

Étude microphysique des nuages et des précipitations par radar polarimétrique et simulation numérique. Influence du milieu de propagation sur la mesure de la réflectivité.

Olivier Pujol

▶ **To cite this version:**

Olivier Pujol. Étude microphysique des nuages et des précipitations par radar polarimétrique et simulation numérique. Influence du milieu de propagation sur la mesure de la réflectivité.. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT : . tel-00130178

HAL Id: tel-00130178

https://theses.hal.science/tel-00130178

Submitted on 9 Feb 2007

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

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

UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER
UFR PCA

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

Spécialité : Physique de l'atmosphère

Présentée et soutenue publiquement

par

Olivier PUJOL

le 06 octobre 2006

ÉTUDE MICROPHYSIQUE DES NUAGES ET DES PRÉCIPITATIONS PAR RADAR POLARIMÉTRIQUE ET SIMULATION NUMÉRIQUE. INFLUENCE DU MILIEU DE PROPAGATION SUR LA MESURE DE LA RÉFLECTIVITÉ

JURY :

M. Frank ROUX	Professeur Université Toulouse III	Président
M. Michel DESBOIS	Directeur de Recherche CNRS	Rapporteur
M. Jean-François GEORGIS	Maître de Conférences Toulouse III	Directeur de thèse
M. José Luis SÁNCHEZ	Profesor Catedrátrico Universidad de León	Rapporteur
M. Henri SAUVAGEOT	Physicien des Observatoires	Directeur de thèse
M. Georges SCIALOM	Ingénieur de Recherche CETP	Examinateur

Quelle aventure !

Quelle aventure ! Une aventure scientifique débutée il y a trois ans et animée par le goût de s'interroger et l'envie de comprendre, mais aussi ponctuée par l'hésitation, le doute, l'erreur et le découragement. Mais quel plaisir de faire de la Science ! Ce cheminement dans l'épopée doctorale n'aurait pas pu être possible en l'absence de certaines personnes ; cet avant-propos est destiné à les remercier.

Je remercie tout d'abord mes deux directeurs de thèse : *Jean-François Georgis*, pour qui je fus le premier aventurier, et *Henri Sauvageot* pour leur excellent encadrement ; leur soutien quotidien, leur confiance, leur disponibilité permanente et les réflexions scientifiques enrichissantes que nous avons eues ont été les ingrédients principaux d'une formation exemplaire à la recherche en physique de l'atmosphère.

Cette aventure n'aurait pas pu être vécue sans l'accueil de *Robert Delmas* au sein du laboratoire d'aérologie et de *Frank Roux* dans l'équipe "Systèmes Précipitants". Aussi figurent-ils parmi les premières personnes remerciées. Je remercie doublement *Frank Roux* pour ses précieux conseils et ses enseignements de qualité qu'il m'a donné au cours de ces trois années ainsi que pour avoir accepté de juger mon travail et de présider le jury. L'ensemble de ses autres membres : *Michel Desbois*, *José Luis Sánchez* et *Georges Scialom* sont également remerciés pour leur présence et l'évaluation du travail réalisé ; c'est grâce à ce jury que l'aventure doctorale a pu être clôturée il y a quelques jours.

Pour la bonne ambiance qu'il règne dans ce laboratoire, je remercie aussi l'ensemble de son personnel.

Selon Henri Poincaré, "*Le savant doit ordonner ; on fait la science avec des faits comme une maison avec des pierres ; mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison.*" [H. Poincaré, La science et l'Hypothèse, 1902]. Pour faire une belle maison il faut de bons outils ! Aussi je remercie le service informatique (*Didier*, *Jérémy*, *Juan*, *Laurent*, *Serge* et *Sylvain*) pour leur disponibilité et leur gestion efficace des ordinateurs, outils essentiels pour le traitement des données scientifiques, mais aussi pour partager avec sympathie les pauses déjeuner. Puis, un remerciement spécial est destiné à *Michel Chong* pour sa formation de qualité en programmation Fortran et PV-Wave, son aide et ses conseils avisés. Bien que déjà remercié dans mon

rapport de DEA, car il fut mon co-encadrant, il doit figurer à nouveau dans ces remerciements de thèse.

Figurent aussi parmi les premières personnes remerciées celles qui, aventurières ou non, vous accompagnent, vous aident et vous soutiennent le long de votre propre épopée scientifique. C'est en grande partie grâce à elles que cette thèse a pu aboutir, aussi leur est-t-elle particulièrement dédicacée. J'ai nommé, par ordre alphabétique des prénoms : *Amandine* alias *Didine* ("Je dis ça …, je dis rien ! Mais de ce fait là…"), *Ana* ("¡Oliva! ¡Te lo digo yo! Ay por favor, que cesto..."), *Antoine* alias *Toitoine*, *Carlos* ("¿Pero dónde está el Mistator?"), *Jean-Pierre, Jérôme* alias *El Hombre* ("Bougez pas les filles, je vais nourrir les sardines...héhéhé"), *María* ("Cómpralo te digo, es barato... ¡Pero cómpralo!"), *Nathalie* alias *Cansina*, *Nicolas* alias *Nico l'As*, *Stéphanie* alias *Pitchounette*, *Marc*, *Marielle* et ... *Toupie*, le lapin blanc d'Amandine qu'elle me demande parfois de garder. Je remercie aussi *Didier*, *Lucie*, *Maïlys* et *Marie*.

Les remerciements vont aussi à ma famille, notamment *Christian* & *Simone*, *Pierre* & *Elise*, *Sylvette* & *Lucien*, pour l'environnement qu'ils m'ont offert pour effectuer mes études.

Puis je tiens également à remercier mes professeurs de Physique à l'université Paul Sabatier, une reconnaissance spéciale allant au *Professeur José-Philippe Pérez* pour ses enseignements (au sens large), son aide, ses précieux conseils, son soutien et sa confiance. Je retiendrai aussi le *Professeur Robert Carles* comme très bon enseignant de l'université.

Enfin, pour être sûr de n'oublier personne, je remercie ceux qui me connaissent de près ou de loin.

Olivier Pujol

Toulouse, octobre 2006

" La Science est l'asymptote de la Vérité,
elle l'approche sans cesse et ne touche jamais."

Victor Hugo, Shakespeare,
Chapitre 3 l'Art et la Science

Liste des publications et des conférences internationales de l'auteur

I.- PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES DE RANG A

[1] Pujol O., J-F. Georgis, M. Chong, and F. Roux, 2005: Dynamics and microphysics of orographic precipitation during MAP IOP3. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **131**, 2795-2819.

[2] Lascaux F., O. Pujol, and J-F. Georgis, 2006: Microphysical study of the MAP-IOP3 event by radar observations and Meso-NH numerical simulations. Submitted to *Q. J. R. Meteorol. Soc.*

[3] Pujol O., J-F. Georgis, L. Féral, and H. Sauvageot, 2006: Degradation of radar reflectivity by cloud attenuation at microwave frequency. *Jour. Atmos. Oceanic Technol.*, in press.

[4] Pujol O., J-F. Georgis, and H. Sauvageot, 2006: Simulations of *Z-M* relationships in warm clouds. Submitted to *Jour. Appl. Meteor.*

II.- CONFÉRENCES INTERNATIONALES

Pujol O., J-F. Georgis, M. Chong, and F. Roux, 2004: Three dimensional kinematic and microphysical evolution of MAP IOP3B orographic precipitation. *14th International Conference on Clouds and Precipitation*, **Bologna (Italy)**, *Proceedings 3*, 1837-1840.

Ol. Pujol, J-F. Georgis, L. Féral, and H. Sauvageot, 2006: Cloud contribution to the degradation of radar reflectivity field retrieval. *EGU General Assembly*, **Vienna (Austria)**.

Ol. Pujol, J-F. Georgis, and H. Sauvageot, 2006: Deduction of Z-M relationships in warm clouds through simulations of radar observations. *EGU General Assembly*, **Vienna (Austria)**.

Ol. Pujol, F. Lascaux, and J-F. Georgis, 2006: Microphysical quantitative study of MAP-IOP3 through comparisons between radar observations and numerical simulations. *4th European Conference on Radar in Meteorology and Hydrology*, **Barcelona (Spain)**.

J.F. Georgis, Ol. Pujol, and H. Sauvageot, 2006: A dual wavelength polarimetric method to identify cloud component in warm precipitating systems. *4th European Conference on Radar in Meteorology and Hydrology*, **Barcelona (Spain)**.

Sommaire

Introduction générale

1.
Introduction à la physique des nuages et des précipitations

I.- CARACTÉRISTIQUES ET CLASSIFICATION DES NUAGES 4
I.1. Définition 4
I.2. Classification 5
II.- FORMATION DES NUAGES 8
II.1. Aspects thermodynamiques : condition nécessaire à la formation d'un nuage 8
II.2. Formation de gouttelettes nuageuses microscopiques à partir de la vapeur d'eau 9
II.3. Formation et croissance des cristaux de glace ; effet Wegener-Findeisen-Bergeron 11
III.- DES HYDROMÉTÉORES NUAGEUX AUX PRÉCIPITATIONS 13
III.1. Précipitation liquide : des gouttelettes nuageuses aux gouttes de pluie 14
III.2. Précipitations solides : neige, graupel et grêle 15
IV.- ASPECTS MACROSCOPIQUES DU DÉVELOPPEMENT DES PRÉCIPITATIONS 18
IV.1. Nature stratiforme ou convective des précipitations 18
IV.2. Modèle de la fontaine de particules 19
IV.3. Influence de l'orographie 20
BIBLIOGRAPHIE 22

2.
Introduction à la mesure radar

I.- LOCALISATION D'UNE CIBLE PAR UN RADAR 25
I.1. Localisation radiale 25
a) Nature du signal électromagnétique émis par un radar 25
b) Localisation radiale d'une cible 26
c) Résolution radiale maximale Δr 26
I.2. Localisation angulaire ; rôle de l'antenne et caractéristique du faisceau radar 27
a) Diagramme de rayonnement et gain d'une antenne 27

b) Largeur de faisceau 29
c) Résolution angulaire 30
d) Ouverture effective 30
I.3. Volume de résolution $\mathcal{V}_r$ d'un radar 30
II.- NATURE DE LA MESURE RADAR - LIENS AVEC LES PROPRIÉTÉS DE LA CIBLE 31
II.1. Section efficace de rétro diffusion d'un hydrométéore 31
II.2. Expression de la puissance reçue par une antenne 32
a) Expression générale 32
b) Forme approchée 33
II.3. Expression de la réflectivité η sous l'approximation de Rayleigh 34
II.4. Liens avec les propriétés physiques de la cible 35
III.- ATTÉNUATION DES ONDES RADAR 36
III.1. Expression de l'atténuation 36
III.2. Sources d'atténuation 37
a) Gaz atmosphériques 37
b) Gouttelettes nuageuses et cristaux de glace 37
c) Précipitations 38
IV.- MESURES MULTIFRÉQUENCES, DYNAMIQUES ET POLARIMÉTRIQUES 38
IV.1. Mesures multifréquences 38
IV.2. Mesures dynamiques 39
IV.3. Mesures polarimétriques 40
a) Réflectivité différentielle ZDR et taux de dépolarisation linéaire LDR 41
b) Phase différentielle spécifique KDP 42
c) Facteur de corrélation ρ_{hv} 42
BIBLIOGRAPHIE 42

3.

Dynamique et microphysique de précipitations orographiques. Cas de la POI3 de la campagne MAP

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE 45
II.- MÉTÉOROLOGIE DU 25 SEPTEMBRE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL 46
II.1. Situation synoptique 46

II.2. Thermodynamique de la masse d'air 47
II.3. Dispositif expérimental 47
III.- ANALYSE DE DONNÉES POLARIMÉTRIQUES - PRINCIPE DE LA LOGIQUE FLOUE 48
IV.- ANALYSE TEMPORELLE MOYENNE 50
V.- ÉVOLUTION CINÉMATIQUE ET MICROPHYSIQUE DU SYSTÈME PRÉCIPITANT 51
V.1. Phase de développement du système 51
V.2. Phase d'étalement et de dissipation du système 52
BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE 52

Article

O. Pujol, J.-F. Georgis, M. Chong, and F. Roux, 2005: Dynamics and microphysics of orographic precipitation during MAP IOP3. ***QJRMS*****,** 131**, 2795-2819**

4.

Étude microphysique de la POI3 à partir des observations radar et de simulations numériques Meso-NH

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE 53
II.- ÉTUDE DES SYSTÈMES PRÉCIPITANTS PAR LE MODÈLE MESO-NH 54
III.- MICROPHYSIQUE DÉTAILLÉE DE LA POI3 55
III.1. Profils verticaux moyens des hydrométéores 55
III.2. Processus microphysiques moyens 55
III.3. Microphysique des phases d'initiation et de croissance 57
CONCLUSIONS 58

Article

F. Lascaux, O. Pujol, and J.-F. Georgis, 2006: Microphysical study of the MAP-IOP3 event by radar observations and Meso-NH numerical simulations. ***Submitted to QJRMS***

5.

Influence des nuages sur la propagation des ondes radar

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE 59

II.- MODÉLISATION DE LA CIBLE 60
II.1. Représentation physique du cumulus et du champ de pluie 60
a) Contenu en eau liquide du cumulus $M_c(x, z)$ 60
b) Contenu en eau de la pluie $M_r(x, z)$ 60
II.2. Distribution en diamètres des hydrométéores 61
a) Cas des gouttelettes nuageuses 61
b) Cas des gouttes de pluie 62
III.- SIMULATION DES OBSERVATIONS RADAR 62
IV.- RÉSULTATS ET DISCUSSION 63
IV.1. Réflectivité et atténuation nuageuse issues de la simulation 63
IV.2. Influence d'un fond stratiforme 64
IV.3. Conséquences 64
V.- AUTRES SIMULATIONS 65
VI.- CONCLUSION ET PERSPECTIVES 65
BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE 66

Article

O. Pujol, J.-F. Georgis, L. Féral, and H. Sauvageot, 2006: Degradation of radar reflectivity by cloud attenuation at microwave frequency. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, in press.

6.

Détermination d'une relation *Z-M* dans les nuages chauds par la simulation numérique

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE 67
II.- FACTEUR DE RÉFLECTIVITÉ ET CONTENU EN EAU DU NUAGE 68
II.1. Résultats des simulations 68
II.2. Comparaison avec les autres relations Z_c-M_c 69
III.- INFLUENCE DE LA DRIZZLE 69
BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE 70

Article

O. Pujol, J.-F. Georgis, and H. Sauvageot, 2006: Simulation of *Z-M* relationships in warm clouds. *Submitted to J. Appl. Meteor.*

Perspectives

Introduction générale

D'une manière générique, ce travail de doctorat concerne l'étude *microphysique* des *nuages* et des *précipitations* à l'aide de *radars polarimétriques* et de *simulations numériques*.

Les systèmes précipitants jouent un rôle capital tant sur le plan scientifique, pour lequel l'atmosphère est un laboratoire naturel d'étude de divers phénomènes, que dans la vie quotidienne. De façon non exhaustive, l'agriculture, l'économie, les télécommunications, la sécurité aérienne, et même les loisirs ont quelque part affaire avec les nuages et les précipitations. Bref, il s'agit de la société mondiale dans son ensemble qui est concernée, de près ou de loin, par l'étude des systèmes précipitants.

Dans cette thèse, nous concentrons notre réflexion sur deux points particuliers. Tout d'abord, l'influence des montagnes sur les systèmes précipitants. A l'aide notamment d'un radar capable d'émettre des micro-ondes selon deux polarisations linéaires croisées, nous étudions la dynamique et la microphysique d'un système précipitant en région Alpine. L'utilisation d'un algorithme de logique floue permet de déterminer, à partir des mesures réalisées, le contenu particulaire d'un système, donc de suivre son évolution microphysique. Dans cette thèse, nous effectuons la première étude *qualitative* quadridimensionnelle (dans l'espace-temps) d'un système précipitant en présence de reliefs. En complément, une étude *quantitative* de ce même système précipitant est réalisée à l'aide du modèle de méso échelle non hydrostatique Meso-NH. Cette étude se justifie par le besoin de mieux comprendre le rôle de l'orographie sur les précipitations sur le plan scientifique et, d'autre part, sur le plan social, économique et humain ; les Alpes sont en effet une cause significative aux fortes inondations automnales des régions Méditerranéennes. Dans une seconde partie, l'atténuation et la réflectivité des ondes radar par un nuage - partie non précipitante de l'eau atmosphérique condensée - est étudiée. Apparemment sans relation avec la première partie, cette étude est cependant majeure. En effet, les nuages sont souvent indétectables avec les radars couramment utilisés, et, pourtant, ils causent une atténuation non négligeable des micro-ondes. Oublier ce fait conduit nécessairement à l'introduction d'un biais dans les mesures et dans les conclusions qui en sont tirées. Or connaître la structure des nuages, les identifier et tenir compte de leur atténuation est capital pour les télécommunications, l'aviation civile et le bilan radiatif terrestre par exemple. Malgré cela, bien que les météorologistes soient conscients d'un tel problème, très peu d'études font état clairement et abordent en détail ce point délicat. Ainsi, il nous a paru utile d'apporter une discussion supplémentaire et de mieux documenter ce sujet. Pour cela, un modèle de nuage est construit et des simulations numériques d'observation radar sont conduites.

Ce travail de recherche s'articule autour de quatre articles publié ou soumis dans des revues internationales de rang A. Ces contributions constituent les chapitres 3, 4, 5 et 6 de ce manuscrit de thèse ; chacune est immédiatement précédée d'une synthèse en français qui présente le contexte et l'objectif de l'étude et reprend les principaux résultats et conclusions. En conséquence, dans ces textes en français, il nous a paru superflu de répéter les références bibliographiques et les figures utilisées. Le lecteur voudra bien se reporter à l'article associé pour trouver une illustration des propos, consulter la bibliographie et, aussi, obtenir de plus amples détails. En outre, signalons que la numérotation des pages est relative aux chapitres en français, les articles ne font pas partie de la numérotation de ce manuscrit.

Par ailleurs, afin de donner une vue d'ensemble au lecteur et de définir le contexte de ce travail de doctorat, ce manuscrit commence par deux chapitres introductifs. Ils constituent un cours synthétique où des notions essentielles sont expliquées et où des renvois à des articles et des ouvrages spécialisés sont donnés. Le premier traite de la physique générale des nuages et des précipitations ; le second concerne la mesure radar.

1.

Introduction à la physique des nuages et des précipitations

Les nuages et les précipitations sont la partie condensée de l'eau atmosphérique, c'est à dire l'ensemble des 'particules' d'eau dans l'état liquide et solide. Ces dernières sont appelées, d'une manière générale, *hydrométéore*, contraction des mots " hydro " et " météore ", issus du grec " hudôr " et " meteôra " signifiant " eau " et " qui est en haut ", respectivement. L'expérience courante fournit de nombreux exemples : les cristaux de glace, la neige, la grêle et la pluie sont quelques illustrations qui traduisent clairement la richesse du milieu nuageux et des formes de précipitations, mais qui laissent aussi entrevoir le caractère complexe de la physique de ces systèmes.

Ces derniers ont attiré très tôt l'attention des hommes, d'abord par la crainte qu'ils suscitaient, puis par la fascination et la curiosité dont ils devinrent l'objet. À l'origine uniquement philosophique et spéculative, leur étude n'est devenue objective qu'au XVII siècle lorsque la Physique prit naissance et commença son développement. Il est particulièrement intéressant de noter que, parmi de nombreux scientifiques, Descartes, Kepler, Volta, Poisson, Barlow ou encore Hertz, plus connus pour leurs travaux en mécanique, en optique ou en électromagnétisme, contribuèrent significativement à la compréhension de la physique des nuages et des précipitations. D'abord qualitatives, les connaissances acquises trouvèrent un soutien quantitatif à partir des années 1940, grâce notamment à l'apparition de nouvelles méthodes d'investigation : capteurs, avions, satellites, radars, ordinateurs, …. Par ailleurs, cette physique reçut une attention plus marquée lorsqu'il fut montré la possibilité de modifier artificiellement la structure des nuages, et donc de contrôler les types de précipitations qu'ils génèrent (Schaefer 1946). Actuellement, la *microphysique* des nuages et des précipitations est relativement bien comprise : pris individuellement, les différentes caractéristiques physiques des hydrométéores et les mécanismes impliqués dans leur formation sont assez bien connus. En revanche, dans le cadre plus large de l'ensemble d'un nuage, les études sont délicates : d'une part en raison du grand nombre d'hydrométéores en interaction à considérer, et d'autre part à cause des influences mutuelles entre la microphysique, qui implique des échelles de longueurs de l'ordre de quelques micromètres à quelques millimètres, et les mouvements atmosphériques qui se déroulent sur des échelles allant du millimètre à la dizaine de kilomètres (Mason 1971). Le travail du physicien spécialiste de l'atmosphère est justement de comprendre comment s'inscrivent les processus microphysiques dans le système complexe qu'est l'atmosphère.

Nous proposons dans ce premier chapitre de donner quelques éléments de physique des nuages et des précipitations. Nous limitons notre présentation aux caractéristiques principales des nuages et des précipitations en illustrant le chapitre et en insistant sur les ordres de grandeurs; le but recherché étant de donner les rudiments nécessaires et suffisants à la compréhension des phénomènes étudiés dans cette thèse[*]. Seuls les nuages sont tout d'abord considérés: leur contenu, leur classification, leur mode de formation d'un point de vue thermodynamique et microphysique sont discutés. Les différentes formes de précipitations, leur apparition dans un nuage et les mécanismes microphysiques impliqués dans leur développement sont ensuite présentés dans une deuxième partie. Enfin, nous abordons dans une troisième partie, l'étude des nuages et des précipitations dans le contexte atmosphérique dans lequel les aspects macroscopiques (dynamique, thermodynamique) et environnementaux doivent être pris en compte.

I.- CARACTÉRISTIQUES ET CLASSIFICATION DES NUAGES

I.1. Définition

Selon le Glossaire de météorologie (Glickman 2000), un nuage est un ensemble *visible* de *petites* gouttelettes d'eau et/ou de *petits* cristaux de glace en *suspension* dans l'atmosphère.

La taille des hydrométéores nuageux varie en ordre de grandeur du *micromètre* au *millimètre* : pour des gouttelettes nuageuses, sphériques, le diamètre D est généralement inférieur à 100 µm, bien que les petites valeurs ($D < 50$ µm) sont largement majoritaires et qu'une limite de 200 µm est parfois utilisée; pour des cristaux, dont la géométrie est plus complexe, des tailles caractéristiques peuvent être observées jusqu'à 2 mm. Ces dimensions correspondent à des vitesses limite de chute v_l dans le champ de pesanteur terrestre **g** bien inférieures à 1 m s^{-1}, ce qui est suffisant pour que les mouvements d'air ascendants, *même faibles*, maintiennent en altitude ces hydrométéores constitutifs ou assurent des durées de chute assez importantes sur des distances significatives pour satisfaire la condition de suspension. Pour des gouttelettes d'eau, une estimation raisonnable de v_l est donnée en considérant qu'elles ne sont soumises, outre leur poids, qu'à la résistance de l'air exprimée par la loi de Stokes ; avec $\rho_e \approx 1000\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ la masse volumique de l'eau liquide, $\rho_a \approx 1{,}29\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ et $\eta_a \approx 13{,}7\,\mu\mathrm{Pa\,s}$ la masse volumique et la viscosité de l'air respectivement, et $g = 9{,}81$ m s^{-2}, il vient :

$$v_l = \frac{g(\rho_e - \rho_a)}{18\eta_a} D^2 .$$

[*] On consultera Pruppacher and Klett (1997), Rogers and Yau (1989) ou Mason (1971) pour de plus amples détails.

Si $D = 50$ µm, $v_l = 0{,}1$ m s^{-1} ; si $D = 100$ µm, $v_l = 0{,}4$ m s^{-1}. Pour des cristaux de glace, la figure 1 donne quelques indications sur les valeurs de v_l selon le diamètre caractéristique D de quelques cristaux de formes différentes.

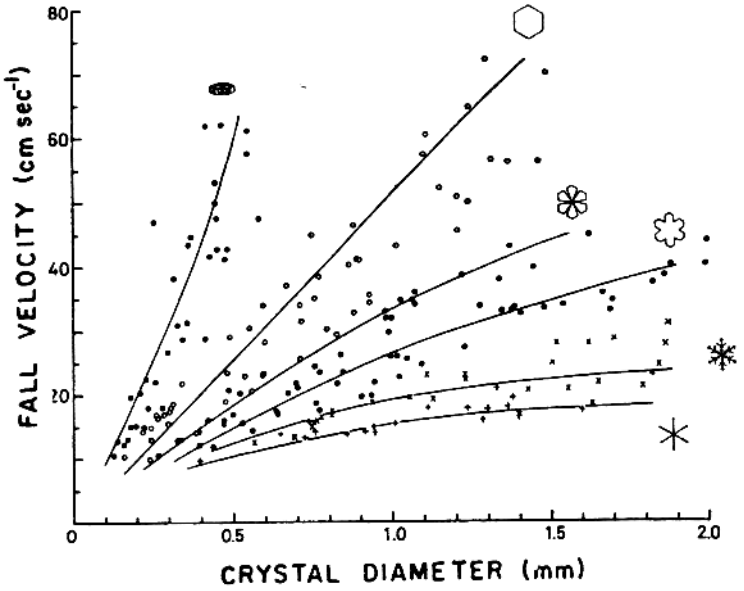


Fig. 1- Vitesse limite de chute de cristaux de glace dans le champ de pesanteur terrestre en fonction du diamètre caractéristique D (d'après Kajikawa 1972).

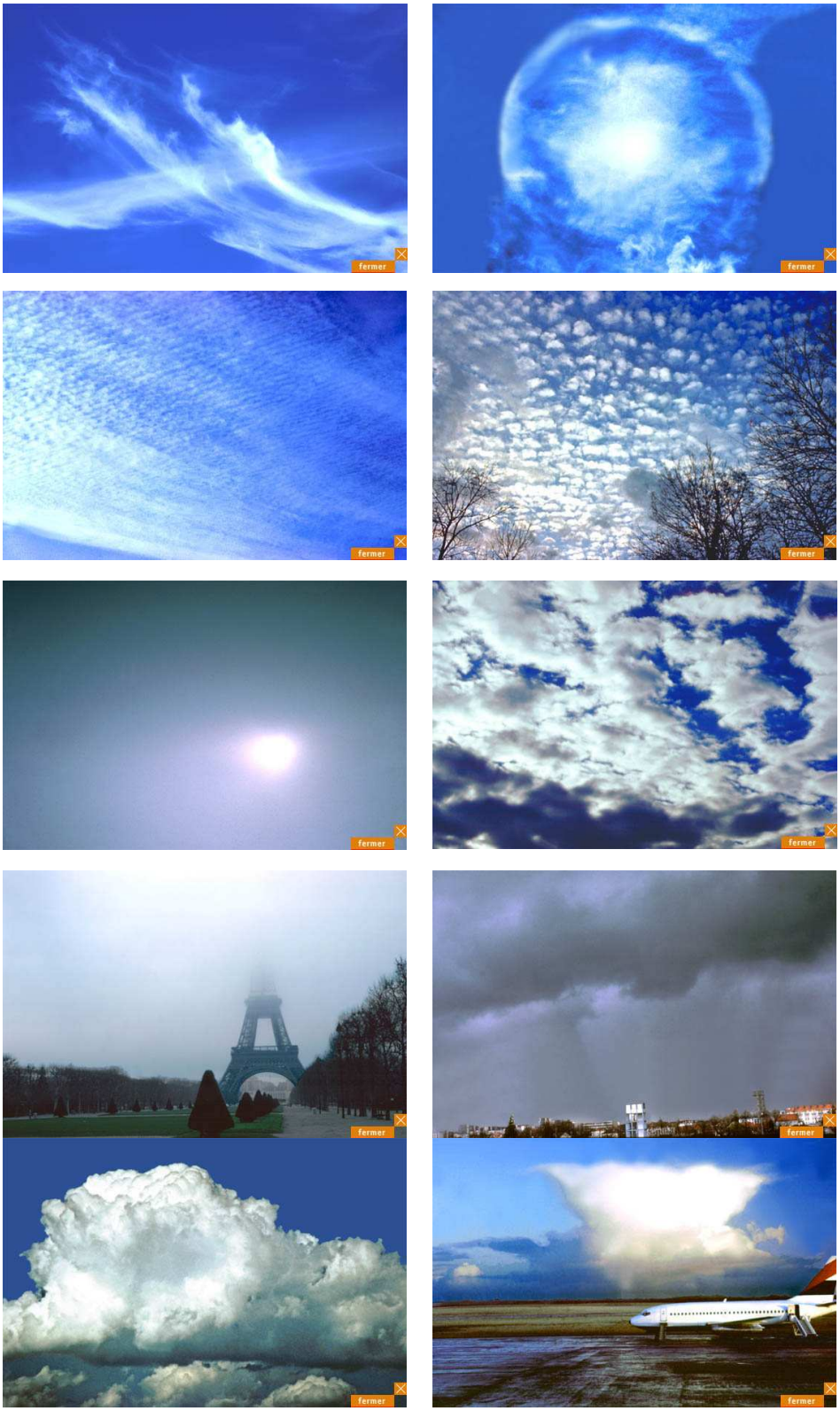
La condition de visibilité exprime la nécessité d'avoir un milieu dont la concentration volumique en hydrométéores est élevée. Ainsi, les nuages constitués uniquement d'eau liquide contiennent typiquement quelque 100 à 1000 gouttelettes d'eau par cm^3 ; en terme de contenu en eau (concentration massique), l'ordre de grandeur est de 0,1 à 1 g m^{-3}. Cependant, les nuages sont des milieux dispersés : la distance moyenne entre gouttelettes d'eau est environ 100 fois supérieure à leur diamètre moyen. Dans les nuages contenant des cristaux de glace, il est assez rare de rencontrer plus d'un cristal par cm^{-3}.

I.2. Classification

L'observation quotidienne montre une infinité de nuages d'apparence (forme, couleur, …) et d'altitude variées, certains donnant des précipitations plus ou moins intenses. Il est cependant remarquable que des formes caractéristiques se dégagent et qu'une classification soit par conséquent possible. Les premières tentatives datent du XVIII siècle par le naturaliste français J.B. Lamarck et par son contemporain L. Howard, pharmacien anglais (!), dont la classification (1803) est à la base de celle utilisée aujourd'hui et éditée par l'organisation météorologique mondiale (OMM). Elle considère dix *genres* de nuages correspondant chacun à une *forme caractéristique* et appartenant à un domaine d'altitude privilégié. Par ailleurs, elle tient compte de l'organisation stratifiée ou ramassée des nuages et de leur extension verticale. La double page suivante résume et illustre la classification actuelle.

	Genre	Base hauteur (km)	Epaisseur (km)	Aspect	Hydrométéores constitutifs
NUAGES HAUTS	*Cirrus* (Ci)	7-12	0,2-1,8	Blancs ; fibreux en forme de virgule	Cristaux de glace
	*Cirro*cumulus (Cc)	6-11	0,2-1	Blancs ; nappe d'éléments de largeur apparente inférieure à 1°, aspect moutonneux ondulé	Cristaux de glace, eau surfondue parfois
	*Cirro*stratus (Cs)	6-11	0,2-1	Voile blanchâtre ou bleuté uniforme, couvrant partiellement ou totalement le ciel	Cristaux de glace ⇒ halos lumineux
NUAGES MOYENS	*Alto*cumulus (Ac)	3-5	1,5	Blanchâtre ou grisâtre ; floconneux, ondulé avec des éléments de largeur apparente entre 1° et 5°	Gouttelettes d'eau, cristaux de glace parfois
	*Alto*stratus (As)	2-5	2	Voile uniforme grisâtre couvrant totalement le ciel. Le soleil y est vu comme à travers un verre dépoli	Cristaux de glace, gouttelettes d'eau ⇒ pluie, neige
NUAGES BAS	*Strato*cumulus (Sc)	0,6-2	0,6	Proche de (Ac) mais éléments plus gros	Gouttelettes d'eau ⇒ pluie fine et rare
	Stratus (St)	0-0,5	0,3	Couche compacte grise diffuse, aspect brumeux ⇒ brouillard quand contact avec le sol	Gouttelettes d'eau, rare cristaux de glace ⇒ pluie et neige fines
	Nimbo*stratus* (Ns)	0,4-2	3	Couche grise et sombre étendue masquant complètement le soleil, aspect flou	Cristaux de glace, gouttelettes d'eau, glace ⇒ pluie, neige
NUAGES ÉTENDUS VERTICALEMENT	Cumulus (Cu)	0,5-2	1	Blancs, denses, bien délimités, aspect bouillonnant	Gouttelettes d'eau
	Cumulonimbus (Cb)	0,4-3	9	Dense et puissant, partie supérieure lisse et fibreuse caractérisée par une forme d'enclume	Gouttelettes d'eau, cristaux de glace ⇒ fortes pluies, neige, grêle

Classification des nuages selon leur genre d'après l'organisation météorologique mondiale. On distingue les nuages élevés, les nuages moyens et les nuages bas. Leur nomenclature est respectivement caractérisée par les préfixes latins cirrus, alto et stratus en italique dans la colonne correspondante. Une exception est le nimbostratus où le préfixe "nimbo" indique que ces nuages donnent de la pluie ; on retrouve cette même signification dans cumulonimbus en tant que suffixe. Les termes "cumulus" et "stratus" désigne respectivement une structure cumuliforme et stratiforme.



Photos des genres de nuages considérés par l'OMM. De gauche à droite et de haut en bas: Cirrus, Cirrostratus, Cirrocumulus, Altocumulus, Altostratus, Stratocumulus, Stratus, Nimbostratus, Cumulus et Cumulonimbus. D'après Météo-France (http://www.meteo.fr).

Remarque : La dénomination des nuages peut être affinée en considérant la subdivision en *espèces* puis en *variétés* relatives à un genre donné. Ainsi l'aspect (fibreux, moutonneux, voilé, …), le mode de formation ou encore la transparence sont des critères qui participent à l'identification d'un nuage.

II.- FORMATION DES NUAGES

II.1. Aspects thermodynamiques: condition nécessaire à la formation d'un nuage

L'étude de la formation des nuages relève de la thermodynamique de l'air *humide*, c'est-à-dire du système formé par un mélange d'air sec et de vapeur d'eau. Sa description complète nécessite trois variables d'états dont l'une est relative à la vapeur d'eau. Ainsi, outre la température T et la pression totale p, égale à la somme des pressions partielles d'air sec (p_a) et de vapeur d'eau (p_v), il est habituel de considérer :

(*i*) le *rapport de mélange* r : $r = m_v / m_a$,

où m_v et m_a sont respectivement les masses de vapeur d'eau et d'air sec constituant le mélange. Comme $m_v << m_a$, r est le plus souvent très inférieur à 1. Aussi, par commodité numérique, m_v est exprimé en gramme et m_a en kilogramme, si bien que r est donné en g kg^{-1}. Notons que r dépend de p_v ; en effet les gaz pouvant être considérés comme des gaz parfaits, il vient : $r = 0{,}622\ p_v / (p-p_v)$.

(*ii*) l'*humidité relative* H : $H(\%) = 100\, p_v / p_{v,\mathrm{sat}}(T)$,

où, à la température T, $p_{v,\,\mathrm{sat}}(T)$ est la pression de vapeur saturante, c'est à dire la valeur de p_v correspondant à la quantité maximale de vapeur d'eau que le système peut contenir sans que celle-ci se condense (passage de l'état gazeux à l'état liquide). Plus précisément, il s'agit de la pression d'équilibre, à la température T, entre la vapeur d'eau et une surface d'eau liquide *plane* ; par la suite, cette précision sera indiquée par la notation $p^{\infty}_{v,\mathrm{sat}}(T)$. Si $H = 0$ % l'air est *totalement sec* alors qu'il est qualifié de *saturé*, ou *nuageux*, pour $H \geq 100$ %. Ainsi, H quantifie la proximité d'une masse d'air humide à la saturation; sa mesure s'effectue avec un hygromètre.

La formation d'un nuage *nécessite* de saturer en vapeur d'eau une masse d'air humide. La transformation thermodynamique impliquée est, pour la plupart des nuages, une *détente adiabatique* qui s'effectue au cours de l'ascension dans l'atmosphère d'une masse d'air humide initialement non saturé. Ces mouvements verticaux peuvent être provoqués par une différence significative de température entre une masse d'air et son environnement, on parle alors de *convection thermique* ; c'est notamment le cas en été pour les masses d'air proches du sol, fortement chauffé par le soleil. L'état thermodynamique d'une masse d'air évolue de la manière suivante : d'une part les variables p et T diminuent sans échange d'énergie par chaleur avec le milieu extérieur, et, d'autre part, en raison de

l'absence d'apport de vapeur d'eau, r reste inchangé. Il en découle un abaissement de $p_{v,\mathrm{sat}}^{\infty}(T)$ (fonction croissante de T) et une diminution de p_v dans le même rapport que p. Lorsque p_v et $p_{v,\mathrm{sat}}^{\infty}$ s'égalent, la saturation est atteinte.

Remarques : (1) La détente adiabatique a été étudiée et formulée pour la première fois par Poisson en 1823 et appliquée à l'atmosphère en 1835 par le météorologiste américain J.P. Espy. Lord Kelvin en 1865 ainsi que Hertz en 1884 contribuèrent significativement à décrire la thermodynamique des masses d'air humides et nuageuses.

(2) D'autres transformations thermodynamiques permettent d'amener une masse d'air humide jusqu'à saturation. C'est le cas pour le *brouillard* qui se forme par refroidissement isobare (diminution de température à pression constante) des basses couches atmosphériques, soit lors d'un refroidissement nocturne en air clair (*brouillard de radiation*), soit par contact d'air chaud maritime et d'air froid continental en hiver (*brouillard d'advection*). Il existe aussi un type de *brouillard*, dit *d'évaporation*, qui se forme lors du contact d'une masse d'air avec une étendue d'eau liquide. Dans ce cas, la transformation thermodynamique impliquée provoque une variation du rapport de mélange r de la masse d'air. Contrairement à un nuage, le brouillard est en contact avec le sol. Par ailleurs, selon la définition internationale il est associé à une réduction de visibilité à moins de 1 km.

(3) Une masse d'air peut en outre s'élever par forçage orographique à l'approche de reliefs (*cf. IV.3*).

II.2. Formation de gouttelettes nuageuses microscopiques à partir de la vapeur d'eau

Ce processus microphysique (*condensation*) relève du mécanisme de *nucléation*, c'est-à-dire de la formation d'un *noyau* ("nucleus" en latin), ou *germe*, de la nouvelle phase, de dimension très inférieure au micromètre. Cette opération est énergétiquement défavorable car elle nécessite la formation d'une interface entre la vapeur et la phase liquide : à température T constante, la variation d'énergie libre impliquée est $\Delta F = \gamma A$, où γ est le coefficient de tension superficielle de l'interface créée et A son aire (Landau and Lifschitz 1989). Par rapport à la vapeur, le germe formé est instable et son développement impose d'une part que la vapeur soit la phase métastable, c'est-à-dire qu'elle soit saturée ou sursaturée ($H \geq 100\%$), *et*, d'autre part, que le germe dépasse une certaine taille critique ; en dessous de celle-ci, il disparaît.

Analysons la nucléation d'une gouttelette d'eau sphérique au sein d'une vapeur *pure* métastable (nucléation *homogène*). À l'équilibre, la différence de pression Δp entre l'intérieur et l'extérieur de la gouttelette, au voisinage de l'interface, compense exactement l'effet de la tension superficielle qui tend à diminuer A : $\Delta p = p_i - p_v = 2\gamma / R_e$ (formule de Laplace) où R_e désigne le rayon

de la gouttelette à l'équilibre. Dans ce contexte, la pression de vapeur saturante $p_{v,\,\mathrm{sat}}$ pour une gouttelette est supérieure à celle relative à une surface d'eau plane $p^{\infty}_{v,\mathrm{sat}}$ (Thomson, 1870) :

$$p_{v,\mathrm{sat}} = p^{\infty}_{v,\mathrm{sat}} \exp(C_1 / R_e) \qquad \text{où} \qquad C_1 = \frac{2\gamma}{r_v \rho_e T},$$

r_v étant la constante des gaz parfaits pour une mole de vapeur d'eau et ρ_e la masse volumique de l'eau liquide. En notant $S = p_{v,\mathrm{sat}} \big/ p^{\infty}_{v,\mathrm{sat}}$ la *sursaturation* de la vapeur, il vient :

$$R_e = \frac{2\gamma}{r_v \rho_e T \ln(S)}.$$

À T = 273 K, si R_e = 0,1 µm, S = 1,012 (H = 101,2 %) ; si R_e = 0,01 µm, S = 1,126 (H = 112 ,6 %).

Les sursaturations importantes nécessaires à l'apparition de germes de tailles sub-micrométriques préalables à la formation de gouttelettes nuageuses microscopiques, ne se rencontrent pas dans l'atmosphère où S n'excède pas 1,02 (H < 102 %). L'existence de gouttelettes nuageuses est alors attribuée à la présence de particules solides (*aérosols*) qui, selon leurs tailles et leur caractère plus ou moins hydrophile, servent de noyaux plus ou moins efficaces (nucléation *hétérogène*). Le Français P.J. Coulier en 1875 et l'Anglais J. Aitken en 1880-1881 démontrèrent expérimentalement, à l'aide des premières chambres à nuages, leur rôle décisif dans la formation des gouttelettes d'eau ; notamment, Aitken souligna l'importance des particules très solubles de sels comme NaCl. H. Köhler fut ensuite le premier à poser les fondements de la théorie moderne de la condensation en donnant une expression théorique de $p_{v,\,\mathrm{sat}}$ dans le cas de solutions aqueuses :

$$p_{v,\mathrm{sat}} = p^{\infty}_{v,\mathrm{sat}} \left(1 - \frac{C_2}{R^3}\right) \exp\left(C_1 / R\right),$$

où C_2 est relative à l'aérosol (nature, masse dissoute). La figure 3 représente la variation de S en fonction de R, c'est-à-dire la courbe d'équilibre liquide - vapeur, ou *courbe de Köhler*, dans le cas d'une gouttelette d'eau où 10^{-16} g de sulfate d'ammonium - $(NH_4)_2SO_4$ - sont dissous. Sous la courbe, on a évaporation du germe formé alors qu'au dessus il y a condensation. Clairement, les aérosols, appelés dans ce contexte *noyaux de condensation* ou *noyaux hygroscopiques*, diminuent considérablement la pression de vapeur nécessaire à l'apparition de germes de la phase liquide. Celle-ci peut même se manifester avant que S soit égal à 1 : dans ces conditions, une augmentation (diminution) de S se traduit par une augmentation (diminution) de R ; une gouttelette évolue ainsi par une succession d'états d'équilibre. Au maximum de cette courbe, les coordonnées critiques sont atteintes : ici, le rayon critique et la sursaturation associée valent respectivement 0,13 µm et 1,006 (H = 100,6 %). Au-delà de ce point, un germe est dans un état instable car une modification aussi petite soit-elle de S tend à l'éloigner de son état d'équilibre : une augmentation de S entraîne une croissance continue du germe formé conduisant à une gouttelette microscopique. Cette croissance s'effectue par diffusion de la vapeur environnante, c'est à dire caractérisée par une évolution en racine

carrée du temps ; il s'ensuit que la formation d'une gouttelette nuageuse microscopique se compte en heures.

Remarque : Pour des dimensions inférieures au point critique, il s'agit de gouttelettes de *brume* ("*haze*" ou "*mist*" en anglais); elle diminue moins la visibilité que le brouillard.

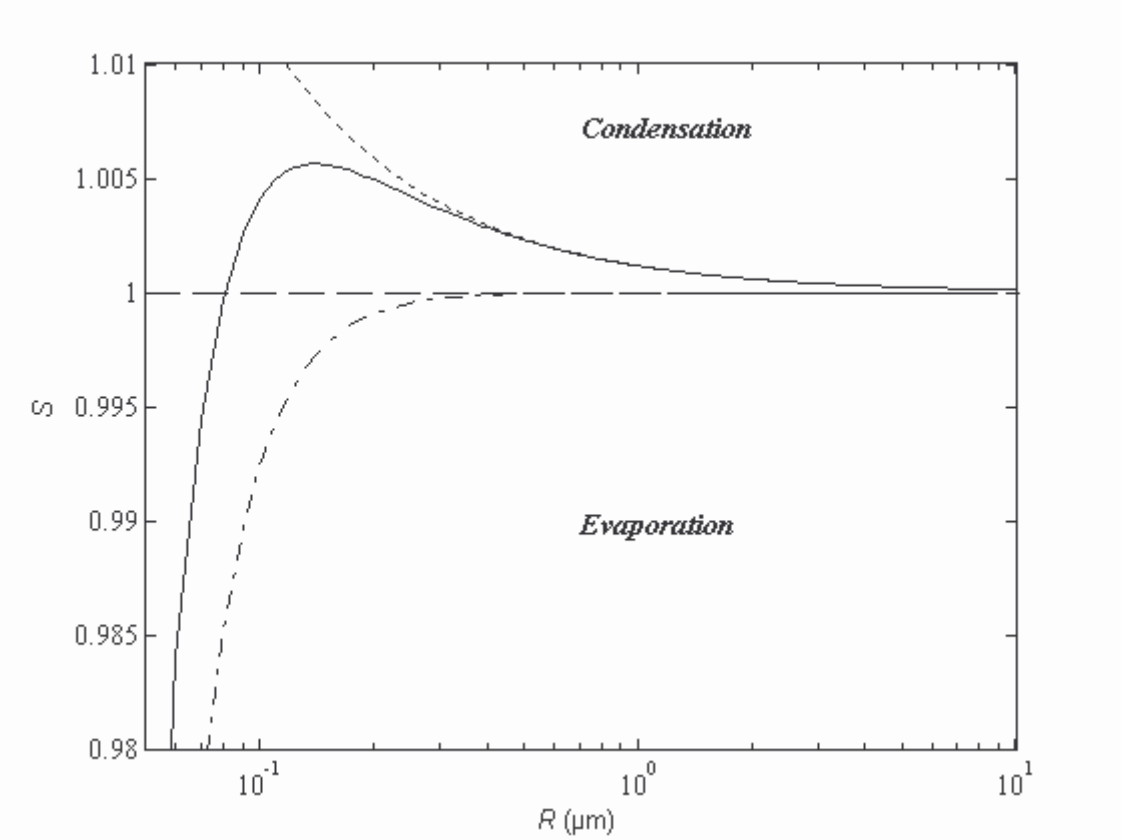


Fig. 3- Courbe de Köhler dans le cas d'une de masse de 10^{-16} g de $(NH_4)_2SO_4$ dissoute dans une gouttelette d'eau de rayon R. La courbe en pointillée pour $S > 1$ est relative à la nucléation homogène alors que celle pour $S < 1$ représente l'influence d'un aérosol (nucléation hétérogène).

L'origine des aérosols et leur rôle dans la formation des gouttelettes d'eau furent définitivement établis par Wigand dans les années 1910-1930. Il montra que ces particules, continentales et océaniques, sont assez nombreuses dans l'atmosphère pour expliquer le nombre important de gouttelettes.

II.3. Formation et croissance des cristaux de glace ; effet Wegener-Findeisen-Bergeron

Les mécanismes de formation et de croissance de la glace sont plus complexes que dans le cas des gouttelettes d'eau. Soulignons cependant que malgré la structure cristallographique hexagonale commune à tous les cristaux, ces derniers présentent, remarquablement, une grande variété de formes dépendante des conditions de température et d'humidité, décisives pour les modes de croissance.

Parmi les premiers à s'interroger sur ces hydrométéores, Kepler se questionna sur leur structure hexagonale, Descartes dessina correctement quelques formes typiques et Hooke réalisa des études au microscope optique. La figure 4 montre quelques photos de cristaux de forme différente : aiguille, dendrite, colonne, plateau, …

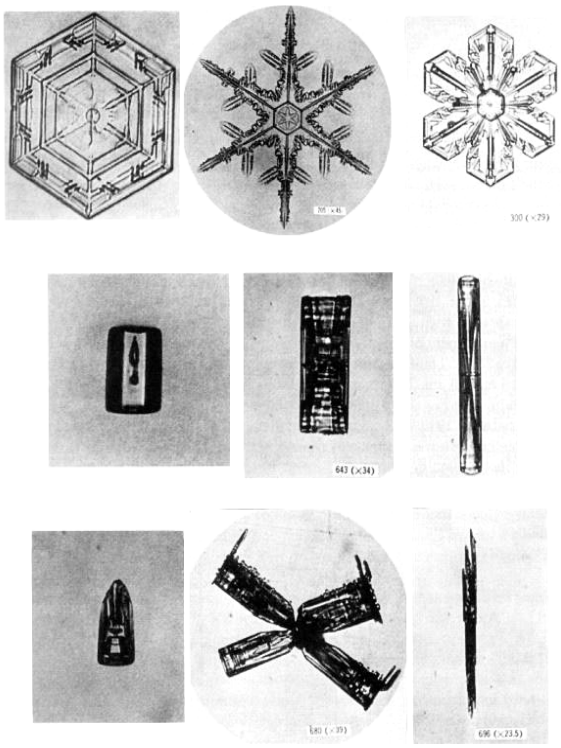


Fig. 4- Photos de quelques cristaux (d'après Nakaya, 1954)

Les cristaux de glace apparaissent si la température est négative. Comme pour les gouttelettes d'eau, cela implique l'existence d'une interface solide/vapeur, ou solide/liquide s'ils se forment à partir de gouttelettes d'eau. La nucléation homogène s'opère là aussi par la formation, due aux fluctuations moléculaires, d'un germe de taille suffisante dont la structure est proche de celle de la glace. Dans ce contexte, la *déposition* (passage de l'état gazeux à l'état solide) ne se produit pas dans l'atmosphère car elle nécessite des sursaturations bien plus importantes que celles nécessaires à la condensation. Il y a alors formation de gouttelettes d'eau surfondues bien avant apparition de la phase solide, cette dernière étant formée par *glaciation* (passage de l'état liquide à l'état solide). Certaines observations rapportent l'existence d'eau surfondue dans les nuages jusqu'à des températures de -30 à -40°C. Naturellement, plus la température est faible, plus la probabilité d'observer des cristaux de glace est élevée.

La formation de glace à des températures beaucoup plus élevées (≈ -15 °C) traduit la présence d'aérosols servant de *noyaux de glaciation* et de *noyaux de déposition* ; ils modifient avantageusement les conditions de surfusion et de sursaturation indispensables à ces deux processus. Ces aérosols

possèdent des propriétés physico-chimiques différentes des noyaux de condensation : d'abord, il sont moins nombreux, ce qui explique la plus grande difficulté à observer de la glace ; deuxièmement, ils doivent être de taille suffisante, insolubles pour certains, susceptibles de lier fortement des molécules d'eau et leur structure doit être proche de celle de la glace. La déposition hétérogène fut suggérée pour la première fois par l'Allemand A. Wegener en 1912-1913 à partir d'observations au cours d'une expédition au Groenland ; d'autre part, Wigand et Krastanow conclurent indépendamment à la formation d'eau surfondue précédant celle du cristal (glaciation).

La phase liquide est essentielle dans le développement des cristaux de glace. Une fois formé, un cristal croit par diffusion de vapeur, notamment lorsqu'il est environné de gouttelettes d'eau surfondues : c'est l'effet *Wegener-Bergeron-Findeisen* (Fig. 5). Le premier montra en 1911 que de l'eau surfondue ne pouvait pas coexister en équilibre avec des cristaux : en effet, à température négative la sursaturation nécessaire à l'équilibre gaz/liquide est plus importante que celle relative à l'équilibre gaz/solide. Il s'ensuit, comme le proposa Bergeron en 1933, une vaporisation des gouttelettes d'eau surfondues entourant le cristal et une déposition de la vapeur sur ce dernier ; sur la photo, cette vapeur entoure le cristal d'où l'absence de gouttelettes dans son voisinage immédiat. Findeisen apporta finalement en 1938 des preuves issues de l'observation des nuages d'un tel processus.

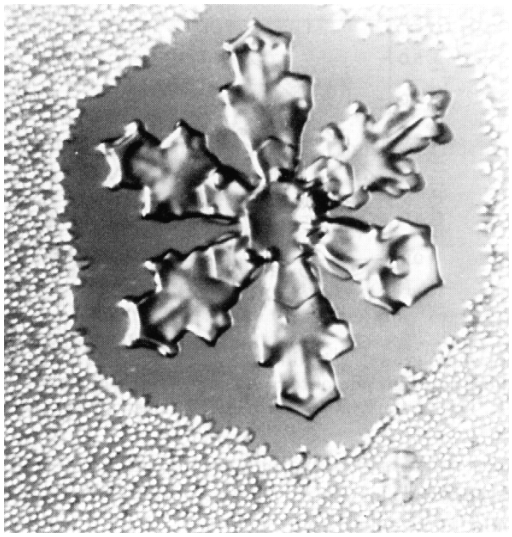


Fig. 5- Illustration de l'effet Wegener-Bergeron-Findeisen : photo d'un cristal de 400 µm de diamètre équivalent entouré de microscopiques gouttelettes d'eau surfondues ; le cristal se développe par déposition de vapeur issue de la vaporisation des gouttelettes environnant le cristal (d'après Pruppacher and Klett, 1997, p. 549)

III.- DES HYDROMÉTÉORES NUAGEUX AUX PRÉCIPITATIONS

Les précipitations se manifestent sous plusieurs formes : celle liquide comme la *pluie* et celles solides comme la *neige*, le *graupel* et la *grêle*. Ce sont des particules qui, contrairement aux

hydrométéores nuageux, ne restent pas en suspension dans une atmosphère *calme* et tombent au sol en raison de leur taille importante. L'observation montre que les précipitations se développent généralement en quelques dizaines de minutes une fois les nuages formés. Les phénomènes de diffusion évoqués précédemment ne permettent pas d'expliquer une telle rapidité dans l'apparition de particules précipitantes si bien que d'autres mécanismes microphysiques plus efficaces sont impliqués. Nous proposons dans cette section de les introduire brièvement et de présenter les différents types de précipitations.

III.1. Précipitation liquide : des gouttelettes nuageuses aux gouttes de pluie

Une fois formées, les gouttelettes nuageuses doivent atteindre, par définition, un diamètre au moins égal à 100 µm pour être considérée comme des *gouttes précipitantes* (Glickman 2000).
Il est généralement reconnu que le processus responsable de la formation de la pluie est la *coalescence* c'est à dire la collision de gouttelettes entre elles pour former un élément plus gros. Ce processus, introduit indépendamment par Barlow en 1715 et Musschenbroek en 1739, n'est efficace que si les tailles et les vitesses de chute des gouttelettes nuageuses sont importantes et variées afin que ces dernières tombent différemment dans l'atmosphère et rentrent en collision pour former des gouttes. Autrement dit, la distribution en diamètre des gouttelettes doit être suffisamment large avec des diamètres supérieurs à 20 µm. De la même manière, la coalescence contribue à la croissance des gouttes de pluie par collisions gouttelettes/gouttes ou gouttes/gouttes.

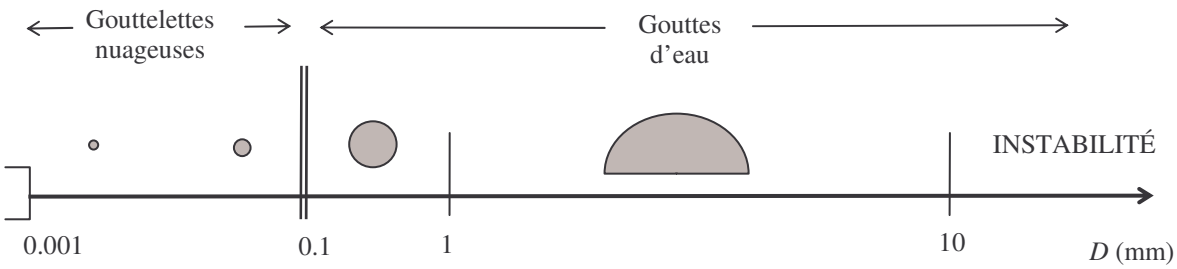
La géométrie des gouttes de pluie s'écarte de la géométrie sphérique, et ce d'autant plus que leur volume est important. Ces déformations résultent d'un équilibre dynamique impliquant les forces de tension superficielle et de frottement aérodynamique, ainsi que des mouvements d'eau internes à la goutte. Précisément, si D est le diamètre équivalent, c'est à dire le diamètre d'une sphère hypothétique de même volume que la goutte considérée, les formes typiques sont, en ordre de grandeur (Fig. 6a, b, c) :

- $D < 1$ mm : sphérique ;
- 1 mm $< D <$ 10 mm : forme pseudo ellipsoïdale avec aplatissement au pôle inférieur d'autant plus prononcé que D est grand ;
- $D >$ 10 mm : instabilité mécanique $\Rightarrow$ rupture.

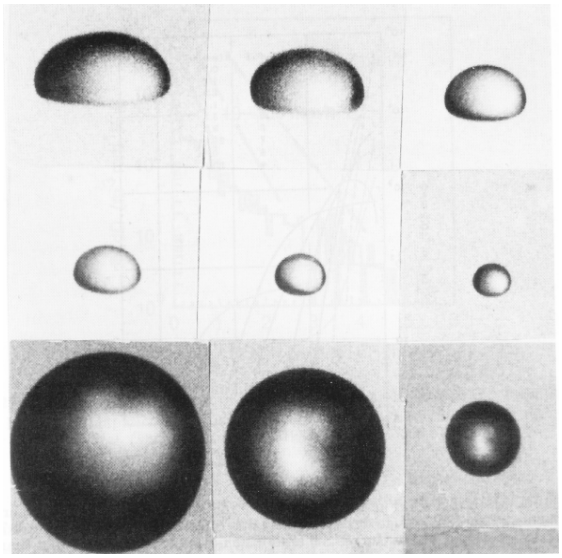
Remarques : (1) Ces déformations peuvent être beaucoup plus spectaculaires dans le cas de gouttes électriquement chargées en interaction comme dans les nuages d'orage (Georgis *et al*. 1995, Coquillat and Chauzy 1993).

(2) Sur le plan terminologique, les gouttes telles que 200 µm $< D <$ 500 µm forment la *bruine* alors que pour $D >$ 500 µm, il s'agit de *pluie* (Glickman 2000).

(a)



(b)



(c)

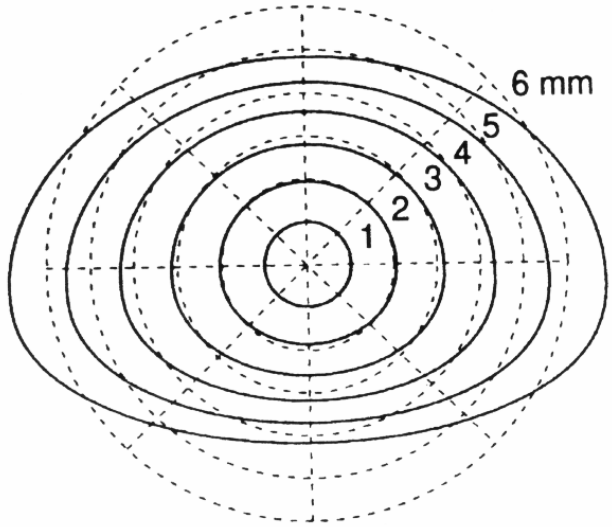


Fig. 6-(a) Ordres de grandeurs des diamètres équivalents et des formes de goutte d'eau associées. Les gouttelettes nuageuses ont été ajoutées sur ce schéma afin de représenter l'ensemble des hydrométéores liquides. (b) Photos de quelques hydrométéores liquides (expériences de laboratoire). En haut, de gauche à droite : D = 8,00 mm, 7,36 mm et 5,80 mm ; au milieu, de gauche à droite : D = 5,30 mm, 3,50 mm et 2,70 mm ; en bas, de gauche à droite : D = 0,79 mm, 0,71 mm et 0,31 mm (d'après Pruppacher and Beard 1970). (c) Ecart par rapport à une géométrie sphérique des formes de gouttes d'eau (d'après Beard and Chuang 1987).

III.2- Précipitations solides : neige, graupel et grêle

Ici, c'est le cristal de glace qui sert de combustible pour la formation des précipitations solides. Lorsque quelques cristaux se lient entre eux (*agrégation*) d'une manière organisée, de nouvelles formes de cristaux, comme par exemple la rosette (Fig. 4, 8ème photo), peuvent être créées ; si l'assemblage est désorganisé on a un *flocon de neige* (Fig. 7). Ce sont en général, selon leur taille (≈ 1 - 5 mm), des agrégats de quelques dizaines ou centaines de cristaux.

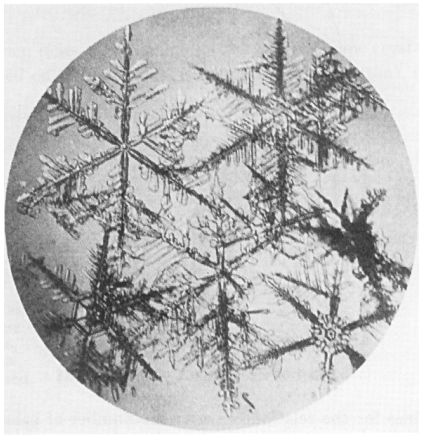


Fig. 7- Flocon de neige issu de l'assemblage de quelques cristaux (d'après Nakaya 1954)

Des structures beaucoup plus denses comme les particules givrées se forment lorsque des cristaux de glace ou de la neige heurtent des gouttelettes ou des gouttes d'eau surfondues ; lors de la collision, ces dernières givrent : c'est le *givrage*. Au départ, peu de collisions se produisent et la structure cristalline originelle est encore visible (Fig. 8a) ; après un grand nombre de collisions, elle ne l'est plus : il s'agit alors de *graupel* (*neige roulée*). Ces particules apparaissent blanches, opaques, cotonneuse et de forme souvent conique (Fig. 8b). Elles peuvent aussi se former par le gel (*solidification*) de gouttes d'eau portées en altitude par de fortes ascendances. Ce mode de formation est particulièrement important pour les *grêlons* et la *grêle* : des particules glacées ou givrées fondent au passage par l'isotherme 0 °C et forment des gouttes d'eau qui grossissent par coalescence ; ces dernières, prises dans des ascendances, peuvent alors être ramenées en altitude où elles gèlent pour donner des particules solides plus grosses qu'au départ. La répétition de ce processus donnent de grosses particules glacées, dures, compactes et sphériques, parfois de formes irrégulières : les grêlons et la grêle (Fig. 9). Observés au microscope, les grêlons montrent une structure en couches, alternativement opaque et transparente, témoignant de la présence plus ou moins importante de bulles d'air; en lumière polarisée, ils montrent une structure polycristalline. Par ailleurs, ils présentent parfois une structure spongieuse indiquant la présence de gouttelettes d'eau emprisonnées. Cela est dû au fait que les échanges d'énergie entre le grêlon et son environnement, par libération de chaleur latente lors de la solidification, ne sont pas assez efficaces de telle sorte que toute l'eau ne se solidifie pas. Il est courant aussi de rencontrer des particules solides mouillées caractérisées par la présence d'une mince pellicule d'eau à leur surface.

Remarque : R. Descartes et le physicien Italien A. Volta furent parmi les premiers à étudier la structure des grêlons. Ces particules solides, telle la grêle et le graupel, ont des structures très complexes si bien que leur étude microphysique est encore de nos jours délicate.

(a) (b)

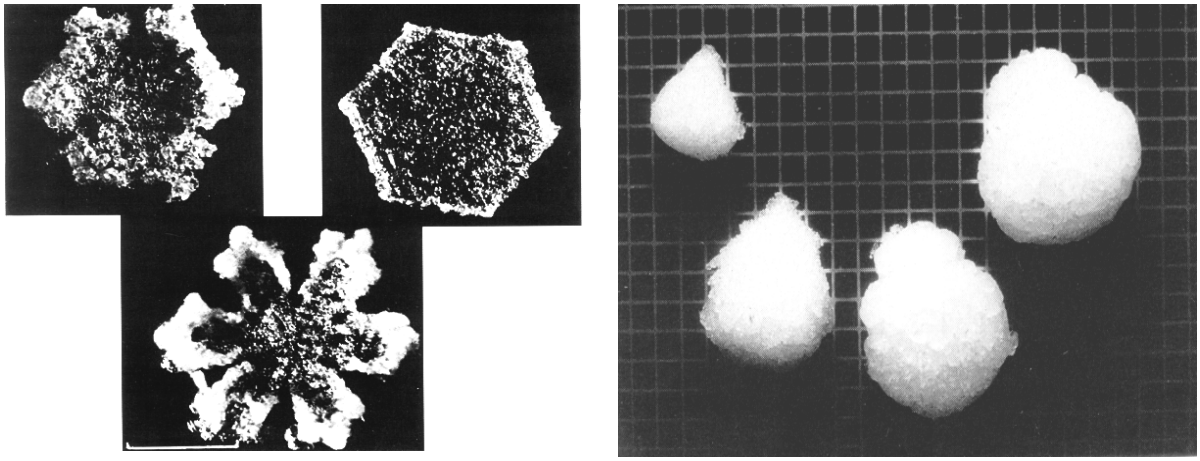


Fig. 8- Résultat de la collision entre des cristaux de glace et de l'eau surfondue : givrage. (a) Cristaux de glace givré (d'après Hobbs et al. 1971), (b) Graupel ou neige roulée (d'après Aufdermauer 1963).



Fig. 9- Grêle difformes (d'après Levi et al. 1970). La plus grosse particule observée fut à Coffeyville (USA, Kansas) le 3 septembre 1970 avec une masse de 766 g et une dimension maximale de 15 cm (Glickman 2000) (!!).

Le tableau suivant est un résumé des ordres de grandeur relatifs à quelques propriétés physiques des précipitations solides (Pruppacher and Klett 1997, chap. 2 et 10) :

	Diamètre équivalent maximum (mm)	Masse volumique (g cm^{-3})	Vitesse limite de chute (m s^{-1})
Flocon de neige	~ 1 à 5	~ 0,01 à 0,2	~ 1
Graupel	~ 0,5 à 10	~ 0,05 à 0,9	~ 1 à 5
Grêlons - grêle	> 5*	> 0,8	> 5

Ordre de grandeur des caractéristiques physiques des précipitations solides. Pour la grêle, (*) indique une convention (Glickman 2000) permettant particulièrement de distinguer la grêle des grosses particules de graupel.

IV.- ASPECTS MACROSCOPIQUES DU DÉVELOPPEMENT DES PRÉCIPITATIONS

Les principaux hydrométéores et les processus responsables de leur formation ont été présentés précédemment de façon individuelle, sans se préoccuper de leurs interactions et des conditions atmosphériques réelles. Une telle attitude relève du travail de laboratoire où les études sont ciblées et les conditions expérimentales facilement contrôlées. Or, l'étude des systèmes précipitants nécessite de considérer les aspects macroscopiques (dynamique, thermodynamique) qui interagissent mutuellement avec les mécanismes microphysiques. Par exemple, la formation de particules glacées s'accompagne d'importantes libérations de chaleur latente qui renforcent les ascendances au sein du nuage, lesquelles à leur tour favorisent le développement microphysique du nuage. Un autre exemple, non abordé dans cette thèse, concerne les champs électriques macroscopiques intenses régnant dans les cumulonimbus, ainsi que l'interaction entre gouttes chargées qui agit sur le processus de coalescence. Dans un tel contexte, les études deviennent plus difficiles en raison du grand nombre d'hydrométéores en interaction et, surtout, des différentes échelles de temps et d'espace impliquées. Ainsi, la taille des particules (aérosols et hydrométéores) s'étend sur 7 ordres de grandeur (de 10^{-2} µm à 10 cm) ; les mouvements d'air s'échelonnent du domaine de la turbulence (10^{-2} cm) à celui des mouvements de plus grandes échelles (plusieurs kilomètres) ; les vitesses verticales mises en jeu varient également sur un axe allant, en ordre de grandeur, du centimètre par seconde pour les gouttelettes d'eau au mètre par seconde pour les plus grosses précipitations, voire 10 m s^{-1} pour les forts mouvements verticaux.

IV.1- Nature stratiforme ou convective des précipitations

D'un point de vue macroscopique, la nature des mouvements d'air verticaux permet de distinguer fondamentalement deux types de précipitations : celles qualifiées de *stratiformes* et celles dites *convectives*. Dans le premier cas, et contrairement au second, les processus microphysiques se déroulent dans des mouvements verticaux relativement faibles ; par définition :

$$\text{Condition stratiforme} : \left| v_z^{\text{air}} \right| << \left| v_z^{\text{cristaux}} \right|$$

$$\text{Condition convective} : \left| v_z^{\text{air}} \right| \geq \left| v_z^{\text{cristaux}} \right|$$

où, dans le référentiel terrestre, v_z^{air} désigne la vitesse verticale de l'air et v_z^{cristaux} la vitesse limite de chute correspondant à des hydrométéores de taille proche de celles de cristaux de glace ou de neige (≈ 1 m s^{-1}) (Yuter and Houze 1995, Houze 1997).

Dans une situation convective, les forts mouvements ascendants provoquent une rapide condensation de la vapeur d'eau et génèrent de forts contenus en eau liquide nuageuse. Comme le souligna Houghton (1968), les processus microphysiques dominants sont la coalescence et le givrage. Ils conduisent à un développement très efficace des précipitations (liquide et solides) car ils sont

favorisés par les fortes ascendances qui augmentent la durée de résidence des hydrométéores dans le système. Lorsque des particules deviennent suffisamment lourdes, elles tombent au sol sous forme de pluies très fortes, de graupel voire de grêle. Les cumulonimbus sont des exemples courants de précipitations convectives intenses : les ascendances sont en moyenne comprises entre 1 et 5 m s^{-1}.

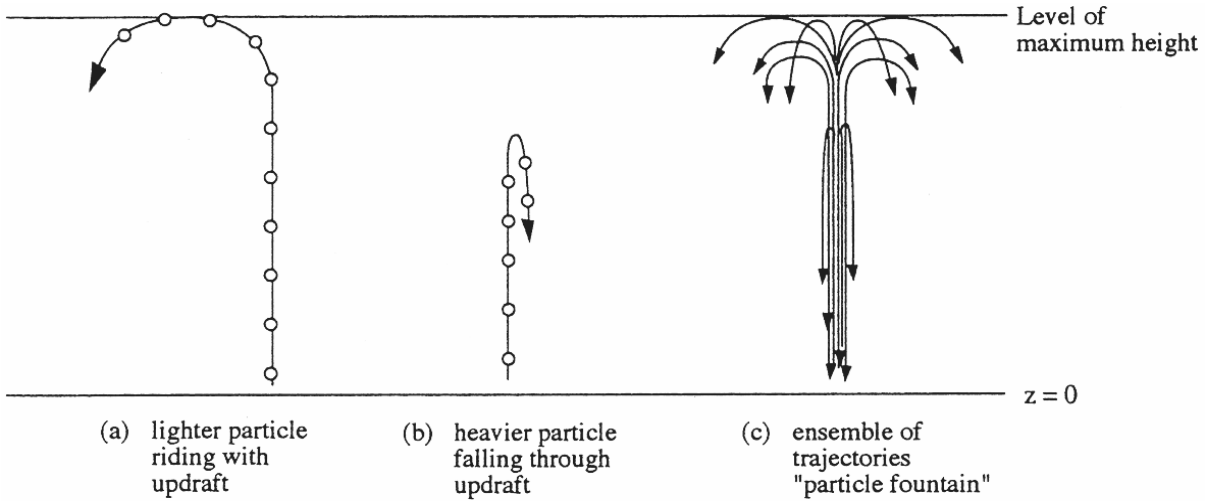
Dans une situation stratiforme, les ascendances sont moins fortes (< 1 m s^{-1}), les contenus en eau liquide nuageuse plus faibles et la croissance des précipitations se fait par les mécanismes de diffusion et d'agrégation. Ces particules tombent dans le champ de pesanteur, grossissent en formant quelques agrégats de neige, fondent au passage par l'isotherme 0 °C et enrichissent les précipitations liquides qui atteignent parfois le sol. Si la température est négative, les précipitations restent sous forme solide et de la neige se manifeste au sol. Ces situations correspondent à des nuages de type nimbostratus.

IV.2- Modèle de la fontaine de particules

Ces deux situations ne sont cependant pas exclusives : elles peuvent coexister au sein du même système précipitant. Par ailleurs, un système convectif, jeune et actif, évolue toujours vers un système stratiforme ; à ce propos, Yuter and Houze (1995) proposèrent un modèle conceptuel pour expliquer cette transition observée dans des cumulonimbus : le *modèle de la fontaine de particules*.
Le système est représenté par un ensemble de masses d'air localisées, en mouvement ascendant, contenant un grand nombre d'hydrométéores, et à l'intérieur desquelles les précipitations, liquide et/ou solides, se développent principalement par coalescence et givrage. Au cours de l'ascension, les particules devenant trop lourdes tombent à travers l'ascendance ; au contraire, les plus légères (majoritairement des cristaux de glace, quelquefois des gouttelettes d'eau) sont portées en altitude par la masse d'air qui au fur et à mesure de son élévation ralentit et s'étend horizontalement. Il s'ensuit un éparpillement horizontal des hydrométéores légers qui se retrouvent alors dans des zones de plus faibles mouvements verticaux. C'est cette façon de distribuer les hydrométéores qui suggère l'expression de *fontaine de particules* et c'est l'ensemble des trajectoires des particules qui constitue une *fontaine* (Fig. 10a, b, c).

Une collection de fontaines dans un système *multicellulaire* est idéalement schématisée sur la figure 10d. Les fontaines sont indépendantes les unes des autres. Certaines sont plus jeunes que d'autres et chacune possède une extension horizontale d'environ 1 km et une extension verticale qui dépend des conditions de pression et de température, ainsi que d'éventuels mélanges avec de l'air extérieur. Cette variété assure, sur tout le volume du système, la distribution des hydrométéores dans un environnement de faibles ascendances, où les processus de déposition et d'agrégation sont dominants. Ainsi, le système possède une composante stratiforme bien qu'il ait une convection active.

Progressivement, au cours du vieillissement du système, les fontaines les plus vieilles s'affaiblissent, et celles éventuellement créées ne sont pas aussi vigoureuses que durant la phase active du système : globalement, celui-ci adopte des caractéristiques uniquement stratiformes.



(d)

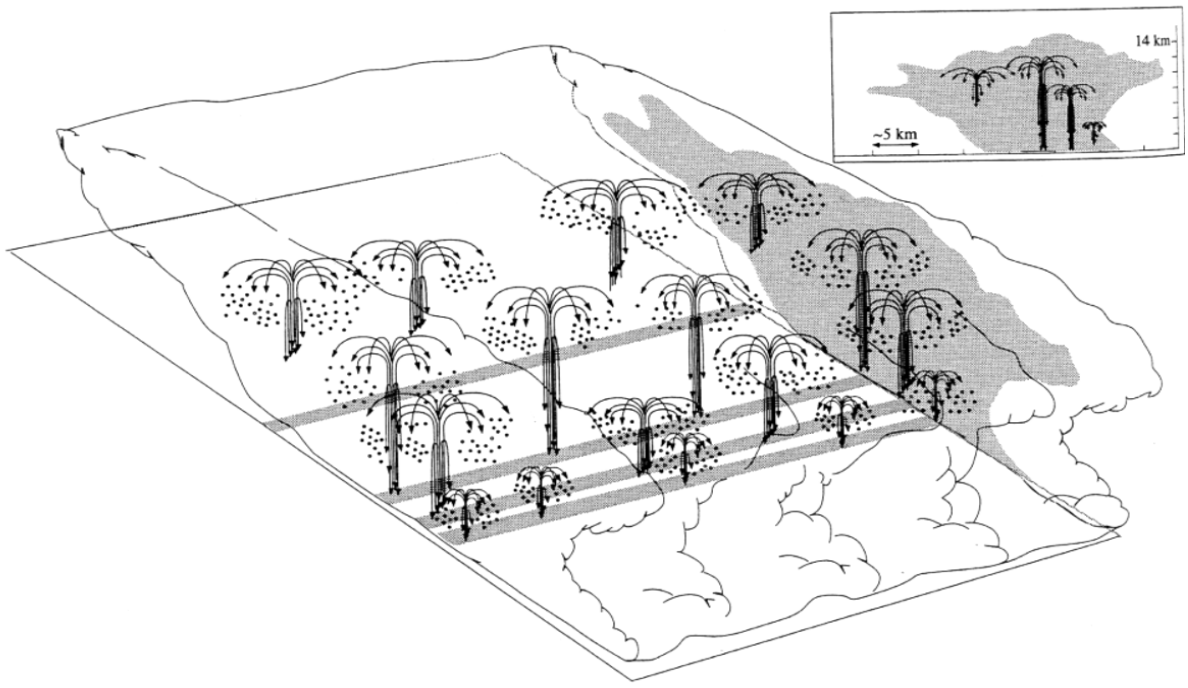


Fig. 10- Modèle de la fontaine de particules. (a) Trajectoire des particules les plus légères (cristaux de glace). (b) Trajectoire des particules les plus lourdes. (c) Une fontaine de particule. (d) Système multicellulaire composé d'un ensemble de fontaines de particules. D'après Yuter and Houze (1995).

IV.3- Influence de l'orographie

En modifiant les mouvements atmosphériques, les montagnes influencent considérablement la dynamique et la microphysique des systèmes précipitants, et par conséquent la formation et le

développement microphysique des précipitations. En effet, quand une masse d'air approche d'un relief, celui-ci est susceptible de provoquer des ascendances suffisamment importantes de telle sorte qu'il y ait formation d'un nuage. La dynamique et la microphysique qui s'établissent alors, et qui conduisent à l'apparition des précipitations, sont étroitement commandées par les montagnes. Selon les conditions thermodynamiques de la masse d'air et de son environnement (pression, température, humidité), on a des situations différentes qui se répartissent globalement en sept mécanismes (Houze 1993) (Fig. 11) non exclusifs. Ils se distinguent selon la position des précipitations par rapport au relief (amont, sommet, aval), la nature des précipitations et par l'écoulement associé.

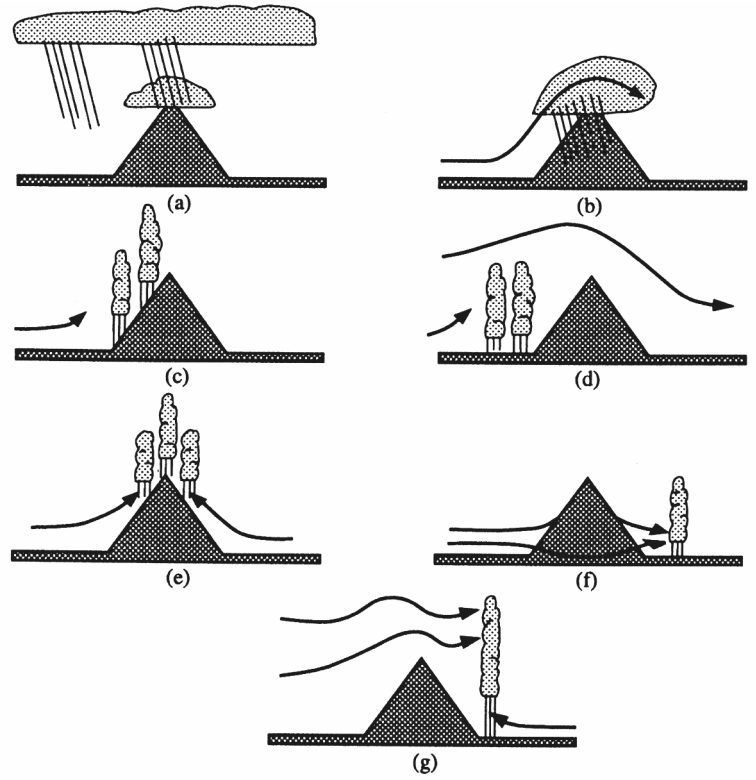


Fig. 11- Mécanismes de formation des précipitations en contexte orographique. (a) Mécanisme seeder-feeder (ensemencement d'un nuage de basse couche par un nuage d'altitude) responsable du renforcement des précipitations (proposé par Bergeron (1968)). (b) Soulèvement orographique en masse ; (c) Soulèvement orographique localisé. (d) Blocage par l'obstacle. (e) Forçage thermique. (f) Contournement du relief et convergence des masses d'air derrière. (g) Déclenchement en aval de l'obstacle. D'après Houze (1993).

Le rôle de l'orographie dans la dynamique et la microphysique des systèmes précipitants constitue une part importante de ce travail de doctorat ; elle sera présentée ultérieurement sur l'exemple d'un système précipitant en région alpine (*cf. chapitre 3*). Notamment, nous verrons comment s'insère le modèle de la fontaine de particules dans un tel contexte.

BIBLIOGRAPHIE

Aufdermauer A., 1963: *Schweiz Z. f. Obst und Weinbau*, **72**, 434

Beard K.V. and Chuang C., 1987: A new model for the equilibrium shape of raindrops. *J. Atm. Sci.*, **44**, 1509-1524.

Coquillat S. and S. Chauzy, 1993: Behaviour of precipitating water drops under the influence of electrical and aerodynamical forces. *J. Geophys. Res.*, **98**, 10319-10329.

Descartes R., 1637: *Les Météores*.

Georgis J.-F., S. Coquillat, and S. Chauzy, 1995 *Modelling of interaction processes between two raindrops in an electrical environment*, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 745-761

Glickman T.S., 2000: *Glossary of meteorology*. Am. Meteor. Soc., Boston

Hobbs P.V., Radke L.F., Fraser A.B., Locatelli L.D., Robertson C.E., Atkinson D.G., Fraber R.J., Weiss R.R., and Easter R.C., 1971: Research report IV: Studies of winter cyclonic storms over the Cascade Mountains. Department of Atmospheric Sciences, Washington 306 pp.

Hooke R., 1665: *Micrographia*.

Houghton H.G., 1968: On precipitation mechanisms and their artificial modification. *J. Appl. Meteor.*, **7**, 851-859.

Houze R., 1993: *Cloud dynamics*. International Geophysics Series, **53**, Academic Press, 573 pp.

Houze R., 1997: Stratiform precipitation in regions of convection: a meteorological paradox? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2179-2196

Kajikawa M., 1972: Measurement of falling velocity of individual snow crystals. *J. Meteor. Soc. Jap.*, **50**, 577-583.

Kepler J., 1611: *The Six-Cornered Snowflake*. Translated by L. L. Whyte, 1966. Oxford Univ. Press.

Landau L.D., E. Lifschitz, 1989 : *Physique statistique*, Edition MIR, Moscou.

Levi L., Achaval E.M., and Aufdermauer A.N., 1970: Crystal orientation in a wet growth hailstone. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 512-513

Mason B.J., 1971: *The physics of clouds*. 2nd edition, Oxford University Press, 481 pp.

Nakaya U., 1954: Snow crystals. Harvard University Press, Cambridge, 510 pp.

Pruppacher H. and Beard K.V, 1970: A wind tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 247-256

Pruppacher H. and J.D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. 2nd edition, Kluwer Academic Publishers, 954 pp.

Rogers R.R, M.K. Yau, 1989: *A short course in cloud physics*. 3rd edition, Pergamon Press, 293 pp.

Schaefer V.J., 1946: The production of ice crystals in a cloud of supercooled water droplets. *Science*, **104**, 457-459.

Thomson W., 1870: On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid. *Proc. Roy. Soc. Eding.*, **7**, 63-68.

Yuter S. and R.A. Houze, 1995: Three-dimensional kinematic and microphysical evolution of Florida cumulonimbus. Part III: Vertical mass transport, mass divergence, and synthesis. *Mon. Wea. Rew.*, **123**, 1964-1983.

2.

Introduction à la mesure radar

Uniquement utilisés pendant la seconde guerre mondiale pour la détection de cibles militaires (avions, bateaux, …), les *radars* (acronyme anglais de RAdio Detection and Ranging) ont depuis connu un fort développement technologique qui en fait aujourd'hui des instruments couramment utilisés, et quasi incontournables, pour l'observation et l'étude de cibles éloignées. Ainsi, en physique de l'atmosphère, ils constituent des outils d'investigation des nuages et des précipitations complémentaires des mesures in situ (ballons sondes, fusées, avions). Ces dernières sont des observations localisées dans le temps et l'espace à l'aide de capteurs envoyés à l'intérieur même du système étudié ; au contraire, les radars offrent l'avantage de pouvoir suivre quasi en *temps réel* l'*évolution tridimensionnelle* de *grands volumes*, avec une haute résolution spatiale, sans perturber physiquement la cible observée.

Selon le type du radar utilisé, différentes caractéristiques des nuages et des précipitations peuvent être mesurées. Les radars se distinguent tout d'abord par la fréquence de l'onde électromagnétique qu'ils émettent. Lors de mesures *multifréquences*, où plusieurs radars de fréquences différentes sont associés, il est possible d'isoler certaines propriétés des hydrométéores en utilisant la dépendance fréquentielle de l'interaction rayonnement matière. Par ailleurs, les radars capables de mesurer le changement de fréquence causé par le déplacement de la cible par rapport au radar (effet Doppler-Fizeau) permettent d'étudier la *dynamique* des systèmes précipitants. Signalons enfin l'utilisation de la polarisation des ondes dans la déduction de certaines propriétés *microphysiques* des hydrométéores (taille, forme, orientation, nature, …). Les radars *polarimétriques* qui émettent alternativement des ondes polarisées différemment donnent accès à ce genre d'informations et sont de plus en plus utilisés. On comprend donc aisément que l'association de plusieurs types de radars fournit un ensemble d'informations précieuses pour l'étude détaillée de l'atmosphère.

Nous proposons dans ce chapitre une présentation succincte du radar afin de donner quelques idées essentielles nécessaires à la compréhension de son fonctionnement. Nous insistons en particulier sur les ordres de grandeurs relatifs aux caractéristiques courantes des radars utilisés. Les considérations théoriques et technologiques beaucoup plus complexes sortent du cadre de cette thèse. La première partie concerne la localisation d'une cible : la nature du signal émis et le rôle de l'antenne du radar sont discutées, et la notion importante de volume de résolution est abordée. Deuxièmement, nous répondons à la question fondamentale de la nature de la mesure effectuée par un radar ; le lien entre cette mesure et les propriétés physiques de la cible observée est explicité. Troisièmement, nous

discutons brièvement du phénomène d'atténuation des ondes radar et de ses sources. Enfin, nous présentons différents types de mesures : multifréquences, dynamique et polarimétrique, en insistant sur le type d'informations que chacune permet spécifiquement de recueillir. Un accent est mis en particulier sur les radars polarimétriques car ils constituent une grande partie de ce travail de thèse.

I.- LOCALISATION D'UNE CIBLE PAR UN RADAR

I.1- Localisation radiale

a) Nature du signal électromagnétique émis par un radar

Dans le cadre de l'observation des hydrométéores, les radars émettent des ondes électromagnétiques dont la fréquence f_0 est *de l'ordre de l'unité à la centaine de gigahertz* (GHz) : des valeurs de 3, 5, 10, 35 ou encore 94 GHz sont des exemples courants. Traditionnellement, on désigne le domaine d'utilisation du radar par la bande de fréquences du spectre électromagnétique à laquelle la fréquence d'émission f_0 appartient. Ainsi, les radars émettant aux cinq fréquences précédentes sont dits en bande S, C, X, Ka et W respectivement. En terme de longueur d'onde λ_0, les ondes émises par les radars correspondent à un domaine s'étendant du millimètre au centimètre. En supposant que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère est égale à la constante d'Einstein c, approximée à 3.10^8 m.s^{-1}, on obtient comme longueurs d'onde : $\lambda_0 = c/f_0 \approx 10$; 5 ; 3 ; 0,86 et 0,32 cm respectivement.

Précisément, le mode d'émission des radars est un mode *pulsé* : ils émettent périodiquement, à la période T_r, un paquet d'ondes (ou pulse) de durée τ et de fréquence moyenne f_0. L'ensemble de ces pulses constitue le signal électromagnétique émis. La figure 1 représente un tel signal dans le cas simple de paquets d'ondes rectangulaires. Cet exemple n'est pas seulement académique, ou pédagogique, car un pulse, généralement gaussien, est toujours équivalent en *moyenne* à un pulse de forme rectangulaire[*]. Typiquement, la durée τ et la période T_r sont respectivement de l'ordre de 1 µs et de 1 ms. Par ailleurs, la puissance maximale $\mathcal{P}_m$ d'un pulse s'étend de 10 à 100 kW. Pour le signal électromagnétique de la figure 1, cela correspond à une puissance moyenne $\langle \mathcal{P} \rangle = \mathcal{P}_m (\tau / T_r)$; généralement, le rapport τ/T_r vaut environ 10^{-3}.

[*] Considérons un paquet d'onde de puissance $\mathcal{P}(t)$ de durée Δt. Pour une *même* énergie, ce paquet d'onde est équivalent, en *moyenne*, à un pulse de forme rectangulaire de durée τ et de puissance maximale $\mathcal{P}_m$:

$$\mathcal{P}_m \tau = \int_0^{\Delta t} \mathcal{P}(t) dt$$

Remarque : Il convient de ne pas confondre la moyenne temporelle $\mathcal{P}_m$ avec la moyenne d'ensemble $\langle \mathcal{P} \rangle$. La première est relative à un seul pulse alors que la seconde concerne la totalité du signal électromagnétique.

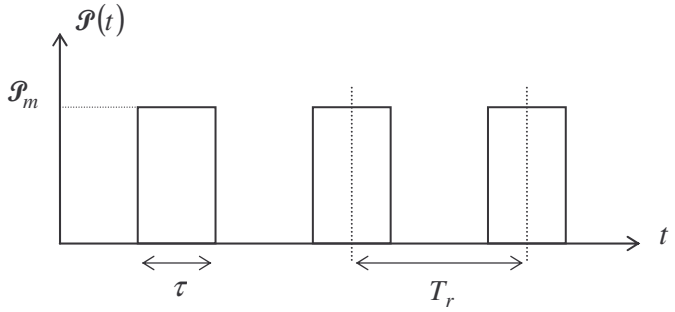


Fig. 1 : Schématisation d'un signal électromagnétique émis par un radar.

b) Localisation radiale d'une cible

Lorsqu'un pulse rencontre la cible à étudier, une partie de son énergie est réfléchie en direction du radar. La mesure de la durée Δt séparant l'émission du pulse de la réception de l'écho permet de remonter à la distance r de la cible :

$$r = c\frac{\Delta t}{2},$$

où le facteur 1/2 rend compte du trajet aller-retour. Afin de mesurer Δt sans ambiguïté, l'écho doit être reçu par le radar avant que celui-ci émette un deuxième pulse. Autrement dit, la durée Δt doit être inférieure à la période d'émission T_r : $\Delta t < T_r$. Un radar est donc caractérisé par une distance maximale d'observation $r_{\max}$, appelée *portée*, au-delà de laquelle on ne peut plus distinguer clairement deux pulses émis consécutivement :

$$r_{\max} = \frac{cT_r}{2}.$$

Ordre de grandeur : Pour T_r = 1 ms, on obtient $r_{\max}$ = 150 km.

c) Résolution radiale maximale Δr

La résolution *radiale* mesure la capacité d'un radar à distinguer deux cibles situées selon une même direction mais espacées d'une certaine distance. Elle dépend de la forme des pulses du signal électromagnétique. Pour une forme rectangulaire, la résolution radiale est *maximale* et égale la demi-longueur d'un pulse :

$$\Delta r = c\frac{\tau}{2}.$$

En effet, toutes les cibles situées sur un intervalle de distance Δr contribuent *ensemble* à l'écho reçu par le radar au *même* instant *t*. Elles sont donc vues par le radar comme une cible *unique* située à la distance *r* du radar.

Ordre de grandeur : Pour un pulse de durée 1 µs, Δr est égal à 150 m.

I.2- Localisation angulaire ; rôle de l'antenne et caractéristiques du faisceau radar

L'antenne d'un radar est un transducteur électromagnétique en ce sens où elle assure la conversion énergétique entre la propagation guidée d'un signal, à l'intérieur même des circuits du radar (guides d'ondes), et la propagation libre dans l'atmosphère. Sa fonction principale est de permettre une détermination la plus précise possible de la position angulaire d'une cible dans l'espace. Cela impose deux caractéristiques :

- en mode émission, elle doit concentrer l'énergie électromagnétique en un faisceau étroit centré autour d'une direction déterminée ;
- en mode réception, elle doit collecter un maximum de signal provenant de l'écho de la cible étudiée.

Ces propriétés sont traduites objectivement par les notions de *diagramme de rayonnement*, de *gain* et d'*ouverture effective*.

a) Diagramme de rayonnement et gain d'une antenne

Considérons un point *M* de l'espace, de coordonnées sphériques (r, θ, φ) dans un repère cartésien (*Oxyz*), et notons (*Ov*) la direction définit par l'axe d'une antenne située à l'origine des coordonnées. Désignons par θ_a et φ_a les angles déterminant dans (*Oxyz*) la direction (*Ov*) (Fig. 2).

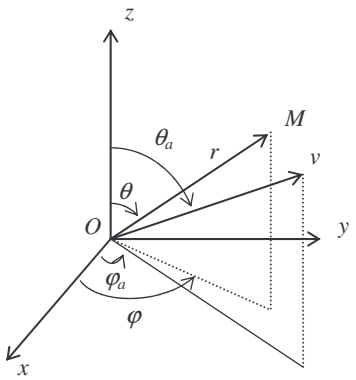


Fig. 2. Repérage spatial.

La distribution spatiale de l'énergie électromagnétique rayonnée par l'antenne est représentée par une fonction normalisée $F_n(\theta-\theta_a, \varphi-\varphi_a)=F_n(\theta,\varphi)$ appelée *diagramme de rayonnement*. Elle dépend de la taille et de la forme de l'antenne, ainsi que de son éclairement (l'électronique du radar et l'antenne sont liés par un cornet qui rayonne un champ électromagnétique éclairant l'antenne). Il existe plusieurs types d'antenne de formes différentes selon les applications ; dans ce chapitre où le contexte est relatif à l'observation de l'atmosphère, nous considérons le cas courant d'une antenne en forme de paraboloïde de révolution d'axe (*Ov*). Le diagramme de rayonnement possède donc lui aussi la même symétrie.

La figure 3 représente une telle fonction dans l'un des plans principaux de l'antenne. On constate la présence de plusieurs pics dont le plus intense, appelé *lobe principal* (main lobe), est centré selon la direction (*Ov*). Lorsque l'angle entre cette direction et celle du point *M* augmente, on observe la présence de lobes secondaires (side lobes) moins énergétiques.

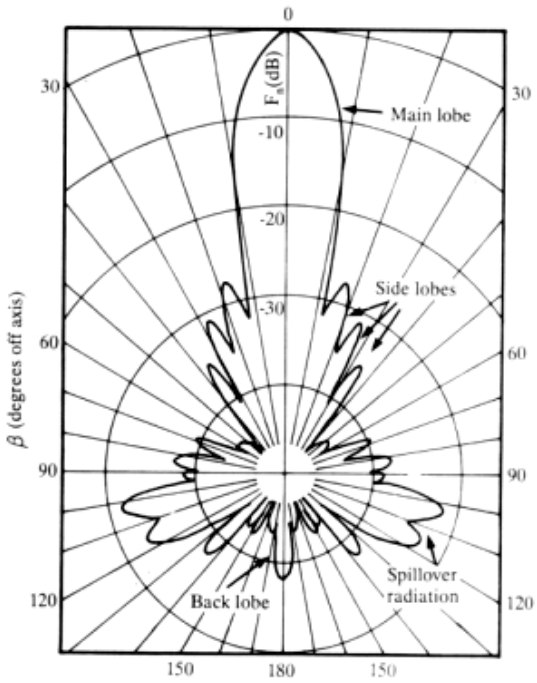


Fig.3- Représentation polaire d'un diagramme de rayonnement d'une antenne (d'après Sauvageot 1992, p 25).

Ainsi, l'intensité rayonnée par une antenne dans l'angle solide $d\Omega$, centré autour de la direction (θ,φ), dépend de son diagramme de rayonnement : elle est maximale le long de la direction (θ_a,φ_a). On appelle *gain* de l'antenne, noté G_0, le rapport de cette intensité maximale à l'intensité d'une antenne hypothétique isotrope émettant la *même* puissance :

$$G_0=\frac{I_{\max}}{I_{\text{iso}}}.$$

Selon la direction (θ, φ), il vient : $G(\theta,\varphi) = G_0 \; F_n(\theta,\varphi)$ ce qui donne la dépendance du gain, ou de l'intensité, hors de l'axe de l'antenne.

Remarques : (1) Le gain définit ici tend à privilégier le lobe principal du diagramme de rayonnement dans lequel la majorité de l'énergie est concentrée. Dans d'autres ouvrages, le gain est définit par la fonction $G(\theta,\varphi)$ bien que ce soit le lobe principal qui présente un intérêt pour l'observation de cibles atmosphériques.

(2) Certains auteurs définissent le gain de façon équivalente en considérant le rapport entre la puissance rayonnée par une antenne isotrope qui produirait un éclairement donné à une certaine distance et la puissance rayonnée par l'antenne réelle qui donne le même éclairement, à la même distance, dans la direction de l'axe de l'antenne. Ces deux définitions sont équivalentes dans le sens où elles effectuent une comparaison avec une hypothétique antenne isotrope. Leur différence réside cependant dans les notions d'intensité et d'éclairement qu'elles utilisent respectivement : la première favorise le point de vue de l'antenne à travers le concept d'intensité, alors que la seconde se place au point d'observation en considérant l'idée d'éclairement. Dire qu'une antenne a un gain de 10000 signifie, selon la première définition, qu'elle équivaut à une antenne isotrope qui serait 10000 fois plus intense que l'antenne réelle, alors que, selon la seconde définition, elle équivaut à une antenne isotrope qui serait 10000 fois plus éclairante.

(3) La notion de directivité est souvent introduite. Il s'agit du gain dans lequel on ne considère pas les pertes énergétiques de l'antenne. Si ces dernières sont représentées par le facteur η_e, appelé *rendement énergétique*, alors $G_0 = \eta_e D_0$.

b) Largeur de faisceau

Comme la partie utile du signal rayonné par une antenne est évidemment le lobe principal, le faisceau radar peut être modélisé par un cône dont l'axe s'identifie à celui de l'antenne et d'angle au sommet pris, par convention, à mi-puissance du faisceau (Fig. 4). En terme logarithmique, on parle pour le faisceau d'*ouverture* à 3 dB, elle se note $\theta_{3\text{dB}}$, et il s'y trouve 80 % de l'énergie totale rayonnée par l'antenne. Skolnik (1990) montre que $\theta_{3\text{dB}}$ est proportionnelle au diamètre de l'antenne D et à la longueur d'onde moyenne d'émission λ_0 selon :

$$\theta_{3\text{dB}} \propto \frac{\lambda_0}{D},$$

où la constante de proportionnalité est relative à la façon dont est éclairée l'antenne.

Ordre de grandeur : $\theta_{3\text{dB}}$ est de l'ordre de 0.1° pour les antennes les moins ouvertes à quelques unités de degrés (2°-3°).

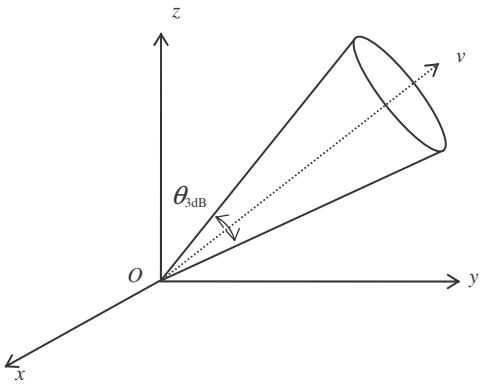


Fig. 4. Approximation d'un faisceau radar par un cône d'angle au sommet l'ouverture à 3 dB et d'axe celui de révolution de l'antenne (*Ov*).

c) Résolution angulaire

L'ouverture à 3 dB définit avec une bonne approximation la résolution *angulaire* (ou *transversale*) du radar, c'est-à-dire sa capacité à distinguer deux cibles situées à une même distance du radar mais dans des directions différentes. Elle dépend aussi de la distance de la cible au radar : plus la distance est grande, plus la surface éclairée par l'antenne est importante, donc moins la résolution angulaire est bonne.

d) Ouverture effective

Elle mesure la capacité d'une antenne à collecter l'énergie électromagnétique de l'écho issu d'une cible. Par définition, l'ouverture effective A_e est telle que la puissance électromagnétique reçue par l'antenne $\mathcal{P}_r$ est égale à l'éclairement $\acute{E}$ de cette antenne multipliée par son ouverture effective :

$$\mathcal{P}_r = \acute{E} A_e .$$

On peut montrer que $A_e = \dfrac{{\lambda_0}^2 G_0 F_n(\theta, \varphi)}{4\pi}$.

I.3- Volume de résolution $\mathcal{V}_r$ d'un radar

Il correspond au volume dont proviennent les signaux reçus par le radar au *même* instant. Chacun de ces signaux est issu de la réflexion par une cible contenue dans $\mathcal{V}_r$ d'une partie de l'énergie du signal radar émis. La *somme incohérente* de ces échos au niveau du radar constitue le signal réfléchi par $\mathcal{V}_r$ à l'instant *t*. Ainsi, $\mathcal{V}_r$ est assimilé à une source *ponctuelle* distante de *r* du radar.

Naturellement, on retrouve dans $\mathcal{V}_r$ la résolution radiale et la résolution angulaire. Une bonne approximation de $\mathcal{V}_r$ est donnée en considérant la largeur d'un faisceau radar conique ouvert à 3 dB et en approximant $\mathcal{V}_r$ à un cylindre de hauteur Δr et de section le disque fictif situé à la distance r (Fig. 5) :

$$\mathcal{V}_r \approx \frac{\pi r^2 \theta_{3dB}^2}{4} \frac{c\tau}{2}.$$

Ordre de grandeur : Si $\theta_{3dB} = 1°$ et $\tau = 1$ µs, $\mathcal{V}_r$ vaut environ 0.4 km^3 à 100 km.

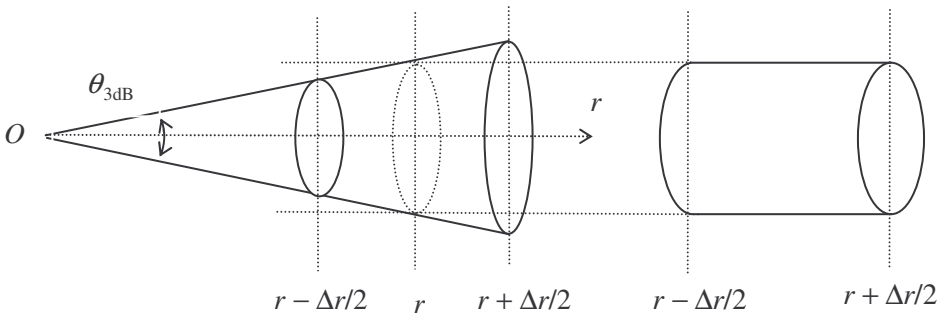


Fig. 5- Approximation du volume de résolution par un cylindre

II.- NATURE DE LA MESURE RADAR - LIENS AVEC LES PROPRIÉTÉS DE LA CIBLE

Un radar mesure précisément la puissance *moyenne* du signal réfléchi par $\mathcal{V}_r$ qui, dans le contexte de l'observation des nuages et des précipitations, est constituée d'un grand nombre d'hydrométéores de nature variée. Les propriétés physiques de $\mathcal{V}_r$ sont donc des *moyennes d'ensemble* sur les propriétés des hydrométéores. La relation entre ces moyennes et la puissance mesurée, connue sous le nom d'*équation radar* (Probert-Jones 1962) est établie dans cette deuxième partie. Considérons tout d'abord l'interaction d'une onde électromagnétique avec un seul hydrométéore.

II.1- Section efficace de rétro diffusion d'un hydrométéore

Lorsqu'une onde électromagnétique rencontre un hydrométéore elle met en mouvement l'ensemble de ses charges, qui, à leur tour, émettent un rayonnement dans tout l'espace : il y a *diffusion* de l'onde incidente. Le traitement rigoureux et complet de cette interaction se traite avec les équations fondamentales de l'électromagnétisme que sont les équations de Maxwell. Cependant, les hydrométéores ont généralement des dimensions inférieures ou égales à la longueur d'onde du rayonnement incident de sorte que l'interaction se décrit commodément en introduisant la notion macroscopique de *section efficace de diffusion* (σ). Par définition, σ est le rapport entre

l'intensité I_d du rayonnement diffusé par un hydrométéore dans une direction donnée à l'éclairement incident $\acute{E}_i$ de ce dernier (Landau and Lifchitz, 1989) :

$$\sigma = \frac{I_d}{\acute{E}_i}.$$

En l'occurrence, la direction privilégiée est celle passant par le radar et l'hydrométéore, d'où le terme de *rétro diffusion* particulièrement associé à σ. Cette grandeur, homogène à une surface, dépend de l'indice de réfraction, de la taille, de l'orientation du diffuseur dans l'espace et de sa forme. Comme ces caractéristiques géométriques sont inconnues, σ est ramenée au cas d'un diffuseur isotrope : $\sigma_{\text{iso}} = 4\pi\sigma$. En effet, pour un rayonnement isotrope, un diffuseur devrait avoir une section efficace de rétro diffusion 4π fois plus grande que le diffuseur réel pour produire le même flux énergétique puisque celui-ci serait réparti uniformément dans tout l'espace. Par la suite, nous n'écrirons pas σ_{iso} mais $\sigma/4\pi$ pour la section efficace effective, sous-entendant que σ est relatif à un hypothétique diffuseur isotrope.

II.2- Expression de la puissance reçue par une antenne

a) Expression générale

Considérons une antenne à l'origine *O* d'un système de coordonnées observant un volume de résolution $\mathcal{V}_r$, centré autour du point *M* de coordonnées sphériques (r, θ, φ), dont la densité (concentration volumique) d'hydrométéores est *uniforme*. L'éclairement $\acute{E}_i$ d'une surface élémentaire $d\mathcal{S}$ centrée sur *M* s'écrit avec les notations définies précédemment :

$$\acute{E}_i = \frac{G_0\, F_n(\theta,\varphi)}{r^2} I_{\text{iso}},$$

avec $I_{\text{iso}} = \frac{\mathcal{P}_e}{4\pi}$; $\mathcal{P}_e$ étant la puissance effectivement émise par l'antenne. L'intensité rétro diffusée I_r par le volume élémentaire $d\mathcal{V} = d\mathcal{S}\,dr = r^2 dr d\Omega$, où $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, est égale à la somme des intensités rétro diffusées par chacun des hydrométéores. Si $C(\sigma)d\sigma d\mathcal{V}$ désigne le nombre d'hydrométéores dans $d\mathcal{V}$ dont la section efficace de rétro diffusion est comprise entre σ et $\sigma + d\sigma$, il vient :

$$I_r = \frac{\acute{E}_i}{4\pi}\left(\int \sigma\, C(\sigma) d\sigma\right) d\mathcal{V} = \frac{G_0 F_n(\theta,\varphi)}{4\pi r^2}\mathcal{P}_e\left(\int \sigma\, C(\sigma) d\sigma\right) d\mathcal{V}\ .$$

Il en résulte que la puissance élémentaire $d\mathcal{P}_r$ reçue par l'antenne de la part du volume élémentaire $d\mathcal{V}$ est : $d\mathcal{P}_r = A_e \acute{E}$; où A_e est l'ouverture effective de l'antenne et $\acute{E} = \frac{I_r}{r^2}$ son éclairement. La

puissance reçue $\mathcal{P}_r$ de la part du volume de résolution $\mathcal{V}_r$ s'obtient alors en sommant toutes les contributions $d\mathcal{P}_r$ issues de tous les éléments de volume élémentaires $d\mathcal{V}$ constituant $\mathcal{V}_r$. Enfin, nous devons aussi tenir compte de l'atténuation du signal lors de sa propagation dans le milieu atmosphérique entre le radar et le point M ; en notant L (Losses = pertes en anglais) ce facteur homogène à l'inverse d'une longueur, il vient pour le trajet aller-retour :

$$\mathcal{P}_r = \int d\mathcal{P}_r = \frac{{\lambda_0}^2 {G_0}^2}{64\pi^3} L^2 \mathcal{P}_e \int_r^{r+h/2} \frac{dr}{r^2} \int F_n(\theta,\varphi)^2 \, d\Omega \int \sigma \, C(\sigma) d\sigma \, .$$

b) Forme approchée

L'expression précédente peut être simplifiée si l'on considère les approximations suivantes :

i) La distance de la cible au radar étant très supérieure à la longueur d'un pulse ($r >> h$), on a :

$$\int_r^{r+h/2} \frac{dr}{r^2} \approx \frac{h}{2r^2} \, .$$

ii) Il n'existe pas de relation théorique unique reliant pour une antenne quelconque l'intégrale relative à $F_n(\theta,\varphi)$ aux grandeurs expérimentales connues que sont l'ouverture à 3 dB et le gain. Dans notre contexte, les antennes sont couramment paraboloïdales, de section circulaire, et la distribution de l'énergie dans le lobe principal de $F_n(\theta,\varphi)$ satisfait une gaussienne. Il s'ensuit, avec une très bonne approximation :

$$\int F_n(\theta,\varphi) d\Omega \approx \frac{\pi \theta_{3\text{dB}}^2}{8\ln 2} \, .$$

Remarque : Si la section de l'antenne n'est pas de forme circulaire mais elliptique, il suffit de remplacer $\theta_{3\text{dB}}^2$ par le produit des ouvertures à 3 dB selon les deux axes principaux du lobe principal.

Ainsi, l'expression approchée de la puissance reçue par une antenne est :

$$\mathcal{P}_r = \int d\mathcal{P}_r = \frac{{\lambda_0}^2 {G_0}^2 h \theta_{3\text{dB}}^2}{1024\pi^2 \ln 2} \mathcal{P}_e \frac{1}{r^2} L^2 \int \sigma \, C(\sigma) d\sigma \, ,$$

ce que l'on peut écrire sous la forme synthétique :

$$\mathcal{P}_r = C_{\text{radar}} L^2 \frac{\eta}{r^2} \qquad \text{avec} \qquad \eta = \int \sigma \, C(\sigma) d\sigma \, ,$$

où :

- C_{radar} est une constante contenant les caractéristiques techniques du radar ;
- L traduit les propriétés atténuantes du milieu de propagation entre l'antenne et la cible ;

- η est une grandeur caractéristique du volume de résolution observé appelée *réflectivité*, en raison de son lien direct avec la puissance rétro diffusée. La concentration volumique $C(\sigma)$ des hydrométéores dans le volume de résolution $\mathcal{V}_r$, ainsi que leurs propriétés physiques, exprimées par σ, sont donc contenues dans η, dont l'expression mathématique exprime bien que les propriétés mesurées sont moyennées sur un ensemble d'hydrométéores.

Remarque : La puissance mesurée par le radar et *effectivement* disponible pour l'expérimentateur tient compte des pertes liées aux caractéristiques techniques de l'antenne et du radar. Aussi, $\mathcal{P}_r$ est multipliée par un facteur d'atténuation souvent noté L_r pour "Losses of receptor".

II.3. Expression de la réflectivité η sous l'approximation de Rayleigh

La réflectivité est une grandeur relative à la fréquence f_0 d'observation puisque σ décrit l'interaction d'une particule avec une onde électromagnétique. Le calcul de σ peut s'effectuer à l'aide de la théorie de Mie (Mie 1908) relative à des diffuseurs sphériques de diamètre D. Cependant, lorsque la norme $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ du vecteur d'onde de l'onde radar est suffisamment petite, la théorie de Mie se ramène à celle de Rayleigh (Rayleigh 1871). Précisément :

$$k_0 D << 1 \text{ implique que } \sigma = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6,$$

où $K = \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|$ est le facteur de Clausius-Mossoti (ε_r est la permittivité relative du diffuseur). Sous cette approximation, on parle de facteur de réflectivité ; il se définit par :

$$Z = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^6 \, N(D) dD$$

et s'exprime en $mm^6\ m^{-3}$ si D est en mm ; $D_{\min}$ et $D_{\max}$ désignant les diamètres extrêmes de la distribution $N(D)dD$ qui représente le nombre d'hydrométéores de diamètre compris entre D et $D + dD$ par unité de volume. La fonction $N(D)$ diffère de la fonction précédente $C(\sigma)$: en effet, puisque $N(D)dD = C(\sigma)d\sigma$, il vient $N(D) = C(\sigma)(d\sigma/dD)$. Comme les particules contenues dans $\mathcal{V}_r$ ne satisfont pas toujours l'approximation de Rayleigh et que leur état physique (donc ε_r) est inconnu, il est plus commode de se ramener à un facteur de réflectivité équivalent Z_e. Par définition, cette dernière s'identifie à la réflectivité d'une population d'hydrométéores *sphériques*, d'état *liquide*, satisfaisant l'approximation de Rayleigh et renvoyant un signal de même puissance que celui effectivement rétro diffusé :

$$Z_e = \frac{\eta}{2.8\,10^{-10}\ \lambda^4},$$

avec λ en cm. Comme Z_e varie sur plusieurs ordres de grandeur, l'unité logarithmique est plus adaptée (dBZ) :

$$Z_e = 10\log(Z_e)$$

Ordres de grandeur : Z_e peut s'étendre de –50 dBZ pour une population de gouttelettes nuageuses (Pujol et al. 2006a, Pujol et al. 2006b) jusqu'au-delà de 40 dBZ pour des très grosses gouttes de pluie et de la grêle (Pujol et al. 2005). Les cas où Z_e > 80 dBZ sont très rares et peuvent trahir la présence d'un obstacle (relief, bâtiment, pylône,…).

Remarque : Une propriété importante d'un radar est sa *sensibilité,* ou *puissance minimale mesurable* $\mathcal{P}_{min}$, qui traduit sa capacité à détecter de faibles signaux. Typiquement : $\mathcal{P}_{min} \sim 10^{-11}$ W $\approx 10^{-19}\mathcal{P}_e$ ($\mathcal{P}_e \sim 100$ kW). En l'occurrence $\mathcal{P}_{min}$ est limitée par le bruit Johnson (Johnson 1928) due à l'agitation thermique des électrons des circuits électriques du radar et décroît avec la distance (Sauvageot 1992).

II.4- Liens avec les propriétés physiques de la cible

La mesure de la réflectivité permet d'accéder à certaines caractéristiques physiques des nuages et des précipitations. Les plus courantes sont :

i) Le *taux de précipitation R* ou le flux de précipitation par unité de surface horizontale. Cette quantité de précipitation par unité de temps est exprimée en mm h^{-1}, c'est à dire en terme de hauteur d'eau (mm). En effet, la quantité de précipitation équivaut à un volume d'eau liquide égal au produit de la surface unité par une hauteur. La grandeur *R* caractérise ainsi l'intensité d'une pluie : celle-ci est qualifiée de faible si $R < 2{,}5$ mm, de modérée pour 2,5 mm< $R < 7{,}5$ mm et de forte au-delà de 7,5 mm (Glickman 2000). Par définition :

$$R = \frac{\pi}{6}\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 v(D) N(D) dD,$$

où $v(D)$ est la vitesse de chute d'un hydrométéore de diamètre D par rapport au référentiel terrestre (sol).

ii) Le *contenu en eau* (g m^{-3}) : pour un type d'hydrométéore donné, il s'agit de la masse de particules contenues dans une unité de volume. Par définition :

$$M = \frac{\pi}{6}\rho\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 N(D) dD,$$

où ρ est la masse volumique des particules considérées.

La comparaison de ces expressions mathématiques avec celle définissant le facteur de réflectivité Z montre naturellement que cette dernière peut être reliée à ces grandeurs physiques. L'un des travaux du physicien de l'atmosphère réside justement dans le lien entre les propriétés microphysiques des systèmes précipitants et la mesure radar. Plusieurs relations *empiriques* de la forme $Z = kX^p$, où k et p sont des coefficients, ont été établies pour diverses latitudes et saisons ainsi que pour différentes types de précipitations (convective, stratiforme) et d'hydrométéores (pluie, neige, grêle). La littérature regorge de telles relations (e.g. Sauvageot 1992, Doviak and Zrnić 1993) ; nous verrons ultérieurement un exemple de relation *Z-R* pour la pluie (*cf. chapitre 5*) ainsi que quelques lois *Z-M* relatives aux nuages d'eau liquide (*cf. chapitre 6*).

III.- ATTÉNUATION DES ONDES RADAR

Dans la section précédente, nous avons introduit de façon ad hoc dans l'équation radar un facteur L^2 pour représenter l'atténuation d'une micro-onde lors de sa propagation dans l'atmosphère. Nous proposons ici de clarifier la signification physique de ce facteur et de discuter brièvement des différentes sources d'atténuation que sont les gaz atmosphériques, les hydrométéores nuageux et les précipitations.

III.1- Expression de l'atténuation

L'atténuation d'une onde est causée par deux phénomènes lors de son interaction avec la matière : l'*absorption* où une partie de l'énergie électromagnétique est dissipée sous forme de chaleur et la *diffusion* ou une autre partie de l'énergie est répartie dans l'espace. Le calcul des sections efficaces d'absorption et de diffusion d'un hydrométéore, respectivement Q_a et Q_d, s'effectue par la théorie de Mie ou la théorie de Rayleigh. Dans ce dernier contexte, les expressions de Q_a et Q_d lors de l'interaction avec une particule de diamètre D, sont respectivement :

$$\begin{cases} Q_a = \dfrac{\pi^2}{\lambda} D^3 \,\mathrm{Im}(-K) \\ Q_d = \dfrac{2\pi^5}{3\lambda^4} |K|^2 D^6 \end{cases}$$

Pour un volume de résolution $\mathcal{V}_r$ à la distance r du radar, on définit l'atténuation a (par unité de longueur) par la relation :

$$a = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} (Q_a + Q_d) N(D) dD .$$

Ainsi, la puissance $\mathcal{P}_r$ effectivement reçue par le radar est reliée à celle $\mathcal{P}_0$ reçue en l'absence d'atténuation :

$$\mathcal{P}_r = \mathcal{P}_0 \exp\left(-2\int_0^r a(r)dr \right),$$

où le facteur 2 tient compte du trajet aller-retour. Le lien avec le facteur L est simple ; puisque $L = \mathcal{P}_r / \mathcal{P}_0$ et que

$10\log\left(\frac{\mathcal{P}_r}{\mathcal{P}_0}\right) \approx 4{,}343 \ln\left(\frac{\mathcal{P}_r}{\mathcal{P}_0}\right) = 4{,}343 \times (-2)\int_0^r a(r)dr$, il vient : $L = 10\text{^}\left(-0{,}1\int_0^r a(r)dr \right)$ si a est exprimé en dB par unité de longueur, autrement dit $4{,}343a = a(\text{dB})$. C'est cette unité qui sera désormais adoptée car plus adaptée pour le traitement en terme de facteur de réflectivité :

$$Z_m = Z - 2\int_0^r a(r)dr$$

où Z_m est le facteur de réflectivité *effectivement* mesuré et Z celui "vrai" ou non atténué de $\mathcal{V}_r$.

III.2- Sources d'atténuation

a) Gaz atmosphériques

La vapeur d'eau H_2O et le dioxygène O_2 sont les principaux gaz atténuants aux fréquences généralement utilisées par les radars. Ils présentent chacun des raies d'absorption caractéristiques centrées autour d'une fréquence moyenne correspondant à l'excitation de degrés de liberté rotationnels ; retenons les valeurs de 22 et 183 GHz pour H_20, et de 60 et 118 GHz pour O_2 (Van Vleck 1947a, b). Les raies d'absorption ont une largeur qui dépend des conditions de température et de pression : plus ces variables sont élevées, plus les raies sont élargies. Dans le premier cas, c'est l'agitation thermique des molécules qui provoque un élargissement des raies par effet Doppler ; dans le second, ce sont les collisions entre molécules qui causent un élargissement lorentzien. De nombreuses études détaillées ont été menées sur ce sujet comme par exemple Liebe (1985). Généralement, l'atténuation par les gaz atmosphériques est négligée, sauf pour l'observation à très hautes fréquences de cibles très éloignées (radars embarqués sur satellites).

b) Gouttelettes nuageuses et cristaux de glace

Le diamètre de ces hydrométéores étant suffisamment faible, le terme de diffusion Q_d (proportionnel à D^6) est négligeable devant celui d'absorption Q_a (proportionnel à D^3). En

conséquence, à température T fixée, l'atténuation par un nuage est *proportionnelle* à son contenu en eau M_c et *indépendante* de la distribution de gouttelettes ou de cristaux :

$$a_c = 0{,}4343\frac{6\pi}{\rho}\left(\frac{\mathrm{Im}(-K)}{\lambda}\right)M_c,$$

avec λ en cm, ρ en g cm^{-3}, M_c en g cm^{-3} et a_c en dB km^{-1}. La glace est nettement moins atténuante que l'eau liquide ; dans un nuage ce sont principalement les gouttelettes qui atténuent l'onde radar. Cette source d'atténuation n'est pas négligeable ; la littérature donne de façon éparse quelques exemples : dans un nuage à 0°C, de contenu en eau liquide de 1 g m^{-3}, une onde de 10 GHz se propageant sur 50 km est atténuée de 9 dB (Sauvageot 1992) ; cette même atténuation est obtenue pour une propagation sur 1 km à 94 GHz (Meneghini and Kozu 1990). Quelques ordres de grandeurs sont aussi donnés dans Doviak and Zrnić (1993) et dans Battan (1973). Nous verrons (*cf. chapitre 5*) que la prise en compte des nuages dans les mesures radar est capitale (Pujol et al. 2006a).

c) Précipitations

Les précipitations sont également une source d'atténuation non négligeable qui, contrairement à celle due aux nuages, est le sujet de nombreuses études. Plusieurs méthodes ont été développées pour corriger les mesures de l'atténuation due aux précipitations, particulièrement en ce qui concerne la pluie. Citons la méthode stéréo-radar, initialement proposée par Srivastava and Jameson (1978), qui est basée sur des observations stéréoscopiques, c'est à dire des observations non colinéaires d'un même point à une même fréquence. Le traitement mathématique des deux champs mesurés Z_m permet d'obtenir celui de a et, par conséquent, celui de Z. Cette méthode fut développée pour l'observation des cellules de pluie par des radars aéroportés (Testud and Amayenc 1989) et au sol (Srivastava and Tian 1996). Elle fut ensuite mise en pratique pour l'estimation de taux de précipitations par des radars aéroportés en bande X (Testud and Amayenc 1989, Oury et al. 1998). Une autre méthode consiste à comparer la réflectivité d'une surface de référence (sol ou océan) en présence et en l'absence de précipitation; la différence entre les deux mesures est alors attribuée à l'atténuation subit par l'onde entre le sol et le radar. Ce procédé est particulièrement utilisé par les satellites (Meneghini and Kozu 1990, Meneghini et al. 2000). Enfin, la combinaison de plusieurs radars de fréquences différentes est également une technique fructueuse (*cf. IV.1*).

IV.- MESURES MULTIFRÉQUENCES, DYNAMIQUES ET POLARIMÉTRIQUES

IV.1- Mesures multifréquences

La dépendance en fréquence de σ (donc de η) et de a permet, si l'on associe plusieurs radars de fréquences différentes, d'isoler certaines caractéristiques des nuages et des précipitations. Par

exemple, l'utilisation de deux fréquences fut initialement proposé par Eccles and Mueller (1971) pour étudier l'atténuation des ondes radars causée par la pluie, l'idée consistant à comparer deux champs de réflectivité : l'un (la référence) obtenu avec une onde de fréquence peu atténuée, l'autre avec la fréquence atténuée. Elle fut aussi utilisée pour identifier l'eau surfondue dans les nuages mixtes (Gosset and Sauvageot 1992), pour la détection de la grêle (Féral et al. 2003) et pour déterminer la taille des cristaux de glace des cirrus (Hogan et al. 2000). Le problème des méthodes utilisant deux radars réside principalement dans la présence d'effets non Rayleigh (effet de Mie) qui s'additionnent aux termes d'atténuation et rendent impossible leur identification. Récemment, Gaussiat et al. (2003) a montré que les effets de Mie pouvaient être isolés en combinant trois radars fonctionnant à des fréquences différentes.

IV.2- Mesures dynamiques

Ces mesures donnent accès au champ de vitesse des masses d'air, c'est-à-dire au vent. Imaginons une masse d'air de masse *constante* comme cible et assimilons la au point M déjà considéré. Sa vitesse se mesure à partir de l'effet Doppler-Fizeau : en l'occurrence, le changement de fréquence Δf d'une onde électromagnétique, de fréquence f_0, lorsque la masse d'air et le radar sont en mouvement relatif. Si $\mathbf{v}$ désigne la vitesse du point M par rapport au radar, c'est précisément la vitesse radiale v_r (i.e. la projection de $\mathbf{v}$ selon la direction de visée) que l'on mesure. Une composition des vitesses entre le référentiel lié à M et celui lié au radar donne aisément, puisque $v_r \ll c$:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{2v_r}{c}.$$

Ainsi, si $\Delta f > 0$ la cible se rapproche du radar (décalage vers les hautes fréquences) alors que si $\Delta f < 0$ elle s'en éloigne (décalage vers les basses fréquences). Dans le repère $(Oxyz)$ dont la base est $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$, $\mathbf{v}$ se décompose selon :

$$\mathbf{v} = v_r\left(\sin\theta\cos\varphi\,\mathbf{e}_x + \sin\theta\sin\varphi\,\mathbf{e}_y + \cos\theta\,\mathbf{e}_z\right).$$

Ainsi la détermination des composantes horizontales de $\mathbf{v}$ dans le repère cartésien peut s'effectuer à partir de deux mesures faites selon deux directions de visée différentes. La vitesse verticale est ensuite déduite de l'équation de conservation de la masse, écrite sous forme locale :

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho v_z}{\partial z} = 0,$$

avec ρ la masse volumique de l'air. Lors de la restitution du vent, c'est la résolution de cette équation qui est délicate, en raison de la nécessité d'avoir des conditions aux limites correctes, particulièrement en présence d'un terrain orographique. Actuellement, la méthode la plus achevée pour la restitution, en temps réel, des champs de vent est la méthode développée par Chong et al. (2000) : RAMDAM (Real-Time and Automated Multiple Doppler Analysis Method). Elle est basée sur deux opérations :

- une première estimation des composantes de **v**, en appliquant une méthode variationnelle globale sur le champ de vitesse (MUSCAT, Chong and Cosma 2000);
- une détermination variationnelle plus précise de la vitesse verticale basée sur une correction de la divergence du champ horizontal estimé par MUSCAT. Cela nécessite une meilleure prise en compte des mouvements induits par les reliefs au niveau du sol (Georgis et al. 2000).

Cette méthode a été mise en pratique durant l'expérience MAP (Mesoscale Alpine Program) en 1999.

Remarques : (1) Soulignons que ces mesures ne peuvent s'effectuer que s'il existe un signal réfléchit en direction du radar. Les masses d'air considérées contiennent donc un grand nombre d'hydrométéores qui ont une certaine vitesse $\mathbf{v}_h$ par rapport au radar. Il en résulte que la vitesse que l'on mesure est, non pas **v**, mais $\mathbf{v'} = \mathbf{v}+\mathbf{v}_h$. En particulier, la seule composante de $\mathbf{v}_h$ qui n'est pas négligeable est la vitesse limite de chute moyenne dans le champ de pesanteur v_l des hydrométéores. Ainsi, selon la verticale, nous avons $v_z' = v_z + v_l$, alors que selon le plan horizontal $v_x' \approx v_x$ et $v_y' \approx v_y$.

(2) En raison du mode pulsé de l'émission, un échantillonnage de fréquence f_r (période T_r) s'introduit naturellement lors des mesures de vitesses. Aussi existe-t-il, selon le théorème de Shannon-Nyquist, un décalage maximum de fréquence mesurable ($\Delta f = f_r/2$) et, par conséquent, une vitesse maximale déterminée sans ambiguïté. Cette vitesse appelée *vitesse de Nyquist* s'écrit :

$$v_N = f_r \frac{c}{4 f_0} = f_r \frac{\lambda_0}{4}.$$

L'utilisation de deux fréquences $f_{r,1}$ et $f_{r,2}$ telle que $f_{r,1} - f_{r,2} \sim 100$ Hz permet de supprimer les ambiguïtés de mesures dynamiques sur des intervalles de vitesses plusieurs fois égaux à l'intervalle non ambigu de la plus haute fréquence f_r (Sauvageot 1992) : c'est la technique du double PRF (Pulse Repetition Frequency en anglais).

III.3- Mesures polarimétriques

Le caractère vectoriel des ondes électromagnétiques, ou *polarisation*, permet d'étudier en détail le contenu microphysique des nuages et des précipitations. En effet, σ est fonction de la géométrie des hydrométéores (forme, taille et orientation spatiale) par rapport à la direction du champ électrique **E** de l'onde électromagnétique (Bringi and Chandrasekar 2001). Cette thèse porte en partie sur des données obtenues avec le radar polarimétrique américain SPOL qui fonctionne, en alternance, selon deux modes de polarisation *linéaire*. A partir des réflectivités mesurées pour chaque mode, quatre grandeurs polarimétriques ont été construites pour étudier précisément l'évolution microphysique d'un système précipitant en région alpines (Pujol et al. 2005). L'annexe B de cet article leur est consacrée ; ici elles sont brièvement présentées dans les paragraphes suivants. La déduction du contenu particulaire d'une cible à partir de ces grandeurs sera vue ultérieurement (*cf. chapitre 3*).

a) Réflectivité différentielle ZDR et taux de dépolarisation linéaire LDR

On appelle *réflectivité différentielle ZDR* le rapport, exprimé en dB :

$$ZDR = 10\log\left(\frac{Z_h}{Z_v}\right),$$

avec Z_h et Z_v les réflectivités associées à une polarisation horizontale et verticale respectivement (Fig. 6). Pour des particules sphériques (gouttelettes, grêle) ou qui ne montrent pas pendant leur chute de direction préférentielle (cristal de glace, neige), $ZDR \approx 0$. Au contraire, la forme oblate des gouttes de pluie cause une diffusion anisotrope de l'onde incidente : *ZDR* est positive et d'autant plus grande que les gouttes sont grosses, donc aplaties. C'est ainsi une grandeur qui informe sur la taille et la forme moyenne des hydrométéores et qui peut s'utiliser pour distinguer l'état solide de l'état liquide.

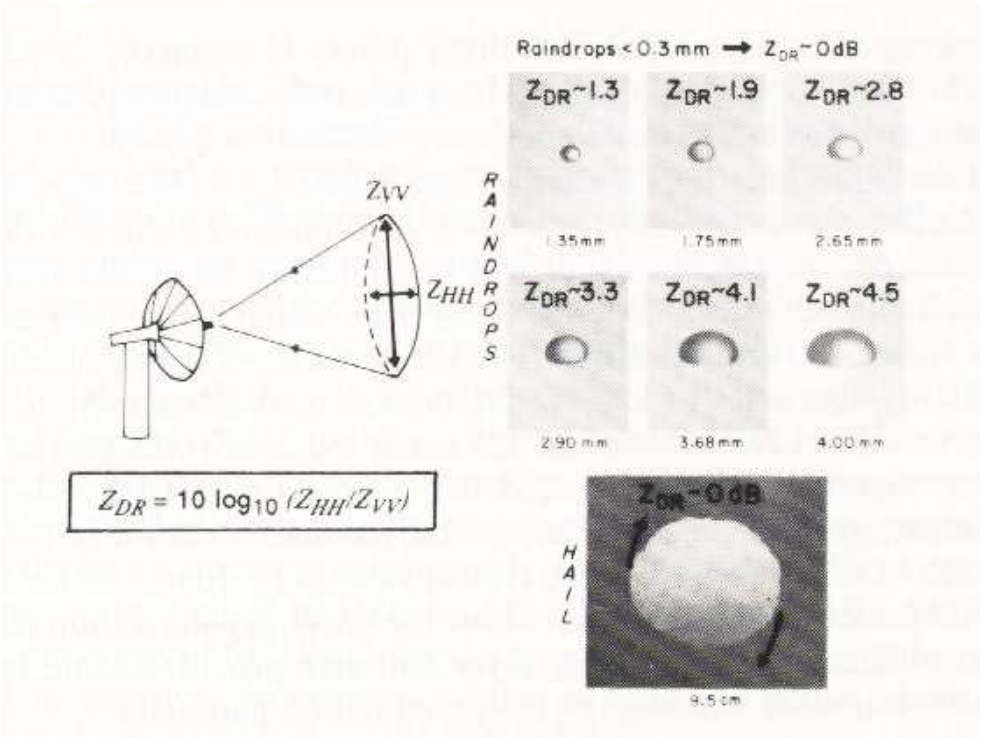


Fig. 6- Réflectivité différentielle *ZDR* (d'après Houze 1993)

On appelle *taux de dépolarisation linéaire* le rapport (en dB) :

$$LDR = 10\log\left(\frac{Z_{hv}}{Z_{hh}}\right),$$

où relativement à *Z*, le premier indice fait référence à la polarisation de l'onde émise et le second à celle de l'onde reçue. Cette grandeur quantifie la dépolarisation de l'onde incidente qui se produit lorsque les hydrométéores sont dissymétriques et/ou que leurs axes horizontal et vertical ne sont pas principaux. *LDR* renseigne notamment sur la forme et l'orientation spatiale des diffuseurs.

Remarque : Ces grandeurs sont sensibles à l'état sec ou humide d'une particule. Pour une même géométrie, un diffuseur glacé recouvert d'un film d'eau liquide est caractérisé par des valeurs de *ZDR* et *LDR* plus grandes que s'il était sec : en effet, il est perçu par un radar comme une goutte d'eau.

b) Phase différentielle spécifique KDP

Elle caractérise le milieu entre le radar et la cible. *KDP* est le taux de variation, le long du chemin optique radar-diffuseur, du déphasage ϕ entre les ondes polarisées horizontalement et verticalement :

$$KDP = \frac{d\phi(r)}{dr} \quad \text{avec} \quad \phi = \varphi_h(r) - \varphi_v(r),$$

avec φ_h et φ_v les phases respectives de ces ondes.

c) Facteur de corrélation ρ_{hv}

Il traduit statistiquement la richesse microphysique de la cible : plus la diversité en taille, forme, orientation, nature et type d'hydrométéores est importante, plus ce facteur est petit.

BIBLIOGRAPHIE

Battan L.J., 1973: *Radar observations of the atmosphere*. University Chicago Press, 323 pp.

Bringi V.N. and V. Chandrasekar, 2001: *Polarimetric Doppler weather radar. Principles and applications.* Cambridge Unversity Press (United Kingdom), 636 p.

Chong M., J-F. Georgis, S.R. Brodzik, O. Bousquet, C. Burghart, S. Cosma, U. Germann, V. Gouget, R.A.Jr. Houze, C.N. James, S. Prieur, R. Rotunno, F. Roux, J. Vivekanandan, and Z-X. Zeng, 2000: Real-time wind synthesis from Doppler radar observations during the Mesoscale Alpine Program. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **81**, 2953-2962.

Chong M. and S. Cosma, 2000: A formulation of the continuity equation of MUSCAT for either flat or complex terrain. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 1556-1564.

Doviak J.R. and D. Zrnic, 1993: *Doppler radar and weather observations*. 2nd edition, Academic Press, 562 pp.

Eccles P.J. and E.A. Mueller, 1971: X-band attenuation and liquid water content estimation by dual-wavelength radar. *J. Appl. Meteor.*, **10**, 1252-1259.

Féral L., H. Sauvageot, and S. Soula, 2003: Hail detection using S-band and C-band radar reflectivity difference. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 233-248.

Gaussiat N., H. Sauvageot, and A.J. Illingworth, 2003: Cloud liquid water and ice content retrieval by multi wavelength radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 1264-1275.

Georgis J-F., F. Roux, and P.H. Hildebrand, 2000: Observation of precipitating systems over complex orography with meteorological Doppler radars: a feasibility study. *Meteor. Atmos. Phys.*, **72**, 185-202.

Glickman T.S., 2000: *Glossary of meteorology*, AM. Meteor. Soc., Boston.

Gosset M. and H. Sauvageot, 1992: A dual wavelength radar method for ice-water characterization in mixed phase clouds. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **9**, 538-547.

Hogan R.J., A. Illingworth, and H. Sauvageot, 2000: Measuring crystal size in cirrus using 35 and 94 GHz radars. *J. Atmos. Oceaninc Technol.*, **17**, 27-37.

Johnson J.B, 1928: Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.*, **32**, 97-109.

Landau L. and E. Lifchitz, 1989: *Théorie des champs*, 4ème édition, Mir Moscou, 519 p.

Liebe H., 1985: An updated model for millimeter wave propagation in moist air. *Radio Sci.*, **20**, 5, 1069-1089.

Meneghini R. and T. Kozu, 1990: *Spaceborne weather radar*. Artech House, 199 pp.

Meneghini R., T. Iguchi, T. Kozu, L. Liao, K. Okamoto, J.A. Jones, and J. Kwiatkowski, 2000: Use of the surface reference technique for path attenuation estimates from the TRMM precipitation radar. *J. Appl Meteor.* **39**, 2053-2070.

Mie G., 1908: Beiträge zur Optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Ann. Phys*, **25**, 377-445.

Oury S., J. Testud, and V. Marécal, 1998: Estimate of precipitation from the dual beam airborne radar in TOGA-COARE. Part 1: The K-Z relationships derived from stereo and quad beam analysis. *J. Appl. Meteor.*, **38**, 156-174.

Probert-Jones J.R., 1962: The radar equation in meteorology. *Quart. J. Roy. Soc. Meteor. Soc.*, **80**, 485-495.

Pujol O., J-F. Georgis, M. Chong, and F. Roux, 2005: *Dynamics and microphysics of orographic precipitation during MAP IOP3*. QJRMS, **131**, 2795-2819.

Pujol O., J-F. Georgis, L. Féral, and H. Sauvageot, 2006a: Degradation of radar reflectivity by cloud attenuation at microwave frequency. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, in press.

Pujol O., J-F. Georgis, and H. Sauvageot, 2006b: Simulation of *Z-M* relationships in warm clouds. *Submitted to J. Appl. Meteor.*

Lord Rayleigh, 1871: On the light from the sky, its polarization and colour *Phil Mag.* **41**, 107-120

Sauvageot H., 1992: *Radar Meteorology*, Artech House, 366 pp.

Skolnik M., 1990: *Radar Handbook* 2nd edition, Mac Graw Hill 1200 pp.

Srivastava R.C. and J. Jameson, 1978: Radar detection of hail. *Amer. Meteor. Soc. Monos.*, **38**, 269-277.

Srivastava R.C. and L. Tian, 1996: Measurement of attenuation by a dual-radar method: concept and error analyses. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 937-947.

Testud J. and P. Amayenc, 1989: Stereoradar meteorology: a promising technique for observation of precipitation from a mobile platform. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **6**, 89-108.

Van Vleck J.H., 1947a: Absorption of microwaves by oxygen. *Phys Rev.*, **71**, 413-424.

Van Vleck J.H., 1947b: The absorption of microwaves by uncondensed water vapor. *Phys Rev.*, **71**, 425-433.

3.

Dynamique et microphysique de précipitations orographiques. Cas de la POI3 de la campagne MAP

On présente ici l'objectif scientifique et les résultats principaux de l'article suivant :

O. Pujol, J.-F. Georgis, M. Chong, and F. Roux, 2005: *Dynamics and microphysics of orographic precipitation during MAP IOP3*. QJRMS, 131, n°611A, 2795-2819.

Il sera désigné, par la suite, d'une manière abrégée, A1. Il suit immédiatement cette présentation.

Par ailleurs, une version simplifiée de A1 a fait l'objet d'une communication avec acte :

O. Pujol, J.-F. Georgis, M. Chong, and F. Roux, 2004: *Three dimensional kinematic and microphysical evolution of MAP IOP3B orographic precipitation*. 14th International conference on clouds and precipitation, Proceedings 3, 1837–1840.

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE

Les Alpes (800 km d'ouest en est, 200 à 300 km du sud au nord, 3 à 5 km d'altitude) subissent très souvent en automne de fortes pluies pouvant conduire à des inondations. Cette climatologie particulière correspond généralement à la présence à l'ouest, dans l'Atlantique Nord, d'une perturbation qui engendre un flux d'air de sud-ouest. À son passage au dessus de la Méditerranée, chaude à la fin de l'été et en automne, cet air s'enrichit en humidité que les reliefs alpins peuvent transformer, par soulèvement orographique, en systèmes stratiformes et/ou convectifs précipitants intenses. Les inondations de Vaison-La-Romaine en septembre 1992, de la région Piedmontaise au nord du golfe de Gênes en novembre 1994 (Lionetti 1996) et en octobre 2000 (Gabella and Mantonvani 2001) sont trois exemples concrets de cette météorologie saisonnière souvent dévastatrice dans le sud-est français et le nord de l'Italie. Il est donc important pour des raisons économiques, humaines et scientifiques de bien comprendre l'influence des montagnes sur les précipitations, en vue, notamment, d'une meilleure prévision de ces phénomènes intenses. L'expérience internationale MAP (Mesoscale Alpine Program) a justement été conduite (7 septembre-15 novembre 1999) dans le but de mieux comprendre les effets de l'orographie sur les phénomènes atmosphériques, en particulier les processus microphysiques de croissance des précipitations. Afin de réaliser une investigation complète, MAP a été découpée en dix-sept périodes d'observations intensives (POI) durant lesquelles toute la richesse du matériel disponible a été utilisée : radiosondages, appareils de mesure de champ électrique, pluviomètres, lidars, sodars, radars sol et aéroportés, capteurs, ...

Le but de ce papier A1 est d'étudier l'évolution dynamique et microphysique de systèmes précipitants orographiques, à l'aide des données de radars Doppler et polarimétrique obtenues pendant la POI3 (24–26 septembre). La région des Alpes considérée est celle du Lac Majeur, au nord-ouest de Milan (Italie), à la frontière Italo Helvétique, car elle est statistiquement caractérisée en automne par un maximum de précipitations (Frei and Schaer 1998). Par ailleurs, les comptes-rendus de MAP indiquent une accumulation des précipitations atteignant 400 mm pendant la POI3. En comparaison, la POI2B (19-21 septembre), qui a fait l'objet de nombreuses études en raison d'intenses précipitations, est caractérisée localement par un cumul des précipitations de 200 mm !

Dans A1, nous identifions les processus physiques et microphysiques impliqués dans la formation et le développement des précipitations intenses ainsi que les conditions favorables (environnementale, thermodynamique, orographique…) à leur déclenchement. Deux types de mécanismes microphysiques, non exclusifs, sont généralement distingués (*cf. chapitre 1*) : ceux *stratiformes* dans des zones de très faibles ascendances où la croissance des hydrométéores est limitée, et ceux, *convectifs*, qui sont plus efficaces dans la formation des précipitations en raison des fortes ascendances maintenant en l'air les hydrométéores. Durant MAP, un exemple de précipitations stratiformes est donné par la POI8 (19–21 octobre), alors que la POI2B et la POI3 montrent des précipitations convectives intenses. Dans un contexte orographique, la question qui émerge naturellement est de savoir comment, pour des conditions synoptiques et thermodynamiques déterminées, les montagnes et leur environnement peuvent favoriser ces différents processus convectifs.

L'originalité du travail réalisé et détaillé dans A1, tient à l'étude spatio-temporelle (4D) de la cinématique et de la microphysique des précipitations orographiques. Les données radar, dynamiques et polarimétriques, de haute résolution spatiale et temporelle, collectées durant la POI3, ont permis d'éclaircir les processus microphysiques impliqués dans la formation des précipitations intenses en région montagneuse.

II.- MÉTÉOROLOGIE DU 25 SEPTEMBRE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

I.1- Situation synoptique

Le 25 septembre, à 12h00 TUC (Temps Universel Coordonné), une dépression au nord de l'Écosse se déplaçant vers l'est et associée à un thalweg étendu jusqu'au Maroc favorisa un flux de sud-ouest au dessus de l'Espagne, de la Méditerranée, du sud-est français et du nord de l'Italie (Fig. 1). À son passage au dessus de la Méditerranée, chaude à cette période de l'année, l'air s'enrichit fortement en vapeur d'eau, laissant prévoir des précipitations intenses à l'approche des reliefs, au sud

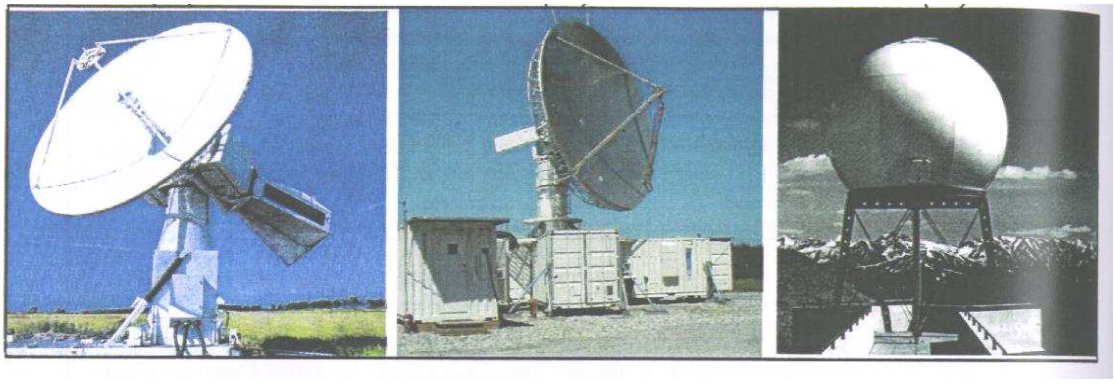
des Alpes. Les comptes-rendus de la POI3 indiquent, effectivement, des précipitations intenses dans l'après midi avec, notamment, une période très active vers 17h00 TUC. À titre d'illustration, l'image infrarouge du satellite Météosat à 18h00* TUC (Fig. 3) montre un système précipitant étendu du nord marocain à la Russie et passant au dessus de l'Espagne, de la France et de l'Italie du Nord.

I.2- Thermodynamique de la masse d'air

Le radiosondage de Milan à 12h00 TUC (Fig. 4), supposé suffisamment représentatif des conditions thermodynamiques environnantes, indique un air chaud et très humide en basse couche : l'humidité relative augmente de 70% au sol (1000 hPa) à 100% à 600 hPa, la température en surface est de 20°C et l'isotherme 0°C se situe à environ 630 hPa. En outre, il montre une atmosphère caractérisée par une instabilité convective ; les montagnes sont donc susceptibles de fournir le "coup de pouce" nécessaire à des développements convectifs.

I.3- Dispositif expérimental

Les données analysées sont celles recueillies le 25 septembre en fin d'après-midi (16h00–20h30 TUC), par trois radars Doppler observant particulièrement le lac Majeur (Fig. 5): le radar français RONSARD, le radar suisse MONTE-LEMA et le radar américain SPOL (*cf. photo*). Les caractéristiques principales de ces radars se trouvent résumées dans l'annexe 1 de A1.



RONSARD SPOL MONTE–LEMA

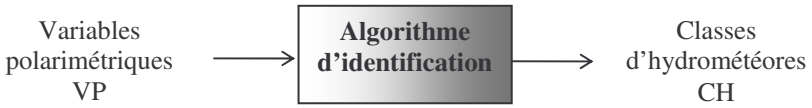
* Une séquence d'images infrarouge du satellite Météosat est disponible toutes les demies-heures à l'adresse Internet http://www.map.ethz.ch. On peut y suivre le déplacement d'ouest en est des précipitations accompagnant le système dépressionnaire précédemment décrit.

L'ensemble de ces données permet la détermination :

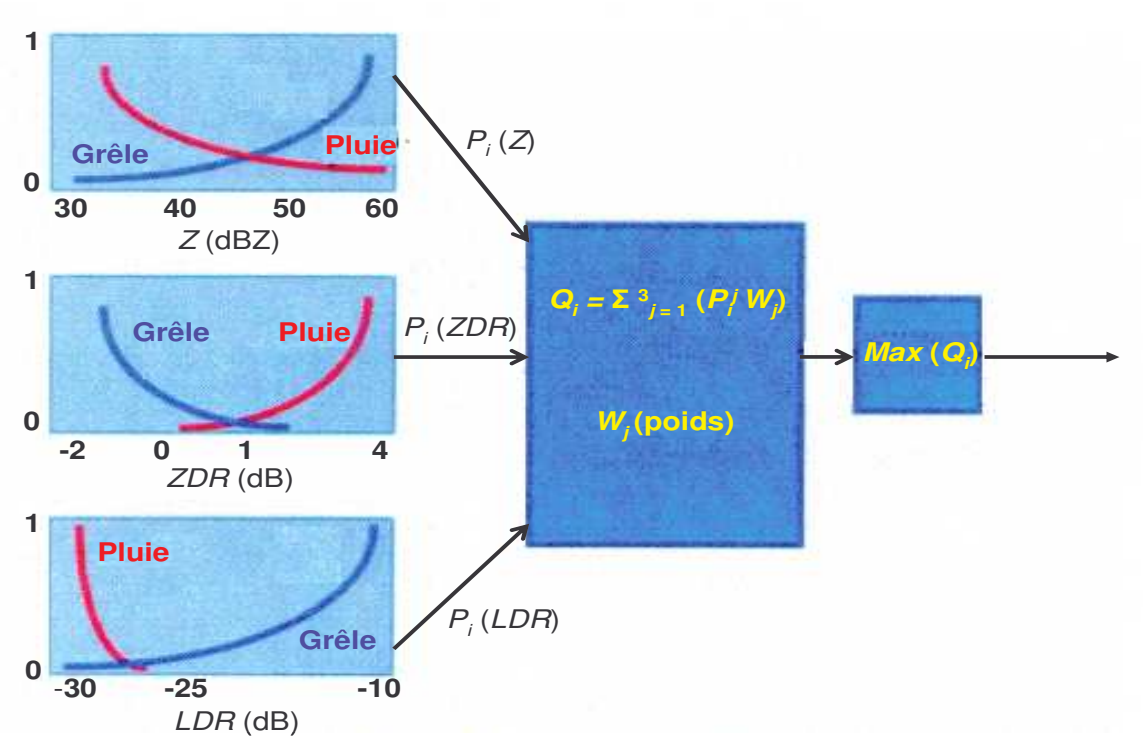
- du champ 3D de vent à partir de la méthode RAMDAM dont le principe est rappelé au chapitre 2;
- du contenu microphysique du système à partir des données polarimétriques du radar SPOL. Ce dernier permet en effet la mesure de quelques variables polarimétriques : Z_h, *ZDR*, *LDR*, *KDP* et ρ_{hv} (ci-après désignées par l'abréviation VP), dont la signification est explicitée en annexe 2 de A1 ainsi qu'au chapitre 2.

III.- ANALYSE DE DONNÉES POLARIMÉTRIQUES–PRINCIPE DE LA LOGIQUE FLOUE

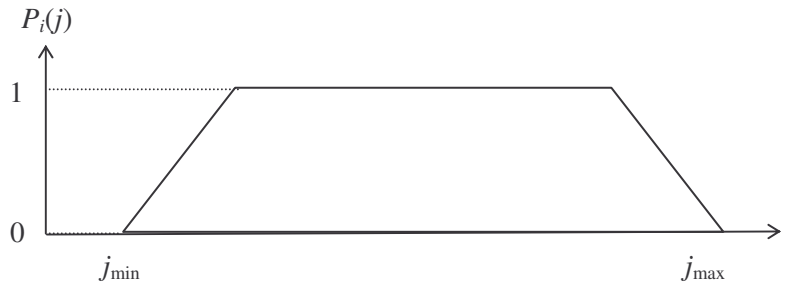
La détermination du contenu particulaire d'un système précipitant, passe par un algorithme *d'identification* ou de *classification* des hydrométéores, c'est-à-dire par l'association d'un *type* ou d'une *classe* d'hydrométéores (CH) à un ensemble de valeurs des VP ; schématiquement :



Plusieurs méthodes d'identification existent dont la logique Booléenne qui est simple mais qui donne une réponse mutuellement exclusive. Ici, comme le volume nuageux observé contient un mélange de différents hydrométéores, la *logique floue* est une technique particulièrement adaptée. Son principe est expliqué sur l'exemple simple représenté par le schéma suivant (Vivekanandan *et al*. 1999) qui considère trois VP (Z_h, *ZDR*, *LDR*) et deux CH (pluie, grêle).



Pour chaque CH ($i = 1, 2$), on associe une *fonction d'appartenance* $P_i(j)$ dépendante d'une variable polarimétrique j. Considérons, par exemple, la grandeur *ZDR* et de la pluie : $P_{\text{pluie}}(ZDR)$ indique la probabilité de trouver de la pluie pour une valeur particulière de *ZDR*. Ainsi, pour *ZDR* compris entre 0 et 4 dB, $P_{\text{pluie}}(ZDR)$ varie de 0 à 1. Avec trois VP et deux CH, il faut six fonctions de probabilité. Généralement, les fonctions $P_i(j)$ sont obtenues à partir d'observations et d'études numériques ; elles présentent, usuellement, une forme en trapèze dont la hauteur est unité et la base définit l'intervalle de valeurs $[j_{\min} ; j_{\max}]$ que peut prendre une VP pour une CH donnée.



Forme usuelle en trapèze des fonctions d'appartenance $P_i(j)$. La hauteur est unité et la base correspond à l'intervalle de valeurs $[j_{\min} ; j_{\max}]$ que peut prendre la VP, j, pour la CH, i, donnée.

Dans une deuxième étape, chacune des fonctions de probabilité est multipliée par un facteur de poids W_j dont la valeur est attribuée sur des critères expérimentaux et subjectifs (pertinence de la variable j

considérée, précision de sa mesure). Enfin, pour chaque CH, *i*, on réalise la somme de ces fonctions pondérées pour obtenir un unique paramètre $Q_i = \sum_j W_j P_i(j)$. Il vient ainsi :

$$\text{pour la pluie } Q_{\text{pluie}} = W_{Z_h} P_{\text{pluie}}(Z_{\text{h}}) + W_{ZDR} P_{\text{pluie}}(ZDR) + W_{LDR} P_{\text{pluie}}(LDR)$$

et

$$\text{pour la grêle } Q_{\text{grêle}} = W_{Z_h} P_{\text{grêle}}(Z_{\text{h}}) + W_{ZDR} P_{\text{grêle}}(ZDR) + W_{LDR} P_{\text{grêle}}(LDR) .$$

La CH, *i*, correspondante au paramètre Q_i le plus important est alors le résultat de la procédure d'identification : si Q_{pluie} est supérieur à $Q_{\text{grêle}}$, la pluie est la classe la plus probable dans le volume observé compte tenu des mesures polarimétriques, sinon c'est la grêle qui est prépondérante.

Remarque : Outre les VP mesurées, les algorithmes de classification utilisent aussi les profils de température, *T*, qui indiquent notamment l'altitude de l'isotherme 0°C. Sa connaissance permet d'éviter certaines aberrations comme la présence de phases solides pures à des températures positives. Il est cependant nécessaire de supposer, implicitement, que le profil de température, donné par des mesures locales (radiosondages), est suffisamment représentatif du domaine d'observation considéré.

L'algorithme utilisé est celui du NCAR (Vivekanandan *et al.* 1999) qui identifie neuf CH à partir des cinq VP mesurées par SPOL et du profil de température donnée par le radiosondage de Milan à 12h00 TUC : la pluie fine, moyenne et forte, la grêle, les mélanges graupel - grêle et pluie – grêle, la neige sèche et mouillée et enfin les cristaux de glace. Dans cet algorithme, un poids *W* double est attribué à Z_h, *ZDR* et à la température en raison de la précision de leur mesure.

IV.- ANALYSE TEMPORELLE MOYENNE

La première partie du travail dégage les principales caractéristiques dynamiques et microphysiques du système précipitant à travers une étude temporelle moyenne des champs de vent, de réflectivité et d'hydrométéores. Ainsi, nous mettons en évidence un aspect convectif des précipitations principalement localisées au-dessus du Lac Majeur et au niveau des premiers reliefs avec des valeurs de réflectivité atteignant 35 dBZ (Fig. 7). D'autre part, le profil vertical moyen des hydrométéores montre une structure typique de processus convectifs (Fig. 8) avec :

- de la pluie aux températures positives ;
- des hydrométéores solides (neige sèche, cristaux de glace) aux températures négatives ;
- les phases mixtes au niveau de l'isotherme 0°C avec, notamment, de la neige mouillée juste au dessous et une couche de graupel juste au dessus, d'une épaisseur de 2 km, incluse dans de la neige sèche.

Ces observations suggèrent fortement de la coalescence aux températures positives, du givrage et de la solidification aux températures négatives, le tout dans un fond stratiforme où la neige sèche et des

cristaux de glace qui fondent au cours de leur chute conduisent à la formation de neige mouillée et participent à l'intensification de la pluie.

Ces résultats moyens, similaires à ceux obtenues pour la POI2B (Medina and Houze 2003a), corroborent le modèle conceptuel des précipitations orographiques convectives établi par ces auteurs. Ce modèle se base sur le soulèvement orographique de l'air humide des basses couches par les premières montagnes, libérant ainsi l'instabilité nécessaire à la génération de cellules convectives actives. Associé aux ascendances orographiques, le contenu en eau important de ces cellules assure la coalescence des gouttelettes et des gouttes ($T > 0°C$), le givrage et la solidification ($T < 0°C$) conduisent à la formation de graupel. En outre, la fonte de graupel lors de sa chute ($T \approx 0°C$) renforce les précipitations liquides.

V.- ÉVOLUTION CINÉMATIQUE ET MICROPHYSIQUE DU SYSTÈME PRÉCIPITANT

La seconde partie de ce travail justifie et approfondie, par une étude de l'évolution du système précipitant, les conclusions tirées des études moyennes. Notamment, on y précise les rôles respectifs joués par le Lac Majeur et les montagnes dans le développement des cellules convectives. En outre, le mode de déplacement et d'affaiblissement du système au dessus du relief y est décrit.

Trois périodes dans l'évolution cinématique et microphysique du système se dégagent : une phase rapide et efficace de développement d'une quarantaine de minutes au dessus du lac Majeur et, en avant des montagnes, une phase d'étalement puis une phase d'affaiblissement au dessus des reliefs.

IV.1- Phase de développement du système

Le système présente des cellules de réflectivité isolées, organisées selon une direction sud-ouest/nord-est et advectées vers le nord. Au cours de leur advection, les cellules grossissent et s'intensifient en passant au dessus du Lac Majeur et en approchant des premières montagnes, puis fusionnent pour former une bande de précipitations intenses localisées au niveau des contreforts alpins et du lac Majeur, principalement au dessus de sa branche est.
Les rôles majeurs du lac et du relief sont mis en lumière par l'analyse microphysique des cellules convectives qui montre une diversification importante de leur contenu particulaire au dessus du lac Majeur et au sein d'ascendances. *Le premier agit comme un réservoir d'humidité qui permet un enrichissement en hydrométéores du système et augmente ainsi son contenu en eau*, *le second provoque des ascendances qui libèrent l'instabilité convective, maintiennent en l'air les hydrométéores augmentant leur temps de résidence dans le système*. Une microphysique convective est ainsi favorisée : à basse altitude ($T > 0°C$), la coalescence assure la formation de pluies intenses ; à

haute altitude ($T < 0$°C), le givrage et la solidification d'eau liquide soulevée par les ascendances assurent la présence de graupel. Il est à noter également que le changement d'état liquide/solide (solidification) intensifie les ascendances d'altitudes par libération de chaleur latente. Par ailleurs, la fonte de très grosses particules de graupel lors de leur chute renforce les pluies en basses couches.

IV.2- Phase d'étalement et de dissipation du système

La perturbation par les Alpes de *la progression du système* se traduit par un étalement de ce dernier, *au dessus du relief*, vers le nord : des cellules convectives, affaiblies, franchissent les premiers pics montagneux et se retrouvent en vallées où elles donnent des précipitations. Ce déplacement *peut s'expliquer* non seulement par le fort flux environnant d'altitude dirigé vers le nord mais aussi par la succession de pics et de vallées qui génèrent une suite d'ascendances et de subsidences. *Selon le modèle de la fontaine de particule* de Yuter and Houze (1995), *les ascendances éjectent des hydrométéores vers l'avant, en vallée, où les subsidences favorisent les précipitations et donc l'affaiblissement du système*. La répétition d'un tel processus assure ainsi l'étalement et la dissipation du système au dessus des montagnes. Naturellement, ce mode de déplacement est rendu possible par une alimentation continue en hydrométéores, favorisée par le lac et les fortes ascendances au niveau du premier pic où les précipitations maximales sont continuellement présentes.

BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE

Gabella, M. and Mantonvani, R., 2001 : The floods of 13-16 October 2000 in Piedmont (Italy) : quantitative precipitation estimates using radar and a network of gauges. *Weather*., **56**, 337-343.

Lionetti, M., 1996 : The Italian floods of 4-6 November 1994. *Weather*, **51**, 18-27.

Q. J. R. Meteorol. Soc. (2005), **131**, pp. 2795–2819 doi: 10.1256/qj.04.79

Dynamics and microphysics of orographic precipitation during MAP IOP3

By OLIVIER PUJOL*, JEAN-FRANCOIS GEORGIS, MICHEL CHONG and FRANK ROUX
Laboratoire d'aérologie, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France

(Received 21 May 2004; revised 25 April 2005)

SUMMARY

A dynamical and microphysical four-dimensional study of an intense orographic precipitating system is carried out in the frame of MAP IOP3 (25–26 September 1999). High precipitation opportunely occurred in the range of the Swiss operational Doppler radar at Monte Lema (Switzerland), the US SPOL polarimetric Doppler radar and the French Ronsard Doppler radar both located near Lago Maggiore (Italy). Radar data have been combined to deduce four-dimensional precipitation and wind fields during the most intense precipitation period (1600–2000 UTC on 25 September). The organization and evolution of the microphysical field have been obtained through an analysis of SPOL polarimetric data: nine hydrometeor classes (light, moderate and heavy rain, hail, rain–hail and graupel–hail mixtures, dry and wet snow, and ice crystals) are inferred by means of a fuzzy-logic method initially developed by Vivekanandan *et al.*

The temporal mean study of reflectivity fields reveals that the precipitation presents a convective pattern and is primarily located on the foothills and over the first mountain. Mean microphysical fields reveal rain below the 0 °C level, wet snow, ice crystals and dry snow above with an embedded 2 km deep layer of graupel–hail mixture. This suggests convective microphysical processes.

Temporal series of precipitation and wind fields are then analysed in order to characterize in detail the organization and evolution of the system. Three stages were identified: first an elongated structure growing and intensifying over the lake while moving towards the Alps, then a spreading of the system over the mountains and finally a weakening over Lago Maggiore and the mountains. It has to be noted that the lake and the first mountainous peaks were important factors in the generation and the intensification of convective cells: the lake acts as a secondary moisture source which can favour local convection, and mountainous slopes favour updraughts which permit a downwind extension of the system by ejection of precipitating particles according to the fountain particles concept. Finally, through a temporal and spatial microphysical study, coalescence below the 0 °C level, riming and freezing above, are concluded to be the major processes in the formation of intense precipitation. The essential role of ice phase in the formation and enhancement of precipitation has been highlighted.

KEYWORDS: Mesoscale Alpine Programme Orographic precipitating systems Polarimetry Radar observations

1. INTRODUCTION

The purpose of this paper is to investigate the dynamical and microphysical evolution of orographic precipitating systems, using Doppler and polarimetric data obtained during the Intensive Observation Period (IOP) 3 (24–26 September) of the Mesoscale Alpine Programme (MAP: Bougeault *et al.* 1998, 2001; Binder *et al.* 1999). MAP was conducted in the Alps during the autumn of the year 1999 in order to understand the effects of the orography on atmospheric phenomena, in particular the microphysical growth processes of precipitation in the dedicated wet MAP component. As shown by Frei and Schaer (1998) through a statistical study from 1971 to 1990, the Lago Maggiore region, which is considered in the present paper, is characterized, in autumn, by a precipitation maximum. Besides, as reported by the MAP Science Director's Notes and the POC (Project Operations Center) Science Director's Notes (website http://www.joss.ucar/edu/map/catalog/), precipitation accumulation in IOP3 reached 400 mm. For comparison, IOP2b (19–21 September) which was extensively studied (see hereafter) was characterized by precipitation accumulation of about 200 mm locally (Georgis *et al*. 2003; Medina and Houze 2003a).

* Corresponding author: Laboratoire d'aérologie, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France. e-mail: pujo@aero.obs-mip.fr

© Royal Meteorological Society, 2005.

In this paper, we attempt to identify the microphysical and physical processes involved in the generation of intense precipitation and the conditions (orographic, thermodynamic, . . .) favourable for their triggering. Two types of microphysical mechanism are generally distinguished: *stratiform* mechanisms, occurring in weak vertical motions so that hydrometeor growth is limited, and *convective* mechanisms occurring in updraughts strong enough to carry hydrometeors aloft. In the first case, ice crystals form and grow by water vapour deposition, then fall and melt, leading to rain when falling through the 0 °C level. In the second case, strong updraughts and high liquid water content favour *accretion* phenomena like *coalescence* (droplets and drops collision increasing drop size), *aggregation* (ice crystals collisions resulting in snow formation), *riming* (supercooled drops and ice crystals collision leading to graupel formation) and *freezing* (water liquid/ice transformation). Houghton (1968) first considered these convective mechanisms as very efficient in intense precipitation formation. Naturally, these mechanisms are not exclusive: they can coexist and, generally, a convective part is embedded in a stratiform background and tends to become stratiform (Yuter and Houze 1995; Houze 1997).

In the context of orographic precipitation, the question which naturally emerges is how, for given synoptic and thermodynamic conditions, mountains can act to favour these different processes. During the MAP experiment, a typical example of stratiform orographic precipitation was IOP8 (Pradier *et al.* 2004). According to dynamical and thermodynamic studies (Rotunno and Ferretti 2003; Bousquet and Smull 2003; Medina and Houze 2003a), it was characterized by stable cold air, close to saturation with a low Froude number ($Fr < 1$, meaning that air does not easily pass over mountains), which favoured upstream blocking by the first mountain slopes. For such a situation Medina and Houze (2003a) elaborated a conceptual model for the microphysics. According to these authors, only low-level flow (below 1 km altitude) is blocked; the drier layers above could be smoothly lifted by the mountain. During the ascent, ice crystals and dry snow would be formed by deposition, and then melt through the 0 °C level resulting in rain below.

As suggested by Smith (1979), orographic effects on the airflow can favour the generation of very active convective cells. During MAP, IOP 2b, 3 and 5 (2–5 October) provide three examples of such situations. As shown by Medina and Houze (2003b), strong similarities can be observed between these three cases, especially between IOP2b and IOP3. IOP2b, which corresponds to warm and very moist, potentially unstable air with a high Froude number ($Fr > 1$, meaning that air can easily pass over mountains) is probably the most characteristic one. In order to explain the intensity of these processes, Medina and Houze (2003a) suggest a microphysical conceptual model based on:

- Lifting of the moist low-level layer;
- Release of potential instability, during the orographic lifting on the windward slope of the first mountain, resulting in the generation of active convective cells.

Strong updraughts and high liquid water content inside the cells would promote coalescence of droplets and drops below 0 °C, riming and freezing above leading to graupel formation. Melting of graupel during their fall through the 0 °C level would enhance precipitation. Yuter and Houze (2003), with the help of a one-dimensional (1D) model initially proposed by Kessler (1969), confirm the previous suggestions, and show that the greater the updraughts, the more intense the convective processes. They also emphasized the importance of the ice phase in the formation of precipitation since a simulation taking only into account the coalescence process provided lower precipitation rates than usually observed.

Complementary studies on dynamics and thermodynamics by Georgis *et al.* (2003) and Medina and Houze (2003a) made IOP2b the most documented MAP case. But so far, no study has attempted a complete spatio-temporal investigation of both the microphysics and kinematics of orographic precipitation since all of them were limited to either mean or only 1D characteristics. The high resolution Doppler data collected during IOP3 by the French Ronsard, the Swiss Monte-Lema and the US NCAR (National Center for Atmospheric Research) SPOL ground-based radars in the Lago Maggiore region with the S-band polarimetric data provided by only SPOL, offer the opportunity to investigate the evolution of the 3D dynamical and microphysical characteristics relative to a convective orographic situation. Thus, the present work is expected not only to verify the main results obtained from the mean or 1D previous studies, but also to clear up the microphysical processes in the formation of precipitation in a mountainous region.

In section 2, the meteorological situation of the IOP3 is discussed through observations and model output. In section 3, we present the target area and the triple Doppler radar network and we briefly recall the data processing (wind, reflectivity and microphysics fields retrieval) with a particular attention to the fuzzy-logic algorithm used to classify hydrometeors from the polarimetric variables measured by SPOL. In the following section 4, we discuss the results obtained from a statistical and temporal mean study of the system. In section 5, we present results obtained from a four-dimensional analysis of kinematics and microphysics. Finally, section 6 concludes with the growth mechanisms involved in the orographic precipitation observed during MAP IOP3 in the Lago Maggiore region.

2. Overview of the IOP3

(*a*) *Synoptic situation*

At 1200 UTC 25 September a trough was located north of Scotland with an axis extending to Morocco, which favoured a southwesterly flow over the Mediterranean Sea, Spain, France and northern Italy (Fig. 1). According to the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), a south-westerly flow towards the Alps due to the slow eastward motion of the trough is expected at 2400 UTC (not shown). It should be noted that this synoptic situation is favourable to heavy precipitation south of the Alps, as shown by Massacand *et al.* (1998) through an analysis of the meteorological conditions propitious to flooding in Alpine regions.

Figure 2 displays the wind field, forecasted at 10 m altitude for 1200 UTC 25 September by the Swiss Model (SM) initialized at 0000 UTC; the area considered in the present work is represented by the black square. It shows a southerly flow toward the Alps. Conditions are then favourable for the advection of moist air from the Mediterranean Sea to the Alps, and orographic precipitation can be expected on the southern slopes of the Alps. This is confirmed by the infrared satellite image of Meteosat at 1800* UTC, displayed in Fig. 3, which shows a precipitating system oriented southwest–northeast from northern Africa to Russia and passing over Spain, France and northern Italy, in particular over the so-called Lago Maggiore Target Area (LMTA, represented by the inner small box). Moreover, the Mesoscale Compressible Community numerical model (MC2) initialized at 0000 UTC forecasted the strongest precipitation between 1600 UTC and 1900 UTC over LMTA. It also indicates a south-westerly flow at 850 hPa toward the Alps which becomes a southerly flow over the Lago Maggiore region (not shown).

* A sequence of this type of image (not shown) is available on the website http://www.map.ethz.ch

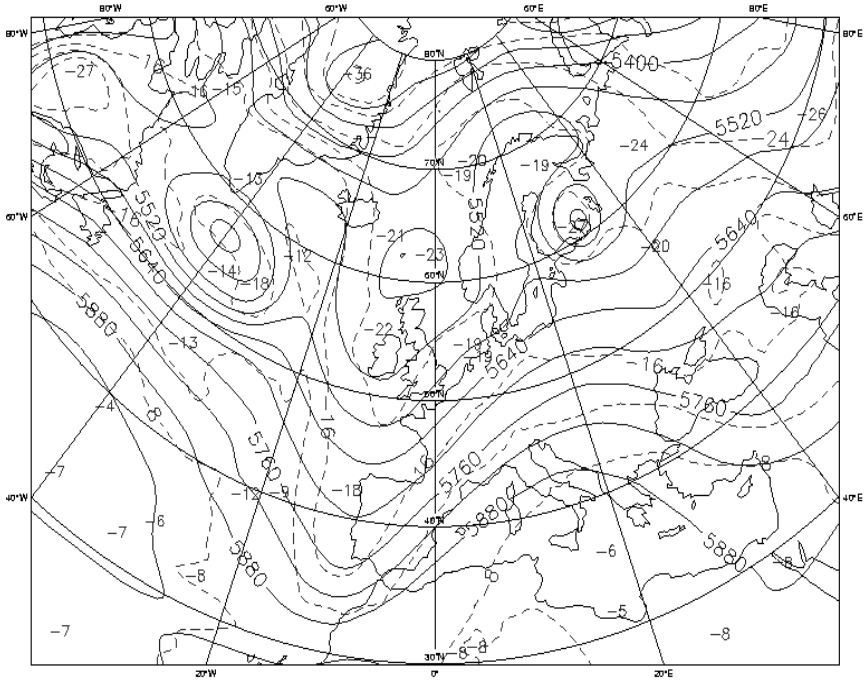


Figure 1. 500 hPa geopotential height (continuous lines every 60 m) and temperature (dashed lines every 4 °C) on 25 September 1999 at 1200 UTC from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.

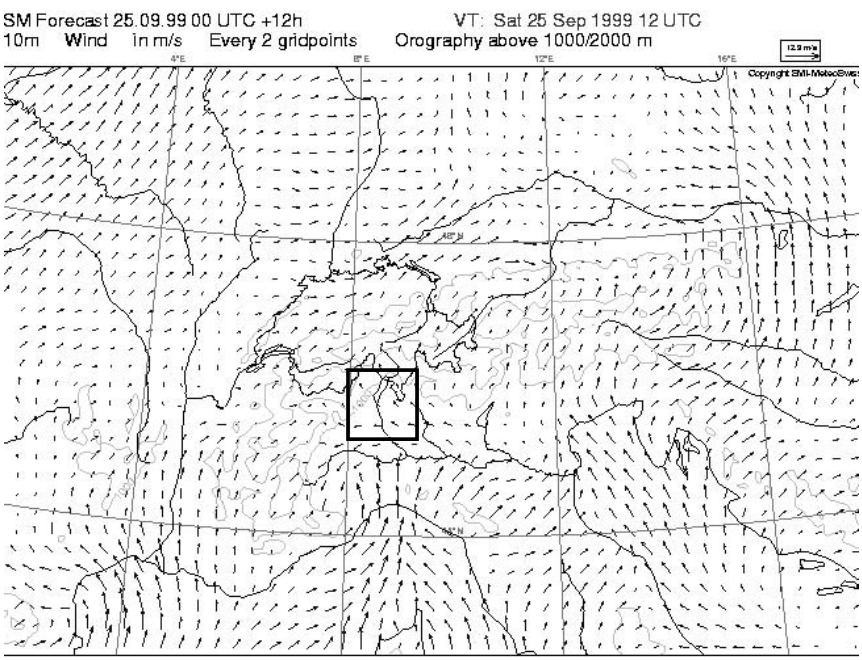


Figure 2. Wind at 10 m altitude over the Alpine regions on 25 September at 1200 UTC from the Swiss Model. The square box corresponds to the Lago Maggiore region.

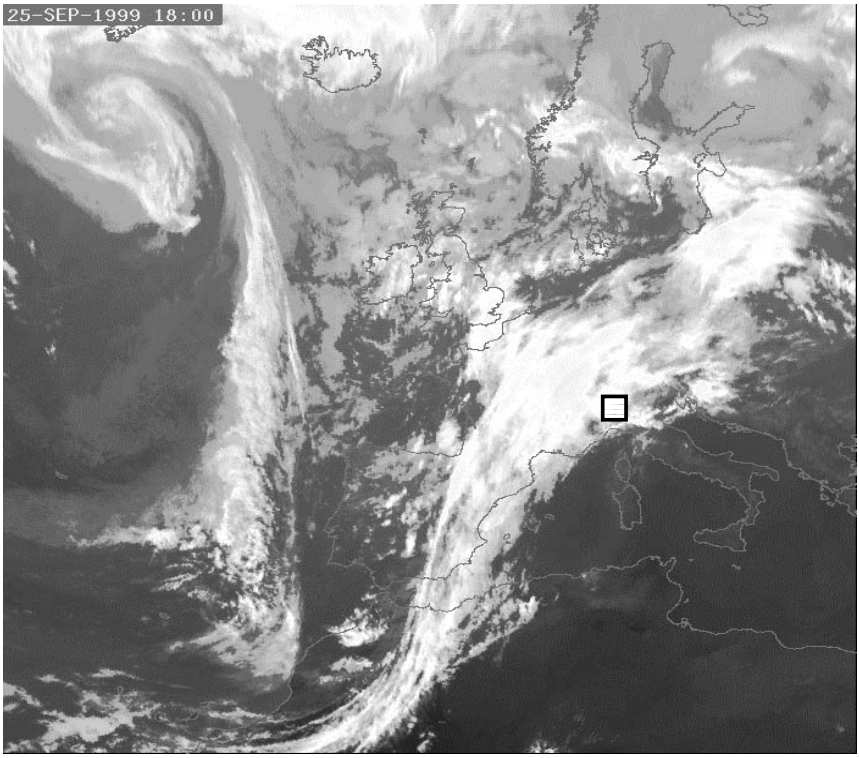


Figure 3. Infrared image of Meteosat on 25 September at 1800 UTC. It shows a precipitating system extending from north Africa to Russia and passing over the Lago Maggiore region (black square).

(*b*) *Thermodynamics of the airflow*

Figure 4 shows the Milan/Linate radiosounding at 1200 UTC which can be considered as representative of the precipitation occurring at the end of the afternoon (1720–2000 UTC) in the Lago Maggiore target area since thermodynamic conditions do not significantly change during the afternoon as confirmed by the radiosounding at 1800 UTC (not shown).

This radiosounding indicates very moist air with relative humidity increasing from 70% at the ground to 100% at 600 hPa, above which a thin layer of temperature inversion is observed. Aloft, the atmosphere is drier with a minimum relative humidity (about 40%) at 550 hPa. Surface temperature is 20 °C and the 0 °C isotherm is at about 630 hPa. The atmosphere is convectively unstable with a separation of only 400 m between the lifting condensation level (LCL) and the level of free convection (LFC), respectively located at about 930 hPa (700 m) and 880 hPa (1100 m). However, the temperature inversion strongly limits the unstable character. The convective inhibition (CIN) is about 20 J kg^{-1} while the convective available potential energy (CAPE) is only about 500 J kg^{-1}. These values are similar to those found for IOP2b (Georgis *et al.* 2003).

3. DOPPLER AND POLARIMETRIC DATA ANALYSES

The horizontal domain of 150 km square centred on (45.70°N, 8.60°E) displayed in Fig. 5(a) encompasses different terrains, with the flat Po Valley to the south,

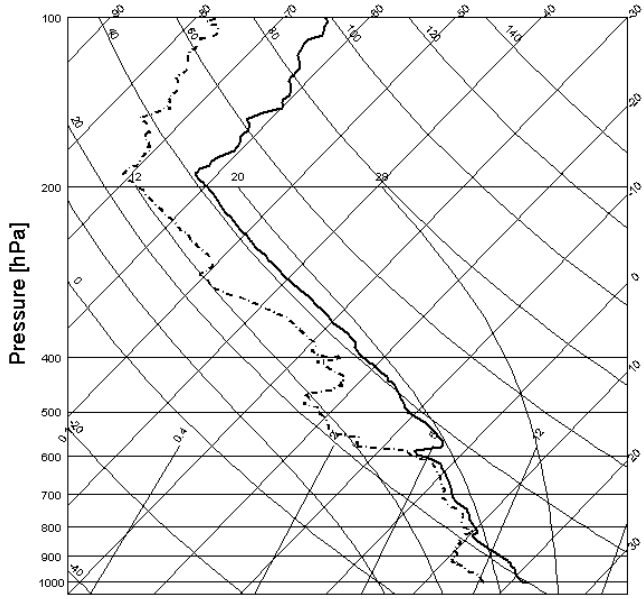


Figure 4. Skew T-log p diagram from radiosoundings launched at Milan/Linate on 25 September 1999 at 1200 UTC. Continuous and dotted lines relate to air and dew point temperature (in °C) respectively.

the hilly Piedmont to the south-west, the high Alpine mountains to the north with Lago Maggiore and the deep Toce and Ticino Valleys. It corresponds to the maximum area within the LMTA, over which reliable information about kinematics and microphysics can be obtained every 15 minutes from observations conducted during MAP IOP3 with the French Ronsard Doppler radar, the Swiss Meteorological Agency Doppler radar at Monte Lema and the US SPOL polarimetric Doppler radar. The main characteristics of these ground-based radars are presented in appendix A. The inner box in Fig. 5(a) defines the subdomain used in this study to investigate the precipitation occurring during IOP3. It is a 80 km square domain centred at (46.10°N, 8.75°E) and details of the topographic features are displayed in Fig. 5(b). In order to investigate the detailed kinematics and microphysical structure of the IOP3 rain event over this region, Doppler and polarimetric observations have been interpolated onto a Cartesian grid with horizontal and vertical grid spacing of 1 km and 0.5 km, respectively. Since no significant radar signal was detected above 10 km altitude, the domain in which the retrieval of the 3D kinematic and microphysical fields is done consists of a box of $80 \times 80 \times 20 = 128\,000$ grid points. Each point of the grid is located by its Cartesian coordinates x, y and z in the west–east, south–north and vertical direction, respectively.

Doppler data have been analysed using the real-time and automated multiple-Doppler analysis method (RAMDAM) described in Chong *et al.* (2000) and already successfully applied on numerous MAP cases (IOP5 by Pradier *et al.* 2002, IOP2b by Georgis *et al.* 2003, IOPs 4, 8, 9 and 15 by Pradier *et al.* 2004). This technique permits the retrieval of reliable 3D wind fields over a complex orography. On the other hand, since the radar signal illuminates a cloud volume often containing a hydrometeor mixture and because of experimental uncertainties, the identification of a given hydrometeor class (HC) from polarimetric variables (POV) measured by SPOL (see appendix B) is based on a probabilistic method (fuzzy logic method) theoretically developed by Mendel (1995) and Bringi and Chandrasekar (2001). Such a method has been applied by

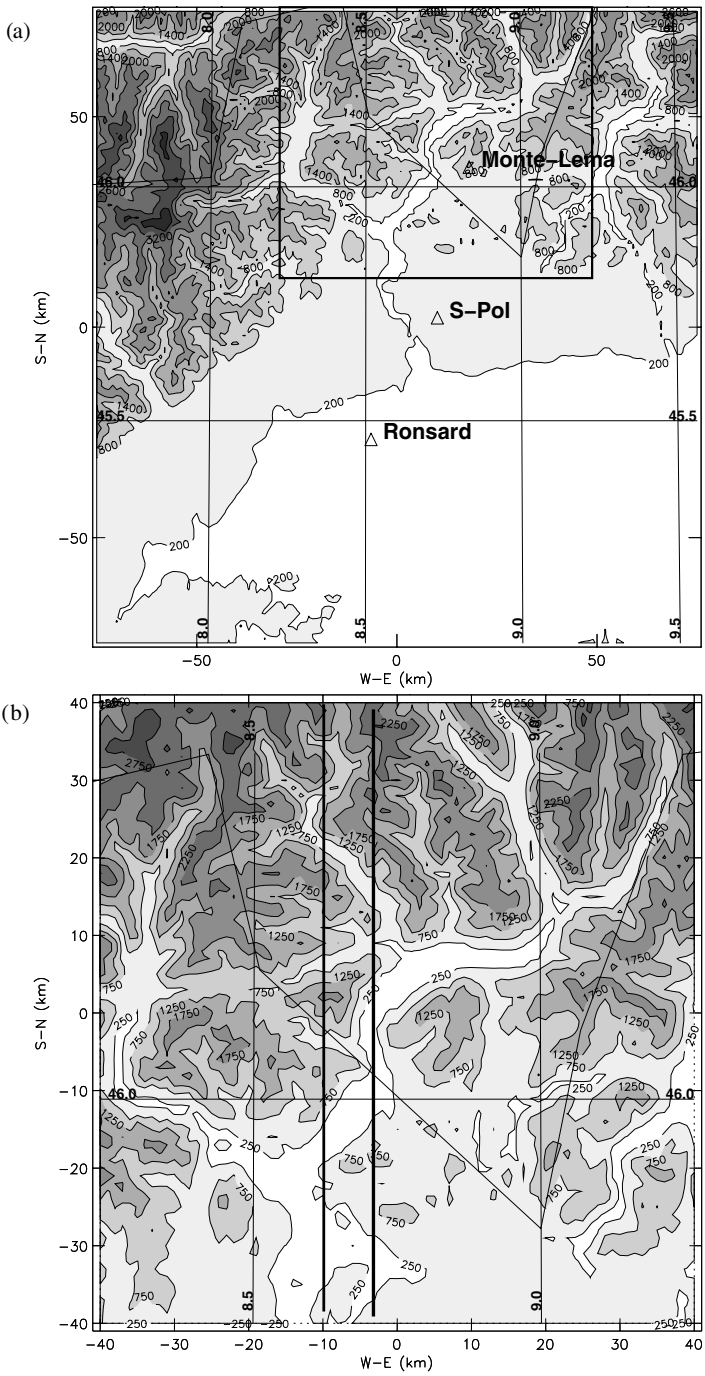


Figure 5. (a) Triple Doppler radar network and underlying terrain in the Lago Maggiore region during MAP (contours every 600 m). (b) Domain of Doppler-derived wind and precipitation (contours every 500 m).

Vivekanandan *et al.* (1999) (NCAR algorithm) to discriminate the hydrometeors inside a radar-observed precipitating system using measured POV and temperature profile. The determination of the 0 °C level from radiosoundings is important to avoid ambiguous results such as ice particles in areas of positive temperature. In the NCAR algorithm, each HC is associated with a specific probability function P, depending on POV, which indicates the accuracy of the particle identification from the measured value of the POV. These functions are obtained from numerical studies and observations. Usual forms are the rectangle or trapezoidal functions of unit height and variable base defined by the extreme values that a POV takes for a given hydrometeor. Each of them is then multiplied by a weight factor W determined according to experimental and subjective criteria (such as the relevance of the POV and the accuracy of its measurement). Then, for each HC the weighted functions relative to the observed POVs are summed up to obtain a unique parameter:

$$Q = \sum WP.$$

The HC corresponding to the strongest value of Q is the result of the identification procedure. It is to be noted that the weight W attributed to Z_h, *ZDR* (definition in appendix B) and temperature is double due to the accuracy in their measurements (Vivekanandan *et al.* 1999).

In the present study, the NCAR algorithm is used with the radiosounding launched at Milan/Linate at 1200 UTC 25 September, supposing that the 0 °C level is unchanged within the whole considered domain (i.e. 3.5 km altitude according to Fig. 4). Nine classes are then identified: light rain (LR), medium rain (MR), heavy rain (HR), hail (HA), rain–hail mixture (RH), graupel–hail mixture (GH), wet snow (WS), dry snow (DS) and ice crystals (IC).

4. Statistical and temporal mean characteristics

(*a*) *Statistical analysis*

In order to highlight the most intense microphysical activity, a statistical study of the system is realized between 1559 UTC and 2031 UTC. It consists of counting on the Cartesian grid (defined in section 3), relative to the considered domain (Fig. 5(b)), the number of points (NP) associated with a given HC at each observation time. In order to eliminate the low-precipitating stratiform structure, only grid points characterized by a reflectivity greater than or equal to 20 dBZ are taken into account in the statistics. Obviously, because they depend on the grid characteristics, these numbers have relative but not intrinsic values.

Figure 6 shows that light rain (LR) and, to a lesser extent, dry snow (DS) are dominant within the considered precipitation volume. It is to be noted that LR is maximum at around 1920 UTC whereas all the other observed hydrometeors are maximum before, i.e. at around 1840 UTC. Nevertheless, for all the HCs, the associated NP rapidly increases from 1750 UTC until the time corresponding to the maximum, then decreases as quickly. This suggests the occurrence of very efficient microphysical and physical processes, like coalescence, riming or freezing. Next, we will focus on the period including both the active and dissipative phases, i.e. from 1720 UTC to 1950 UTC. The next two subsections (b) and (c) concern the temporal mean study of the system over this period.

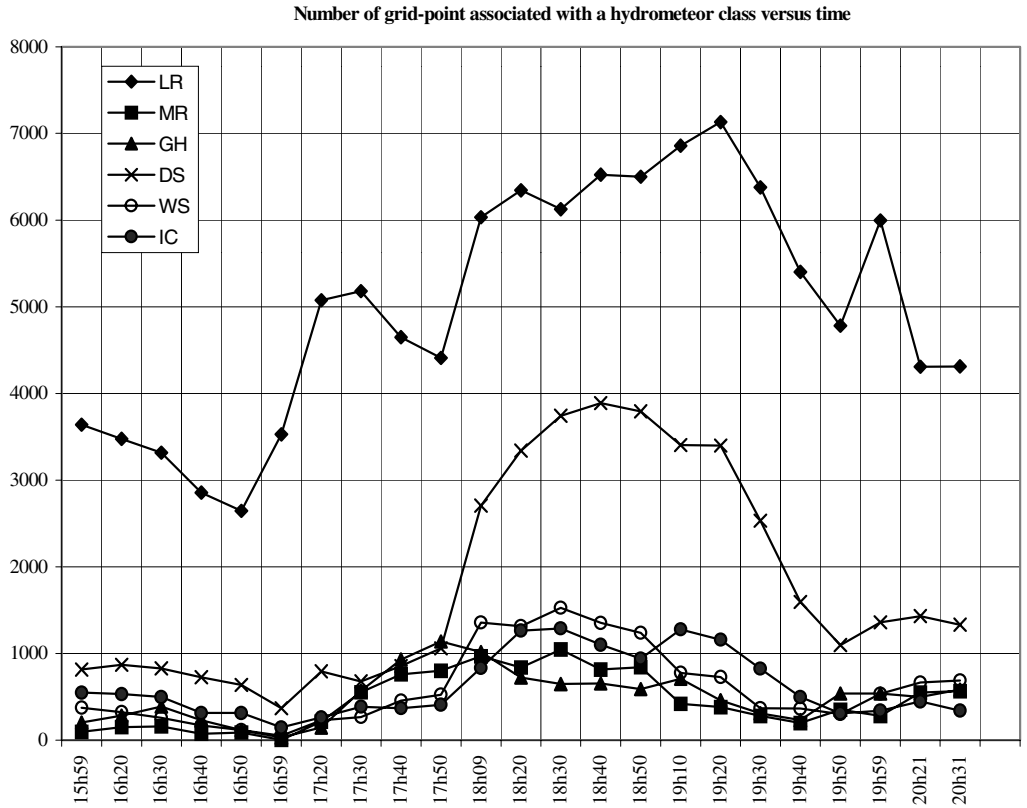


Figure 6. Plot of the grid-point number associated with a given HC versus time.

(*b*) *Temporal mean reflectivity and wind field pattern*

In order to emphasize the main characteristics of the dynamics and the precipitation, the airflow and reflectivity are averaged between 1720 UTC and 1950 UTC at each grid point of the studied domain to obtain a mean 3D wind and precipitation field*.

(i) *Horizontal cross sections.* An examination of various horizontal cross sections of reflectivity reveals that precipitation becomes insignificant above 4 km altitude. Concerning the mean wind field, the general flow is southerly below 3 km and southwesterly above with a zonal component increasing with altitude and no major modification of the meridional component. This apparent counterclockwise rotation of the flow from top to surface can be explained by the channelling of the low-level flow through the gap between the Maritime Alps and the Apennines. Figure 7(a) shows the mean reflectivity signal with superimposed horizontal wind field at an altitude of 3 km. This altitude is low enough to avoid low quasi-uniform reflectivity values characteristic of ice phases, and high enough to limit ground echoes. The reflectivity core is about 34 dBZ and is primarily located over Lago Maggiore and the foothills of the Alpine mountains. The temporal mean direction of the wind is southwesterly with a dominant southerly component toward the Lago Maggiore area which urges us to analyse meridional cross sections.

* The averaging of the reflectivity was done in linear space.

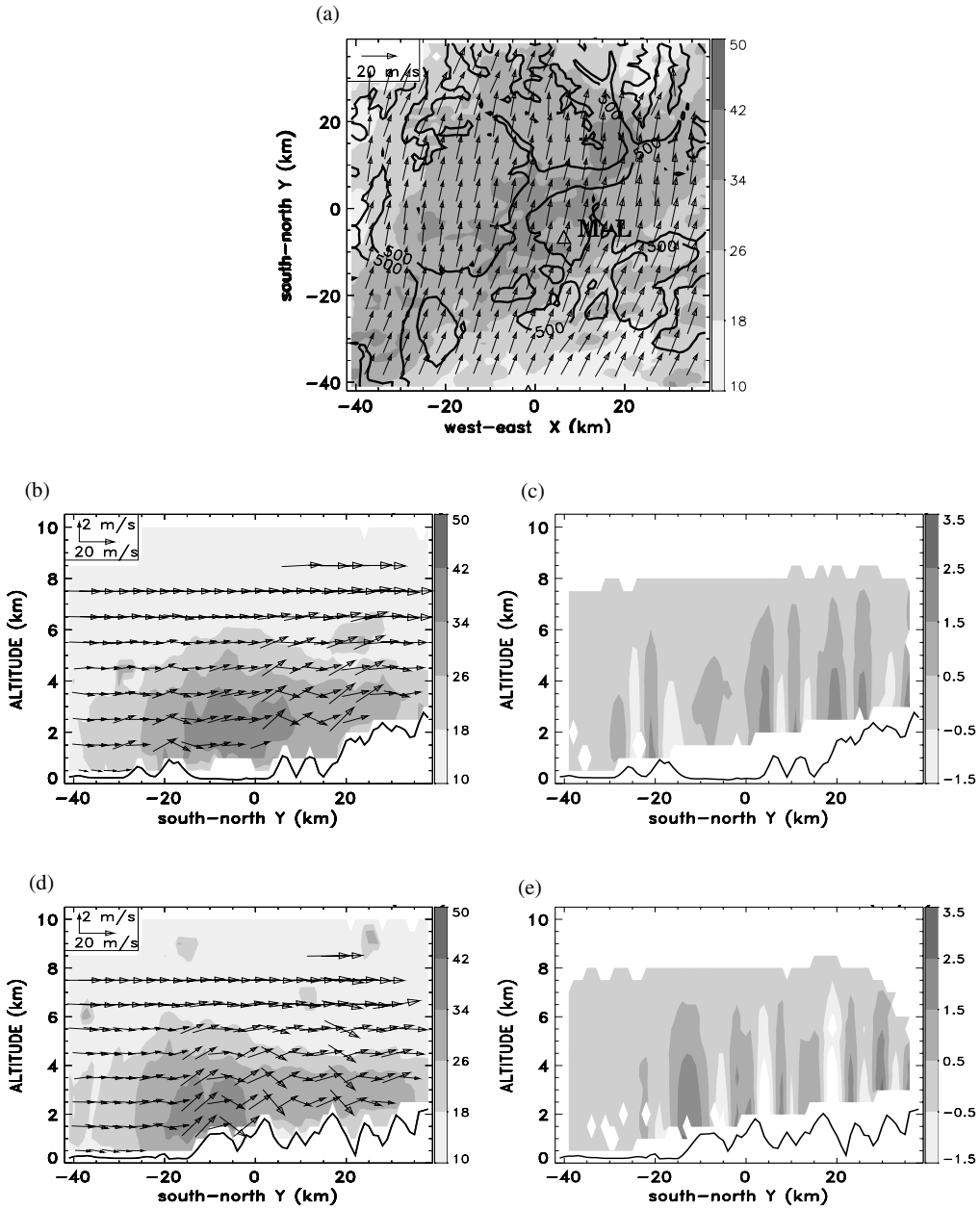


Figure 7. (a) Mean reflectivity values and wind vectors (reference vectors in upper left corner) with superimposed topographic contour at 500 m altitude over the 1720–1950 UTC period for the horizontal cross section at 3 km altitude. (b) and (d) are meridional cross sections through the mean 3D retrieval wind and reflectivity fields at $x = -3$ km and $x = -10$ km respectively. (c) and (e) as (b) and (d), respectively, but for mean vertical air velocity. Reflectivity and wind velocity are expressed in dBZ and m s^{-1} respectively.

(ii) *Meridional cross sections: $x = -3$ km and $x = -10$ km.* Both have been chosen to intersect high reflectivity cells like for example those at $(x; y) = (-3; -10)$ and $(-10; -15)$ at 1750 UTC (see Fig. 9(b)). The $x = -3$ km cross-section (Figs. 7(b)–(c)) depicts a highly variable topography with an alternation of flat and rough terrains. The regions $y = -40$ to -30 km and $y = -15$ to 3 km correspond to Lago Maggiore. The second one at $x = -10$ km (Figs. 7(d)–(e)) has a more marked transition between the lake (-35 km $< y < -15$ km) and the Alps, which are characterized by a succession of peaks and valleys at $y > -15$ km.

It is well known that moisture can be injected into the atmosphere by evaporation from local sources, such as lakes, marshes or even regions where it has recently rained, in enough quantity to favour thunderstorm development even in cases where moisture imported from great distances by large-scale wind systems is inadequate (Banta 1990). Already at the beginning of the eighties, Cotton *et al.* (1982) and Raymond and Wilkening (1982) emphasized the importance of local sources of moisture in deep moist convection. Then, Segal *et al.* (1989) demonstrated that the irrigation in eastern Colorado can produce local thermally forced circulations. Finally, the Lake-Induced Convection Experiment and the Snowband Dynamics project (Kristovich *et al.* 2000) was the first opportunity to investigate the processes that locally enhance precipitation near the Great Lakes by as much as 300% (per year) compared to regions outside their influence (Scott and Huff 1996). Air flowing over the relatively warm surfaces of the Great Lakes is responsible for this situation. Since Lago Maggiore remains still relatively warm during the autumn, it is not unlikely that, to some extent, it also favours intense evaporation and, therefore, the production of convective instability.

On the other hand, Garrett (1982) showed that not only the soil moisture but also the vegetative cover and the roughness affect the location of convective cells, which was later confirmed by Mahfouf *et al.* (1987) through a numerical study. More precisely, Chang and Wetzel (1991) showed that the evolution of the pre-storm convective environment in the High Plains depends greatly on spatial variations in vegetation and soil moisture. Sensitivity of moist convection to landscape variability in a mountainous region was also highlighted by Chen *et al.* (2001). This is why the two considered meridional cross-sections are expected to provide information on the influence of the surface on the development and/or the evolution of precipitation. In particular they are likely to emphasize the distinct role of the lake and the mountain in the processes involved in the initiation and/or the enhancement of the observed precipitation.

Along $x = -3$ km (Fig. 7(b)), a high-reflectivity cell (34 dBZ) is observed over the lake between 1 km and 3.5 km altitude, upwind of the mountains, which suggests that the lake could be a local moisture source. Nevertheless, a comparison between Fig. 7(b) and Fig. 7(c) shows that cells do not develop systematically over the lake since they are not associated with the strongest mean updraughts: convection can also begin earlier over the first mountains, then be advected by the steering flow. The location of the reflectivity maximum (between 1 km and 3.5 km altitude) is suggestive of coalescence processes at low level as proposed by Medina and Houze (2003a). Along $x = -10$ km (Fig. 7(d)), a more classical structure of upslope convection can be observed: a cell of mean reflectivity equal to 34 dBZ is located just over the first mountain and associated with the main updraught core as displayed in Fig. 7(e), although orographically induced updraughts are observed above the subsequent peaks.

In general, these results are similar to those from IOP2b by Medina and Houze (2003a) and Georgis *et al.* (2003), who show a convective structure associated with a high mean reflectivity over the first peak.

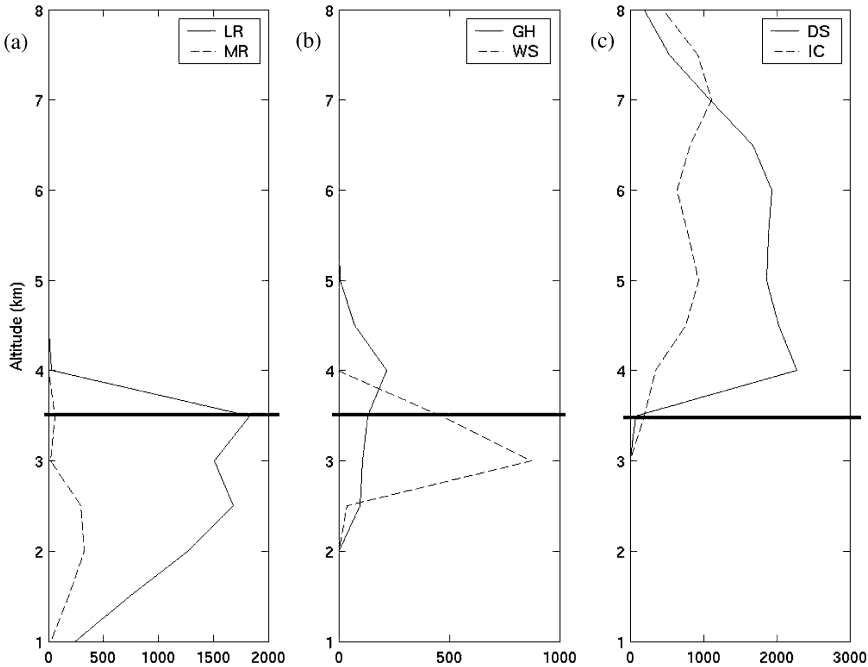


Figure 8. Vertical distribution of the mean number of grid points associated with each HC over the period 1720–1950 UTC: (a) liquid hydrometeors, (b) melt hydrometeors, (c) iced hydrometeors. The 0 °C level (about 3.5 km altitude) is represented by a continuous black line in each graph.

(*c*) *Microphysical mean pattern versus altitude*

Figure 8 displays the temporal mean vertical distribution of the observed hydrometeors, i.e. the mean number of grid points associated with a given HC, between 1720 UTC and 1950 UTC over the whole target area and above 1 km altitude because of the mask effect due to mountains. Figures 8(a), 8(b) and 8(c) are relative to the HC mainly present below (LR, MR), near (GH, WS) and above (IC, DS) the 0 °C level respectively. According to these panels, the mean vertical distribution of precipitation can be divided into three main superposed layers. In the first one, below 2.5 km altitude, only rain is observed with dominant LR. However, the greater part of LR concerns the upper layer between 2.5 km and 4 km altitude which contains the totality of WS and nearly the whole of GH. This organization characterized by a maximum of LR overhanging MR is consistent with coalescence which occurs at positive temperature at low level. Above 4 km altitude, the third layer contains the totality of iced particles with dominant DS. The relative quantity of each HC shows that rain can result not only from coalescence but also from iced particles melt and to a lesser extent from WS and GH melt. The presence of GH with a maximum at 4 km altitude, between the layers of WS and DS, strongly suggests two microphysical processes occurring near the freezing level: formation of GH by riming above, and melting of GH during its fall through, the 0 °C level leading to WS and probably also to HR. These results are consistent with those obtained by Yuter and Houze (2003) who compared the efficiency of the different microphysical processes (coalescence, riming, freezing, accretion). Similar observations concerning the hydrometeor distribution are reported by Medina and Houze (2003a) for IOP2b. In particular, they also observed graupel just above the 0 °C level in a 2 km thick layer.

Although the results displayed by Figs. 8(a), 8(b) and 8(c) seem quite trivial they confirm the reliability of the HC algorithm and the subsequent kinematic and microphysical analysis in section 5. Nevertheless, the presence of sporadic WS just above the 0 °C level in Fig. 8(b) is questionable. This may be a consequence of the fundamental but unavoidable hypothesis concerning the 0 °C level in the HC algorithm, since it is considered as unchanged within the whole considered domain during all the studied period (see section 3). But this may also really result from a transport by updraughts according to the fountain particles concept of Yuter and Houze as discussed in section 5(b).

5. Kinematic and microphysical temporal analysis

(*a*) *Reflectivity and wind field evolution*

(i) *Horizontal cross sections.* The wind field is helpful in understanding kinematic and microphysical processes implied in the evolution of precipitation. In this section, the reflectivity and wind fields from 1720 UTC to 1950 UTC are analysed.

Since the general evolution of the system is independent of the altitude, we rely in our discussion only on a horizontal cross section at 3 km altitude (Fig. 9) as in section 3. Figure 9 clearly emphasizes three stages in the evolution of the precipitating system over the LMTA subdomain.

First, from 1720 UTC to 1809 UTC (Figs. 9(a), (b) and (c)), the reflectivity field exhibits an elongated structure with several cells ($Z > 34$ dBZ) along a southwest–northeast direction (53° from north). The cells are associated with a very large meridional wind component and a low zonal component, so that this structure is progressively advected toward the north-northeast. At the same time a band structure develops and intensifies due to the progressive merging of the initial isolated cells observed at 1720 UTC (Fig. 9(a)), which are constrained by the orography to extend north-eastwards over the eastern branch of the lake. It is to be noted that precipitation is localized over the foothills of the Alps and Lago Maggiore and is then channelled by the eastern branch of the lake. In a second stage, from 1809 UTC to 1830 UTC (Fig. 9(c) and (d)), the progress of the strip is perturbed by the mountains. This results in a horizontal expansion of the system associated with high reflectivity values which cannot be explained only by aggregation of cells initiated over the southern tip of Lago Maggiore, even if this mechanism really occurs as indicated by the motion at about 30 km h^{-1} of three cells from ($x = -15$; $y = -35$), ($x = -3$; $y = -30$), ($x = +3$; $y = -27$) to ($x = -10$; $y = -25$), ($x = +3$; $y = -25$), ($x = +12$; $y = -25$) between 1809 UTC and 1830 UTC, respectively. Other reasons relating to orographic effects and ejection of hydrometeors according to the fountain particle concept are proposed in the following paragraph and section 4(b)(ii) respectively. It is also to be noted that reflectivity is still high, with values locally greater than 42 dBZ at 1820 UTC (not shown). Finally, from 1830 UTC to 1950 UTC (Fig. 9(d), (e) and (f)), the system weakens and dissipates, while precipitation continues to be advected northward, towards the high relief.

(ii) *Meridional cross sections at $x = -10$ km and $x = -3$ km.* Cellular dynamics and orographic influence on precipitation structure are discussed using meridional cross sections at $x = -10$ km and $x = -3$ km for the period 1720 UTC–1850 UTC, i.e. until the beginning of the dissipating phase.

In the $x = -10$ km cross section (Fig. 10), a major convective cell ($Z > 42$ dBZ) quickly developed in about 30 minutes, from 1720 UTC (Fig. 10(a)) to 1750 UTC (Fig. 10(b)), over the upslope of the first peak. Its vertical extension associated with

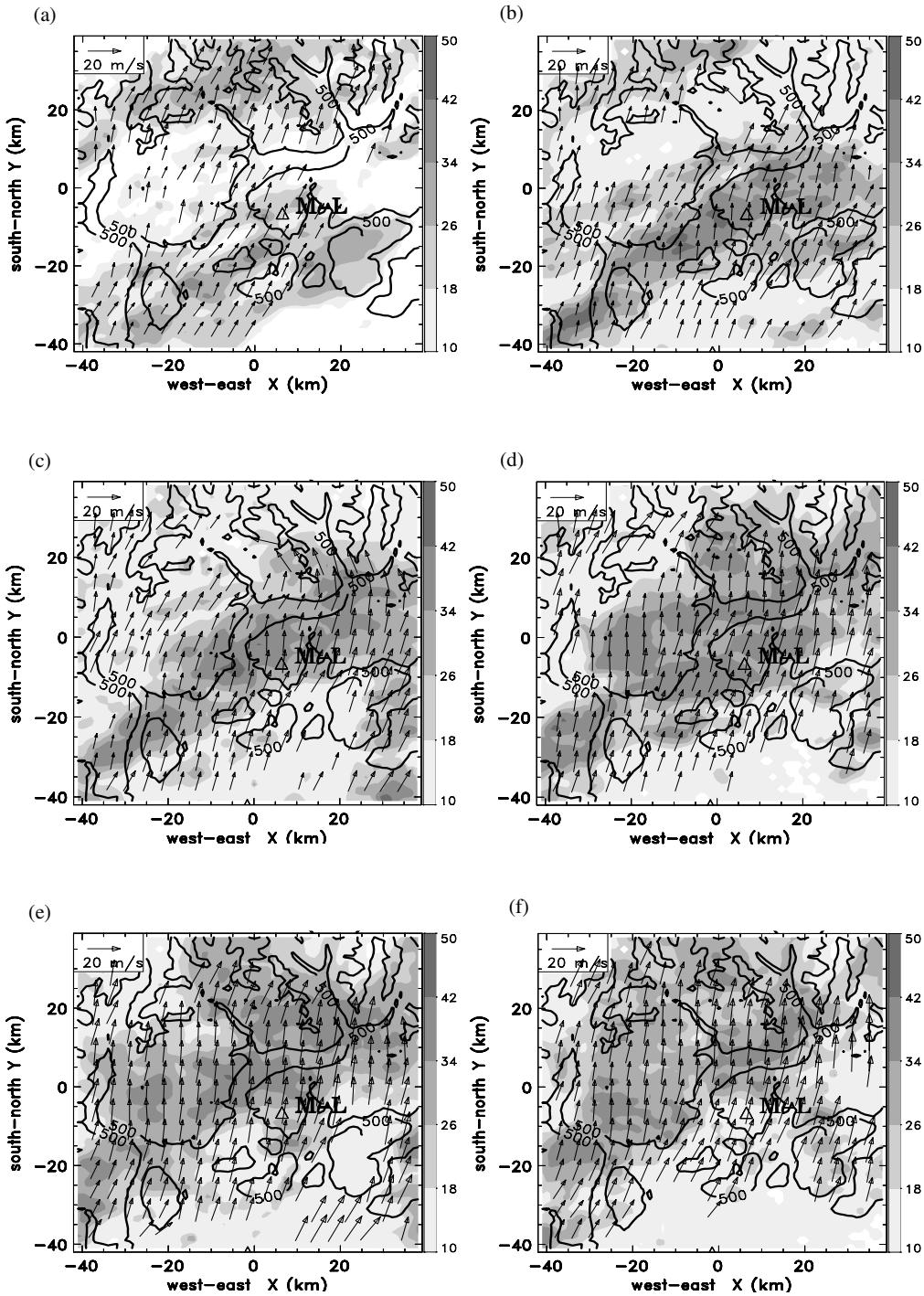


Figure 9. Horizontal cross sections in the Lago Maggiore region at 3 km altitude of wind vectors (reference vector in upper left corner, in m s^{-1}) retrieved through the RAMDAM method with superimposed radar reflectivity values (contours every 8 dBZ) and topographic contour at 500 m altitude at: (a) 1720 UTC, (b) 1750 UTC, (c) 1809 UTC, (d) 1830 UTC, (e) 1910 UTC and (f) 1950 UTC.

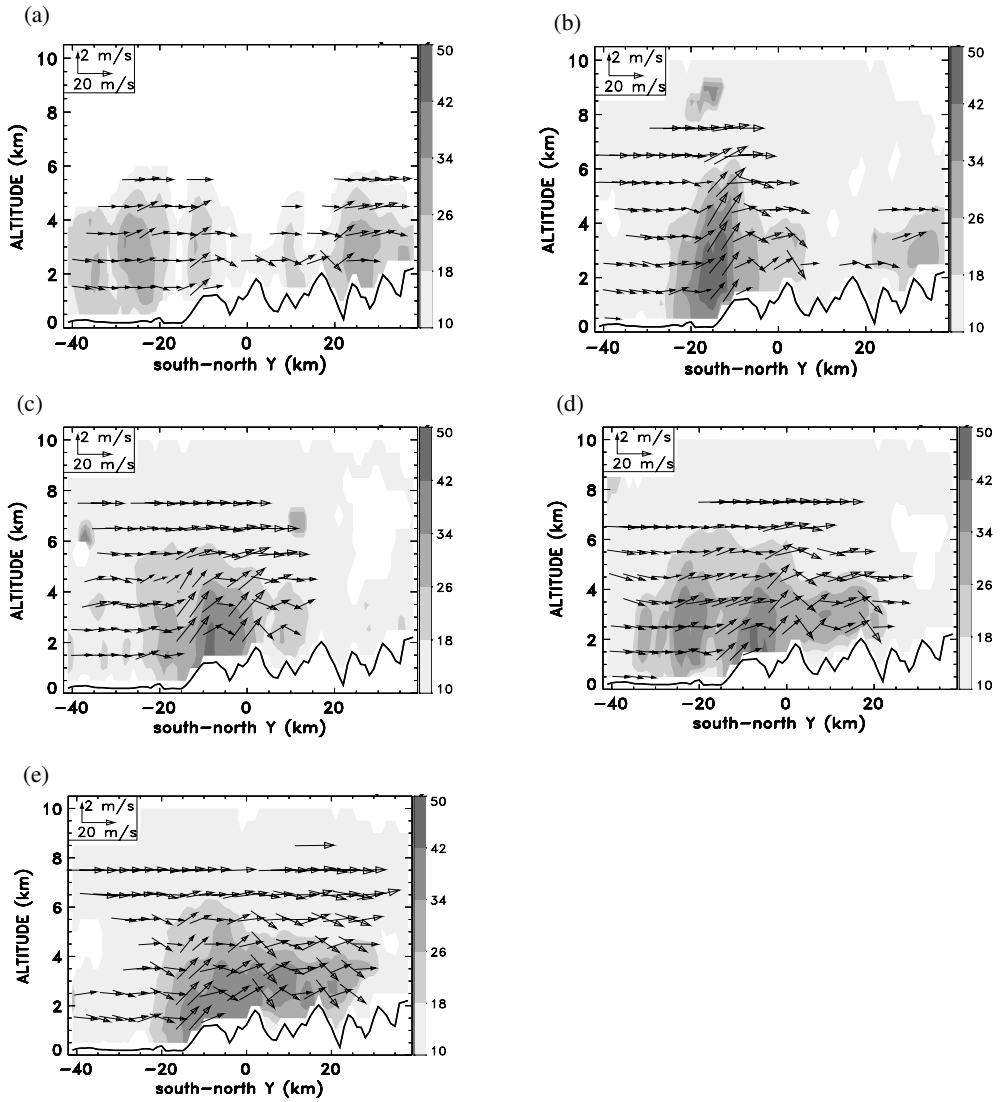


Figure 10. Vertical cross sections at $x = -10$ km of wind vectors (reference vectors in upper left corner) with superimposed reflectivity values at (a) 1720 UTC, (b) 1750 UTC, (c) 1809 UTC, (d) 1820 UTC and (e) 1850 UTC. Reflectivity and wind velocity are expressed in dBZ and m s^{-1} respectively.

a maximum of vertical air motion greater than 2.5 m s^{-1} at about 4 km above ground level (Fig. 11(a)) can be explained not only by orographic lifting but also probably by convective instability. At 1809 UTC (Figs. 10(c) and 11(b)) when the cell passes over the first mountain peak, the intensity of upward motions decreases, which leads to a lowering of the cell top, while a second upward motion develops over the upslope of the following peak. This second strong updraught (locally greater than 2.5 m s^{-1}) may result from the orographic lifting of the downwind flow ($>$1.5 m s^{-1}) associated with the precipitation occurring over the valley succeeding the first peak. The strong northward environmental flow aloft (greater than 20 m s^{-1}) can also favour the advection of hydrometeors aloft beyond the second peak which can explain the maximum of reflectivity observed ten minutes later (Fig. 10(d)) around 3 km altitude, further into

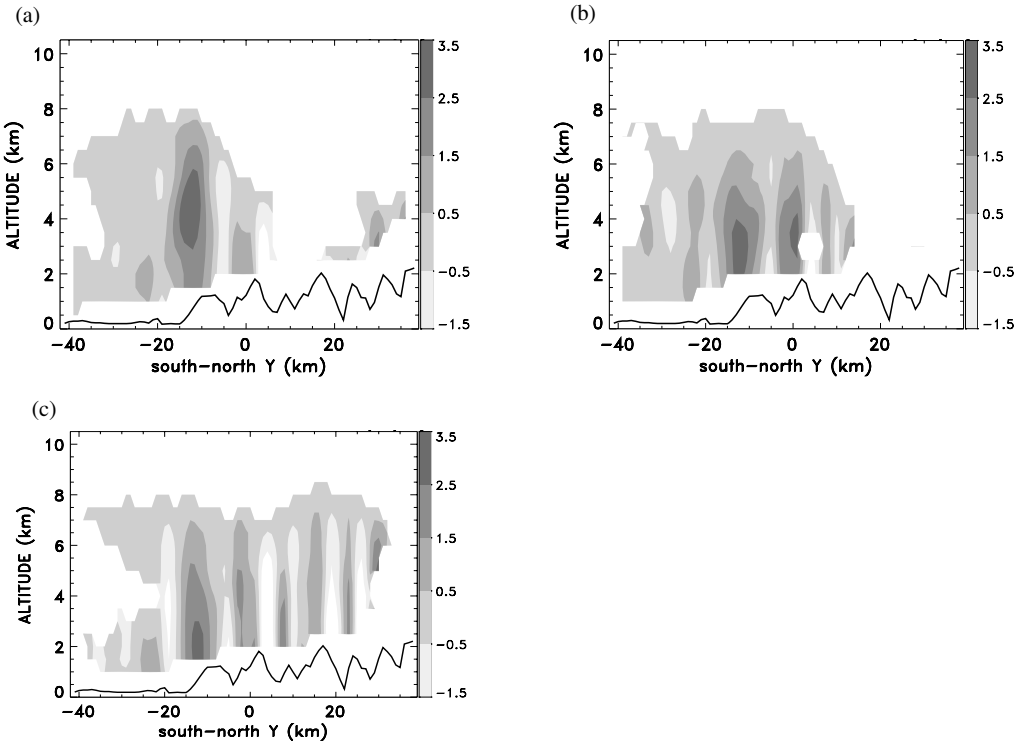


Figure 11. Vertical cross sections at $x = -10$ km of vertical velocity at (a) 1750 UTC, (b) 1809 UTC and (c) 1850 UTC.

the Alpine chain (to the north). Repetition of such a process over the upslope of the following peak permits the system to progressively spread northwards (Fig. 10(e)). Of course, this spreading associated with high reflectivity values is made possible by a continuous feeding of the system by the strong updraught over the upslope of the first peak (-15 km $< y < -10$ km, Fig. 11(c)) where a maximum of precipitation is permanently observed. Besides, it is worth noting the development of precipitation over Lago Maggiore ($y < -15$ km) from 1809 UTC (Fig. 10(c)) to 1820 UTC (Fig. 10(d)) which can be explained by local convection and condensation of the southerly moist airflow. This suggests that Lago Maggiore can be considered as a local source of moisture. This feature is more emphasized on the $x = -3$ km cross-section (Fig. 12).

According to Figs. 9(a) and 12(a), a cell develops at around 1720 UTC over an isolated massif at $y = -20$ km (and $x = -3$ km); this cell extends vertically up to $z = 5$ km and moves progressively northwards over Lago Maggiore under the influence of the low-level southerly wind. During this displacement, the cell intensifies and grows: it extends up to 6.5 km altitude with a reflectivity core higher than 42 dBZ at 1750 UTC (Fig. 12(c)). This development lasts about 50 minutes, from 1720 UTC to 1809 UTC (Fig. 12(e)), within updraughts of about 1.5 to 2.5 m s^{-1} (Fig. 12(d) and 12(f)) over Lago Maggiore. It is to be noted that the maximum intensity of updraughts located at around 3.5 km altitude over the lake at 1750 UTC (Fig. 12(d)) is suggestive of a maximum of convergence below and a maximum of divergence above. Such a cellular structure is characteristic of a convective situation. Consequently, the lake could be considered as a secondary source of moisture. Unfortunately, the location of the three ground-based Doppler radars did not permit observations in the first metres of atmosphere over

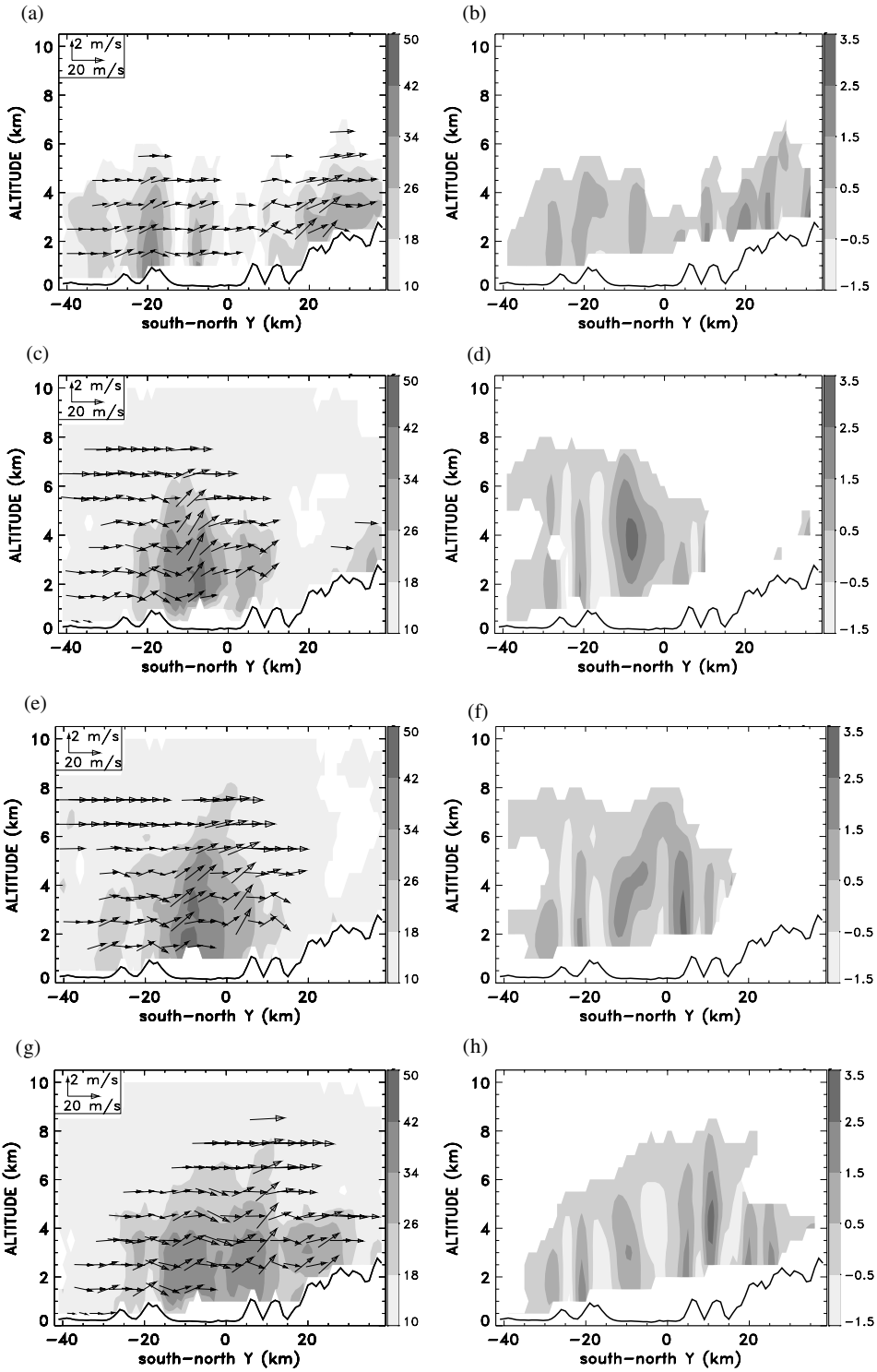


Figure 12. Vertical cross sections at $x = -3$ km of (left panels) wind vectors (reference vectors in upper left corner) with superimposed reflectivity values and of (right panel) vertical velocity at (a), (b) 1720 UTC, (c), (d) 1750 UTC, (e), (f) 1809 UTC, (g), (h) 1830 UTC. Reflectivity and wind velocity are expressed in dBZ and m s^{-1} respectively.

Lago Maggiore, which prevents calculating convergence to verify if it is a maximum over the lake. Precipitation enhancement over both the lake and the peaks of the terrain is confirmed by Fig. 12(g) even if, from this time, convection over the lake is less intense while orographic effects over the peaks are more vigorous (Fig. 12(h)).

(*b*) *Microphysical evolution*

(i) *Horizontal cross section.* Figure 13 shows the evolution of the hydrometeor distribution at 3 km altitude, i.e. around 500 m below the 0 °C level, over the considered domain. As already observed through the reflectivity field depicted on Fig. 9, three stages can be identified for the precipitation development over the Lago Maggiore target area. From 1720 UTC (Fig. 13(a)) to 1809 UTC (Fig. 13(c)) the precipitation field at 3 km altitude is characterized by a growing band structure mainly constituted with WS and some embedded GH while the stratiform background associated with lower reflectivity values consists of LR. It is to be noted that GH initially appears within updraughts (not shown) over the upwind side of two peaks located at $(x; y) = (-25; -28)$ and $(-5; -22)$.

From 1809 UTC to 1830 UTC, i.e. during the horizontal extension of the precipitating field, the intensification of the area with high reflectivity values (see Figs. 9(c) and 9(d)) consists mainly of wet snow (Fig. 13(d)). Besides, the amount of GH decreases, while during the dissipative stage of the system (after 1830 UTC) characterized by a transformation of WS into LR at 3 km altitude, the concentration of GH becomes locally a maximum. This increase in GH concentration is probably the result of riming of liquid hydrometeor carried aloft by orographically induced updraughts with falling ice particles. This mechanism is particularly efficient after 1900 UTC as the system arrives over the massif identified by -25 km $< x < -18$ km and -20 km $< y < 0$ km (Fig. 13(e) and 13(f)).

(ii) *Meridional cross sections $x = -3$ km and $x = -10$ km.* A comparative analysis of reflectivity and wind fields (Fig. 12(e)) with the microphysical field (Fig. 14(a)) for the meridional cross-section at $x = -3$ km clearly reveals that, as previously suggested by Houghton (1968), a convective cell is constituted with a hydrometeor column and the development of a cell is concomitant with hydrometeor growth. At low level ($z < 3$ km), the rapid development from 1720 UTC (Fig. 12(a)) to 1809 UTC (Fig. 12(e)) is characterized by the formation of a narrow column of HR embedded in the growing MR pattern (Fig. 14(a)). This rapid and efficient growth occurs over Lago Maggiore suggesting that it could act as a moisture source, so increasing water content in clouds, and within updraughts (about 1.5 to 2.5 m s^{-1}) which support rain particles and increase their residence time in the cloud. This indicates coalescence as the main mechanism implied in rain enhancement. By carrying aloft liquid water, updraughts allow formation of graupel particles by riming and freezing as observed at 1809 UTC (Fig. 14(a)) above the 0 °C level in a 2 km thick layer heading a hydrometeor column constituted with rain and WS particles. This configuration is similar to that observed by Medina and Houze (2003a) and is in accordance with the numerical results by Yuter and Houze (2003) for IOP2b. The presence of GH at an altitude greater than 3 km can be explained by an enhancement of updraughts due to latent heat release during the freezing process. It is also to be noted that the presence of HR below the graupel cap may be a consequence of the melt of the falling graupel. This highlights the contribution of the ice phase to heavy precipitation.

From 1830 UTC (Fig. 14(b)), the quantity of GH decreases over the lake and increases over the first peak of the mountains as a consequence of less intense convection

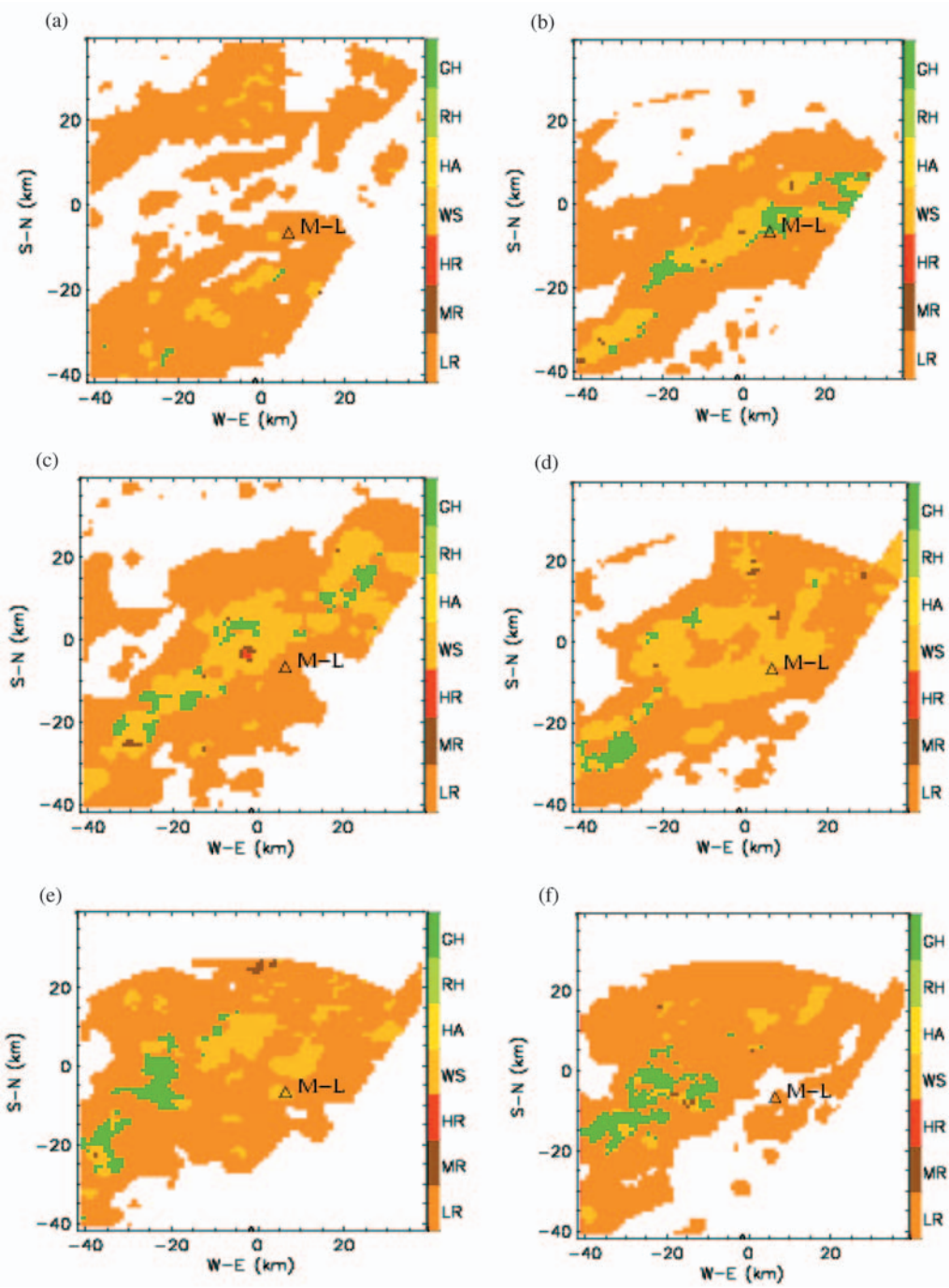


Figure 13. Horizontal cross sections in the Lago Maggiore region at 3 km altitude of the microphysical fields at: (a) 1720 UTC, (b) 1750 UTC, (c) 1809 UTC, (d) 1830 UTC, (e) 1910 UTC and (f) 1950 UTC.

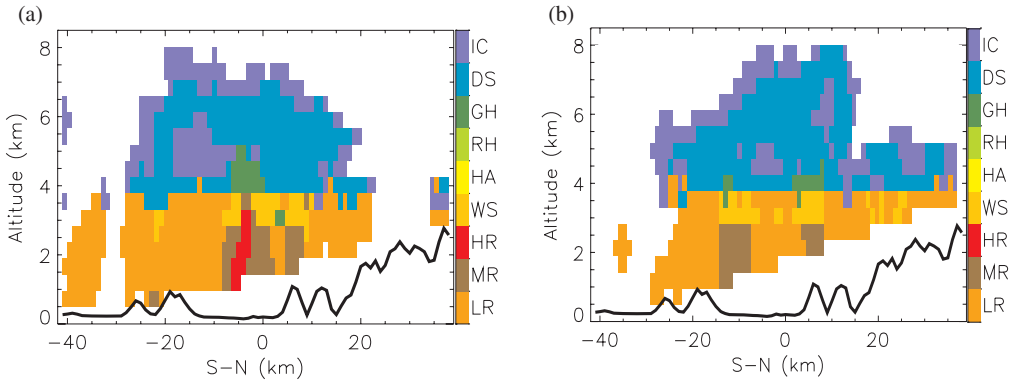


Figure 14. Vertical cross sections at $x = -3$ km of the microphysical fields at: (a) 1809 UTC and (b) 1830 UTC.

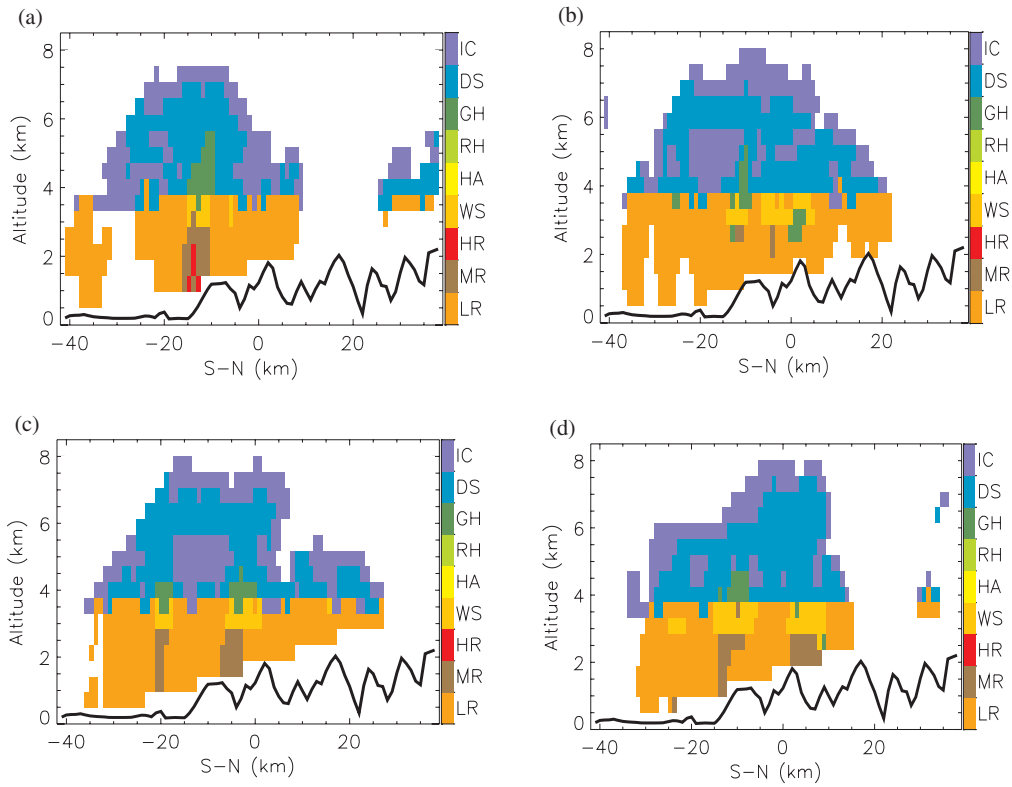


Figure 15. Vertical cross sections at $x = -10$ km of the microphysical fields at: (a) 1750 UTC, (b) 1809 UTC, (c) 1820 UTC and (d) 1850 UTC.

over the lake and an enhancement of orographic effects over the peak (Fig. 12(h)). This observation supports the analysis of Fig. 13 in section 5(b)(i) which emphasizes the role of riming (and updraughts) in GH formation.

A comparison between Fig. 10 and Fig. 15 shows that the major cell, which quickly developed between 1720 UTC and 1750 UTC over the upslope of the mountains by release of potential instability, consists of a narrow hydrometeor column of MR, WS,

HR and GH extending up to 5.5 km altitude. It is interesting to note that the graupel cap exhibits an upwind slope parallel to the upslope of the mountain over which it is located (Fig. 15(a)). This convective cell is a nice illustration of the orographic convective growth conceptual model by Medina and Houze (2003a) illustrated in their Fig. 17(b): presence of heavy precipitation (HR and MR) at low level, WS below the 0 °C level and a graupel cap above. At 1809 UTC (Fig. 15(b)) the vanishing of HR and MR over the first peak ($y = -12$ km) can be related to the decrease of the quantity of GH aloft. On the other hand, it is also important to note the layer of WS over the second peak at $y = 2$ km. This configuration can be explained by an ejection of hydrometeors from the cell located ten kilometres to the south in which GH is over WS. This analysis can be related to the fountain particles concept of Yuter and Houze (1995); the particles at highest (lowest) altitude in the old cell are then observed at the lowest (highest) altitude in the new cell. This is all the more pertinent as the shape of the hydrometeor distribution above the 0 °C level is quite consistent with the wind field profile. From 1820 UTC (Fig. 15(c)) to 1850 UTC (Fig. 15(d)), the column of hydrometeors at $y = -5$ km disappears because of its northward motion and of precipitation and ejection of particles over the second mountainous peak at $y = 0$ km as suggested by the evolution of the reflectivity and wind field displayed in Fig. 10. This is why a new column of hydrometeors appears at $y = 5$ km while the old one at $y = -5$ km is no longer visible at 1850 UTC in Fig. 15(d).

6. Conclusion

Four-dimensional kinematic and microphysical investigations of IOP3 (25–26 September) in the Lago Maggiore region has been deduced from data collected with three ground-based Doppler radars (Ronsard, Monte Lema and SPOL). More precisely, this paper focuses on the end of the 25 September afternoon from 1720 UTC to 1950 UTC which corresponds to the most active phase of precipitation. Microphysical study has been performed from the polarimetric data provided by SPOL and analysed through a simplified version of the NCAR hydrometeor classification algorithm by Vivekanandan *et al.* (1999).

As already mentioned by Medina and Houze (2003b), IOP3 presents high similarities to IOP2b in the synoptic and thermodynamic analyses. In both cases a trough located over the North Atlantic generates a predominant southwesterly flow over the Mediterranean Sea toward the Alps. At low level, air is warm and potentially unstable. The conditions are then propitious for precipitation over the Alps. However, a difference has to be noted in the low-level wind field which consists of a southerly Ligurian Sea flow towards Lago Maggiore during IOP3 and strong easterlies from the Adriatic Sea during IOP2b.

The first part of the present work consists of a temporal mean study of IOP3 through an analysis of the mean 3D wind field and the mean vertical distribution of hydrometeors. Similar characteristics have been emphasized with the mean reflectivity signal analysed by Medina and Houze (2003a). In particular, convective precipitation is primarily localized over Lago Maggiore and the upslope of the first mountain, with reflectivity values of 30 to 35 dBZ.

On the other hand, concerning the microphysical structure, rain is observed at positive temperatures, wet snow just below the 0 °C level, iced particles above, and graupel on either side of the freezing level with, above it, a 2 km thick layer generally embedded within the dry snow layer. These observations are suggestive of convective processes such as coalescence at positive temperatures, and riming and freezing at negative temperatures, embedded within stratiform processes such as melting of dry snow and graupel leading to wet snow formation and probably to heavy rain.

In the second part, a four-dimensional kinematic and microphysical analysis of the precipitating system has been carried out. Three periods can be distinguished in the evolution of the system from 1720 UTC to 1950 UTC: a well structured phase (from 1720 UTC to 1809 UTC) during which the system is advected northwards, grows and intensifies over Lago Maggiore, a phase of spreading (from 1809 UTC to 1830 UTC) of precipitation in the vicinity of the mountains, and finally a dissipation phase (from 1830 UTC to 1950 UTC) over the mountains.

Convective cells have been observed to efficiently develop in about 50 minutes not only over the upwind slope of the first peak but also over Lago Maggiore in the presence of updraughts, which seems to indicate that the lake favours local convection. The associated microphysical structure during the first period of precipitation is characterized by a column of hydrometeors with medium rain, heavy rain and graupel from bottom to top. Coalescence at low level (below the 0 °C isotherm), and riming and freezing above were identified as the major microphysical and physical processes resulting in precipitation. Melting of graupel during its fall is also a major phenomenon leading to heavy precipitation at low level, which highlights the essential role of the ice phase in formation and enhancement of precipitation. These processes are favoured by orographic lifting and by the presence of Lago Maggiore which acts as a moisture source in addition to the Mediterranean Sea. During the phase of spreading, a forward development of the system is observed over the Alps. According to the fountain particles concept by Yuter and Houze (1995), it probably results from an ejection of hydrometeors from old cells whose progression is perturbed by the orography. This may explain the observed unusual structure of some young cells characterized by the presence of graupel below the layer of wet snow in positive-temperature cloud areas.

APPENDIX A

Radars: main characteristics

As previously mentioned, three ground-based Doppler radars were operated in the LMTA: the French Ronsard, the Swiss Monte-Lema and the US NCAR SPOL. Their main characteristics are presented in the following table; more details can be found in Binder *et al.* (1999).

TABLE 1. MAIN CHARACTERISTICS OF THE THREE RADARS USED

Characteristics	Radars		
	Ronsard	Monte-Lema	SPOL
Nationality	France	Switzerland	USA
Location	8.517°E; 45.490°N	8.833°E; 46.042°N	8.730°E; 45.720°N
during MAP	Novara	Monte Lema	Vergiate
Altitude	155 m	1625 m	280 m
Frequency/Wavelength	5.6 GHz/5.3 cm	5.44 GHz/5.5 cm	3 GHz/10 cm
Band	C	C	S
Type	Doppler	Doppler	Doppler/polarimetric
Fields recorded	Reflectivity + Doppler velocity	Reflectivity + Doppler velocity	Reflectivity + Doppler velocity + particle type
Radial coverage	100 km	230 km	100 km
Azimuthal coverage	0° to 360°	0° to 360°	Sectorial 120°
Radial resolution	200 m	1000 m	150 m
Sampling interval	10 min	5 min	10 min
Beam width (3dB)	0.89°	1°	0.91°
Pulse width	0.67 μs	0.5 μs	0.35 μs
Resolution	100 m	75 m	38 m

APPENDIX B

Brief recall of polarimetric variables

It is well known that polarized waves are very useful to discriminate the scattering hydrometeors in clouds. Indeed, these waves are sensitive to the geometric (size, shape, orientation) and physical (phase, density) mean properties of the scatterers. The SPOL polarimetric Doppler radar uses two linear polarizations (horizontal and vertical) in commutation, with a wavelength of 10 cm. A combination of Z_h and Z_v reflectivities and ϕ_h and ϕ_v phase shifts relative to both directions (subscripts h and v denote horizontal and vertical polarizations, respectively) permits the measurement of four polarimetric variables (POV):

- The differential reflectivity $ZDR = 10\log(Z_h/Z_v)$. Because they are spherical (hail) or they are falling without preferential direction (snow and ice crystal), ice particles are characterized by $Z_h \approx Z_v$ and, consequently, $ZDR \approx 0$. On the contrary, because large falling raindrops are oblate they induce an anisotropic scattering of the incident radar beam. In particular, the larger the drops are, the more flattened they are by the aerodynamic effects, which leads to higher positive values for *ZDR*. Thus, *ZDR* provides information on mean size and shape of hydrometeors and can be used for a discrimination between ice and liquid particles.
- The linear depolarization ratio $LDR = 10\log(Z_{hv}/Z_{hh})^*$ where Z_{hv} and Z_{hh} are vertical and horizontal reflectivities, respectively, relative to the incident horizontal polarized radar wave. It indicates if the incident wave is depolarized which generally occurs if hydrometeors are asymmetric and/or their horizontal and vertical axis are not principal. Then *LDR* provides information about mean shape and orientation of hydrometeors.

Both these variables are sensitive to the refractive index n. Thus, with the same geometry, wet hydrometeors lead to higher values than dry ones. In particular, if ice particles are covered by water, then deformation of the thin water skin under aerodynamic effects may lead to high values of *LDR* and *ZDR*, characteristic of large distorted raindrops. Two others parameters are introduced:

- The specific differential phase *KDP* is the derivative along the optical radar-target path $r_2 - r_1$ of the differential phase (phase shift between horizontal and vertical polarization):

$$KDP = (\phi_{dp}(r_2) - \phi_{dp}(r_1))/(r_2 - r_1) \text{ in } (^\circ \text{ km}^{-1}) \text{ with } \phi_{dp} = \phi_h - \phi_v$$

KDP provide information about the environment between the radar and the target; it is independent of attenuation and radar calibration.

- The cross correlation factor statistically indicates the diversity in size, shape, orientation, nature and type of hydrometeors in the scanned volume radar. The higher this diversity is, the more this factor decreases.

Further information relative to POV can be found in Straka *et al.* (2000) or Bringi and Chandrasekar (2001).

* The first index indicates the polarization of the incident wave (emitted by the radar), the second indicates the polarization of the backscattered wave (received by the radar). When these waves are identical (in the sense of polarization), only one index is used. It is important to note that Z_{hv} is smaller than Z_{hh} (ratio less than 1%). So, *LDR* is negative and very noise sensitive.

REFERENCES

Banta, R. M. 1990 The role of mountain flows in making clouds. Pp. 229–283 in *Atmospheric processes over complex terrain*, Meteorological Monographs, **23**, American Meteorological Society

Binder, P., Rossa, A., Bougeault, P., Moore, J., Jorgensen, D. and Bolliger, M. 1999 MAP Implementation Plan. Version 4.1, 260 pp. (Available from MAP Data Centre, ETH, Zürich, CH-8093, Switzerland)

Bougeault, P., Binder, P. and Kuettner, J. 1998 MAP Science Plan, 64 pp. (Available from MAP Data Centre, ETH, Zürich, CH-8093, Switzerland)

Bougeault, P., Binder, P., Buzzi, A., Dirks, R., Houze, R., Kuettner, J., Smith, R., Steinacker, R. and Volkert, H. 2001 The MAP special observing period. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **82,** 433–462

Bousquet, O. and Smull, B. F. 2003 Observations and impacts of upstream blocking during a widespread orographic precipitation event. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129,** 391–409

Bringi, V. N. and Chandrasekar, V. 2001 *Polarimetric Doppler weather radar: principles and applications*. Cambridge University Press

Chang, J.-T. and Wetzel, P. J. 1991 Effects of spatial variations of soil moisture and vegetation on the evolution of a prestorm environment: A numerical case study. *Mon. Weather Rev.*, **119,** 1368–1390

Chen, F., Warner, T. T. and Manning, K. 2001 Sensitivity of orographic moist convection to landscape variability: A study of the Buffalo Creek, Colorado, flash flood case of 1996. *J. Atmos. Sci.*, **58,** 3204–3223

Chong, M., Georgis, J.-F., Bousquet, O., Brodzik, S. R., Burghart, C., Cosma, S., Germann, U., Gouget, V., Houze, R. A., Jr., James, C. N., Prieur, S., Rotunno, R., Roux, F., Vivekanandan, J. and Zeng, Z.-X. 2000 Real-time wind synthesis from Doppler radar observations during the Mesoscale Alpine Program. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **81,** 2953–2962

Cotton, W. R., George, R. L. and Knupp, K. R. 1982 An intense, quasi-steady thunderstorm over mountainous terrain. Part I: Evolution of the storm-initiating mesoscale circulation. *J. Atmos. Sci.*, **39,** 328–342

Frei, C. and Schaer, C. 1998 A precipitation climatology of the Alps from high-resolution rain-gauge observations. *Int. J. Climatol.*, **18,** 873–900

Garrett, A. J. 1982 A parameter study of interactions between convective clouds, the convective boundary layer, and a forested surface. *Mon. Weather Rev.*, **110,** 1041–1059

Georgis, J.-F., Roux, F., Chong, M. and Pradier, S. 2003 Triple-Doppler radar analysis of the heavy rain event observed in the Lago Maggiore region during MAP IOP2b. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129,** 495–522

Houghton, H. G. 1968 On precipitation mechanisms and their artificial modification. *J. Appl. Meteorol.*, **7,** 851–859

Houze, R. A., Jr. 1997 Stratiform precipitation in regions of convection: a meteorological paradox? *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **78,** 2179–2196

Kessler, E. 1969 On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. Meteorological Monographs, **10**, American Meteorological Society

Kristovich, D. A. R. and coauthors 2000 The Lake-Induced Convection Experiment and the Snowband Dynamics Project. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **81,** 519–542

Mahfouf, J. F., Richard, E. and Mascart, P. 1987 The influence of soil and vegetation on the development of mesoscale circulations. *J. Appl. Meteorol.*, **26,** 1483–1495

Massacand, A. C., Wernli, H. and Davies, H. C. 1998 Heavy precipitation on the Alpine southside: an upper-level precursor. *Geophys. Res. Lett.*, **25,** 1435–1438

Medina, S. and Houze, R. A., Jr. 2003a Air motions and precipitation growth in Alpine storms. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129,** 345–371

2003b Orographic precipitation in potentially unstable Alpine storms: Map IOPs 2b, 3, and 5. Preprint, ICAM/MAP Meeting, Brig, Switzerland, 19–23 May

Mendel, J. M. 1995 Fuzzy logic systems for engineering: a tutorial. *Proc. IEEE*, **83,** 345–377

Pradier, S., Chong, M. and Roux, F. 2002 Radar observations and numerical modeling of a precipitating line during MAP IOP5. *Mon. Weather Rev.*, **130,** 2533–2553

Pradier, S., Chong, M. and Roux, F. 2004 Characteristics of some frontal stratiform precipitation events south of the alpine chain during MAP. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **87,** 197–218

Raymond, D. J. and Wilkening, M. H. 1982 Flow and mixing in New Mexico mountain cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **39,** 2211–2228

Rotunno, R. and Ferretti, R. 2003 Orographic effects on rainfall in MAP cases IOP2b and IOP8. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129,** 373–390

Scott, R. W. and Huff, F. A. 1996 Impacts of the Great Lakes on regional climate conditions. *J. Great Lakes Res.*, **22,** 845–863

Segal, M., Schreiber, W. E., Kallos, G., Garratt, J. R., Rodi, A., Weaver, J. and Pielke, R. A. 1989 The impact of crop areas in northeast Colorado on midsummer mesoscale thermal circulations. *Mon. Weather Rev.*, **117,** 809–825

Smith, R. B. 1979 The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.*, **21,** 87–230

Straka, J. M., Zrnic, D. S. and Ryzhkov, A. V. 2000 Bulk hydrometeor classification and quantification using polarimetric radar data: synthesis of relations. *J. Appl. Meteorol.*, **39,** 1341–1372

Vivekanandan, J., Zrnic, D. S., Ellis, S. M., Oye, R., Ryzhkov, A. V. and Straka, J. 1999 Cloud microphysics retrieval using S-band dual-polarization radar measurements. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **80,** 381–388

Yuter, S. E. and Houze, R. A., Jr. 1995 Three-dimensional kinematic and microphysical evolution of Florida cumulonimbus. Part III: Vertical mass transport, mass divergence and synthesis. *Mon. Weather Rev.*, **123,** 1964–1983

2003 Microphysical modes of precipitation growth determined by S-band vertically pointing radar in orographic precipitation during MAP. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129,** 455–476

4.

Étude microphysique de la POI3 à partir des observations radar et de simulations numériques Meso-NH

Ce chapitre reprend l'objectif scientifique et les points essentiels de l'article suivant, soumis au Quaterly Journal of the Royal Meteorological Society :

Lascaux F., O. Pujol, and J.-F. Georgis, 2006: ***Microphysical study of the MAP-IOP3 event by radar observations and Meso-NH numerical simulations*****. Submitted to QJRMS.**

Par la suite, il sera désigné d'une manière abrégée par A2. Il suit immédiatement cette présentation.

Une version simplifiée de A2 a fait l'objet d'une communication avec acte lors d'un congrès international à Barcelone :

Ol. Pujol, F. Lascaux, and J.-F. Georgis, 2006: ***Microphysical quantitative study of MAP-IOP3 through comparisons between radar observations and numerical simulations*****. 4th European conference on radar and meteorology, Barcelona (Spain)**

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE

Outre les observations effectuées durant la campagne MAP, de nombreuses simulations numériques ont été réalisées dont celles à partir du modèle non hydrostatique de méso échelle Meso-NH. Trois POI différentes ont été étudiées par Lascaux et al. (2006) : la POI2 (19–21 septembre), la POI3 (25-26 septembre) et la POI8 (19-21 octobre). Il ressort de cette étude que le modèle reproduit correctement le comportement de ces trois événements, particulièrement en ce qui concerne l'intensité, la localisation et la nature stratiforme ou convective (POI2, POI3) des précipitations. Plus précisément dans le cas de la POI3 qui nous occupe dans ce travail de doctorat, les résultats de la simulation corroborent et complètent ceux déduits des observations radar (Pujol et al. 2005).

Ce travail est une synthèse et une extension des deux contributions citées ci-dessus. Les conclusions tirées des observations radars sont approfondies en recevant un soutien numérique car, à elles seules, les données radar ne permettent pas d'identifier quantitativement les processus microphysiques dominant le développement des précipitations. Ainsi, le travail présenté ici et dans A2 complète le précédent (A1) où les discussions sont qualitatives. Dans une première partie, nous abordons quelques points concernant l'étude des systèmes précipitants par Meso-NH, notamment en ce qui concerne la microphysique. Enfin, nous présentons les résultats principaux de A2.

II.- ÉTUDES DES SYSTÈMES PRÉCIPITANTS PAR LE MODÈLE MESO-NH

Meso-NH est un modèle de méso échelle qui permet de simuler quelques phénomènes atmosphériques sur des domaines spatiaux imbriqués dont la résolution est de plus en plus fine : 32, 8 et 2 km ; c'est la technique du "grid-nesting". Le domaine le plus interne (résolution de 2 km) est celui qui est centré au-dessus du Lac Majeur et qui sera considéré ici car il correspond au domaine utilisé pour les observations radar (*cf. A3 et figure 1*). Ces dernières ont révélé une phase active du système entre 1720 et 2000 TUC durant laquelle des cellules convectives sont initiées au niveau de la plaine, puis advectées vers les Alpes au nord tout en se développant et s'intensifiant au-dessus du Lac Majeur (Pujol et al. 2005). La figure 2 présente l'évolution de la réflectivité simulée Z_{sim} pour une coupe horizontale ($z = 3$ km) et une coupe verticale à 1830, 1845, 1900 et 1925 TUC. Cette dernière coupe correspond à la direction moyenne d'advection des cellules convectives simulées dont l'évolution peut ainsi être suivie. Cette diagonale présente une topographie similaire à celle présentée dans les coupes sud-nord étudiées dans Pujol et al. (2005) : des petits reliefs ($z < 1$ km), une large portion de Lac Majeur et des reliefs alpins plus importants ($z > 1$ km). Nous ne développerons pas ici l'évolution de Z_{sim} car elle n'est pas le thème principal de ce chapitre ; par ailleurs, il a été dit que le modèle Méso-NH reproduisait les caractéristiques des précipitations (localisation, intensité). *Retenons simplement que les phénomènes d'initiation orographique, de ralentissement des cellules à l'approche des reliefs, de contact entre cellules et d'affaiblissement de celles-ci au dessus des Alpes se retrouvent dans le modèle de façon identique aux observations.* Le lecteur voudra bien se reporter à la section 2b de A2 pour de plus amples détails.

Le modèle Meso-NH considère six types d'hydrométéores : les gouttelettes nuageuses (C), la pluie (R), le cristal de glace (I), la neige(S), le graupel (G) et la grêle (H). Afin d'effectuer une comparaison fructueuse entre les sorties du modèle et les observations radar, quelques conventions de vocabulaire doivent être définies. En effet, sept classes d'hydrométéores légèrement différentes des précédentes ont été identifiées à partir des données radar (*cf. chapitre 3 et A3*). Concernant la phase liquide, il est naturel de regrouper LR, MR et HR dans R ; pour la phase solide, DS et IC sont désormais identifiés à S et I respectivement. Le traitement de la phase mixte est un peu plus délicat puisque Meso-NH distingue le graupel de la grêle et que la classe neige mouillée (WS) n'est pas explicitement évoquée. Il sera cependant vu un peu plus loin, lors de la discussion sur les processus microphysiques, que WS peut être considéré comme une forme de G. En conséquence, les deux études doivent être considérées comme complémentaires, en particulier pour l'identification des hydrométéores en phase mixte. Par ailleurs, le modèle fournit une information sur les gouttelettes nuageuses C, trop petites pour être détectées par les radars. Nous reviendrons en détail sur ce dernier point et nous verrons qu'elles jouent un rôle capital dans l'étude des systèmes précipitants (*cf. chapitres 5 et 6*). L'étude des processus microphysiques est réalisée à partir d'équation de bilan sur les

rapports de mélange (r en g kg^{-1}) des différents types de particules considérés : le schéma ICE4 traitant explicitement la grêle (contrairement au schéma ICE3) sera utilisé. Le tableau de A2 définit les principaux processus considérés dans cette étude ; pour plus de détails, le lecteur pourra consulter la documentation de Meso-NH (http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh).

III.- MICROPHYSIQUE DÉTAILLÉE DE LA POI3

III.1- Profils verticaux moyens des hydrométéores

Analysons les profils verticaux moyennés dans le temps des hydrométéores identifiés par les observations radar et la simulation numérique (Fig. 3). Précisément, comparons le profil du nombre moyen de points de grille associés à une classe d'hydrométéore observée (Fig. 3a) et le profil du rapport de mélange moyen r calculé pour chaque type d'hydrométéore du modèle (Fig. 3b).
Ces profils calculés et observés sont très similaires pour les types S et I : pour S, on note la présence de deux maxima de coordonnées (r ; z) = (0,07 g kg^{-1} ; 4 km) et (0,06 g kg^{-1} ; 6 km) où z est l'altitude ; pour I, une valeur maximale se situe à (0,07 g kg^{-1} ; z = 7 km) (le second maximum observé à z = 5 km n'apparaît pas dans les sorties du modèle). Pour la phase mixte, les types G et H sont maximum à z = 5 et 3,5 km respectivement (Fig. 3b). L'addition de leur profil conduit à un maximum à (0,03 g kg^{-1} ; z = 4 km) cohérent avec le profil de GH observé (Fig. 3a). Cependant, la présence de G à des altitudes supérieures à 5 km ne se retrouve pas pour le profil observé (Fig. 3a). Selon le modèle Meso-NH, la pluie, R, est présente principalement sous l'isotherme 0 C avec un rapport de mélange r = 0,08 g kg^{-1} à z = 1 km (Fig. 3b). Le maximum de R est en revanche observé à z = 2,5 km. Cette différence peut s'expliquer par un effet de masque dû au relief (blocage des ondes radar) conduisant à un manque de données à basses altitudes. Soulignons enfin la présence de gouttelettes nuageuses C jusqu'à 6 km d'altitude avec des valeurs de r atteignant 0,18 g kg^{-1} à z = 2 km ; cette information est précieuse pour l'étude détaillée des processus microphysiques dans la mesure où un radar ne permet pas toujours de détecter les petites gouttelettes de nuage.
Cette comparaison indique globalement une bonne correspondance entre les observations et les simulations numériques malgré quelques légères différences. Ainsi, Meso-NH reproduit correctement les profils microphysiques moyens du système précipitant et, réciproquement, il complète bien, quantitativement, les informations qualitatives issues des observations radars.

III.2- Processus microphysiques moyens

Les observations radar peuvent être approfondies par l'étude budgétaire des processus microphysiques pour une durée déterminée. Les taux moyens des rapports de mélange τ (µg kg^{-1} s^{-1}) des mécanismes microphysiques impliqués, calculés par Meso-NH, sont représentés en figure 4 pour

les trois phases (solide, mixte, liquide). Une durée 2 heures (1730 UTC-1930 UTC), durant la phase la plus active du système, a été considérée pour les calculs. Le tableau de A2 donne une définition des différents processus microphysiques considérés ainsi que l'utilisation des abréviations utilisées pour les désigner.

i) Phase solide, hautes altitudes (Fig. 4a) : Les principaux mécanismes de formation et de développement de I sont DEPI et BRFI ; le premier est tel que (τ_{max} ; z) = (20 µg kg^{-1} s^{-1} ; 8 km) alors que pour le second τ_{max} < 5 µg kg^{-1} s^{-1} à z = 5 km. Globalement, BRFI est moins efficace que DEPI sauf pour z < 5,5 km, mais sa présence suggère, comme la figure 3, celle d'eau surfondue. L'apparition de S se fait par le processus AUTI, très efficace aux plus hautes altitudes. Une fois formée, S continue de croître par AGGS et RIMS. Le premier mécanisme domine entre 5 et 8 km d'altitude (τ_{max} ≈ 5 µg kg^{-1} s^{-1}) ; le second est plus efficace juste au dessus du niveau 0°C (τ_{max} > 15 µg kg^{-1} s^{-1}). A z > 5 km, RIMS est un puits pour S : ce type de particule a atteint une telle taille (diamètre équivalent de 7 mm) qu'il est considéré par le modèle comme du graupel G (Farley et al. 1989). Comme pour BRFI, RIMS suggère la présence d'eau surfondue.

ii) Phase mixte, autour de l'isotherme 0°C (Fig. 4b) : le fort givrage (RIMG) contribue à la formation de G lorsque des agrégats entrent en collision avec de l'eau surfondue. La collection d'autres hydrométéores (I, S, R ou C) dans le mode sec ou humide contribue au développement ultérieur de G (GRWG). Le premier mécanisme domine quelle que soit l'altitude : il est caractérisé par un maximum (12 µg kg^{-1} s^{-1} ; 5 km) ; le second est maximum à (5 µg kg^{-1} s^{-1} ; 4 km). La formation et la croissance de grêle se font respectivement par WTGH et WTHH (τ_{max} ; z) = (25 µg kg^{-1} s^{-1} ; 4 km). Enfin, CMLG (τ_{max} ; z) = (20 µg kg^{-1} s^{-1} ; 3,5 km) contribue à la formation de G à partir de S ; une telle catégorie peut être associée à la neige mouillée WS considérée dans les observations radar.

iii) Phase liquide, basses altitudes (Fig. 4c) : La fonte des particules lourdes G et H lors du passage à travers l'isotherme 0°C contribue à renforcer la quantité de pluie R [MLTR (τ_{max} , z) = (20 µg kg^{-1} s^{-1} ; 3,5 km)]. Les hydrométéores sont formés sous forme de C par CNDC (τ_{max} ; z) =(20 µg kg^{-1} s^{-1} ; 2 km). Un second pic de CNDC se trouve à z ≈ 4,5 km indiquant la présence de gouttelettes d'eau surfondue. La coalescence chaude (AUTR+ACCR) est un processus actif pour la formation et la croissance de R : ils sont caractérisés respectivement par (τ_{max} , z) = (5 µg kg^{-1} s^{-1} ; 3 km) et (15 µg kg^{-1} s^{-1} ; 2,5 km).

Cette étude conforte et approfondie les conclusions qualitatives déduites des données radar. En particulier, le rôle de la phase glace dans le renforcement des précipitations liquides est clairement mis en évidence.

III.3 Microphysique des phases d'initiation et de croissance.

Afin de caractériser les principaux processus microphysiques, des calculs budgétaires ont été effectués à la fin de la phase d'initiation, entre 1820 et 1830 TUC, et à la fin de la phase de développement, entre 1850 et 1900 TUC. Représentés sur la même coupe verticale que précédemment, ils montrent que les phases présentent des comportements microphysiques différents.

i) Phase d'initiation 1820-1830 TUC (Fig. 5): *Sous l'isotherme 0°C*, des gouttelettes nuageuses et de la pluie sont présentes au dessus du lac et des contreforts alpins : r_{max} = 1,0 et 0,2 g kg^{-1} respectivement (Fig. 5b, c). Au dessus de l'isotherme 0°C, les rapports de mélange des cristaux de glace, de la neige, du graupel et de la grêle, principalement situés au-dessus des montagnes du nord-est, sont inférieurs à 0,2 g kg^{-1} (Fig. 5d, e, f) ; il sont en faible proportion relativement aux particules liquides. *La phase d'initiation est* donc *caractérisée par une microphysique chaude* à basse altitude*, ce qui concorde avec les faibles ascendances* (Fig. 5a). Sous l'isotherme 0°C, la coalescence augmente la quantité de pluie (τ_{max} = 0,5-1 µg kg^{-1} s^{-1}) au dessus du Lac Majeur. La présence d'ascendances, même faibles, soutient l'hypothèse de Pujol et al. (2005) selon laquelle le lac serait une contribution non négligeable à l'augmentation du contenu en eau liquide du système. *Au dessus de l'isotherme 0°C, la microphysique froide est limitée* aux altitudes $4 < z < 6$ km. La neige se développe par léger givrage au dessus du lac mais n'atteint jamais une taille suffisante pour être converties en graupel : le givrage est uniquement une source (τ_{max} = 0,5-1 µg kg^{-1} s^{-1}) (Fig. 5j). En outre, les processus impliquant du graupel et de la grêle sont peu actifs (τ_{max} = 0,5-1 µg kg^{-1} s^{-1}) (Fig. 5l) ; ils participent à l'apparition et à la croissance de particules fortement givrées qui seront dominantes ultérieurement. Cependant, ces dernières augmentent la quantité de pluie aux faibles altitudes lors de leur fonte (τ_{max} = 0,5-1 µg kg^{-1} s^{-1}) (Fig. 5h). L'absence relative de graupel et de grêle ne contredit pas la présence de ce processus de fusion : ces hydrométéores se forment mais ne sont pas maintenus en l'air par les faibles ascendances. Enfin, la déposition (Fig. 5i) et l'accrétion de neige (Fig. 5k) sont aussi représentées avec τ_{max} = 0,1 µg kg^{-1} s^{-1}.

ii) Phase de développement 1850-1900 TUC (Fig. 6) : Le rapport de mélange des gouttelettes nuageuses n'évolue pas significativement entre la phase précédente et celle-ci, au contraire de la pluie (r_{max} = 1 µg kg^{-1} s^{-1}) (Figs. 6b, c). Les hydrométéores glacés sont également nettement plus représentés (r_{max} = 1 µg kg^{-1} s^{-1}), sauf la neige en relativement plus faible quantité (Figs. 6d, e, f). Les hydrométéores sont principalement localisés au dessus des montagnes jusqu'à 10 km d'altitude. Ceci témoigne d'un fort développement microphysique du système lors de son passage au-dessus du lac en approchant du relief ; notons particulièrement la présence d'ascendances plus importantes de l'ordre de 2 m s^{-1} (Fig. 6a).

Dans cette phase, la microphysique froide est efficace et la neige peut être considérée comme un type transitoire : un givrage important, une croissance sèche et humide du graupel et de la grêle, dominent au-dessus de l'isotherme 0°C (τ_{max} = 1 µg kg^{-1} s^{-1}) (Fig. 6l). Ces processus microphysiques contribuent aux ascendances par libération de chaleur latente. Concernant la neige, sa formation se fait activement par accrétion (τ_{max} = 0,5 µg kg^{-1} s^{-1}) et par givrage (τ_{max} = 1 µg kg^{-1} s^{-1}) sous z = 5 km (Fig. 6j), ce dernier contribuant à la formation de graupel au- dessus de z = 5 km : les valeurs négatives indiquent en effet la conversion de neige en graupel. Lors de leur passage à travers l'isotherme 0°C, toutes ces particules givrées fondent et augmentent la quantité de pluie aux températures positives ; ce processus de fusion (Fig. 6h) est aussi actif que la coalescence (τ_{max} = 1 µg kg^{-1} s^{-1}) (Fig. 6g).

CONCLUSIONS

Ce travail montre un bon accord entre les observations et la simulation, aussi bien en ce qui regarde l'évolution de la réflectivité que la structure moyenne microphysique du système. Les processus convectifs sont identifiés comme étant essentiels pour le développement des précipitations. Cet accord donne crédit à la fois au modèle Meso-NH pour l'étude dynamique et microphysique des systèmes précipitants, ainsi qu'à l'algorithme d'identification des hydrométéores lors du traitement des mesures polarimétriques.

L'approfondissement et le détail apporté par le modèle portent sur l'identification et la quantification des mécanismes microphysiques impliqués. En outre, deux phases sont distinguées d'un point de vue microphysique : une phase d'initiation caractérisée par une microphysique chaude impliquant principalement des hydrométéores liquides et une phase de développement où la microphysique froide joue un rôle prépondérant.

Q. J. R. Meteorol. Soc. (9999), **999**, pp. 1–999 doi: 10.1256/qj.yy.n

Microphysical study of the MAP-IOP3 event by radar observations and Meso-NH numerical simulations

By F. LASCAUX, O. PUJOL* and J.-F. GEORGIS.
Université Paul Sabatier/CNRS Laboratoire d'aérologie, Toulouse, France.

(Received 1 January 9999; revised 31 January 9999)

SUMMARY

This paper presents a microphysical study of the MAP-IOP3 orographic precipitation event performed with radar polarimetric observations and Meso-NH numerical simulations. The polarimetric data are analysed through a fuzzy logic method to provide a description of the microphysical structure of the event. In addition, numerical computations with the Meso-NH model permit to identify and to quantify the microphysical processes implied in the triggering and the development of the orographic precipitation. Reflectivity, hydrometeor mixing ratio, and microphysical budgets are thus computed to investigate and identify the dominant microphysical processes involved in precipitation development. The convective nature of the IOP3 precipitation is shown; it is characterized by efficient microphysical mechanisms such as heavy riming, warm coalescence, and melting of heavy particles (graupel, hail). In particular, the initiation of the system is due to warm microphysics whereas the development of the system involves ice microphysics.

KEYWORDS: Mesoscale Alpine Programme Orographic precipitation Polarimetric radar observations Mesoscale simulations Microphysics

1. INTRODUCTION

The Mesoscale Alpine Program (MAP: Bougeault et al. 1998, Bougeault et al. 2001, Binder et al. 1999) conducted in autumn 1999 (from September to November) provided a better understanding of the effects of mountains on atmospheric phenomena. More precisely, the spatial-temporal distribution of precipitation and their microphysical growth processes were shown to be strongly influenced by the Alps.

Using radar measurements, especially polarimetric data from the US SPOL radar, Pujol et al. (2005) carried out a detailed dynamical and microphysical four-dimensional study of the Intensive Observing Period (IOP) numbered 3 (25-26 September 1999).

* Corresponding author: Olivier Pujol, Université Paul Sabatier/CNRS, Laboratoire d'aérologie, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France. E-mail: pujo@aero.obs-mip.fr
© Royal Meteorological Society, 9999.

First, through a temporal mean study of the reflectivity, wind, and microphysical fields, they corroborated the conceptual model on orographic convective precipitation proposed by Medina and Houze (2003). Second, the organization and evolution of the system were investigated. The initial hypothesis was that Lago Maggiore and orography were important factors in the generation, intensification, and dissipation of convective cells. Finally, qualitative analysis showed that active microphysical processes such as coalescence (droplet and drop collision increasing drop sizes), riming (supercooled drops and ice or snow collision leading to snow or graupel), freezing (total or partial liquid water to ice particles transformation), and melting (total or partial ice particles to liquid water transformation) were important mechanisms involved in the formation and intensification of precipitation.

In addition to observations, numerical simulations were performed and some comparisons were made. Using the Meso-NH model (Lafore et al. 1998), a non-hydrostatic mesoscale model developed at Météo-France and Laboratoire d'Aérologie (LA), Lascaux et al. (2006) studied three MAP events characterized by different flow regimes: an unstable unblocked case (IOP2A), a potentially unstable unblocked case (IOP3), and a stable blocked case (IOP8). The model succeeded in reproducing the behaviour of these three contrasted events, especially for the intensity and localization of the simulated precipitation maxima. Moreover, the microphysical scheme of Meso-NH (ICE4 - Lascaux et al. 2006) was able to reproduce the convective (IOP2A and IOP3) and the more stratiform (IOP8) nature of precipitation over the Lago Maggiore area.

This work should be considered as a synthesis and an extension of these two contributions. Because radar data alone do not allow a clear identification of the microphysical processes that dominate in precipitation growth, combining both radar observations and numerical simulations is expected to lead to a better understanding of

intense orographic precipitation. In this paper, the microphysical processes involved in the MAP-IOP3 precipitation development are investigated from the radar observations presented in Pujol et al. (2005) and Meso-NH numerical simulations. The qualitative discussion from radar retrievals of the microphysical processes that give heavy rainfalls is accompanied by a quantitative estimation of these processes using numerical budget computations. Section 2 briefly recalls the IOP3 synoptic situation, the radar target area, and some considerations about the numerical simulations are also rapidly given. The evolution of the precipitation over Lago Maggiore are also described. Microphysical characteristics are then the topic of Section 3; especially, microphysical budgets and hydrometeor mixing ratios are computed with Meso-NH. Conclusion follows in Section 4.

2. Brief overview of the MAP-IOP3

(*a*) *Context and numerical setup*

In this section, the meteorological context of the IOP3, the radar target area, as well as the numerical setup are briefly presented. Further details can be found in Pujol et al. (2005) and Lascaux et al. (2006).

The synoptic situation of IOP3, at 1200 UTC, 25 September, is characterized by the presence of a trough, located over the North Atlantic, which generates a predominant south-westerly flow over the Mediterranean Sea towards the Alps. In addition, the thermodynamics of the airflow indicates warm and potentially unstable air at low level with the 0°C isotherm at about 3.5 km altitude. Conditions are thus propitious for precipitation over the Alps, which actually occurred from about 1720 UTC over the Lago Maggiore Target Area (LMTA). The LMTA corresponds to the maximum area over which reliable information about kinematics and microphysics were retrieved every

15 minutes, between 1720 UTC and 1950 UTC, from observations conducted with three ground-based radars: the Swiss operational Doppler radar at Monte-Lema (Switzerland), the US SPOL polarimetric Doppler radar, and the French Doppler radar Ronsard. Data were interpolated on a 80 km square domain centred on the Lago Maggiore (Italy), at (46.10°N, 8.75°E), with a horizontal and vertical resolution of 1 km and 0.5 km, respectively (Fig. 1).

Numerical simulations of the MAP-IOP3 event were performed with the French non-hydrostatic mesoscale model Meso-NH, which solves a system of equations based upon the Lipps and Hemler (1982) anelastic formulation. A Gal-Chen and Sommerville (1975) coordinate on the vertical and a C-grid, in the formulation of Arakawa and Messinger (1976), for the spatial digitalization are used. The temporal scheme is an explicit three-time-level leap-frog scheme with a time filter (Asselin 1972). The 2-way interactive grid-nesting technique (Stein et al. 2000) was used with three domains having horizontal mesh-sizes of 32, 8, and 2 km. The innermost domain is centred above the Lago Maggiore area. Subgrid-scale convection is parameterized for horizontal resolutions of 32 km and 8 km by a mass-flux convection scheme (Bechtold et al. 2001); convection is explicitly resolved for the inner grid with a horizontal resolution of 2 km. Simulations use an explicit bulk microphysical scheme. The microphysical scheme referred to as ICE3 (Pinty et Jabouille 1998) is used in the first two domains. It predicts the time evolution of the mixing ratios r (in g kg^{-1}) of six water species (vapour, cloud droplets, raindrops, pristine ice, snow/aggregates, and frozen drops/graupel). The scheme ICE4 (same as ICE3 but including the explicit treatment of the hail category) is used in the innermost domain (see the Appendix of Lascaux et al. 2006 for a short survey). The MAP ECMWF re-analyses (Keil and Cardinali 2004) were used as initial

and boundary conditions for the numerical simulation. The initial time of the simulation is 25 September 1999 at 1200 UTC and integration was over 36 hours.

(*b*) *Evolution of the precipitation in the LMTA*

A statistical study based on the radar observations of 25 September revealed that the period between 1720 UTC and 2000 UTC was the most active (Pujol et al. 2005): cells were first initiated over the plain, and then advected towards the mountains while growing over the Lago Maggiore to finally weaken over the Alps. Figure 2 displays horizontal cross sections at the altitude z = 3 km of the computed reflectivity Z (in dBZ) at 1830 UTC (a), 1845 UTC (b), 1900 UTC (c) and 1925 UTC (d). They show active convective cells with reflectivity cores Z = 50 dBZ advected toward the north-east. The vertical cross section oriented southwest-northeast, represented in Figure 2 by the diagonal black line, has been considered in order to follow a convective or an ensemble of convective cells during their motion. This section differs from those oriented south-north considered in Pujol et al. (2005). Nevertheless, they present a similar topographic pattern which should enable fruitful observation-simulation comparisons: one can encounter two low altitude mountains ($z < 1$ km), a significant flat region corresponding to the Lago Maggiore and, finally, the Alps mountains with higher altitudes ($z > 1$ km). From 1830 UTC to 1900 UTC, two cells quickly developed in about 30 minutes over the Lago Maggiore (Fig. 2a, b, c). The vertical extent of the cells presented an increase of more than 2 km: it evolved from a top altitude $z \approx 5.5$ km at 1830 UTC (Fig. 2a) to at least $z \approx 7$ km at 1900 UTC (Fig. 2c). This was probably due to orographic forcing but can also be a dynamic signature of an intense microphysical activity in the cells, particularly at higher altitudes ($z > 3$ km). In addition, reflectivity globally increased with maximum values Z = 50 dBZ in cell cores. While growing, the cells were advected towards the Alps and, at 1900 UTC (Fig. 2c), the front cell encountered a peak of altitude

$z > 1$ km. This caused the cell to slow down so that it lasted about 15 minutes over the upslope of the peak. During that time, the rear cell continued its advection towards the Alps and finally reached the peak where the front cell was located. A beginning of merging, i.e. a contact, between the two cells followed at 1900 UTC (Fig. 2c) resulting in a quasi-unique convective cell with a more important horizontal and 50 dBZ core extension. Besides, the presence of up-draughts at high altitudes ($z \approx$ 5-6 km) is suggestive of a more intense microphysical activity. After 1900 UTC, because of a concomitant slowing down of the rearmost edge of the system over the upslope of the peak, and the acceleration over the downslope of the peak of the heading edge, the two initial cells tend to separate. The cells then weakened and dissipated over the mountains giving precipitation (Fig. 2d).

It is worth noting that the evolution of the computed Z-field (orographic initiation, growing over the lake, upslope slowing down, contact, and weakening over the Alps) is consistent with the radar observations of Pujol et al. (2005).

3. MICROPHYSICAL CHARACTERISTICS

For a more efficient comparison of the microphysical results issued from radar observations and numerical simulations, some vocabulary conventions need to be defined here. The Meso-NH model considers six kinds of particles: cloud droplets (C), rain (R), pristine ice (I), snow (S), graupel (G), and hail (H) (see Lascaux et al. 2006 for details). A fuzzy logic method used by Pujol et al. (2005) to discriminate hydrometeors from polarimetric variables measured by SPOL permits the identification of seven kinds of hydrometeors with a slightly different classification: light, medium, and heavy rain (LR, MR, and HR, respectively), dry and wet snow (DS and WS), ice crystals (IC) and graupel-hail mixture (GH). Details about this algorithm and a description of the

measured polarimetric variables are available in the Appendix B of Pujol et al. (2005). In order to allow coherent comparisons, LR, MR and HR are now merged in R, and DS and IC are respectively identified with S and I. For the mixed phases, the equivalence between the two distinct hydrometeor classifications used by Pujol et al. (2005) and Lascaux et al. (2005) is not so easy: in the former study no distinction is done between G and H, and WS is an additional category; in the later one WS can be considered as included in G, as it will be seen later in this text. Consequently, the two studies have to be considered as complementary, in particular for the identification of hydrometeors in mixed phases. Besides, it is to be noted that the model provides information on C which are too small hydrometeors (maximum diameter of about 50 μm) to be detected by the operational radars in IOP3.

(a) Temporal mean vertical profile of hydrometeors

Figure 3 displays the temporal mean vertical distribution of the hydrometeors along with altitude (z), according to radar observations (Fig. 3a) and Meso-NH computations (Fig. 3b). More precisely, Fig. 3a indicates the mean number of radar grid points associated with a given observed hydrometeor, while Fig. 3b indicates the mean mixing ratio (r) values relative to each kind of hydrometeor output. Ice particles (S and I) exhibit similar observed and computed vertical profiles with two relative maxima at z = 4 km and z = 6 km for S, characterized respectively by $r \approx 0.07$ g kg^{-1} and $r \approx 0.06$ g kg^{-1}, and one maximum at z = 7 km for I with r = 0.07 g kg^{-1} (the second maximum observed at 5 km altitude does not appear in the Meso-NH output). Concerning the mixed phase, the computed G and H particles are maximum at z = 5 km and z = 3.5 km respectively. The addition of their profiles (not shown) leads to a maximum of r = 0.03 g kg^{-1} at z $\approx$ 4 km which is quite consistent with the observed vertical location of GH. However, it can be noted the presence of graupel particles (G) at $z > 5$ km (Fig. 3b) which is not

observed on radar profile. According to Meso-NH computations, rain is mainly present below the 0°C level with mixing ratio maxima r_{max} = 0.08 g kg^{-1} at $z \approx 1$ km (Fig. 3b). The maximum of R located at a higher altitude of z = 2.5 km (Fig. 3a) can be explained by a screening effect due to mountains (radar beam blocking) leading to a lack of radar data at low levels. Note that the presence of C up to 6 km altitude with high mixing ratio values reaching 0.18 g kg^{-1} at $z \approx 2$ km is an important information provided by the Meso-NH model which will be useful to study in details the microphysical processes.

From this comparison, it can thus be deduced that, although some slight differences exist between observations and simulations, the latter are in compliance with the former. The Meso-NH model thus correctly simulates the microphysical characteristics of the precipitating system and, reciprocally, the quantitative information provided by Fig. 3b properly completes the qualitative ones presented in Fig. 3a, so that radar observations receive a computational support. As suggested by Pujol et al. (2005), these temporal mean vertical profiles are indicative of convective microphysical processes.

(*b*) *Temporal mean microphysical processes*

A further development to radar observations is available through Meso-NH allowing users to perform microphysical budget computations for a given period. The dominant mean microphysical processes deduced from Meso-NH simulations are plotted in Figure 4, which precisely sketches temporal mean mixing ratio rates τ (in μg kg^{-1} s^{-1}) vs. altitude z. They correspond to a two-hour time window, between 1730 UTC and 1930 UTC, during the most active phase of the system. Distinctions are made between processes acting on the solid phase (Fig. 4a, higher levels), on the mixed phases around the 0°C level in the melting layer (Fig. 4b), and on the liquid phase (Fig. 4c, lower levels). Table 1 lists all the dominant microphysical mechanisms considered. Further

details are available in the Appendix of Lascaux et al. (2006) and the Meso-NH scientific documentation (http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh).

In the upper part of the precipitating system (Fig. 4a), ice crystals are mainly formed by vapour deposition (DEPI), characterized by a maximum τ-value, τ_{max} = 20 μg kg^{-1} s^{-1} at z = 8 km. Another process contributing to ice crystal development is the well known Wegener-Bergeron-Findeisen effect (BRFI). Globally, BRFI is much less efficient than DEPI except at altitudes $z < 5.5$ km; BRFI τ is maximum at z = 5 km with a value $\tau_{max} < 5$ μg kg^{-1} s^{-1}. It is worth noting that such a phenomenon suggests, accordingly with Figure 3, a non-negligible presence of supercooled water probably carried aloft by up-draughts. When they collide with each other, some of these ice crystals are converted into snow. This mechanism, called autoconversion (AUTI) in Meso-NH, is very efficient at the highest altitudes and the only way to initiate snow aggregates in the colder part of the system. Once formed, snow particles keep growing by collecting ice crystals (aggregation process AGGS) and supercooled droplets and drops (riming process RIMS). The first mechanism (AGGS) dominates between z = 5 km and z = 8 km with $\tau_{max} \approx 5$ μg kg^{-1} s^{-1}, whereas the second one (RIMS) is more important just above the 0°C level ($z \approx 3.5$ km) with $\tau_{max} > 15$ μg kg^{-1} s^{-1}. At $z >$ 5 km, RIMS is a sink for the snow category (negative values in Fig. 4a). This means that the increasing size of snow particles has reached a limit equivalent diameter of 7 mm (Farley et al. 1989), so that they are considered as graupel by the model. Like for BRFI, RIMS suggests the presence of supercooled water associated with up-draughts, especially just above the 0°C level where RIMS and BRFI are very efficient.

Moderate convection in IOP3 favours active microphysical processes involving relatively heavy particles as graupel and hailstones (Fig. 4b). Graupel particles first appear due to heavy riming of large aggregates when interacting with supercooled

droplets or drops (RIMG). Further development of graupel occurs through the collection of various hydrometeors (ice crystals, snow, droplets, drops) in a wet or dry mode, depending on the presence or not, respectively, of a thin layer of liquid water at the surface (GRWG). Between these two different phenomena, RIMG is the predominant one, whatever the altitude. It is characterized by a maximum τ-value $\tau_{max} \approx 12$ μg kg^{-1} s^{-1} reached at z = 5 km, while GRWG is more important at z = 4 km with τ_{max} = 5 μg kg^{-1} s^{-1}. Some of the graupel particles present above the 0°C level, and growing in the wet mode, are turned into hailstones (WTGH). Hail then grows only by collecting other hydrometeors in the wet mode (WTHH), an efficient mechanism whose τ_{max} is reached at z = 4 km and equal to 25 μg kg^{-1} s^{-1}. Finally, conversion/melting process CMLG (Fig. 4b), maximum at $z \approx$ 3.5 km with a τ_{max} = 20 μg kg^{-1} s^{-1}, corresponds, in the model, to the transformation of snow particles falling through the melting layer into graupel (see Appendix of Lascaux et al. 2006). The graupel particles generated by such a process can be associated to the so-called wet snow category WS deduced from radar retrievals (Fig. 3a).

At lower altitudes, heavy particles (graupel and hail) - falling through the 0°C level and melting below - contribute to increasing the rain amount in the warmer part of the precipitating system. This melting process denoted by MLTR is, unsurprisingly, most important at z = 3.5 km with $\tau_{max} \approx 20$ μg kg^{-1} s^{-1} (Fig. 4c). Liquid hydrometeors are created under the form of cloud droplets by water vapor condensation (CNDC) whose maximum is τ_{max} = 20 μg kg^{-1} s^{-1} at z = 2 km. Fig. 4c shows that CNDC has a second peak at negative temperature, at $z \approx$ 4.5 km, which implies the presence of supercooled droplets, as deduced above from the simulated observed riming process. Another major microphysical mechanism for raindrop formation is warm coalescence. In Fig. 4c, it consists of cloud droplet collisions (autoconversion AUTR) and by accretion of cloud

droplets by already existing raindrops (ACCR). The former is characterized by τ_{max} = 5 μg kg^{-1} s^{-1} at z = 3 km and the latter by τ_{max} = 15 μg kg^{-1} s^{-1} at z = 2.5 km.

This study confirms the qualitative conclusions about the microphysical mechanism inferred from radar observations (Pujol et al. 2005) and, in particular, the essential role of the ice phase in formation and enhancement of precipitation.

(*c*) *Some microphysical processes involved in the initiating and developing phase*

In order to characterize the main microphysical processes acting on hydrometeors, microphysical budgets were computed at the end of the initiating phase, between 1820 UTC and 1830 UTC (Fig. 5), and at the end of the developing phase, between 1850 UTC and 1900 UTC (Fig. 6). These phases present different microphysical behaviour as displayed respectively on Figures 5 and 6 which concern the same vertical cross section as the previously considered one (Fig. 2).

Between 1820 UTC and 1830 UTC, the system was mainly constituted of cloud droplets and rain below the 0°C level with r_{max} = 0.5 and 0.2 g kg^{-1}, respectively (Fig. 5b, c). These particles were present over the lake and the first slopes of the north-eastern mountains. Above the 0°C level, ice, snow, graupel, and hail (Fig. 5d, e, f) had mixing ratios $r \leq$ 0.2 g kg^{-1} and they were only located over the mountains at the northeast; they were thus in relative low proportion compared to liquid hydrometeors. It indicates that the initiating phase is mainly characterized by liquid microphysics at low altitudes consistently with the weak vertical velocities (Fig. 5a). Below the 0°C level, the main microphysical mechanism increasing the rain amount was clearly the warm coalescence (Fig. 5g) with a maximum mixing ratio rate τ_{max} = 0.5-1 μg kg^{-1} s^{-1} over the Lago Maggiore. That occurred in weak vertical velocities of 1 m s^{-1} which supports the hypothesis by Pujol et al. (2005) stating that the lake can be considered as a non negligible contribution to the increasing of the liquid water content of the system.

Above the 0°C altitude, ice microphysics was limited to the first levels ($4 \leq z \leq 6$ km), with a small horizontal extent. Snow particles were growing by light riming over the lake but never reached a sufficient size to be converted into graupel; the riming mechanism was only a source and τ_{max} = 0.5-1 μg kg^{-1} s^{-1} (Fig. 5j). Processes implying graupel and hail were also slightly active over the lake and the mountains: dry and wet growths have mixing ratio rates τ = 0.5-1 μg kg^{-1} s^{-1} (Fig. 5l). These processes participated to the appearance and development of heavily rimed particles that would become dominant later in time. In addition, these rimed hydrometeors, as graupel and hail, increased rain amounts at low altitudes by melting: $\tau_{max} \approx$ 0.1-0.5 μg kg^{-1} s^{-1} over the lake (Fig. 5h). The relative absence of graupel and hail is not in contradiction with the identification of the melting mechanism: such hydrometeors formed but could not be sustained aloft by weak up-draughts and they fell down, accordingly with the weak vertical velocities during this initiating phase. Deposition (Fig. 5i) and snow accretion, i.e., autoconversion and aggregation (Fig. 5k) were also identified with τ_{max} = 0.1 μg kg^{-1} s^{-1}.

Between the initiating phase (Fig. 5) and the developing phase (Fig. 6), cloud droplet mixing ratio did not evolve significantly whereas the rain amount had increased and was still dominant at low altitudes (r_{max} = 1.0 g kg^{-1}, Fig. 6b, c). However, icy particles had considerably developed: in the higher levels, ice crystals, graupel and hail mixing ratios reached values of 1.0 g kg^{-1}, although snow was in relatively lower quantity (Fig. 6d, e, f). Hydrometeors were mainly located over the first peak of the mountains and could be encountered until altitudes of 10 km. This indicates a very efficient microphysical development of the system when passing over the lake, approaching the mountains, and interacting with them; that was well correlated with the strong up-draughts with velocities as high as 2 m s^{-1} (Fig. 6a). Contrary to the initiating phase, ice microphysics was more efficient and snow could be now considered

as a transient category: heavy riming, wet and dry growth of graupel, as well as wet growth of hail were dominant above the 0°C level, with τ_{max} as high as 1.0 μg kg^{-1} s^{-1} (Fig. 6l). This heavy particle formation, implying liquid-solid phase transformations, contribute to the strong vertical velocities by latent heat release. Snow formation was also efficient by accretion with τ-value reaching 0.5 μg kg^{-1} s^{-1} (Fig. 6k) and by riming below z = 5 km with τ_{max} = 1.0 μg kg^{-1} s^{-1} (Fig. 6j). Negative values for riming above $z \approx$ 5 km,($\tau_{max} \leq$ -0.1 μg kg^{-1} s^{-1}) are indicative of a conversion of a large snow amount into graupel. When falling through the melting layer, all these iced hydrometeors significantly increased the amount of rain at positive temperatures; the melting mechanism (Fig. 6h) was as active as the warm coalescence (Fig. 6g): τ_{max} = 1.0 μg kg^{-1} s^{-1}. All these convective processes occurred in strong up-draughts (orographic forcing, microphysical origin due to latent heat release) which tended to increase the residence time of hydrometeors in the precipitating system.

4. CONCLUSION

The non hydrostatic model Meso-NH is used to quantitatively complete the qualitative conclusions by Pujol et al. (2005) about the microphysics of MAP-IOP3 (25-26 September 1999) deduced from polarimetric radar data. This work also precises the results about microphysics obtained by Lascaux et al. (2006) from different simulated MAP situations.

The present work indicates that these two contributions are in agreement. First, the evolution of the computed Z-field shows the same behaviour as that deduced from radar observations, i.e. orographic initiation, development over the lake, upslope slowing down, cell contact, and weakening over the Alps. Second, observed and computed hydrometeor vertical profiles are similar. Below the 0°C level, cloud droplets and rain

are dominant ($r_{max} \approx 0.2$ g kg^{-1} and $r_{max} \approx 0.08$ g kg^{-1}, respectively) and, above the 0°C level, supercooled water is observed; mixed phases are situated around this level (r_{max} = 0.03 g kg^{-1}); iced particles can be found with r_{max} = 0.07 g kg^{-1} at high level ($z > 5$ km). This structure gives a clue as to the convective nature of the microphysical processes. This agreement gives credit both to the Meso-NH model for the dynamical and microphysical study of precipitating systems and to polarimetric algorithms for microphysical identification.

Further, the main microphysical processes have been identified and quantified using numerical budget computations by Meso-NH. In average, riming for snow development, heavy riming, wet growth, and snow melting for graupel and hail development, as well as warm coalescence for rain appear to be efficient microphysical mechanisms with mixing ratio rate values close to 20 μg kg^{-1} s^{-1}. Moreover, graupel fall and subsequent melting is an important contribution to rain amount enhancement at low altitudes (τ_{max} $\approx$ 20 μg kg^{-1} s^{-1}). Vapour deposition and condensation for ice crystal and cloud droplet formation are also characterized by non-negligible mixing ratio rates ($\tau_{max} \approx$ 20 μg kg^{-1} s^{-1}). Other mechanisms like aggregation or autoconversion, essential in the initiation of precipitation, have also been isolated but with relatively low mixing ratio rates ($\tau_{max} \approx 5$ μg kg^{-1} s^{-1}).

Two different phases have been distinguished: an initiating phase and a development phase. The former was characterized by predominant warm microphysics involving mechanisms acting on cloud droplets and rain; the latter showing dominant cold microphysics acting on heavily rimed particles. This work underlines the role of supercooled water in riming processes, the role of snow as a transient category in heavy particle formation, and the role of these particles (graupel, hail) in rainfall increase.

TABLE 1. MICROPHYSICAL PROCESSES

	Microphysical processes	Definition
Solid	DEPI	Vapour deposition into ice (if positive)
phase		Ice sublimation (if negative)
	BRFI	Wegener-Bergeron-Findeisen effect
	RIMS	Snow riming (if positive)
		Turning of large aggregates
		into graupel (if negative)
	AGGS	Aggregation of ice crystals by snowflakes
	AUTI	Autoconversion of ice crystals into snow
Mixed	WTHH	Hail wet growth
phase	WTGH	Conversion of graupel growing
		in the wet mode into hail
	GRWG	Graupel dry and wet growths
	CMLG	Conversion of melting snow
		into melting graupel
	RIMG	Heavy riming of large aggregates
		converted into graupel
Liquid	CNDC	Condensation of vapour onto cloud droplets
phase	MLTR	Graupel and hail melting giving raindrops
	AUTR	Autoconversion of cloud droplets
		into raindrops
	ACCR	Accretion of cloud droplets by raindrops

Description of the different microphysical processes considered.

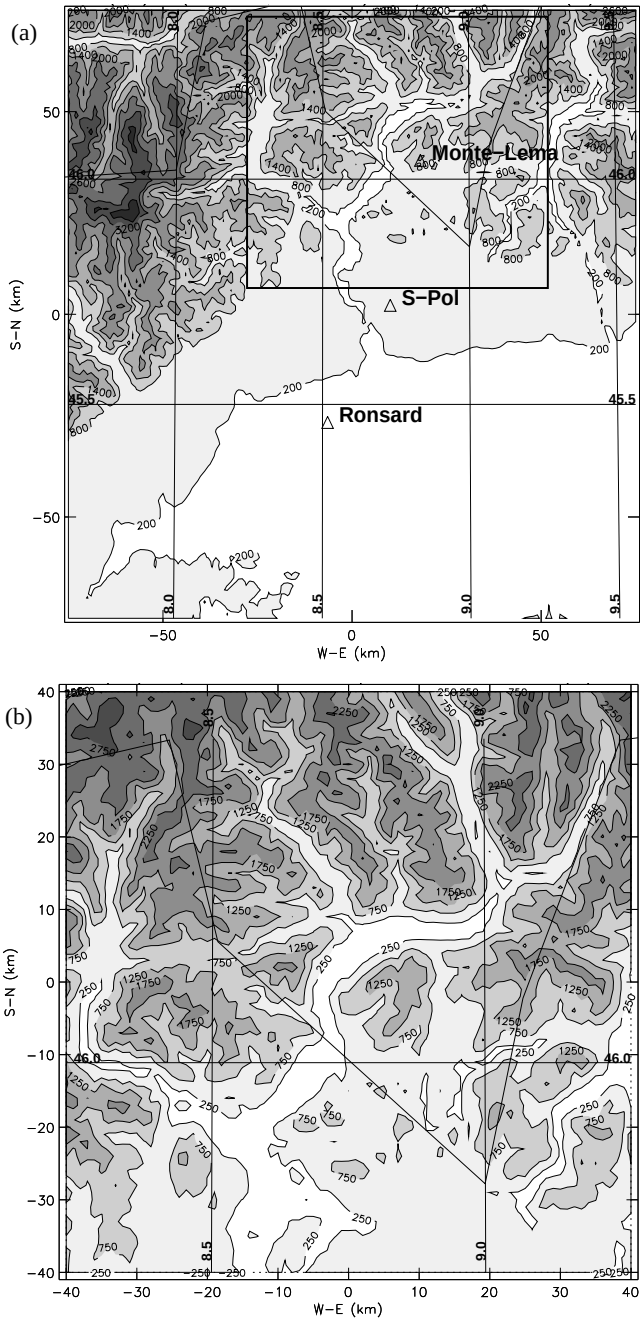
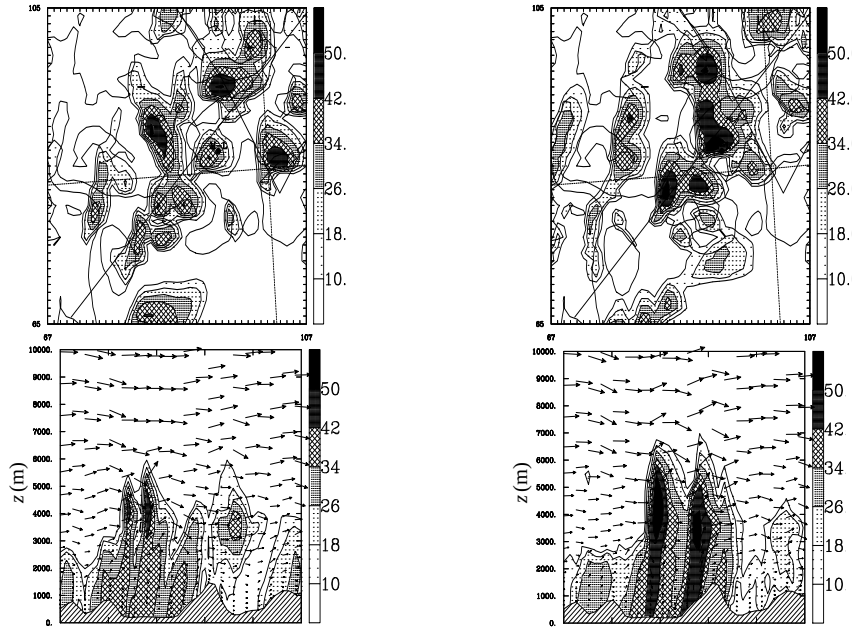
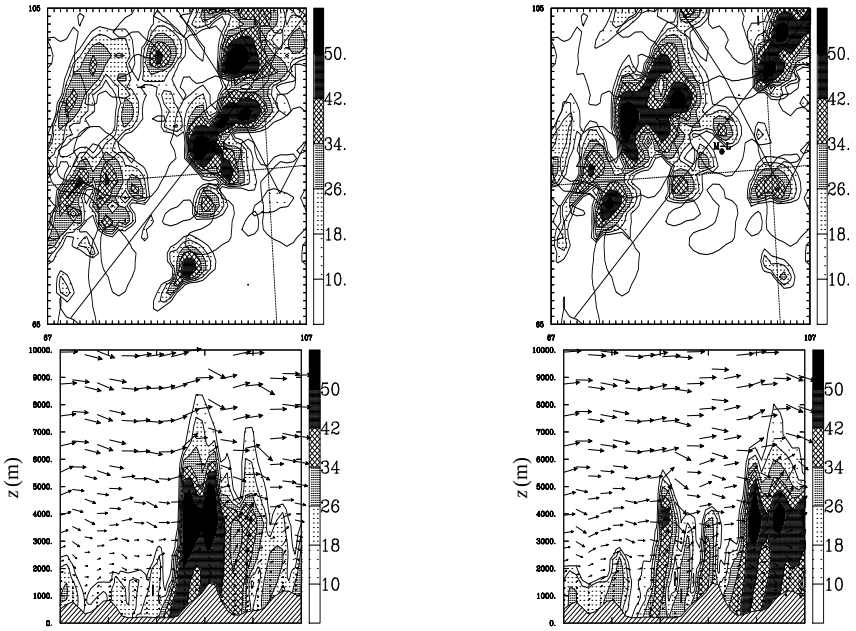


Figure 1. (a) Triple Doppler radar network and underlying terrain in the Lago Maggiore Area during MAP-SOP (contours every 600 m). This domain corresponds also to the innermost domain of the numerical simulation with a 2 km mesh-size. (b) Domain of Doppler-derived wind and precipitation (contours every 500 m). This domain corresponds also to the budget box used in the microphysical budget computations.



(a) 1830 UTC (b) 1845 UTC



(c) 1900 UTC (d) 1925 UTC

Figure 2. Horizontal cross sections at an altitude of 3 km and vertical cross sections (diagonal black line in the horizontal cross sections) of the Meso-NH computed radar reflectivity Z (dBZ).

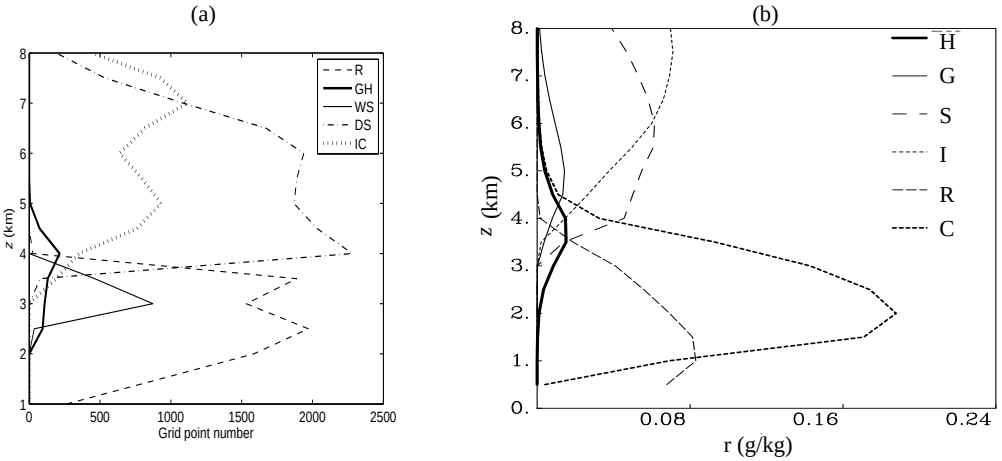


Figure 3. (a) Vertical profile of the mean number of grid points associated with a hydrometeor class over the period 1700-2000 UTC. (b) Same as (a) but the profile is deduced from computations of hydrometeor mixing ratio r in the budget box corresponding to the visible domain (Fig. 1b).

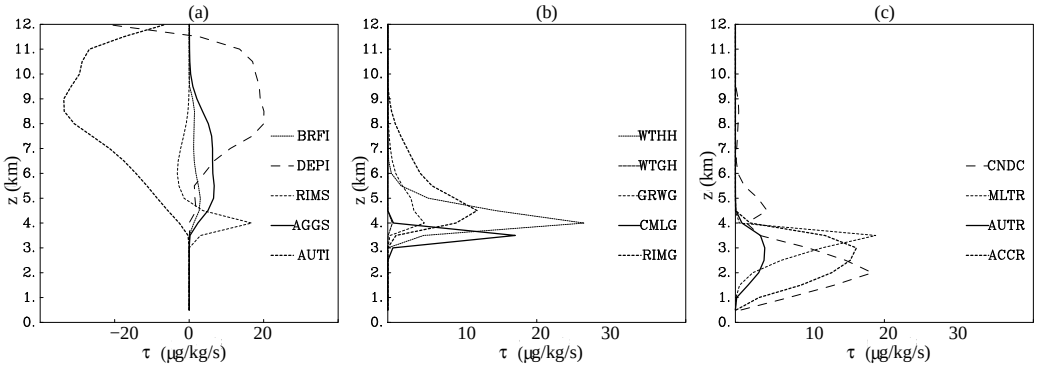


Figure 4. Temporal mean vertical profile of the computed mixing ratio rates τ of the main microphysical processes. The same box and the same period than Figure 3 are considered for computation.

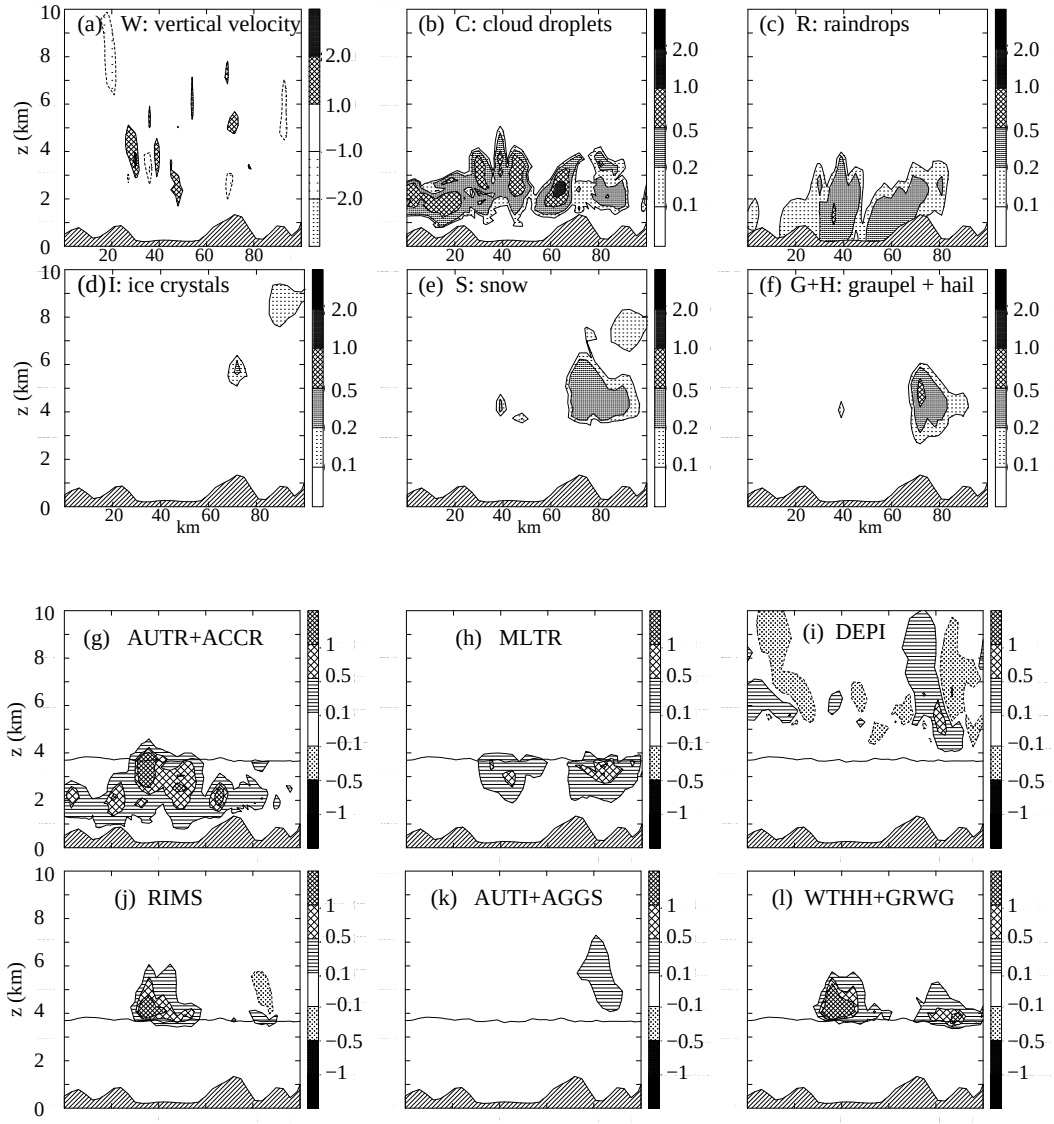


Figure 5. Vertical cross sections at 1820 UTC along the same southwest-northeast diagonal black line than Figure 2 of (a) vertical velocity (m s^{-1}), and mixing ratios r (g kg^{-1}) for (b) cloud droplets, (c) rain , (d) ice crystals, (e) snow, and (f) graupel plus hail. From (g) to (l), vertical cross sections along the same line as above of temporal mean microphysical mechanisms between 1820 UTC and 1830 UTC; Mixing ratio rates τ (g kg^{-1} s^{-1}) are represented. See Table 1 for a description of these mechanisms. The line at about 3.5 km altitude represents the 0°C level.

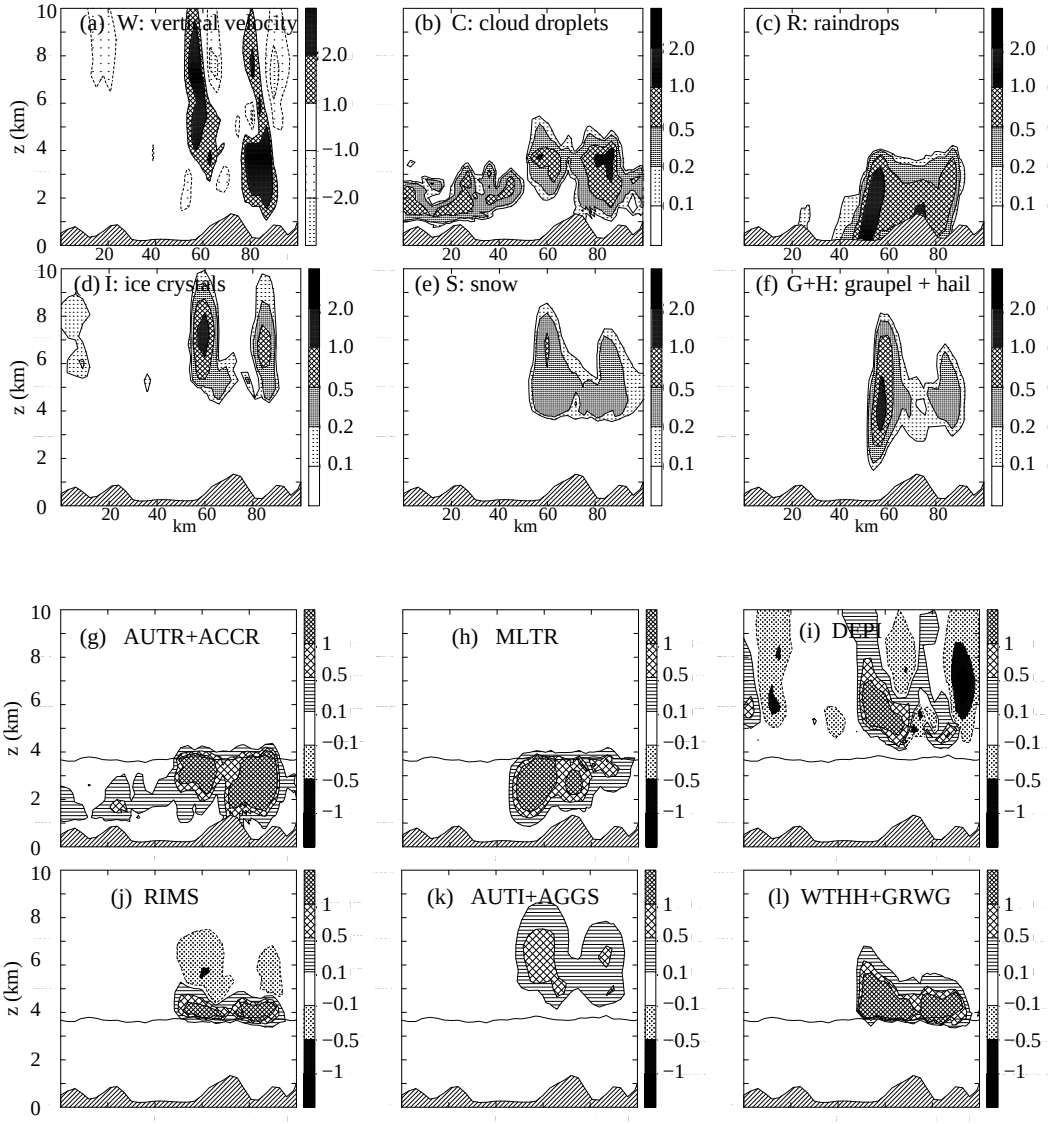


Figure 6. Same as Figure 5 but at 1850 UTC (from (a) to (f)) and between 1850 UTC and 1900 UTC (from (g) to (l)).

REFERENCES

Arakawa, A. and Messinger, F. 1976 Numerical methods used in atmospheric model. *GARTP Tech. Rep.*, **17**.

Asselin, R. 1972 Frequency filter for time integration. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487-490.

Bechtold, P., Bazile, E., Guichard, F., Mascart, P. and Richard, E. 2001 A mass flux convection scheme for mesoscale and global models. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **126**, 865-889.

Binder, P., Rossa, A., Bougeault, P., Moore, J., Jorgensen, D. and Bolliger, M. 1999 *Implementation Plan.* Version 4.1, 260 pp.

Bougeault, P., Binder, P. and Kuettner, J. 1998 *MAP Science Plan, MAP Programme Office.* SMI, CH-8044, Zurich, Suisse, 64 pp.

Bougeault, P., Binder, P., Buzzi, A., Dirks, R., Houze, R., Kuettner, J., Smith, R., Steinacker, R. and Volkert, H. 2001 The MAP special observing period. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **82**, 433-462.

Farley, R. D., Price, P. E., Orville, H. D. and Hirsch, J. H. 1989 On the numerical simulation of graupel/hail initiation via the riming of snow in bulk water microphysical cloud models. *J. Appl. Met.*, **28**, 1128-1131.

Gal-Chen, T. and Sommerville, C. J. 1975 On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier Stokes equations. *J. Comp. Phys.*, **17**, 209-228.

Keil, C. and Cardinali, C. 2004 The ECMWF Re-Analysis of the Mesoscale Alpine Program Special Observing Period. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **130**, 2827-2850.

Lafore, J. P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fisher, C., Hreil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J. P., Redelsperger, J. L., Richard, E. and Vil-Guerau de Arellano 1998 The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, **16**, 90-109.

Lascaux, F., Richard, E. and Pinty, J. P. 2006 Numerical simulations of three different MAP IOPs and the associated microphysical processes. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, in press.

Lipps, F. and Hemler, R. S. 1982 A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2192-2210.

Medina, S. and Houze, R. 2003 Air motions and precipitation growth in Alpine storms. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **129**, 341-371.

Pinty, J. P. and Jabouille, P. 1998 A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non hydrostatic model: Simulations of a squall line and of orographic precipitation. *Proc. of the Conference on Cloud Physics,* 17-21 August 1998, Everett (USA), pp. 217-220.

Pujol, O., Georgis, J. F., Chong, M. and Roux, F. 2005 Dynamics and microphysics of orographic precipitation during MAP-IOP3. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **131**, 2795-2819.

Stein, J., Richard, E., Lafore, J. P., Pinty, J. P., Asencio, N. and Cosma, S. 2000 High-resolution non-hydrostatic simulations of flash flood episodes with grid nesting and ice phase parameterization. *Meteor. Atmos. Phys.*, **72**, 203-211.

5.

Influence des nuages sur la propagation des ondes radars

Nous présentons ici l'objectif scientifique et les résultats principaux de l'article suivant, sous presse au Journal of Atmospheric and Oceanic Technology:

O. Pujol, J.-F. Georgis, L. Féral, and H. Sauvageot, 2006: ***Degradation of radar reflectivity by cloud attenuation at microwave frequency*****. J. Atmos. Oceanic Technol., in press.**

Il sera par la suite désigné, d'une manière abrégée, A3. Il suit immédiatement cette présentation.

Par ailleurs, une version simplifiée de A3 a fait l'objet d'une communication lors d'un congrès international à Vienne (Autriche) en avril 2006:

Ol. Pujol, J.-F. Georgis, L. Féral, and H. Sauvageot, 2006: ***Cloud contribution to the degradation of radar reflectivity field retrieval*****. EGU General Assembly, Vienna (Austria)**

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE

Nous avons vu précédemment (*cf. chapitre 2*) que le facteur de réflectivité mesurée Z_m peut être reliée à certaines caractéristiques physiques des systèmes précipitants, comme le taux de précipitations R ou le contenu en eau M, par l'intermédiaire de lois empiriques $Z_m = kX^p$ ($X = R, M$), k et p étant des coefficients. Cependant, si des informations physiques correctes sur les nuages et les précipitations doivent être déduites des observations radar, les mesures doivent être corrigées des différentes sources d'atténuation (gaz atmosphériques, précipitations et nuages). L'atténuation par les nuages est un sujet d'autant plus important qu'ils sont souvent *invisibles* en raison de leurs facteurs de réflectivité situés sous la limite de détectabilité des radars. Les mesures de Z sont donc parfois biaisées, ainsi que les grandeurs physiques X dérivées de Z_m. Pourtant, bien que la plupart des physiciens connaisse ce problème, il est généralement négligé et seule l'atténuation par les précipitations est prise en compte dans les corrections des mesures de réflectivité (!?).

Le but de ce travail détaillé dans A3 est de quantifier l'effet de l'atténuation nuageuse sur les champs de réflectivités en fonction de la fréquence des micro-ondes. Nous essayons d'apporter une discussion supplémentaire sur le sujet et une documentation complémentaire des précédentes informations théoriques. Pour cela, un simulateur d'observations radar a été développé. La dégradation du champ de réflectivité provoquée par un nuage est illustrée sur l'exemple de systèmes précipitants chauds : seules des gouttelettes nuageuses sont considérées et les précipitations sont uniquement de la pluie ou de la drizzle. Deux cas sont étudiés : une cellule convective consistant en un cumulus associé

à de la pluie ; un nimbostratus associé à de la drizzle, l'ensemble étant superposé à la cellule convective précédente.

II.- MODÉLISATION DE LA CIBLE

Elle est considérée comme la superposition de deux composantes distinctes et indépendantes : une partie nuageuse et une partie précipitante. Ainsi, une modification des propriétés physiques de la composante nuageuse n'affecte pas celles relatives à la précipitation associée, et réciproquement. L'avantage d'une telle construction est sa grande souplesse : en associant des composantes différentes, divers systèmes précipitants de complexité différente peuvent être construits et étudiés. Un cumulus isolé associé à un champ de pluie illustre la modélisation de la cible. Soulignons que le modèle est entièrement basé sur des observations de sorte que les paramètres utilisés ont tous des valeurs réalistes.

II.1- Représentation physique du cumulus et du champ de pluie

Ils sont représentés par leur contenu en eau liquide respectif M_α ($\alpha = c, r$ pour le nuage et la pluie, "cloud" et "rain") supposé être une fonction du type $M_\alpha(x, z) = G_\alpha(x)M_\alpha(z)$, où z désigne la verticale et G_α une fonction poids dépendant de la coordonnée horizontale x ; à une altitude z, la modulation de $M_\alpha(z)$ par $G_\alpha(x)$ détermine $M_\alpha(x)$. Le champ de pluie et le nuage sont ainsi géométriquement définis.

a) Contenu en eau liquide du cumulus $M_c(x, z)$

L'observation montre que M_c est lié à la dynamique du nuage (e.g. Zaitsev 1950, Warner 1955, 1969, 1970, Squires 1958, Borovikov 1963, Mason 1971, Vulfson et al. 1973). Typiquement, $M_c(z)$ croît avec z au-dessus de la base du nuage, atteint un maximum dans sa partie supérieure, et diminue jusqu'à son sommet. Dans le modèle, la base du nuage est choisie à 1 km, son épaisseur e à 2 km et le contenu en eau maximum M_c^{max} à 3 g m^{-3} à 600 m sous le sommet du nuage (Fig. 1a). Par ailleurs, $M_c(x)$ décroît du centre du nuage vers sa périphérie ; aussi, est-elle modélisée en considérant $G_c(x) = \exp(-4x^2/L^2)$, où $L = 10$ km est l'extension horizontale du cumulus (Fig. 1b). La multiplication de $M_c(z)$ par $G_c(x)$ donne finalement le contenu en eau liquide $M_c(x, z)$; le maximum est de 3 g m^{-3} à $z = 2{,}4$ km sur l'axe vertical du nuage. Un cumulus avec un tel contenu en eau liquide est qualifié d'extrême (Borovikov 1963). En outre, afin de représenter la transition nette observée entre un cumulus et l'air clair environnant, une limite de 0,2 g m^{-3} est imposée aux bornes du cumulus modélisé.

b) Contenu en eau de la pluie $M_r(x, z)$

Il est maximum à proximité de la base du nuage (Blanchard 1953, Okita 1958). La figure 2 représente la fonction $M_r(z)$: l'évaporation implique une décroissance d'un maximum de 0,5 g m^{-3} à z = 0,9 km à une valeur d'environ 0,1 g m^{-3} au sol ; au sommet du nuage, elle est naturellement nulle. Selon l'horizontale, les ascendances situées sous le nuage et les subsidences à sa périphérie tendent à maximiser le contenu en eau sur l'axe vertical du nuage ; aussi la fonction $G_r(x)$ est prise identique à la fonction $G_c(x)$. Le contenu en eau caractérisant la pluie est alors obtenu en multipliant $M_r(z)$ par $G_c(x)$; son maximum est 0,46 g m^{-3} à z = 0,9 km le long de l'axe du nuage. En outre, dans le modèle une valeur limite de 0,04 g m^{-3} est choisie pour définir le domaine spatial occupé par la pluie.

Finalement, la superposition de $M_c(x, z)$ et $M_r(x, z)$ donne la cible météorologique modélisée.

II.2- Distribution en diamètres des hydrométéores

La description complète de la cible nécessite de spécifier une distribution en diamètres $N(D)$ des hydrométéores pour les gouttelettes nuageuses et les gouttes de pluie.

a) Cas des gouttelettes nuageuses

Selon Pruppacher and Klett (1997), la concentration des gouttelettes d'eau montre une forme standard caractérisée par une forte augmentation d'une faible valeur jusqu'à un maximum, puis une décroissance progressive vers les diamètres importants. Par ailleurs, plusieurs mesures *in situ* indiquent l'existence de distributions multi modales (plusieurs maxima) ; elles peuvent être décrites en superposant des distributions à un seul maximum. Ainsi, il est raisonnable et commode de représenter la distribution des gouttelettes de nuage par une fonction gamma modifiée comme la distribution de Khrgian and Mazin (1952) :

$$N_c(D_c) = N_0 D_c^2 \exp(-\Lambda D_c),$$

où D_c est le diamètre des gouttelettes, N_c leur concentration volumique par classe de diamètre (nombre de gouttelettes de diamètre compris entre D_c et $D_c+\Delta D_c$ par unité de volume) et N_0 et Λ des paramètres pouvant être reliés à la concentration totale de gouttelettes N_t et au contenu en eau liquide M_c.

Comme $N_t = \int_{D_{c,\min}}^{D_{c,\max}} N_c(D_c)dD_c$ et $M_c = \frac{\pi}{6}\rho_w \int_{D_{c,\min}}^{D_{c,\max}} D_c^3 N_c(D_c)dD_c$, il vient si D_c est exprimé en cm, $D_{c,\min}$ est pris égal à 0, $D_{c,\max}$ est approximé à l'infini et si ρ_w est la masse volumique de l'eau (1000 kg m^{-3}) :

$$N_0\left(\mathrm{cm}^{-6}\right) \approx 1{,}27.10^4 \left(\frac{\rho_w N_t^2}{M_c}\right) \quad \text{et} \quad \Lambda\left(\mathrm{cm}^{-1}\right) \approx 3{,}16.10^2 \left(\frac{\rho_w N_t}{M_c}\right)^{1/3},$$

de sorte que $N_c(D_c)$ est en $\mathrm{cm}^{-3}\ \mu\mathrm{m}^{-1}$. Dans le modèle, $\Delta D_c = 1\ \mu$m et la valeur maximale de D_c est 50 µm. Ainsi la connaissance de M_c et N_t détermine la distribution de gouttelettes. Avec N_t supposé uniforme et égal à $350\ \mathrm{cm}^{-3}$, la figure 3 représente la distribution des gouttelettes pour plusieurs valeurs de M_c : N_c varie de 0,08 à $20\ \mathrm{cm}^{-3}\ \mu\mathrm{m}^{-1}$ en cohérence avec certaines observations (Pruppacher and Klett 1997).

b) Cas des gouttes de pluie

D'après Ulbrich (1983), les gouttes de pluie peuvent être distribuées selon une fonction gamma modifiée :

$$N_r(D_r) = N_0 D_r^{\mu} \exp(-\Lambda D_r),$$

où D_r est le diamètre équivalent des gouttes, N_r la concentration volumique par classe de diamètre (nombre de gouttes de diamètre compris entre D_r et $D_r+\Delta D_r$ par unité de volume), N_0, μ et Λ des paramètres, les deux derniers étant reliés au diamètre médian des gouttes D_m par la relation : $\Lambda D_0 = 3{,}67+\mu$. Si D_r est en mm, il vient :

$$N_0\left(\mathrm{m}^{-3}\mathrm{mm}^{-1-\mu}\right) = \left(\frac{6}{\pi\Gamma(\mu+4)}\right)\left(\frac{M_r}{10^{-3}\rho_w}\right)\left(\frac{3{,}67+\mu}{D_0}\right)^{\mu+4}$$

-Γ est la fonction gamma- de telle sorte que $N_r(D_r)$ est exprimé en $\mathrm{m}^{-3}\ \mathrm{mm}^{-1}$. Dans le modèle : $\Delta D_r = 0{,}1$ mm et la valeur maximale de D_r est 5 mm. Ainsi la connaissance de M_r, D_0 et μ détermine la distribution de gouttes. D_0 est supposé uniforme et égal à 2 mm. Par ailleurs, les gouttes s'évaporent hors du nuage où l'atmosphère est plus sèche, et ce d'autant plus rapidement qu'elles sont petites. Il s'ensuit que la concentration des petites gouttes est plus faible à l'extérieur du nuage qu'à l'intérieur ; aussi est-il raisonnable de prendre $\mu = 2$ hors du nuage et $\mu = 0$ dans le nuage (Ulbrich 1983). La figure 4 représente ces deux cas pour différentes valeurs de M_r ; N_r varie de 10^{-3} à $10^2\ \mathrm{m}^{-3}\ \mathrm{mm}^{-1}$.

III.- SIMULATION DES OBSERVATIONS RADAR

La configuration adoptée est celle d'un radar aéroporté situé au dessus du système précipitant (symbole "o" fig. 6). Quatre fréquences sont considérées : 3 ; 10 ; 35 et 94 GHz. Le faisceau radar est caractérisé par un cône d'ouverture à 3 dB de 1,8° et une distance entre portes de 150 m; cela définit ainsi plusieurs volumes de résolution $\mathcal{V}_r$. Ces caractéristiques sont celles du radar ELDORA ; elles seront conservées pour chaque fréquence car elles n'influent que sur $\mathcal{V}_r$ et n'affectent pas les résultats.

La cible est discrétisée selon une grille bidimensionnelle dont le pas est 100 m et 10 m selon les coordonnées x et z, respectivement. Chaque point de grille est affecté d'une valeur de M_c et de M_r, et par conséquent, d'une distribution de gouttelettes et d'une distribution de gouttes.

Pour un faisceau radar (radiale) et un volume de résolution $\mathcal{V}_r$, l'algorithme est le suivant :

- Identification des points où M_c ou M_r diffère de zéro ;
- Calcul des sections efficaces de rétrodiffusion ($\sigma = \sum_i \sigma_i$) et d'atténuation ($Q = \sum_i Q_i$) en chaque point de grille identifié pour tous les hydrométéores (i) des distributions associées ;
- Déduction de la réflectivité η associée à $\mathcal{V}_r$: $\eta = \frac{1}{\mathcal{V}_r} \sum_i \sigma_i$.
- Déduction du facteur de réflectivité équivalent Z_e (dBZ) et de l'atténuation nuageuse a_c (dB km^{-1}) associés à $\mathcal{V}_r$.

La répétition de cet algorithme pour chaque volume $\mathcal{V}_r$ le long de la radiale considérée permet de déduire la réflectivité dégradée par l'atténuation due à la composante nuageuse :

$$[Z_e(\text{dBZ})]_{\text{degradée}} = Z_e - 2\sum_{j=1}^{N_{\mathcal{V}_r}} a_c(j)$$

où $N_{\mathcal{V}_r}$ est le nombre de volume de résolution le long de la radiale considérée. La simulation s'achève lorsque la cible a été entièrement couverte par les différentes radiales successives séparées par un écart angulaire de 1°.

IV.- RÉSULTATS ET DISCUSSION

IV.1- Réflectivité et atténuation nuageuse issues de la simulation

La figure 7 montre différents champs de réflectivité : le premier (fig. 7a) est celui du cumulus alors que les trois autres (fig. 7b, c, d) concernent l'ensemble du système précipitant. Pour le cumulus, la réflectivité "vraie" Z (en l'absence de toute source d'atténuation) ne dépend pas de la fréquence d'observation (domaine de Rayleigh) et montre des valeurs très faibles jusqu'à -25 dBZ. À 3 GHz (λ = 10,7 cm), l'onde radar est très peu atténuée et le champ calculé (fig. 7b) peut donc servir de référence, il sera ainsi considéré comme le champ réel. A 10 GHz ou λ = 3,2 cm (non montré), l'atténuation est faible et le champ de réflectivité diffère peu de celui à 3 GHz. En revanche, pour des fréquences de 35 GHz (λ = 0,86 cm) et de 94 GHz (λ = 0,32 cm), le champ de réflectivité est fortement dégradé, et ce d'autant plus que la fréquence est élevée (fig. 7c, d). Ceci montre clairement l'impact de la partie nuageuse en terme d'atténuation qui est représentée sur la figure 8. Des valeurs maximales de 1,2 dB à 3,2 cm, 16 dB à 0,86 cm et de 80 dB à 0,32 cm (fig. 8a, b, c) sont obtenues ; elles correspondent naturellement aux zones où la réflectivité est la plus dégradée et sont relatives à une

propagation de l'onde dans le nuage d'environ 5,4 km (distance AB). En moyenne, elles seraient obtenues théoriquement pour un nuage de contenu en eau liquide uniforme égal à 1,2 g m^{-3}. L'atténuation par des gouttelettes d'eau est d'autant plus problématique qu'elles sont généralement invisibles ; les cumulus sont partiellement sinon totalement indétectables.

IV.2- Influence d'un fond stratiforme

L'addition d'un fond stratiforme au système précédent aggrave la dégradation du champ de réflectivité. Un nimbostratus associé à un champ de drizzle est donc superposé au cumulus et au champ de pluie. Les contenus en eau respectifs sont représentés sur les figures 9a et 9b, et les caractéristiques microphysiques choisies sont telles que :

- le diamètre maximum des gouttelettes est 30 µm ;
- les diamètres minimum et maximum des gouttes de drizzle égalent 0,2 et 0,5 mm ;
- le diamètre moyen de ces gouttes vaut 0,3 mm.

La réflectivité du nimbostratus atteint des valeurs de -35 dBZ (Fig. 10) alors que l'atténuation causée par l'ensemble de la composante nuageuse du système (nimbostratus+cumulus) vaut 1,5 ; 20 et 100 dB à 3,2 ; 0,86 et 0,32 cm respectivement (Fig. 11). Ainsi, même les nuages stratiformes, bien qu'ayant une très faible réflectivité, introduisent une atténuation non négligeable.

IV.3- Conséquences

Il découle immédiatement de ce qui précède la conclusion selon laquelle l'omission de la composante nuageuse dans les observations biaise la mesure de réflectivité, et par conséquent les estimations de taux de précipitations R. Prenons l'exemple de la relation $Z(\mathrm{mm^6\ m^{-3}}) = 300R(\mathrm{mm\ h^{-1}})^{1,35}$ relative à des pluies convectives (Sekhon and Srivastava 1971). La précision (incertitude relative) sur R est $R_{10}^{-1}\Delta R \approx 0{,}74(Z_{10}^{-1})\Delta Z$, où Z_{10} et R_{10} sont les valeurs de référence (λ = 10,7 cm) et ΔZ la dégradation du champ de réflectivité due à l'atténuation par le nuage, c'est à dire l'atténuation nuageuse maximale (fig. 8). Avec Z_{10} = 30 dBZ (fig. 7b), il vient :

Fond stratiforme	Non		Oui	
λ (cm)	3,2	0,86	3,2	0,86
$\Delta Z/Z_{10}$ (%)	0,13	4	0,13	10
$\Delta R/R_{10}$ (%)	0,10	3	0,10	7,5

Influence d'un biais dans la mesure de réflectivité sur l'estimation du taux de précipitation par la relation de Sekhon and Srivastava (1971): $Z(\mathrm{mm^6\ m^{-3}}) = 300R(\mathrm{mm\ h^{-1}})^{1,35}$.

Notons que ces erreurs concernent une propagation sur une distance d'environ 5 km, elles seront naturellement plus grandes si cette distance augmente.

V.- AUTRES SIMULATIONS

D'autres simulations sur des cumulus plus petits et de contenus en eau liquide plus faibles ont été conduites. En effet, le cumulus étudié précédemment est un cumulus très vigoureux qualifié de cas extrême par Pruppacher and Klett (1997) ; notons cependant que des valeurs de M_c jusqu'à 5 g m^{-3} et plus ont été observées pour des cumulus associés à de très fortes ascendances (Poellot and Pflaum 1989). D'autre part, lors d'observations radar, les micro-ondes peuvent traverser généralement plusieurs cumulus de tailles modestes et de contenus en eau plus faibles. Aussi, il n'est pas inutile de quantifier l'atténuation par de tels systèmes.

Des valeurs de M_c^{max} de 1 ; 0,5 et 0,2 g m^{-3}, associées à des cumulus congestus, mediocris et humilis respectivement (fig. 12), ont donc été considérées. Les résultats sont regroupés dans le tableau 1 de A3; Il montre, toute chose égale par ailleurs, une atténuation d'autant plus grande que M_c^{max} est important et des valeurs minimales de réflectivité de -45 dBZ, bien en deçà de la limite de détection des radars. La figure 13 représente graphiquement l'influence de M_c^{max} sur l'atténuation nuageuse.

Par ailleurs, les simulations ont aussi portées sur les mêmes nuages que précédemment mais d'épaisseur et d'extension horizontale plus petites (e = 1 km, L = 5 km) (fig. 14). Le tableau 2 de A3 résume les résultats obtenus ; naturellement, les valeurs d'atténuation sont plus faibles. La figure 15 représente graphiquement l'influence de e sur l'atténuation nuageuse. La figure 16 synthétise les graphes des figures 14 et 15.

VI.- CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce travail illustre le pouvoir fortement atténuant des nuages pour les micro-ondes et souligne leur importance dans la mesure où leur réflectivité est bien inférieure au seuil de détectabilité des radars. Omettre une telle source d'atténuation conduit naturellement à biaiser les mesures faites sur les systèmes précipitants. Seuls les nuages composés uniquement de gouttelettes d'eau ont été étudiés ; les cristaux de glace présentent une réflectivité et une atténuation encore plus faibles de sorte qu'ils peuvent être ignorés dans une première approximation.

L'impact de l'atténuation par les nuages justifie la recherche d'une méthode de détection des nuages tenant compte, évidemment, de l'ensemble d'un système précipitant (hydrométéores glacés, précipitations) et des gaz atmosphériques. Jameson (1995) proposa une méthode d'estimation de l'atténuation et du contenu en eau d'un nuage valable dans le contexte de l'observation de pluies faibles

à modérées $R < 20$ mm h^{-1}. Actuellement, ce thème est en cours d'étude et devrait venir compléter ce premier travail A3 sur les nuages.

Par ailleurs, des systèmes précipitants beaucoup plus élaborés peuvent être construits et étudiés selon la modélisation présentée dans A3. Naturellement, cette construction devra subir quelques adaptations afin de rendre compte de la complexité des cibles météorologiques. Là aussi, ces aspects sont en cours de développement.

BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE :

Poellot M.R. and J.C. Pflaum, 1989: Microphysical characteristics of convective clouds. *Atmos. Res.*, **44**, 123-136.

DEGRADATION OF RADAR REFLECTIVITY BY CLOUD ATTENUATION AT MICROWAVE FREQUENCY

By

OLIVIER PUJOL[1], JEAN-FRANÇOIS GEORGIS[1], LAURENT FÉRAL[2] AND HENRI SAUVAGEOT[1]

[1] Université Paul Sabatier, Observatoire Midi-Pyrénées, Laboratoire d'aérologie, Toulouse, France.

[2] Université Paul Sabatier, Laboratoire AD2M, Toulouse, France.

Corresponding author address*:* Olivier Pujol, Université Paul Sabatier, Observatoire Midi-Pyrénées, laboratoire d'aérologie. 14 Avenue Édouard Belin, 31400 France. E-mail : pujo@aero.obs-mip.fr

ABSTRACT

The main object of this paper is to emphasize that clouds - non precipitating component of condensed atmospheric water - can produce a strong attenuation at operational microwave frequencies, although they present a low reflectivity preventing their radar detection. By way of a simple and realistic model, simulations of radar observations through warm precipitating targets are thus presented in order to quantify cloud attenuation. Simulations concern an airborne radar oriented downward and observing precipitation at the four frequencies: 3, 10, 35, and 94 GHz. Two cases are first considered: a convective cell (vigorous cumulus congestus + rain) and a stratiform one (nimbostratus + drizzle) superimposed on the previous one. Other simulations are then performed on different types of cumulus (congestus, mediocris, and humilis) with various thicknesses characterized, in a microphysical sense, by their maximum liquid water content.

Simulations confirm the low cumulus reflectivity ranging from – 45 dBZ for the weakest cumulus (i.e. the humilis one) to – 5 dBZ for the strongest one (i.e. the vigorous cumulus congestus). It reaches – 35 dBZ for the nimbostratus cloud. On the other hand, cumulus attenuation [precisely path integrated cloud attenuation (PICA)] is not negligible and, depending on the frequency, can be very strong: the higher the frequency, the stronger the PICA. At 3 GHz, the far less attenuated frequency, PICA for the vigorous cumulus congestus alone in the convective cell (embedded into the stratiform background) is of the order of 1.2 dB (1.5 dB) at 10 GHz, 16 dB (20 dB) at 35 GHz, and 80 dB (100 dB) at 94 GHz. For weaker cumulus, PICA is lower but, in certain cases, significant. All these results mean that it is necessary to be very careful about radar measurements if reliable information on precipitation - for example, precipitation rate R - have to be deduced, particularly at high operational frequencies.

Keywords: Cloud modeling, Cumulus cloud, Radar propagation, Cloud attenuation, Cloud reflectivity

1. Introduction

Radar meteorology uses backscattering by hydrometeors to assess, via the measured radar reflectivity factor Z_m, various physical characteristics of clouds and precipitation, such as precipitation rate (R), water content (M), or hydrometeors' mean diameter (D_m). Many empirical relations of the form $Z_m = aX^b$ ($X = R$, M, D_m, etc.), where a and b are coefficients, have been established for various latitudes, various seasons, and for different kinds of precipitation (stratiform or convective) and hydrometeors (rain, snow, hail) (e.g., Atlas 1990, Sauvageot 1992, Doviak and Zrnic 1993).

Electromagnetic wave propagation through the atmosphere can, however, be highly perturbed by clouds and precipitation, due to absorption and scattering. Radar retrieval of cloud and precipitation physical properties is thus limited by attenuation phenomena. Attenuation is defined (Glickman 2000) as a general term in which scattering and absorption are included. Herein, for the sake of simplicity, and because radar frequencies are in a domain where the attenuation of atmospheric gases is low, only attenuation by hydrometeors is considered. The radar reflectivity factor Z_m (in dBZ) measured at a distance r (in km) along the radar beam, can thus be written:

$$Z_m(r) = Z(r) - \int_0^r a(r)dr\,, \tag{1}$$

where $Z(r)$ is the "true" radar reflectivity factor (in dBZ), i.e. the radar reflectivity factor that would be observed without any attenuation, and $a(r)$ is the two-way attenuation coefficient (in dB km^{-1}) due to hydrometeors. Coefficient $a(r)$ depends mainly on the radar wave frequency (f): the higher the frequency, the stronger the attenuation (Stratton 1941). Consequently, for a given f, Z_m must be corrected from attenuation if reliable information on cloud and precipitation physics has to be deduced.

Several methods have thus been developed to retrieve from radar observations attenuation fields due to precipitation. The stereo-radar, or dual-beam radar method, is based on stereoscopic observations, i.e., on two non colinear radar observations conducted at a same frequency. The corresponding attenuation field is then retrieved from a mathematical algorithm and used to correct the radar reflectivity values. This method was first proposed by Srivastava and Jameson (1978). It was applied by Testud and Amayenc (1989) for airborne radars observing rain cells and by Srivastava and Tian (1996) for ground-based radars. Applications to real cases were performed during TOGA-COARE (Tropical Ocean Global Atmosphere-Coupled Ocean Atmosphere Research Experiment) (Oury et al. 1998) for rainfall estimations from X-Band airborne radar reflectivities. For airborne or space-borne observations, another usable method is the Surface Reference Technique (SRT). It consists in comparing the reflectivity of a reference target (ocean or ground) with and without precipitation (Meneghini and Kozu 1990, Meneghini et al. 2000). The difference between the two radar measurements is then attributed to attenuation between the surface and the radar. Through

simulation of space-borne radar observations of intense convective systems, Yeh et al. (1995) investigate the attenuation by precipitation and propose a rain rate retrieval algorithm. Multi-frequency radars are also a way to determine attenuation. In the dual-frequency mode, the same observation is conducted at two different frequencies, one weakly attenuated and the other more strongly so. Attenuation is then retrieved from the reflectivity differences. This technique was proposed by Eccles and Mueller (1971) in order to link the attenuation and the rain water content. Gosset and Sauvageot (1992) used this approach in mixed phase clouds to discriminate super-cooled water and ice, and to estimate mass content in each phase. The dual-frequency method was also used for hail detection (Atlas and Ludlam 1961, Eccles and Atlas 1973, Féral et al. 2003), rainfall estimation (Goldhirsh and Katz 1974), characterization of liquid and ice particles (Vivekanandan et al. 1999), or crystals sizing in cirrus (Hogan et al. 2000). In order to identify the non-Rayleigh effects due to the presence of large hydrometeors which affect the two wavelengths algorithm, Gaussiat et al. (2003) proposed a three wavelengths algorithm.

The non precipitating part of condensed atmospheric water (cloud component) can significantly affect electromagnetic wave propagation. Yet only attenuation by precipitation is generally taken into account in the correction of the observed reflectivity fields. Some orders of magnitudes of cloud attenuation can be found in the literature. For example, for an observation at 50 km from the radar through a cloud at 0 °C with a liquid water content of 1 g m^{-3}, attenuation is about 9 dB at the commonly used frequency $f = 10$ GHz (Sauvageot 1992); at $f = 94$ GHz, the same two-way attenuation is obtained through a path of only 1 km within the same cloud (Meneghini and Kozu 1990). As a consequence, the minimum detectable radar reflectivity increases by about 9 dB over a 50 km distance at 10 GHz and 1 km at 94 GHz. Lhermitte (1989) emphasized that strong cloud attenuation may seriously reduce the sensitivity of high frequency radars ($f \geq 10$ GHz), in particular airborne and space-borne radars which typically operate at these frequencies to minimize their payload size. Cloud attenuation is obviously not negligible and has to be considered to avoid biased reflectivity fields, especially when observations are conducted with frequencies equal or greater than 10 GHz.

Unfortunately, clouds are frequently undetectable in reflectivity fields because their reflectivity is lower than the radar sensitivity threshold. According to Gossard and Strauch (1983), Sauvageot and Omar (1987), and Meneghini and Kozu (1990), typical non precipitating liquid cloud reflectivity values range from -50 dBZ to -20 dBZ for stratocumulus, from -45 dBZ to -17 dBZ for nimbostratus, and from -37 dBZ to 0 dBZ for cumulus. The problem of clouds is also evocated in Doviak and Zrnić (1993) where some orders of magnitude on cloud reflectivity and attenuation are given.

The goal and originality of this paper is to quantify by means of simulated radar observations at various frequencies the effect of cloud attenuation on the retrieved reflectivity fields. All the simulated observations concern warm precipitating cells: clouds are composed of liquid water droplets, and precipitation is only rain or drizzle. The ice phase is disregarded. Two kinds of meteorological targets are first studied: a convective cell consisting of an isolated cumulus congestus associated with rain

and, then, a stratiform cloud with drizzle superimposed on the previous convective cell. Other types of cumulus with different microphysical and geometrical cumulus characteristics are also considered. According to Glickman (2000), it is reasonable to represent warm clouds by cumulus clouds composed of a great number of small droplets; the nimbostratus background can also be considered as only composed of liquid water droplets.

Section 2 concerns details relative to the modeling of meteorological targets and simulation of radar observations. The microphysical and geometrical characteristics of the modeled cloud and precipitation fields are described and general considerations about attenuation by cloud droplets are given. Characteristics of radar beam modeling and configuration of the simulated observations are presented. Section 3 presents the results of the simulations for the two first targets considered. A further development is then made in section 4: considering different kinds of cumulus with various sizes, quantitative information about cumulus attenuation is given. In particular, attenuation is related to cumulus microphysics. Finally, conclusions and perspectives follow in section 5.

2. Modeling

a. Meteorological targets

The meteorological targets are made exclusively of liquid water with two distinct and independent parts: cloud and precipitation. In the model, cloud and rain/drizzle components are superimposed and do not interact, which means that the physical characteristics of one part can be modified without influencing the other one. Moreover, it becomes possible to superimpose independently several different components and to construct meteorological targets of diverse complexity. The simplest target considered, which is used to exemplify the simulation, is a convective cell consisting of a cumulus congestus associated with rain reaching the ground.

Cloud and rain fields are both represented by their respective liquid water content M_α (α = c for cloud and r for rain), supposed to be a spatial two-dimensional function, $M_\alpha(x, z) = G_\alpha(x)M_\alpha(z)$ where z is the vertical coordinate and G_α a weighting function depending on the horizontal coordinate x; for a given altitude z, the modulation of $M_\alpha(z)$ by $G_\alpha(x)$ determines $M_\alpha(x)$. Consequently, given $G_\alpha(x)$ and, independently, $M_\alpha(z)$, α-fields geometry along x and z is defined.

Numerous observations on cumulus clouds (Zaitsev 1950, Warner 1955, 1969, 1970, Squires 1958, Borovikov 1963, Mason 1971, Vulfson et al. 1973, and others) have shown that M_c is closely related to the global cloud dynamic structure. Typically, $M_c(z)$ increases with height above cloud base, reaches a maximum value M_c^{max} in the upper half of the cloud, and then decreases up to cloud top. In the present model, cloud base is at an altitude of 1 km, cloud thickness e is 2 km, and $M_c^{max} \approx 3$ g m^{-3} at about 600 m under cloud top (Fig. 1a). Moreover, at cloud base and cloud top, $M_c(z)$ is equal to a limit value of 0.2 g m^{-3}, to represent the well-marked transition between the cloud and its clear air

environment. $M_c(x)$ globally decreases from cloud centre to cloud periphery. It is modeled by considering $G_c(x)$ as a function of the form: $G_c(x) = \exp(-x^2/SD^2)$ with SD = 5 km. SD is supposed to conventionally define the horizontal cloud extension L, so that $L = 2\times SD = 10$ km (Fig. 1b). Cloud shape factor is then $s_f = L/e = 5$. Thus, multiplying $M_c(z)$ by $G_c(x)$ gives the cloud water content M_c; its maximum is about 3 g m^{-3} at an altitude of 2.5 km along the cloud axis. According to Borovikov (1963), who considers that cloud water content of cumulus congestus ranges from 0.5 g m^{-3} to 3 g m^{-3}, this cumulus can be described as a dense and vigorous one, so that it will be hereafter qualified as "extreme". Cloud geometry is defined by imposing, in the model, $M_c \geq 0.2$ g m^{-3}, all the others values are put to zero. Horizontal edges of the cloud are also determined in the same way.

For vertical rain water content, Blanchard (1953) and Okita (1958) pointed out that a maximum value M_r^{max} is generally located just below cloud base. Figure 2 represents the variation of $M_r(z)$ with altitude z. Because of evaporation, $M_r(z)$ decreases from $M_r^{max} = 0.46$ g m^{-3} at $z = 0.9$ km to a value of about 0.1 g m^{-3} at the ground ($z = 0$). Obviously, M_r decreases upward in cloud and is zero at cloud top. Along x, rain water content tends to be maximum straight below the cloud axis and minimum at cloud edges because of air circulation consisting of updrafts near cloud axis and downdrafts at cloud edges. Modulating function $G_r(x)$ is therefore the same as $G_c(x)$ (Fig. 1b). Thus, multiplying $M_r(z)$ by $G_r(x)$ gives the rain water content M_r; its maximum is about 0.46 g m^{-3} at the altitude of 0.9 km along the cloud axis. In the model, M_r values lower than 0.04 g m^{-3} are equalled to zero in order to define the rain space domain.

Superimposition of $M_c(x, z)$ and $M_r(x, z)$ leads to the modeling of the meteorological target. The values of all the parameters used to model the cloud are issued from the studies mentioned in this section and on numerous observations. It is then assumed that they are representative of realistic field values.

b. Scatterer size distribution

A complete microphysical target modeling requires specifying the size distributions of the hydrometeors, i.e. cloud droplets and raindrops.

It is reasonable and convenient to represent cloud droplet size distribution (CDSD) by a gamma distribution, e.g. the Khrgian and Mazin (1952) distribution:

$$N_c(D_c) = N_0 D_c^{\,2} \exp(-\Lambda D_c), \qquad (2)$$

where D_c is the cloud droplet diameter, N_c the volumic concentration per class of diameter (i.e. the number of droplets with diameters between D_c and $D_c + \Delta D_c$ per unit volume) and N_0 and Λ are parameters that can be related to any two moments of the distribution, as the total droplet concentration N_t (zero order moment) and liquid water content M_c (proportional to the third order moment). If the water density ρ_w is in g cm^{-3}, D_c is expressed in cm, N_t in cm^{-3} and M_c in g m^{-3}, the Khrgian and Mazin (1952) distribution gives $N_c(D_c)$ in cm^{-3} µm^{-1} with

$$N_0\left(\mathrm{cm}^{-6}\right) \approx 1.27\times10^4 \left(\frac{\rho_w N_t^{\,2}}{M_c}\right)$$

and

$$\Lambda\left(\mathrm{cm}^{-1}\right) \approx 3.16\times10^2 \left(\frac{\rho_w N_t}{M_c}\right)^{1/3}.$$

In the present work, a droplet size interval ΔD_c of 1 µm and a maximum droplet diameter of 50 µm are considered so that 50 diameter classes, centred on the successive diameter values $(D_{c,\,i})_{i=1\ldots50}$ = {0.5 µm, 0.15 µm, …,48.5 µm, 49.5 µm} are defined. The knowledge of M_c and N_t thus enables the determination of the CDSD. N_t is assumed to be constant and equal to 350 cm^{-3} throughout the cumulus (Borovikov 1963, Pruppacher and Klett 1997 Section 2.1). Figure 3 displays the CDSD for different values of M_c and shows concentrations ranging from 0.08 cm^{-3} $\mu\mathrm{m}^{-1}$ to 20 cm^{-3} $\mu\mathrm{m}^{-1}$, consistently with the different orders of magnitude summarized in Pruppacher and Klett (1997 Section 2.1).

According to Ulbrich (1983), raindrop size distribution can be represented by a two parameter modified gamma distribution of the form:

$$N_r(D_r) = N_0 D_r^{\,\mu} \exp(-\Lambda D_r), \qquad (3)$$

where D_r is the drop diameter, N_r the volumic concentration per class of diameter (i.e. the number of raindrops with diameters between D_r and $D_r + \Delta D_r$ per unit volume) and N_0, μ, and Λ are parameters. Moreover, $\Lambda(\mathrm{mm}^{-1})$ is related to the median diameter D_0(mm) by relation: $\Lambda D_0 = 3.67 + \mu$. If D_r is in mm and M_r is in g m^{-3}, then

$$N_0\left(\mathrm{m}^{-3}\mathrm{mm}^{-1-\mu}\right) = \left(\frac{6}{\pi\Gamma(\mu+4)}\right)\left(\frac{M_r}{10^{-3}\rho_w}\right)\left(\frac{3.67+\mu}{D_0}\right)^{\mu+4}$$

-Γ is the gamma function - so that $N_r(D_r)$ is expressed in m^{-3} mm^{-1}. In the present study, a drop size interval ΔD_r of 0.1 mm and a maximum drop diameter of 5 mm are considered so that 50 diameter classes, centered on the successive diameter values $(D_{r,\,i})_{i=1\ldots50}$ = {0.05 mm, 0.15 mm, …, 4.85 mm, 4.95 mm}, are defined. The knowledge of M_r, D_0 and μ thus enables the determination of the raindrop size distribution (RDSD). D_0 is assumed to be constant and equal to 2 mm throughout the rain field, a value frequently encountered in the bibliography (e.g. Ulbrich 1983, Fig. 2). A particular point of the RDSD concerns the smallest raindrops which evaporate rapidly outside the cloud because the atmosphere is drier than inside. It implies that their concentration falls down significantly in a relatively very short distance out of the cloud. The smaller the raindrop, the faster it evaporates, and the lower the concentration is. Ulbrich (1983) indicates that various physical processes in unsaturated air, as evaporation, seem to transform a RDSD defined by $\mu = 0$ inside a cloud to a gamma distribution with $\mu > 0$ outside a cloud. Therefore, in the simulation, it is reasonable to take μ equal to zero inside the cloud and equal to 2 outside so that small raindrops are in greater concentration in the cloud. In

that sense, smaller drops can represent drizzle drops defined as drops of diameter smaller than 0.5 mm (Glickman 2000). Figure 4 shows the RDSD for different values of M_r for $\mu = 0$ (Fig. 4a) and $\mu = 2$ (Fig. 4b); concentration ranges from 10^{-3} m^{-3} mm^{-1} to 10^{2} m^{-3} mm^{-1}.

c. Backscattering and attenuation cross sections

Backscattering (σ) and attenuation (Q) cross sections of a spherical scatterer are given by the Mie formulas (Mie 1908), whose coefficients are computed with the Deirmendjian algorithm (1969). These coefficients depend on the radar frequency (f), on the spherical diameter, and on the complex index of refraction $m = n + i\kappa$ of the scatterer. The latter is computed using the Ray (1972) model, assuming that cloud and rain water temperatures are 5 °C. Thus, σ and Q are computed for all the hydrometeors under consideration in the simulation, that is $(\sigma_i)_{i=1\ldots50}$ and $(Q_i)_{i=1\ldots50}$ for the homogeneous spherical particles of diameter $(D_i)_{i=1\ldots50}$ constituting the cloud and the rain field.

For cloud droplets, D_c is small enough with respect to the radar wavelength ($\lambda = c/f$) to satisfy the conditions of the Rayleigh approximation. In addition, for such particles, scattering is small with respect to absorption and, consequently, attenuation cross section Q can be considered equal to the absorption cross section Q_a. In this context, the two-way cloud attenuation a_c(dB km^{-1}) is independent from the size spectrum and proportional to the liquid water content M_c:

$$a_c = 2 \times 0.4343 \int_{D_{c,min}}^{D_{c,max}} N_c(D_c) Q_a(D_c) dD_c = k M_c \,, \tag{4}$$

where Q is in cm^2, the other parameters are as in (2), and k depends on λ and on the temperature. Figure 5 displays the coefficient k for cloud droplets as a function of λ ranging from 0.1 cm to 10 cm, for a temperature of 5 °C. It clearly shows that cloud attenuation is a non-negligible effect that must be taken into account in radar measurements. For example, at 94 GHz ($\lambda = 3.2$ mm), the two-way cloud attenuation at 0 °C is about 10 dB for a 1 km path; at 10 GHz ($\lambda = 3.2$ cm), in the same conditions, the two-way attenuation is only 0.2 dB, but it can be a non-negligible quantity for longer paths. Liquid water attenuation is not very sensitive to temperature, and much more attenuating than ice (e.g. Sauvageot 1992, Fig. 2.14, page 105). Also, in a first approach, the ice phase is intentionally omitted and the cloud temperature is uniform.

d. Equivalent radar reflectivity factor

The average power backscattered by a population of particles homogeneously distributed in an elementary volume V is proportional to the radar reflectivity η, defined as the sum of the backscattering cross sections (σ_i) of the individual particles:

$$\eta = \frac{1}{V} \sum_i \sigma_i \,, \tag{5}$$

where η is commonly expressed in cm^{-1}. When the observed scattering volume does not satisfy the conditions of the Rayleigh approximation, or if there is any doubt that it does, it is convenient to characterize the radar reflectivity factor Z by the equivalent radar reflectivity factor Z_e, which is, by definition, equal to the radar reflectivity factor of a population of liquid and spherical particles satisfying the Rayleigh approximation and producing a signal of the same power (e.g., Atlas 1990):

$$Z_e\left(\mathrm{mm^6 m^{-3}}\right) = \frac{\eta}{2.8\times10^{-10}\,\lambda^{-4}}, \tag{6}$$

where λ is in cm. Usually, Z_e is expressed in a logarithmic unit:

$$Z_e\left(\mathrm{dBZ}\right) = 10\,\log[Z_e\left(\mathrm{mm^6 m^{-3}}\right)] \tag{7}$$

e. Radar beam modeling and meshing

Nowadays radars operate with various frequencies corresponding to wavelengths ranging from the millimetric to the centimetric domain of the electromagnetic spectrum. For example, S-Band (f = 3 GHz, $\lambda \approx$ 10 cm), X-Band (f = 10 GHz, $\lambda \approx$ 3 cm), K_a-Band (f = 35 GHz, $\lambda \approx$ 0.86 cm), or W-Band (f = 94 GHz, $\lambda \approx$ 0.32 cm) are common in radar observations, and the choice of f depends on the application. Generally, in order to reduce the equipment size and weight, airborne and space-borne radars operate at frequencies close to or higher than 10 GHz. Other advantages of these kinds of radars are their relatively high resolution.

In the present work, radar observations are simulated for the four above-mentioned frequencies. The modeled radar beam is characterized by a cone of aperture approximated to the 3 dB beamwidth (θ_{3dB}) and the range gate spacing is Δr. The meteorological target is digitized through a two-dimensional meshing with a grid resolution of 100 m and 10 m along the horizontal and vertical respectively. Each grid point is characterized by specific values of M_c and M_r and, consequently, by specific CDSD and RDSD. The computational procedure consists, at first, for a given resolution volume V, in identifying the grid points included in V and characterized by M_c and/or M_r different from zero. For each of these grid points, the backscattering and attenuation cross sections of all the hydrometeors (i) are computed ($\sigma = \sum_i \sigma_i$ and $Q = \sum_i Q_i$ respectively). Then, η associated to V is deduced from (5) and, finally, Z_e(dBZ) is obtained from (6) and (7).

By the same procedure, only the cloud attenuation (which is in the scope of this paper) undergone by the radar beam during the crossing of the target is calculated using (4) for each V. Thus, the equivalent reflectivity factor Z_e, degraded by a_c is:

$$[Z_e\left(\mathrm{dBZ}\right)]_{\mathrm{degraded}} = Z_e\left(\mathrm{dBZ}\right) - \int_0^r a_c\left(r\right)dr \tag{8}$$

The simulation is fully completed when the successive radar beams, separated by $\Delta\beta$ in azimuth, have covered the whole extent of target.

3. Results and discussion

The considered cumulus congestus and the associated rain field are displayed in Fig.6. As already indicated in section 2, cloud liquid and rain water contents have maximum values of about 3 g m^{-3} and 0.5 g m^{-3} respectively, cloud thickness is e = 2 km, and the horizontal extension of the cell is L = 10 km, so that the shape factor is 5. It is noteworthy to recall that these values, derived from observations, correspond to a vigorous cumulus congestus (Borovikov 1963). So as to quantitatively assess the cloud attenuation endured by an airborne radar, the latter is located above the cumulus at a mean altitude of 5.5 km, in compliance with real operational conditions. The radar is thus at x = 0 km in Fig.6 and following (symbol "o"). Four different wavelengths (10.7, 3.2, 0.86, and 0.32 cm) are considered in the simulation. Moreover, the radar has a common aperture θ_{3dB} and a gate spacing Δr equal to 1.8° and 0.15 km respectively. These values are frequently used in airborne-radar. For instance, the airborne radar ELDORA is characterized by an aperture of 1.8° and a gate spacing of 150 m. These characteristics have been kept whatever the wavelength because they are not crucial in the present work and do not affect the results since they only concern the volume of resolution. Azimuth spacing $\Delta\beta$ is chosen at a common value of 1°.

a. Reflectivity and cloud attenuation fields derived from simulations

Simulated reflectivity fields are displayed in Figure 7. Cumulus cloud reflectivity is shown in Fig. 7a. It can be noted that, because cloud particles are in the Rayleigh scattering region, the reflectivity of the cumulus does not depend on the wavelength so that Fig. 7a is valid whatever the wavelength considered in this paper. Reflectivity fields degraded by cloud attenuation $[Z_e(\mathrm{dBZ})]_{\mathrm{degraded}}$ (8), hereafter denoted $Z_{e,d}$ ("d" for degraded), are displayed in Figs. 7b, 7c, and 7d for three wavelengths: 10.7, 0.86, and 0.32 cm, respectively. At 10.7 cm (Fig. 7b) and 3.2 cm (not shown), reflectivity fields are quite similar and representative of the precipitating cell with $Z_{e,d}$ ranging from low values (20 dBZ) at the edges of the cell to higher values (40 dBZ) in the core of the cell (0.2 km < z < 2 km) where rain water content is maximum. At shorter wavelengths (0.86 and 0.32 cm), reflectivity fields are substantially different: $Z_{e,d}$ has lower values ranging from 10 dBZ to 35 dBZ at 0.86 cm (Fig. 7c) and from – 80 dBZ to 10 dBZ at 0.32 cm (Fig. 7d). Moreover, reflectivity fields are highly distorted and clearly show the importance of the cloud attenuation which is all the higher as the distance covered within the cloud is increased.

As shown in figure 5, the attenuation at 10.7 cm is negligible so that its reflectivity $Z_e^{10.7}$ can be considered as reference. Consequently, whatever the wavelength λ, (8) can be written as follows:

$$Z_e^{10.7} - Z_{e,d}^{\lambda} \approx \mathrm{A} + \mathrm{B}; \text{ with } \mathrm{A} = \left(Z_e^{10.7} - Z_e^{\lambda}\right) \text{and } \mathrm{B} = \int_0^r a_c^{\lambda} dr \qquad (9)$$

Figure 8 displays the term B, the two-way path integrated cloud attenuation (PICA), for the three lowest wavelengths: 3.2 cm (Fig. 8a), 0.86 cm (Fig. 8b), and 0.32 cm (Fig. 8c). As expected, the shorter the wavelength, the higher the attenuation: maximum values are about 1.2 dB at 3.2 cm, 16 dB at 0.86 cm, and 80 dB at 0.32 cm. These areas of maximum attenuation are coincident with the regions where reflectivity is the lowest (Fig. 7). This means that, in these regions, reflectivity fields are the most degraded. These highest attenuation values are consistent with the orders of magnitude provided in Figure 5: considering a cloud with a unit water content (in g m^{-3}), the attenuation is about 0.18 dB at 3.2 cm, 2.4 dB at 0.86 cm, and 12 dB at 0.32 cm for a radar wave propagating over 1 km into the cloud. Therefore, as the distance propagated into the cloud between the cloud top and the region of maximum attenuation (distance AB in Fig. 8) is approximately $AB = e(1+s_f^2/4)^{1/2} = 5.4$ km for the considered cell, the values derived from the simulation correspond to a cloud water content around 1.2 g m^{-3}, which is consistent with the characteristics of the considered cloud (section 2). This gives credit to the simple model used to represent the meteorological targets, their microphysical content and to simulate radar observations. Besides, it clearly appears that clouds can induce a strong attenuation on radar wave although they have a low reflectivity, as shown in fig. 7a relative to a simulated observation at the reference wavelength (10.7 cm). This is all the more problematic for radar observations because clouds are often undetectable due to their very low reflectivity values (between – 25 dBZ and – 5 dBZ for the considered cell). As a comparison, during TOGA COARE, the minimum detectable signal of ELDORA/ASTRAIA (Electra Doppler Radar/ Analyse Stéréoscopique par Radar Aéroporté sur Electra) was – 12 dBZ at 10 km (Hildebrand et al. 1994), the wavelength used by ELDORA being 3.2 cm (frequency of 9.6 GHz). For the 13.8 GHz airborne radar ARMAR (Airborne Rain Mapping Radar), the theoretical minimum detectable reflectivity is about 10 dBZ at 10 km (Durden et al. 1993). This radar was designed as a prototype for the 13.8 GHz spaceborne rain radar TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission), which has a minimum detectable signal of 17 dBZ (e.g. Schumacher and Houze 2000). Cumulus clouds are thus partially, if not totally, undetectable (also see section 4 for other cumulus reflectivity values).

b. Influence of a stratiform background

A stratiform cloud associated with a drizzle field has been superimposed on the previous convective cell in order to quantify the effects of a stratiform background on the radar retrieval. As for the convective cell, the physical characteristics of the stratiform cloud are based on observations reported in the literature (e.g., Borovikov 1963, Pruppacher and Klett 1997 Section 2.1). Figure 9 represents the vertical profile of the stratiform cloud water content, M_s (Fig. 9a), and of the drizzle water content, M_d (Fig. 9b). M_s increases rapidly from 0.15 g m^{-3} at cloud base ($z = 1$ km) to a maximum value of about 0.35 g m^{-3} at $z = 1.5$ km. Above this altitude, M_s decreases upward gently to reach 0.1 g m^{-3} at cloud top ($z = 3$ km). On the other hand, M_d increases from zero at cloud top to reach a maximum value of 0.04 g m^{-3} at $z = 1.3$ km. Below cloud base, drizzle evaporates rapidly so that M_d

is zero at z = 800 m. Along x (not shown), the modulating function $G(x)$ is uniform and equal to unity for both stratiform cloud and drizzle. The microphysical characteristics of the stratiform cloud are the same as those of the cumulus, except that:

- Maximum cloud droplet diameter is 30 µm;
- Minimum and maximum drizzle drop diameters are respectively 0.2 and 0.5 mm, according to the drizzle definition (Glickman 2000). Median drizzle drop diameter is 0.3 mm.

Using the same distribution as for the convective cell, cloud droplet and drizzle drop concentrations range respectively from 10^{-4} to 10^{2} cm^{-3} μm^{-1} and from 1 to 10^{2} m^{-3} mm^{-1} (distributions not shown). According to observations summarized in Borovikov (1963), these microphysical characteristics correspond to those of a nimbostratus cloud. Thus, the simulations are conducted with the same radars as in section 3 but they now concern a convective cell embedded in a stratiform background consisting of a nimbostratus cloud with a drizzle field. Reflectivity is degraded by the attenuation caused by the cumulus and nimbostratus.

Figure 10 displays the stratiform (nimbostratus) cloud reflectivity which is independent on the wavelength for the same reason as for the cumulus cloud. Values are lower than for the cumulus cloud and range from - 35 to – 20 dBZ. Degraded reflectivity fields (not shown) present the same characteristics as for the convective cell (section 3a) except that values are lower for the shortest wavelengths: they range from 0 to 30 dBZ at 0.86 cm and from –100 to 0 dBZ at 0.32 cm. At 10.7 cm and 3.2 cm, reflectivity values are quite similar because of the low attenuation at these wavelengths. It follows that attenuation by the overall cloud component (cumulus + nimbostratus) is higher than above. Figures 11a, 11b and 11c display the total path integrated cloud attenuation (PICA) at 3.2, 0.86 and 0.32 cm obtained in the same way as in section 3b. These figures indicate that PICA maximum values are about 1.5 dB (3.2 cm), 20 dB (0.86 cm), and 100 dB (0.32 cm) whereas they were about 1.2 dB (3.2 cm), 16 dB (0.86 cm), and 80 dB (0.32 cm) for cumulus only (Fig. 8). Hence, according to Figure 5, the cumulus plus nimbostratus attenuation contribution is that of a cloud with uniform water content equal to about 1.5 g m^{-3}. Therefore, the contribution of the nimbostratus is 0.3 g m^{-3}. This value is consistent with the definition of the stratiform cloud in terms of water content adopted in this section. Thus, although stratiform clouds have low reflectivities, their attenuation is not negligible.

c. Consequences

What ensues from the above simulated observations is that the retrieval of precipitation physical properties from radar measurements can be seriously biased by cloud attenuation.

Indeed, according to Lhermitte (1989), a 1 dBZ uncertainty in radar reflectivity η measurements at millimeter wavelengths produces a mean uncertainty in rainfall precipitation R of 15 % at 0.86 cm and 30 % at 0.32 cm. Besides, if quantitative information on cloud and precipitation microstructure has to be obtained from radar reflectivity, cloud attenuation has to be taken in consideration, especially at short wavelengths (Fig. 8b and 8c).

At centimeter wavelength (3.2 cm), although attenuation is lower than at millimeter wavelength, relative errors in physical quantities can be non-negligible. For example, considering the power relation $Z(\text{mm}^6\ \text{m}^{-3}) = 300R(\text{mm h}^{-1})^{1.35}$ proposed by Sekhon and Srivastava (1971) for convective rain associated with a thunderstorm or a cumulus congestus, $(R_{10})^{-1}\Delta R \approx 0.74(Z_{10})^{-1}\Delta Z$, where Z_{10} and R_{10} are the reference values at 10.7 cm and ΔZ is the difference between the real degraded reflectivity and that of the cloud. This relation, valid only if the Rayleigh condition is satisfied, can obviously be applied to the present case concerning a cumulus congestus insofar as the drop diameter ranges from 0.1 to 5 mm (section 2). Considering that ΔZ is equal to the maximum cloud attenuation, i.e. 1.2 dB (point B in Fig. 8a), the associated reflectivity Z_{10} at 10.7 cm is around 30 dBZ (1000 $\text{mm}^6\ \text{m}^{-3}$) (Fig. 7b) and the relative errors on Z and R are respectively 0.13 % and 0.10 %. Although this relative error on R seems low, it has to be kept in mind that, in the present simulation, the radar wave propagation is only about 5.4 km into the cloud. For greater distances, cloud attenuation and, consequently, relative error in measurements and physical property retrieval will be necessarily more important. At 0.86 cm (35 GHz), Lhermitte (1989) indicates that Rayleigh approximation is acceptable until raindrop diameters of about 2.5 mm. Because in the model, raindrops larger than 2.5 mm are in lower concentration, the relation of Sekhon and Srivastava (1971) can be applied. In this context, the errors are about 4% and 3% on Z and R respectively. In addition, taking into account the attenuation caused by the nimbostratus cloud, errors on Z and R are respectively 10 % and 7.5 % at 0.86 cm. Rain rate retrieval will be thus more biased. This last consideration is crucial in dual radar method (or for radar network) since the target is rarely equidistant from all the radars. Hence, even if radars have the same wavelength, the retrieved reflectivity fields can be different because the radar wave propagation distances within the cloud, and subsequently attenuation, are not the same.

4. Simulations with other types and sizes of cumulus

In this section, the influence of the microphysical and geometrical cumulus characteristics on attenuation is investigated.

a. Influence of the maximum cumulus water content M_c^{max} on PICA

As $M_c^{\max}$ is a cloud microphysical characteristic, a question that naturally occurs concerns the influence of $M_c^{\max}$ on PICA. Three other cumulus clouds have been thus modeled with the same thickness ($e = 2$ km) and shape factor ($s_f = 5$) but with various $M_c^{\max}$ values. Figure 12 displays the liquid water content vertical profile $M_c(z)$ for each considered cumulus, i.e., an extreme congestus, a congestus, a mediocris, and a humilis ($M_c^{\max} = 3$, 1, 0.5, and 0.2 g m^{-3} respectively). For each cumulus, cloud reflectivity fields (not shown) and PICA fields (not shown) have been computed. Table 1 summarizes the values obtained for the maximum PICA and the range of cloud reflectivity values.

As expected, the higher M_c^{max} and, for a given M_c^{max}, the lower the wavelength, the higher the maximum PICA. An interpolation in a least square sense of these results has been performed in order to emphasize the influence of M_c^{max} on the maximum PICA. The results are given in Fig. 13 where the maximum cumulus attenuation is given as a function of M_c^{max}. Moreover, the lower M_c^{max}, the lower the cloud reflectivity: values between – 5 dBZ (for the strongest cumulus) and – 45 dBZ (for the weakest one) are frequently beyond the sensitivity threshold of radars. So, cumulus clouds are hardly detectable.

b. Influence of the cloud thickness e on PICA

As cloud size also affects maximum cumulus attenuation, the simulations have been performed for smaller clouds characterized by a thickness of 1 km while keeping the shape factor constant ($s_f = 5$). Figure 14 displays the vertical profile of $M_c(z)$ and table 2 sums up the results obtained. With respect to table 1, cloud reflectivity is not changed whereas, as expected, PICA maximum values are lower than for a cloud 2 km thick. As in Section 4*a*, M_c^{max} is related to PICA for cumulus clouds 1 km thick (Fig. 15) by means of a least square interpolation.

Combining the results presented in tables 1 and 2, the dependence of the maximum PICA on the cumulus thickness *e* for a cloud whose shape factor is 5 can be presented. Figure 16 shows this dependency for various values of the liquid water M_c^{max} when observations are conducted at a wavelength of 3.2 cm (Fig. 16a), 0.86 cm (Fig. 16b), and 0.32 cm (Fig. 16c). As expected, for given values of the wavelength and M_c^{max}, the PICA maximum increases with *e*.

5. Conclusion and perspectives

In order to quantitatively estimate the cloud attenuation undergone by electromagnetic waves, two-dimensional radar observations of warm precipitating clouds are simulated. Simulations are performed at four different radar frequencies or wavelengths ($f = 3$ GHz, $\lambda \approx 10.7$ cm; $f = 10$ GHz, $\lambda \approx 3.2$ cm; $f = 35$ GHz, $\lambda \approx 0.86$ cm; $f = 94$ GHz, $\lambda \approx 0.32$ cm) from a simple model where cloud cells result from the superimposition of two distinct and independent parts: a liquid cloud and a liquid precipitation component. Each of these parts is defined through their respective liquid water content which is supposed to be a spatial two-dimensional function derived from observations on cloud and precipitation (Borovikov 1963, Pruppacher and Klett 1997 Section 2.1). Cloud droplet size distribution is then defined by considering a value of the cloud liquid water content and assuming a total cloud droplet concentration of 350 cm^{-3}. In a similar way, the raindrop size distribution is defined using a value of the rain water content and a median drop diameter fixed to 2 mm. All the microphysical parameters computed in this study are deduced from observations, which ensures the reliability of our modeling conditions.

The first precipitating cell under consideration is a convective one, consisting of a vigorous cumulus congestus (maximum liquid water content is 3 g m^{-3}) associated with rain reaching the ground. The cloud thickness is 2 km and the shape factor is 5. Simulations which are conducted in order to observe the precipitation under the cumulus and to quantify its attenuation indicate that:

- clouds have a relatively low reflectivity ranging from - 25 to – 5 dBZ;
- cloud attenuation can be very important at operational wavelength: for this extreme cumulus congestus, maximum cloud attenuation values of 1.2 dB at 3.2 cm, 16 dB at 0.86 cm, and 80 dB at 0.32 cm are obtained with respect to the 10.7 cm wavelength considered as the reference because weakly attenuated.

It is also demonstrated that these values are consistent with the meteorological target definition adopted, ensuring the reliability of the model.

From these results, it is concluded that cloud attenuation can highly affect radar observations and, consequently, can bias retrieved quantities as, for example, precipitation rate R. The importance of cloud is also highlighted by noting that cloud reflectivities are low so that they are not easily detected.

Looking at the influence of a stratiform background, a nimbostratus associated with a drizzle field is superimposed on the convective cell, the nimbostratus being characterized by a maximum liquid water content of about 0.3 g m^{-3} and a thickness of 2 km. Nimbostratus simulated reflectivities are lower than for the cumulus and range from - 35 to – 20 dBZ. Concerning attenuation, an offset of 0.3 dB at 3.2 cm, 4 dB at 0.86 cm, and 20 dB at 0.32 cm has to be added to the above attenuation values so that total cloud attenuations are 1.5 dB, 20 dB, and 100 dB respectively.

Additional simulations on different types of cumulus clouds with various sizes are also performed. First, only the maximum water content is changed defining three other cumulus clouds: a congestus, a mediocris, and a humilis with maximum cloud liquid water contents (M_c^{max}) equal respectively to 1, 0.5, and 0.2 g m^{-3}. Cumulus sizes are then changed fixing the thickness e to 1 km and keeping constant the shape factor $s_f = 5$. First, the simulations show, as expected, that the lower M_c^{max}, the lower the cloud reflectivity; in addition, for a given wavelength, the higher M_c^{max} and e, the higher the cloud attenuation. Then, they give some orders of magnitude of the influence of M_c^{max} and e on the maximum cumulus attenuation in precipitation observations from airborne radar. The authors are aware that the model discussed in the present work concern idealized examples, but it permits to clearly illustrate the degradation of airborne radar reflectivity fields by cloud attenuation in the case of usual meteorological conditions. Besides, the model can be easily adapted to other more complex cases.

Research of methods to detect the presence of clouds and measure their attenuation is justified by the importance of the cloud component. Jameson (1995) has suggested an approach using a polarimetric radar for estimating cloud attenuation and cloud liquid water content in light and moderate rains. It is to be noted that only cloud droplet attenuation has been considered in this study, to quantify and illustrate the impact of warm clouds in radar observations and physical property retrievals. But, other

sources of attenuation contribute to degrade radar reflectivity, notably atmospheric gasses (mainly water vapor and molecular oxygen). At 0.32 cm (94 GHz), gasses produce attenuation close to 1 dB km^{-1} (Meneghini and Kozu 1990, p. 130 and Fig. 4.2 p. 131). Details concerning the microwave attenuation by atmospheric gasses can be found in Liebe (1985). Further, drizzle, rain and other hydrometeors also attenuate radar reflectivity. The quantification of their effects on radar wave should be the topic of further papers.

REFERENCES

Atlas, D., 1990: *Radar in meteorology*. Amer. Meteor. Soc., 806 pp.

Atlas, D., and F.H. Ludlam, 1961: Multi-wavelength radar reflectivity of hailstorms. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **86**, 468-482.

Blanchard, D.C., 1953: Raindrop size distribution in Hawaiian rains. *J. Meteor.*, **10**, 457-473.

Borovikov, A.M., 1963: *Cloud Physics*. U.S. Department of Commerce, 392 pp.

Doviak, R.J., and D. Zrnic, 1993: *Doppler radar and weather observations*. Academic Press, 562 pp.

Deirmendjian, D., 1969: *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions*. Elsevier, 290 pp.

Durden, S.L., E. Im, K. Li, W. Ricketts, A. Tanner, and W. Wilson, 1994: ARMAR: An Airborne Rain Mapping Radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **11**, 727-737.

Eccles, P.J., and E.A. Mueller, 1971: X-band attenuation and liquid water content estimation by dual-wavelength radar. *J. Appl. Meteor.*, **10**, 1252-1259.

Eccles, P.J., and D. Atlas, 1973: A dual-wavelength radar hail detector. *J. Appl. Meteor.*, **12**, 847-854.

Féral, L., H. Sauvageot, and S. Soula, 2003: Hail detection using S-band and C-band radar reflectivity difference. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 233-248.

Gaussiat, N., H. Sauvageot, and A.J. Illingworth, 2003 : Cloud liquid water and ice content retrieval by multi wavelength radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 1264-1275.

Glickman, T.S., 2000: *Glossary of meteorology*, Am. Meteor. Soc., Boston.

Goldhirsh, J., and I. Katz, 1974: Estimation of raindrop size distribution using multiple wavelength radar systems. *Radio Sci.*, **9**, 439-446.

Gossard, E.E., and R.G. Strauch, 1983: *Radar observation of clear air and clouds*. Elsevier New York, 280 pp.

Gosset, M., and H. Sauvageot, 1992: A dual-wavelength radar method for ice-water characterization in mixed-phase clouds. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **9**, 538-547.

Hildebrand, P.H., C.A. Walther, C.L. Frusch, J. Testud, and F. Baudin, 1994: The ELDORA/ASTRAIA airborne Doppler weather radar: goals, design, and first field tests. *Proceedings of the IEEE*, **82**, 12, 1873-1890.

Hogan, R.J., A. Illingworth, and H. Sauvageot, 2000: Measuring crystal size in cirrus using 35- and 94- GHz radars. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 27-37.

Jameson, A. R., 1995: Using Multiparameter Radar to Estimate the Attenuation and Water Content of Clouds. *J. Appl. Meteor.*, **34**, 2046-2059.

Khrgian, A.Kh., and I.P. Mazin, 1952: The size distribution of droplets in clouds. *Trudy TsAo*, **7**.

Lhermitte, R., 1989: Attenuation and scattering of millimeter wavelength radiation by clouds and precipitation. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **7**, 464-479.

Liebe, H., 1985: An updated model for millimeter wave propagation in moist air. *Radio Sci*., **20**, 5, 1069-1089.

Lin T., G.M. Heymsfield, and R.C. Srivastava, 2002: Measurement of attenuation with airborne and ground-based radar in convective storms over land and its microphysical implications. *J. Appl. Meteor.*, **41**, 716-733.

Mason, B.J., 1971: *The physics of clouds*. The Pennsylvania State University Press. 481 pp.

Meneghini, R., and T. Kozu, 1990: *Spaceborne weather radar*. Artech House, 199 pp.

Meneghini, R., T. Iguchi, T. Kozu, L. Liao, K. Okamoto, J.A. Jones, and J. Kwiatkowski, 2000: Use of the surface reference technique for path attenuation estimates from the TRMM precipitation radar. *J. Appl. Meteor.*, **39**, 2053-2070.

Mie, G., 1908: Beiträge zur Optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen, *Ann. Phys.*, **25**, pp. 377-445.

Okita, T., 1958: *Sci. Rept*., Tohoku University, 5th Ser., Geofys., **10**, N°.1.

Oury, S., J. Testud, and V. Marécal: 1998: Estimate of precipitation from the dual beam airborne radar in TOGA-COARE. Part 1: The K-Z relationships derived from stereo and quad beam analysis. *J. Appl. Meteor.*, **38**, 156-174.

Pruppacher, H., and J.D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 943 pp.

Ray, P.S., 1972: Broadband complex refractive indices of ice and water. *Appl. Opt.*, **11**, 1836-1844.

Sauvageot, H., 1992: *Radar meteorology*, Artech House, 366 pp.

Sauvageot, H., and J. Omar, 1987: Radar reflectivity of cumulus clouds. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **4**, 264-272.

Schumacher, C., and R.A. Houze Jr., 2000: Comparison of radar data from the TRMM satellite and Kwajalein oceanic validation site. *J. Appl. Meteor.*, **39**, 2151-2164.

Sekhon, R.S., and R.C. Srivastava, 1971: Doppler radar observations of drop size distribution in thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 983-994.

Squires, P., 1958: The microstructure and colloidal stability of warm clouds. *Tellus*, **10**, 256-271.

Srivastava, R.C., and J. Jameson, 1978: Radar detection of hail. *Amer. Meteor. Soc. Monos.*, **38**, 269-277.

Srivastava, R.C., and L. Tian, 1996:Measurement of attenuation by a dual-radar method: concept and error analyses., *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 937-947.

Stratton, J.A., 1941: *Electromagnetic theory*, MacGraw-Hill, New York. 702 pp.

Testud, J., and P. Amayenc, 1989: Stereoradar meteorology: a promising technique for observation of precipitation from a mobile platform. *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, **6**, 89-108.

Ulbrich, C.W., 1983: Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1764-1775.

Vivekanandan, J.E., M. Brooks, M.K. Politovich, and G. Zhang, 1999: Retrieval of atmospheric liquid and ice characteristics using dual-wavelength radar observations. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **37**, 2325-2333.

Vulfson, N.I., A.G. Laktinov, and V.I. Skatskii, 1973: Cumuli structure at various stages of development. *J. Appl. Meteor.*, **22**, 664-670.

Warner, J., 1955 : The water content of cumuliform cloud. *Tellus*, **7**, 449-457.

Warner, J. 1969: The microstructure of cumulus cloud; Part I. General features of the droplet size spectrum. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1049-1059.

Warner, J. 1970: The microstructure of cumulus cloud; Part III. The nature of the updraft. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 682-688.

Yeh H.-Y. M.N. Prasad, R. Meneghini, W.-K. Tao, J.A. Jones, and R.F. Adler, 1995: Cloud model-based simulation of spaceborne radar observations. *J. Appl. Meteor.*, **34**, 175-197.

Zaitsev, V.A., 1950: Water content and distribution of drops in cumulus clouds. *Gla. Geofiz. Obs. Tr.*, **19**, 122-132.

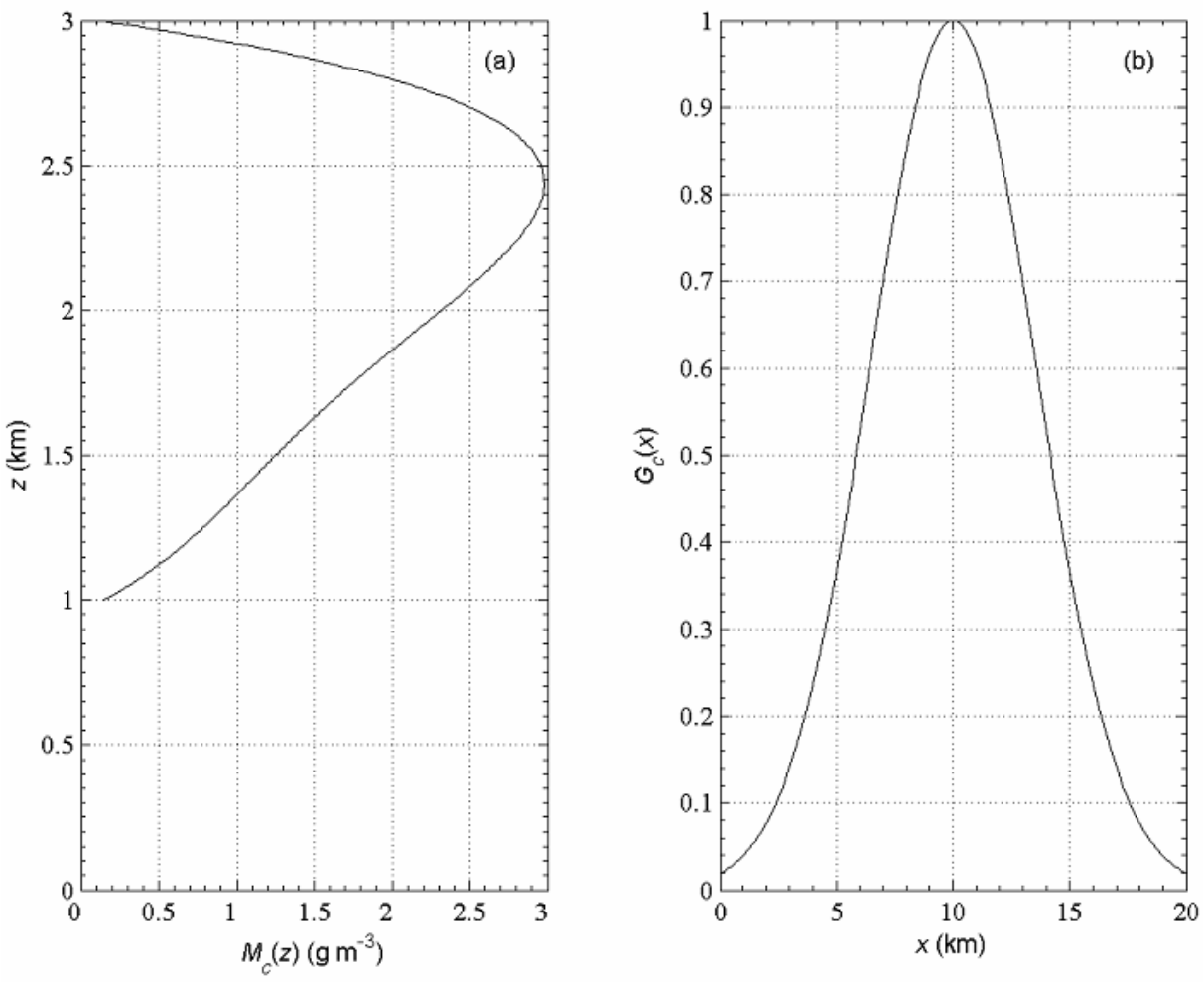


Figure 1: (a) Vertical dependence of cloud liquid water content $M_c(z)$; cloud base and cloud top are respectively at the altitude of 1 km and 3 km. At these altitudes, cloud water content is set approximately to 0.2 g m^{-3} in order to create a transition between the cloud and its clear air environment. (b) Weighting function $G_c(x)$ modulating $M_c(z)$ at a given altitude z to define the cloud liquid water content horizontal dependence $M_c(x)$.

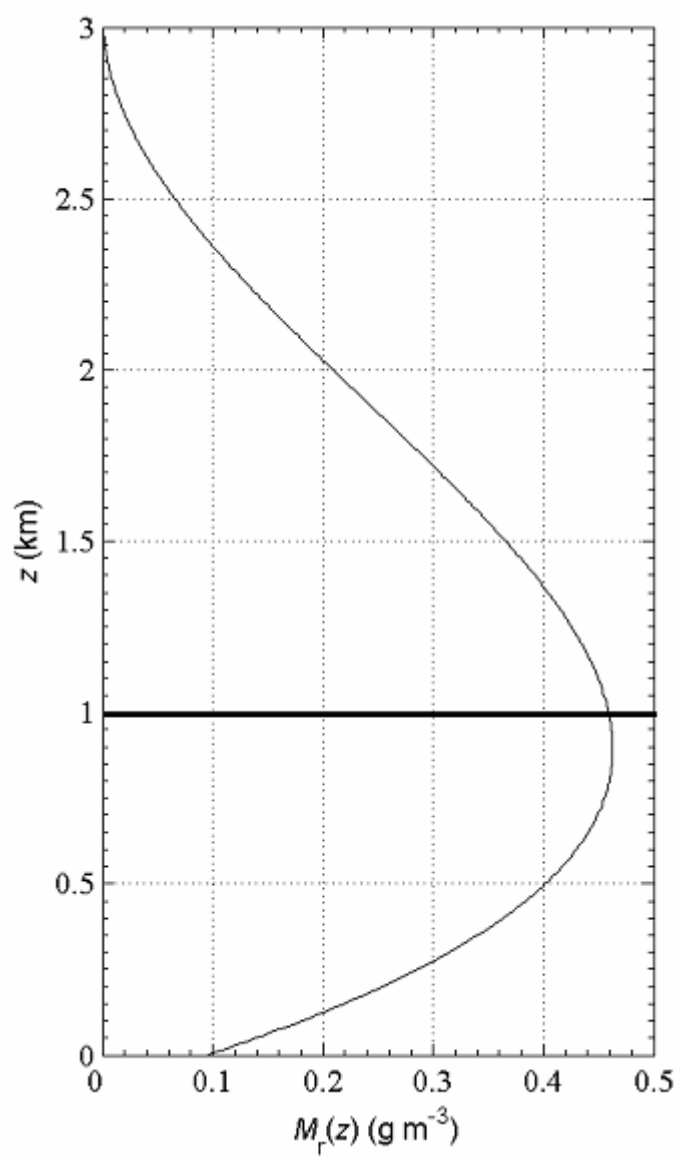


Figure 2: Rain water content vertical dependence $M_r(z)$; the solid line at $z = 1$ km represents the cloud base. Cloud top is at $z = 3$ km.

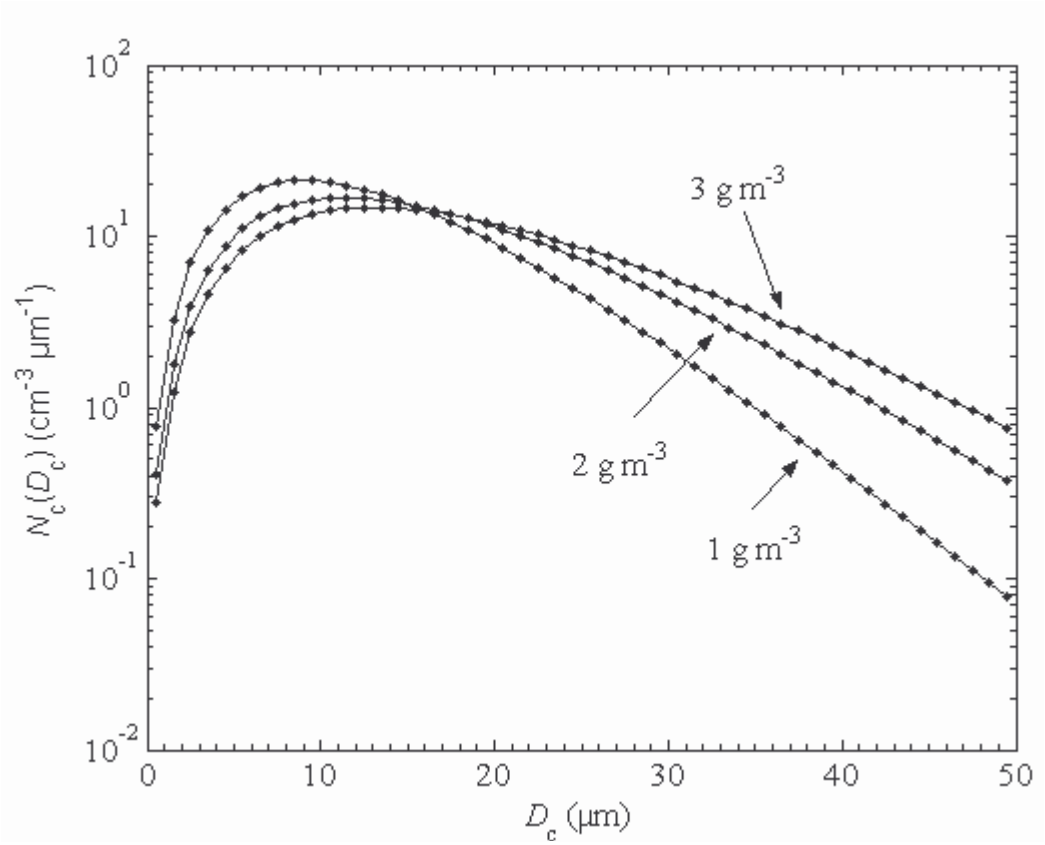


Figure 3: Cloud droplet size distribution (CDSD) represented by a Khrgian and Mazin (1952) distribution. CDSD is displayed for three values of the cloud liquid water content and for a total droplet concentration fixed at 350 cm^{-3}. D_c is the droplet diameter and N_c the volumic concentration per diameter class.

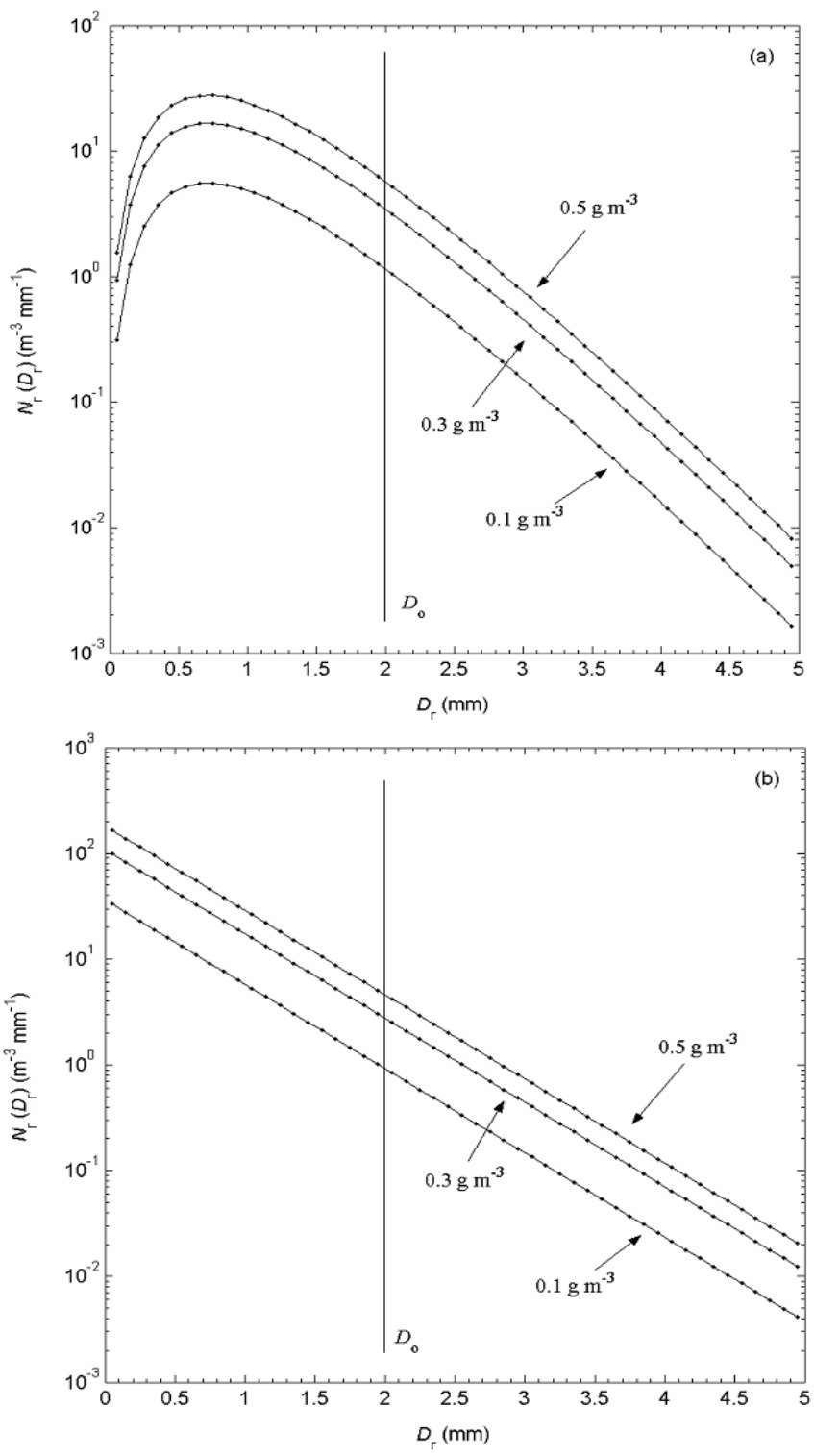


Figure 4: Rain drop size distribution (RDSD) represented by a gamma distribution. RDSD is displayed for three values of the rain water content and for a median diameter D_o fixed at 2 mm (represented by the black vertical line). D_r is the raindrop diameter and N_r the volumic concentration per diameter class. (a) RDSD with $\mu = 2$. (b) RDSD with $\mu = 0$.

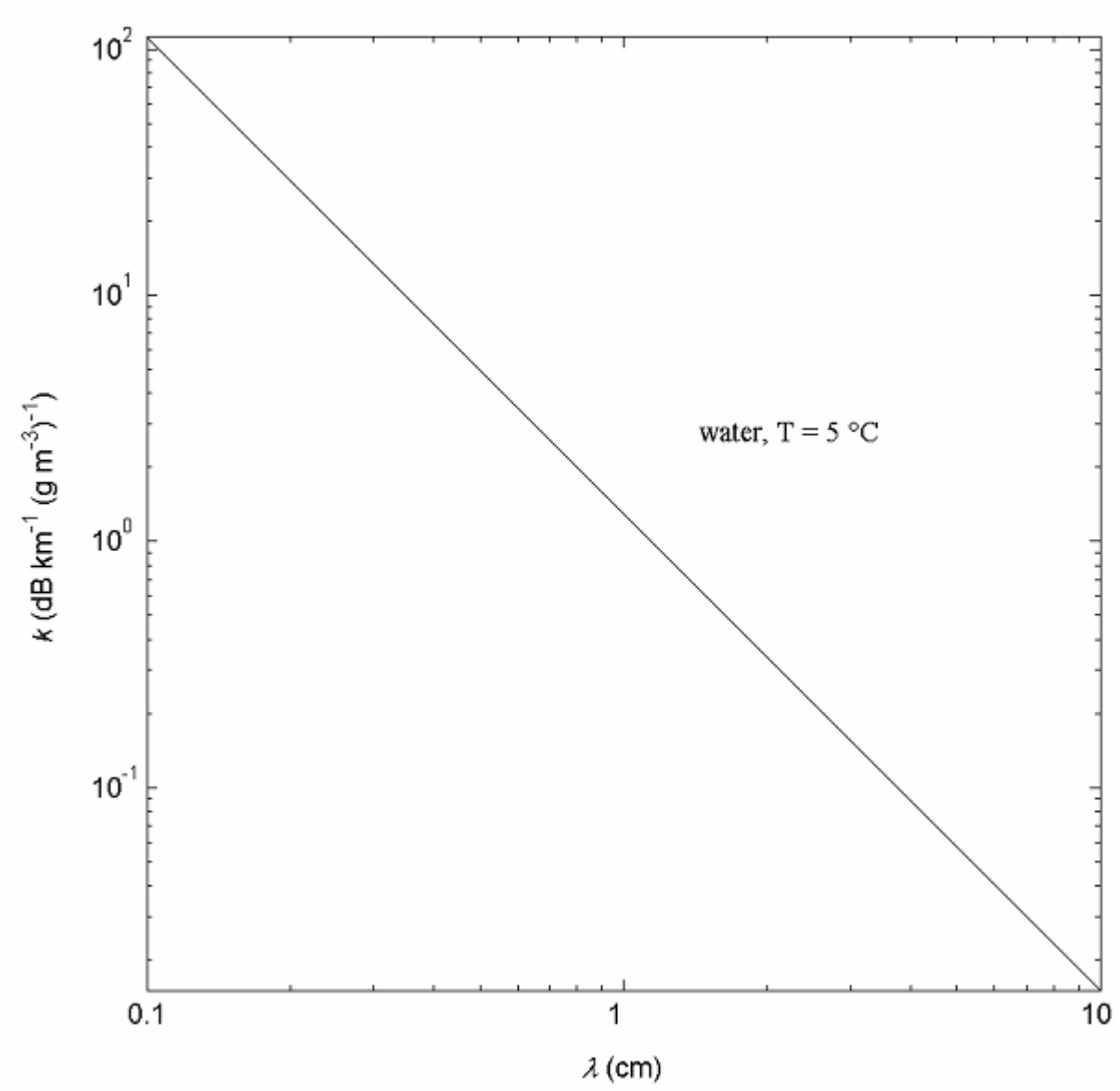


Figure 5: Two-way cloud attenuation k as a function of the radar wavelength λ for a cloud liquid water content equal to 1 g m^{-3} and a droplet temperature of 5 °C.

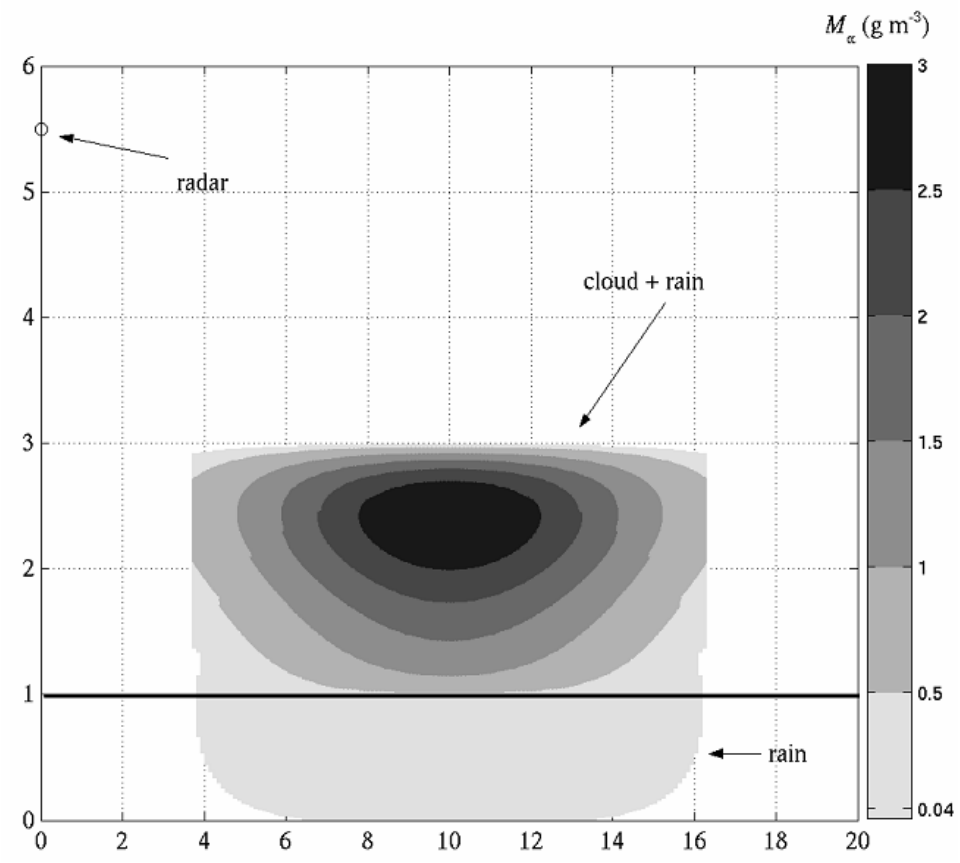


Figure 6: Representation of the modeled convective cell in terms of liquid water content M_α. This cell consists of a cumulus cloud associated with a rain field reaching the ground. The black horizontal solid line represents the cloud base. Observations of this cell are performed with an airborne radar located at (x, z) = (0, 5.5 km) symbolized by "o".

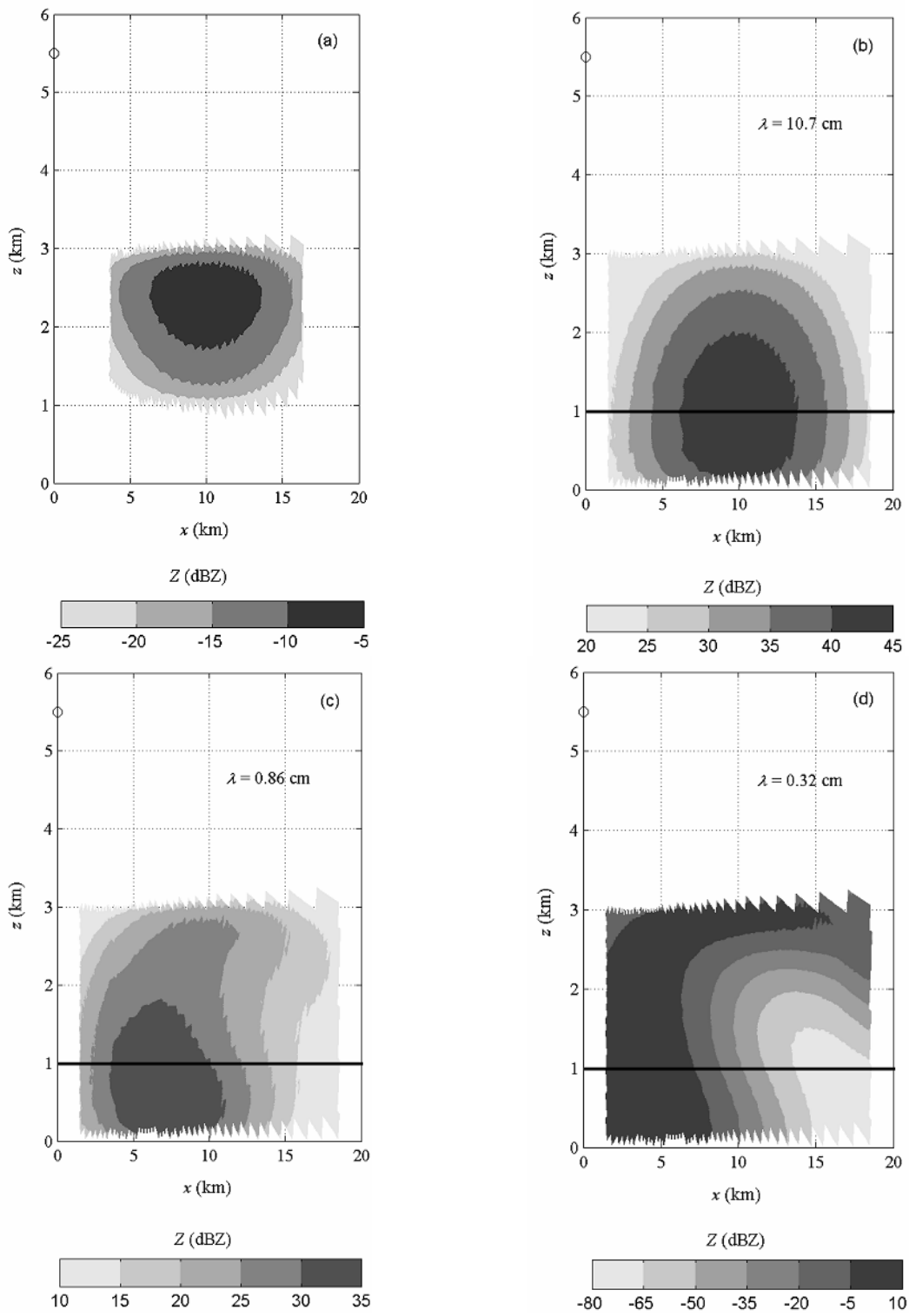


Figure 7: Simulation of the observed reflectivity fields. (a) Cumulus cloud reflectivity at the reference wavelength 10.7 cm. (b), (c), and (d) reflectivity fields degraded by the cloud attenuation at 10.7 cm, 0.86 cm, and 0.32 cm respectively. Radar is represented by the symbol "o" at (x, z) = (0, 5.5 km).

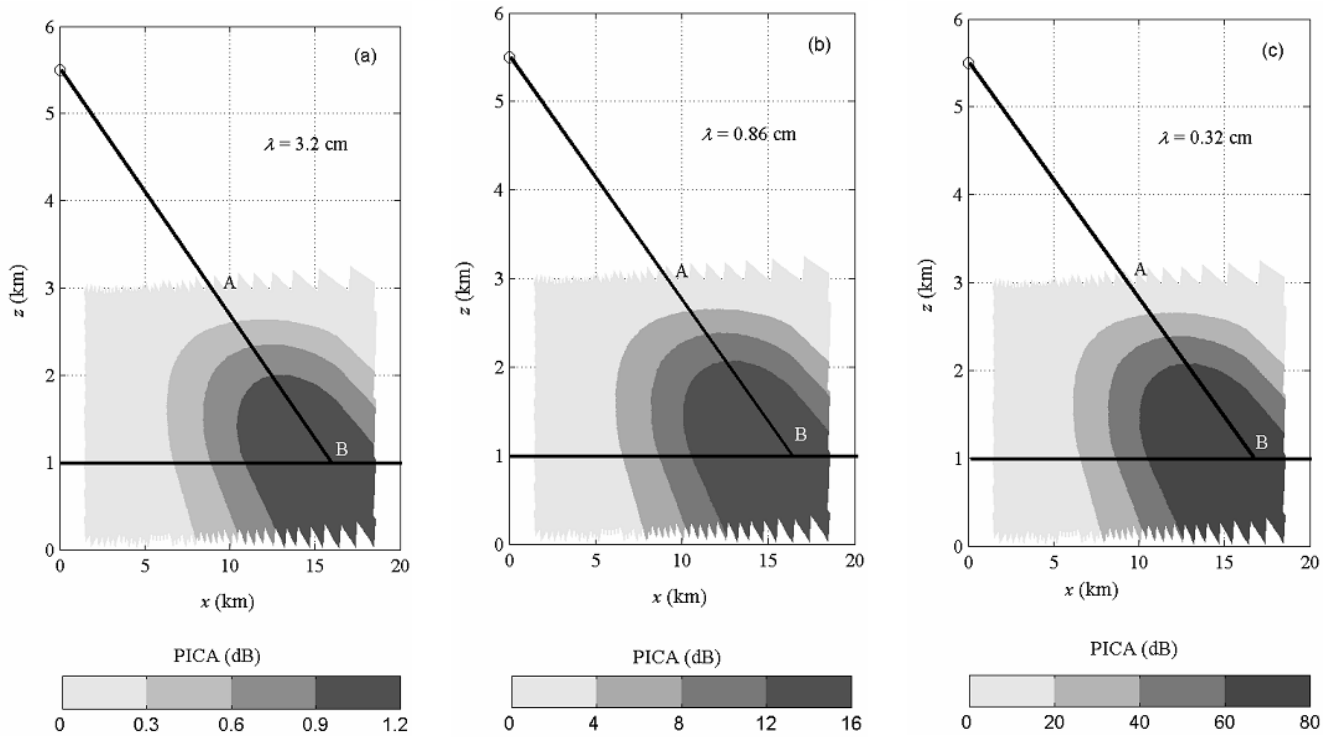


Figure 8: Path integrated cloud attenuation (PICA), relatively to 10.7 cm, at 3.2 cm (a), 0.86 cm (b), and 0.32 cm (c). The black horizontal solid line represents the cloud base while the diagonal one represents a radial issued from the radar (symbol "o" at $x = 0$ km and $z = 5.5$ km). Points A and B mark the distance propagated by the radar wave into the cloud; distance AB is about 5.4 km.

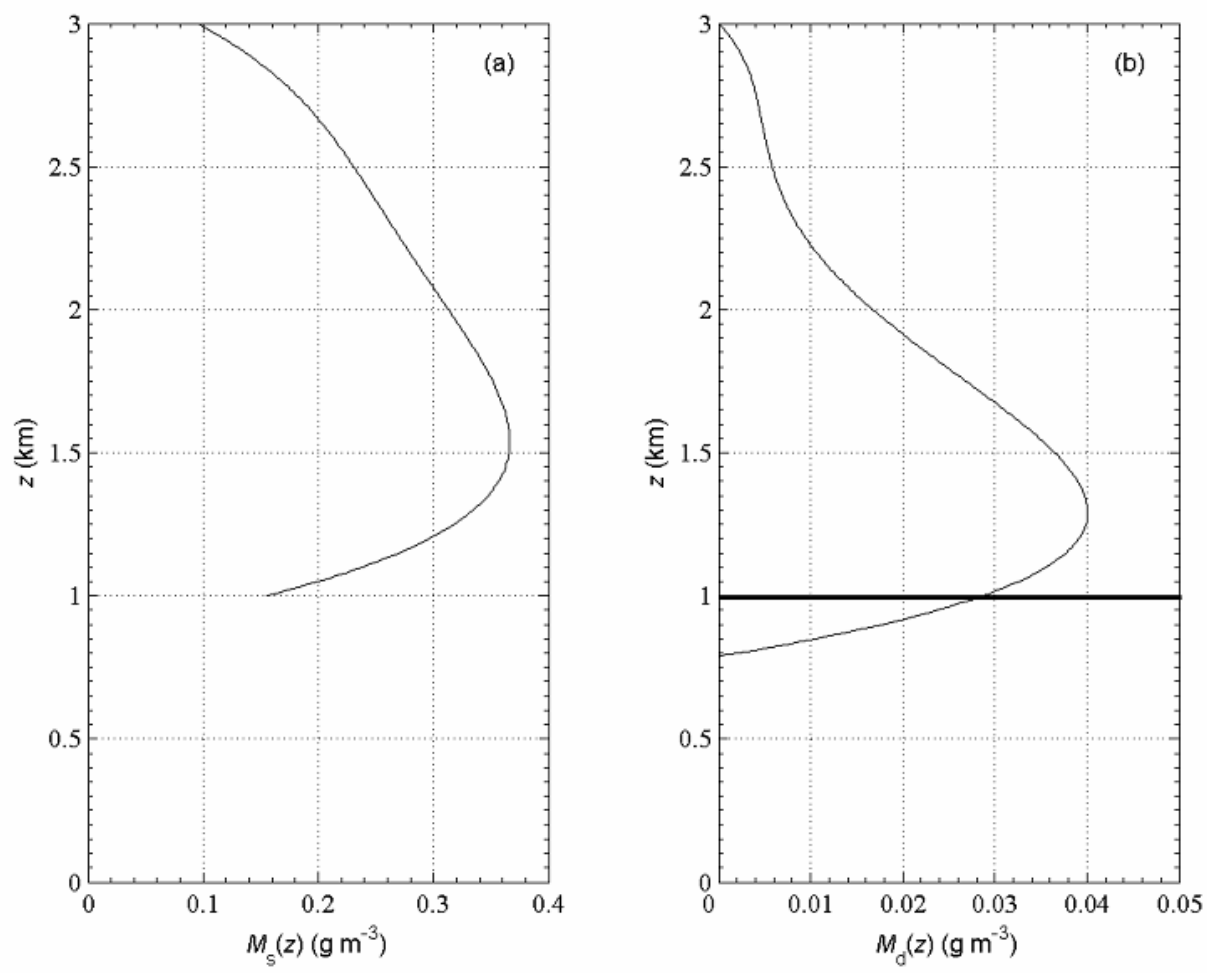


Figure 9: (a) Vertical profile of stratiform cloud liquid water content $M_s(z)$; cloud base and cloud top are at the altitude of 1 and 3 km respectively. At these altitudes, cloud water content is set to 0.1 g m^{-3} to separate the cloud and its clear air environment. (b) Vertical profile of drizzle liquid water content $M_d(z)$; cloud base (z = 1 km) is represented by the black horizontal solid line and cloud top is at the altitude of 3 km. Drizzle does not reach the ground because of evaporation and $M_d(z)$ is equal to zero at an altitude of about 800 m.

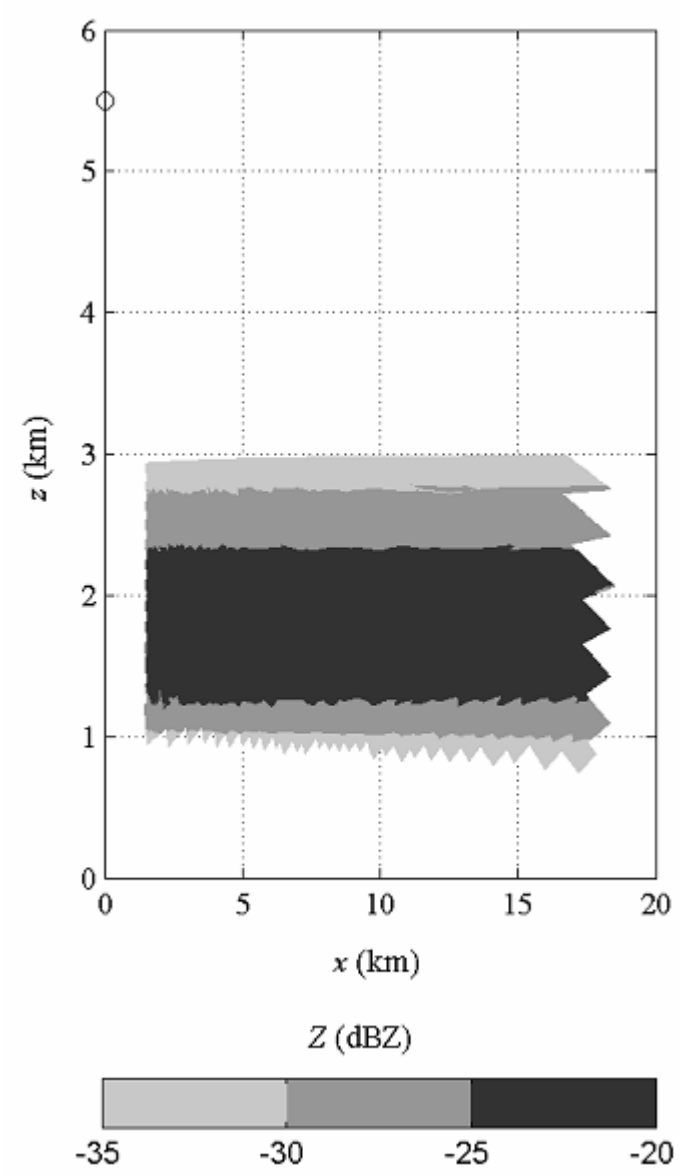


Figure 10: Simulation of the observed stratiform cloud reflectivity at the reference wavelength of 10.7 cm. The radar is represented by symbol "o" at (x, z) = (0, 5.5 km).

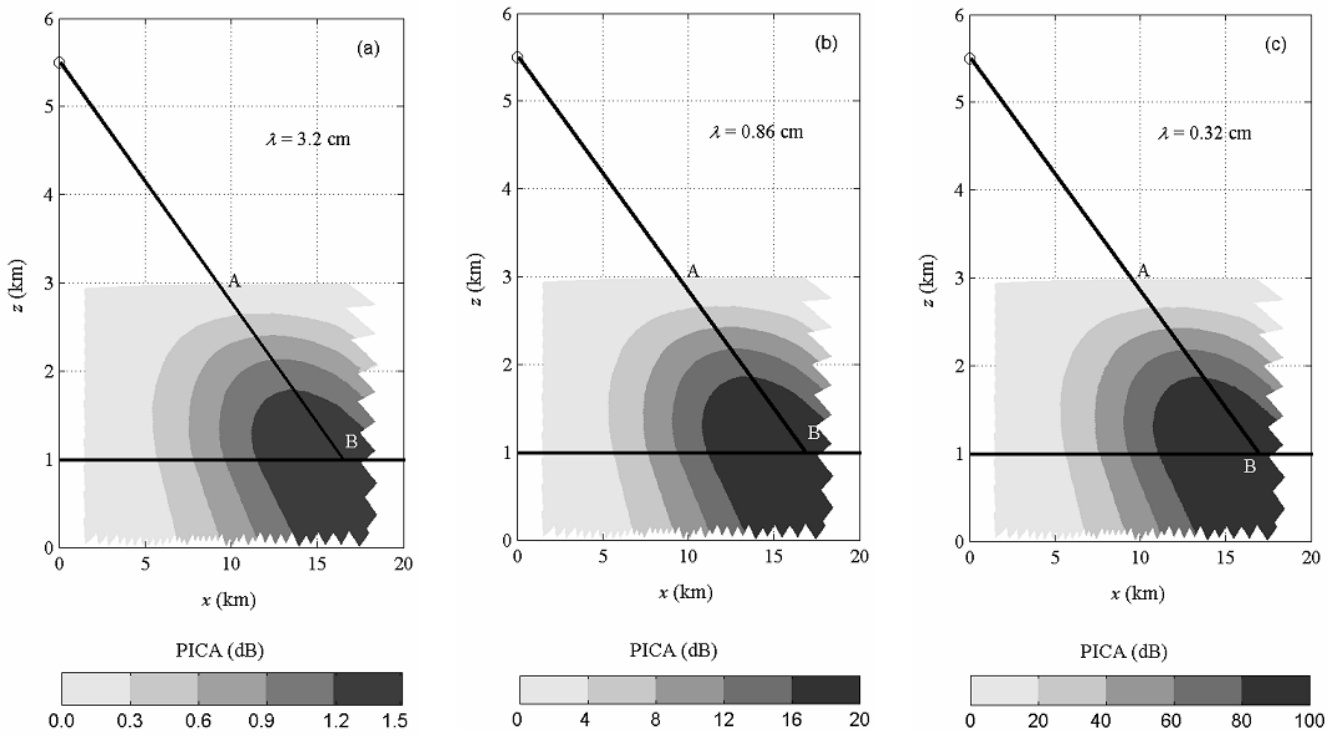


Figure 11: Path integrated cloud attenuation (PICA) of the overall cloud component (cumulus + nimbostratus), with respect to 10.7 cm, at 3.2 cm (a), 0.86 cm (b), and 0.32 cm (c). The black horizontal solid line represents the cloud base while the diagonal represents a radial issued from the radar (symbol "o"). The points A and B mark the limits of the path propagated into the cloud; distance AB is about 5.4 km.

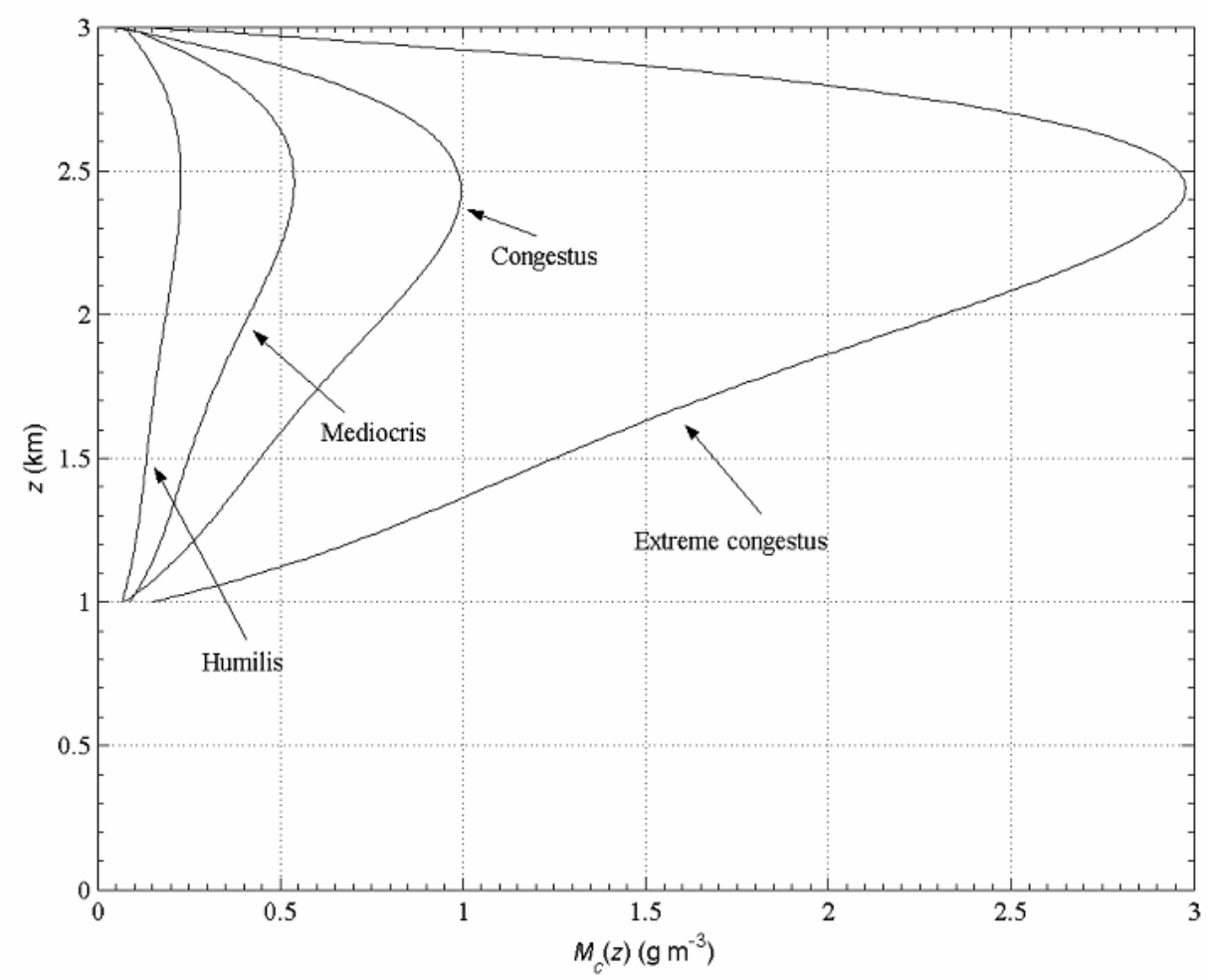


Figure 12: Vertical profile $M_c(z)$ of the liquid water content for the various cumulus clouds considered. All of them have a thickness of 2 km and a shape factor of 5.

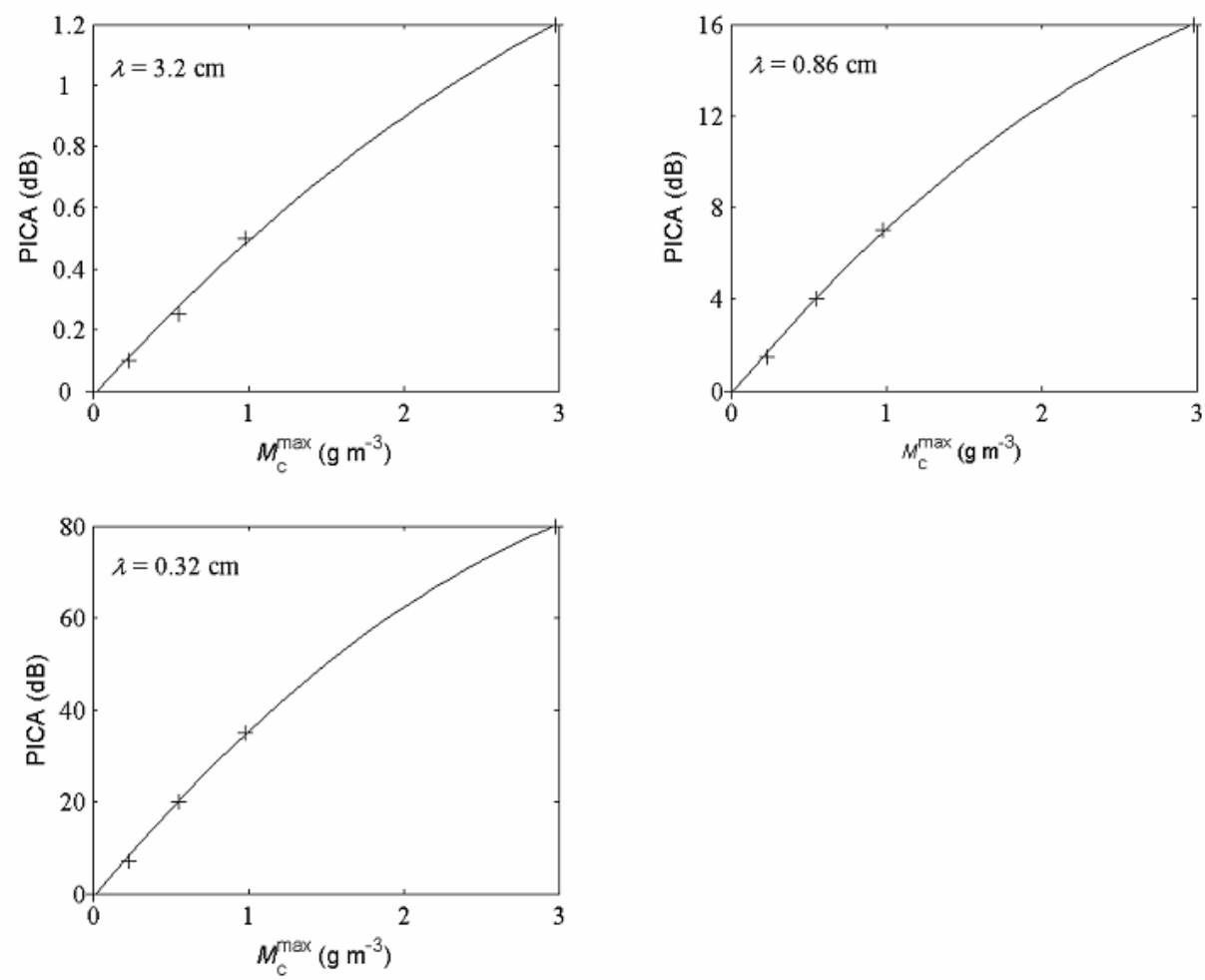


Figure 13: Maximum value of PICA (dB) with respect to the cloud liquid water content maximum value M_c^{max} for a cumulus with a thickness of 2 km and a shape factor of 5, at a wavelength of 3.2, 0.86, and 0.32 cm.

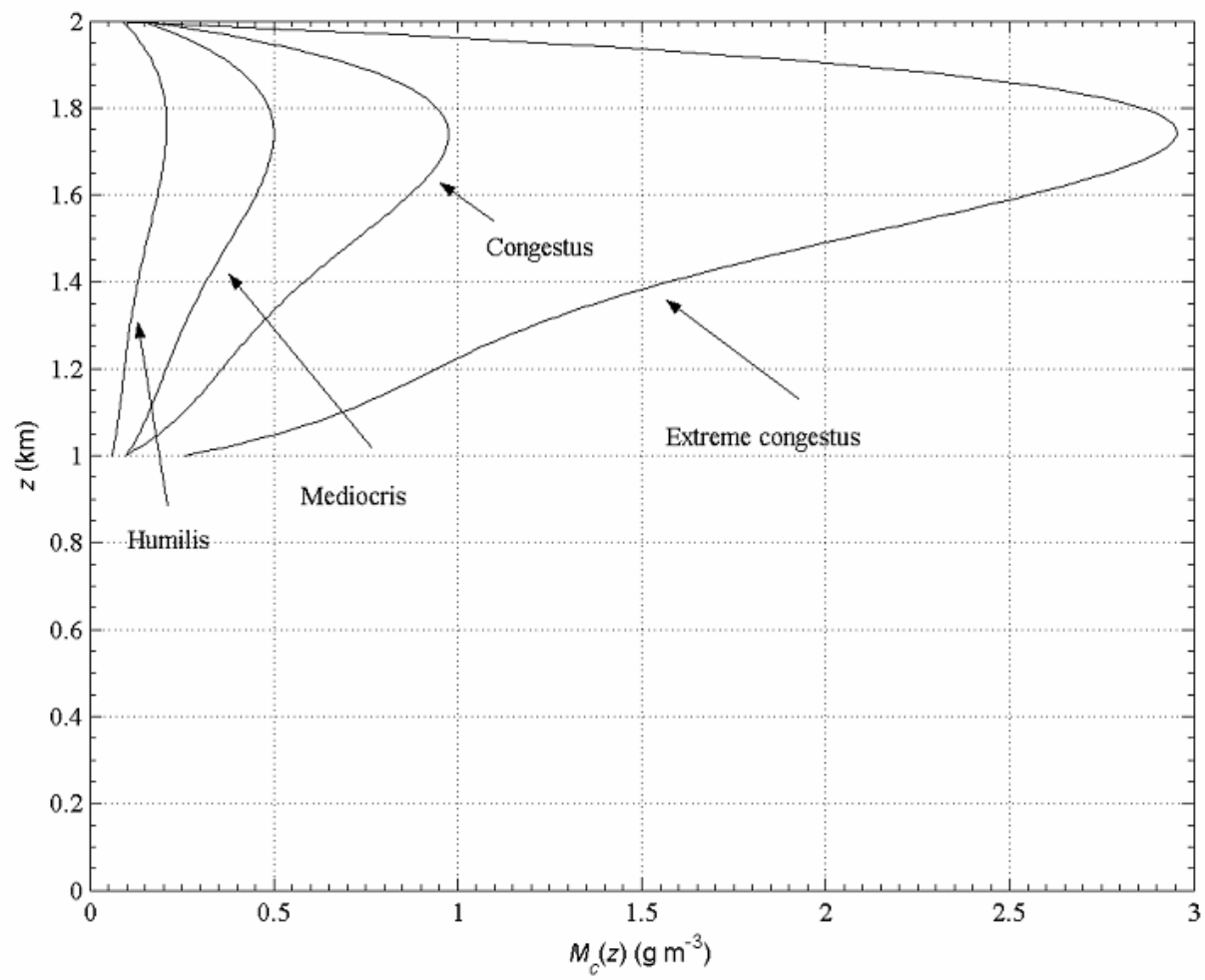


Figure 14: Vertical profile $M_c(z)$ of the liquid water content for the various cumulus clouds considered. All of them have a thickness of 1 km and a shape factor of 5.

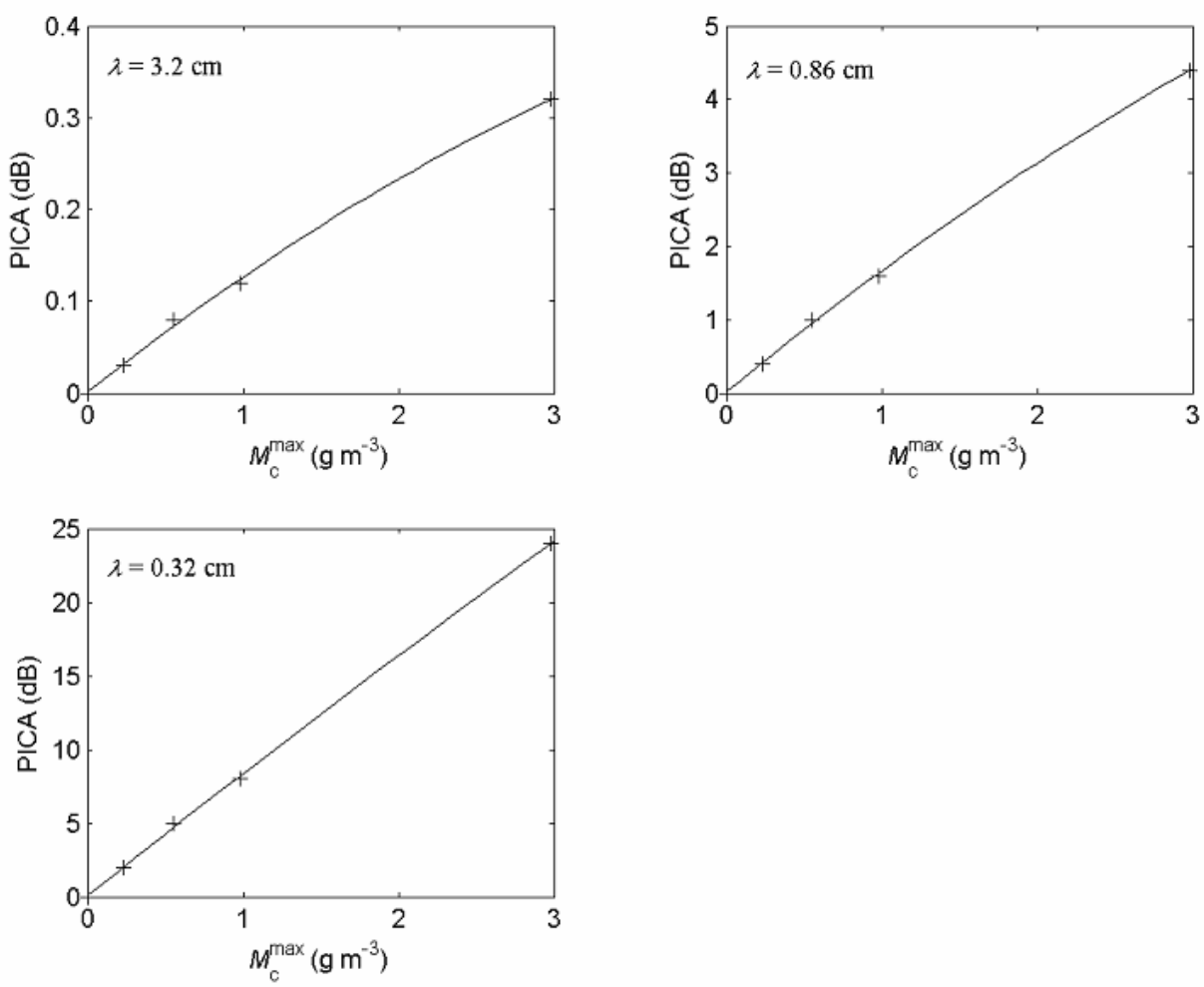
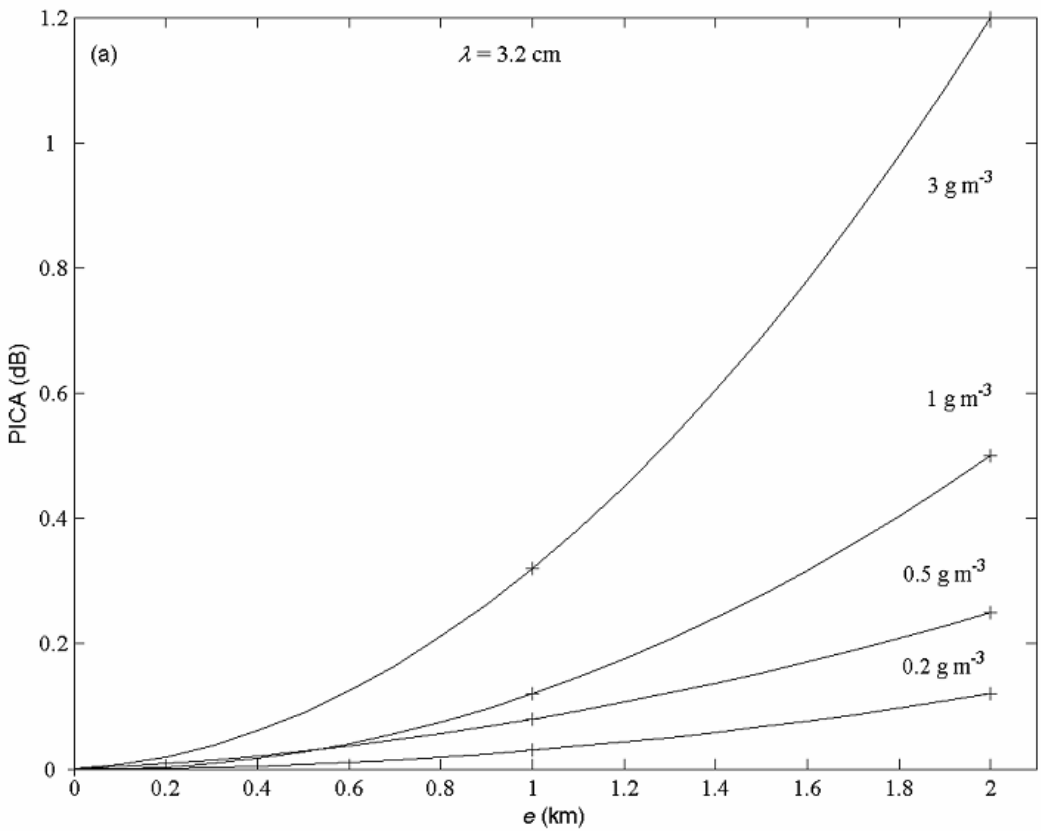
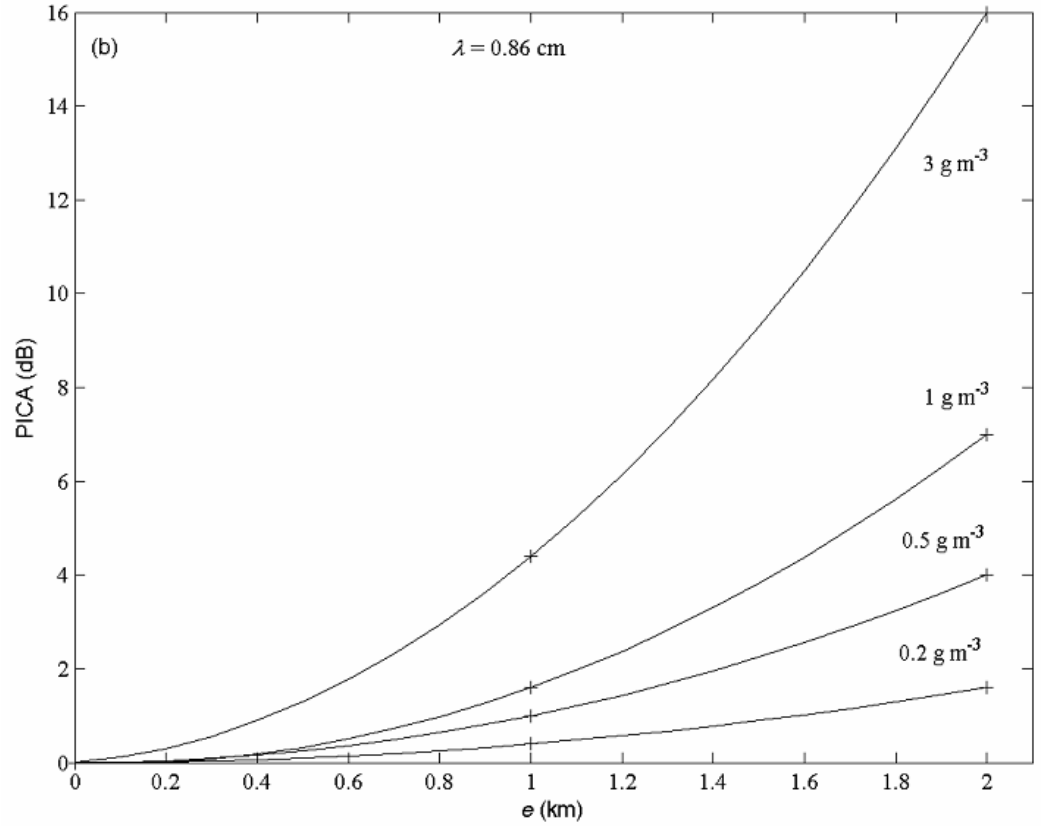


Figure 15: Maximum value of PICA (dB) with respect to the cloud liquid water content maximum M_c^{max} for a cumulus with a thickness of 1 km and a shape factor of 5, at a wavelength of 3.2, 0.86, and 0.32 cm.


(a)
$\lambda = 3.2$ cm
3 g m^{-3}
1 g m^{-3}
0.5 g m^{-3}
0.2 g m^{-3}
PICA (dB)
e (km)
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
1.2
1.4
1.6
1.8
2


(b)
$\lambda = 0.86$ cm
3 g m^{-3}
1 g m^{-3}
0.5 g m^{-3}
0.2 g m^{-3}
PICA (dB)
e (km)
0
2
4
6
8
10
12
14
16
0.2
0.4
0.6
0.8
1
1.2
1.4
1.6
1.8
2

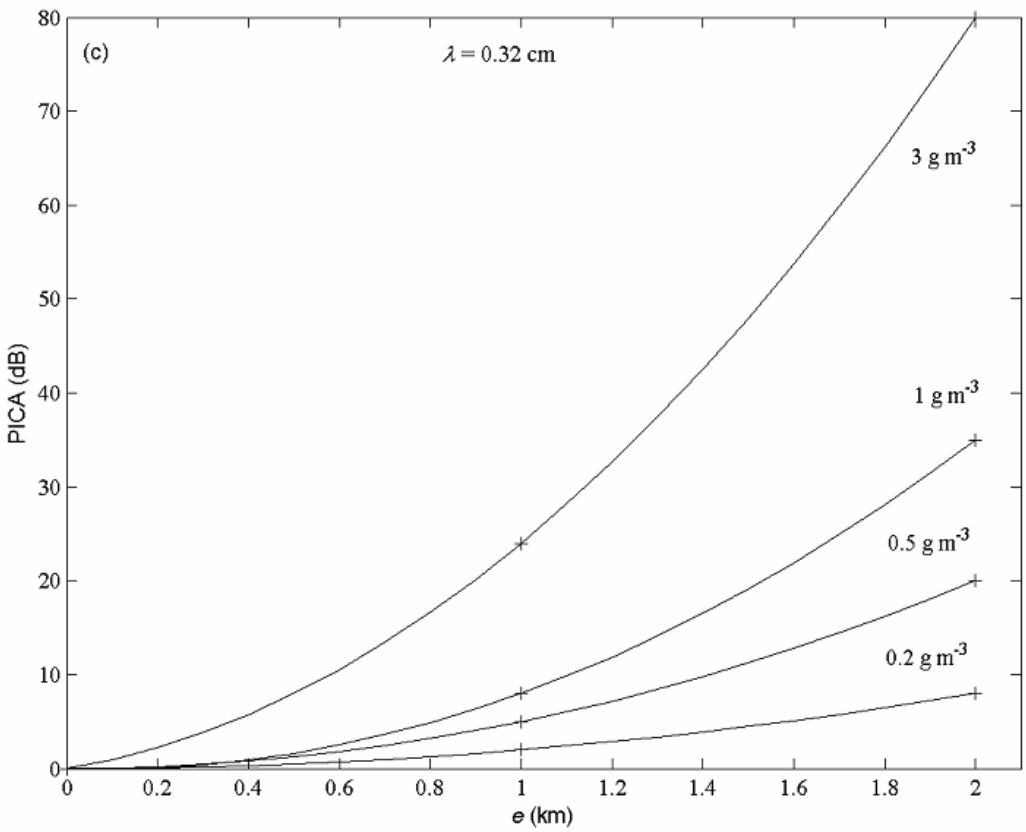


Figure 16: Maximum value of PICA (dB) with respect to cumulus thickness *e* (km) according to cloud maximum liquid water content (M_c^{max} = 3, 1, 0.5, and 0.2 g m^{-3}); cloud shape factor is 5. Wavelengths of observations are 3.2 cm (a), 0.86 cm (b), and 0.32 cm (c).

M_c^{max} (g m^{-3})		3	1	0.5	0.2
PICA maximum values (dB). e = 2 km and s_f = 5	λ = 3.2 cm	1.2	0.5	0.3	0.10
	λ = 0.86 cm	16	7.0	4	1.5
	λ = 0.32 cm	80	35	20	7
Cloud reflectivity at 10.7 cm (dBZ)		-25 to -5	-35 to -15	-40 to -20	-45 to -25

Table 1 PICA maximum values and cloud reflectivity range derived from simulations as a function of M_c^{max} and of the wavelength λ. Cumulus thickness and shape factor are respectively 2 km and 5.

M_c^{max} (g m^{-3})		3	1	0.5	0.2
PICA maximum values (dB). e = 1 km and s_f = 5	λ = 3.2 cm	0.32	0.12	0.08	0.03
	λ = 0.86 cm	4.4	1.6	1	0.4
	λ = 0.32 cm	24	8	5	2
Cloud reflectivity at 10.7 cm (dBZ)		-25 to -5	-35 to -15	-40 to -20	-45 to -25

Table 2 Same as table 1 except that cumulus thickness is 1 km.

6.

Détermination d'une relation *Z-M* dans les nuages chauds par la simulation numérique

Nous présentons ici l'objectif scientifique et les résultats principaux de l'article suivant, soumis au Journal of Applied Meteorology:

O. Pujol, J.-F. Georgis, and H. Sauvageot, 2006: ***Simulation of Z-M relationships in warm clouds.*** **Submitted to J. Appl. Meteor.**

Il sera par la suite désigné, d'une manière abrégée, A4. Il suit immédiatement cette présentation.

Une version simplifiée de A4 a fait l'objet d'une communication lors d'un congrès international à Vienne (Autriche) en avril 2006 :

Ol. Pujol, J.-F. Georgis, and H. Sauvageot, 2006: ***Deduction of Z-M relationships in warm clouds through simulations of radar observations*****. EGU General Assembly, Vienna (Austria)**

I.- OBJECTIF DE L'ÉTUDE

Comme cela a été indiqué plusieurs fois au cours de cette thèse, l'observation quantitative des nuages est un sujet important en radar météorologie. Connaître leur structure microphysique est d'un grand intérêt scientifique et d'une grande utilité pratique. Citons par exemple le domaine des télécommunications et de la sécurité aérienne dans l'aviation civile, ainsi que les questions portant sur le bilan radiatif terrestre. L'utilisation de radars pour de telles observations nécessite celle de relations reliant le facteur de réflectivité à une grandeur physique caractéristique comme par exemple le contenu en eau. Plusieurs lois *empiriques* de forme $Z_c = aM_c^b$ reliant le facteur de réflectivité d'un nuage Z_c à son contenu en eau liquide M_c ont été proposées sur la base de mesures in situ ; elles diffèrent par le contexte expérimental et le type de nuage qu'elles considèrent respectivement. Quelques relations concernant des types de nuages composés de gouttelettes d'eau (cumulus, stratocumulus, stratus) sont résumées dans le tableau ci-dessous. Avec des lois de cette forme, Paluch et al. (1996) étudièrent la microphysique de cumulus, notamment la granulométrie des gouttelettes d'eau et leur évolution sous l'influence de l'entraînement et du mélange des masses d'air. Précédemment, nous avons illustré le fort pouvoir atténuant et nous avons vu la faible réflectivité caractéristique des nuages composés d'eau liquide : des valeurs minimales de -25 dBZ et -35 dBZ ont été calculées à partir d'un modèle de nuages (cumulus congestus et nimbostratus) et de simulations d'observations radars (*cf. chapitre 5 et A3*). La recherche de telles relations impliquant des faibles valeurs de Z_c suggère par ailleurs la nécessité de progrès technologiques concernant la sensibilité des radars.

	Auteurs	Type de nuage	*a*	*b*
(1)	Atlas (1954)	Inconnu	0,048	2
(2)	Sauvageot and Omar (1987)	Cumulus-Stratocumulus	0,030	1,31
(3)	Fox and Illingworth (1997)	Stratocumulus maritimes	0,031	1,56
(4)	Vivekanandan et al. (1999)	Nuages d'eau liquide non précipitants	0,34	1,42
(5)	Wang and Geerts (2003)	Stratus maritimes	0,044	1,34

Avec ce travail, nous avons souhaité quantifier et illustrer plus précisément les faibles réflectivités associées à des nuages composés de microscopiques gouttelettes d'eau. Dans le contexte de la faible rétro diffusion des ondes radar, la simulation numérique apporte indiscutablement une aide précieuse. Aussi, sur la base du modèle développé précédemment (*cf. A3*), nous déduisons une relation Z_c-M_c qui est ensuite comparée à celles du tableau ci-dessus. L'intérêt de ce travail ne réside pas moins dans la relation proposée que dans la comparaison de cette dernière avec les relations déjà existantes. Par ailleurs, l'influence de la drizzle sur la corrélation entre Z_c et M_c ainsi que quelques idées quant à sa présence et son identification dans un nuage de gouttelettes d'eau sont données.

II.- FACTEUR DE RÉFLECTIVITÉ ET CONTENU EN EAU DU NUAGE

II.1- Résultats des simulations

Les simulations sont réalisées sur différents cumulus construits de la même façon que dans la contribution A3. Chacun est défini par un champ de contenu en eau M_c, caractérisé par un maximum $M_c^{\max}$ (0,2; 0,5; 1 et 3 g m^{-3}) et une concentration volumique totale en gouttelettes d'eau N_t. Pour une valeur de N_t donnée, un ensemble de valeurs de M_c s'étendant de 0,1 à 3 g m^{-3} par pas de 0,1 g m^{-3} est ainsi disponible. A cet ensemble correspond univoquement un ensemble de valeurs de Z_c calculées. Sassen and Liao (1996) ont montré que, dans le contexte de l'observation de stratus, le paramètre N_t modifie la valeur du coefficient a de la relation Z_c-M_c ; aussi, afin de décrire la structure des cumulus modélisés le plus complètement possible, plusieurs valeurs de N_t comprises entre 100 et 1000 cm^{-3} ont été considérées. Nous obtenons par conséquent un jeu de couples (Z_c, M_c) représentable sur un diagramme de dispersion (Fig. 3). Une interpolation au sens des moindres carrés donne finalement la relation:

$$Z_c = 0{,}034 M_c^{1{,}63}, \qquad (6)$$

avec une erreur de ± 0.001 et de ± 0.06 sur les coefficients a = 0,034 et b = 1,63 respectivement. Le coefficient de corrélation obtenu est de 0,95 et l'écart quadratique moyen de 1,7 dBZ. Par ailleurs, l'intervalle de confiance à 95% a été calculé; il indique précisément que pour une valeur de M_c donnée,

une mesure de Z_c est incluse à 95% dans l'intervalle centré autour de la valeur de Z_c calculée en utilisant la relation précédente.

II.2-Comparaison avec les autres relations Z_c-M_c

La comparaison avec les autres relations citées en introduction est intéressante (Fig. 4). Tout d'abord, indiquons que ces dernières ont été établies à partir de mesures in situ pour lesquelles les valeurs de M_c n'excédaient pas 1 g m^{-3}, contrairement à nos simulations qui envisagent des situations extrêmes (jusqu'à 3 g m^{-3}). Sur l'ensemble du domaine de valeurs de M_c, la relation (4) surestime la réflectivité Z_c par rapport à la relation (6) ici proposée ; ceci est probablement dû aux très faibles concentrations en gouttelettes qui sont considérées par Vivekanandan et al. (1999). En revanche, les autres études sont en accord avec (6) avec des valeurs de Z_c comprises entre -50 et -5 dBZ; la relation (3) étant celle qui s'accorde le mieux. Précisément, l'accord avec (1), (2) et (3) est excellent aux faibles valeurs de M_c (inférieures à 1g m^{-3}), alors qu'au-delà de cette valeur (1) et (2) s'écartent légèrement de (6). Concernant les travaux de Wang and Geerts (2003), la relation (5) s'écarte de (6) aux faibles M_c mais s'accordent mieux pour les plus fortes valeurs. Soulignons cependant que les courbes présentées (1), (2), (3) et (5) sont incluses dans l'intervalle de confiance à 95% quelle que soit la valeur de M_c considérée. Ce bon accord indique une cohérence entre le modèle et les observations. En outre, ces dernières étant relatives à différents types de nuages composés de gouttelettes d'eau (cumulus, stratocumulus et stratus), cette comparaison indique qu'il n'est pas nécessaire de distinguer les cumulus des stratocumulus et des stratus. Ces nuages, s'ils sont composés de gouttelettes d'eau, semblent être caractérisés par une relation telle que (6). Cette dernière doit être vue comme une relation synthétique relative aux nuages chauds de contenu en eau inférieur à 3 g m^{-3} ; elle s'accorde bien aux relations déjà établies, même extrapolées.

III.- INFLUENCE DE LA DRIZZLE

La présence de drizzle dans un nuage chaud provoque une décorrélation entre le facteur de réflectivité Z et le contenu en eau M. En effet, les gouttes de drizzle dominent le signal de réflectivité car, bien que moins nombreuses, elles sont plus grosses que les gouttelettes nuageuses ; ces dernières en revanche, du fait de leur plus grand nombre, constituent la grande majorité du contenu en eau du nuage (Fox and Illingworth 1997). La simulation permet d'illustrer cet effet : considérons des gouttes de drizzle dont le diamètre minimum, médian et maximum sont respectivement de 0,1 ; 0,2 et 0,5 mm. En outre, fixons un contenu en eau maximum de 0,1 g m^{-3}. Les figures 5 et 6 représentent respectivement le profil vertical du contenu en eau de la drizzle et la distribution de gouttes choisie : il s'agit d'une fonction gamma modifiée avec un paramètre μ égal à 2 à l'extérieur du nuage et nul à l'intérieur. La figure 7 montre clairement la décorrélation entre Z et M.

Quelques études ont été consacrées à la drizzle et certaines idées ont été proposées pour identifier les nuages en contenant. Sauvageot and Omar (1987) proposèrent une limite de -15 dBZ au-delà de laquelle de la drizzle serait présente. Babb and Albrecht (1995), Frisch et al (1995) et Fox and Illingworth (1997) proposèrent d'utiliser la différence de vitesse limite de chute entre des gouttelettes de nuage et des gouttes de drizzle (≈ 1 m s^{-1}) pour identifier la signature de ces dernières dans le spectre Doppler. Par ailleurs, Wang and Geerts (2003), introduisirent une réflectivité limite Z_t fonction de l'altitude normalisée du nuage $h_n = (z - z_b)/(z_s - z_b)$, où z_b, z_s sont les altitudes respectives de la base et du sommet du nuage, au-delà de laquelle de la drizzle est présente dans des stratocumulus marins : $Z_t = 0{,}046 h_n^{1{,}413}$. La relation (6) déduite précédemment permet d'obtenir une idée sur le contenu en eau limite correspondant: $M_{c,t} = 1{,}204 h_n^{0{,}867}$. La réflectivité limite proposée par Sauvageot and Omar (1987) corresponds à une valeur de h_n de 0.77, ou sur l'ensemble du nuage à une probabilité de présence de drizzle de 1/2 (Wang and Geerts 2003). La valeur de $M_{c,t}$ associée est 0,95 g m^{-3}.

BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE

Paluch I.R., C.A. Knight, and L.J. Miller, 1996 : Cloud liquid water and radar reflectivity of nonprecipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1587-1603.

SIMULATION OF *Z-M* RELATIONSHIPS IN WARM CLOUDS

By

OLIVIER PUJOL, JEAN-FRANÇOIS GEORGIS, AND HENRI SAUVAGEOT

Université Paul Sabatier, Observatoire Midi-Pyrénées, Laboratoire d'aérologie, Toulouse, France

Corresponding author address: Olivier Pujol, Université Paul Sabatier, Observatoire Midi-Pyrénées, Laboratoire d'aérologie. 14 Avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France.

E-mail : pujo@aero.obs-mip.fr

ABSTRACT

This paper discusses the relation between radar reflectivity, Z, and liquid water content, M, for cumulus and stratocumulus clouds. Using simulated radar observations, the power law relationship:

$$Z_c = 0.034\, M_c^{1.63}$$

is found for non drizzling cumulus and stratocumulus clouds. This relation matches previous empirical relations relative to non precipitating warm clouds (cumulus and stratocumulus) and extends their domain of validity towards high M_c values, until 3 g m^{-3}. Drizzle influence on such relations is also simulated. Drizzle drops are often present in cumulus and stratocumulus clouds and, because of their large diameter with respect to cloud droplets, they dominate radar reflectivity. As a consequence, reflectivity and liquid water content are uncorrelated in clouds containing drizzle, even in very low concentrations. To identify warm drizzle clouds, it is tentatively proposed a threshold relative to the cloud liquid water content above which drizzle can be expected in clouds. This threshold $M_{c,t}$ depends on the normalized altitude in cloud ϕ:

$$M_{c,t} = 1.204\, \phi^{0.867}$$

Moreover, this work highlights the importance of simulations in the investigation of relations between radar reflectivity and cloud physical parameters.

- Keywords: Liquid cloud modeling, Cumulus radar reflectivity, Cumulus liquid water content, Drizzle, Radar observation simulations.

1. Introduction

Clouds – the non precipitating part of condensed atmospheric water - are of considerable importance in the atmosphere because they are a major term in its radiative balance. Clouds are also significant for telecommunication as a cause of microwave attenuation, and in aeronautics in relation to aircraft icing. Knowing the spatial and temporal cloud structure is thus of great scientific and operational interest. Quantitative observations are nowadays made through two complementary methods: in situ measurements and radar soundings, the latter offering the advantage of enabling observation of large cloud volumes with high spatial and temporal resolutions. However, quantitative interpretations of radar observations are contingent on the existence of relationships between radar measurements and cloud physical parameters.

The first attempts to link cloud reflectivity factor (Z_c) to a microphysical cloud characteristic – liquid water content (M_c) - are attributed to Diem (1948), Boucher (1952), and Atlas (1954). By analyzing data collected at Mt Washington Observatory for various kinds of clouds, the first two authors suggested the existence of a power law relationship: $Z_c = a\, M_c^{\,b}$. Later, Atlas (1954) proposed:

$$Z_c = 0.048 M_c^{\,2}, \tag{1}$$

with Z_c in $mm^6\ m^{-3}$ and M_c in $g\ m^{-3}$. The precision of the M_c estimation is of 53 %. It was also suggested that improvement could be obtained by considering cloud type. For more than thirty years, this relation has been the only reference. Sauvageot and Omar (1987) studied the existence of such relations between Z_c and cloud parameters in warm non precipitating cumulus and stratocumulus clouds at mid-latitudes. Using in situ aircraft measurements, they showed that meaningful Z_c-M_c relationships seemed to exist only if clouds contained droplets of diameter smaller than 100 µm, corresponding to a reflectivity lower than -15 dBZ. Their observations indicated power law relations with a and b coefficients ranging respectively from 0.014 to 0.069, and from 1.34 to 1.92. Moreover, the correlation coefficient, ρ, ranges from 0.70 to 0.84. They proposed -15 dBZ as an upper limit for the reflectivity factor of non precipitating (non drizzling) warm clouds. For diameter lower than 100 µm, Sauvageot and Omar (1987, Fig. 4) found:

$$Z_c = 0.030 M_c^{\,1.31}, \tag{2}$$

with $\rho = 0.77$ and the same units as (1). From in situ measurements in marine stratocumulus, Fox and Illingworth (1997) found:

$$Z_c = 0.031 M_c^{\,1.56} \tag{3}$$

Vivekanandan et al. (1999) performed computations of non precipitating clouds, composed of liquid droplets satisfying a modified gamma distribution

$$N_c(D_c) = N_0\, D_c^{\,\alpha} \exp(-\Lambda D_c^{\,\gamma}),$$

where N_0, α, Λ, and γ are parameters. The expressions of Z_c under the Rayleigh approximation (which is satisfied when considering only cloud droplets) and M_c then are:

$$Z_c = \frac{N_0}{\gamma} \Lambda^{-(\alpha+7)/\gamma} \Gamma[(\alpha+7)/\gamma], \quad (4)$$

and

$$M_c = \frac{\pi}{6 10^{-3}} \frac{N_0}{\gamma} \Lambda^{-(\alpha+4)/\gamma} \Gamma[(\alpha+4)/\gamma], \quad (4')$$

Γ being the gamma function. Taking droplet parameters from the WISP (Winter Icing and Storms Project) experiment, and considering for computation α and γ ranging from 0 to 2 and 0 to 1, respectively, they obtained the relation:

$$Z_c = 0.34 M_c^{1.42} \quad (5)$$

Recently, Wang and Geerts (2003) analyzed and compared airborne cloud radar and cloud microphysical in-situ data to obtain an empirical threshold radar reflectivity, Z_t, above which drizzle can be expected in warm marine stratus clouds. For non drizzling marine stratus (drizzle problem is discussed in section 4), they found the relation*:

$$Z_c = 0.044 M_c^{1.34} \quad (6)$$

All these relations are brought together in Table 1.

The existence of various empirical Z_c-M_c relationships depends on different experimental conditions (geographical location, season, cloud type, measurement method). Consequently, in addition to observations, numerical simulation is a powerful tool to deepen the study of Z_c-M_c relationships. Through realistic modelisation of cloud type, with various microphysical characteristics, it is possible to investigate the existence of such Z_c-M_c laws and to compare various relations. Simulation also enables the extrapolation of empirical relations outside the limits of the observations domain.

In this work, a Z_c-M_c relationship relative to warm cumulus and stratocumulus clouds is deduced from simulations of radar observations. Section 2 describes the model developed to simulate cloud radar observations and some considerations about cloud reflectivity are recalled. Section 3 presents the relation obtained and compares it with equations (1), (2), (3), (5), and (6). The influence of drizzle drops on Z_c-M_c laws is then simulated in section 4. Section 5 is the concluding section.

2. Cloud and radar observation modeling

a. Cumulus cloud modeling

* In the paper by Wang and Geerts (2003), the correct relation can be found in Table 5, last line. There is a typographical error in equations numbered (10) and (11).

Clouds simulated are cumulus made of liquid water droplets. They are characterized by their liquid water content M_c, assumed to be a spatial two-dimensional function, $M_c(x, z) = G(x)M_c(z)$, z being the vertical coordinate and G a weighting function dependent on the horizontal coordinate x. At a given altitude z, $M_c(z)$ modulated by $G(x)$ determines $M_c(x)$. Zaitsev (1950), Warner (1955, 1969, 1970), Squires (1958), Borovikov (1963), Mason (1971), Vulfson et al. (1973) among others, have shown that the global cloud dynamics and M_c are closely related. Typically, $M_c(z)$ increases with height above cloud base, reaches a maximum value M_c^{max} in the upper half of the cloud and then decreases up to cloud top. In the model, cloud base and cloud top altitudes are respectively z_{CB} = 1 km and z_{CT} = 2 km, and M_c^{max} is reached about 200 m under the cloud top. Moreover, at cloud base and cloud top, $M_c(z)$ is limited to a value M_c^{lim}, to represent the well-marked transition between the cloud and its clear-air environment. Four cumulus clouds are modeled with the respective $M_c(z)$ profiles displayed in Figure 1a. $M_c(x)$ globally decreases from cloud centre to cloud boundary. It is modeled as a function of the form: $G(x) = \exp(-x^2/SD^2)$ with SD = 2.5 km (Fig. 1b). This last parameter is assumed to define the horizontal cloud extension: $L = 2\times SD = 5$ km, so that cloud shape factor is $s_f = L/e = 5$ with $e = z_{CT} - z_{CB}$. Thus, multiplying $M_c(z)$ by $G(x)$ gives the cloud water content M_c. The cumulus geometry is finally imposed through $M_c \geq M_c^{lim}$, where M_c^{lim} is a non zero minimum value corresponding to the transition between cloud and clear air. All others values are put to zero. Cloud boundaries are thus determined. Cumulus characteristics are summed up in Table 2.

Microphysical cumulus modeling requires specifying a cloud droplet size distribution (CDSD). It is reasonable and convenient to represent it by a gamma distribution, e.g. the Khrgian and Mazin (1952) distribution:

$$N_c(D_c) = N_0 D_c^{\,2} \exp(-\Lambda D_c), \tag{7}$$

where D_c is the cloud droplet spherical diameter, N_c the volumic concentration per diameter class (i.e. the number of droplets with diameters between D_c and $D_c + \Delta D_c$ per unit volume), and N_0 and Λ are parameters that can be related to any two moments of the distribution, as is the case for total droplet concentration N_t (zero order moment) and liquid water content M_c (proportional to the third order moment). If water density ρ_w is expressed in g cm^{-3}, D_c in cm, N_t in cm^{-3}, and M_c in g m^{-3}, equation (7) gives $N_c(D_c)$ in cm^{-3} µm^{-1} with:

$$N_0\left(\text{cm}^{-6}\right) \approx 1.27\times10^4 \left(\frac{\rho_w N_t^{\,2}}{M_c}\right),$$

and

$$\Lambda\left(\text{cm}^{-1}\right) \approx 3.16\times10^2 \left(\frac{\rho_w N_t}{M_c}\right)^{1/3}.$$

In the model, ΔD_c is 1 µm and a maximum droplet diameter of 50 µm is considered so that 50 diameter classes, centered on diameter values $(D_{c,i})_{i=1\ldots50}$ = {0.5 µm, 0.15 µm, …, 48.5 µm, 49.5 µm},

are defined. Knowing M_c and N_t thus allows the determination of CDSD. N_t is assumed constant throughout the cumulus, and several values of N_t have been considered, from 100 to 1000 cm^{-3} according to various cumulus observations (Pruppacher and Klett 1997). Figure 2 displays an example of CDSD for N_t = 350 cm^{-3}; smaller droplets are in higher concentration than larger one.

b. Backscattering cross section and equivalent radar reflectivity factor

For spherical scatterers as cloud droplets, the backscattering cross section σ is given by the Mie formulas (Mie 1908), whose coefficients are computed with the Deirmendjian (1969) algorithm. They depend on the radar frequency, on the diameter, and on the complex index of refraction of the scatterer. The latter is computed using the Ray (1972) model, supposing a cloud water temperature of 5 °C. Thus, σ is computed for all scatterers, that is $(\sigma_i)_{i=1\ldots50}$ for homogeneous cumulus droplets of diameter $(D_{c,i})_{i=1\ldots50}$.

For cloud droplets, D_c is small enough with respect to radar wavelengths to satisfy the Rayleigh approximation. It ensues that Mie formulas directly give the Rayleigh backscattering cross section. The average power backscattered by a population of droplets homogeneously distributed in an elementary volume V is proportional to the radar reflectivity (η), defined as the sum of the backscattering cross sections (σ_i) of individual droplets:

$$\eta = \frac{1}{V}\sum_i \sigma_i \,, \tag{8}$$

where η is commonly expressed in cm^{-1}. The cloud radar reflectivity factor Z_c is by definition:

$$Z_e\left(mm^6 m^{-3}\right) = \frac{\eta}{2.8\times10^{-10}\,\lambda^{-4}}\,, \tag{9}$$

where λ (cm^{-1}) is the radar wavelength. Usually, Z_c is expressed in logarithmic unit:

$$Z_c(\mathrm{dBZ}) = 10\log[Z_c(mm^6\ m^{-3})] \tag{10}$$

Under Rayleigh's approximation, the reflectivity is independent from the wave frequency. In the present work, the Khrgian and Mazin (1952) distribution is obtained for $\alpha = 2$ and $\gamma = 1$.

c. Radar beam modeling

In the model, observations are simulated for a radar located above the cumulus and operating at a frequency of 3 GHz. This frequency is the least attenuated by hydrometeors compared to other common frequencies (10, 35, and 94 GHz). The modeled radar beam is approximated to a 3-dB beamwidth (θ_{3dB}) equal to 1.8°, and a gate spacing Δr of 150 m. The cumulus is digitized through a two-dimensional meshing with a grid resolution of 100 m and 10 m along the horizontal and vertical, respectively. Each grid point is characterized by specific values of M_c and, consequently, by specific CDSD. The computational procedure consists first, for a given radar resolution volume V, in identifying the grid points included in V with non zero values of M_c. For each of these grid points, the

backscattering cross sections of the whole droplets (i) are computed ($\sigma_i = \sum_i \sigma_i$). Then, η associated to V is deduced from equation (8) and, finally, Z_c is obtained using (9) and (10). The simulation is fully completed when the successive radar beams separated by an angle spacing $\Delta\beta = 1°$ have covered the whole extent of the target.

3. Cloud reflectivity Z_c vs. cloud liquid water content M_c

a. Results of the simulation

Each modeled cumulus is defined by a M_c-field, characterized by its maximum value M_c^{max} (0.2, 0.5, 1, and 3 g m^{-3}), a total droplet concentration N_t, and an associated computed Z_c-field. For a given N_t value, a set of average M_c values ranging from 0 to 3 g m^{-3} with a step of 0.1 g m^{-3} is thus obtained together with an associated average computed Z_c ensemble. A scatter plot of mean Z_c vs. mean M_c values is then constructed for the given N_t value. Sassen and Liao (1996) found, in the context of stratus clouds, that N_t affects the relationship between Z_c and M_c by modifying the value of the a-coefficient. In the present work about cumulus clouds, to describe cloud structure as completely as possible, other simulations have been made with values of N_t in a large domain extending from 100 cm^{-3} to 1000 cm^{-3}. Figure 3 displays the scattering of the computed cloud reflectivity Z_c vs. the cloud liquid water content M_c for all the simulations. Applying a least-square fitting to the simulated data, an expression relating Z_c and M_c is finally deduced:

$$Z_c = 0.034\, M_c^{1.63}, \tag{11}$$

where the standard deviation in a and b are ± 0.001 and ± 0.06, respectively. The correlation coefficient and root mean square are 0.95 and 1.7 dBZ, respectively. More precisely, for a given M_c, the associated computed Z_c is included in a 95 % confidence interval (dashed lines in Fig. 3) centered on the Z_c value calculated from (11).

b. Comparison with other relations

A comparison between (11) and earlier published power law Z_c-M_c relations [(1), (2), (3), (5) and (6)] is made in Fig. 4. It is noteworthy to recall that (1), (2), (3), (5), and (6) are empirical relations established in a domain where M_c is limited to a measured maximum value of about 1 g m^{-3}, whereas (11) has been obtained with M_c values up to 3 g m^{-3}. In the whole M_c domain, (5) overestimates cumulus reflectivity compared with the other relations; it predicts reflectivity values ranging from -30 to 2 dBZ. This is probably due to the low total droplet concentrations that Vivekanandan et al. (1999) used in their study. On the contrary, the other equations are more in agreement with (11), with reflectivity values included between –50 and -5 dBZ, the closer equation being (3). Precisely, agreement of (1), (2), and (3) with (11) is very good at low M_c (lower than about 1 g m^{-3}) while, beyond this value, (1) and (2) extrapolations differ slightly from the simulated Z_c. The higher the water

content, the higher the difference: at 3 g m^{-3}, (1) is higher than (11) of about 5 dBZ whereas (2) is lower than (11) of about 3 dBZ. Equation (6) is slightly higher than (11) at low M_c and matches very well to (11) at high M_c values. However, curves (1), (2), (3), and (6) are between the curves relative to the 95% confident interval (dashed lines in Fig. 4), implying a good correspondence between these relations. All of them indicate consistency between experiment and simulation. The latter enables comparison with these various relations, and, further, completes empirical laws by extrapolation towards high water content.

Analyzing carefully the above quoted references on experimental Z_c-M_c relations does not suggest that cumulus and stratocumulus clouds are represented by significantly different coefficients (cf. Table 1). This is not very surprising because stratocumulus and cumulus clouds have similar dynamic and microphysical characteristics; they are often liquid clouds made of droplets with diameters lower than 100 µm. Moreover, liquid water contents have identical vertical profiles. Drizzle seems however more frequently observed in stratocumulus than in cumulus clouds. The reason is possibly that individual cumulus clouds in clear air environmental air have life duration shorter than stratocumulus clouds; drizzle growth is a time dependent process.

To conclude this section, (11) can be viewed as a synthetic Z_c-M_c power law relative to warm clouds (cumulus or stratocumulus), with water content lower or equal to 3 g m^{-3}, which agrees with previous empirical relationships and extrapolates them.

4. Simulations with drizzle drops

The same simulations as above were performed by considering drizzle drops, which sometimes occur in cumulus and stratocumulus clouds with a probability probably increasing with M_c and the intensity of the cloud generating convection.

a. Drizzle water content and drop size distribution

The procedure is the same as for clouds. The vertical profile of the drizzle water content is shown in Fig. 5. It increases from zero at cloud top to a maximum value of about 0.1 g m^{-3} just above cloud base, and then decreases towards zero under cloud base. The horizontal variation of drizzle water content is expressed by function $G(x)$ already presented for cloud water content (Fig. 1b). The drizzle drop size distribution (DDSD) is a gamma modified distribution (Ulbrich 1983) of the form:

$$N_d(D_d) = N_0 D_d^{\mu} \exp(-\Lambda D_d), \tag{12}$$

where D_d is drizzle drop diameter, N_d the volumic concentration per class of diameter, and N_0, μ, and Λ are parameters. The latter is related to the median diameter D_0 (mm) by: $\Lambda D_0 = 3.67 + \mu$ (Ulbrich 1983). If D_d is in mm and M_d in g m^{-3}, then

$$N_0\,(\mathrm{m}^{-3}\ \mathrm{mm}^{-1}) = \left(\frac{6}{\pi\Gamma(\mu+4)}\right)\left(\frac{M_\mathrm{d}}{10^{-3}\,\rho_\mathrm{w}}\right)\left(\frac{3.67+\mu}{D_0}\right)^{\mu+4}$$

(Γ being the gamma function), so that $N_\mathrm{d}(D_\mathrm{d})$ is expressed in $\mathrm{m}^{-3}\ \mathrm{mm}^{-1}$. In the present work, a drizzle drop size interval of 0.1 mm and a maximum diameter of 0.5 mm are considered. Knowing M_d, D_0, and μ thus enables the determination of the DDSD. A particular feature of the DDSD concerns the smallest drizzle drops which evaporate rapidly outside the cloud because atmosphere is drier than inside. It implies that their concentration falls down significantly in a relatively very short distance out of the cloud. The smaller the drizzle drop, the faster it evaporates, and the lower the concentration is. Ulbrich (1983) indicates that evaporation seems to transform a DDSD defined by $\mu = 0$ inside a cloud to a gamma distribution with $\mu > 0$ outside a cloud. Thus, in the simulation, it is reasonable to take μ equal to zero inside the cloud and equal to 2 outside so that small drizzle drops are in greater concentration in the cloud. Figure 6 displays DDSD for three drizzle water content values (0.01, 0.05, and 0.1 g m^{-3}) in the case $\mu = 2$. Concentrations can reach 10^3-10^4 m^{-3} mm^{-1} for high drizzle contents. They are very low compared to those of cumulus droplets (of the order of 10 cm^{-3} $\mu\mathrm{m}^{-1}$), indicating that drizzle does not bring significant water concentration in clouds.

b. Results of simulations

Figure 7 displays the scatter plot of the computed radar reflectivity factor, *Z*, vs. liquid water content, *M*, of a cumulus containing drizzle drops. It was obtained through simulations performed on the four cumulus clouds modeled, with $N_\mathrm{t} = 400$ cm^{-3}, containing drizzle characterized by a maximum water content of 0.1 g m^{-3} and drops of median diameter $D_0 = 0.2$ mm. It is clear that reflectivity and total liquid water content are not correlated. This simulated result is in agreement with previous empirical studies: Sauvageot and Omar (1987) found a correlation between *Z* and *M* for cloud droplets with diameters lower than 100 µm and attributed non correlation for higher diameters to the presence of drizzle. Later, Fox and Illingworth (1997) investigated the radar retrieval of stratocumulus properties and showed that drizzle disables the existence of *Z-M* relationships because it dominates the reflectivity (due to the relatively high diameter of drizzle drops), although its contribution to the liquid water content is negligible (due to its low concentration). In order to investigate more precisely the influence of drizzle in the degradation of such *Z-M* relationships, other simulations have been performed for different values of D_0, respectively 0.05 and 0.1 mm, and for a lower maximum drizzle water content (0.05 g m^{-3}). The same behavior as that of Fig. 7 is found and thus leads to the same conclusion. Figure 7 exhibits a data point *Z-M* distribution very similar to those observed by Sauvageot and Omar (1987, Fig. 4) and by Fox and Illingworth (1997, Fig. 1). Drizzle thus appears as a serious problem in cloud property retrieval from radar reflectivity observations, and lots of studies have been conducted to identify drizzle clouds. All these studies use the fact that drizzle drops are larger than cloud droplets. Sauvageot and Omar (1987) proposed to characterize drizzle clouds with

reflectivity higher than –15 dBZ. Babb and Albrecht (1995), Frisch et al. (1995), Fox and Illingworth (1997) found that drizzle drops fall with velocity of about 1 m s^{-1} greater than cloud droplets, and suggested to identify drizzle in clouds using radar Doppler spectrum. In their work devoted to drizzle threshold determination in marine stratocumulus, Wang and Geerts (2003), notwithstanding experimental uncertainties, found that Z_t is a strong function of the normalized altitude ϕ within clouds:

$$Z_t = 0.046\,\phi^{1.413}, \tag{13}$$

with $\phi = \dfrac{z - z_{CB}}{z_{CT} - z_{CB}}$. They also indicated that reflectivity threshold is less uncertain in the lower half of the cloud.

In the present work about stratocumulus and cumulus clouds, it would be relevant to present such a threshold in term of cloud liquid water content. Although stratus, stratocumulus and cumulus are different clouds, some similarities have to be noted:

- For a whole stratus cloud, Wang and Geerts (2003) found that Z_t is close to the threshold of –15 dBZ indicated by Sauvageot and Omar (1987) for stratocumulus and cumulus clouds. It was however supposed that this threshold corresponds to a probability of drizzle occurrence of 1/2.
- In all the studies, stratus, stratocumulus and cumulus are warm clouds, made only with liquid water. Cloud droplets are defined to have diameter lower than 50 µm whereas drizzle concerns diameter drops ranging from 50 µm to several 100 µm.

The aim of this section being to obtain an idea about the cloud liquid water $M_{c,\,t}$ above which drizzle can be expected in stratocumulus and cumulus clouds, it seems reasonable to extend the conclusions of Wang and Geerts (2003) on these kinds of clouds. Let us assume that (13) is applicable also to stratocumulus and cumulus clouds, and let us apply (11) to convert radar reflectivity threshold Z_t in cloud liquid water content threshold $M_{c,\,t}$ Combining (13) and (11), relation between $M_{c,\,t}$ and ϕ is deduced:

$$M_{c,t} = 1.204\,\phi^{0.867}, \tag{14}$$

with, as for (13), an uncertainty greater in the upper half of the cloud than in the lower half. Figure 8 displays (14). The reflectivity of –15 dBZ corresponds to a cloud water content of about 0.95 g m^{-3} at a normalized altitude of 0.77.

5. Conclusion

In this paper, the warm cloud reflectivity, Z_c, is related to the cloud liquid water content, M_c, through simulations of radar observations. The proposed relationship is:

$$Z_c = 0.034\, M_c^{1.63}$$

with good correlation coefficient and root mean square, respectively 0.95 and 1.7 dBZ. This power law is shown to match very well with previous empirical relationships relative to cumulus clouds as well as stratocumulus clouds. In addition, it completes them by extending the domain of validity of such Z_c-M_c relationships towards high water content values.

Another point of this paper concerns drizzle influence on the correlation between reflectivity and water content. In agreement with previous empirical studies, drizzle has been shown to disable the existence of relations between reflectivity and liquid water content. This effect is due to the fact that drizzle drops are characterized by relatively high diameters and low concentrations with respect to cloud droplets. Consequently, reflectivity is carried by drizzle whereas liquid water content is supported by the cloud component. Because of the relative independence of the two components, it is thus not surprising that reflectivity and liquid water content are uncorrelated when drizzle is present inside clouds. Drizzle is thus sensible in cloud property retrieval from radar reflectivity observations, and in order to obtain some ideas about its presence in stratocumulus and cumulus clouds, the following relation is tentatively proposed:

$$M_{c,t} = 1.204\phi^{0.867}$$

where $M_{c,\,t}$ is the cloud liquid water content threshold above which drizzle drops can be expected in clouds and ϕ the normalized altitude in cloud. The threshold of -15 dBZ corresponds to $M_{c,\,t} = 0.95$ g m^{-3} at a normalized altitude of 0.77.

In conclusion, the consistency of the model developed to simulate radar observations can be underlined. Agreement between the results of this model and experimental conclusions gives it credit. This study also shows the importance of simulation in the validation, comparison, and extrapolation of empirical relations.

REFERENCES

Atlas, D., 1954: The estimation of cloud parameters by radar. *J. Meteor.*, **11**, 309-317.

Babb, D. M., and B. A. Albrecht, 1995: Comparing 94-GHz radar cloud and precipitation drop spectra measurements with aircraft observations. Proceedings, *27th Int. Conf. on Radar Meteorology*, Vail, CO, Amer. Meteor. Soc., 580-582.

Borovikov, A.M., 1963: *Cloud Physics*. U.S. Department of Commerce. 3992 pp.

Boucher, J.R., 1952: Empirical relationship between radar reflectivity drop size distribution and liquid water content in clouds. *Mt. Wash. Obs. Sci. Rep.,* N. 3, USAF Contract AF 19 (122)-399, 14 pp.

Deirmendjian, D., 1969: *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions*. Elsevier, 290 pp.

Diem, M., 1948: Messung der Grösse von Wolken-Elementen II. *Meteor. Rundsch*., **1**, 261-273.

Fox, I. N., and A. Illingworth, 1997: The retrieval of stratocumulus cloud properties by ground-based cloud radar. *J. Appl. Meteor.*, **36**, 485-492.

Frisch, A. S., C. W. Fairall, and J. B. Snider, 1995: Measurement of stratus cloud and drizzle parameters in ASTEX with a Ka-band doppler radar and a microwave radiometer. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2788-2799.

Khrgian, A. Kh. and I. P. Mazin, 1952: The size distribution of droplets in clouds. Trudy TsAo, **7**.

Mason, B.J., 1971: *The physics of clouds*. The Pennsylvania State University Press. 481 pp.

Mie, G., 1908: Beiträge zur Optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen, *Ann. Phys.*, **25**, pp. 377-445.

Pruppacher, H. and J. D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 2nd Ed., 943 pp.

Ray, P. S., 1972: Broadband complex refractive indices of ice and water. *Appl. Opt.*, **11**, 1836-1844.

Sassen, K., and L. Liao, 1996: Estimation of cloud content by W-band radar. *J. Appl. Meteor.*, **35**, 932-938.

Sauvageot, H., and J. Omar, 1987: Radar reflectivity of cumulus clouds. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **4**, 264-272.

Squires, P., 1958: The microstructure and colloidal stability of warm clouds. *Tellus*, **10**, 256-271.

Ulbrich, C.W., 1983: Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1764-1775.

Vivekanandan, J. E., M. Brooks, M. K. Politovich, and G. Zhang, 1999: Retrieval of atmospheric liquid and ice characteristics using dual-wavelength radar observations. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **37**, 2325-2333.

Vulfson, N. I., A. G. Laktinov, and V. I. Skatskii, 1973: Cumuli structure at various stages of development. *J. Appl. Meteor.*, **22**, 664-670.

Wang, J. and B. Geerts, 2003: Identifying drizzle within marine stratus with W-band radar reflectivity. *Atmos. Res.*, **69**, 1-27.

Warner, J., 1955 : The water content of cumuliform cloud. *Tellus*, **7**, 449-457.

Warner, J., 1969: The microstructure of cumulus cloud; Part I. General features of the droplet size spectrum. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1049-1059.

Warner, J., 1970: The microstructure of cumulus cloud; Part III. The nature of the updraft. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 682-688.

Zaitsev, V.A., 1950: Water content and distribution of drops in cumulus clouds. *Gla. Geofiz. Obs. Tr.*, **19**, 122-132.

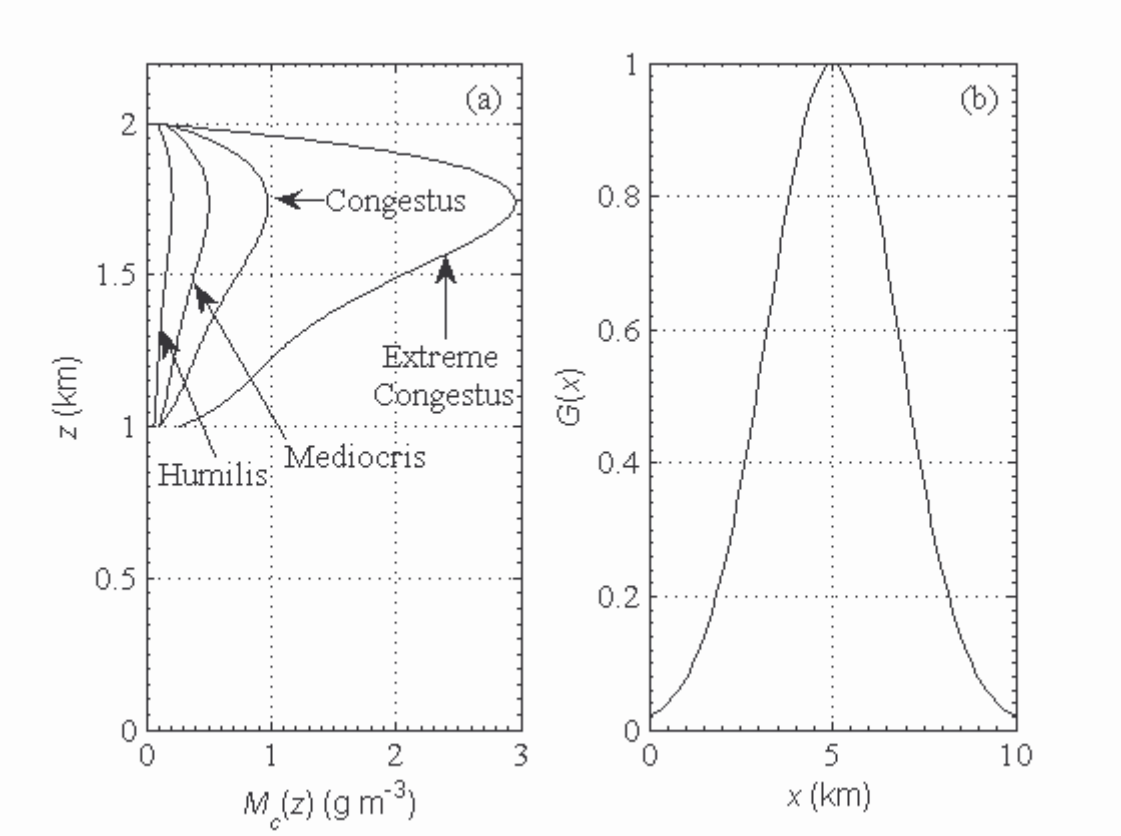


Figure 1: (a) Vertical profile of the cloud liquid water content $M_c(z)$ in g m^{-3}. Four cumulus clouds are modeled: humilis, mediocris, congestus, and extreme congestus. (b) Gaussian-shaped weighting function $G(x)$ defining the horizontal cloud extension.

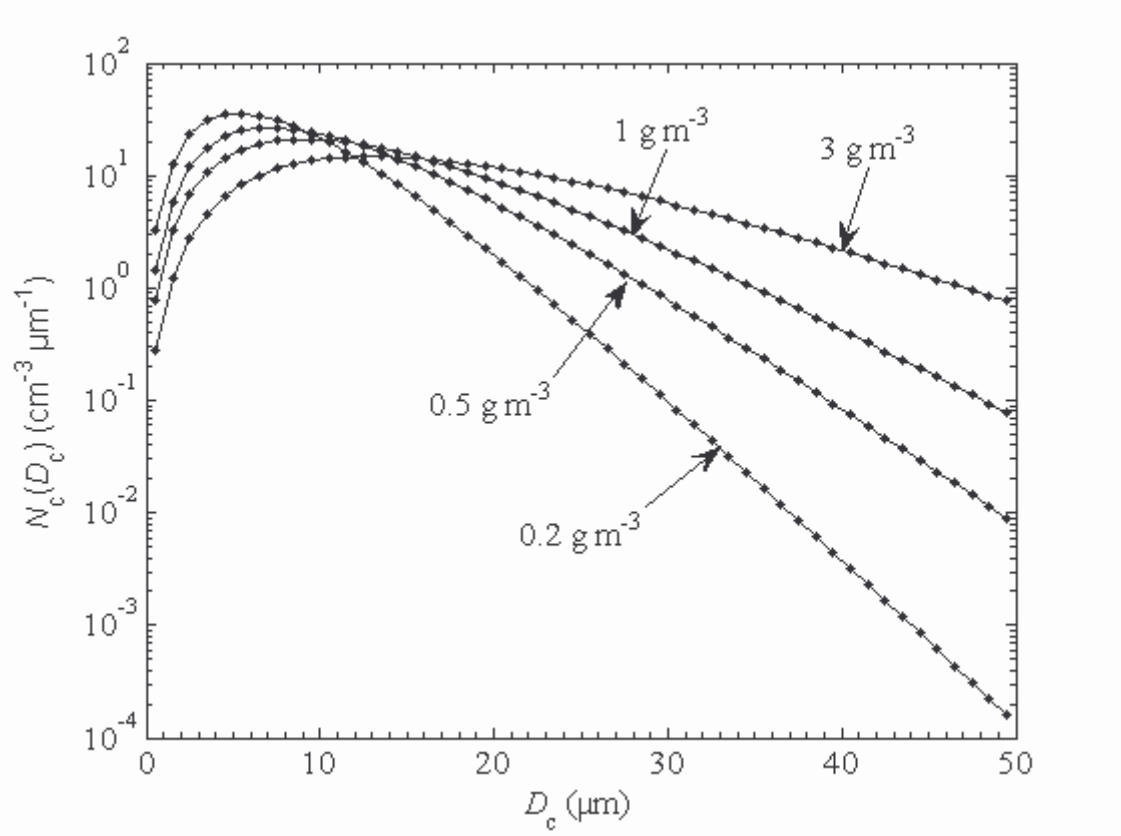


Figure 2: Cloud droplet size distribution (CDSD) represented by (7), D_c being the droplet diameter and N_c the volumic concentration per class of diameter. CDSD is displayed for four values of M_c^{max} (0.2, 0.5, 1, and 3 g m^{-3}) and N_t equal to 350 cm^{-3}.

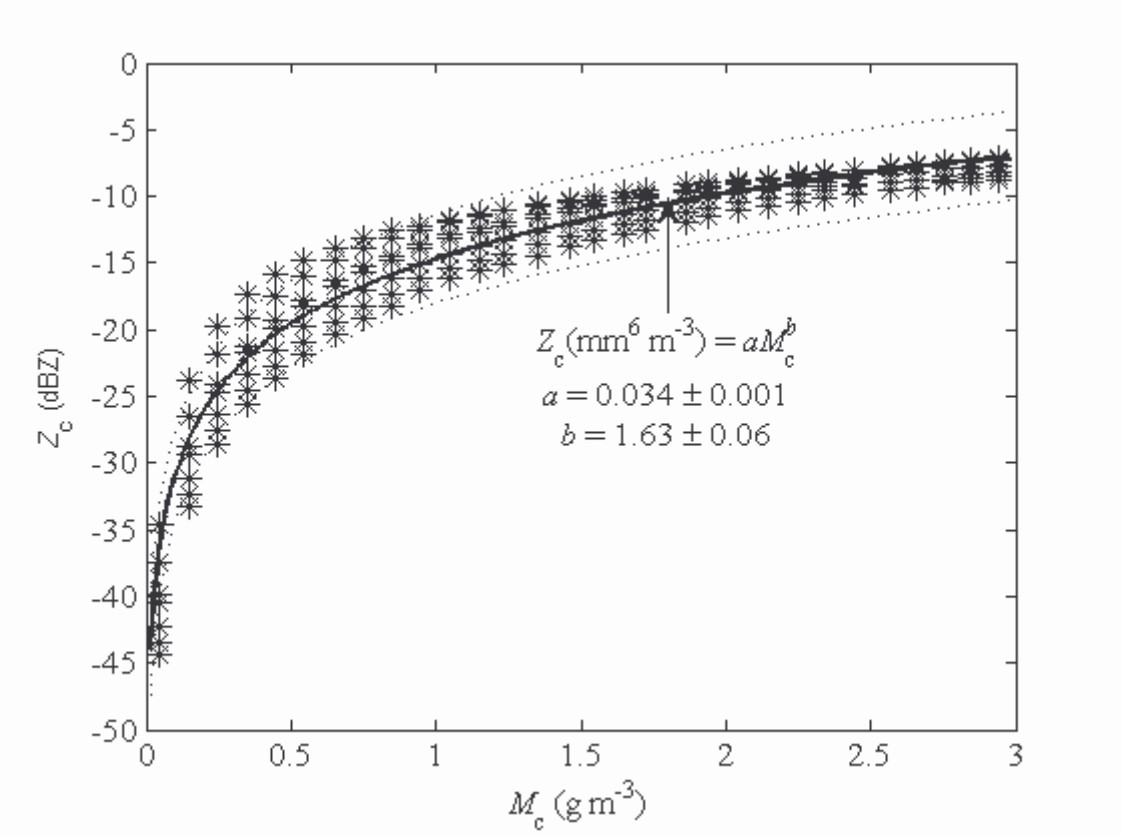


Figure 3: Scatter plot of cumulus reflectivity Z_c vs. cloud liquid water content M_c resulting from various simulations on four cumulus clouds as in Fig. 1a, with total droplet concentration between 100 and 1000 cm^{-3}. Stars represent simulated data while the black solid curve is the Z_c-M_c analytical expression obtained from the least-square interpolation on the simulated data. Dotted lines represent the 95 % confidence interval.

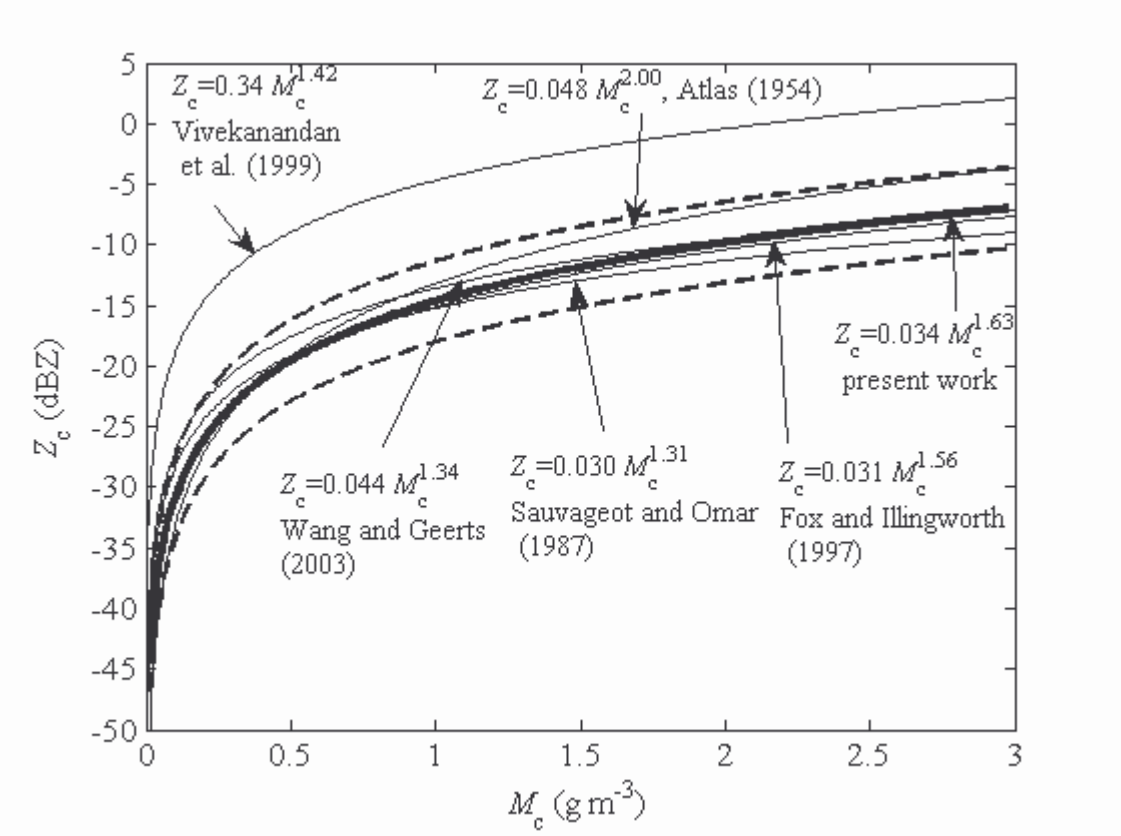


Figure 4: Comparison between the various Z_c-M_c relations. Dashed lines represent the 95 % confidence interval.

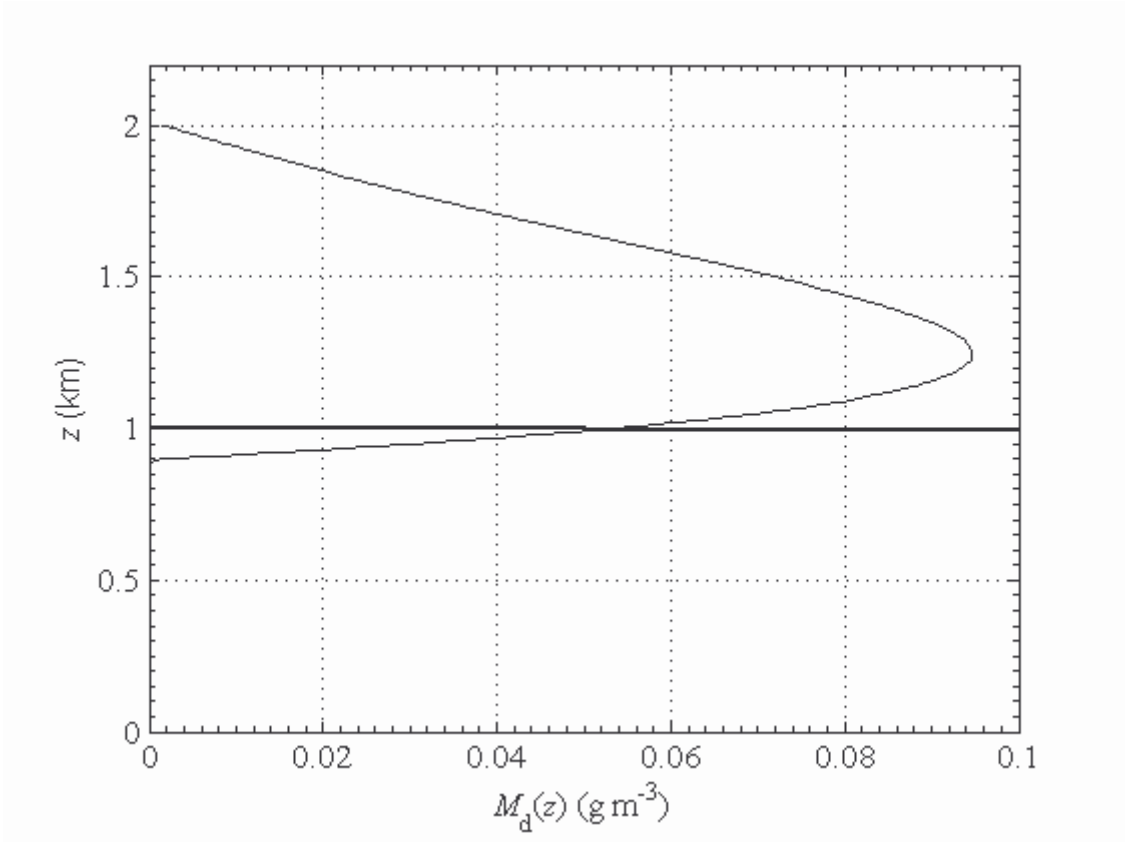


Figure 5: Vertical drizzle water content in g m^{-3}. Solid line at $z = 1$ km represents cloud base. Drizzle drops evaporate rapidly under cloud base, due to drier conditions than inside the cumulus.

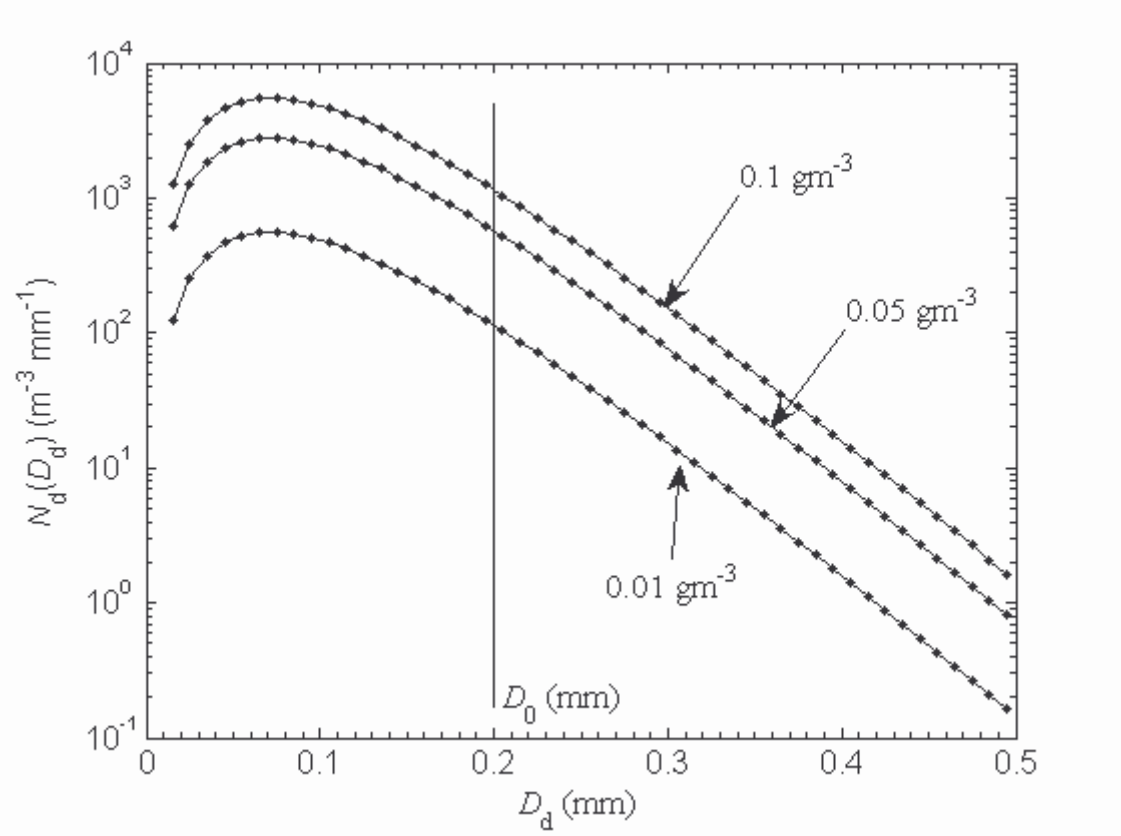


Figure 6: Drizzle drop size distribution (DDSD) for a parameter μ equal to 2 and several maximum drizzle water content (0.01, 0.05, and 0.1 g m^{-3}). Median diameter is D_0 = 0.2 mm (solid vertical line).

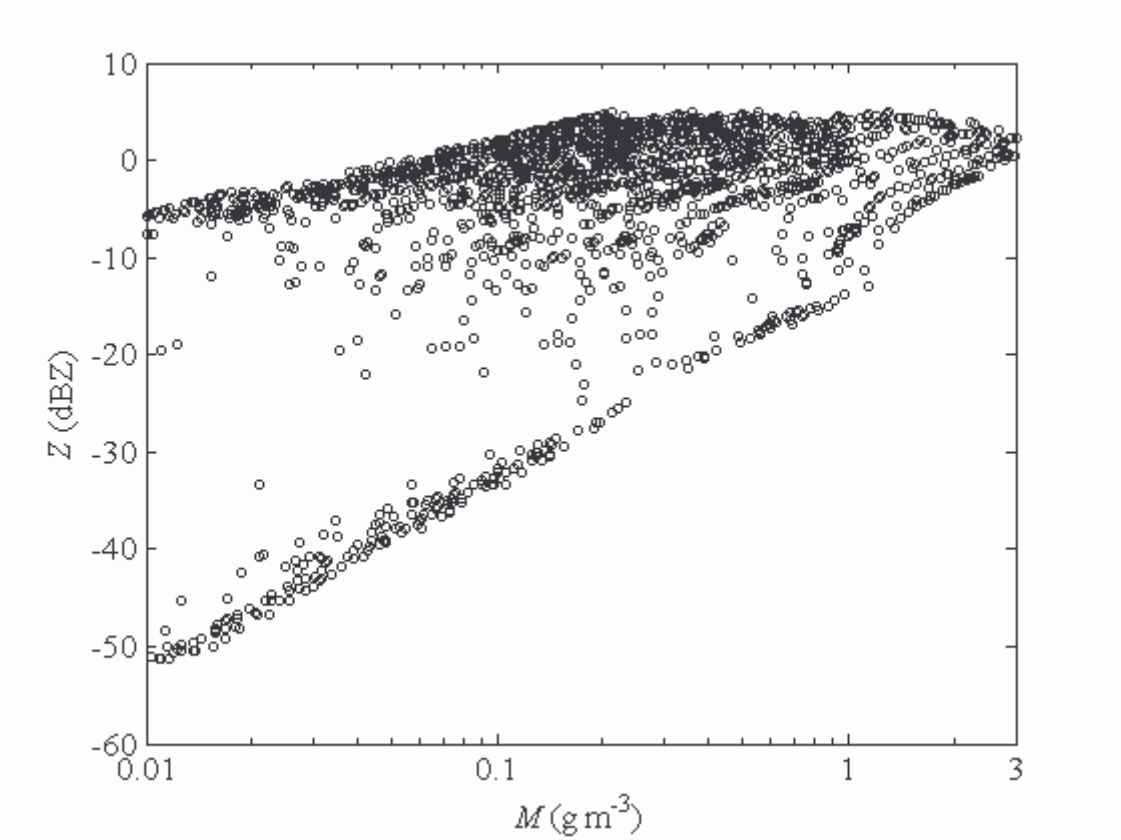


Figure 7: Radar reflectivity Z (dBZ) vs. liquid water content M (g m^{-3}) for cumulus clouds containing drizzle drops. Median diameter of drizzle drops, D_0, is 0.2 mm and their maximum water content is 0.1 g m^{-3}.

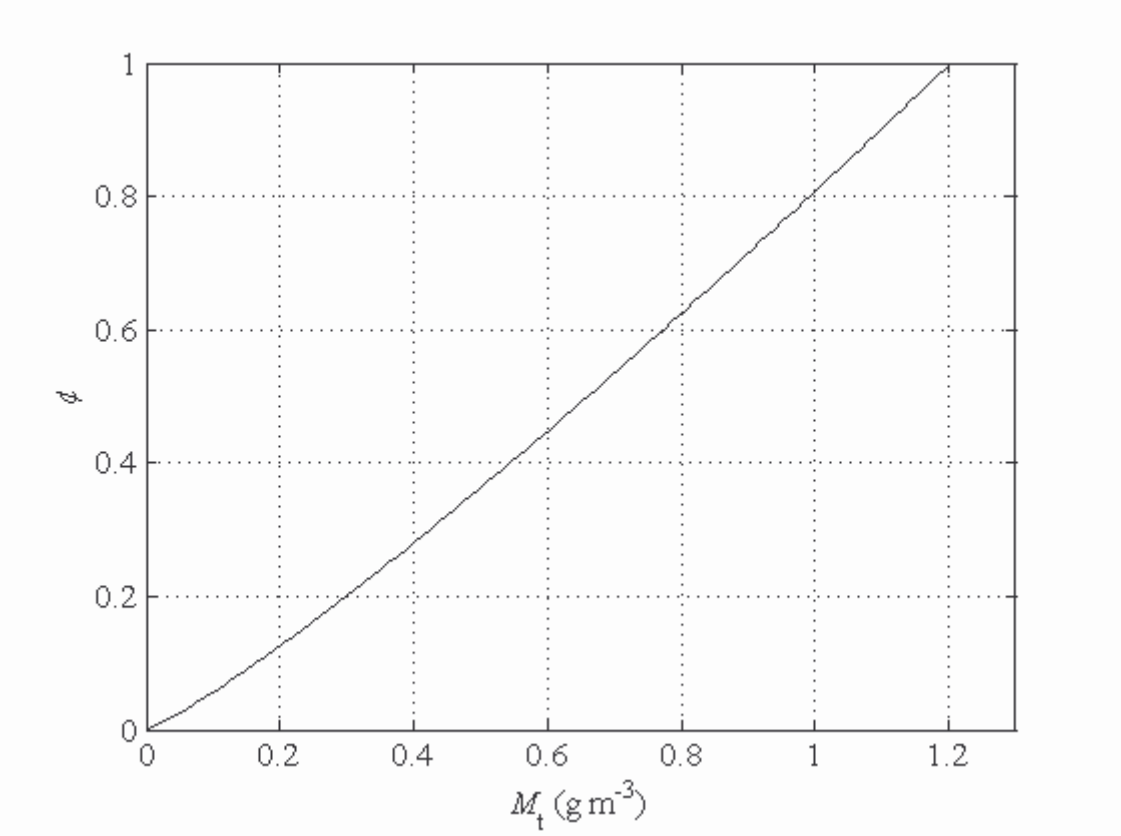


Figure 8: Dependence of the cloud liquid water content threshold $M_{c,t}$ (g m^{-3}) above which drizzle drops can be expected in warm clouds (stratocumulus and cumulus) with normalized altitude ϕ in cloud.

Authors	Cloud type	a	b	Equation
Atlas (1954)	Unknown	0.048	2	(1)
Sauvageot and Omar (1987)	Cumulus - Stratocumulus	0.030	1.31	(2)
Fox and Illingworth (1997)	Marine stratocumulus	0.031	1.56	(3)
Vivekanandan et al. (1999)	Non precipitating liquid clouds	0.34	1.42	(5)
Wang and Geerts (2003)	Marine stratus	0.044	1.34	(6)

Table 1: Coefficient of the $Z_c = a\, M_c^b$ relation proposed by various authors.

Cumulus types	M_c^{max} (g m^{-3})	M_c^{lim} (g m^{-3})
Humilis	≈ 0.2	≈ 0.05
Mediocris	≈ 0.5	≈ 0.1
Congestus	≈ 1	≈ 0.1
Extreme congestus	≈ 3	≈ 0.2

Table 2: Characteristics of the different cumulus modeled. M_c^{max} (g m^{-3}) is the maximum liquid water content. M_c^{lim} (g m^{-3}) is the limit value at the transition between the cloud and clear air environment.

Perspectives

Les travaux effectués pendant cette thèse seront poursuivis et approfondis, à la fois en ce qui concerne la simulation numérique et l'analyse de données expérimentales.

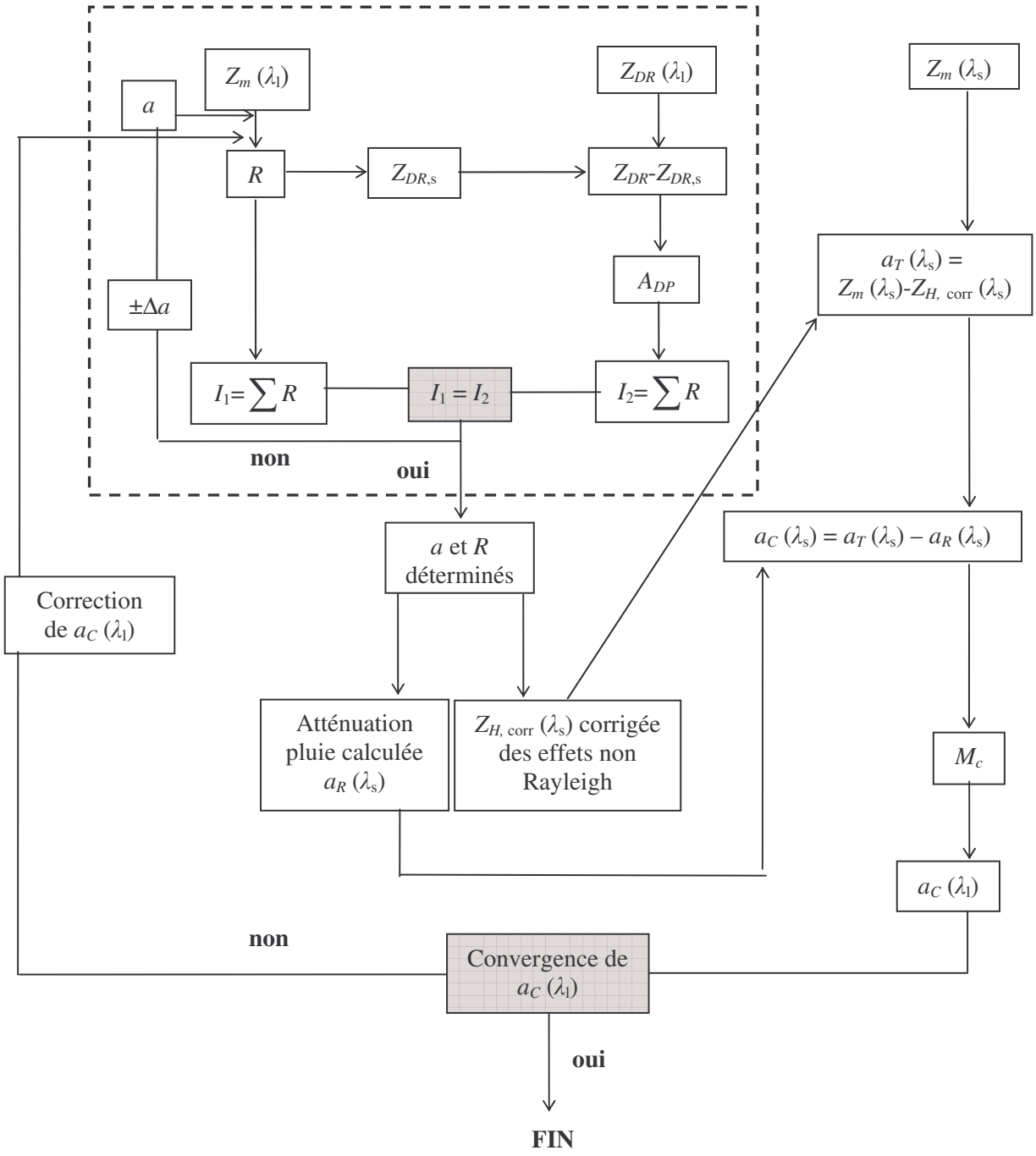
Sur ce dernier plan, l'actuelle campagne internationale AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analyses), dont la phase expérimentale a lieu cet été en Afrique Sahélienne (juin-septembre 2006), fournira un jeu important de données dont l'analyse devrait permettre une étude détaillée des lignes de grains. Notamment, l'utilisation de la polarimétrie devrait contribuer à l'étude de la microphysique de ces systèmes précipitants intenses.

Par ailleurs, les données rendues disponibles par le centre d'observations des nuages de CABAUW (Pays-Bas), sont susceptibles d'apporter un précieux soutien expérimental aux résultats numériques obtenus durant la thèse, en particulier sur l'atténuation nuageuse. L'importance de cette composante dans les mesures effectuées par des radars justifie le développement d'une méthode de détection des nuages. En outre, en terme purement scientifique, les nuages jouent un rôle capital dans la microphysique des systèmes précipitants. Une idée concernant une telle méthode est présentée ci-dessous.

Jameson (1995) suggéra une approche pour déterminer l'atténuation due à un nuage a_c et estimer son contenu en eau liquide M_c à partir de deux radars - $(f_1, f_2) = (13,\ 9)$ GHz - dont l'un, le premier, est doté de la fonction polarimétrique. Dans cette étude, a_c n'est pas considérée indépendamment : elle est comparée à celle due au gaz atmosphériques et la pluie, si bien que la méthode est limitée aux faibles taux de précipitation. De surcroît, le couple (f_1, f_2) choisi est tel que les effets de Mie sont minimisés et que la différence d'atténuation est mesurable ; cela implique des fréquences f_1 et f_2 de valeurs proches mais suffisamment éloignées.

La méthode présentée ici (cf. organigramme) est basée sur la méthode APM (Attenuated Polarimetric Method), développée par Sauvageot (1996) (boîte en pointillée sur l'organigramme), qui consiste à utiliser l'atténuation différentielle cumulée pour des micro-ondes en polarisation croisée pour déterminer le champ de taux de précipitation (R). A partir des mesures de réflectivité Z_m, en polarisation horizontale, le long d'une radiale, une première estimation de R en chaque porte est calculée en utilisant une relation empirique $Z_m = aR^b$, où b est un coefficient supposé égal à une valeur climatologique moyenne et a un coefficient ajustable. Pour cette estimation, le processus itératif de Hildebrand (1978) est utilisé. Une sommation le long de la radiale considérée permet ensuite de

déterminer le cumul de R, $I_1 = \sum R$, avec une certaine incertitude liée à celle du coefficient a. Une seconde estimation du cumul de R, $I_2 = \sum R$, est calculée à partir de l'atténuation différentielle cumulée $A_{DP} = Z_{DR} - Z_{DR,s}$, où Z_{DR} est la réflectivité différentielle observée, et atténuée par la pluie, et $Z_{DR,s}$ la même grandeur non atténuée, fonction uniquement de la forme des gouttes de pluie, calculée en utilisant l'estimation de R précédente et une distribution de gouttes supposée. I_2 est ensuite déduit d'une relation empirique $A_{DP} = kR^{\gamma}$, k et γ étant des coefficients. Comme I_1 et I_2 doivent être identiques à un certain ε près arbitrairement choisi pour assurer l'auto cohérence de la méthode, I_1 et I_2 sont itérativement recalculés en modifiant la valeur du coefficient a jusqu'à ce que leur différence soit au plus égale, en valeur absolue, à ε : $|I_1-I_2| < \varepsilon$. Finalement, les champs de a et de R sont ainsi déterminés. La détection d'un nuage passe par l'utilisation d'une autre fréquence pour laquelle l'atténuation nuageuse est significative, c'est-à-dire d'une longueur d'onde plus courte λ_s. La première étape consiste à calculer la "vraie" réflectivité $Z_{H,\,\mathrm{corr}}(\lambda_s)$ et l'atténuation par la pluie $a_R(\lambda_s)$. Pour cela, la distribution de gouttes précédente est utilisée. La différence entre la réflectivité mesurée $Z_m(\lambda_s)$ et $Z_{H,\,\mathrm{corr}}(\lambda_s)$ donne l'atténuation totale à la fréquence choisie $a_T(\lambda_s)$ de laquelle, par soustraction de $a_R(\lambda_s)$, on obtient l'atténuation par le nuage $a_c(\lambda_s)$ La relation de proportionnalité entre $a_c(\lambda_s)$ et le contenu en eau du nuage M_c permet de déterminer ce dernier. Il est ensuite utilisé pour calculer l'atténuation nuageuse $a_c(\lambda_l)$ à la fréquence la moins atténuée, c'est à dire à la longueur d'onde la plus longue (λ_l), de façon à corriger la réflectivité correspondante. Le processus est répété itérativement jusqu'à ce que $a_c(\lambda_l)$ ne change plus à une différence arbitraire choisie. Ainsi, à la fin du processus, M_c, R et les réflectivités pour chaque radar sont déterminés.



Organigramme présentant une méthode d'identification d'un nuage composé d'eau liquide.

Cette méthode a fait l'objet d'une communication avec acte et a été présentée au congrès international de Barcelone en septembre 2006 :

J.F. Georgis, Ol. Pujol, and H. Sauvageot, 2006: ***A dual-wavelength polarimetric method to identify cloud component in warm precipitating systems*****. 4th European conference on radar and hydrology, Barcelona (Spain)**

Elle reste à mettre en pratique. Dans ce chapitre de perspective, il s'agit d'une proposition de concept algorithmique.

Sur le plan numérique, le modèle de systèmes précipitants et le simulateur d'observations radar construits pendant la thèse, sont en cours de développement. Associé à des données expérimentales, dont celles sus-citées, son application à des situations plus complexes que celles envisagées jusqu'à présent devraient fournir des résultats fructueux dans l'étude des systèmes précipitants et ouvrir de nouvelles perspectives scientifiques, par exemple dans le domaine de l'aviation civile. Ainsi, l'adaptation du modèle à des lignes de grains qui incluent la phase glace, à des systèmes plus modestes ou à la turbulence en milieux nuageux sont des cas à considérer.

Par ailleurs, l'utilisation du modèle Meso-NH est essentielle pour détailler les différents processus microphysiques impliqués dans l'évolution des systèmes précipitants observés. La mise au point de procédures expérimentales pour tester et améliorer les paramétrisations physiques liées au cycle de l'eau dans Meso-NH ainsi que l'assimilation de données radar dans Meso-NH sont des points à envisager.

BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE

Hildebrand P.H., 1978: Iterative correction for attenuation of 5 cm radar in rain. *J. Appl. Meteor.*, **17**, 508-514.

Jameson, A.R., 1995: Using multiparameter radars to estimate the attenuation and water content of clouds. *J. Appl. Meteor.*, **34**, 2046-2059.

Sauvageot H., 1996: Polarimetric radar at attenuated wavelength as a hydrological sensor. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 630-637.