)$ caractéristique de la distribution de particules dans la maille (I, K) :

- si $IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K) > 0$, la quantité $IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K)$ est un gain pour la maille (I, K) et une perte pour la maille $(I, K-1)$, alors le nombre de particules ($N = \frac{\lambda^b * IWC}{aG(b)}$, voir éq. (9), p. 32) de l'espèce i transportées de la maille (I, K) vers la maille $(I, K-1)$, noté $N_{adv_i}^{w_v}(I, K)$, équivaut à:

$$(54) \quad N_{adv_i}^{w_v}(I, K) = \frac{\lambda_i^{b_i}(I, K-1) \cdot IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K)}{a_i \cdot G(b_i)} * \frac{\Delta Z(I, K-1)}{\Delta Z(I, K)}$$

- si $IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K) < 0$, la quantité $IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K)$ est une perte pour la maille (I, K) et un gain pour la maille $(I, K-1)$, alors le nombre de particules ($N = \frac{\lambda^b * IWC}{aG(b)}$, voir éq. (9), p. 32) de l'espèce i transportées de la maille (I, K) vers la maille $(I, K-1)$, noté $N_{adv_i}^{w_v}(I, K)$, équivaut à:

$$(55) \quad N_{adv_i}^{w_v}(I, K) = \frac{\lambda_i^{b_i}(I, K) \cdot IWC_{adv_i}^{w_v}(I, K)}{a_i \cdot G(b_i)}$$

Au bilan, la variation du nombre de particules dans la maille (I, K) par unité de temps due au processus d'advection est égale à :

$$(56) \quad \Delta N_i(I, K) = \left[N_{adv_i}^{u_v}(I, K) - N_{adv_i}^{u_v}(I+1, K) \right] + \left[N_{adv_i}^{w_v}(I, K) - N_{adv_i}^{w_v}(I, K+1) \right]$$

Les différents échanges en nombre entre une maille et ses voisines sont schématisés Figure 60.

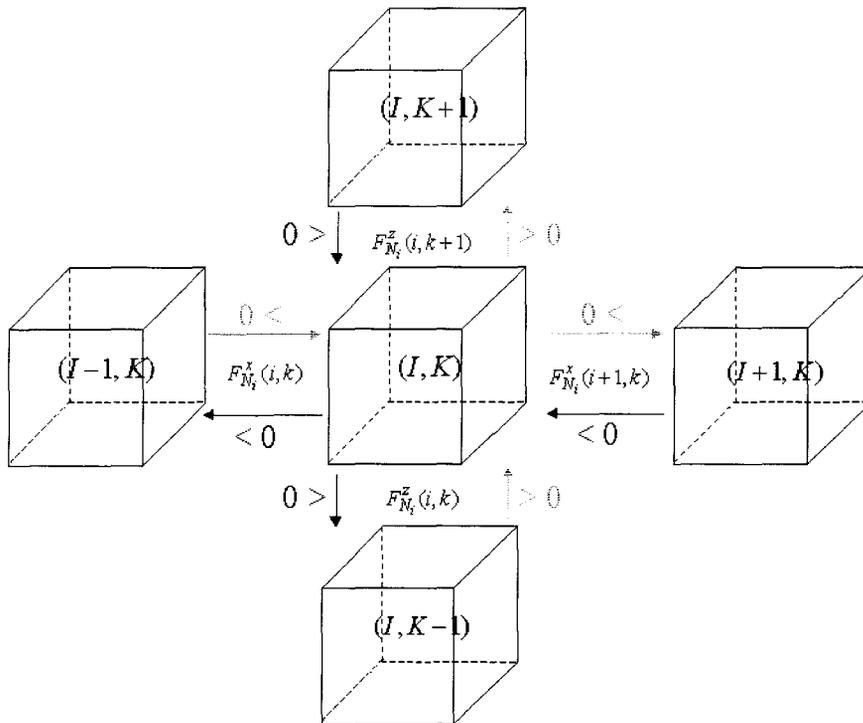


Figure 60:

Représentation schématique des échanges par advection entre la maille (I,K) et les mailles voisines

Soit Δt le pas de temps, ρ la masse volumique de l'air, et i l'espèce, le taux de transfert en rapport de mélange et en nombre par ADVECTION a pour expression :

$$(57) \quad IadvI_N(I, K) = \Delta N_i(I, K)$$

avec $I \equiv P$ ou $\equiv C$

Annexe C : EQUATION RADAR

A. Equation Radar.

La puissance renvoyée par une cible et parvenant à l'antenne radar s'écrit:

$$(58) \quad P_r = CA^2 \frac{\eta}{z^2}$$

Avec:

- C constante qui dépend des caractéristiques du radar,
- A^2 atténuation due à l'atmosphère et au nuage sur le trajet aller et retour. Elle est négligeable dans le cas de nuage optiquement fin (Lhermitte, 1988)
- z distance qui sépare l'antenne de la cible,
- η réflectivité radar en $m^2 m^{-3}$ couramment exprime en cm^{-1} .

Pour calculer la réflectivité radar, on considère la théorie de Rayleigh : les cibles (particules) sont petites devant la longueur d'onde. La cible se comporte comme un dipôle sur lequel s'exerce un champ d'amplitude E_0 . On est dans les mêmes conditions que pour la théorie du dipôle de Hertz.

L'intensité du rayonnement incident S_i reçu par la particule est égale à:

$$(59) \quad S_i = \frac{cE_0^2}{8\pi}$$

avec c vitesse de propagation de la lumière

L'intensité du rayonnement diffusé dans la direction de la source par un dipôle oscillant de moment $\vec{\mu}$ s'écrit:

$$(60) \quad S_r = \frac{2\pi^3 \mu^2 c}{\lambda^4 z^2}$$

avec:

- $\vec{\mu} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{D^3}{8} \vec{E}$,
- $\varepsilon = m^2$ constante diélectrique de la cible,
- m indice de réfraction de la cible.
- D : dimension du dipôle

La cible est caractérisée par sa section efficace de rétrodiffusion radar σ définie comme la surface équivalente d'un diffuseur isotrope diffusant dans toutes les directions avec une intensité égale à celle reçue par le radar, soit:

$$(61) \quad S_i \sigma = 4\pi \cdot z^2 \cdot S_r$$

Avec les équations (59), (60) et (61) il vient:

$$(62) \quad \sigma = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6$$

avec $|K|^2 = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}$ le facteur diélectrique.

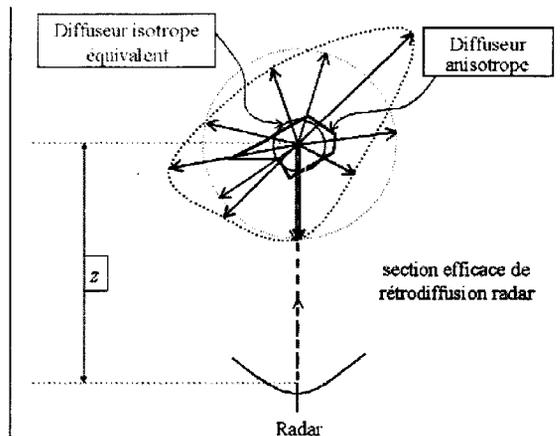


Figure 61:

Section efficace de rétrodiffusion radar.

Le radar émet par impulsion. La résolution radar est égale à la distance cT , avec T durée de l'impulsion et c vitesse de la lumière. A chaque impulsion correspond un volume d'impulsion de section celle du faisceau et de profondeur cT . Dans le cas d'un nuage, ce volume d'impulsion contient N cibles. En admettant que la répartition des cibles au sein d'un volume d'impulsion est homogène, la réflectivité radar équivaut à:

$$(63) \quad \eta = \frac{1}{V} \sum_N \sigma \cdot = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 \int_0^\infty n(D) D^6 dD$$

avec $n(D)dD$ nombre de particules de dimension comprise entre D et $D+dD$ par unité de volume.

On définit le facteur de réflectivité radar $m^6 m^{-3}$ représenté par la lettre Z tel que:

$$\eta = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 Z$$

$$(64) \quad \Rightarrow Z = \int_0^\infty n(D) D^6 dD$$

Annexe D : EQUATION DE LA RETRODIFFUSION ET DE LA DEPOLARISATION LIDAR

A. La rétrodiffusion lidar

Le lidar et le radar sont le même type d'instrument mais de longueur d'onde différentes. L'équation lidar a par conséquent la même forme que l'équation radar. Elle est fonction de la constante de calibration C , de la distance aux diffuseurs z (km), du coefficient de rétrodiffusion $\beta(z)$ ($km^{-1}sr^{-1}$) et de l'atténuation $A(z)$ due aux particules nuageuses et aux constituants atmosphériques. La résolution verticale du lidar est également déterminée à partir du temps d'impulsion T .

$$P_r(z) = CA^2(0, z) \frac{\beta(z)}{z^2}$$

Les longueurs d'onde mises en jeu étant plus petites ($0.532 \mu m$), le paramètre de taille ne satisfait plus les approximations de Rayleigh pour les particules nuageuses. Le signal rétrodiffusé dépend alors également de la forme des particules. De plus l'atténuation lors de la propagation de l'onde à travers l'atmosphère et le milieu diffusant n'est plus négligeable. Elle dépend de l'épaisseur optique apparente $\tau'(z)$, qui est directement reliée aux propriétés des milieux traversés (atmosphère+nuage) par le coefficient d'extinction apparent $\alpha^{app}(z)$ (m^{-1}):

$$A(0, z) = e^{(-\tau^{app}(z))} \quad \text{avec : } \tau^{app}(z) = \int_0^z \alpha^{app}(z) dz$$

Le faisceau lidar est atténué d'abord lors de son trajet aller, puis lors de son trajet retour (facteur 2):

$$A^2(0, z) = e^{\left(-2 \int_0^z \alpha^{app}(z) dz\right)}$$

Le coefficient d'extinction dépend de la section d'extinction σ_{ext} des particules et de leur concentration:

$$(65) \quad \alpha^{app}(z) = \int_0^{r_{max}} \sigma_{ext}^{app}(r) n(r, z) dr$$

Le rapport entre les coefficients de rétrodiffusion $\beta(z)$ et d'extinction $\alpha^{app}(z)$ est proportionnel à la fonction de phase en rétrodiffusion $p(\pi)$:

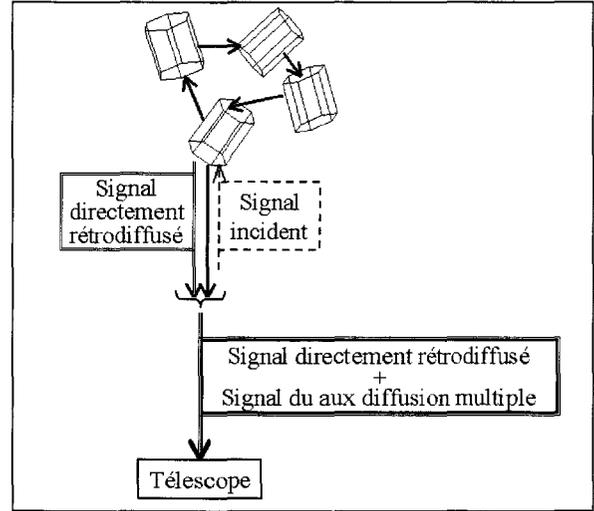
$$k^{app}(z) = \frac{\beta(z)}{\alpha^{app}(z)} = \frac{p^{app}(\pi)}{4\pi}$$

$$\Rightarrow \beta(z) = \frac{p^{app}(\pi)}{4\pi} \alpha^{app}(z)$$

Le rayonnement reçu par le télescope n'est pas toujours directement rétrodiffusé (Platt, 1974). Il peut avoir subi plusieurs diffusions par différentes particules. Le signal reçu est affecté par ces diffusions multiples. Ce phénomène de diffusions multiples est pris en compte par le facteur de diffusion multiple η .

Le coefficient d'extinction réel, calculé à partir des sorties du modèle, est relié au coefficient d'extinction apparent par la relation:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha^{app}(z)}{\eta}$$



La fonction de phase en rétrodiffusion nécessite elle aussi une correction de l'effet de diffusion multiple:

$$k(z) = \eta k^{app}(z)$$

Le coefficient de rétrodiffusion lui n'est pas affecté:

$$\beta(z) = k^{app}(z) \alpha_i^{app}(z)$$

$$\Rightarrow \beta(z) = k(z) \alpha(z)$$

Prendre en compte l'effet de diffusion multiple revient donc à introduire le facteur de diffusion multiple dans le calcul de l'atténuation. On définit donc l'épaisseur optique réelle $\tau(z)$ comme :

$$\tau^{app}(z) = \eta \int_0^z \alpha(z) dz = \eta \cdot \tau(z)$$

Finalement, on a:

$$\left(\frac{P_z^2}{C} \right) = \beta(z) \cdot e^{\left(-2\eta \int_0^z \alpha(z) dz \right)}$$

B. La dépolarisation lidar.

L'onde émise par le lidar est polarisée linéairement ($I_{//}^i$). Cette onde, en se propageant dans un milieu anisotrope, va être dépolarisée. Une fois que le signal reçu est mesuré (rétrodiffusion lidar), un dispositif permet de séparer le signal polarisé perpendiculairement (I_{\perp}^d) et parallèlement ($I_{//}^d$). Le rapport entre ces deux quantités constitue la mesure du taux de dépolarisation.

En utilisant la matrice de diffusion, on obtient les relations entre le signal incident (i) et le signal rétrodiffusé (d):

$$(66) \quad \begin{pmatrix} I_{//} + I_{\perp} \\ I_{//} - I_{\perp} \end{pmatrix}_d = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{//} \\ I_{//} \end{pmatrix}_i \Rightarrow \begin{aligned} I_{//}^d &= \frac{P_{11} + P_{22} + P_{12} + P_{21}}{2} I_{//}^i \\ I_{\perp}^d &= \frac{P_{11} - P_{22} + P_{12} - P_{21}}{2} I_{//}^i \end{aligned}$$

En rétrodiffusion: $P_{12} = P_{21} = 0$ (Van de Hulst, 1957)

Le signal reçu est le signal total ou rétrodiffusion lidar, $(I_{//} + I_{\perp})_d = P_{11} I_{//}^i$, comme présenté au III : , p. 75. Une fois les contributions parallèles et perpendiculaires séparées, on calcule le taux de dépolarisation qui équivaut à:

$$(67) \quad \Delta P = \frac{(Pz^2)^{\perp}}{(Pz^2)^{//}} = \frac{\beta_m^{\perp}(z) + \beta_{part}^{\perp}(z)}{\beta_m^{//}} + \beta_{part}^{//}}(z)$$

Avec: m pour moléculaire et $part$ pour particulaire.

Annexe E : ARTICLE

ANALYSIS OF DIRECT COMPARAISON OF CLOUD TOP TEMPERATURE AND INFRARED SPLIT WINDOW SIGNATURE AGAINST INDEPENDANT RETRIEVALS OF CLOUD THERMODYNAMIC PHASE.

Durant la première année de thèse, j'ai travaillé sur les données POLDER et ATSR. L'utilisation de données conjointes ATSR et POLDER ont permis d'établir deux résultats :

- 1) En comparant la phase POLDER aux températures de brillance, sur une journée de données, nous avons pu mettre en évidence qu'au-dessous de 240 K, l'eau sous forme liquide ne subsiste plus. De plus, il a été également mis en avant que, sur la journée de données traitées, dans les masses d'air continental, l'eau a persisté sous forme liquide à des températures plus basses que dans les masses d'air océanique.

- 2) En comparant la phase POLDER avec les différences de température de brillance (BTD) entre 10 et 11 μm , nous avons mis en évidence que les plus fortes BTD's étaient observées pour les nuages fin d'eau liquide, type altostratus, et non pas pour les cirrus.

Ces résultats sont commentés dans l'article qui suit.

Analysis of direct comparison of cloud top temperature and infrared split window signature against independent retrievals of cloud thermodynamic phase.

V. Giraud, O. Thouron, J. Riedi and P. Goloub

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille, France

Abstract. An accurate determination of cloud particle phase is required for retrieval of other cloud properties. The main purpose of this letter is to demonstrate that the cloud phase assumption made in previous cirrus clouds retrievals using infrared split window signatures is not relevant. Coincident observations of the Earth surface from ERS-2 and ADEOS-1 satellites give us the opportunity to compare clouds infrared signatures, as observed by ATSR-2 onboard ERS-2, with cloud thermodynamic phase derived from POLDER onboard ADEOS-1. We find out, firstly, that large Brightness Temperature Differences (BTD), estimated between 11 and 12 μm , may occur for cold liquid water clouds consisting of small supercooled droplets (i.e. altostratus). These BTDs have no longer been attributed to cirrus clouds as previous studies have been. Secondly, the probability to observe ice or water clouds with respect to their cloud top temperature is quantified for our data set. A sharp transition between the ice and water phase is shown for cloud top temperatures ranging between 240 and 260 K. The probability for a cloud to be composed of super-cooled liquid droplets is shown to be higher over land than over ocean. This points out that ice activation susceptibility is more efficient in maritime air mass than in continental one.

Introduction

The retrieval of global cloud properties depends on accurate interpretation of satellite radiometric data. During the last 15 years, intensive research for determining cirrus clouds effective microphysical properties from multispectral satellite imagery has been performed [Inoue, T., 1985], [Minnis et al, 1993], [Giraud et al, 1997], [Chung et al, 2000]. These retrievals are commonly based on the significant wavelength dependency of cloud absorption in the infrared window (10-12 μm). Nevertheless, the main weakness of actual methods is the assumption made upon cloud phase. For satellite retrievals, cloud particles phase discrimination is quite determinant since the optical properties of liquid particle and solid ones are distinct. This is mainly due to the impact of particle's shape as well as differences in ice and liquid water refractive indices which both strongly influence radiation absorption and scattering.

The purpose of this paper is to discuss cloud top temperatures and infrared signatures, as observed with ATSR-2,

with respect to their thermodynamic phase as unambiguously derived from POLDER. The validity of cloud phase assumption made by considering cloud top temperatures is evaluated, and impact on split window retrievals is inferred.

Data processing

On June 12, 1997, POLDER and ATSR-2 observed the same Earth area within a 10 minute range. This dataset gives a first opportunity to analyze several cloudy scenes with independent and complementary satellite measurements. The overlap of the swath of the two sensors gives access to about 120 10^6 km² of the Earth.

POLDER has been working for 8 months from November 1996 to June 1997. Using the polarization and directionality capabilities, of this pioneer space-borne polarimeter, thermodynamic cloud phase (liquid or ice) can be inferred [Goloub et al, 2000], [Riedi et al, 2000]. Operational POLDER phase product is delivered at a spatial resolution of 60 km x 60 km [Buriez et al, 1997]. However, the Cloud Top Phase (CTP) retrieval algorithm can be applied directly to full resolution data. In the present study, the cloud thermodynamic phase has been derived at full resolution (6.2 km x 6.2 km), which is much more appropriate for a joint analysis, considering the ATSR spatial resolution at nadir (i.e. 1.1 km x 1.1 km). Also, previous studies have shown the scale of natural variability of the CTP to be much closer to full POLDER resolution than the operational product actually delivered. This gain in resolution is somehow counterbalanced by the fact that thin clouds (visible optical depth less than 2.0) or cloud edges tend to be declared as ice clouds (regardless of the actual cloud phase). This problem is more sensitive at full resolution and appears mainly on the pixels forming edges of broken liquid clouds. In the following, ice/liquid clouds refer to POLDER full resolution pixels declared as ice/liquid by the POLDER CTP algorithm. Figure 1 illustrates the global daily distribution of CTP derived from POLDER on June 12, 1997.

ATSR-2 has two thermal infrared channels centered at 10.8 and 12 μm matching those of AVHRR. Details of the instrument may be found in [Mullow et al, 1998].

The measurements taken by POLDER are relocated on a standard reference grid. This grid is obtained from a sinusoidal projection, whose constant step is 1/18 degrees in longitude (i.e. 6, 2 km). ATSR-2 data are projected on this reference grid. ATSR-2 resolution being 6 times better, ATSR-2 pixel pertaining to the same POLDER pixel are averaged.

In this note, only pixels observed from both POLDER and ATSR-2 within ± 10 minutes are considered. The cloud

Copyright 2001 by the American Geophysical Union.

Paper number 2000GL012046.
0094-8276/01/2000GL012046\$05.00

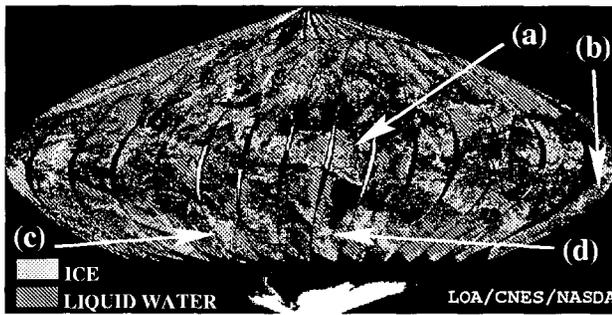


Figure 1. POLDER thermodynamic phase index on June 12.

mask, extensively discussed in [Buriez et al, 1997] and [Parol et al, 1999], is produced at full resolution by POLDER. Regions poleward 60° were rejected in our studies to avoid possible problems in cloud detection above sea ice and snow covered lands.

Analysis

BTD signatures for ice and liquid clouds

Since the imaginary part of the refractive index represents the absorptive properties of a material, it is clear from Fig. 2 that both ice and liquid water absorb more infrared radiation at $12 \mu\text{m}$ than at $11 \mu\text{m}$. These differences imply that semi-transparent clouds are more opaque to telluric radiation at $12 \mu\text{m}$, and then explain that BTD could be observed between 11 and $12 \mu\text{m}$. Figures 3a, 3b, 3c and 3d show the bispectral radiance scatter plots for the regions denoted by the boxes A, B, C and D in the image (Fig. 1), where infrared signatures are complete and well defined. The coldest temperatures corresponding to very low BTDs are representative of the opaque parts of the clouds. According to POLDER cloud detection, warmer temperatures correspond to clear sky pixels. Intermediate temperatures are associated to more or less semi-transparent clouds. Signatures in Fig. 3a and 3b exhibit very pronounced arches typical of liquid water clouds. The high BTD values can only be explained by the occurrence of small liquid droplets with effective radius less than $5 \mu\text{m}$. Ice cloud signatures shown in Fig. 3c and 3d are more scattered and smaller BTDs are reached. Figure 4 presents BTD statistical distribution values for liquid water and ice clouds. This highlights that the strongest BTDs, beyond 6 K, are predominantly associated to semi-transparent water clouds. Cloudy pixels having their BTD between 1 and 5 K are equally associated to the liquid or ice phase. These pictures clearly demonstrate the difficulties in correctly interpreting BTD signatures without phase information. Notice that in clear sky conditions, BTDs are due to water vapor absorption and are limited to 1 or 2 K. However, Figure 4 shows high BTD even where no cloud is detected from POLDER. This makes doubt about the ability to detect very thin clouds from POLDER, but has no impact on our analyses.

T. Inoue [1985], has suggested that semi-transparent cirrus clouds could be detected from large BTDs. This is clearly in contradiction with our observations which suggest that semi-transparent liquid water clouds present large BTDs, too. Assuming spherical particles, Giraud et al [1997] show that, for overcast pixels, and a fixed optical depth,

BTD decreases with the size of the particles and increases with the contrast between the cloud-free and the opaque cloud brightness temperatures. Complementary simulations demonstrate that BTDs are larger for ice spheres than for liquid water spheres for identical cloudy conditions (i.e. if only refractive index is changed). Thus, assuming that cirrus microphysics could be described by spherical particles, we may expect a retrieved effective radius for cirrus clouds greater than for liquid water clouds.

Considering the above results, some retrievals of cirrus clouds' effective microphysical properties developed by several authors should probably be attributed to liquid clouds. In particular, [Giraud et al, 1997] and [Lin and Coakley, 1993] found high values of the microphysical parameter, which correspond to small spheres, for cloud warmer than 240 K. Our results tend to demonstrate that clouds analyzed in these studies were actually liquid clouds (i.e. altostratus clouds). The surprising decrease of effective radius at temperature larger than 235 K (Fig. 8 in [Giraud et al, 1997]) may probably be explained by a change in CTP. The lack of small size particles found by these authors, for temperature below 235 K, is in agreement with our observations and consolidates our assumption that cirrus clouds generally don't exhibit as high BTDs as expected. Small BTDs observed for ice clouds may be attributed to the effects of particle sizes as well as particle shapes.

Phase versus Cloud Temperature

In this part, we analyse relation between cloud top phase derived from POLDER and the cloud top temperature from ATSR-2 IR channel. Brightness temperature, as derived from infrared channels, is representative of the cloud top thermodynamic temperature when the two following conditions are satisfied. First, the influence of the clear atmosphere located above the cloud is negligible. In the infrared window, water vapor is the principal atmospheric gas absorber. It is concentrated at low altitude, thus very low atmospheric absorption occurs above high or middle level clouds. Second, clouds are assumed to be opaque and radiate like blackbody. As mentioned previously, cloudy pixels are selected according to POLDER algorithm whereas

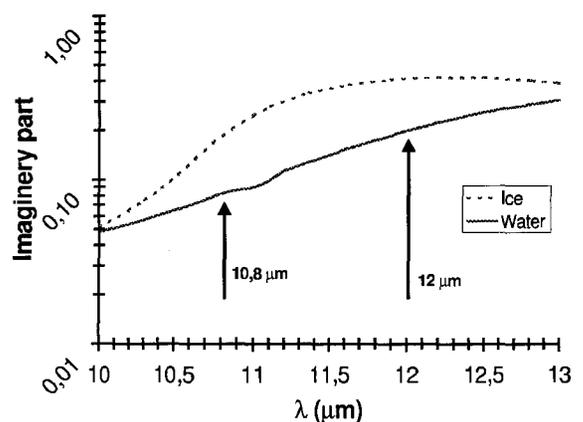


Figure 2. Imaginary part of refractive index for water and ice from 10 to $13 \mu\text{m}$. The two arrows correspond to the two ATSR-2 thermal channels used in the study.

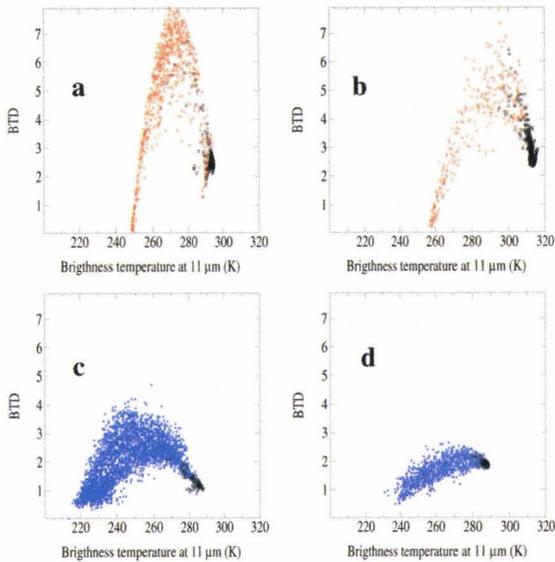


Figure 3. Examples of bidimensional scatter diagrams as observed with ATSR-2 data from the regions A, B, C and D, respectively (see Fig. 1). CTP information is represented in black for clear sky, red for liquid clouds and blue for ice clouds.

opaque clouds are selected when BTD is lower than 1 K, (i.e. emissivity is quite similar to 1 in the two channels).

The presence of ice particles, within clouds, increases as temperature decreases below 273 K, as illustrated in Fig. 5, showing the combined results of POLDER phase and ATSR-2 cloud top temperature retrievals. Distinction between clouds over land and those over ocean exhibits several differences in the probabilities for a cloud to be liquid or ice. Considering a temperature within the range of 220 to 270 K, the probability for a cloud to be composed of ice particles is always smaller over land. In other words, liquid clouds persist at lower temperature over land than over ocean. Over land, clouds having their top temperature greater than 260 K consist, in great majority (95%), of super-cooled droplets. Over ocean, at the same temperature, about 30% are ice clouds. Ice and water cloud equal distributions are reached around 250 K over land, 255 K over ocean.

In pure cloud droplets or highly diluted deliquescent condensation nuclei, the spontaneous ice formation is expected to occur over a narrow range of temperatures from about 238 to 235 K [Pruppacher, H.R., 1995]. Our results show that below about 240 K there is more than 95% probability that clouds over the ocean are glaciated. Over land, the same probability is only reached below 230 K. At 240 K, 12% of the cloud over land remain liquid. Based on numerous theoretical studies which explain homogeneous freezing of haze particles (e.g., [Sassen and Dodd, 1988, 1989]; [Heymsfield and Sabin, 1989]; [Heymsfield and Miloshevich, 1993]; [Heymsfield et al, 1995]; [DeMott et al, 1994]; [Jensen et al, 1994a,b]), we speculate that freezing temperatures may be lower in continental environments than in maritime ones, as a result of different aerosol mass concentrations. Indeed, more cloud condensation nuclei lead to smaller supercooled droplets and elevation of solute concentrations. The transition temperatures, at which homogeneous nucleation rapidly ensues, are depressed for elevated solute concentration or for small haze particles.

For temperatures larger than 240 K, the freezing temperature differences between continental and maritime air masses range from 3 K at 245 K to 10 K at 270 K. These differences cannot be explained by a homogeneous freezing processes. For this temperature range, ice appears from heterogeneous processes like deposition, condensation freezing, immersion freezing and contact freezing, which all require ice nuclei (IN) [Masson, B.J., 1957]. Surface physical and chemical property requirements, for an aerosol to act as IN, are complex and poorly understood. While the potential impact of heterogeneous ice nuclei in ice formation has been clearly stated ([Sassen and Dodd, 1988]; [Detwiler, A., 1989]; [Heymsfield and Sabin, 1989]; [Heymsfield and Miloshevich, 1993]; [Heymsfield et al, 1995]; [Jensen et al, 1994a,b]), effects on cirrus cloud formation have not been yet clearly understood. Difficulties in studying heterogeneous nucleation processes are probably due to the fact that these processes have not shown themselves to be readily tractable through the application of classical theory [Pruppacher and Klett, 1978]. Several sources of IN can be found both over ocean and over land. For example, sea water rich in plankton and decayed plant leaves contain copious ice nuclei. Our results seem to point out that maritime IN are more efficient than continental ones, probably due to their differences in chemical and physical properties, as suggested before by [Heymsfield et al, 1998] during SUCCESS experiments.

Result interpretations will remain speculative until appropriate new measurements of CN and IN concentration and efficiency to nucleate ice are obtained in the upper troposphere.

Conclusions

Two main results have been obtained from the direct analysis of cloud infrared signatures against their thermodynamic phase. Firstly, the higher BTDs were observed for semi-transparent liquid clouds. Cirrus clouds don't exhibit as high BTD values as expected by previous results. Results of many cloud retrievals have to be revised considering that cloud phase assumption is not relevant. Secondly, in continental air mass, the probability that liquid clouds form and maintain at lower temperatures is higher than in maritime air mass. We speculate that in maritime air mass, aerosols could be activated in warmer conditions than in continental ones. Of course, this study is limited to a unique day and has to be confirmed and completed with a larger data set. Nev-

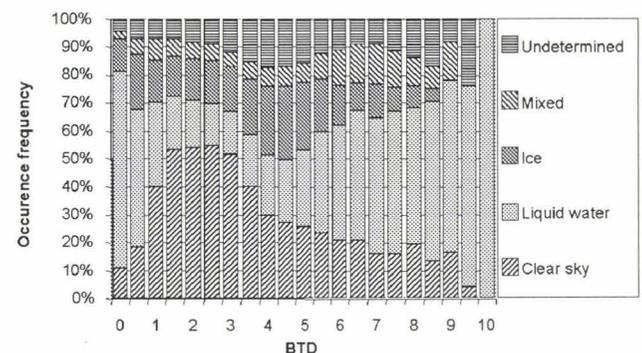


Figure 4. Two-dimensional histograms of the frequency of POLDER CTP index versus ATSR-2 BTD.

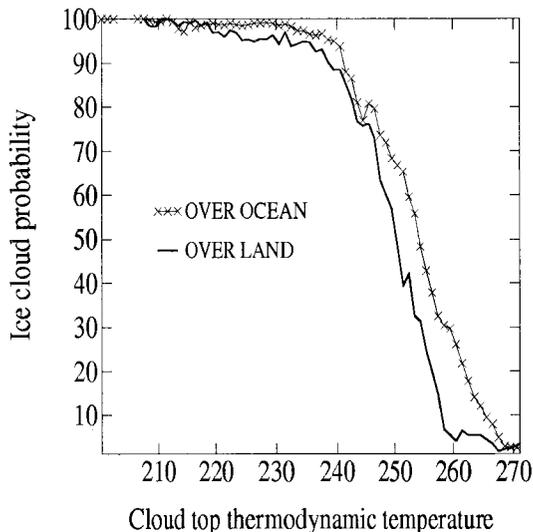


Figure 5. Probability of ice being detected in clouds as a function of the cloud top temperature, over ocean and land.

ertheless, the analysis presented in this paper clearly shows the potentialities of mixing observations from very complementary satellite measurements. This kind of analysis will be more attractive again from future satellite missions such as EOS-PM, PICASSO-CENA, PARASOL and CloudSat which will be in orbit at a coincident time and location in 2003.

Acknowledgments. We thank N. Houghton, from Rutherford Appleton Laboratory, for making ATSR-2 data available and F. Hennequart who processed the POLDER data at LOA. We are also very grateful to Sara Hupp for his helpful comments on the manuscript. O. Thouron is supported by a doctoral grant from CNES and the Région Nord-Pas-de-Calais.

References

- Buriez J.C., C. Vanbauce, F. Parol, P. Goloub, M. Herman, B. Bonnel, Y. Fouquart, P. Couvert and G. Sèze, Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER. *Int. J. of Remote Sensing*, 18, 2785-2813, 1997.
- Chung, S., S. Ackerman, P.F. van Delst and W.P. Menzel, Model calculations and interferometer measurements of ice cloud characteristics. *J. Appl. Meteorol.*, in press, 2000.
- DeMott, P.J., M.P. Meyers and W.R. Cotton, Numerical model simulations of cirrus clouds including homogeneous and heterogeneous ice nucleation, *J. Atmos. Sci.*, 51, 77-90, 1994.
- Detwiler, A., Comments on "Homogeneous nucleation rate of highly supercooled cirrus cloud droplets" by K. Sassen and G.C. Dodd, *J. Atmos. Sci.*, 46, 2344-2345, 1989.
- Goloub P., M. Herman, H. Chepfer, J. Riedi, G. Brogniez, P. Couvert and G. Sèze, Cloud Thermodynamical Phase Classification from the POLDER Spaceborne instrument, *J. Geophys. Res.* 105, 14747-14759, 2000.
- Heymsfield, A.J. and R.M. Sabin, Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of solution droplets, *J. Atmos. Sci.*, 46, 2252-2264, 1989.
- Heymsfield, A.J. and L.M. Miloshevich, Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds, *J. Atmos. Sci.*, 50, 2335-2353, 1993.
- Heymsfield, A.J., L.M. Miloshevich, C. Twohy, G. Sachse and S. Oltmans, Upper tropospheric relative humidity observations and implications for cirrus ice nucleation, *J. Atmos. Sci.*, 52, 4302-4326, 1995.
- Heymsfield, A.J. and L.M. Miloshevich, Relative humidity and temperature influences on cirrus formation and evolution: Observations from wave clouds and FIRE II, *Geophys. Res. Lett.* 9, 1343-1346, 1998.
- Jensen, E.J., O.B. Toon, D.L. Westphal, S. Kinne, and A.J. Heymsfield, Microphysical modeling of cirrus 1. Comparison with 1986 FIRE IFO measurements, *J. Geophys. Res.*, 99, 10421-10442, 1994a.
- Jensen, E.J., O.B. Toon, D.L. Westphal, S. Kinne, and A.J. Heymsfield, Microphysical modeling of cirrus 2. Sensitivity studies, *J. Geophys. Res.*, 99, 10443-10454, 1994b.
- Giraud, V., J.C. Buriez, Y. Fouquart, and F. Parol, Large-scale analysis of cirrus clouds from AVHRR data: Assessment of both a microphysical index and the cloud-top temperature. *J. Appl. Meteorol.*, 36, 664-675, 1997.
- Inoue, T., On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μm window region. *J. Meteor. Soc. Japan*, 63, 88-98, 1985.
- Lin, X. and J. Coackley Jr, Retrieval of properties for semi-transparent clouds from multispectral infrared imagery data. *J. Geophys. Res.*, 98, 18501-18514, 1993.
- Masson, B.J., *The Physics of Clouds*, Oxford University Press, London, 481 pp, 1957
- Minnis, P., E.F. Harrison, L.L. Stowe, G.G. Gibson, F.M. Denn, D.R. Doelling and W.L. Smith, Jr., Radiative climate forcing by the mount Pinatubo eruption, *Science*, 259, 1411-1415, 1993.
- Mutlow, C., J. Murray, P. Bailey and A. Birks, A short guide to the ATSR-1 and V2 instruments and their data products, ATSR-1/2 User Guide, www.atsr.rl.ac.uk, 1998.
- Parol, F., J. C. Buriez, C. Vanbauce, P. Couvert, G. Sèze, P. Goloub and S. Cheinet, First results of the POLDER "Earth Radiation Budget and Clouds" operational algorithm. *IEEE/Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 1999.
- Pruppaker, H.R., A new look at homogeneous ice nucleation in supercooled water drops, *J. Atmos. Sci.*, 52, 1924-1933, 1995.
- Pruppaker, H.R. and J.D. Klett, *Microphysics of Clouds and Precipitation*, 714 pp., D. Reidel, Norwell, Mass, 1978.
- Riedi J., M. Doutriaux-Boucher, P. Goloub and P. Couvert, Global distribution of cloud top phase from POLDER/ADEOS 1, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1707-1710, 2000.
- Sassen, K. and G.C. Dodd, Homogeneous nucleation rate for highly supercooled cirrus cloud droplets, *J. Atmos. Sci.*, 45, 1357-1369, 1988.
- Sassen, K. and G.C. Dodd, Haze particle nucleation simulations in cirrus clouds, and applications on numerical and lidar studies, *J. Atmos. Sci.*, 46, 3005-3014, 1989.
- V. Giraud, P. Goloub, J. Riedi and O. Thouron Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex. France, Phone: (33) 03 20 43 47 66, Fax: (33) 03 20 43 43 42, (e-mail: giraud@loaser.univ-lille1.fr; goloub@loaser.univ-lille1.fr; riedi@loaser.univ-lille1.fr; thouron@loaser.univ-lille1.fr)

(Received July 13, 2000; revised December 5, 2000; accepted December 6, 2000.)

LISTE DES ACRONYMES

AQUA : Plate forme en tête de l'AQUA- train.
AQUA-train : train de 4 plates-formes.
ARM : Atmospheric Radiation Measurements
ATSR : Along Track Scanning Radiometer
CALIPSO: Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation
CCM : Certified Consulting Meteorologist
CETP : Centre d'étude des Environnements Terrestre et Planétaires
CLOUDNET: European pilot network for observing cloud profiles
CLOUDSAT: Plate-forme (AQUA TRAIN)
CNES : Centre National d'Etude Spatiales
CNRM : Centre National de Recherche en Météorologie
CRYSTAL: Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and cirrus Layers
CSA : Canadian Space Agency
DRI : Desert Research Institute
DOE/ARM: Department of Energy/Atmospheric Radiation Measurements
EARLINET : European Aerosol Research Lidar NETwork
EUCREX: European Cloud and Radiation Experiment
ERBE : Earth Radiation Budget Experiment
FIRE : First ISCCP Regional experiment
FSSP : Forward Scattering Spectrometer Probe
GCM : Global Climate Change
GCSS : GEWEX Cloud System Studies
GEWEX : Global Energy and Water Cycle Experiment
GIEC ou IPCC: Groupe d'Expert Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat
ICE : International Cirrus Experiment,
ISCCP: International Satellite Cloud Climatology Project
INCA : INterhemispheric differences in Cirrus properties from Anthropogenic emissions
LA : Laboratoires d'Aérodologie.
LMD : Laboratoire de Météorologie dynamique
MONUMEEP: Modélisation/Observation des NUages à Multi-Echelle pour l'Etude de Processus
NASA : National Aeronautic and Space Administration
NCAR : National Center for Atmospheric Research
PARASOL : Instrument POLDER sur plate-forme micro - satellite (AQUA train)
POLDER : POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance
SA : Service d'Aéronomie
ScaRaB : Scanner for Radiation Budget
SIRTA : Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique

LISTE DES SYMBOLES

Dans le manuscrit, lorsqu'une quantité est attribuée à la glace primaire, l'indice p est accolé à la variable qui la définit, c pour les cristaux, v pour la vapeur, mol pour le moléculaire, part pour particulaire

a, b : paramètres de forme de la relation masse dimension

c, d : paramètres de forme de la relation vitesse dimension

C_g : Chaleur spécifique de la glace

C_{pv} : Chaleur spécifique à pression constante de la vapeur d'eau

C_l : Chaleur spécifique de l'eau liquide

D : dimension caractéristique de la particule

\bar{D} : dimension moyenne d'une particule

D_{cons} : dimension constante des cristaux

D_{eq} : diamètre de la particule sphérique de volume équivalent

D_{eff} : diamètre effectif

D_s : diamètre après sublimation

e : pression de vapeur saturante

F : Capacité

$g(D)$: distribution en taille normalisée

IWC : contenu en glace

IWC_{nucl} : contenu en glace formée par nucléation

IWC_{transf} : contenu en glace échangé par transformation entre les deux espèces à un instant donné

$IWC_{adv_i}^{u_v}$: Contenu en glace échangé entre deux mailles, du au vent u_v

$IWC_{adv_i}^{w_v}$: Contenu en glace échangé entre deux mailles, du au vent w_v

IWP : contenu en glace intégré

(I, K) : coordonnées des points de masse

(i, k) : coordonnées des points de flux

L : épaisseur des particules hexagonales

L_s : Chaleur latente de sublimation

L_v : chaleur latente d'évaporation

$M(p)$: moment d'ordre p

m : masse

m_{Nuo} : masse moyenne des particules de glace créées par nucléation.

M^- : Contenu en glace perdue par une maille par sédimentation

M^+ : Contenu en glace gagnée par une maille par sédimentation

- M_i : variation du contenu en glace de la maille par sédimentation
 N : concentration en particule
 N_{NUo} : concentration en noyau activable
 $N_{nucl}^T(I, K)$: nombre total de particule par m^{-3} créés par nucléation
 $N_{nucl}(I, K)$: nombre de particule par m^{-3} créés par nucléation
 $N_{adv_i}^{u_v}$: nombre de particules par m^{-3} échangé entre deux mailles, du au vent u_v ,
 $N_{adv_i}^{w_v}$: nombre de particules par m^{-3} échangé entre deux mailles, du au vent w_v ,
 $n(D)$: distribution en taille des particules
 N_{transf} : Nombre échangé par transformation entre les deux espèces à un instant donné
 P : pression
 $p(\pi, z)$: fonction de phase en rétrodiffusion
 Q_{ext} : efficacité d'extinction
 Q : rapport de forme
 $2R$: largeur des particules hexagonales
 r : rapport de mélange
 SS_w, SS_i : sursaturation par rapport à l'eau et à le glace
 T : température
 T_i : Température du point triple
 v : vitesse de sédimentation
 u_v, v_v, w_v : composantes du vent
 U_w, U_i : humidité relative par rapport à l'eau et à la glace
 V : volume d'une particule
 x : paramètre de taille
 Z : facteur de réflectivité radar
 $Z(dBZ)$: facteur de réflectivité radar en dBZ :
 z : altitude

- α : coefficient d'extinction
 α_i, β_i : paramètre de la relation de Meyer
 β : coefficient de rétrodiffusion
 ΔP : taux de dépolarisation
 $\Delta z(I, K)$: épaisseur de la maille (I,K)
 $\Gamma(n)$: fonction gamma

η : coefficient de diffusion multiple

λ : paramètre de la distribution gamma généralisée

λ_{Ra} : longueur d'onde radar

λ_{Li} : longueur d'onde lidar

Ω : pourcentage de vapeur excédante déposée

ρ_{00} : densité de l'air au niveau de pression P_{00}

ρ_a : densité de l'air

σ_{geom} : section géométrique

$\sigma_{ext}(z)$: section d'extinction réelle

LISTE DES FIGURES

Figure 1: Croissance des cristaux de glace:.....	14
Figure 2 : Taux de croissance et forme des particules en fonction de la température et de la sursaturation.	14
Figure 4 : Cristaux de glace observés dans des cirrus avec le DRI Automated Replicator System lors d'une campagne de mesures intensive DOE/ARM et durant la campagne FIRE II (http://www.mmm.ucar.edu/science/cirrus/cirrus.htm). Les principes de cet instruments et de ces capacités de mesures sont décrits dans Miloshevich et al.1997) ;.....	16
Figure 5 : exemples de spectres en dimension bi-modaux de cristaux de glace, observés durant EUCREX (Koch, 1996). d est le diamètre de la sphère de surface projetée équivalente.	18
Figure 6 : Représentation d'un maillage 2D et d'une maille 3D.....	25
Figure 7: Diagramme des transferts pris en compte dans le modèle Méso-NH.....	26
Figure 8: Exercice d'intercomparaison de GCSS WG2.....	27
Figure 9: Distributions en taille prescrites dans méso-NH.....	28
Figure 10: Distributions en taille observées durant EUCRE.....	28
Figure 12: monocristal de type colonne.....	31
Figure 13: Comparaison des nouvelles distributions prescrites et des distributions observées présentées Figure 9, p. 28.....	33
Figure 14: Nombre de noyaux glaçogènes activés en fonction de la sursaturation pour différentes concentrations en noyaux glaçogènes.	36
Figure 15: Distribution en taille obtenue pour une sursaturation de 120% pour différentes concentrations en noyaux glaçogènes.....	36
Figure 15: Dimension maximale d'un cristal.....	38
Figure 17: Régime de chute des cristaux (Lynch et al. 2000).	39
Figure 17: Vitesse de sédimentation de la glace primaire et des cristaux pour différentes paramétrisations en fonction de la dimension caractéristique de la particules.	41
Figure 18: Zoom de la figure 14.....	41
Figure 19 : Taux de transfert paramétrés pour l'activation des cirrus.....	44
Figure 20: Profils verticaux initiaux de température et d'humidité relative.....	47
Figure 21 Contenu en glace intégré:.....	48
Figure 22: Simulations 2D:.....	49
Figure 23: Profil médian et percentils:.....	52
Figure 24: Evolution du contenu en glace:.....	53
Figure 25: Rayonnement et transport.....	54
Figure 26 advection et processus.....	55
Figure 27 : distributions en taille moyennes obtenues à différentes altitudes.....	57
Figure 28: Distributions normalisées au nombre total de particules:.....	57
Figure 29 : Définition des différentes zones définis dans le nuage.....	58
Figure 30: Sensibilité aux conditions initiales.....	59

Figure 31: Sensibilité à N_{NU_0}	60
Figure 32: Sensibilité à D_{cons}	62
Figure 33: Dimension maximum (trait plein) et Dimension caractéristique (pointillé) des cristaux en fonction de l'altitude pour différentes valeurs de D_{cons} : magenta $D_{cons}=40\mu m$, bleu $D_{cons}=60\mu m$, rouge $D_{cons}=80\mu m$ et turquoise $D_{cons}=100\mu m$ après 4 heures de simulation.....	64
Figure 34: Volume moyen des cristaux en fonction de l'altitude pour différentes valeurs de D_{cons} : magenta $D_{cons}=40\mu m$, bleu $D_{cons}=60\mu m$, rouge $D_{cons}=80\mu m$ et turquoise $D_{cons}=100\mu m$ après 4 heures de simulation.	64
Figure 35: Vitesses de sédimentation testées en fonction de la dimension maximum des particules	65
Figure 36: Différences entre les vitesses de sédimentation testées	65
Figure 37: Sensibilité à c et d	66
Figure 38: Sensibilité à Ω	67
Figure 39: Variation au cours du temps de simulation de la sursaturation à 6712 m	68
Figure 40: Contenu en glace intégré ($g.m^{-2}$) au cours du temps, pour les différentes simulations présentées.	69
Figure 41: Principe de la mesure lidar et radar.	73
Figure 42 : Dimension caractéristiques et dimension équivalente	75
Figure 43 Variation de la dimension équivalente en fonction de la dimension caractéristique.....	75
Figure 45 Sensibilité aux conditions initiales.....	81
Figure 46 Sensibilité à N_{NU_0}	83
Figure 47 Sensibilité à D_{cons}	84
Figure 48 Sensibilité à c et d	85
Figure 49: Sensibilité à Ω	86
Figure 50: Ecart entre la paramétrisation de H2000 et les 4 couples (c, d) de valeur fit1, fit2, fit3 et fit4.	87
Figure 51: Guasta	88
Figure 52: Noël et al, 2001:.....	88
Figure 53: Sensibilité des sorties microphysiques à la forme des particules.....	90
Figure 54: sensibilité des observations synthétiques à la forme des particules	91
Figure 55: Différentes signatures obtenues sur les observations synthétiques:.....	92
Figure 56: Rapport entre les écarts en rétrodiffusion lidar et en réflectivité radar	94
Figure 57: Rapport de taux de dépolarisation	94

