HAL
open science

Etude des effets des hétérogénéités spatiales tridimensionnelles des nuages sur les observables lidar et radar embarqués sur plateforme satellite

Alaa Alkasem

To cite this version:

Alaa Alkasem. Etude des effets des hétérogénéités spatiales tridimensionnelles des nuages sur les observables lidar et radar embarqués sur plateforme satellite. Sciences de la Terre. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2017. Français. NNT : 2017CLFAC027 . tel-01789038

HAL Id: tel-01789038

https://theses.hal.science/tel-01789038v1

Submitted on 9 May 2018

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

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

Numéro d'ordre :D.U. 2810

UNIVERSITE CLERMONT AUVERGNE

(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° :910

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Physique de l'atmosphère

Par

Alaa ALKASEM

Titulaire du Master Recherche spécialité Physique et Chimie pour l'Environnement

Etude des effets des hétérogénéités spatiales tridimensionnelles des nuages sur les observables lidar et radar embarqués sur plateforme satellite

Soutenance publique le 11 mai 2017, devant la commission d'examen :

Président du jury :
VAN BAELEN Joël, Directeur de recherche, LaMP, Université Clermont Auvergne

Rapporteurs :
FOURRIE Nadia, Chargé de recherche 1, HDR, GMAP/OBS, CNRM
DELANOË Julien, Maître de conférences, HDR, LATMOS/IPSL/UVSQ

Examinateurs :
CORNET Céline, Professeur, LOA, Université Lille 1
VAN BAELEN Joël, Directeur de recherche, LaMP, Université Clermont Auvergne

Directeur de thèse :
Valery Shcherbakov, Professeur, LaMP, Université Clermont Auvergne, Institut Universitaire de Technologie d'Allier, Montluçon

Co-encadrant :
Frédéric Szczap, Maître de conférences, HDR, LaMP, Université Clermont Auvergne, Clermont-Ferrand

REMERCIEMENTS

Nous y voila ! Le moment (tant attendu) est arrivé d'écrire les tous derniers mots de ce manuscrit. Quatre ans après le début de cette « aventure », l'heure est au bilan. Un grand nombre de personnes m'ont facilité et parfois embelli le chemin souvent escarpé et sinueux de la thèse.
Avant tout, je souhaite remercier Valery Shcherbakov, en tant que directeur de thèse.
Un grand merci à Frédéric Szczap, en tant que co-encadrant, malgré un emploi du temps souvent chargé, il a toujours pris le temps de me venir en aide, de répondre à mes questions, et même de défendre mon travail quand moi-même je n'avais plus le recul nécessaire pour en juger. Merci à lui également d'être allé à l'encontre de ma situation difficile et compliquée à cause de la situation de guerre dans mon pays Syrie. La dernière ligne droite (manuscrit et soutenance) n'a pas été non plus de tout repos mais il a su m'aiguiller tout en me laissant libre des derniers arbitrages. J'ai une pensée spécifique pour Yahya Gour, ses encouragements et ses conseils toujours avisés.

Un grand merci également à l'ensemble des membres de mon jury de thèse. Tout d'abord FOURRIE Nadia et DELANOË Julien, qui ont accepté de rapporter mon travail avec grande attention. Leurs remarques pertinentes ont apporté un éclairage nouveau sur mon manuscrit. Merci aussi à CORNET Céline et VAN BAELEN Joël pour avoir été des examinateurs particulièrement bienveillants. Merci enfin à VAN BAELEN Joël d'avoir bien voulu présider ce jury.

Je voudrais également remercier les personnels du LaMP qui ont facilité les aspects administratifs ou informatiques de mon travail : Édouard B., Florence H., et Sandra B., Françoise V., leur écoute et leur disponibilité permettent de régler tous les tracas du quotidien.

Bien entendu, j'ai aussi une pensée particulière pour l'ensemble des thésards, post-doc, chercheurs du labo, qui m'ont permis de passer ces 4 ans le plus agréablement possible.

En dehors des ami(e)s, mon plus grand soutien durant ces quatre années est sans nul doute venu de mon entourage familial. Je tiens donc à remercier tout d'abord ma « belle-famille » : mes frères et mes enfants pour leur soutien bienveillant et les bons moments partagés qui m'ont toujours permis de décompresser.

Et bien sûr, je remercie du fond du cœur ceux qui me connaissent le mieux : mes parents, mes frères pour leur soutien sans faille.

Pour finir, il me reste à remercier une personne. Celle qui m'accompagne depuis 9 ans déjà, et qui a été à mes côtés dans les bons et mauvais moments de ce parcours. Merci donc à ma femme Samira pour avoir toujours su, durant ces quatre années de thèse, me réconforter, me motiver, ou me distraire, d'avoir été à l'écoute de mes satisfactions, de mes plaintes.

Table des matières

Notation et abréviation ***1***

Introduction ***3***

1. Chapitre : Notions élémentaires pour le transfert radiatif ***10***

1.1. La diffusion 11

1.2. La fonction de phase 11

1.2.1. Fonction de phase de Rayleigh 12

1.2.2. Fonction de phase de Mie 13

1.2.3. Fonction de phase de Henyey-Greenstein 13

1.3. Le paramètre d'asymétrie 13

1.4. Le coefficient d'extinction 13

1.5. L'épaisseur optique 14

1.6. L'albédo de simple diffusion 14

1.7. La polarisation 14

2. Chapitre 2 : McRALI, un simulateur de système lidar ***17***

2.1. Introduction 18

2.1.1. Le principe de mesure lidar 18

2.1.2. Equation lidar 19

2.2. Le principe du code McRALI 20

2.2.1. La diffusion multiple 22

2.2.2. La méthode Monte Carlo 23

2.3. Configuration de McRALI pour le lidar CALIOP/CALIPSO 28

2.3.1. Caractéristiques du lidar CALIOP/CALIPSO 28

2.3.2. La modélisation du faisceau laser 29

2.3.3. Autres modifications apportées à McRALI 33

2.3.4. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application au coefficient de rétrodiffusion 34

2.3.4.1. Nuage monocouche (Hogan and Battaglia, 2008) 34

2.3.4.2. Nuage semi-infini (Hogan and Battaglia, 2008) 35

2.3.4.3. Nuage monocouche dans une atmosphère gazeuse 37

2.3.5. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application au rapport de dépolarisation 39

2.4. Conclusion 41

3. Chapitre 3 : Validation de McRALI pour le système radar ***43***

3.1. Introduction 44
3.1.1. Le principe de la mesure radar 44
3.1.2. Equation radar 44
3.2. Configuration de McRALI pour le radar CPR/CloudSat 47
3.2.1. Caractéristiques du radar CPR/CloudSat 47
3.2.2. La modélisation de l'antenne gaussienne 48
3.2.3. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application à la réflectivité 51
3.2.3.1. Réflectivités pour différentes valeurs de θ_{FOV} 52
3.2.3.2. Nuage bicouche (Hogan and Battaglia, 2008) 53
3.3. Configuration de McRALI pour le CPR Doppler/EarthCARE 54
3.3.1. Le principe de la mesure radar Doppler 54
3.3.2. Caractéristiques du radar CPR Doppler/EarthCARE 56
3.3.3. Les modifications apportées à McRALI 57
3.4. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application au spectre Doppler de puissance 61
3.5. Conclusion 65
4. Chapitre 4 : Etude des effets des hétérogénéités des nuages sur les observables de systèmes lidar et radar (problème direct) 67
4.1. Introduction 68
4.2. Effets des hétérogénéités des nuages sur les mesures de la vitesse Doppler. Application au radar Doppler CPR /EarthCARE 68
4.2.1. Cas du nuage discontinu (hétérogène) et vitesse du vent verticale constante 69
4.2.1. Nuage continu (homogène) et vitesse du vent verticale discontinue 71
4.2.2. Nuage discontinu et vitesse du vent verticale discontinue 73
4.2.3. Nuage avec des trous 75
4.3. Les effets de l'hétérogénéité des nuages sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO 77
4.3.1. Méthodologie 77
4.3.2. Application aux nuages de type cirrus 79
4.3.2.1. Etude à l'échelle spatiale de 333 m 80
A. Cirrus constitué de cristaux de glace sphériques 81
B. Cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette 84
4.3.2.2. Etude à l'échelle spatiale de 1000 m 86
A. Cirrus constitué de cristaux de glace sphériques 87
B. Cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette 88

4.3.2.3. Etude à l'échelle spatiale de 5 km x 5 km 90
A. Cirrus constitué des cristaux de glace sphériques 91
B. Cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette 92
4.3.3. Comparaison avec d'autres types de nuage 92
4.3.3.1. Etude à l'échelle de 333 m 94
4.3.3.2. Etude à l'échelle de 1000 m 99
4.3.4. Hétérogénéité horizontale et verticale à l'échelle de 5 km x 5 km 102
A. Cumulus 102
B. Stratocumulus 103
C. Stratocumulus avec bosses 104
4.4. Conclusion 107
Conclusions et perspectives 109
Annexe A : Les méthodes de réduction de la variance (VRM) 115
Bibliographie 120

Notation et abréviation

3DMCPOL : 3 Dimensions – Monte Carlo – POlarisation – Lidar.

ATLID : ATmospheric LIDar.

CPR : Cloud Profiling Radar.

CALIOP : Cloud-Aerosol LIdar with Orthogonal Polarization.

DOMUS : DOppler MUltiple Scattering simulator.

GCM : Global Circulation Model.

ERBE : Earth Radiation Budget Experiment.

GIEC : Le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat.

McRALI : Simulateur Monte Carlo de référence de systèmes radar et lidar.

MS : Multiple Scattering.

PRF : Pulse Repetition Frequency.

VRM : Variance Reduction Methodes.

τ : Épaisseur optique.

λ : Longueur d'onde.

FOV : Champ de vue (Field Of View).

θ_{FOV} : Demi-angle d'ouverture du récepteur lidar/radar.

ρ : Demi-angle d'ouverture de l'émetteur lidar/radar.

$P(z)$: Puissance à la distance z.

$P(\theta)$: Fonction de phase pour un angle de diffusion θ.

β : Coefficient de rétrodiffusion.

$\hat{\beta}$: Coefficient de rétrodiffusion apparent.

α : Coefficient d'extinction.

ω_0 : Albédo de diffusion simple.

Ω : Angle solide.

W : Poids du photon.

$Xlid, Ylid, Zlid$: Cordonnées spatiales du système lidar/radar.

I, Q, U, V : Eléments du vecteur de Stokes.

δ : Rapport de dépolarisation.

Z : Réflectivité du système radar.

K : Facteur diélectrique.

f_0 : Fréquence initiale.

Δf : Décalage de fréquence.

$\vec{k}$: Direction du photon.

v_{Dop} : Vitesse Doppler (radiale).

Introduction

Les nuages recouvrent environ les deux tiers de la surface terrestre (Rossow and Schiffer, 1999 ; GIEC, 2013), et jouent un rôle fondamental dans le bilan énergétique du système climatique Terre-Atmosphère (Ramanathan et al., 1989 ; Liou, 2002 ; Randall et al., 2007). Les nuages bas et de forte épaisseur optique (stratocumulus) réfléchissent le rayonnement solaire entraînant une diminution de la température du sol : c'est l'effet parasol. Les nuages hauts de faible épaisseur optique, relativement transparents au rayonnement solaire, comme les nuages glacés de type cirrus, piègent une partie du rayonnement infrarouge terrestre dont une partie est réémise vers le sol. Cela contribue à l'augmentation de la température de la surface de la Terre. On parle alors d'effet de serre (Boucher et al., 2013). L'effet radiatif des nuages dans le domaine visible est d'environ -50 Wm^{-2} (Harrison et al., 1990; Hartmann et al., 1992 ; Ramanathan et al., 2006). L'effet radiatif dans le domaine des longueurs d'onde liées au thermique est d'environ +30 Wm^{-2} (Ramanathan et al., 2006). Les résultats de ERBE (Earth Radiation Budget Experiment, NASA) et de CERES (the Clouds and Earth's Radiant Energy System) indiquent que l'effet radiatif net des nuages est négatif et est environ compris entre -13 et -21 Wm^{-2} (Harrison et al., 1990 ; Cess et al., 1996, rapport du GIEC, 2013).

Le dernier rapport du GIEC (chapitre 7, 2013) mentionne que les nuages et les aérosols représentent toujours la plus grande source d'incertitude dans les simulations des projections climatiques. L'étude de la sensibilité du climat montre que les nuages sont l'un des principaux facteurs d'incertitudes (Ramanathan et al., 1989; Randall et al., 2003, 2007 ; Bony et al., 2006 ; Dufresne and Bony, 2008). Cette incertitude est provoquée par la mauvaise prise en compte de l'impact radiatif des constituants atmosphériques et en particulier des nuages. Cela est dû à la complexité de leur structure spatiale et des processus qui s'y opèrent (cycle de vie, conditions de formation et de dissipation) (Bony et al., 2006). Les propriétés radiatives des nuages (flux, luminance, taux de réchauffement) sont liées à leurs propriétés microphysiques et optiques (épaisseur optique, rayon effectif, phase liquide ou solide, forme des cristaux) et aussi à leurs propriétés macrophysiques comme la structure géométrique (bosse, couverture fractionnaire) et la distribution spatiale (altitude, chevauchement) des nuages (Cess et al., 1990; Houghton et al., 2001; Zhao et al., 2016). Par exemple le chevauchement entre les couches de nuage est un problème à la fois pour la détection par satellite (ou au sol) et pour le calcul des propriétés radiatives des nuages.

La compréhension et la détermination de la rétroaction des nuages nécessitent une quantification précise des propriétés optiques et microphysiques des particules nuageuses (Bony et al., 2006) à l'échelle globale. Pour cette fin la communauté scientifique a développé plusieurs méthodes d'observation au sol (ou par bateau), aéroportées et spatiales. Les mesures réalisées dans les nuages sont dites (« in situ »), on parle de la télédétection si les mesures sont réalisées à distance. La télédétection peut être passive ou active. On détaille ci-dessous le principe général de ces mesures:

- Les mesures "in situ" (plateforme aéroportée (PMA)) : elles fournissent des informations sur les propriétés optiques et microphysiques des nuages à petite échelle (jusqu'à quelques mètres) (Gayet et al., 2002). Les mesures "in situ" permettent d'effectuer des mesures directement dans les nuages. Ces instruments peuvent être déployés au sol dans des plateformes de mesure dédiées (Baumgardner et al., 2011, Kamphus et al., 2010) ou embarqués dans des avions de recherche (Brenguier et al., 2013). Les mesures réalisées par les capteurs "in situ" permettent de créer des bases de données de propriétés microphysiques des nuages contenant des informations sur la forme et la taille des hydrométéores, et aussi sur le contenu en glace des nuages (Gayet et al., 2012).
- La télédétection passive (imageur, radiomètre) : les dispositifs de télédétection mesurent l'énergie naturellement disponible où le soleil constitue la principale source d'énergie. Les instruments de télédétection passive recueillent le rayonnement thermique émis et le rayonnement solaire réfléchi ou diffusé par la Terre et l'atmosphère. La télédétection passive donne une information sur la structure horizontale des nuages, mais apporte difficilement des informations sur la distribution verticale des couches nuageuses, car ils ne fournissent, en général, que des informations sur la couche nuageuse la plus élevée (Haeffelin et al., 2005 ; Chepfer et al., 2010).
- La télédétection active (lidar, radar) : les ondes électromagnétiques mises en jeu dans le processus sont émises par un émetteur, puis recueillies par un capteur après interaction avec la cible observée. Les instruments de la télédétection active peuvent être déployés au sol, ou embarqués sur plateforme satellite, ou avions.

Dans ce travail de thèse, on s'intéresse aux mesures obtenues par télédétection active grâce à des systèmes embarqués sur plateformes satellite. Les données obtenues décrivent de façon continue, à l'échelle globale, des profils verticaux de propriétés des scènes nuageuses (voir

figure (1)). Ces données proviennent de l'actuelle mission spatiale A-train (L'Ecuyer and Jiang, 2010) qui embarque le lidar CALIOP/CALIPSO (Winker et al., 2003, 2007, 2010) et le radar CRP/CloudSat (Stephens et al., 2002, 2008). On s'intéressera aussi aux mesures du futur système radar spatial Doppler de la mission EarthCARE (Bezy et al., 2005 ; Illingworth et al., 2015), dont le lancement du satellite du même nom est prévu en 2018. Cette mission embarquera le premier radar spatial Doppler CPR Doppler (Nakatsuka et al., 2008) et le premier lidar spatial à haute résolution spectrale ATLID (ATmospheric LIDar/ EarthCARE) (Le Hors et al., 2004).

Le principe de fonctionnement du lidar et du radar est le même. Un émetteur émet un rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement va interagir avec les composants de l'atmosphère, une partie de ce rayonnement est diffusée et renvoyée (rétrodiffusé) dans la direction de l'instrument. Il sera collecté par un récepteur et traité par une chaîne de traitement numérique. Le temps mis par l'onde pour effectuer son aller-retour indique la distance cible-détecteur, la modification de l'onde retour (intensité, polarisation) renseigne sur la taille, la nature et la vitesse (par effet Doppler) de la cible. La différence entre les deux instruments est le domaine spectral des ondes électromagnétiques employées. Alors que le radar fonctionne dans le domaine des micro-ondes, le lidar utilise de la lumière (spectre ultraviolet, visible, ou infrarouge). Ces deux instruments ne sont pas sensibles aux mêmes propriétés des nuages, comme cela peut être observé sur la figure (1). Le lidar sera plutôt sensible à la concentration des particules alors que le radar sera plutôt sensible à leur taille (Donovan and Lammeren, 2001).

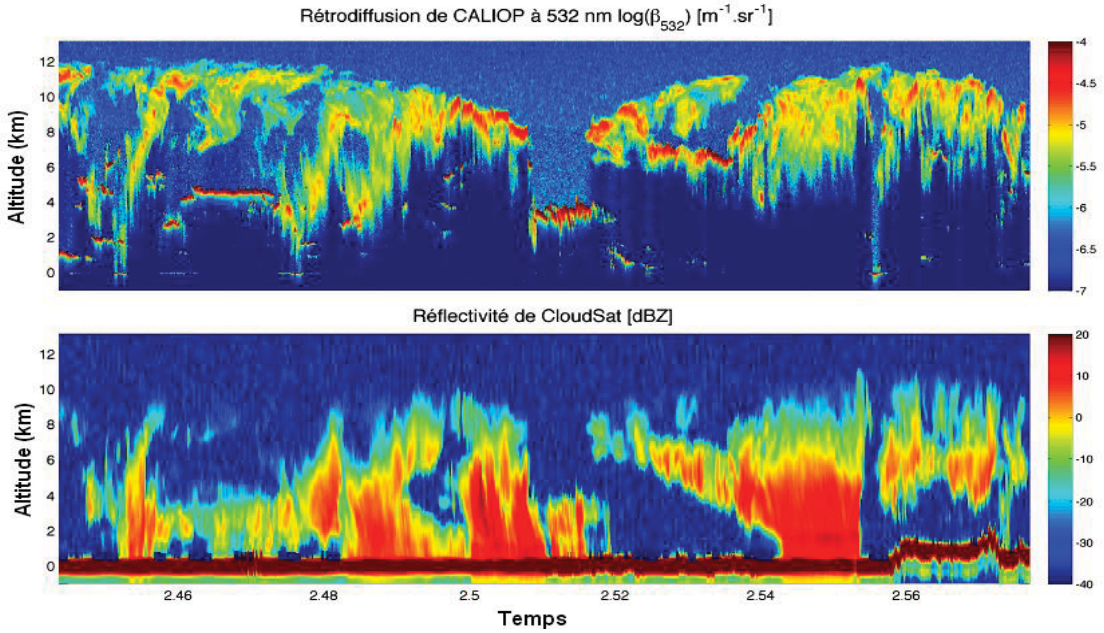


Figure (1) Profil vertical du nuage en fonction du temps pour la mesure de CALIOP (en haut) et la mesure de CloudSat (en bas) (thèse de Marie Ceccaldi, 2015)

La figure (1) montre que, entre 2h46 et 2h48, le lidar a détecté des nuages optiquement fins de type cirrus vers 10 km d'altitude. Ces nuages sont transparents pour le radar, alors que le radar a détecté la pluie sous 4 km d'altitude. Plusieurs études ont montré que la combinaison de ces deux instruments permet d'obtenir une description assez pertinente du nuage (Protat et al., 2006 ; Donovan et al., 2001 ; Delanoë et Hogan., 2010).

L'interprétation des données des systèmes lidars/radars spatiaux actuels et futurs est difficile. Le signal rétrodiffusé lidar et radar dépend de la nature de l'interaction entre le rayonnement et l'atmosphère nuageuse (diffusion Rayleigh, de Mie, diffusion par les cristaux de glace) et aussi de la dynamique atmosphérique pour les lidars à haute résolution spectrale (HRSL) et radars Doppler. Il dépend aussi des caractéristiques techniques de ces systèmes comme le champ de vue (angle d'ouverture du télescope/antenne réceptrice), de la direction et de l'angle d'ouverture de la divergence du laser/antenne émettrice, de la fréquence de répétition de l'impulsion de la puissance envoyée (PRF ou Pulse Repetition Frequency). La compréhension des observations des systèmes lidar/radar et leur interprétation nécessitent le développement de codes numériques simulant les signaux lidar/radar. Avec l'évolution de la performance des ordinateurs, on peut développer des codes informatiques performants, qui prennent en compte la polarisation, l'effet Doppler, la haute résolution spectrale, la diffusion multiple, la structure tridimensionnelle (3D) des nuages (ou l'hétérogénéité des nuages).

L'équation du lidar/radar donne l'expression de la distribution verticale de la puissance rétrodiffusée sous l'approximation de la diffusion simple. Mais il est souvent nécessaire de considérer la diffusion multiple qui se manifeste comme une plus grande intensité du signal et une altération de la polarisation (Bissonette et al., 2005; Hogan, 2007). Hogan et al. (2006) ont montré que, si l'on néglige les effets de diffusion multiple dans les algorithmes de restitution des propriétés des nuages glacés basés sur la combinaison de données radar-lidar spatiaux, l'épaisseur optique obtenue était sous-estimée d'environ 40%.

Un autre problème est l'hétérogénéité spatiale tridimensionnelle (3D) des différentes propriétés des nuages et ses effets sur les observables lidar et radar. Les nuages montrent des variabilités 3D complexes dans leurs propriétés géométriques horizontales et verticales, optiques et microphysiques à différentes échelles spatiales. Pour des raisons pratiques et de temps de calculs, l'interprétation des données lidar et radar est basée sur le modèle du nuage plan-parallèle, ou PPH (qui est d'ailleurs le modèle de nuage en vigueur dans la plupart des modèles climatiques) : les nuages sont supposés contenus entre deux plans parallèles et les propriétés

optiques sont constantes entre ces deux plans. Cette hypothèse est loin d'être réaliste et peut biaiser les valeurs des paramètres nuageux habituellement restitués (Marshak and Davis, 2005).

Les systèmes lidar/radar spatiales sont des outils de prédilection afin de déduire les propriétés verticales des nuages. Dans le même temps, les effets des hétérogénéités 3D des nuages sur les observations lidar/radar (le coefficient de rétrodiffusion, le rapport de dépolarisation, la réflectivité, la vitesse Doppler, etc ...) doivent être pris en compte dans les calculs de transfert radiatif direct (simulation d'observations lidar/radar), ainsi que dans les problèmes inverses (restitutions des paramètres de nuages à partir d'observations lidar/radar).

Les contributions scientifiques qui traitent des systèmes lidar/radar et des nuages inhomogènes sont peu nombreuses. Albers et al. (1999) avertissent que l'hétérogénéité horizontale des nuages peut apporter des difficultés dans l'interprétation de la rétrodiffusion lidar et radar. Quelques travaux se sont focalisés sur l'étude des effets des hétérogénéités spatiales des nuages sur la mesure de grandeurs hydrologiques restituées par radar depuis l'espace. Certaines études ont mis en évidence le biais sur le taux de pluie restitué par les radars pluie quand le taux de pluie n'est pas uniforme dans le champ de vue du radar : on parle de biais NUBF (Non Uniform Beam Filling). Nakamura (1991) montre que le taux de pluie peut être surestimé ou sous-estimé, le biais NUBF étant fonction de la méthode utilisée dans l'algorithme. Amayenc et al. (1993), Testud et al. (1996) confirment, à l'aide de simulateur radar 3D et de champ de pluie 3D, que le biais NUBF peut être important.
Quelques études (Tanelli et al., 2002) ont mis en évidence que le NUBF aura un impact sur l'estimation de la réflectivité et la vitesse Doppler mesurées par le radar CPR/EarthCARE. Cet effet peut être corrigé, dans une certaine mesure, en prenant en compte le gradient horizontal de la réflectivité le long de la trace (Tanelli et al., 2002 ; Schutgens, 2007). Par contre, il n'existe aucun travail publié sur la quantification des effets radiatifs 3D des nuages sur le coefficient de rétrodiffusion et le rapport de dépolarisation mesurés par le lidar CALIOP/CALIPSO.

Le travail de cette thèse a consisté en partie, à développer un simulateur de référence de systèmes lidar/radar embarqués sur plateforme satellite. Il prend en compte la polarisation, l'effet Doppler, la diffusion multiple, l'hétérogénéité 3D des nuages. Il s'agit de McRALI (simulateur 3D Monte Carlo de système radar et lidar). Les codes de référence de systèmes lidar/radar publiés sont :

- ECSIM (Donovan et al., 2008) : simulateur lidar à haute résolution spectrale, basé sur la méthode Monte Carlo. Il prend en compte la diffusion multiple, la polarisation et l'aspect tridimensionnel de l'atmosphère.
- DOMUS (Battaglia and Tanelli, 2011) : simulateur radar, basé sur la méthode Monte Carlo. Il prend en compte la diffusion multiple, l'effet Doppler, l'orientation des hydrométéores et l'aspect tridimensionnel de l'atmosphère. Il n'est cependant pas disponible pour la communauté scientifique.
- Le code de Hogan : simulateur lidar/radar. Il est basé sur une approche semi-analytique. Il est rapide, prend en compte la diffusion multiple, mais il ne calcule pas la dépolarisation. Il ne prend pas en compte l'aspect tridimensionnel de l'atmosphère (code 1D, prise en compte de la variation verticale des propriétés optiques des nuages uniquement). Il est mis à jour régulièrement, la première version est (multiscatter-0.9.3, 2005). La version que j'ai utilisée dans ma thèse (multiscatter-1.2.10, 2012), elle est téléchargeable à l'adresse suivante : *http://www.met.rdg.ac.uk/clouds/ multiscatter*.
- L'approche analytique de Chaikovskaya (2008) : elle est basée sur un modèle semi-analytique. Elle prend en compte la diffusion multiple et ne calcule que les profils de dépolarisations lidar 1D.

Dans mon travail de thèse j'ai développé et validé le simulateur de systèmes lidar/radar embarqués sur plateforme satellite (McRALI), basé sur la méthode de Monte Carlo 3DMCPOL (Cornet et al., 2010) qui simule la luminance au sommet de l'atmosphère mesurée par des capteurs passifs. McRALI simule les mesures des systèmes lidar/radar, la vitesse Doppler et l'élargissement Doppler à partir du spectre de la puissance et le rapport de dépolarisation. Un des avantages de McRALI est qu'il simule à la fois des observables lidar et radar avec le même algorithme de base. De plus, il est portable (code Fortran90) et a été développé pour être simple d'utilisation et facilement modifiable.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit les différentes notions élémentaires utilisées pour le transfert radiatif.

Le chapitre 2 introduit tout d'abord le principe général d'un système lidar. Je présente ensuite les modifications apportées au code 3DMCPOL (Cornet et al., 2010) afin que McRALI puisse calculer la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance mesurée par un système lidar. Puis j'explique comment j'ai configuré McRALI pour simuler le système lidar CALIOP/CALIPSO de la mission A-train et en particulier le profil vertical du coefficient de rétrodiffusion et de

dépolarisation d'une atmosphère nuageuse. Enfin, je présente des comparaisons entre ces profils verticaux simulés avec McRALI et avec des codes de références pour différentes configurations atmosphériques homogènes horizontalement.

Le chapitre 3 introduit tout d'abord le principe général d'un système radar. Ensuite, dans une première partie, je présente les modifications apportées à McRALI pour simuler la réflectivité du système radar CPR/CloudSat de la mission A-train et dans une deuxième partie le spectre de puissance du système du radar CPR Doppler de la future mission EarthCARE. Pour ces deux configurations de systèmes radar, je présente des comparaisons entre les profils verticaux de différentes observables simulées avec McRALI et avec des codes de références pour différentes configurations atmosphériques homogènes horizontalement.

Le chapitre 4 du manuscrit concerne l'étude des effets des hétérogénéités spatiales 3D des nuages sur les observables de systèmes lidar et radar. Dans une première partie, je présente quelques résultats préliminaires sur les effets des hétérogénéités 3D des nuages sur les mesures de la vitesse Doppler du radar CPR Doppler/EarthCARE. Dans cette étude, les structures des nuages hétérogènes sont plutôt académiques (nuage « escalier »). Dans une seconde partie, je présente une étude détaillée sur les effets des hétérogénéités 3D des nuages sur les observables du lidar CALIOP/CALIPSO pour différentes échelles spatiales (333 m, 1 km et 5 km, i.e. résolution spatiale des données CALIOP). Pour cette étude, les structures nuageuses de type cirrus, cumulus, stratocumulus sans bosse et stratocumulus avec des bosses sont fournies par le générateur stochastique de nuages 3DCLOUD (Szczap et al., 2014).

Les conclusions et perspectives de ce travail de thèse sont présentées à la fin de ce mémoire.

L'annexe A présente les méthodes de réduction de variance (VRM) utilisées dans McRALI et leurs avantages.

1. Chapitre : Notions élémentaires pour le transfert radiatif

1.1. La diffusion

La diffusion est le phénomène par lequel un rayonnement est dévié dans de multiples directions par une interaction avec d'autres objets. La polarisation du rayonnement incident est en général modifiée à la suite de la diffusion. La diffusion peut être isotrope, c'est-à-dire répartie uniformément dans toutes les directions de l'espace, ou anisotrope, la répartition directionnelle étant alors spécifique au milieu traversé. En particulier, la fraction de l'onde incidente qui est retournée dans la direction d'où elle a été émise est appelée rétrodiffusion.

On parle de **diffusion simple** si le rayonnement incident n'est diffusé qu'une seule fois et de **diffusion multiple** lorsque le rayonnement est diffusé plus d'une fois.

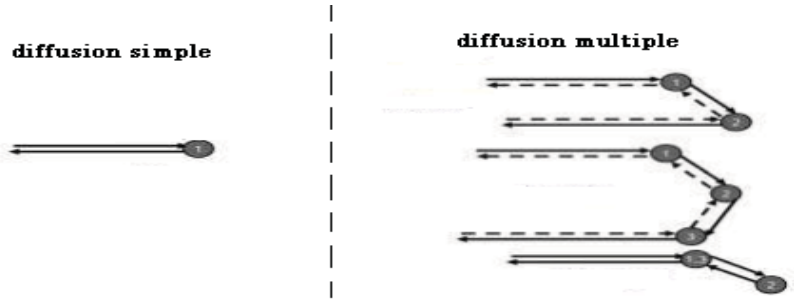


Figure (1.1) Illustration de la diffusion simple et de la diffusion multiple

1.2. La fonction de phase

L'indicatrice de diffusion ou fonction de phase est un paramètre important pour le calcul du transfert radiatif et la télédétection. La fonction de phase définit la répartition angulaire du rayonnement diffusé. C'est en quelque sorte la probabilité pour un rayon incident d'être diffusé dans une direction donnée.

On définit alors la fonction de phase de diffusion $P(\theta)$ comme la densité de probabilité angulaire pour qu'un photon incident de la direction θ' soit diffusé dans la direction θ'', où $\theta = \theta' + \theta''$. La probabilité pour l'ensemble des directions (4π stéradians) étant égale à l'unité.

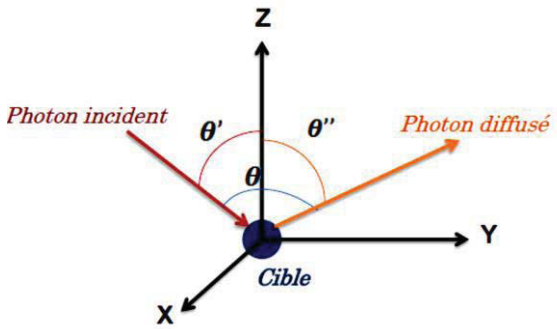


Figure (1.2) schéma de la diffusion d'un photon sur une cible

Comme présenté sur la figure (1.3), la fonction de phase dépend la longueur d'onde et la taille de particule. Le régime de diffusion Rayleigh concerne la diffusion de la lumière par des particules petites devant la longueur d'onde (rayon $r \ll \lambda$), quelque soit le type d'aérosol (sphérique ou non) : molécules isolées de gaz, etc. Quand la taille des particules devient plus grande telle que ($\lambda/10 < r < 10\lambda$), la distribution angulaire de l'intensité de diffusion devient plus complexe avec plus d'énergie diffusée en avant. Ce type de diffusion est décrit par la théorie de la diffusion de Mie. Quand la taille des particules est très grande par rapport à la longueur d'onde ($r > 10\lambda$) la diffusion de la lumière est dite non sélective ou géométrique. Ce type de diffusion ne dépend pas de la longueur d'onde incidente.

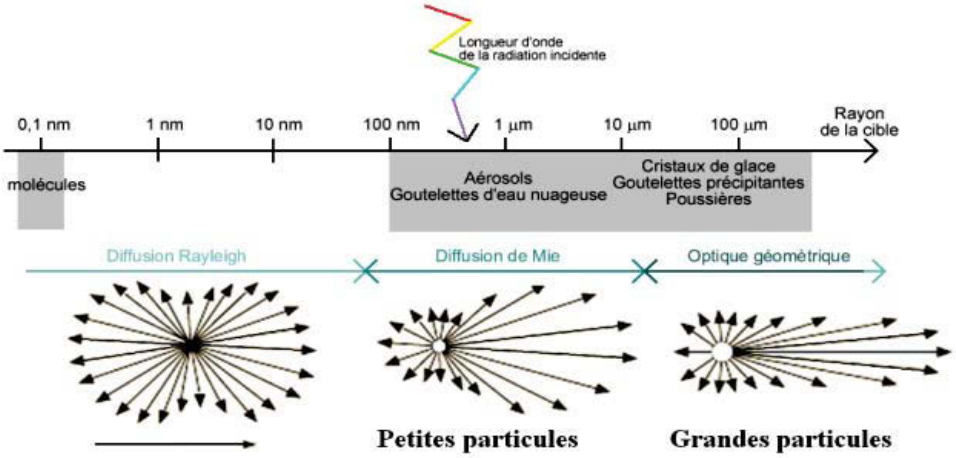


Figure (1.3) Les différents processus de diffusion. La lumière incidente est supposée aller de gauche à droite. Plus la flèche est longue, plus la diffusion sera importante dans cette direction. À gauche, le régime de Rayleigh avec une diffusion relativement isotrope. Au centre, la diffusion de Mie, qui diffuse fortement vers l'avant. À droite, la diffusion de Mie pour des particules encore plus grandes.

La figure (1.3) montre que, pour les petites et grandes particules, la diffusion est beaucoup plus probable vers l'avant, ce qui donne une fonction de phase est très « piquée » vers l'avant.

1.2.1. Fonction de phase de Rayleigh

Dans le cas où l'onde incidente est non polarisée, on montre, avec la théorie de Rayleigh, que pour des particules sphériques et/ou orientées aléatoirement dans l'espace, que la fonction de phase est indépendante de la longueur d'onde et ne dépend que de l'angle de diffusion θ et vaut approximativement :

$$P(\cos(\theta)) = \frac{3}{4}\left(1 + cos^2(\theta)\right) \qquad (1.1)$$

1.2.2. Fonction de phase de Mie

La théorie de Mie consiste en la résolution exacte de la diffusion d'une onde plane électromagnétique par une particule sphérique, homogène et optiquement isotrope. La théorie de Mie est quant à elle valable pour toutes les valeurs du diamètre des particules r, mais uniquement pour des particules sphériques (gouttes liquides par exemple). Elle tend vers le cas de la diffusion de Rayleigh lorsque $r \ll \lambda$. La théorie de Mie est un outil pratique dans de nombreuses situations où les particules diffusantes sont, en première approximation sphériques.

1.2.3. Fonction de phase de Henyey-Greenstein

Un modèle très utilisé est celui de la fonction de phase de Henyey-Greenstein. Cette fonction de phase ne dépend que des deux paramètres cos θ et g :

$$P(\theta) = \frac{1 - g^2}{\sqrt{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^3}} \qquad (1.2)$$

g est le paramètre d'asymétrie et θ est l'angle de diffusion.

1.3. Le paramètre d'asymétrie

Le paramètre d'asymétrie entre la diffusion avant et arrière est l'intégration de la fonction de phase sur l'angle zénithal θ. Cette quantité est couramment utilisée pour estimer la fraction rétrodiffusée :

$$g\,(\lambda) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} P(\mu)\,\mu\,d\mu \;\; ; \; \mu = \cos(\theta) \qquad (1.3)$$

où $P(\mu)$ est la fonction de phase.

- $g\,(\lambda) = 1$: particule diffusant uniquement vers l'avant.
- $g\,(\lambda) = -1$: toute l'énergie est diffusée vers l'arrière, c'est-à-dire rétrodiffusée.
- $g\,(\lambda) = 0$: la diffusion est isotrope, aucune direction n'est privilégiée, c'est le cas de la diffusion de Rayleigh.

1.4. Le coefficient d'extinction

Le coefficient d'extinction (en m^{-1}) d'une population de particules dépend de la capacité de chacune d'elles à absorber et/ou à diffuser le rayonnement. C'est la somme des coefficients

d'absorption $\alpha_a$et de diffusion α_d à la même distance z de l'émetteur et pour une même longueur d'onde : $\alpha_e(z) = \alpha_d(z) + \alpha_a(z)$.

Dans l'atmosphère, on a des molécules d'air et des particules, $\alpha(z)$ peut être écrit comme

$$\alpha = \alpha_{mol} + \alpha_{par} \qquad (1.4)$$

où α_{mol} représente les coefficients moléculaires et α_{par} représente les coefficients particulaires.

1.5. L'épaisseur optique

L'épaisseur optique (grandeur sans unité) d'une couche atmosphérique entre les altitudes z_1 et z_2 est définie par :

$$\tau(z) = \int_{z_1}^{z_2} \alpha\,(z)dz \qquad (1.5)$$

Si I_0 est l'intensité d'une lumière émise par une source traversant un milieu et I_z est l'intensité de ce rayonnement à une profondeur donnée z, l'épaisseur optique τ mesure la partie de l'énergie perdue par l'absorption et la diffusion selon la formule

$$\frac{I_z}{I_0} = e^{-\tau(z)} \quad \Rightarrow \quad \tau(z) = -ln\left(\frac{I_z}{I_0}\right) \qquad (1.6)$$

Plus l'épaisseur optique est grande, moins la lumière traverse le matériel. Elle caractérise donc en quelque sorte la transparence de l'atmosphère.

1.6. L'albédo de simple diffusion

Quand un rayonnement est diffusé et absorbé, on définit l'albédo de simple diffusion ω_0 comme la proportion du rayonnement qui est diffusée. L'albédo de simple diffusion est le rapport de la diffusion et de l'extinction

$$\omega_0 = \frac{\alpha_d}{\alpha_e} \qquad (1.7)$$

Si $\omega_0 = 1$, toute l'énergie est diffusée, il n'y a pas d'absorption. En revanche si $\omega_0 = 0$, toute l'énergie est absorbée, il n'y a plus de diffusion. En général, ω_0 dépend de la longueur d'onde : $\omega_0(\lambda)$.

1.7. La polarisation

La polarisation du signal diffusé fournit des informations sur la microphysique des particules.

Pour décrire la polarisation d'une onde électromagnétique, on utilise les quatre paramètres de Stokes, qui définissent le vecteur de Stokes. Les paramètres de Stokes décrivent la puissance totale transportée par l'onde et la répartition de cette puissance parmi les composantes de l'onde polarisées linéairement et circulairement. Le vecteur de Stokes s'écrit sous la forme

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \qquad (1.8)$$

où I, Q, U, V (S_0, S_1, S_2, S_3) sont les éléments de vecteur de Stokes.
Le premier paramètre de Stokes, I, représente la puissance totale transportée par l'onde, c'est à dire la puissance transportée par les composantes polarisées et non polarisées.
Le second paramètre de Stokes, Q, est définit comme la différence de puissance entre deux polarisations linéaires, c'est à dire que Q est la différence de puissance entre les polarisations verticale et horizontale.
U est la différence de puissance entre les polarisations linéaires orientées à +45° et -45° de la polarisation verticale. Q et U contiennent tous les informations de la polarisation linéaire.
V est la différence de puissance entre les polarisations circulaires gauche et droite.

On peut distinguer trois cas :
Si $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$: lumière complètement polarisée.
Si $S_1 = S_2 = S_3 = 0$: lumière non polarisée.
Si $S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$: lumière partiellement polarisée.

Le rapport de dépolarisation δ est une mesure extrêmement utile car elle permet de distinguer éventuellement la phase d'un nuage (Hu et al., 2001, Noël et al., 2002) et est défini par :

$$\delta = \frac{I_\perp}{I_\parallel} = \frac{I - Q}{I + Q} \qquad (1.9)$$

où $I_\parallel$ et $I_\perp$ est l'énergie détectée dans les plans respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'émission et I, Q sont les éléments de vecteur de Stokes.
Pour les particules sphériques, comme des gouttelettes d'eau, le rapport de dépolarisation $\delta =$ 0 pour un angle de diffusion de 180° (Hu et al., 2001). La matrice de phase (Hu et al., 2001) est donnée par :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{21} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & P_{43} & P_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (1.10)$$

où P_{ij} sont des éléments de la matrice de phase. Pour les particules sphériques, les éléments $P_{11} = P_{22}$ et $P_{12}(180°) = P_{21}(180°) = 0$ (You et al., 2006). Pour des angles de diffusion autres que 180° et 0°, P_{12} et P_{21} ne sont pas nuls.

La mesure dans laquelle la lumière dépolarise dépend de la forme des particules, la taille et l'orientation. Les particules non sphériques telles que les cristaux de glace ont tendance à dépolariser, même en régime de diffusion simple. Les gouttelettes d'eau composant un nuage d'eau liquide, par leur forme sphérique, produisent un rapport de dépolarisation nul ($\delta = 0$).

2. *Chapitre 2 : McRALI, un simulateur de système lidar*

2.1.Introduction

Le lidar est un instrument qui utilise un laser pour sonder à distance les milieux étendus peu denses comme l'atmosphère terrestre. Le mot lidar est un acronyme de l'anglais « light detection and ranging » ou « laser detection and ranging ». Le lidar a pris de l'importance en recherche et dans l'industrie depuis les années 1980. Il est utilisé dans des domaines variés :

- atmosphère, qualité de l'air et pollution, mais aussi climat et météorologie ;
- topographie de surfaces terrestres et de zones urbanisées ;
- couverts végétaux, canopées ;
- géologie ;
- zones inondées, bathymétrie ;
- pollution marine.

A la différence du radar qui emploie des ondes radio ou du sonar qui utilise des ondes sonores, le lidar utilise des ondes électromagnétiques optiques, de l'ultraviolet ($\lambda = 0{,}26$ µm) à l'infrarouge ($\lambda = 10$ µm).

2.1.1. Le principe de mesure lidar

Le principe de la mesure lidar atmosphérique est illustré sur la figure (2.1). L'instrument lidar est constitué d'un laser émetteur et d'un télescope récepteur situés généralement au même endroit. La direction d'émission laser et l'axe du télescope sont parallèles et souvent confondus.

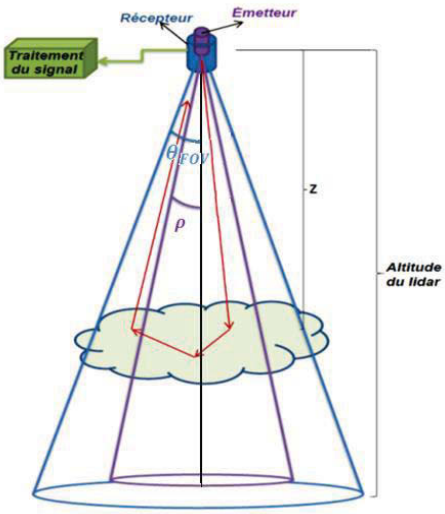


Figure (2.1) Principe du lidar spatial, ρ est le demi-angle d'ouverture du l'émetteur, θ_{FOV} est le demi-angle d'ouverture du récepteur, z la distance entre le lidar et la cible (nuage). La ligne rouge représente la propagation d'un photon dans l'atmosphère.

Le système lidar émet généralement une brève impulsion de lumière généralement monochromatique, qui se propage dans l'atmosphère. Le rayonnement émis va interagir avec les particules et les molécules de l'atmosphère, le long de la ligne de visée. Une partie de l'intensité diffusée est renvoyée dans la direction opposée à l'impulsion laser initiale : on dit qu'elle est rétrodiffusée. Ce signal rétrodiffusé s'étale dans le temps, proportionnellement à la distance des différentes couches traversées. Il est collecté à travers l'optique d'un télescope, et des systèmes de numérisation du signal après détection pour quantifier le signal reçu.
Le retard dans l'impulsion reçue nous renseigne quant à la position des composants atmosphériques, et l'intensité de l'impulsion nous renseigne quant à la densité des composants atmosphériques. La polarisation de la lumière nous renseigne quant à la forme des hydrométéores (Hu et al., 2009).

2.1.2. Equation lidar

L'équation du signal lidar peut s'écrire (Weitkamp, 2005)

$$P(z) = K\, G(z)\, \beta(z)\, T(z) \qquad (2.1)$$

où $P(z)$ est la puissance reçue d'une distance z, K résume les performances du système lidar, et $G\ (z)$ décrit la géométrie de la mesure. Ces deux facteurs sont complètement déterminés par la configuration du lidar et peuvent ainsi être contrôlées par l'expérimentateur. Les informations sur l'atmosphère, et donc toutes les quantités mesurables sont contenues dans les deux derniers facteurs de l'équation (2.1). Le terme $\beta(z)$ en $\{\mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\}$, est le coefficient de rétrodiffusion à la distance z. Il représente la capacité de l'atmosphère à rétrodiffuser la lumière. $T(z)$ est le terme de transmission et décrit la quantité d'énergie perdue le long du chemin des photons. Les deux facteurs $\beta(z)$ et $T(z)$ seront les sujets d'investigation et en principe inconnus.
Nous pouvons écrire le facteur K comme

$$K = P_0\, \frac{c\, t}{2}\, A\, \eta \qquad (2.2)$$

où P_0 est la puissance moyenne d'une seule impulsion laser (l'énergie initiale du faisceau (J)), t est la durée d'impulsion (s). Le facteur 1/2 apparaît en raison du chemin aller-retour du photon. A est la surface du récepteur responsable de la collecte de la lumière rétrodiffusée, et η est le rendement global du système lidar.
Le facteur géométrique $G(z)$ est donné par

$$G(z) = \frac{Y(z)}{z^2} \qquad (2.3)$$

où $Y(z)$ est le facteur total de chevauchement qui décrit le chevauchement entre le faisceau laser et le champ de vue du récepteur ($0 < Y < 1$).
Le terme de transmission $T(z)$ (atténuation) décrit la quantité d'énergie qui se perd par diffusion et absorption le long du chemin. $T(z)$ peut prendre des valeurs entre 0 et 1 et est donnée par :

$$T(z) = \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(z) dz\right) \qquad (2.4)$$

L'intégrale considère le chemin des photons entre la position du système lidar et la position de diffusion à la distance z. La somme de toutes les pertes de transmission est appelée extinction, et $\alpha(z)$ est le coefficient d'extinction.

Résumant la discussion des termes individuels, nous pouvons maintenant écrire l'équation (2.1) sous la forme commune (Dimitar et al., 2012 ; Bissonnette et al., 2005)

$$P(z) = P_0 \frac{c\,t}{2} \frac{A}{z^2} \eta\, Y(z)\ \beta(z)\ \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(z)\, dz\right) \qquad (2.5)$$

Cette équation est l'expression de la distribution verticale de la puissance lidar rétrodiffusée par la diffusion simple d'un milieu homogène, pour un faisceau laser de longueur d'onde donnée.

2.2. Le principe du code McRALI

McRALI est un simulateur de systèmes lidar et radar embarqués sur plateforme satellite. Il simule le profil vertical de la puissance polarisée pour obtenir le profil vertical du coefficient de rétrodiffusion apparent, du rapport de dépolarisation linéaire ou circulaire, de la réflectivité, et de la moyenne et de l'écart type de la vitesse Doppler. Il est basé sur le modèle de transfert radiatif appelé 3DMCPOL (Cornet et al., 2010), basé sur une méthode de Monte Carlo. Il est utilisé pour simuler le rayonnement 3D polarisé dans le visible au sommet de l'atmosphère mesuré par des capteurs passifs. 3DMCPOL utilise la méthode de l'estimation locale (Marchuk, 1980) : à chaque diffusion on calcule la probabilité que le photon contribue à la puissance mesurée par le détecteur.

Ce modèle suit l'approche standard d'un modèle Monte-Carlo vers l'avant « forward model ». Les sorties du modèle sont les éléments du vecteur de Stokes. Le code calcule le vecteur de Stokes $S = (I, Q, U, V)$ qui décrit complètement l'état polarisé de la lumière (Cornet et al., 2010). Mon travail a consisté à modifier ce code pour simuler des systèmes lidar et radar.

Le code « génère » un photon (on parle de photon par abus langage), et il suit ce photon dans l'atmosphère et dans le nuage. En utilisant la méthode de Monte Carlo, la méthode de l'estimation locale, et les méthodes de réduction de la variance, le code calcule le coefficient de rétrodiffusion apparent.

La géométrie du code McRALI est présentée sur la figure suivante :

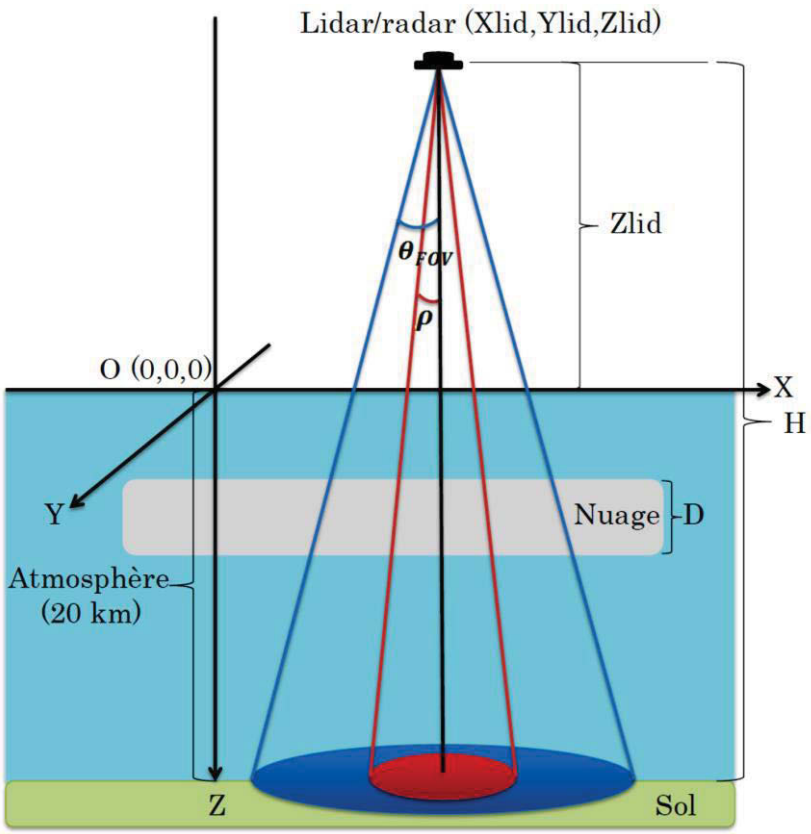


Figure (2.2) Illustration la géométrie du code McRALI, le sommet de l'atmosphère est à 20 km, ρ est la demi-ouverture angulaire du faisceau émis, θ_{FOV} le demi-angle d'ouverture du récepteur, $(Xlid, Ylid, Zlid)$ les coordonnées du lidar, H l'altitude du lidar, D l'épaisseur géométrique du nuage.

La figure (2.2) montre la géométrie du code McRALI, où le sommet de l'atmosphère est à 20 km du sol (l'altitude moyenne du sommet de troposphère), $z = 0$ est au sommet de

l'atmosphère, $z = 20$ km au sol, les coordonnées du lidar $(Xlid, Ylid, Zlid)$, ρ est la demi-ouverture angulaire de la divergence du faisceau, θ_{FOV} le demi-angle d'ouverture du récepteur du lidar/radar, D l'épaisseur du nuage.

2.2.1. La diffusion multiple

La diffusion multiple (MS) du faisceau laser affecte l'interprétation de lidar de signal rétrodiffusé sur les nuages. La diffusion multiple émerge comme un problème non négligeable dans l'application spatiale des lasers et le traitement de la diffusion multiple est nécessaire dans des études plus quantitatives des nuages en utilisant des systèmes lidar. En outre, la représentation adéquate des photons qui diffusent multiplement sur le signal de rétrodiffusion lidar, avec sa dépendance complexe à la fois sur la structure des nuages internes et la géométrie du système lidar, est un problème difficile (Weitkamp, 2005).

L'extinction provoquée par la diffusion multiple est toujours considérée comme perdue par les modèles de diffusion simple. Pourtant une partie du rayonnement multiple (et donc diffusé) peut effectivement être collectée par le récepteur.

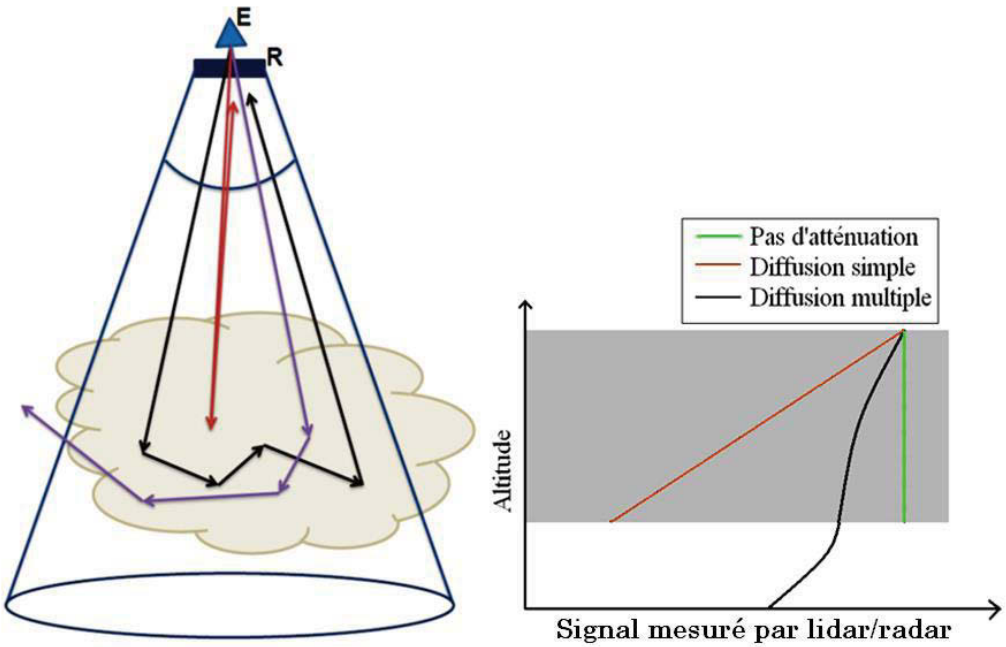


Figure (2.3) A gauche : schéma de diffusion multiple dans la géométrie de lidar. Les flèches rouges présentent l'événement de diffusion simple, les flèches noires et violettes présentent les événements de diffusion multiple, E est l'émetteur et R est le récepteur. A droite : le signal mesuré par le lidar/radar pour la diffusion simple et la diffusion multiple.

La figure (2.3) illustre schématiquement les événements de diffusion qui contribuent au signal rétrodiffusé. Les modèles de diffusion simple ne prennent en compte que les photons diffusés une fois (la flèche rouge sur la figure (2.3)). Toutefois, si le champ de vue est suffisamment large et le libre parcours moyen entre les événements de diffusion suffisamment court, une partie du rayonnement diffusé va rester dans le champ de vue (représenté par les flèches noires), et à nouveau va être diffusé dans le récepteur. Dans la plupart des applications classiques, on prend soin de garder le champ de vue aussi étroit que possible pour réduire au minimum les contributions de la diffusion multiple. L'effet de la diffusion multiple se traduit, en général, par une augmentation du signal mesuré (figure 1.3). Cet aspect est souvent négligé en raison de la grande incertitude sur du rapport lidar ou de rétrodiffusion à l'extinction. Pour des milieux denses les contributions des événements de la diffusion multiple sont un ajout net sur la puissance prédite par les modèles de diffusion simple. La distance totale parcourue par le photon entre l'émetteur et le récepteur en présence de la diffusion multiple est plus grande que la distance entre la position du système lidar et la position de la diffusion. C'est pourquoi si le photon subit des diffusions multiples, la distance apparente calculée peut être suffisamment importante, ce qui fait en sorte que la puissance rétrodiffusée semble provenir de dessous le nuage (Stretching effect).

L'effet de la diffusion multiple augmentera clairement avec le champ de vue et la profondeur de pénétration des photons de plus en plus diffusés. La géométrie de mesure est également un facteur. Pour le même champ de vue et propriétés optiques, la quantité de rayonnement diffusée dans le champ de vue du récepteur augmente évidemment avec la distance entre le lidar et la limite du milieu.

2.2.2. La méthode Monte Carlo

Les méthodes Monte-Carlo désignent une famille de méthodes algorithmiques visant à calculer une valeur numérique approchée en utilisant des procédés aléatoires, c'est-à-dire des techniques probabilistes. Elles sont souvent utilisées dans des problèmes mathématiques et physiques et elles sont particulièrement utiles lorsqu'il est difficile d'utiliser d'autres approches.

La modélisation de la propagation du photon avec des méthodes de Monte Carlo est une approche souple mais rigoureuse pour simuler le transport des photons. Dans le procédé, le transport des photons est exprimé sous forme de distribution de probabilité qui décrit la trajectoire d'un photon et l'angle de diffusion lors d'un événement de diffusion. Les simulations Monte Carlo peuvent être réalisées de façon plus précise en augmentant le nombre des photons lancés. Elle nécessite souvent un temps de calcul important pour atteindre la précision désirée.

La procédure de Monte Carlo peut être utilisée pour modéliser la mesure d'un système lidar/radar. Dans la séquence d'événements (diffusions) qui définissent ces trajectoires réalisées, à chaque événement de diffusion, on calcule les probabilités suivantes (Bissonnette et al., 2002) :

1- La probabilité de la diffusion ou l'absorption :

$$Pro_d = \frac{\alpha_d}{\alpha_e} = \omega_0 \qquad (2.6a)$$

$$Pro_a = 1 - \frac{\alpha_d}{\alpha_e} \qquad (2.6b)$$

où α_d est le coefficient de diffusion, α_e est le coefficient d'extinction et ω_0 et l'albédo de simple diffusion.

2- La probabilité de diffusion de la direction k à la direction k' dans l'angle solide élémentaire dΩ :

$$Pro(k \rightarrow k')d\Omega = P(k \rightarrow k')\, d\Omega \qquad (2.7)$$

où $P(k \rightarrow k')$ est la fonction de phase entre la direction k et la direction k'

3- La probabilité que la longueur parcourue l par le photon à la position r dans la nouvelle direction k$'$

$$Pro(l)dl = \alpha_e(r, l, k') \exp\left[-\int_0^l \alpha_e(r, z, k')dz\right] dl \qquad (2.8)$$

La direction du photon et la longueur du libre parcours sont calculées en assimilant la probabilité cumulée correspondant à un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1.

Un algorithme numérique a été développé sur la base d'un estimateur local (méthode de l'estimation locale (Marchuk, 1980)) et la simulation de Monte Carlo pour calculer les trajectoires de photons pour les signaux lidar diffusés multiplement. La méthode de l'estimation locale consiste à calculer analytiquement à chaque diffusion la probabilité que le photon retourne directement au récepteur sans autre interaction (Hironobu, 2006 ; Prigarin, 2011)

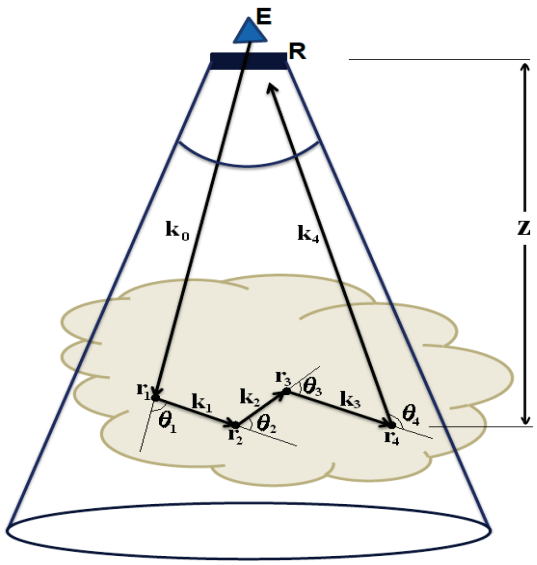


Figure (2.4). Représentation schématique d'une contribution de la diffusion multiple. R: le récepteur, E : l'émetteur, z: la distance à l'événement de rétrodiffusion; θ_n: l'angle de diffusion n, r_n : la position de la diffusion n, k_n : la direction après la diffusion n, n = [1,4].

Pour suivre un photon sur son chemin, on a plusieurs étapes (Prigarin, 2011):

Étape 0. La position initiale d'un photon $r_0 = (x_0, y_0, z_0)$ ou la position du système lidar, son poids $W_0 = 1$, et la direction initiale $k_0 = (u_0, v_0, w_0)$ dans le champ de vue de l'émetteur sont simulés : $\|k_0\|^2 = u_0^2 + v_0^2 + w_0^2$

Etape 1. Le libre parcours des photons de longueur l est simulé en fonction de la densité de probabilité

$$P(l) = \alpha_e(l) \exp[-\tau(l)] \qquad (2.9)$$

Le photon est suivi, cellule par cellule jusqu'à ce qu'il interagisse ou quitte le milieu.

Étape 2. A la diffusion $(n-1)$, on calcule les coordonnées (x_n, y_n, z_n) du prochain point de diffusion (Cornet et al., 2010) $r_n = (x_n, y_n, z_n)$

$x_n = x_{n-1} + u_{n-1}\, l$, $y_n = y_{n-1} + v_{n-1}\, l$, $z_n = z_{n-1} + w_{n-1}\, l$

Etape 3. La diffusion d'un photon est simulée: une nouvelle direction du photon k_n est simulée en fonction de la fonction de phase $P(\emptyset_n)$, où $\emptyset_n$ est l'angle entre les directions du faisceau de lumière avant et après la diffusion n, et le poids de photon est recalculé par la formule $W_n = W_{n-1}\, \omega_0$ (Cornet et al., 2010). Ensuite, on revient à l'étape 1.

Une trajectoire se termine si le photon sort du milieu de diffusion ou si le poids du photon W_n devient négligeable (inférieur à une valeur critique W_{min}). La méthode de l'estimation locale est utilisée pour calculer la contribution de l'événement de diffusion n réduite par l'atténuation du milieu, ou, autrement dit, calcule la probabilité de retour du photon vers le récepteur, de la manière suivante (Murshak et al., 1980 ; Hironobu, 2006 ; Cornet et al., 2010)

$$P_n(z_n) = W_n \; P(\emptyset_{vue,n}) \exp[-\tau(r_n - r_0)] \, f(\theta_{vue,n}) \qquad (2.10)$$

Les valeurs sont calculées pour toutes les trajectoires des photons et à chaque point de diffusion r_n dans le champ de vue du récepteur. Ici $\tau(r_n - r_0)$ est l'épaisseur optique de l'intervalle (r_0, r_n), $\emptyset_{vue,n}$ est l'angle de vue entre la direction k_{n-1} (avant la diffusion au point n) et la direction du photon qui va en direction du détecteur, $f(\theta_{vue,n})$ la fonction qui modélise le récepteur (voir ch. 1 et ch. 2), $\theta_{vue,n}$ est l'angle, par rapport à l'axe du récepteur, sous lequel est vu le détecteur depuis la position de diffusion n.

La somme de toutes les probabilités pour tous les événements de diffusion est utilisée comme signal rétrodiffusé au lieu de la somme des très rares photons qui seraient en fait diffusés dans le récepteur. Cette technique permet de réduire considérablement la variance du signal calculé. Le coefficient de rétrodiffusion apparent est donné par :

$$\hat{\beta}(z) = \sum_{i=1}^{n} \frac{P_i(z)}{\Delta z \, P_0} \qquad (2.11)$$

où Δz est l'intervalle (la résolution) verticale.

Les simulations Monte Carlo de systèmes lidar en diffusion multiple sont encore lentes mais sont devenus accessibles aux ordinateurs personnels avec l'aide de techniques de réduction de la variance (VRM, voir annexe A).

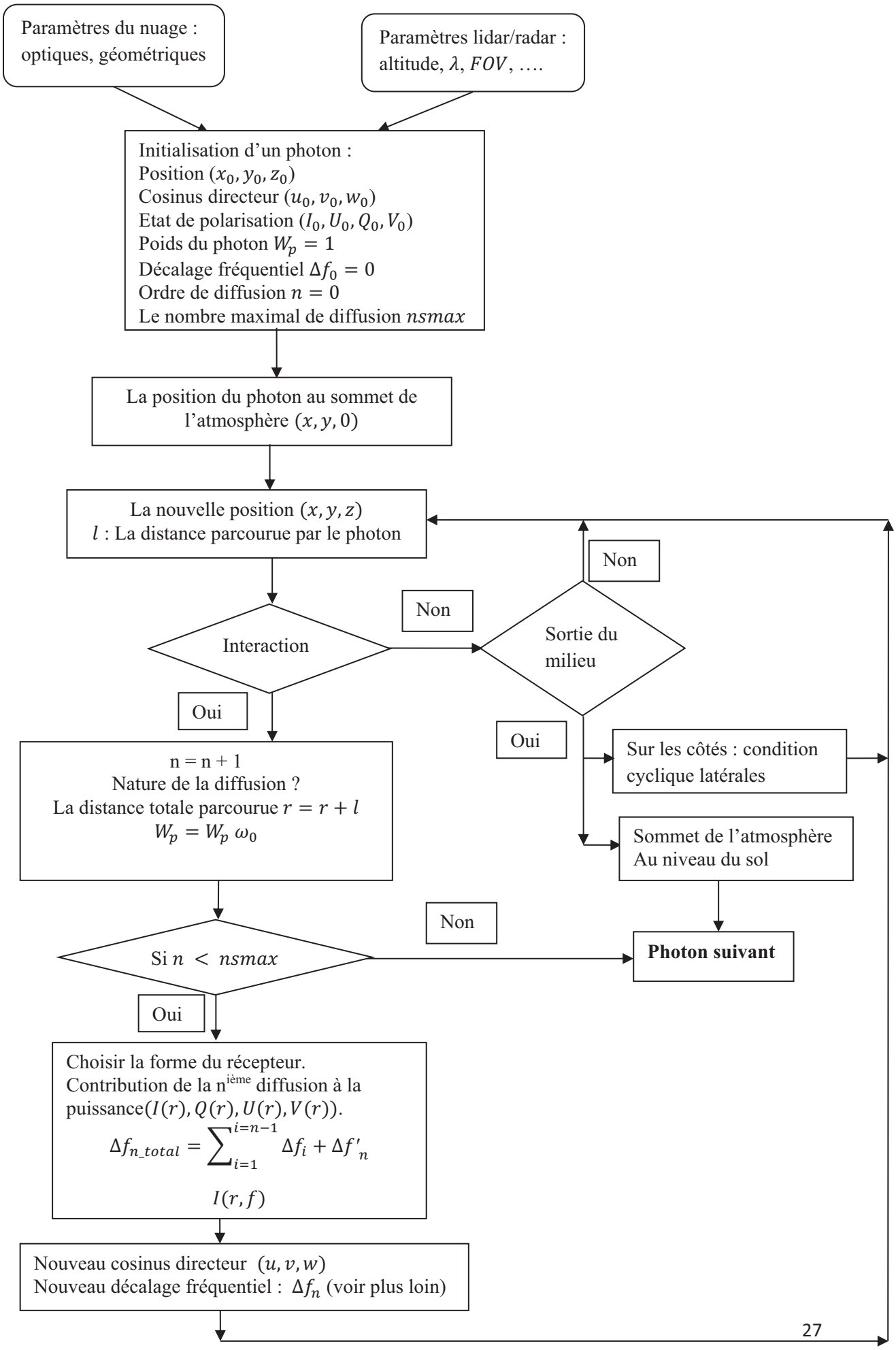


Figure (2.5) Organigramme du simulateur McRALI

2.3.Configuration de McRALI pour le lidar CALIOP/CALIPSO

McRALI est un simulateur 3D de système lidar/radar, basé sur le modèle 3DMCPOL (Cornet et al., 2010) qui simule les luminances polarisées 3D dans le visible au sommet de l'atmosphère. Il utilise l'approche de Monte Carlo, la méthode de l'estimation locale, et les méthodes de réduction de variance VRM de Buras and Mayer (2011) (voir annexe A).

Des modifications majeures ont été apportées dans 3DMCPOL pour obtenir McRALI. Ces modifications sont expliquées dans les paragraphes suivants.

2.3.1. Caractéristiques du lidar CALIOP/CALIPSO

CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) est un lidar à rétrodiffusion, équipé d'un télescope de 1 mètre de diamètre, embarqué sur le satellite CALIPSO (Cloud Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations). CALIPSO fonctionne en tandem avec le satellite CloudSat au sein d'une constellation de satellites, l'A-Train, consacrée à l'observation des nuages, des aérosols et du cycle de l'eau.

CALIOP a trois canaux de réception qui mesurent l'intensité rétrodiffusée à 1064 nm et deux composantes polarisées (Winker et al., 2006), parallèlement et perpendiculairement au plan de polarisation du faisceau émis, à 532 nm. Les mesures de la polarisation fournissent des informations sur la forme des particules et détermine, avec le coefficient de rétrodiffusion, la nature de la phase (liquide ou solide) du volume échantillonné (Hu et al., 2009).

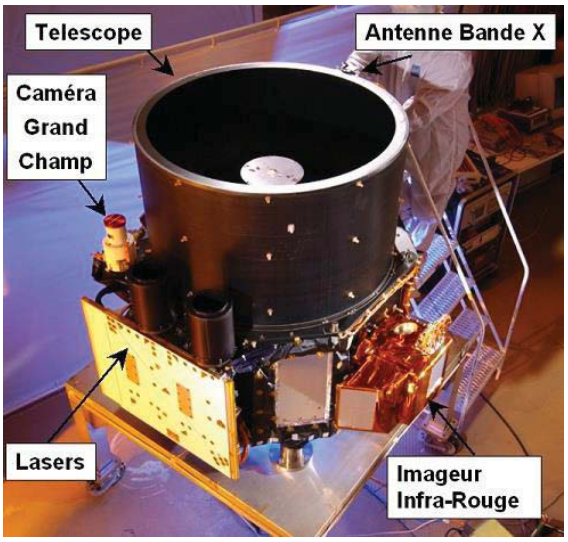


Figure (2.6) Lidar CALIOP

Caractéristiques:

Laser	Nd: YAG, diode-pumped, Q-switched, frequency doubled
Longueur d'onde	532 nm, 1064 nm, (Polarisation : 532 nm)
Résolution verticale	30-60 m (entre 0 et 20 km)
Résolution horizontale	333 m
Empreinte /FOV	100 m (0.13 mrad)
Le diamètre du récepteur	1 m
Altitude	705 km

Table (2.1) Caractéristiques du lidar CALIOP

2.3.2. La modélisation du faisceau laser

Le code 3DMCPOL (Cornet et al., 2010) suppose que les photons (intensité solaire) « arrivent » aléatoirement au sommet de l'atmosphère. Dans le code McRALI, j'ai dû modéliser un faisceau laser. Pour cela, j'ai utilisé l'approche décrite dans Hogan and Battaglia (2008). J'ai émis l'hypothèse que le transmetteur laser émet de l'énergie selon un faisceau de forme gaussienne, dont la demi-ouverture angulaire à 1/e est notée ρ. On parle aussi de divergence du laser.

La géométrie du problème est illustrée sur la figure (2.4). L'objectif est de calculer les coordonnées $(x, y, z = 0)$ du photon au sommet de l'atmosphère pour un faisceau gaussien de divergence ρ.

On a utilisé la méthode de Box-Muller (Box and Muller, 1958) pour générer des paires (les coordonnées x et y du photon) de nombres aléatoires à distribution normale centrée réduite, à partir d'une source de nombres aléatoires suivant une loi uniforme.

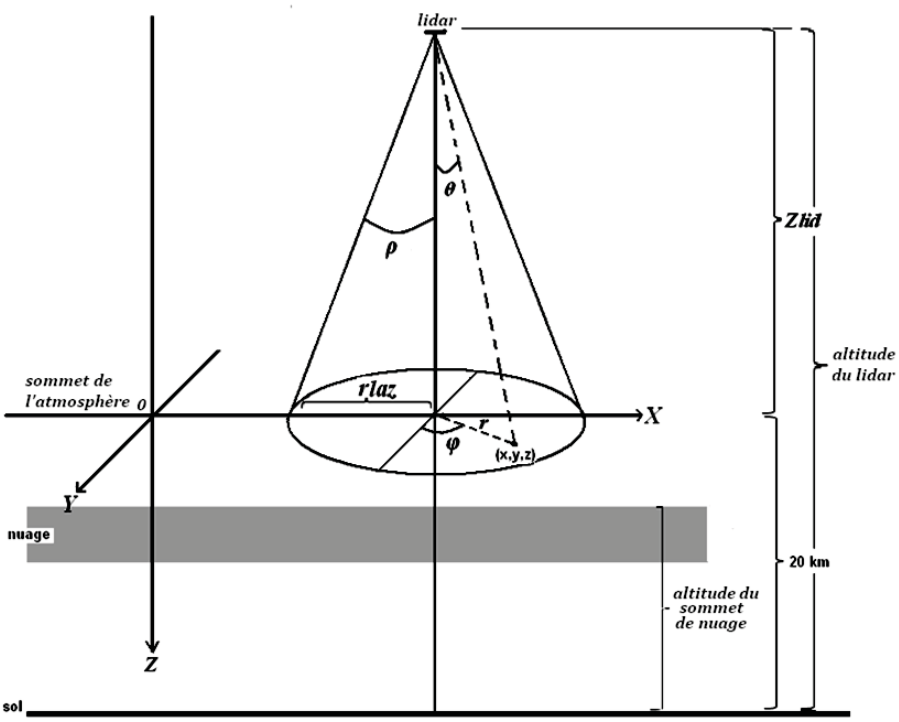


Figure (2.7) Illustration de la géométrie du code McRALI, où le sommet de l'atmosphère est à 20 km du sol, $z = 0$ au sommet de l'atmosphère, ρ est la demi-angle de la divergence de faisceau laser, $Zlid$ la distance entre le lidar et le sommet de l'atmosphère, $rlaz$ le rayon du faisceau au sommet de l'atmosphère. La position du photon au sommet de l'atmosphère est repéré par ses coordonnées dans l'espace $(x, y, z = 0)$ au sommet de l'atmosphère.

La répartition de l'intensité lumineuse I dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau est :

$$I(r) = I_0 \, e^{\left(-\frac{r^2}{2\,\sigma^2}\right)} \qquad (2.12)$$

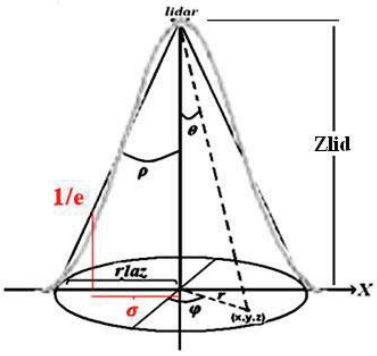
où I_0 est l'intensité sur l'axe du faisceau, r est le rayon du faisceau et σ est l'écart type du rayon du faisceau.

Modéliser un faisceau gaussien (1/e) impose que $I(rlaz) = I_0 e^{(-1)}$. On calcule σ au sommet de l'atmosphère où le rayon du faisceau $rlaz = tan(\rho)\, Zlid$, ce qui donne :

$$e^{\left(-\frac{rlaz^2}{2\,\sigma^2}\right)} = e^{(-1)} \Rightarrow \frac{rlaz^2}{2\,\sigma^2} = 1$$

d'où

$$2\,\sigma^2 = rlaz^2 \Rightarrow \sigma = \frac{rlaz}{\sqrt{2}}$$



$$\sigma = tan(\rho)\, Zlid/\sqrt{2} \qquad (2.13)$$

où ρ est la demi-ouverture de la divergence de faisceau et $Zlid$ est la distance entre le lidar et le sommet de l'atmosphère.

On utilise la méthode Box-Muller, pour calculer la distance r entre la position du photon et l'axe du faisceau au sommet de l'atmosphère :

$$r = \sigma \sqrt{(-2\ log(u_1))} \qquad (2.14)$$

où u_1 est un nombre aléatoire entre [0,1].

On calcule aléatoirement l'angle φ entre r et l'axe x ou l'axe y :

$$\varphi = (2\pi\, u_2) \qquad (2.15)$$

où u_2 est un nombre aléatoire entre [0,1].

On calcule les coordonnées du photon au sommet de l'atmosphère (x, y, z) :

$$\left.\begin{aligned} x &= r\ cos(\varphi) + Xlid \\ y &= r\ sin(\varphi) + Ylid \\ z &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2.16)$$

où $(Xlid, Ylid, Zlid)$ sont les coordonnées spatiales du lidar.

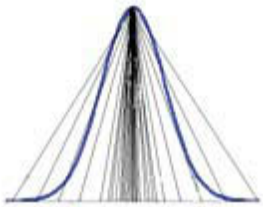
Le récepteur du lidar est un télescope de la forme créneau (Top-Hat), et est modélisé par :

$$\left.\begin{aligned} f(\theta_{vue}) &= 1 \text{ si } \theta_{vue} \leq \theta_{FOV} \\ f(\theta_{vue}) &= 0 \text{ si } \theta_{vue} > \theta_{FOV} \end{aligned}\right\} \qquad (2.17)$$

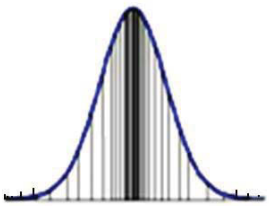
où $f(\theta_{vue})$ la fonction qui modélise le récepteur (équation (2.10)), θ_{vue} est l'angle, par rapport à la verticale, sous lequel est vu le détecteur depuis la position de diffusion, θ_{FOV} étant le demi-angle d'ouverture du récepteur.

En utilisant les équations 2.13, 2.14 et 2.15, le code McRALI nous permet de simuler des différents modèles de faisceau de laser.

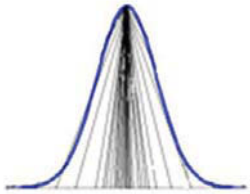
Modèle (1) : Généralement en utilisant la méthode Box-Muller r peut être plus grand ou égal ou plus petit que $rlaz$ donc le photon peut être émis avec un angle plus grand que l'angle de la divergence de laser. Dans ce modèle on prend en compte tous les photons.



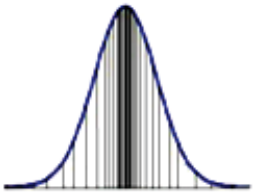
Modèle (2) : même modèle que (1), mais dans ce cas les photons arrivent verticalement au sommet de l'atmosphère.



Modèle (3) : même modèle que (1), mais le photon ne peut pas être émis avec un angle plus grand que l'angle de la divergence de laser. Chaque photon arrivant au sommet de l'atmosphère hors de la zone de divergence du laser est négligé.



Modèle (4) : même modèle que (1), où chaque photon arrivant au sommet de l'atmosphère hors de la zone de divergence de laser est négligé.



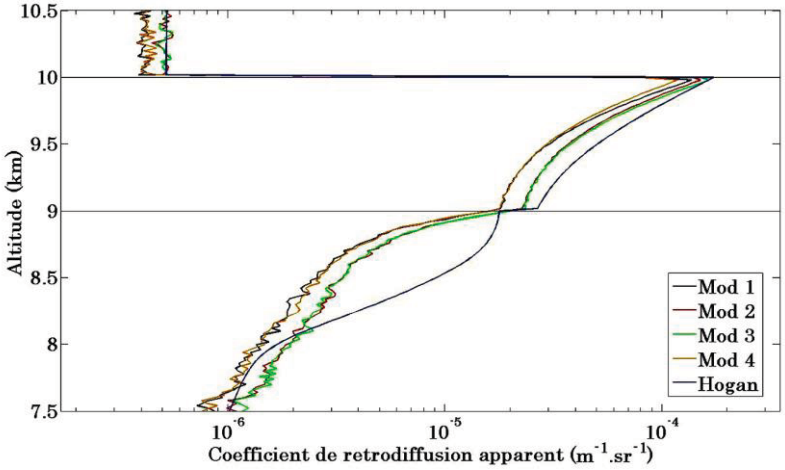


Figure (2.8) Coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude, mesuré pour les modèles de faisceau du laser (code McRALI), pour nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (de 9 à 10 km d'altitude), d'épaisseur optique 20, la fonction de phase est celle de Henyey-Greenstein avec comme valeur du paramètre d'asymétrie $g = 0{,}85$. *La configuration du CALIOP, la divergence du laser est 1 mrad et la* θ_{FOV} *est 1.3 mrad. L'altitude du lidar 1000 km.*

La figure (2.8) présente le coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude obtenu pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (de 9 à 10 km), d'épaisseur optique 20. La divergence de laser 1 mrad et $\theta_{FOV} = 1{,}3$ mrad, la fonction de phase de Henyey-Greenstein. On trouve que les résultats du modèle 3 du faisceau laser sont très proches aux résultats simulés par le code de Hogan surtout au sommet du nuage.

2.3.3. Autres modifications apportées à McRALI

3DMCPOL (cornet et al., 2010) simule la luminance dans le visible mesurée par un capteur passif au sommet de l'atmosphère. McRALI doit, quant à lui, simuler le profil vertical de la puissance polarisée rétrodiffusée en fonction de la distance z entre la position du système lidar et la position de la cible rétrodiffusante.

Simuler la puissance polarisée en fonction de la distance z, consiste au calcul, pour chaque diffusion, de la distance totale d parcourue par le photon entre l'émetteur et le récepteur. La distance z entre la position du système lidar et la position de la diffusion est estimée comme la distance (apparente) $z = d/2$. C'est pourquoi si le photon subit des diffusions multiples, la distance apparente calculée peut être suffisamment importante, ce qui fait en sorte que la puissance rétrodiffusée semble provenir de dessous le nuage.

McRALI utilise la méthode de l'estimation locale (Marchuk, 1980) pour calculer la puissance mesurée, qui nécessite le calcul de la fonction de phase $P(\emptyset_{vue})$. Pour les hydrométéores nuageux, cette fonction de phase est très « piquée » vers l'avant dans le visible. Lors de la progression des photons dans le milieu nuageux avec diffusion multiple, il est donc probable que la diffusion se fasse dans la direction avant pour des angles de diffusion proche de 0, ce qui se traduit par des valeurs de $P(\emptyset_{vue} = 0)$ très importantes. En régime de diffusion multiple, ceci conduit à « des pics d'énergie » dans le profil de puissance (i.e. le profil de puissance demeure très bruité), même pour un nombre très important de suivi de photon. Pour résoudre ce problème, des méthodes de réduction de variance (VRM) ont été ajoutées par C. Cornet selon les travaux de Buras et al. (2011). J'ai ajusté (voir annexe A) les paramètres intrinsèques aux VRM de Buras et al. (2011) pour les simulations d'un système lidar.

2.3.4. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application au coefficient de rétrodiffusion

Dans ce paragraphe, je présente des comparaisons entre les profils verticaux du coefficient de rétrodiffusion simulés avec McRALI et avec le code de référence de Hogan et le code de référence de Battaglia. La version du code de Hogan est la version (1.2.10, 2012), téléchargeable à l'adresse suivante : *http://www.met.rdg.ac.uk/clouds/multiscatter*. Pour des nuages homogènes et plans parallèles (PPH), ont les propriétés optiques et géométriques sont données dans Hogan and Battaglia (2008).

2.3.4.1. Nuage monocouche (Hogan and Battaglia, 2008)

Dans cette étude, le nuage PPH a une épaisseur de 500 m, l'altitude de la base et du sommet étant respectivement 9,5 km et 10 km. L'épaisseur optique est fixée à 20. La fonction de phase est calculée selon la théorie de Mie pour une distribution log-normale de la distribution en taille des gouttelettes d'eau. Le rayon effectif est imposé égal à 10 µm et la variance effective égale à 0,02. Le paramètre d'asymétrie vaut alors $g = 0{,}863$. Cette fonction de phase, appelée « I3RC Expt 5 » et représentée sur la figure (1.8) et est téléchargeable sur le site I3RC (Intercomparison of 3D Radiation Codes, *https://i3rc.gsfc.nasa.gov*). La divergence du laser est $2.5\ 10^{-9}$ rad. L'altitude du système lidar est 1000 km. On considère plusieurs valeurs de l'ouverture du récepteur ($1\text{x}10^{-5}$rad, $5\text{x}10^{-5}$rad, $25\text{x}10^{-5}$ rad et $250\text{x}10^{-5}$ rad), ce qui correspond, respectivement, à une empreinte au sol (« footprint ») de 20 m, 100 m, 500 m et 5 km.

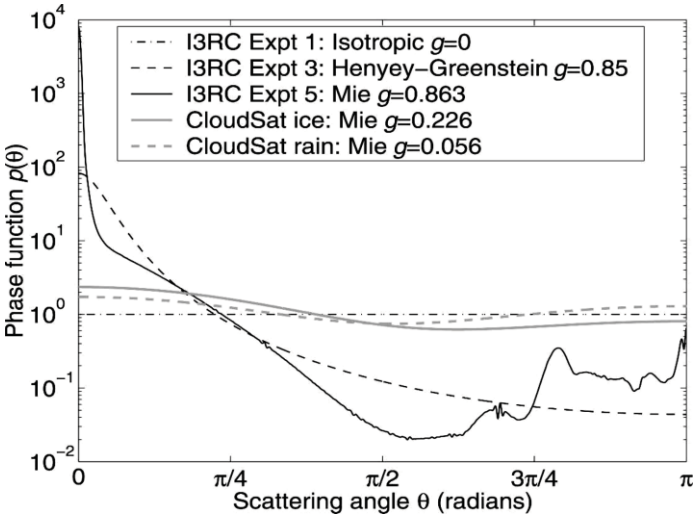


Figure (2.9) Fonctions de phase utilisées dans les simulations Hogan and Battaglia (2008)

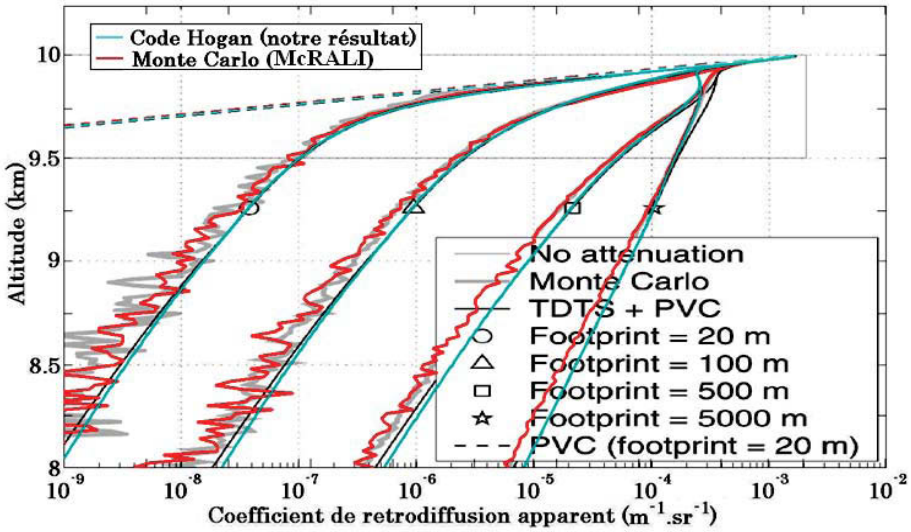


Figure (2.10) Coefficient de rétrodiffusion (apparent) en fonction de l'altitude pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 500 m (de 9,5 à 10 km d'altitude), d'épaisseur optique 20. La fonction de phase est la fonction de phase « I3RC Expt 5 ». La divergence du laser vaut 25x10^{-10} rad. La courbe rouge représente les résultats de McRALI, la courbe bleue représente nos résultats du code de Hogan (TDTS+PVC). Les courbes grises et noires représentent respectivement les résultats du code de Battaglia et du code de Hogan publiés dans Hogan and Battaglia (2008). Les courbes en tirets représentent le coefficient de rétrodiffusion apparent en régime de diffusion simple. Quatre valeurs du champ de vue sont considérés (1x10^{-5} rad (rond), 5x10^{-5} rad (triangle), 25x10^{-5} rad (carré), et 250x10^{-5} rad (étoile)).

La figure (2.10) présente le profil vertical du coefficient de rétrodiffusion apparent simulé avec McRALI, avec le code de Hogan que nous avons téléchargé ainsi que les profils publiés dans Hogan and Battaglia (2008).

La figure (2.10) nous montre que les profils verticaux du coefficient de rétrodiffusion simulés par McRALI sont très proches à ceux simulés par le code de Battaglia (aussi basé sur une méthode Monte Carlo). On peut noter cependant une différence entre les profils verticaux calculés par la méthode analytique de Hogan et les méthodes de Monte Carlo (McRALI et le code de Battaglia). Nous pouvons attribuer la différence entre les deux codes à la méthode utilisée dans chaque code pour résoudre le problème de la diffusion multiple.

2.3.4.2. Nuage semi-infini (Hogan and Battaglia, 2008)

Dans cet exemple, on considère un nuage semi-infini (nuage avec un sommet fixé à une altitude déterminée, ici 10 km, et d'extension jusqu'au sol). Le coefficient d'extinction est imposé à 40

km^{-1}. La fonction de phase utilisée (téléchargée sur le site I3RC et dénommée dans ce travail « I3RC Expt 3 ») est une fonction de phase Henyey-Greenstein avec le paramètre d'asymétrie $g = 0{,}85$. L'albédo de diffusion simple vaut 0,98. L'altitude du système lidar est encore de 1000 km et on considère toujours les mêmes valeurs du champ de vue (1x10^{-5} rad, 5x10^{-5} rad, 25x10^{-5} rad et 250x10^{-5} rad).

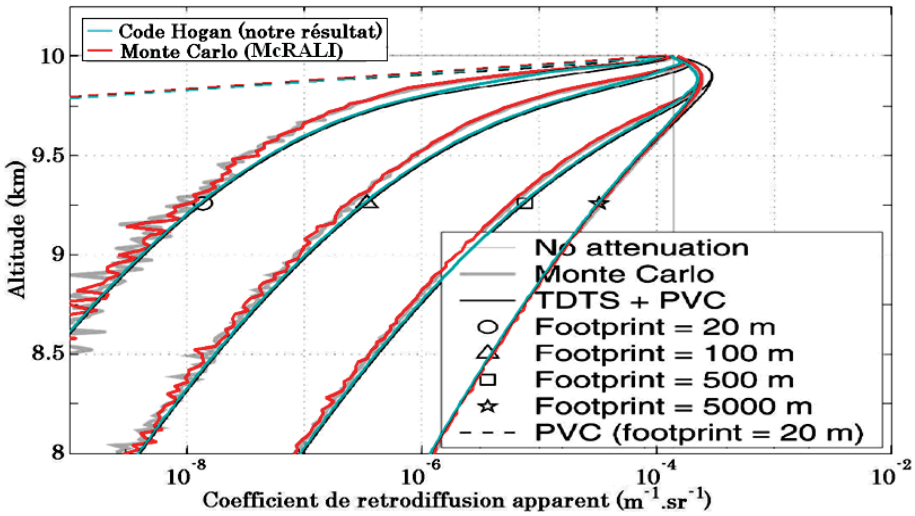


Figure (2.11) Coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude pour un nuage homogène plan parallèle semi-infini. Le coefficient d'extinction est 40 km^{-1}, l'albédo de diffusion simple vaut 0,98. La fonction de phase est de type Henyey-Greenstein avec g= 0,85 «I3RC Expt 3». Les courbes rouges représentent les résultats de McRALI et les courbes bleues nos résultats calculés avec le code de Hogan téléchargé sur le web. Les courbes grises et noires représentent respectivement les résultats du code de Battaglia et du code de Hogan publiés dans Hogan and Battaglia (2008). Les courbes en tirets représentent le coefficient de rétrodiffusion apparent en régime de diffusion simple. Quatre valeurs du champ de vue sont considérés (1x10^{-5} rad (rond), 5x10^{-5} rad (triangle), 25x10^{-5} rad (carré), et 250x10^{-5} rad (étoile)).

La figure (2.11) présente le profil vertical du coefficient de rétrodiffusion apparent simulé avec McRALI, avec le code de Hogan que nous avons téléchargé ainsi que les profils publiés dans Hogan and Battaglia (2008).

La figure (2.11) montre encore que les profils verticaux du coefficient de rétrodiffusion simulés par McRALI sont identiques à ceux simulés par le code Battaglia. On peut encore noter qu'il existe une différence entre les profils verticaux calculés par la méthode analytique de Hogan et les méthodes de Monte Carlo (McRALI et code de Battaglia), quelles que soient l'altitude et θ_{FOV}.

2.3.4.3. Nuage monocouche dans une atmosphère gazeuse

Dans cet exemple, on prend en compte la diffusion des gaz atmosphériques, contrairement aux expériences présentées dans les paragraphes précédents. Le nuage est homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km, situé entre 9 km et 10 km d'altitude. Plusieurs valeurs de l'épaisseur optique sont considérées (0,1, 3, et 20). La divergence du laser est 0,1 mrad et $\theta_{FOV} = 0{,}13$ mrad, valeurs caractéristiques de CALIOP/CALIPSO.

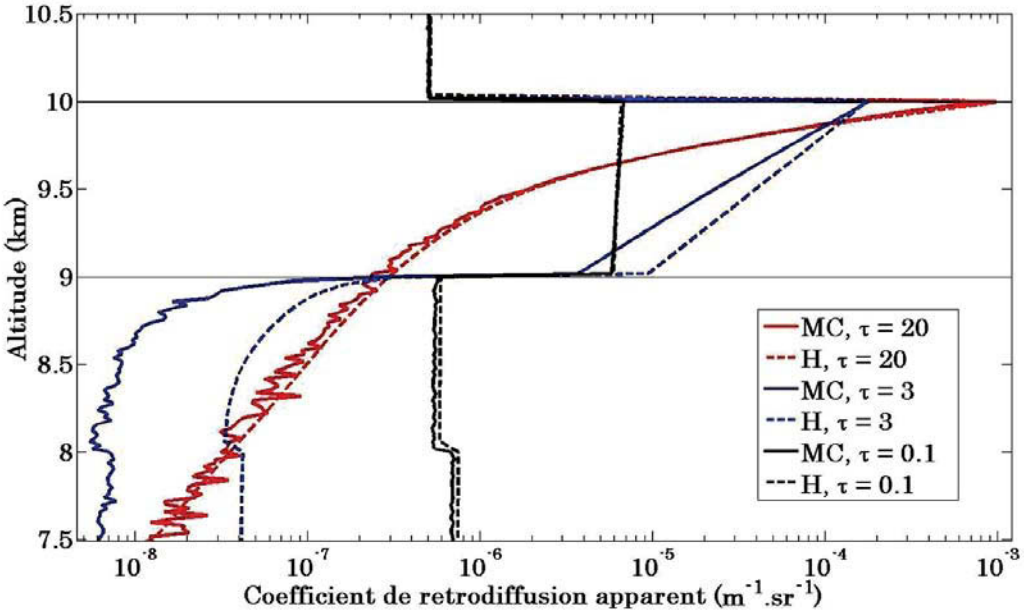


Figure (2.12) Coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude simulé par le code de Hogan (H, courbes en tirets) et McRALI (MC, courbes continues), pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (entre 9 et 10 km), d'épaisseur optique 0,1 (noir), 3 (bleu), et 20 (rouge). La fonction de phase est la fonction de phase «I3RC Expt 5». La divergence du laser est 0,1 mrad et $\theta_{FOV} = 0{,}13$ mrad.

La figure (2.12) présente le profil vertical du coefficient de rétrodiffusion apparent simulé par le code de Hogan et McRALI. Les simulations sont faites en utilisant les paramètres du lidar CALIOP/CALIPSO. On voit sur la figure (2.12) que, pour une épaisseur optique faible 0,1 ou grande 20, les deux codes donnent des résultats très proches. Cependant, pour une épaisseur optique de 3, les différences entre les deux codes sont significatives dans le nuage et au dessous du nuage.

Pour comprendre l'origine de ces différences, j'ai comparé les profils verticaux du coefficient de rétrodiffusion apparent simulé par les deux codes en régime de diffusion simple. Par ailleurs,

en régime de diffusion simple, le profil vertical de rétrodiffusion mesuré se calcule de manière théorique. On exprime le coefficient de rétrodiffusion vrai comme :

$$\beta(z) = P(\pi)\alpha_d \qquad (2.18)$$

où P est la fonction de phase et α_d est le coefficient de diffusion. Le profil vertical de la rétrodiffusion calculée en régime de diffusion simple est donné par (Hogan, 2006):

$$\hat{\beta}(z) = \beta(z)exp[-2\tau(z)] \qquad (2.19)$$

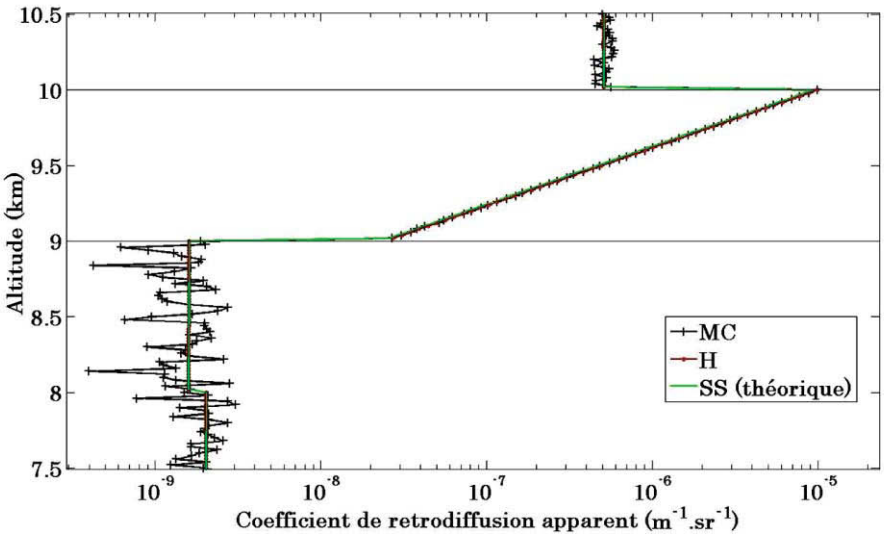


Figure (2.13) Coefficient de rétrodiffusion apparent en régime de diffusion simple en fonction de l'altitude, simulé avec le code de Hogan (H, en rouge), avec McRALI (MC, en noir) et selon la théorie (SS, en verte), pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (situé entre 9km et 10 km d'altitude), d'épaisseur optique 3. La divergence du laser est 0,1 mrad et θ_{FOV} = 0,13 mrad.

La figure (2.13) montre que le code de Hogan et McRALI simulent des profils verticaux du coefficient de rétrodiffusion identiques en régime de diffusion simple pour le nuage d'épaisseur optique 3. Donc les différences entre les deux codes proviennent de la contribution des effets de la diffusion multiple. Nous pouvons attribuer la différence entre les deux codes à la méthode utilisée dans chaque code pour résoudre le problème de la diffusion multiple. Dans le code de Hogan, les effets de la diffusion multiple sont approximés selon différents concepts (voir Hogan, 2006). Dans McRALI, de par l'approche de Monte Carlo, la diffusion multiple est explicitement simulée.

2.3.5. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application au rapport de dépolarisation

McRALI calcule les paramètres du vecteur de Stokes (I, Q, U, V) (voir annexe E). Les rapports de dépolarisation linéaire δ_l et circulaire δ_c sont définis par (Donovan et al., 2015) :

$$\delta_l = \frac{I - Q}{I + Q} \qquad (2.20)$$

et

$$\delta_c = \frac{I - V}{I + V} \qquad (2.21)$$

Nous avons fait des comparaisons entre le rapport de dépolarisation simulé par McRALI et ceux présentés dans de très rares publications (Hu et al., 2001 ; Chaikovskaya, 2008 ; Donovan et al., 2015).

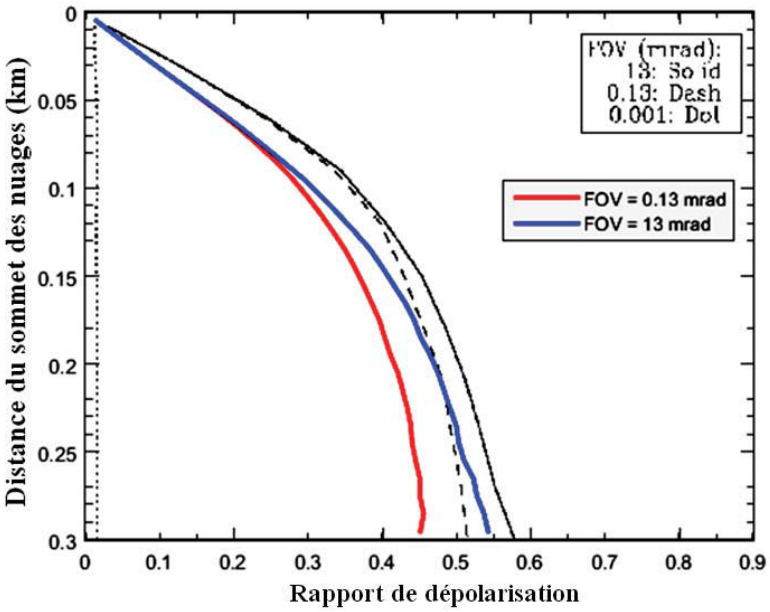


Figure (2.14) Profils du rapport de dépolarisation en fonction de la distance à partir du sommet du nuage. Son épaisseur optique est 4 et son épaisseur géométrique est 300 m. Le rayon effectif est 6 μm (fonction de phase est calculée à partir de la théorie de Mie pour une distribution en taille de type gamma des gouttelettes). Deux θ_{FOV} sont considérées : 0,13 mrad et 13 mrad. La divergence du laser est nulle. Le système lidar est à une altitude de 705 km (proche de la configuration CALIOP/CALIPSO). Les courbes colorées représentent les résultats de McRALI, les courbes continues et en pointillés les résultats de Hu et al., (2001).

La figure (2.14) montre le rapport de dépolarisation en fonction de la distance à partir du sommet du nuage. On compare le rapport de dépolarisation calculé par (Hu et al., 2001) avec

le rapport de dépolarisation calculé par McRALI, pour deux valeurs du champ de vue (0,13 mrad et 13 mrad). Le nuage est homogène et plan parallèle, d'épaisseur optique 4. La fonction de phase est calculée à partir de la théorie de Mie et l'épaisseur géométrique est 300 m. Les paramètres du lidar sont proches de ceux de CALIOP/CALIPSO, où l'altitude est de 705 km, le diamètre de l'empreinte au sol est estimé à environ 91 m. Pour simplifier, Hu et al. (2001) ont supposé que la divergence du laser de l'émetteur est nulle de longueur d'onde de 532 nm.

La figure (2.14) montre que le rapport de dépolarisation est nul au sommet du nuage (cohérent avec la théorie) et augmente progressivement avec la distance de pénétration dans le nuage en raison des processus de diffusion multiple. Le rapport de dépolarisation diminue avec la diminution de θ_{FOV}. En effet, plus θ_{FOV} est importante et plus les effets de la diffusion multiple sont importants. Les simulations du rapport de dépolarisation de McRALI sont cohérentes avec les simulations de Hu et al. (2001). On remarque cependant que le rapport de dépolarisation de McRALI est systématiquement inférieur (jusqu'à 15%) à celui calculé par Hu et al. (2001).

J'ai aussi comparé les rapports de dépolarisation linéaire et circulaire simulés par McRALI avec ceux simulés par ECSIM (Donovan et al., 2015).

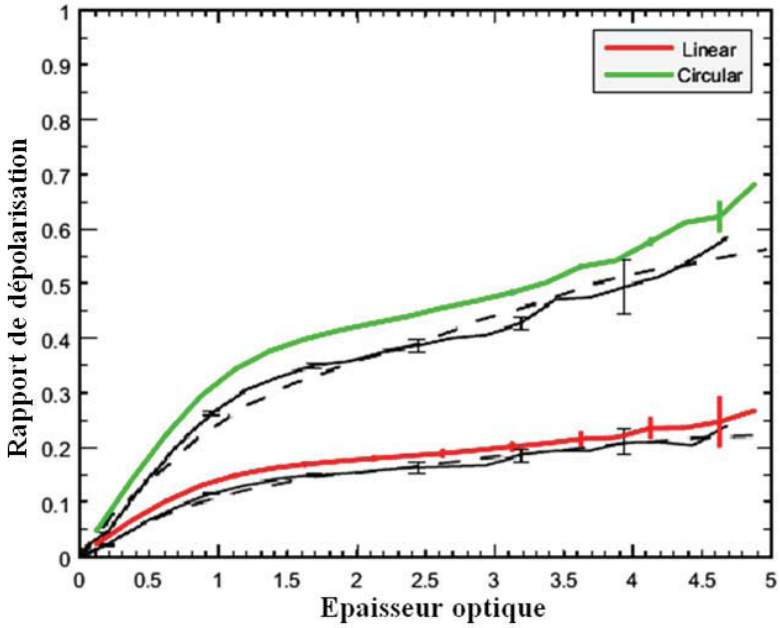


Figure (2.15) Rapport de dépolarisation en fonction de l'épaisseur optique du nuage. La fonction de phase est C1 (gouttelettes d'eau), longueur d'onde 700 nm (Deirmendjian, 1969). L'émetteur est à une distance de 2 km du nuage. θ_{FOV} =1,75 mrad. Les courbes colorées représentent les résultats de McRALI, les courbes noires continues les résultats de ECSIM (Donovan et al., 2015) et les courbes en pointillés les résultats de l'approche semi-analytique de Chaikovskaya (2008).

La figure (2.15) montre le rapport de dépolarisation en fonction de la profondeur optique pour un nuage homogène plan parallèle. La fonction de phase est la fonction de phase C1 de Deirmendjian (1969). On compare le rapport de dépolarisation (linéaire et circulaire) calculé par McRALI avec celui calculé par ECSIM (Donovan et al., 2015) et par une approche semi-analytique analytique (Chaikovskaya, 2008).
La figure (2.15) montre que nos résultats sont cohérents avec les résultats de Donovan et al. (2015) et de Chaikovskaya (2008). Pour autant, le rapport de dépolarisation calculé par McRALI est systématiquement supérieur (jusqu'à 10 %), surtout pour la dépolarisation circulaire. Pour les grandes épaisseurs optiques, on ne peut plus différencier les résultats de ces trois modèles d'un point de vue statistique.

Les figures précédentes (2.14 et 2.15) montrent que le rapport de dépolarisation augmente progressivement avec la distance du sommet des nuages ou avec l'épaisseur optique. Ceci est dû au processus de la diffusion multiple. Ceci peut introduire une ambiguïté dans la discrimination entre les particules d'eau et de glace (You et al., 2006). Le rapport de dépolarisation de McRALI n'est jamais identique au rapport de dépolarisation de Hu et al. (2001) (nos valeurs de rapport de dépolarisation sont systématiquement plus petites, jusqu'à 15%) ni avec le rapport de dépolarisation de Donovan et al. (2015) ni de Chaikovskaya (2008) (nos valeurs de rapport de dépolarisation sont systématiquement plus grandes, jusqu'à 10%, aussi bien pour la dépolarisation linéaire que circulaire).

2.4. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai expliqué le principe général d'un système lidar. J'ai présenté ensuite les modifications apportées au code 3DMCPOL (Cornet et al., 2010) afin que McRALI puisse calculer la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance mesurée par un système lidar.
Des modifications majeures ont été apportées dans 3DMCPOL pour obtenir McRALI. On calcule pour chaque diffusion la distance totale parcourue par le photon entre l'émetteur et le récepteur pour simuler la puissance polarisée en fonction de la distance. Le faisceau laser a une forme gaussienne. De plus pour nous affranchir des fluctuations statistiques, j'utilise la méthode de réduction de variance (VRM) (Buras et al., 2011).

J'ai expliqué comment j'ai configuré McRALI pour simuler le système lidar CALIOP/CALIPSO de la mission A-train. Les comparaisons entre les résultats obtenus avec

McRALI et ceux obtenus avec les codes de références (Hogan and Battaglia 2008) ont montré que le coefficient de rétrodiffusion simulé à l'aide de McRALI est cohérent avec celui simulé grâce au code de Hogan. De plus, il est quasiment identique au coefficient de rétrodiffusion calculé avec le code de Battaglia.

J'ai aussi comparé le rapport de dépolarisation obtenu avec McRALI et les résultats publiés par Hu et al.(2001), Chaikovskaya (2008) et Donovan et al. (2015). McRALI a donné des résultats similaires en tendance à ceux publiés par ces auteurs. Il faut cependant souligner que les valeurs du rapport de dépolarisation de McRALI sont inférieures aux valeurs simulées par Hu et al. (jusqu'à 15%) et supérieures aux valeurs simulées par Donovan et al. et Chaikovskaya (jusqu'à 10%)

3. Chapitre 3 : Validation de McRALI pour le système radar

3.1. Introduction

Radar est l'acronyme anglais de RAdio Detection And Ranging. Les systèmes radar ont été créés à la fin des années 1930, et leur rôle a été déterminant dans la bataille d'Angleterre pendant la seconde guerre mondiale.

3.1.1. Le principe de la mesure radar

Le principe d'un radar ressemble au principe du lidar, il émet un faisceau d'ondes électromagnétiques dans l'atmosphère. Ces ondes sont réfléchies par tous les obstacles qu'elles rencontrent (massifs, pluie, neige, etc...), ces obstacles sont appelés cibles. Le radar capte ensuite les ondes réfléchies par ces cibles et évalue ainsi leur taille et la distance à laquelle elles se trouvent. Les radars météorologiques sont utilisés pour estimer les précipitations, calculer leur déplacement et déterminer leur type (pluie, neige, grêle, etc.).

Le signal radar est sensible à la taille des particules. L'intensité de l'onde réfléchie (i.e. on parle de réflectivité) est fonction de la distribution dimensionnelle des hydrométéores, cette intensité varie en fait comme la 6^{iéme} puissance du diamètre des cibles (Doviak et Zrnic, 1984).

La structure (éventuellement tridimensionnelle) des données obtenues permet également d'inférer les mouvements des précipitations dans les nuages. En se servant des hydrométéores comme traceurs, on peut en déduire la direction radiale et la vitesse des vents dans l'atmosphère. On parle alors du radar météorologique Doppler (Doviak et Zrnic, 1984, Brown et al., 2007).

3.1.2. Equation radar

L'équation radar classique (Bringi et Chandrasekar, 2001) fournit habituellement la réflectivité apparente en régime de diffusion simple. La réflectivité apparente du radar à distance z est donnée par l'équation (Marzano et al., 2003; Battaglia et al., 2006, 2008)

$$\hat{Z}_n(z) = \left[\frac{2\int_{4\pi} f(\Omega)\langle I_n(z,\Omega)\rangle z^2 d\Omega}{P_0\,\Delta z}\right]\frac{4}{|K|^2}\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^4 \qquad (3.1)$$

où $\langle I(z,\Omega)\rangle$ est la valeur moyenne de l'intensité apparente reçue (en $\mathrm{W\,m^{-2}sr^{-1}Hz^{-1}}$), $f(\Omega)$ est la fonction normalisée de la forme de l'antenne, Ω est l'angle solide, P_0 est la puissance transmise, Δz est la résolution en distance verticale, $|K|^2$ est le facteur diélectrique et λ est la longueur d'onde.

Pour le radar on parle de la réflectivité apparente $\hat{Z}$ au lieu du coefficient de rétrodiffusion apparent $\hat{\beta}$ pour le lidar. La relation entre la réflectivité apparente $\hat{Z}$ et le coefficient de rétrodiffusion apparent $\hat{\beta}$ (Donovan et al., 2001 ; Hogan and Battaglia, 2008)

$$\hat{Z}(z) = \frac{4}{|K|^2} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^4 \hat{\beta}\,(z) \qquad (3.2)$$

où $|K|^2$ est le facteur diélectrique (fixé à 0,75 pour l'eau liquide à 94 GHz et 10 ° C (Battaglia et al., 2008)).

Dans le cas du lidar le récepteur est généralement un télescope que l'on modélise par une fonction créneau (Top-Hat). Un système radar utilise comme récepteur une antenne. Le diagramme d'antenne est souvent modélisé par une fonction gaussienne dont l'angle d'ouverture FOV est défini à -3dB (voir figure (3.1)).

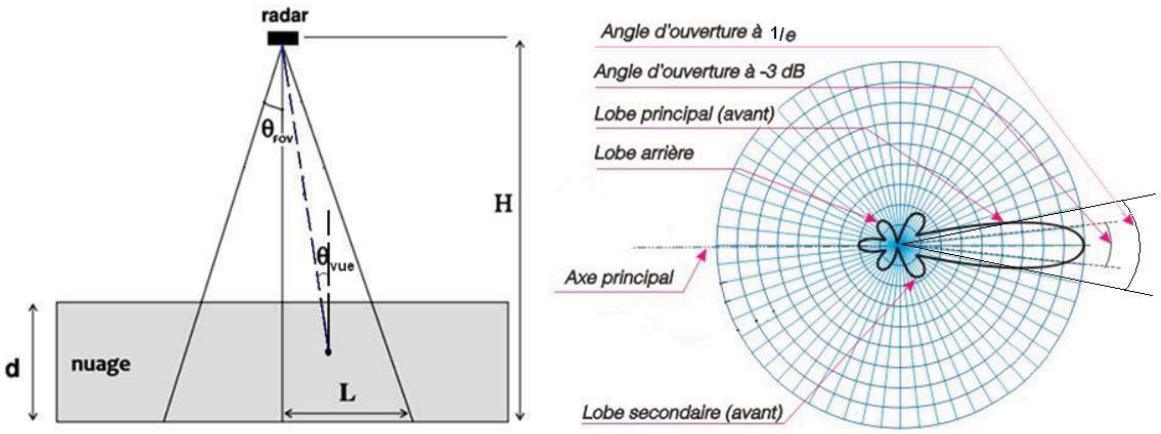


Figure (3.1) A gauche: schéma géométrique d'un radar spatial. θ_{FOV} est le demi-angle d'ouverture du récepteur, à droite : diagramme de rayonnement de l'antenne (site : SEN-AV.net)

La figure (3.1) présente (à gauche) un schéma d'un radar spatial à une altitude H, (à droite) le diagramme de rayonnement d'une antenne d'un champ de vue FOV, avec l'angle d'ouverture à 1/e et l'angle d'ouverture à -3dB. On a l'habitude de modéliser le lobe principal de l'antenne radar (et donc l'intensité du rayonnement) par une forme gaussienne. La directivité de l'antenne correspond à la largeur du lobe principale. Il est calculé par le largueur angulaire de chaque coté du lobe, en général quand l'intensité diminue de moitié (soit une diminution de 3dB). Si la densité de probabilité de la loi normale f est donnée par l'équation simplifiée :

$$f(\mu) = exp\left(\frac{-\mu^2}{2\,\sigma^2}\right) \qquad (3.3)$$

où μ est l'espérance, et σ est écart type.

Dans notre étude, μ est l'angle de vue θ_{vue} (l'angle zénithal par rapport à l'axe de l'antenne), donc l'équation précédente devient

$$f(\theta_{vue}) = exp\left(\frac{-\theta_{vue}^2}{2\,\sigma^2}\right) \qquad (3.4)$$

Pour une antenne, dite "gaussienne en 1/e » (par abus de langage):

Cela signifie que, si l'intensité f selon l'axe principal (figure (3.1)) vaut 1, alors l'intensité pour un angle $\theta_{vue} = \theta_{FOV}$ (où θ_{FOV} est la demi-ouverture du récepteur) par rapport à l'axe principal $f(\theta_{vue} = \theta_{FOV}) = {}^{1}/_{e}$, vaut 63.2% de l'intensité I. On peut donc écrire :

$$exp\left(\frac{-\theta_{FOV}^2}{2\,\sigma^2}\right) = exp(-1)$$

$$\frac{-\theta_{FOV}^2}{2\,\sigma^2} = -1 \;\Rightarrow\; 2\,\sigma^2 = \theta_{FOV}^2$$

et donc

$$f(\theta_{vue}) = exp\left(\frac{-2\theta_{vue}^2}{\theta_{FOV}^2}\right) \qquad (3.5)$$

On peut aussi utiliser l'angle solide Ω pour calculer f d'où :

$$\Omega = \frac{A}{z^2} = \frac{\pi\, r^2}{z^2} = \frac{\pi\, tg^2(\theta_{vue})z^2}{z^2} = \pi\, tg^2(\theta_{vue})$$

où $A = \pi r^2$ est la surface de l'antenne, r le rayon de l'antenne, et z est la distance entre l'antenne et la cible.

Si $\theta_{vue} \ll 1$, alors $tan(\theta_{vue}) \approx \theta_{vue}$, donc $\Omega \approx \pi\,\theta_{vue}^2$ et $\theta_{vue}^2 \approx \Omega/\,\pi$

On en déduit alors que

$$f(\,\Omega) = ex\,p\left(-\frac{2\,\Omega}{\pi\,\theta_{FOV}^2}\right) \qquad (3.6)$$

Pour une antenne dite “gaussienne à -3 dB”:

Cela signifie que, si l’intensité f selon l’axe principal (figure (3.1)) vaut 1, alors l’intensité pour un angle $\theta_{vue} = \theta_{FOV}$ par rapport à l’axe principal $f(\theta_{vue} = \theta_{FOV}) = {}^{1}/_{2}$, soit 50% de l’intensité I. On peut donc écrire :

$$exp\left(\frac{-\theta_{FOV}^2}{2\,\sigma^2}\right) = \frac{1}{2}$$

$$\frac{-\theta_{FOV}^2}{2\,\sigma^2} = ln\frac{1}{2} = -\,ln\,2 \quad \Rightarrow \quad \sigma^2 = \frac{\theta_{FOV}^2}{2\,ln\,2}$$

Donc l’équation (2.5) devient

$$f(\theta_{vue}) = exp\left(-2\,ln2\,\frac{\theta_{vue}^2}{\theta_{FOV}^2}\right) \qquad (3.7)$$

En utilisant l’angle solide, on peut écrire :

$$f(\,\Omega) = exp\left(-2\,ln2\,\frac{\Omega}{\pi\,\theta_{FOV}^2}\right) \qquad (3.8)$$

Je rappelle que θ_{FOV} est le demi-angle d’ouverture du récepteur.

3.2. Configuration de McRALI pour le radar CPR/CloudSat

McRALI calcule le coefficient de rétrodiffusion apparent $\hat{\beta}$. Pour calculer la réflectivité apparente $\hat{Z}$, on utilise l’équation (3.2). La modification principale apportée dans McRALI pour simuler le système du radar a été la modélisation d’un émetteur et d’un récepteur dont le diagramme de rayonnement est modélisé par une fonction gaussienne dont l’angle d’ouverture FOV est défini à 1/e ou à -3dB.

3.2.1. Caractéristiques du radar CPR/CloudSat

CloudSat est un satellite d'observation terrestre de la NASA de la mission spatial A-train qui embarque le radar profileur de nuages (Cloud Profiling Radar CPR). C’est un radar qui fonctionne à 94 GHz. Le CPR a été développé conjointement par la NASA / JPL et l'Agence spatiale canadienne (ASC).

Figure (3.2) le radar CPR/CloudSat

Fréquence	94 GHz
Champ de vue	1,13 mrad
Altitude	715 km
Empreinte	1,7 km
PRF	4300 Hz
Seuil minimal de détection	-29 dBZ
Diamètre de l'Antenne	1,85 m
Vertical Résolution	500 m

Table (3.1) Caractéristiques principales des paramètres du radar CPR/CloudSat

3.2.2. La modélisation de l'antenne gaussienne

Nous avons modélisé la forme de l'émetteur pour le lidar par une forme gaussienne en 1/e. Pour le radar, nous avons choisi de modéliser l'émetteur par une forme gaussienne à -3dB. Ainsi l'équation (2.7) devient :

$$\sigma = tan(\rho)\, Zlid/\sqrt{2\ ln(2)} \qquad (3.9)$$

Pour prendre en compte la forme gaussienne à 1/e ou à -3dB de l'antenne et du récepteur, on utilise l'équation (3.7) ou (3.8).

L'équation (2.10) devient :

$$\left.\begin{aligned} P_{r,n}(z_n) &= W_n\ P(\emptyset_{vue,n})\, exp[-\tau(r_n - r_0)]\, exp\left(-2\frac{\theta^2_{vue,n}}{\theta^2_{FOV}}\right) \quad \text{pour} \quad 1/e \\ P_{r,n}(z_n) &= W_n\ P(\emptyset_{vue,n})\, exp[-\tau(r_n - r_0)]\, exp\left(-2\, ln2\frac{\theta^2_{vue,n}}{\theta^2_{FOV}}\right) \quad \text{pour} \quad -3dB \end{aligned}\right\} \quad (3.10)$$

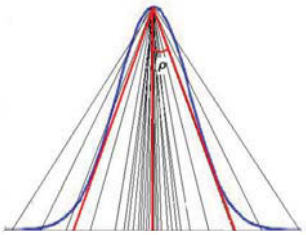
où $P_{r,n}(z_n)$ la probabilité de retour du photon vers le récepteur, $\tau(r_n - r_0)$ est l'épaisseur optique de l'intervalle (r_0, r_n), $\emptyset_{vue,n}$ est l'angle de vue entre la direction avant la diffusion n et la direction du photon qui va en direction du détecteur, $\theta_{vue,n}$ est l'angle, par rapport à la vertical, sous lequel est vu le détecteur depuis la position de diffusion n.

L'équation (2.11) devient :

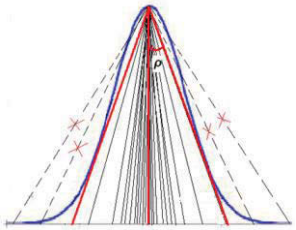
$$\hat{\beta}(z) = \sum_{i=1}^{n} \frac{P_{r,i}(z)}{\Delta z \, P_0} \qquad (3.11)$$

Dans le cas du radar, on a deux modèles pour l'émetteur et deux modèles pour le récepteur.

1- L'émetteur :

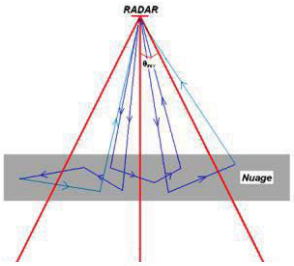


A- Emetteur gaussien illimité (modèle (1) du lidar)**:** les photons sont émis avec une probabilité qui diminue du centre vers les côtés jusqu'à l'infini. Les photons qui sortent hors de la divergence, sont aussi pris en compte.

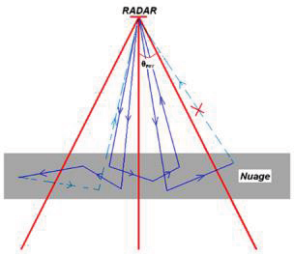


B- Emetteur gaussien limité (modèle (3) du lidar)**:** on ne prend pas en compte les photons qui sortent en hors de la divergence du faisceau. Les photons arrivant au sommet de l'atmosphère hors de la divergence du faisceau sont négligés.

2- Le récepteur :



A- Récepteur illimité **:** les photons qui sont hors du champ de vue peuvent revenir dans le champ de vue ou peuvent être diffusé vers le récepteur.



B- Récepteur limité **:** dans ce cas les photons qui sont hors du champ de vue ne sont pas détectés par le récepteur, sauf s'ils reviennent dans la FOV.

Pour la forme gaussienne, on peut proposer quatre configurations d'antenne dans McRALI :

- Emetteur limité-Récepteur limité, noté (eml-rel),
- Emetteur limité-Récepteur illimité, noté (eml-rei),
- Emetteur illimité-Récepteur illimité, noté (emi-rei),
- Emetteur illimité-Récepteur limité, noté (emi-rel).

Ces différentes configurations du diagramme d'antenne ne sont pas accessibles dans le code de Hogan. Dans l'objectif de déterminer la nature de la forme du diagramme d'antenne utilisé par défaut dans le code de Hogan, j'ai réalisé des simulations du profil vertical de réflectivité mesurées par le radar CPR/CloudSat (θ_{FOV} =1,13x10^{-3} rad, divergence du faisceau émis = 10^{-3} rad) avec le code de Hogan et avec McRALI pour différentes formes du diagramme d'antenne de l'émetteur/récepteur.

Le nuage d'étude est un nuage bi-couche (voir Hogan and Battaglia, 2008), la couche supérieure est constituée de glace, la couche inférieure de gouttelettes de pluie (voir figure (3.5)).

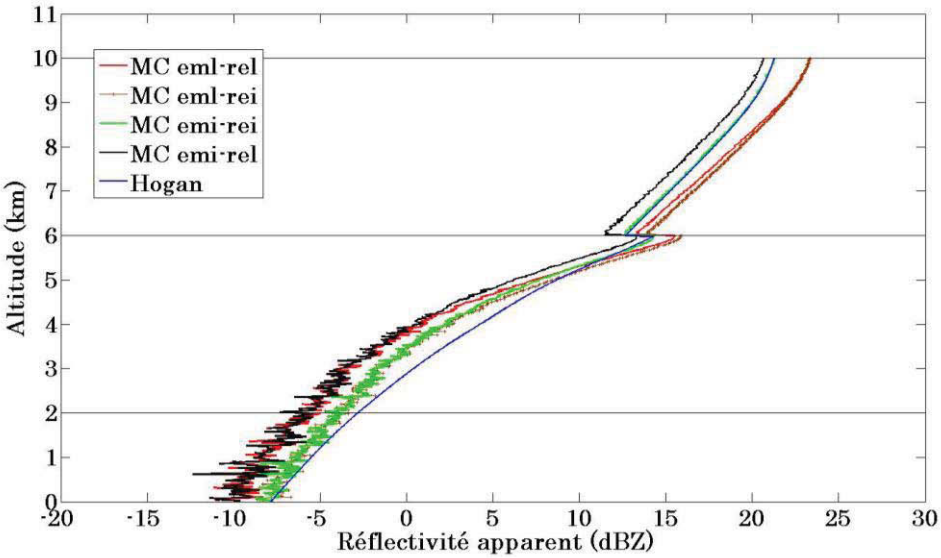


Figure (3.3) Réflectivités apparentes en fonction de l'altitude, pour les quatre configurations du diagramme de rayonnement de l'Emetteur/Récepteur proposés dans McRALI et pour l'unique configuration du diagramme d'antenne proposé par défaut avec code de Hogan. Les propriétés optiques du nuage sont présentées sur la figure (3.5). La configuration du système radar est celle du CPR/CloudSat (θ_{FOV} = 1,13x10^{-3} rad). Les courbes en rouge (eml-rel) correspondent aux simulations McRALI avec un émetteur limité-récepteur limité, en marron (eml-rei) avec un émetteur limité-récepteur illimité, en vert (emi-rei) avec un émetteur illimité-récepteur illimité et en noir (emi-rel) avec un émetteur illimité-récepteur limité. La courbe en bleu correspond à la simulation du code de Hogan.

La figure (3.3) présente les réflectivités apparentes en fonction de l'altitude calculées en utilisant le code de Hogan et McRALI pour les quatre configurations d'antenne possibles. La figure (3.3) montre que c'est pour une forme gaussienne à 1/e et pour le cas {Emetteur illimité-Récepteur illimité, i.e. (emi-rei)}, que les profils de réflectivités simulés par le code de Hogan et par McRALI sont les plus semblables.

Dans la suite de mon travail, un système radar sera toujours modélisé par la configuration {Emetteur illimité-Récepteur illimité, i.e. (emi-rei)}.

3.2.3. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application à la réflectivité

Pour valider le code McRALI pour un système radar, j'ai comparé mes résultats avec le code de Hogan, et avec des résultats publiés par Hogan and Battaglia (2008).
J'ai fait des simulations pour différentes formes de l'antenne (gaussienne et Top-Hat) à la fois avec le code McRALI et avec le code de Hogan (version 1.2.10, 2012).

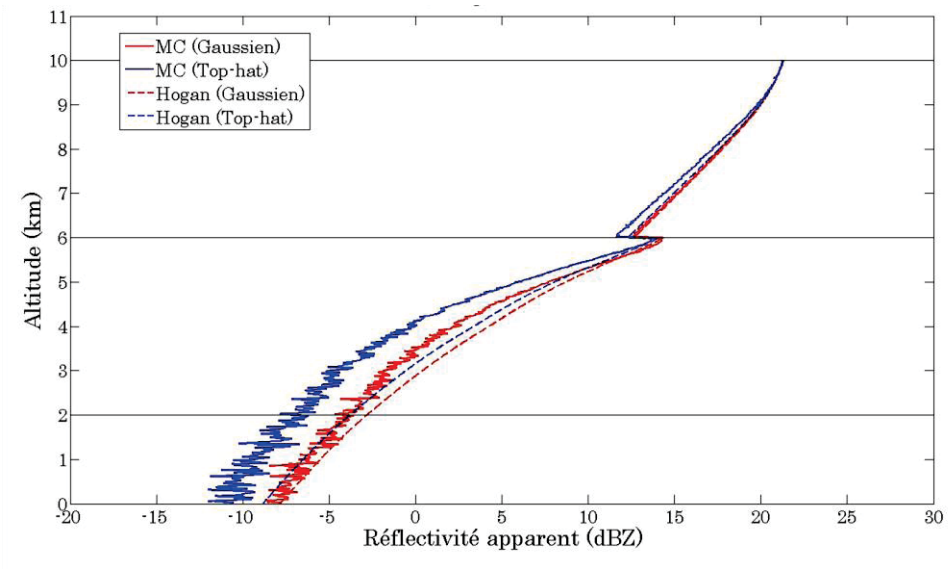


Figure (3.4) Réflectivités apparentes en fonction de l'altitude. Les paramètres optiques du nuage sont présentés sur la figure (3.5). La configuration du système radar est celle du CPR/CloudSat (θ_{FOV} = 1,13 mrad). Les courbes rouges représentent le signal mesuré pour une antenne « gaussienne à 1/e» et en bleu pour une antenne « créneau ». Les courbes en tirets représentent les simulations du code de Hogan et les courbes continues les simulations de McRALI.

La figure (3.4) montre la réflectivité apparente simulée par McRALI et par le code de Hogan pour les deux formes de l'émetteur/récepteur (forme « gaussienne à 1/e » et forme « créneau » Top-Hat) pour un système radar dans la configuration du CPR/CloudSat (θ_{FOV} = 1,13 mrad). Les propriétés optiques du nuage sont décrites sur la figure (3.5). La figure (3.4) montre que les résultats des deux codes sont cohérents. On note que la réflectivité apparente calculée avec la forme gaussienne est plus grande que celle calculée avec la forme « créneau ». La forme créneau, tous les photons qui sont hors du champ de vue sont négligés, mais pour la forme

gaussienne les photons qui sont hors du champ de vue ont la possibilité d'être diffusé vers le récepteur (récepteur illimité). Ce qui donne une puissance rétrodiffusée plus grande dans le cas de la forme gaussienne.

Dans McRALI, j'ai modélisé plusieurs diagrammes de rayonnement d'antenne. Ainsi, la forme de l'émetteur ou du récepteur peut être gaussienne « limitée » ou « illimitée ». Par « limitée » nous entendons que l'énergie est émise/recueillie uniquement à l'intérieur du lobe principal de l'antenne. Par « illimité », nous entendons que l'énergie est émise/recueillie sur tout l'espace. Un système radar sera toujours modélisé par la configuration {Emetteur illimité-Récepteur illimité, i.e. (emi-rei)}.

3.2.3.1. Réflectivités pour différentes valeurs de θ_{FOV}

Dans cette étude j'utilise un nuage de deux couches (utilisé par Hogan and Battaglia (2008)) (figure (3.5)). La première couche est située entre 6 km et 10 km d'altitude. Elle est constituée de cristaux de glace de diamètre 1 mm. Le coefficient d'extinction est 0,377 km-1, l'albédo de simple diffusion est 0,984 et le paramètre d'asymétrie est 0,226. Le rapport de rétrodiffusion à l'extinction est 15,9 sr. La deuxième couche se situe entre 2 km et 6 km d'altitude. Elle est constituée de gouttelette de pluie de diamètre 0,8 mm. Le coefficient d'extinction est 1,3 km-1, l'albédo de simple diffusion est 0,417 et paramètre d'asymétrie est 0,056. Le rapport de rétrodiffusion à l'extinction 23,3 sr. On utilise la fonction de phase de Mie (les lignes grises sur la figure (2.9)).

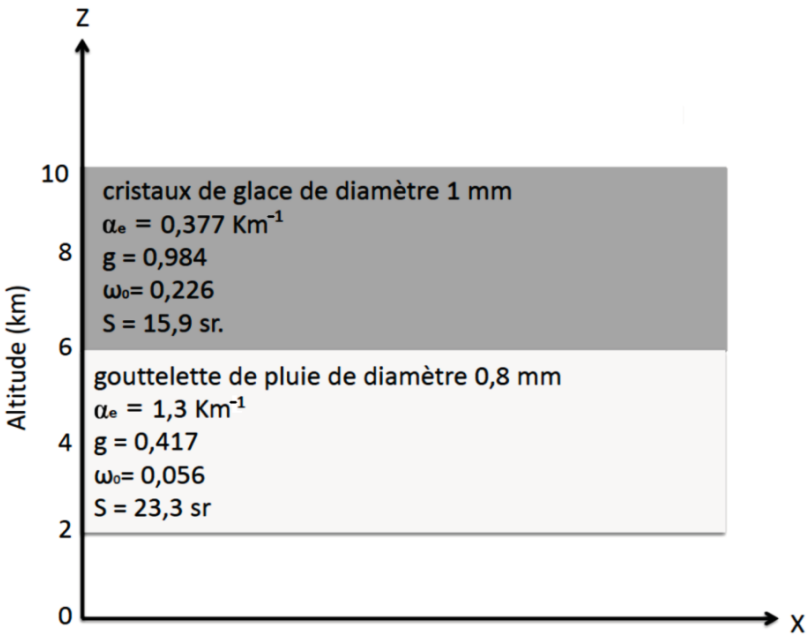


Figure (3.5) Propriétés optiques du nuage utilisé dans cette étude et proposées par Hogan and Battaglia (2008).

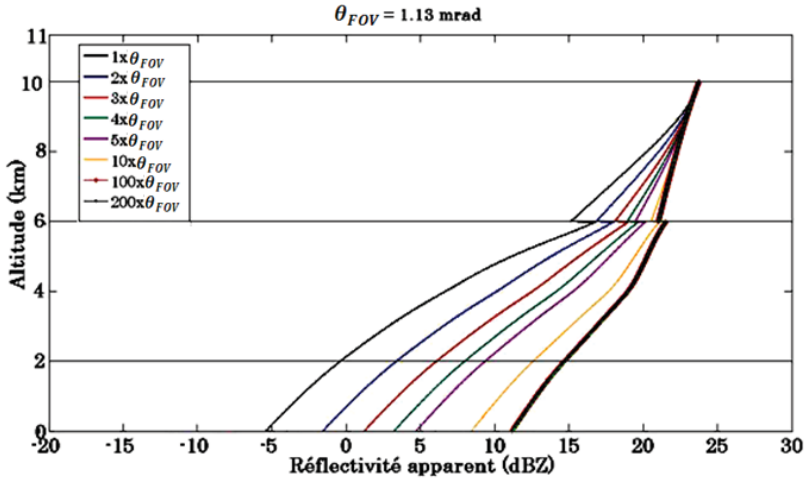


Figure (3.6) Profil vertical de la réflectivité dans la configuration du radar CPR/CloudSat, mais pour différentes valeurs de θ_{FOV}. Les propriétés optiques du nuage sont présentées sur la figure (3.5). θ_{FOV} du radar CPR/ CloudSat est 1,13x10^{-3} rad.

La figure (3.6) montre des profils verticaux de la réflectivité apparente simulée par McRALI pour la configuration du CPR/CloudSat si celui-ci possédait différentes valeurs de θ_{FOV}. Les propriétés optiques du nuage de cette étude sont présentées sur la figure (3.5). On remarque que la réflectivité est d'autant plus importante que θ_{FOV} est importante. Ceci est lié aux effets de la diffusion multiple qui augmentent avec la valeur de θ_{FOV}.

3.2.3.2. Nuage bicouche (Hogan and Battaglia, 2008)

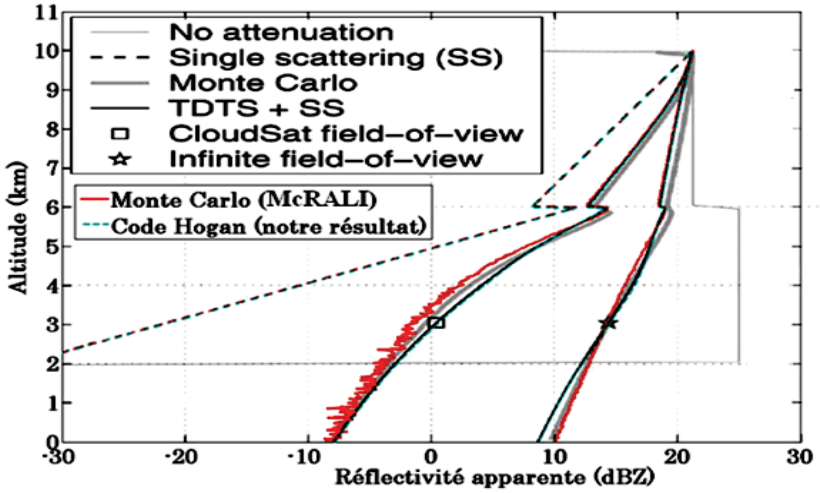


Figure (3.7) Réflectivité apparente en fonction de l'altitude simulée par McRALI (courbes rouges), le code de Hogan (courbes noires) et le code de Battaglia (courbes grise). Les propriétés optiques du nuage sont présentées sur la figure (3.5). Les courbes en tirets représentent la réflectivité simulée en régime de diffusion simple. La configuration du système radar est celle du CPR/CloudSat avec θ_{FOV} = 1,13x10^{-3} rad (carré) et un champ de vue infini (étoile).

La figure (3.7) montre le profil vertical de la réflectivité simulée, pour la configuration de radar CPR/CloudSat (deux FOV différentes), par McRALI, le code de Hogan et le code de Battaglia pour le nuage bicouche, dont les propriétés optiques sont présentées sur la figure (3.5). Les profils de réflectivité radar simulés par McRALI sont très proches des profils simulés dans Hogan and Battaglia (2008). On notera que les résultats de McRALI sont encore plus cohérents avec les résultats du code de Battaglia. Enfin, on remarquera qu'en régime de diffusion simple, les simulations de McRALI sont identiques aux simulations de Hogan and Battaglia (2008).

3.3. Configuration de McRALI pour le CPR Doppler/EarthCARE

Un radar Doppler est un radar qui utilise l'effet Doppler-Fizeau de l'écho réfléchi par une cible pour mesurer sa vitesse radiale. L'effet Doppler a été présenté par Christian Doppler en 1842 pour les ondes sonores puis par Hippolyte Fizeau pour les ondes électromagnétiques en 1848. Il y a aujourd'hui de multiples applications. Un radar Doppler est un instrument servant à mesurer la vitesse des cibles circulant à l'aide d'ondes radar. Le radar émet une onde qui est réfléchie par toute cible se trouvant dans la direction pointée. Par effet Doppler, cette onde réfléchie possède une fréquence différente de celle émise : une fréquence plus grande pour les cibles s'approchant du radar et plus petite pour celle s'en éloignant.

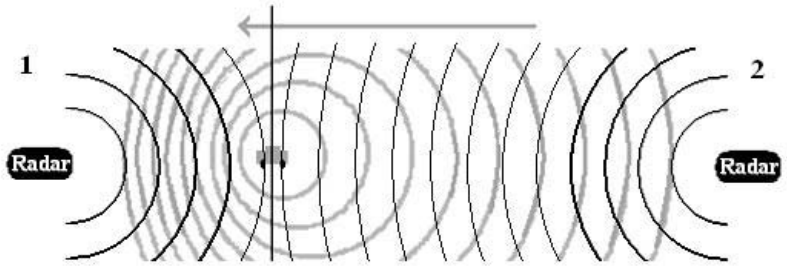


Figure (3.8) Illustration de l'effet Doppler. Dans la partie 1 la cible s'approche du radar, dans la partie 2 la cible s'éloigne du radar, la flèche grise présente la direction de la cible.

En mesurant la différence de fréquence entre l'onde émise et celle réfléchie, on peut calculer la vitesse de la cible.

3.3.1. Le principe de la mesure radar Doppler

Un faisceau d'ondes émis par une source, va rencontrer un certain nombre de cibles, ou d'interfaces fixes. La fréquence réfléchie par les cibles fixes est identique à la fréquence émise.

On dit qu'il n'y a pas de différence entre la fréquence d'émission f_0 et la fréquence de réception f_D. Si la cible se déplace, il se produit une modification de la fréquence du faisceau réfléchi:

$$\Delta f = f_0 - f_D \qquad (3.12)$$

Le décalage de fréquence Δf est positif si la cible se rapproche de la source et négatif si elle s'en éloigne.

Si la cible est mobile dans l'axe du faisceau et que le radar est fixe :

$$\Delta f = \frac{2v_c}{c} f_0 \qquad (3.13)$$

où v_c est la vitesse de déplacement de la cible et c est la vitesse de propagation du faisceau. Si la cible est mobile dans un axe différent, la vitesse mesurée est une vitesse relative V, égale à la projection orthogonale du vecteur de la vitesse $\overrightarrow{v_c}$ sur l'axe du faisceau, telle que

$$V = v_c \cos\theta$$

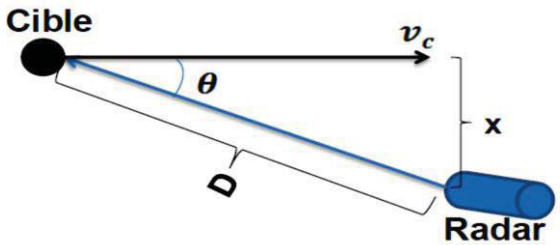


Figure (3.9) Illustration la mesure de vitesse Doppler pour une cible se déplace à la vitesse v_c, θ est l'angle entre la direction de cible et l'axe du faisceau

où θ est l'angle entre l'axe du faisceau et l'axe du déplacement de la cible ou angle Doppler. La valeur de la fréquence Doppler devient alors :

$$\Delta f = \frac{2\, v_c\, f_0 \cos\theta}{c} \qquad (3.14)$$

On comprend ici que l'augmentation de l'angle Doppler s'accompagne d'une diminution de Δf (la valeur de $\cos\theta$ se rapprochant de zéro) qui s'annule totalement lorsque l'angle atteint 90°, qui nous donne la limitation du système entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$. La mesure de la vitesse v_c nécessite donc la connaissance de l'angle Doppler. Pour calculer cette vitesse, la formule devient :

$$v_c = v_m = \frac{\Delta f\, c}{2 f_0 \cos\theta} \qquad (3.15)$$

où v_m est la vitesse mesurée par le radar.

L'appareillage restitue donc le déplacement de la cible en terme de décalage de fréquence (Δf). Ce décalage étant fonction de $v_c\ cos\theta$, il varie, pour une même vitesse de déplacement, selon la valeur de θ.

3.3.2. Caractéristiques du radar CPR Doppler/EarthCARE

EarthCARE (The Earth Cloud Aerosol and Radiation Explorer) est un satellite d'observation de l'atmosphère terrestre faisant partie du programme Living Planet de l'ESA et développé en coopération avec l'agence spatiale japonaise JAXA (Bezy et al., 2005 ; Illingworth et al., 2015), dont le lancement est prévu en 2018. Il embarque quatre instruments dont deux actifs et deux passifs : un radar (CPR Doppler, 94 GHz), un lidar atmosphérique à haute résolution spectrale (ATLID), un spectromètre imageur (MSI) à 7 canaux et un radiomètre à large bande (BBR).

Figure (3.10) le satellite EarthCARE

Fréquence	94 GHz
Champ de vue	1,4 mrad
Altitude	395 km
Empreinte	0,55 km
Seuil minimal de détection	-35 dBZ
Vertical Résolution	500 m

Table (3.2) Caractéristiques principales des paramètres du radar CPR Doppler/EarthCARE

3.3.3. Les modifications apportées à McRALI

McRALI calcule la puissance rétrodiffusée par rapport à la distance entre le radar et les cibles $I(r_i)$ ($i = 1, 2, \ldots$.. nombre de couches). Je l'ai modifié pour qu'il calcule le spectre de puissance Doppler, c'est-à-dire la puissance rétrodiffusée $I(r_i, f_k)$ ($k = 1, 2, \ldots$.... nombre de l'intervalle de la fréquence) en fonction de la distance cible-récepteur et en fonction du décalage de fréquence (lié à la vitesse de déplacement de la cible).

Ainsi, à chaque diffusion, McRALI doit calculer le décalage de fréquence *(*Δf). Comme McRALI utilise la méthode de l'estimation locale, on doit calculer le décalage de fréquence apparent ($\Delta f'$), décalage de fréquence du photon qui diffuse vers le radar (voir figure (3.9)). En régime de diffusion multiple, le décalage fréquentiel final est la somme de tous les décalages (Δf*)* calculés à chaque diffusion le long de la trajectoire du photon.

La vitesse Doppler est calculée en fonction du décalage de fréquence et de l'angle entre l'axe du faisceau et la direction de la cible, et est donnée par l'équation (3.15). Le décalage de la fréquence est donné par l'équation (3.14). Ces équations sont données pour une seule diffusion, mais quand le photon subit i diffusions (où $i > 1$) le décalage fréquentiel à la i^{ème} diffusion sera calculé avec l'équation (Battaglia and Tanelli, 2011) :

$$\Delta f_i = f_0 \, \frac{\vec{v}_i . \left(\vec{k}_{i-1} - \vec{k}_i\right)}{c} \qquad (3.16)$$

où f_0 est la fréquence initiale, $\vec{v}_i$ est la vitesse de la cible à la diffusion i, $\left(\vec{k}_{i-1} - \vec{k}_i\right)$ est la différence entre les directions du photon avant et après la diffusion i, $\vec{k}$ est le vecteur directeur unitaire du photon.

Le décalage final de fréquence après n diffusions sur la trajectoire d'un photon est calculé comme

$$\Delta f_{n_total} = \sum_{i=1}^{n} \Delta f_i \qquad (3.17)$$

et la vitesse Doppler :

$$v_{Dop_n} = \frac{\Delta f_{n_total}}{f_0} \cdot \frac{c}{2} \qquad (3.18)$$

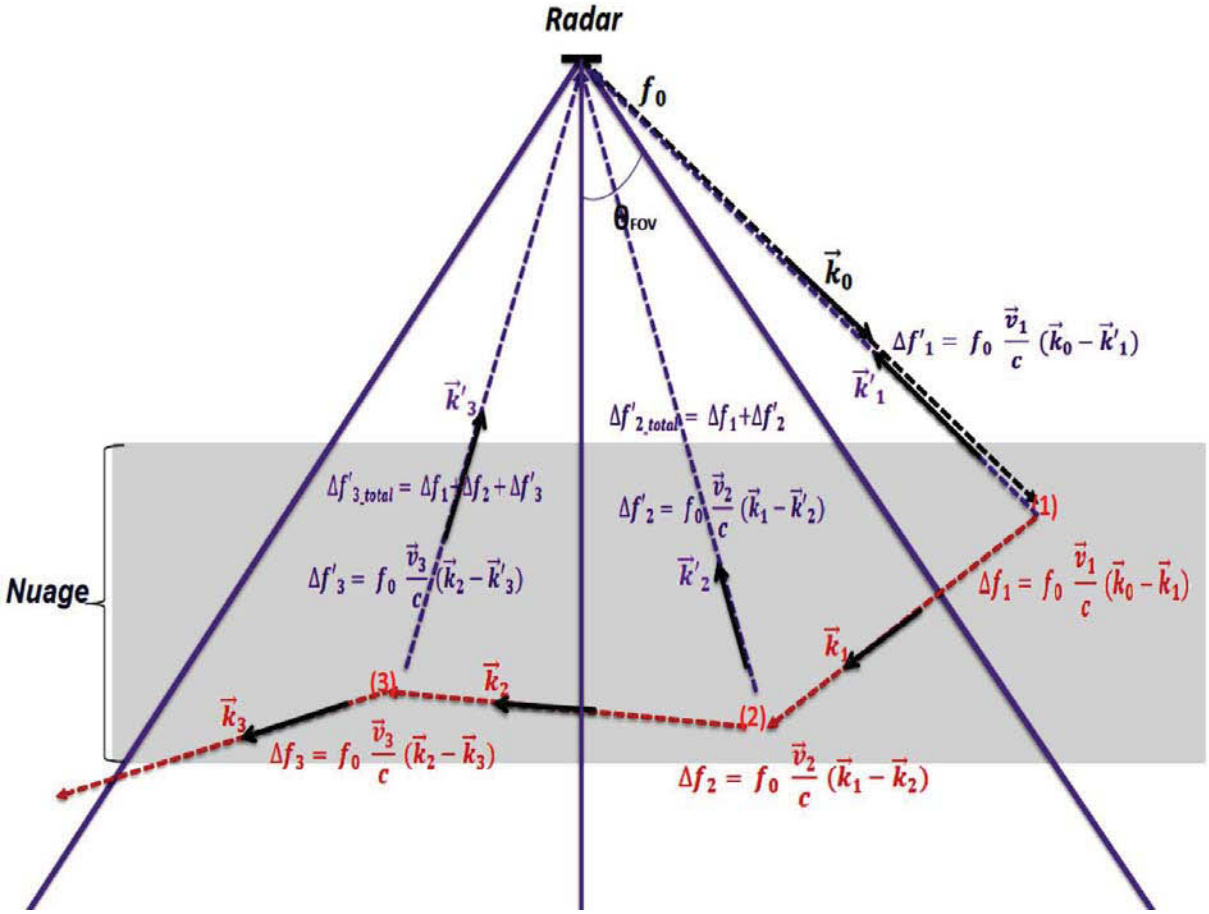


Figure (3.11) Illustration du décalage de fréquence Δf_n d'un photon (trajectoire rouge) pour trois cibles diffusantes(1), (2) et (3) possédant chacune une vitesse $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$, et $\vec{v}_3$. En utilisant la méthode de l'estimation locale, McRALI calcule, à chaque diffusion n, le décalage de fréquence $\Delta f'_n$ en supposant que le photon diffuse vers le récepteur. $\vec{k}'_n$ est le vecteur unitaire de direction la position de diffusion vers le récepteur et $\vec{k}_n$ est le vecteur unitaire de direction du photon après la diffusion d'ordre n.

On explique plus précisément comment le calcul de ce décalage fréquentiel est réalisé dans McRALI. Soit un photon en régime de diffusion multiple, dont la trajectoire du photon principale est représentée en rouge sur la figure (3.11). Lors de la première diffusion le photon, de direction $\vec{k}_0$, diffuse dans la direction $\vec{k}_1$, alors le décalage de fréquence sera

$$\Delta f_1 = f_0 \frac{\vec{v}_1.(\vec{k}_0 - \vec{k}_1)}{c} \qquad (3.19)$$

En utilisant la méthode de l'estimation locale, on calcule le décalage de fréquence apparente du photon qui rétrodiffuse vers le radar dans la direction $\vec{k}'_1$

$$\Delta f'_1 = f_0 \frac{\vec{v}_1.(\vec{k}_0 - \vec{k}'_1)}{c} \qquad (3.20)$$

Le décalage de fréquence total à la première diffusion du photon qui revient vers le détecteur est donc

$$\Delta f_{1_total} = \Delta f'_1 \qquad (3.21)$$

La vitesse Doppler est

$$v_{Dop_1} = \frac{\Delta f_{1_total}}{f_0} \cdot \frac{c}{2} \qquad (3.22)$$

Lors de la deuxième diffusion : le photon diffuse dans la direction $\vec{k}_2$, le décalage de fréquence sera

$$\Delta f_2 = f_0 \frac{\vec{v}_2.(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)}{c} \qquad (3.23)$$

En utilisant la méthode de l'estimation locale, le décalage de fréquence apparent en supposant que le photon rétrodiffuse vers le radar dans la direction $\vec{k}'_2$ est

$$\Delta f'_2 = f_0 \frac{\vec{v}_2}{c} \left(\vec{k}_1 - \vec{k}'_2\right) \qquad (3.24)$$

Le décalage de fréquence total après la deuxième diffusion est

$$\Delta f_{2_total} = \Delta f_1 + \Delta f'_2 \qquad (3.25)$$

et la vitesse Doppler calculée après deux diffusions est

$$v_{Dop_2} = \frac{\Delta f_{2_total}}{f_0} \cdot \frac{c}{2} \qquad (3.26)$$

A la n^{ième} diffusion, le photon diffuse dans la direction $\vec{k}_n$, le décalage de fréquence sera

$$\Delta f_n = f_0 \frac{\vec{v}_n.\left(\vec{k}_{n-1} - \vec{k}_n\right)}{c} \qquad (3.27)$$

En utilisant la méthode de l'estimation locale, on calcule le décalage de fréquence apparente du photon qui rétrodiffuse vers le radar dans la direction $\vec{k}'_n$

$$\Delta f'_n = f_0 \frac{\vec{v}_n.\left(\vec{k}_{n-1} - \vec{k}'_n\right)}{c} \tag{3.28}$$

Le décalage de fréquence total après la n^ième^ diffusion est

$$\Delta f_{n_total} = \Delta f_1 + \Delta f_2 + \dots\dots + \Delta f_{n-1} + \Delta f'_n \tag{3.29}$$

ou encore

$$\Delta f_{n_total} = f_0 \frac{1}{c}\left[\vec{v}_1.\left(\vec{k}_0 - \vec{k}_1\right) + \vec{v}_2.\left(\vec{k}_1 - \vec{k}_2\right) + \dots + \vec{v}_n.\left(\vec{k}_{n-1} - \vec{k}'_n\right)\right] \tag{3.30}$$

et la vitesse Doppler après la n^ième^ diffusion est

$$v_{Dop_n} = \frac{\Delta f_{n_total}}{f_0} . \frac{c}{2} \tag{3.31}$$

Si le radar se déplace à la vitesse $\vec{v}_r$, il l faut alors rajouter un terme qui prend en compte le déplacement du radar (Battaglia and Tanelli, 2011). L'équation précédente (3.30) devient :

$$\Delta f_{n_total} = f_0 \frac{1}{c}\left[\vec{v}_1.\left(\vec{k}_0 - \vec{k}_1\right) + \vec{v}_2.\left(\vec{k}_1 - \vec{k}_2\right) + \dots + \vec{v}_n.\left(\vec{k}_{n-1} - \vec{k}'_n\right) - \vec{v}_r.\left(\vec{k}_0 - \vec{k}'_n\right)\right] \tag{3.32}$$

En utilisant la méthode de l'estimation locale, le code calcule la contribution de chaque diffusion n au signal radar total en fonction de l'altitude et en fonction de la fréquence ou de la vitesse Doppler. L'équation (3.12) devient

$$\hat{\beta}(z,f) = \sum_{i=1}^{n} \frac{P_{r,i}(z,f)}{\Delta z\, P_0} \quad \text{ou} \quad \hat{\beta}(z,v) = \sum_{i=1}^{n} \frac{P_{r,i}(z,v)}{\Delta z\, P_0} \tag{3.33}$$

Le coefficient de rétrodiffusion apparent du radar et la réflectivité apparente seront calculés en fonction de décalage de fréquence ou en fonction de vitesse Doppler à chaque diffusion.

$$\hat{Z}(z,v) = \frac{4}{|K|^2}\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^4 \hat{\beta}(z,v) \tag{3.34}$$

3.4. Comparaison entre les résultats de McRALI et ceux issus de la littérature scientifique : application au spectre Doppler de puissance

La seule publication qui traite des effets de la diffusion multiple sur le spectre de puissance radar (et donc de la vitesse Doppler mesurée) par simulation numérique par approche Monte Carlo est celle de Battaglia and Tanelli (2011), dans laquelle les auteurs présentent notamment DOMUS, un simulateur radar Doppler Monte Carlo prenant en compte la diffusion multiple.
Dans cette étude, je compare la réflectivité apparente et le spectre Doppler simulés par McRALI avec la réflectivité apparente et le spectre Doppler simulés par DOMUS (Battaglia and Tanelli, 2011) pour un nuage dont les propriétés optiques sont représentées sur la figure (3.12) et estimées à partir de la publication de Battaglia and Tanelli (2011).
La vitesse des cibles (ou du vent) est imposée constante et égale à 6 m/s selon la verticale dans toute la scène nuageuse.

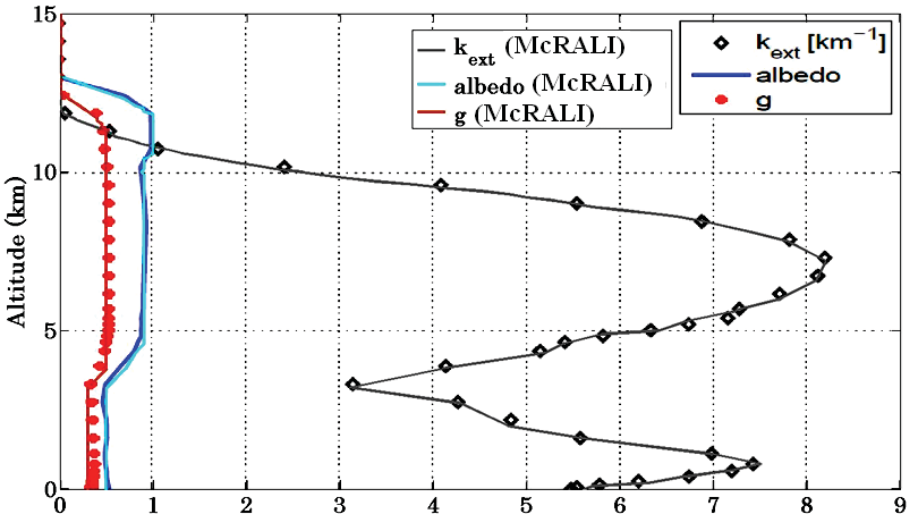


Figure (3.12) Propriétés optiques (en bleu l'albédo de diffusion simple, en noir l'extinction et en rouge le paramètre d'asymétrie) du nuage utilisé dans Battaglia and Tanelli (2011). Les courbes représentent les propriétés optiques que nous avons estimées à partir des diverses informations du papier de Battaglia and Tanelli (2011) et les sigles (triangle, point) et la ligne bleue foncée les propriétés optiques publiées dans Battaglia and Tanelli (2011)

La figure (3.12) représente les propriétés optiques du nuage utilisées dans l'étude de Battaglia and Tanelli (2011) ainsi que les propriétés optiques que j'ai estimées graphiquement et à partir des différentes informations dans le papier de Battaglia and Tanelli (2011). Nous avons émis l'hypothèse que la fonction de phase utilisée est la fonction de phase de Henyey-Greenstein, donnée par :

$$P(\theta) = \frac{1 - g^2}{\sqrt{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^3}} \tag{3.35}$$

où θ est l'angle de la diffusion et g est le paramètre d'asymétrie.

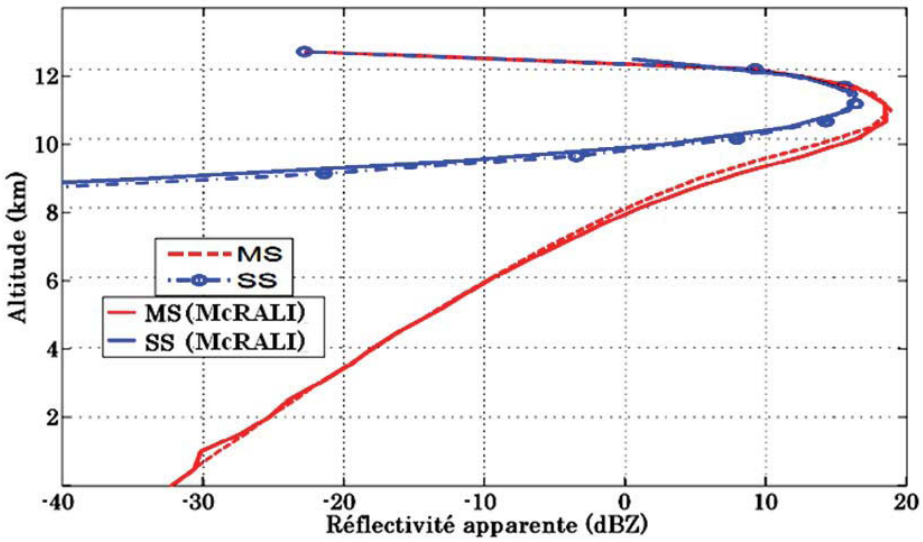


Figure (3.13) Réflectivité apparente en fonction de l'altitude mesurée le CPR Doppler/EarthCARE pour le nuage dont les propriétés optiques sont présentées sur la figure (3.12). Les courbes en tirets représentent les simulations de McRALI et les courbes continues les simulations de DOMUS. La couleur rouge indique les simulations en régime de diffusion multiple et bleue en régime de diffusion simple.

La figure (3.13) montre la réflectivité simulée par McRALI et DOMUS pour la configuration de radar CRP Doppler/EathCARE et pour le nuage dont les propriétés optiques sont présentées sur la figure (3.12). La réflectivité McRALI est très proche de la réflectivité DOMUS, sauf vers 9 km d'altitude. Je rappelle que les propriétés optiques du nuage utilisées dans nos simulations ont été estimées approximativement à partir des graphiques de Battaglia and Tanelli (2011) et que nous avons fait une hypothèse sur la nature de la fonction de phase non présentée dans leur papier. Il n'est donc pas surprenant que nos résultats de simulation ne soient pas exactement identiques à leurs résultats de simulation.

Battaglia and Tanelli (2011) ont aussi simulé avec DOMUS le spectre Doppler, la vitesse Doppler moyenne et l'élargissement spectral Doppler pour le nuage décrit précédemment. On rappelle que la vitesse verticale du vent vers le haut est fixée à 6 m/s et que l'on est dans la configuration du radar CRP Doppler/EarthCARE (vitesse du satellite 7,7 km/s, à l'altitude de 395 km, la fréquence initiale est 94 GHz, la divergence du faisceau et le champ de vue est 1,4 mrad). J'ai calculé le spectre Doppler, la vitesse Doppler moyenne et l'élargissement spectral

Doppler avec McRALI et j'ai comparé mes résultats avec les résultats de DOMUS (Battaglia and Tanelli, 2011).

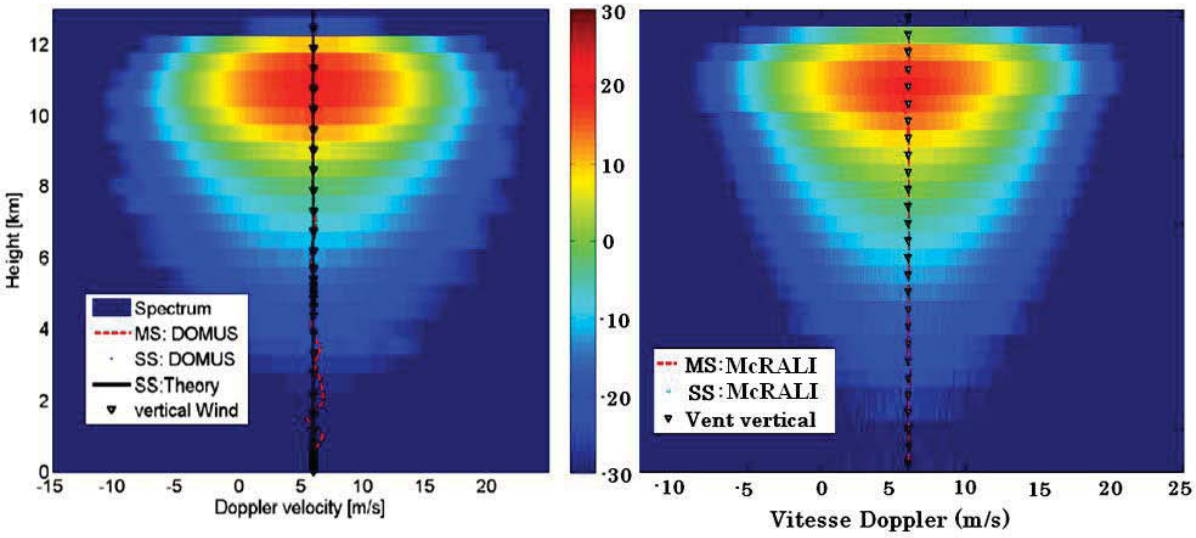


Figure (3.14) Spectre Doppler de puissance en fonction de la vitesse Doppler et de l'altitude simulé avec McRALI (à droite) et avec DOMUS (à gauche). Cette simulation est faite pour un nuage homogène plan parallèle horizontalement décrit sur la figure (3.12). La courbe rouge représente la vitesse moyenne Doppler mesurée en régime de diffusion multiple, la courbe bleue en pointillés (superposée à la courbe rouge) en régime de diffusion simple, les triangles noirs représentent la valeur de la vitesse verticale du vent imposée pour la simulation (6 m/s).

La figure (3.14) présente le spectre Doppler de puissance mesuré par le CPR Doppler/EathCARE simulé par McRALI et par DOMUS pour le nuage dont les propriétés optiques sont présentées sur la figure (3.12).

Cette figure indique que McRALI restitue bien une vitesse Doppler moyenne de 6 m/s quelle que soit l'altitude, aussi bien en régime de diffusion simple que multiple, tout comme DOMUS. Il apparait aussi que les spectres Doppler simulés par McRALI et DOMUS ont des formes globalement semblables.

A partir du spectre Doppler, on a calculé la largeur (l'élargissement) du spectre Doppler ou l'écart type du spectre Doppler. En statistique, on calcule l'écart type d'une variable x par l'équation : $\sigma(x) = \sqrt{V(x)}$, où $V(x)$ est la variance pour une variable aléatoire x, donnée par l'équation :

$$V(x) = \int x^2 f(x)dx - E^2(x) \qquad (3.36)$$

où $f(x)$ est la densité de probabilité (pdf)

$$f(x_i) = pdf_i = \frac{g(x_i)}{\sum_{i=1}^{n} g(x_i)} \tag{3.37}$$

et $E(x)$ est l'espérance définie par :

$$E(x) = \int x f(x) dx \tag{3.38}$$

Dans notre cas $x = v$, où v est la vitesse doppler, et $g(x_i) = \hat{\beta}(v_i)$, où $\hat{\beta}(v_i)$ est le coefficient de rétrodiffusion apparent pour l'intervalle de vitesse Doppler centrée en v_i. Finalement,

$$f(v_i) = \frac{\hat{\beta}(v_i)}{\sum_{i=1}^{n} \hat{\beta}(v_i)} \tag{3.39}$$

$$E(v) = \sum_{i=1}^{n} v_i \; f(v_i) \tag{3.40}$$

$$V(v) = \sum_{i=1}^{n} v_i^2 \; f(v_i) - E^2(v) \tag{3.41}$$

et l'élargissement spectral Doppler est donné par :

$$\sigma(v) = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} v_i^2 \; f(v_i) - E^2(v)} \tag{3.42}$$

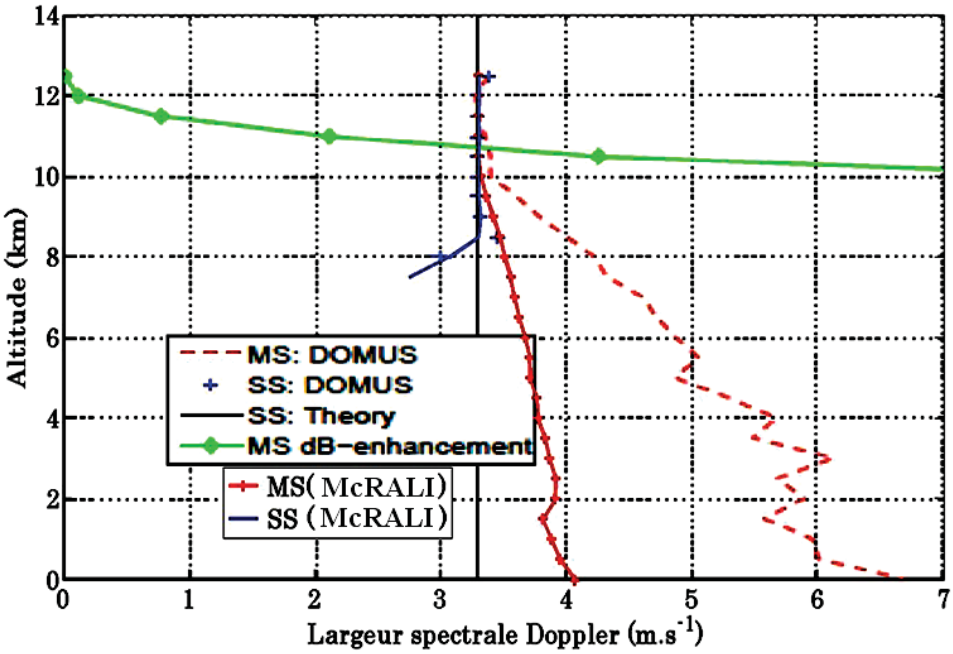


Figure (3.15) Profil vertical de l'élargissement spectral Doppler simulé avec McRALI et par DOMUS. Les courbes rouges représentent l'élargissement spectral Doppler pour la diffusion multiple, et les courbes bleues représentent l'élargissement spectral Doppler pour la diffusion simple.

La figure (3.15) montre le profil vertical de l'élargissement spectral Doppler simulé avec McRALI et par DOMUS pour le nuage présenté sur la figure (3.12). DOMUS et McRALI fournissent le même élargissement spectral Doppler proche du sommet de nuage (entre 10 km et 13 km), où les processus de diffusion simple dominent. De plus, nos résultats numériques sont conformes aux résultats théoriques de la diffusion simple, donné par l'équation (Battaglia and Tanelli, 2011):

$$\sigma_{Dop} = \sqrt{\sigma_{hydro}^2 + \sigma_{turb}^2 + \frac{\theta_{3dB}^2 v_{sat}^2}{16\log(2)}} \qquad (3.43)$$

où σ_{hydro} est l'écart type lié aux hydrométéore, σ_{turb} est l'écart type de turbulente, θ_{3dB} l'angle d'ouverture à -3dB et v_{sat} la vitesse du satellite. Pour la configuration EarthCARE, et pour $\sigma_{hydro} = 0{,}5$ et $\sigma_{turb} = 0$, ce terme vaut 3,25 m / s.

Néanmoins, les écarts entre l'élargissement spectral Doppler de DOMUS et de McRALI existent toujours en régime de diffusion multiple (entre 0 km et 10 km). Afin de comprendre ces différences, plusieurs tests numériques ont été réalisés. Nous n'avons jamais réussi à reproduire le profil de l'élargissement de Battaglia and Tanelli (2011). Dans le même temps, les propriétés optiques du nuage utilisées dans nos simulations ont été estimées approximativement à partir des graphiques (Battaglia and Tanelli, 2011) du papier DOMUS. Nous avons également fait une hypothèse que la fonction de phase utilisée est la fonction de phase de Henyey-Greenstein, car la nature de la fonction de phase n'est pas précisée dans leur papier.

3.5. Conclusion

Je présente ici le principe général d'un système radar, ainsi que le paramétrage nécessaire pour simuler le CPR/CloudSat et le CPR Doppler/EarthCARE.

Pour simuler la réflectivité du système radar CPR/CloudSat nous modélisons les antennes de l'émetteur et du récepteur par une forme gaussienne à -3dB. Nous obtenons avec McRALI pour la diffusion simple et pour la diffusion multiple les mêmes résultats que ceux publiés par Hogan and Battaglia (2008) pour la réflectivité apparente.

Pour simuler le spectre Doppler de puissance du système radar CPR Doppler/EarthCARE, il a fallu estimer le décalage en fréquence et à chaque diffusion d'un photon. Les simulations de McRALI (réflectivité apparente, spectre Doppler de puissance, vitesse Doppler moyenne) sont

proches des résultats publiés par Battaglia and Tanelli (2011). Par contre, McRALI sous-estime systématiquement l'élargissement Doppler par rapport à DOMUS (Battaglia and Tanelli, 2011).

4. *Chapitre 4 : Etude des effets des hétérogénéités des nuages sur les observables de systèmes lidar et radar (problème direct)*

4.1. Introduction

Les nuages montrent des variabilités tridimensionnelles complexes (3D) dans leurs propriétés géométriques (horizontales et verticales), optiques et microphysiques à des échelles moyennes spatiales différentes. Albers et al. (1999) ont étudié les inhomogénéités horizontales dans les nuages sur la rétrodiffusion de lidar/radar et ont montré certaines difficultés sur l'interprétation de certaines mesures, liées à la structure des nuages. En général, et pour des raisons pratiques, les nuages sont supposés être homogènes et plan-parallèles (PPH et/ou 1D) dans les algorithmes de calcul des signaux lidar/radar (problème direct) et dans les algorithmes de restitution les propriétés nuageuses (problème inverse).

Nous allons quantifier les effets des hétérogénéités spatiales des nuages sur les observables lidar/radar. Pour cela, l'étude est basée sur la simulation du transfert radiatif 3D dans des milieux nuageux 3D. Nous utiliserons l'approche classique de la communauté du transfert radiatif. Pour le problème direct, l'approche consiste à comparer les propriétés radiatives moyennes 3D des nuages 3D, et les propriétés radiatives des nuages homogènes équivalents PPH dont les propriétés optiques sont égales aux propriétés optiques moyennes horizontales des nuages 3D.

J'ai utilisé deux outils à ces fins. Le premier est le code McRALI (voir annexe A), un simulateur de référence de système lidar/radar prenant en compte des processus de la diffusion multiple, de polarisation, l'effet Doppler, et les structures 3D des nuages et du vent. Il est basé sur 3DMCPOL (Cornet et al., 2010). Le second outil est 3DCLOUD, un générateur stochastique de nuage 3D (Szczap et al., 2014).

4.2. Effets des hétérogénéités des nuages sur les mesures de la vitesse Doppler. Application au radar Doppler CPR /EarthCARE

Dans ce paragraphe, je présente quelques résultats préliminaires sur les effets des hétérogénéités 3D des nuages sur les mesures de la vitesse Doppler du radar CPR Doppler/EarthCARE. Dans cette étude, les structures des nuages hétérogènes sont plutôt académiques (nuage « escalier », présence de discontinuité horizontale des propriétés optiques et dynamique, présence de trous).

4.2.1. Cas du nuage discontinu (hétérogène) et vitesse du vent verticale constante

Schutgens (2007) a proposé un travail préliminaire pour étudier les effets des hétérogénéités des nuages sur la vitesse Doppler mesurée par le radar CPR Doppler/EarthCARE. Dans son papier (2007), il a utilisé un nuage hétérogène constitué de deux parties, la première partie étant caractérisée par le coefficient de rétrodiffusion η_- et la deuxième partie par le coefficient de rétrodiffusion η_+ tel que $\frac{\eta_+}{\eta_-} = 2, 4, 8$, et 16. Son simulateur est basé sur une approche statistique simplifiée pour simuler les vitesses Doppler mesurées par le système radar Doppler, qui « a priori » ne prend pas en compte les effets de la diffusion multiple. Par ailleurs, son simulateur ne nécessite pas de connaitre les limites supérieures et inférieures du nuage ni la fonction de phase du nuage.

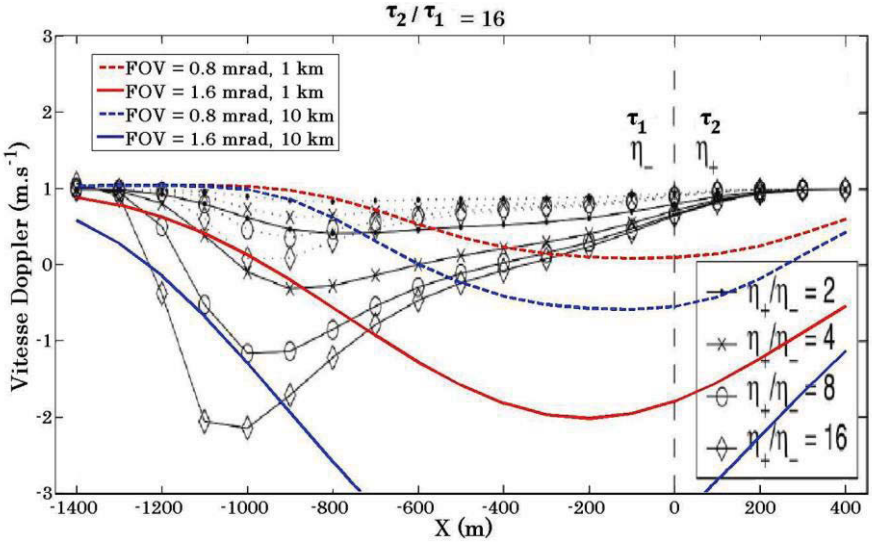


Figure (4.1) Vitesse Doppler moyenne mesurée au sommet du nuage en fonction de la position du radar, pour une vitesse des particules constante (v = 1 m/s). Le nuage présente une discontinuité dans l'épaisseur optique pour McRALI, τ_1 étant l'épaisseur optique de la première partie, et τ_2 l'épaisseur optique de la deuxième partie, et dans le coefficient de rétrodiffusion (η_+ et η_-) pour Schutgens. La fonction de phase pour McRALI est celle de Henyey-Greenstein avec comme valeur du paramètre d'asymétrie g = 0,01. Le radar se déplace de gauche à droite à la vitesse de 7,6 km/s. Les lignes noires continues représentent les résultats de Schutgens et pour les différents rapports $\frac{\eta_+}{\eta_-}$ =2, 4, 8, et 16. *Les résultats de McRALI sont réalisés uniquement pour $\frac{\tau_2}{\tau_1}$ =16. Les courbes bleues représentent la vitesse Doppler moyenne mesurée au sommet du nuage pour le nuage situé entre 1 et 10 km, et les courbes rouges représentent la vitesse Doppler moyenne au sommet du nuage pour le nuage situé entre 9 et 10 km. Les courbes en trait plein correspondent à θ_{FOV} = 1,6 mrad et les courbes en pointillées à θ_{FOV} = 0,8 mrad.*

La figure (4.1) montre la vitesse Doppler moyenne mesurée par le CPR Doppler/EarthCARE de part et d'autre de la discontinuité optique du nuage, simulé par Schutgens (2007) et par McRALI. Les résultats de Schutgens (2007) montrent que, loin de la discontinuité (x = -1400 m ou x = 400 m) la vitesse Doppler mesurée est égale à la vitesse des particules (1 m/s), mais à proximité de cette discontinuité la vitesse Doppler est différente. Ces écarts dépendent de la valeur du rapport des coefficients de rétrodiffusion (η_+ / η_-) et du champ de vue du radar. Les biais sur la vitesse mesurée peuvent atteindre plusieurs m/s selon Schutgens (2007).

J'ai essayé de reproduire les résultats de Schutgens. Pour ma part, j'ai simulé deux nuages hétérogènes (un situé entre 9 km et 10 km d'altitude et l'autre situé entre 1 km et 10 km) constitués de deux parties, la première avec l'épaisseur optique τ_1, et la deuxième avec l'épaisseur optique τ_2, tel que $\frac{\tau_2}{\tau_1} = 16$. Pour les deux nuages, $\tau_1 = 1$ et $\tau_2 = 16$. Dans les deux cas, j'ai utilisé une fonction de phase de type Henyey-Greenstein avec comme valeur du paramètre d'asymétrie $g = 0{,}01$. L'angle d'ouverture θ_{FOV} du système radar est fixée à 1,6 mrad, sa vitesse à 7,6 km/s et son altitude à 395 km.

La figure (4.1) montre que le biais sur la vitesse Doppler calculée par McRALI pour le premier nuage (entre 9 et 10 km) est proche du biais calculé par Schutgens (environ 3 m/s pour $\theta_{FOV} =$ 1,6 mrad et environ 1 m/s pour $\theta_{FOV} = 0{,}8$ mrad). Pour le second nuage (entre 1 et 10 km), le biais calculé par McRALI (environ 5 m/s pour une $\theta_{FOV} = 1{,}6$ mrad et environ 1,5 m/s pour une $\theta_{FOV} = 0{,}8$ mrad) est plus important que le biais calculé par Schutgens. Par ailleurs, le biais maximal sur la vitesse Doppler estimé par Schutgens se situe à environ -1000 m de la discontinuité du nuage alors qu'il se situe à -200 m pour McRALI.
Nos résultats sont globalement qualitativement cohérents avec ceux obtenus par Schutgens, mais pas quantitativement. Nous pouvons attribuer ces différences quantitatives à plusieurs facteurs : au facteur « géométrique » (l'altitude du nuage, son épaisseur, ces deux informations n'étant pas nécessaires au simulateur radar de Schutgens), au facteur « optique » (les valeurs de l'épaisseur optique τ_1 et τ_2, la fonction de phase, l'albédo de diffusion simple n'étant pas nécessaire au simulateur radar de Schutgens) et au facteur « processus » (la diffusion multiple n'est pas pris en compte « a priori » dans le code de Schutgens).

4.2.1. Nuage continu (homogène) et vitesse du vent verticale discontinue

Dans cette étude, McRALI simule la vitesse Doppler mesurée par le radar CPR Doppler /EarthCARE, pour un nuage continu (plan parallèle homogène), l'altitude de la base est 9 km et celle du sommet est 10 km. L'épaisseur optique est 10 et la fonction de phase est celle de Henyey-Greenstein avec comme valeur du paramètre d'asymétrie $g = 0{,}85$. La vitesse verticale du vent est par contre discontinue horizontalement : $V = 6$ m/s entre 1000 et 3000 m, et $V = 0$ m/s sur le reste du nuage (voir figure (3.2)),

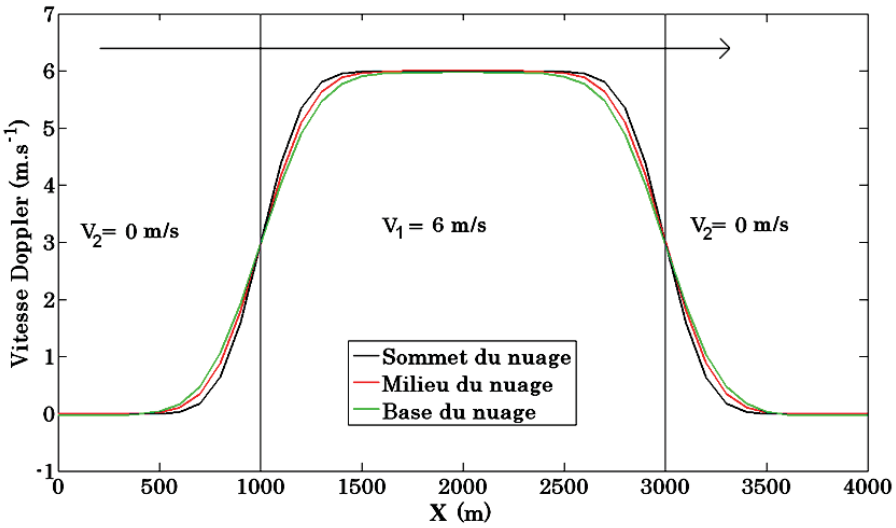


Figure (4.2) Vitesse Doppler simulée par McRALI pour le CPR Doppler/EarthCARE et pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur optique 10, d'épaisseur 1 km (entre 9 et 10 km), la vitesse entre 1000 m et 3000 m est 6 m/s vers le sol et sur le reste du nuage la vitesse est 0 m/s. Le radar EarthCARE se déplace à la vitesse 7,7 km/s. La courbe noire représente la vitesse mesurée au sommet du nuage, en rouge au milieu du nuage et en vert à la base du nuage.

La figure (4.2) présente la vitesse Doppler simulée par McRALI pour la configuration du radar EarthCARE. Les résultats de cette figure indiquent que pour la position x < 500 m, pour 1500 m < x < 2500 m et pour x > 3500 m la vitesse simulée par McRALI est bien la vitesse réelle du champ de vent (respectivement 0 m/s, 6 m/s et 0 m/s). Pour les autres positions, la vitesse simulée est très différente de la vitesse réelle du vent. Il semblerait que la vitesse mesurée soit liée à la forme gaussienne du diagramme de rayonnement de l'antenne à -3dB. Par exemple, la vitesse mesurée à x = 1000 m (discontinuité de la vitesse verticale du vent) est 3 m/s, égale à $\frac{V_1+V_2}{2}$.

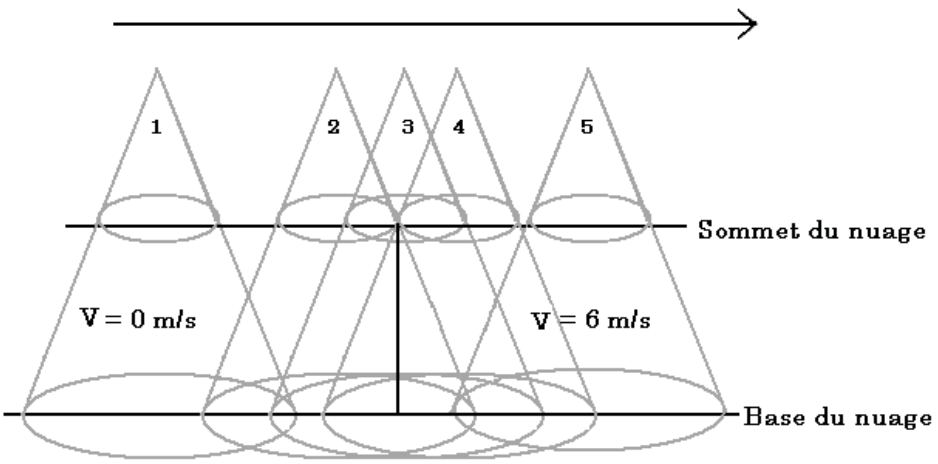


Figure (4.3) Illustration du passage du radar spatial au dessus d'un nuage de deux parties, à gauche la vitesse 0 m/s et à droite la vitesse 6 m/s (par exemple). Le radar passe au dessus de ce nuage de gauche à droite.

Pour expliquer les résultats de la figure (4.2) et en s'appuyant sur la figure (4.3), on peut conclure que :

1- le cas 1 : le radar est au dessus de la première partie où la vitesse est 0m/s, et loin de la deuxième partie, donc la vitesse mesurée est 0 m/s au sommet du nuage et à la base du nuage.
2- Le cas 2 et 4 : le radar est proche de la discontinuité de la vitesse verticale. Au sommet du nuage la FOV ne couvre qu'une partie du nuage où la vitesse est 0 m/s (cas 2) ou 6 m/s (cas 4). A la base du nuage la FOV couvre les deux parties donc la vitesse mesurée est proportionnelle à chaque partie couverte par la FOV. C'est pourquoi, sur la figure (3.2), par exemple à partir de 500 m (jusqu'à 1 km), la vitesse mesurée à la base du nuage est plus élevée que la vitesse mesurée au sommet du nuage.
3- Le cas 3 : le radar est au dessus de la limite entre les deux parties, et comme la vitesse calculée est proportionnelle à chaque partie couverte par la FOV, donc la vitesse mesurée dans ce cas est 3 m/s.
4- le cas 5 : le radar est au dessus de la deuxième partie où la vitesse est 6m/s, et loin de la première partie, donc la vitesse mesurée est 6 m/s au sommet du nuage et à la base du nuage.

4.2.2. Nuage discontinu et vitesse du vent verticale discontinue

Dans ce paragraphe, le radar mesure la vitesse Doppler au bord du nuage. On a fait des simulations en utilisant un nuage homogène, mais d'extension horizontale limitée (2 km par exemple, entre 1 et 3 km sur la figure (4.4)).

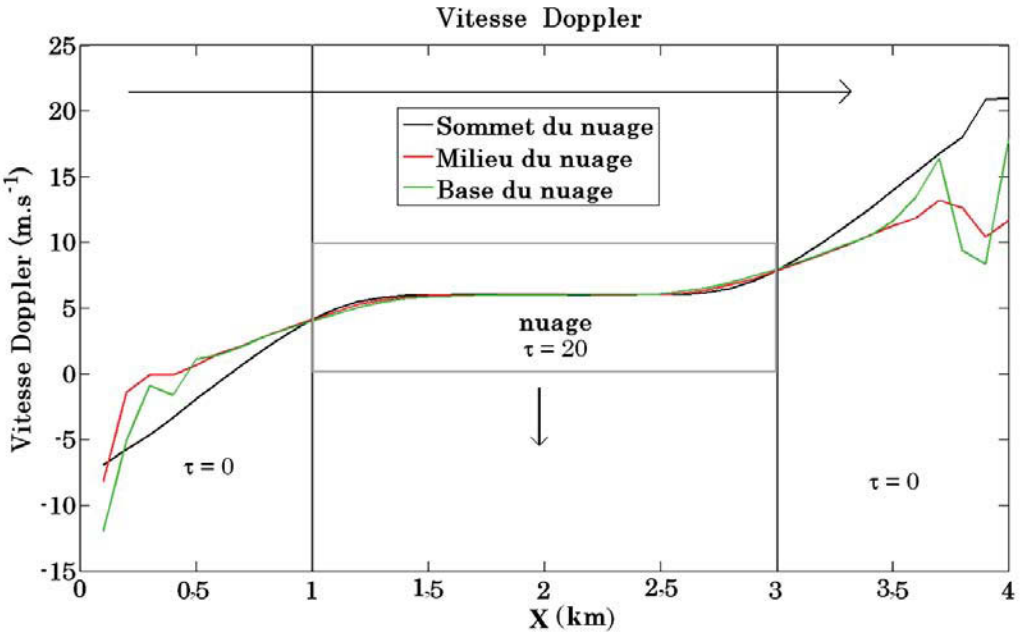


Figure (4.4) Vitesse Doppler simulée par McRALI pour le CPR Doppler/EarthCARE et pour un nuage d'épaisseur optique 20 de largeur 2 km (entre 1 et 3 km), d'épaisseur 1 km (entre 9 et 10 km), la vitesse du vent dans le nuage est 6 m/s vers le sol. Le radar se déplace de la gauche vers la droite à la vitesse de 7,7 km/s. La courbe noire représente la vitesse calculée au sommet du nuage, en rouge au milieu du nuage et en verte à la base du nuage.

La figure (4.4) montre la vitesse Doppler mesurée au sommet du nuage (en noir), en rouge au milieu du nuage (à 500 m du sommet), et en vert à la base du nuage. Le radar EarthCARE passe au dessus d'un nuage homogène plan parallèle entre 1 et 3 km, d'épaisseur optique 10, d'épaisseur géométrique 1 km (entre 9 km et 10 km d'altitude), où la vitesse du vent est $V = 6$ m/s.

La figure (4.4) montre qu'à partir d'une distance de 1 km du bord du nuage, le radar mesure une vitesse du vent, sous-estimée de -12 m/s à la vitesse du vent dans le nuage (6 m/s). Quand le radar dépasse le bord de nuage, il continue à mesurer une vitesse de vent jusqu'à une distance de 1 km du bord du nuage et la valeur mesurée est cette fois-ci surestimée de 12 m/s. Une synthèse de ces observations est représentée sur la figure (4.5) :

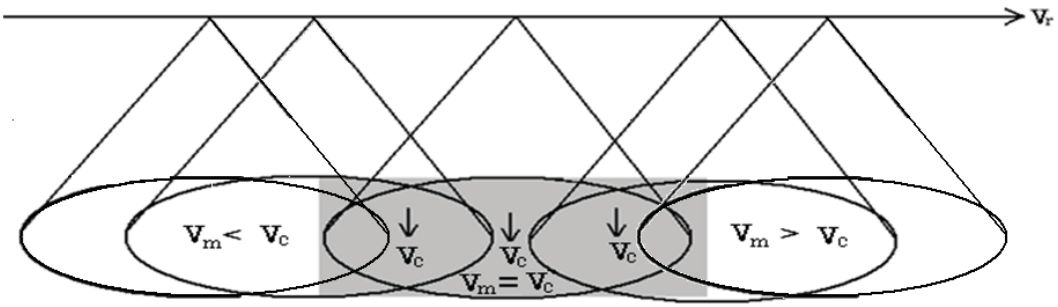


Figure (4.5) Illustration la vitesse Doppler mesurée par le radar en passant aux dessus d'un nuage. v_m est la vitesse mesurée, v_c est la vitesse verticale du vent (cible) dans le nuage et v_r est la vitesse du radar. Le rectangle gris présente le nuage. Le radar passe de gauche à droite.

Pour étudier l'effet de l'épaisseur optique du nuage sur la vitesse Doppler mesurée au bord du nuage, j'ai refait les mêmes simulations que précédemment en faisant varier l'épaisseur optique du nuage 0,1, 1, 3, 10 et 20.

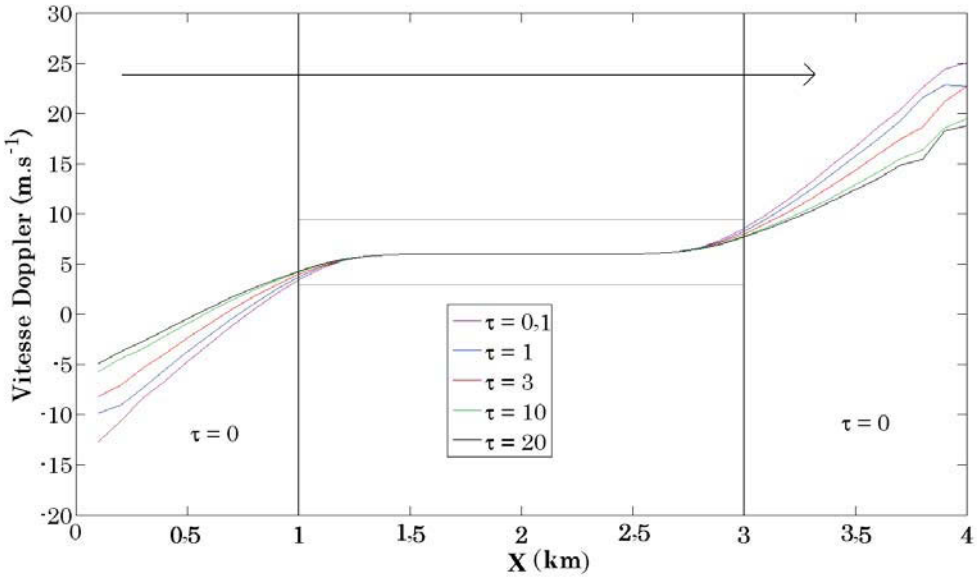


Figure (4.6) Vitesse Doppler au sommet du nuage simulée par McRALI pour le CPR Doppler/EarthCARE (de gauche à droite), d'épaisseur optique 0,1 (violette), 1 (bleu), 3 (rouge), 10 (vert) et 20 (noir). La largeur horizontale du nuage est de 2 km (entre 1 et 3 km), son épaisseur verticale est de 1 km (entre 9 km et 10 km d'altitude). La vitesse du vent vertical dans le nuage est 6 m/s, vers le sol. Le radar se déplace à la vitesse 7,7 km/s.

La figure (4.6) est la même figure que la figure (4.4) sauf que la vitesse Doppler est mesurée uniquement au sommet du nuage mais pour plusieurs épaisseurs optique du nuage. La figure (4.6) laisserait entendre que le biais sur la vitesse Doppler serait fonction du gradient horizontal de l'épaisseur optique.

4.2.3. Nuage avec des trous

On considère dans cette étude un champ nuageux constitué de nuages cubiques homogènes. La vitesse du vent dans le nuage est 6 m/s. Le radar EarthCARE se déplace au dessus de ce nuage (voir figure 4.7).

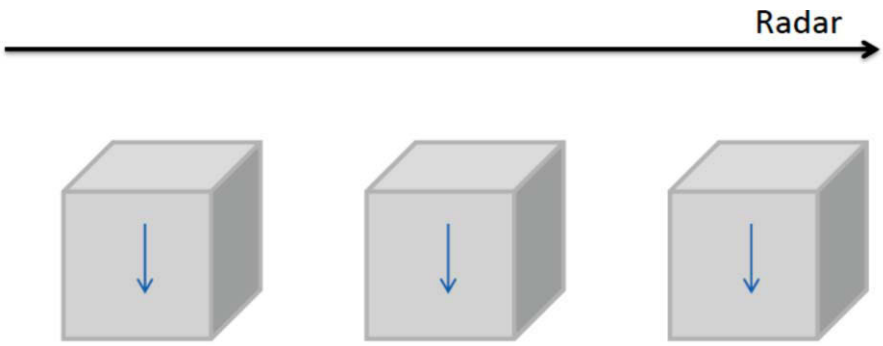


Figure (4.7) Nuage avec des trous, les cubes gris présentent des nuages, les flèches bleues présentent la direction du vent, la flèche noire présente la direction du radar

Chaque nuage cubique, d'épaisseur optique verticale 10 est situé entre 9 km et 10 km d'altitude.

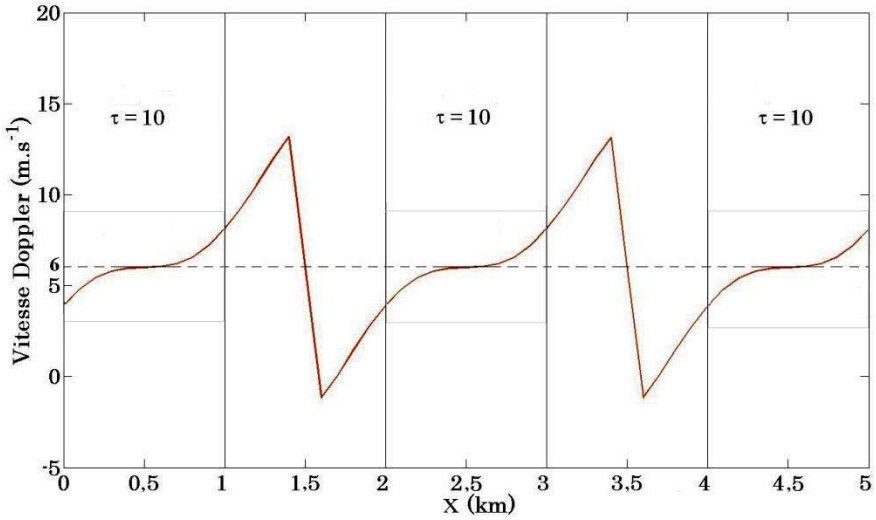


Figure (4.8) Vitesse Doppler au sommet du nuage simulée par McRALI pour le CPR Doppler/EarthCARE. L'épaisseur optique des nuages est 10 et sont situés entre 9 km et 10 km d'altitude. La vitesse du vent dans les nuages est 6 m/s vers le sol. Le radar EarthCARE se déplace de gauche à droit à la vitesse 7,7 km/s. La fonction de phase est celle de Henyey-Greenstein avec comme valeur du paramètre d'asymétrie $g = 0{,}85$.

La figure (4.8) présente la vitesse Doppler mesurée au sommet d'un nuage avec des trous (voir figure (4.7)). On constate que la vitesse mesurée au milieu des nuages est 6 m/s. Dans les trous

ou au bord du nuage, comme c'est montré sur la figure (4.4), la vitesse mesurée augmente quand le satellite s'éloigne de bord du nuage (des cubes nuageux), et diminue quand le satellite s'approche de bord du nuage (des cubes nuageux). Cette vitesse dépend des dimensions du trou « la figure (4.4) montre que si au bord du nuage le trou est infini l'écart sur la vitesse peut éteindre ∓ 15 m. Si le trou est de 1 km, comme le cas de la figure (4.8), l'écart sur la vitesse peut éteindre ∓ 10 m », de la FOV et de l'épaisseur optique du nuage.

De ce qui précède, nous constatons de nouveau que la mesure de la vitesse Doppler est affectée par la variation horizontale de l'épaisseur optique mais surtout par la variation horizontale de la réflectivité (voir figure (4.9))

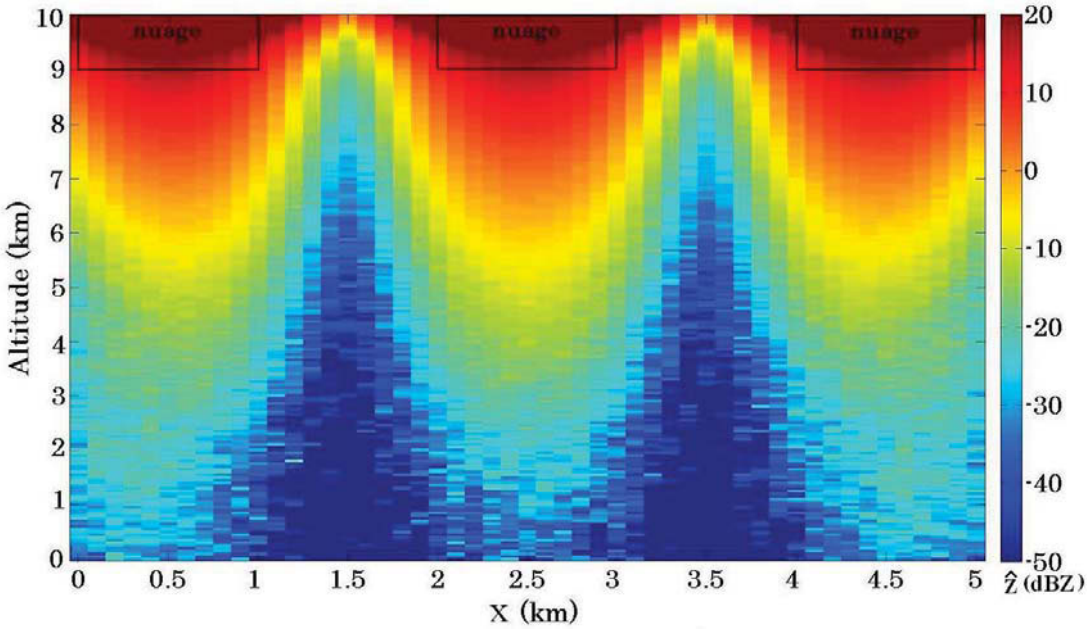


Figure (4.9) Distribution de la réflectivité en fonction de la position du radar au dessus du nuage avec des trous (figure 3.7), d'épaisseur optique 10 (les rectangles noir), d'épaisseur 1 km (entre 9 km et 10 km d'altitude). Le radar EarthCARE se déplace de gauche à droite à la vitesse 7,7 km/s.

La figure (4.9) montre le profil vertical de la réflectivité en fonction de la position du radar au dessus du nuage décrit sur la figure (4.7). On constate que la réflectivité mesurée ne détermine pas le bord exact du nuage. La réflectivité mesurée diminue où il y a des trous dans le nuage, cette diminution dépend des caractéristiques du nuage (l'épaisseur géométrique (voir figure (4.2)), l'épaisseur optique (voir figure (4.6)) et la grandeur du trou) et la géométrie du système radar (la FOV (voir figure (4.3)), la distance entre le radar et le nuage).

4.3. Les effets de l'hétérogénéité des nuages sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO

4.3.1. Méthodologie

La résolution verticale du lidar CALIOP/CALIPSO est de 30 m dans la troposphère. Le champ de vue est 130 µrad, caractérisé par une empreinte au sol d'un cercle avec un diamètre proche de 100 m, (figure (4.10)). Le système se déplace avec la vitesse de 7,49 km/s, à l'altitude de 705 km. Son taux de répétition est de 20,25 Hz. Une mesure est donc réalisée toutes les 0,0494 s et le système parcourt donc la distance de 333 m.

La résolution des données horizontales mesurées (le coefficient de rétrodiffusion et le rapport de dépolarisation) sont de 333 m (un tir), 1 km (3 tirs) et 5 km (15 tirs). Les données produites à l'échelle de 333 m, provenant d'un seul tir, sont donc représentatives d'un morceau de nuage avec une longueur horizontale de 333 m et une largeur horizontale d'environ 100 m.

Les données produites à 1000 m (5000 m), dérivés de 3 (15) tirs, sont donc représentatives d'un morceau de nuage avec une longueur horizontale de 1000 m (5000 m) et une largeur horizontale d'environ 100 m.

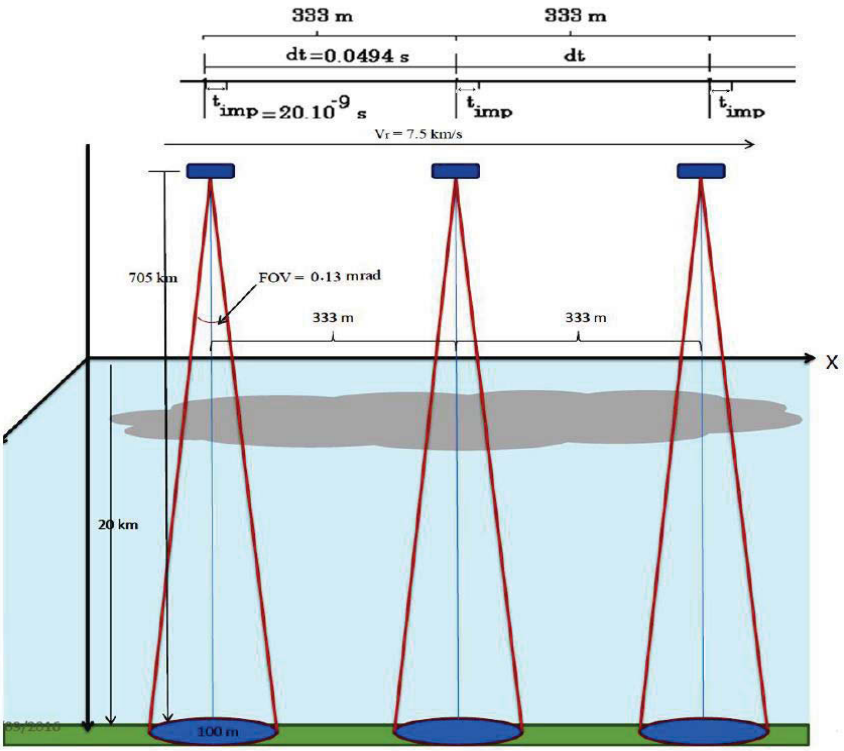


Figure (4.10) Illustration de la mesure du lidar CALIOP/CALIPSO

Afin de quantifier le biais sur le coefficient de rétrodiffusion et le rapport de dépolarisation dû à l'hétérogénéité des nuages, on compare les profils moyens de rétrodiffusion et du rapport de dépolarisation estimés par McRALI pour plusieurs morceaux de nuage (échantillons) de l'ensemble du nuage 3D (la population) avec les profils moyens de la rétrodiffusion et du rapport de dépolarisation estimés par McRALI pour le nuage homogène et plan parallèle équivalent, dont les propriétés optiques, à chaque niveau, sont égales à la valeur moyenne des propriétés optiques horizontales des morceaux de nuage 3D choisis aléatoirement.

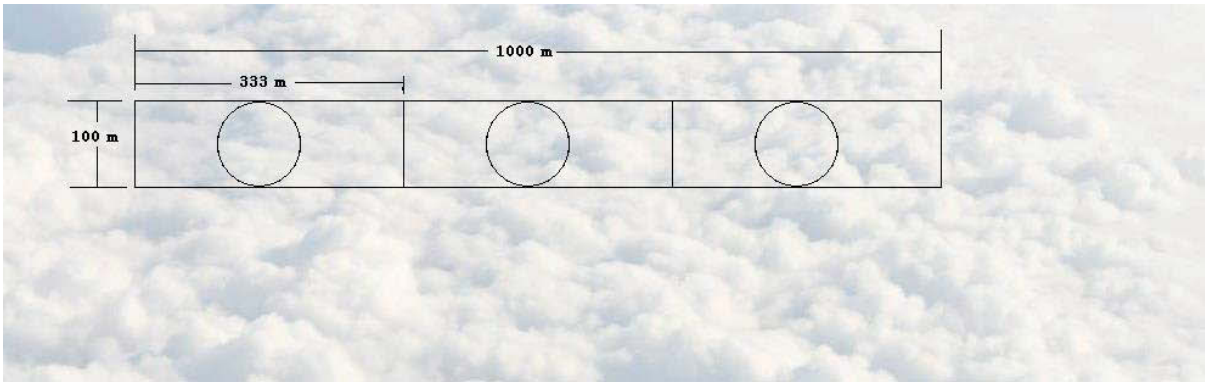


Figure (4.11) Illustration du principe de mesures du lidar CALIOP à l'échelle spatiale de 333 m et de 1 km

La figure (4.11) illustre le principe de la mesure du lidar CALIOP. Les cercles représentant l'empreinte du champ de vue de CALIOP, de diamètre environ égal à 100 m. Une mesure du lidar (cercle) est représentative d'un morceau du nuage représenté par les rectangles (100x333).

Deux cents échantillons (morceau de nuage) sont suffisants pour être représentatif de la population (nuage 3D). On notera qu'à l'échelle de 333 m et de 1 km, on étudiera uniquement l'effet horizontal de l'inhomogénéité du nuage, et que l'on étudiera aussi l'effet vertical de l'inhomogénéité sur les mesures de CALIOP à l'échelle de 5 km.

Le biais relatif $\Delta\beta(z)$ sur β est défini par:

$$\Delta\beta(z)\% = \frac{\overline{\left(\beta_{1D}(z) - \overline{\beta_{3D}(z)}_{i=1}^{N_{scale}}\right)}}{\overline{\left(\overline{\beta_{3D}(z)}_{i=1}^{N_{scale}}\right)}} \times 100\% \qquad (4.1)$$

On peut présenter le biais

$$\Delta\beta(z) = \overline{\beta_{1D}(z) - \overline{\beta_{3D}(z)}_{i=1}^{N_{scale}}} \qquad (4.2)$$

où $\overline{}$ est l'opérateur de moyenne, β_{1D} (β_{3D}) le coefficient de rétrodiffusion mesuré pour le nuage 1D (3D), z est l'altitude et N_{scale} le nombre des tirs de CALIOP selon l'échelle spatiale (N_{scale}= 1, 3 et 15 à 333m, 1 km et 5 km, respectivement).

Le biais $\Delta\delta(z)$ sur le rapport de dépolarisation δ est défini par:

$$\Delta\delta(z) = \overline{\delta_{1D}(z) - \overline{\delta_{3D}(z)}_{i=1}^{N_{scale}}} \qquad (4.3)$$

où δ_{1D} (δ_{3D}) le coefficient de rétrodiffusion mesuré pour le nuage 1D (3D).

On calcule aussi l'intervalle de confiance des profils moyens, donné par:

$$\left[\bar{x} - k\frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}}, \bar{x} + k\frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}}\right] \qquad (4.4)$$

où x est la variable, pour laquelle on calcule l'intervalle de confiance, $\bar{x}$ est la moyenne ($\bar{x} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i$) , $\sigma(x)$ est l'écart type, k est un coefficient lié au risque d'erreur. k =1,960 pour un risque d'erreur à 5% (intervalle de confiance à 95%), et N est le nombre d'échantillons.

4.3.2. Application aux nuages de type cirrus

Pour mes simulations, j'utilise un nuage de type cirrus généré par 3DCLOUD (Szczap et al., 2014). Ce nuage a une extension horizontale de 7 km x7 km. Le nombre de pixel selon X et Y est de 282. La résolution horizontale est donc de 25 m. Le nuage est situé entre 9 km et 11 km d'altitude environ. La résolution verticale est de 60 m. L'épaisseur optique moyenne est fixée à 1 et le paramètre d'inhomogénéité ρ est fixé à 1, $= \frac{\sigma(\tau)}{\bar{\tau}}$, où $\sigma(\tau)$ est l'écart type de l'épaisseur optique et $\bar{\tau}$ est la moyenne de l'épaisseur optique.

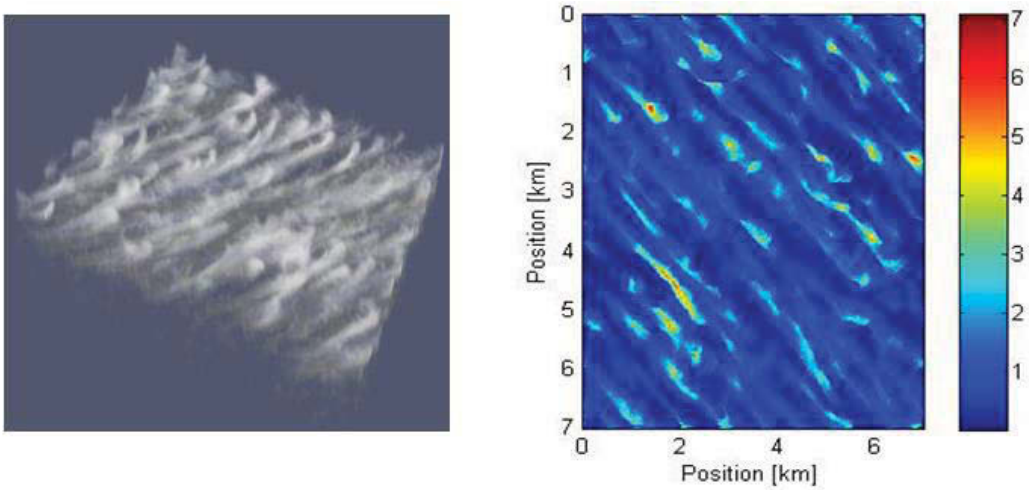


Figure (4.12) Cirrus utilisé dans cette étude, à gauche le rendu volumique de ce nuage, à droite l'épaisseur optique.

4.3.2.1. Etude à l'échelle spatiale de 333 m

Nous avions initialement choisi de faire une étude avec 1600 profils d'extinction 3D (échantillons) et les 1600 profils équivalents 1D. Faire 1600 simulations 3D et 1600 simulations 1D est très couteux en temps de calcul (plus d'un mois). Finalement, sur ces 1600 profils, on a choisi, aléatoirement, 200 profils dont le profil moyen 1D de l'extinction $\bar{\alpha}_{1D}$ est statistiquement équivalent au profil moyen 3D de l'extinction $\bar{\alpha}_{3D}$ (voir figure (4.14)).

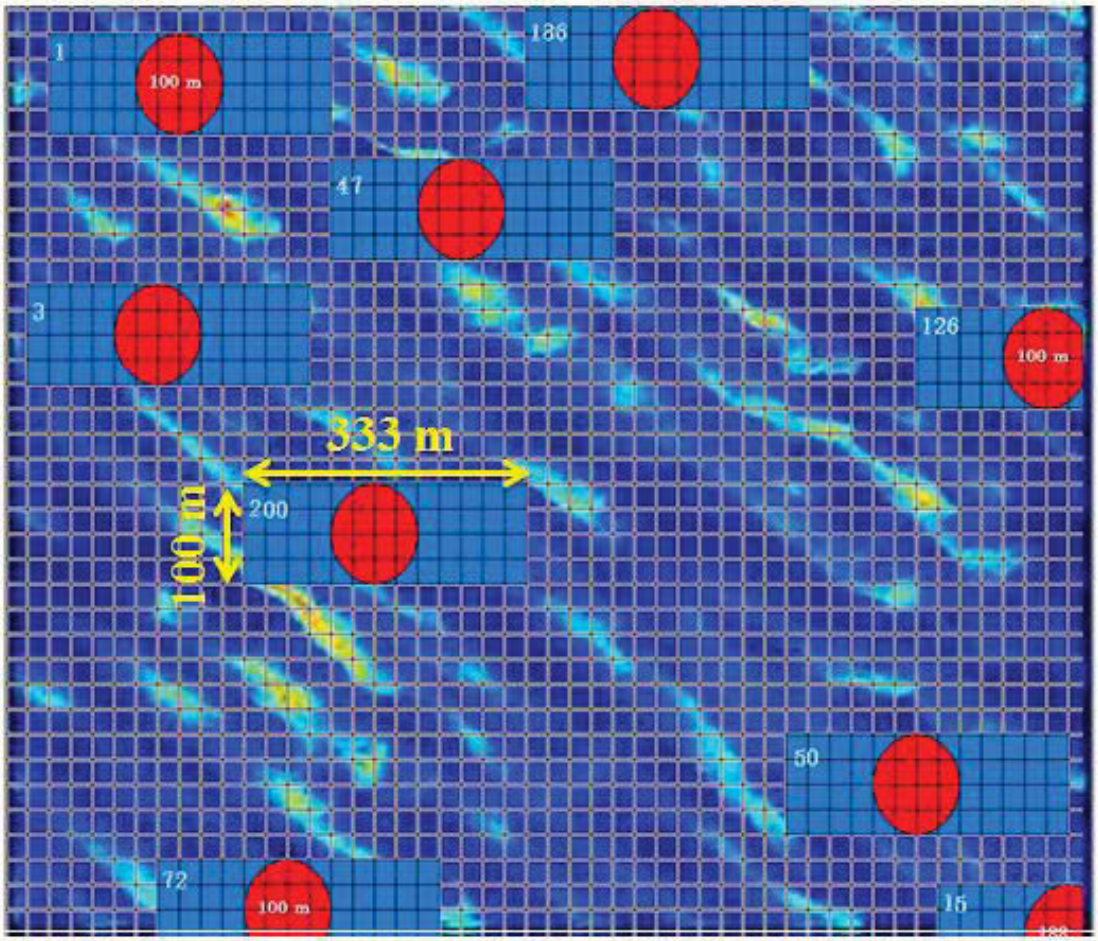


Figure (4.13) Illustration d'une partie de cirrus (vue du haut), les disques rouges représentent les simulations 3D (les parties du nuage vues dans la FOV du lidar), les rectangles bleus (333 m x100 m) représentent les morceaux de nuage pour lequel on définit le nuage 1D homogène équivalent à l'échelle spatiale de 333m.

La figure (4.13) présente une vue au dessus du nuage (cirrus), où j'ai choisi aléatoirement les positions des simulations, les disques rouges présentent les simulations 3D (les parties du nuage vues dans la FOV du lidar). Ces disques rouges sont associés aux rectangles bleus, qui représentent les morceaux de nuage pour lesquels on calcule l'extinction moyenne (333 m ×100 m) pour le nuage 1D homogène équivalent.

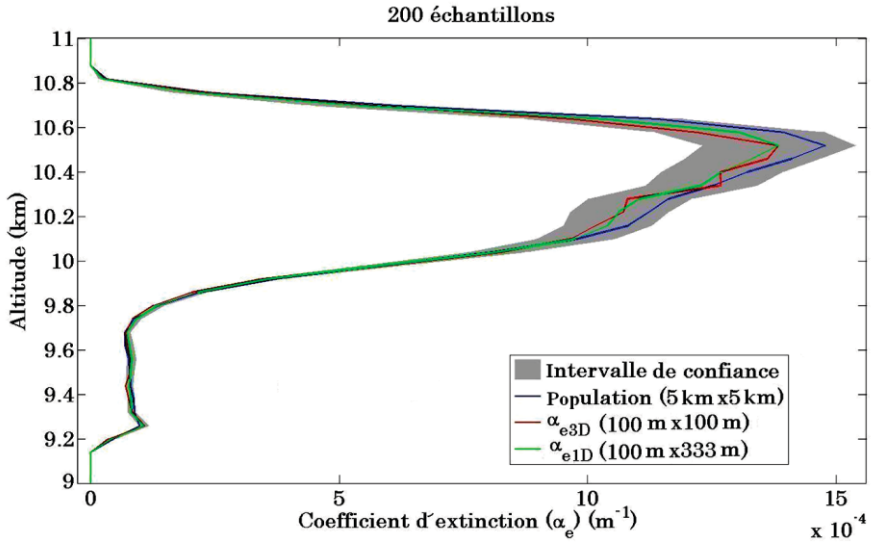


Figure (4.14) Profil vertical de la moyenne horizontale de l'extinction du champ nuageux à 5 km x5 km (bleu), de l'extinction 3D (en rouge) et de l'extinction 1D (en bleu). Les intervalles de confiance à 95% sont représentés en gris.

A. Cirrus constitué de cristaux de glace sphériques

La matrice de diffusion (la fonction de phase) a été calculée pour une distribution log-normale en taille de cristaux de glace. À la longueur d'onde 532 nm le rayon effectif est 10 µm et la variance est 0,02.

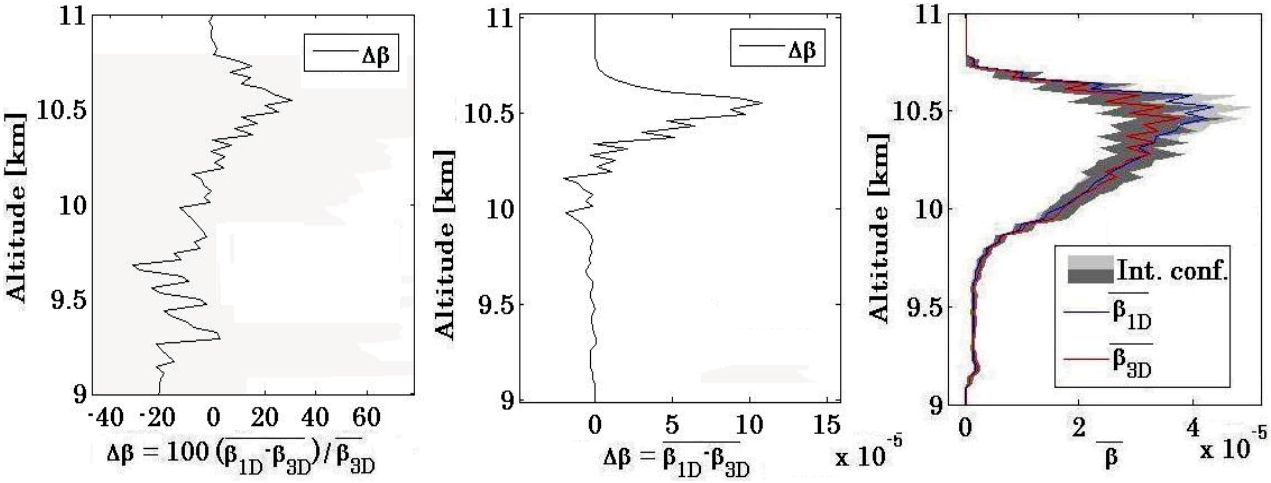


Figure (4.15) Profil vertical du coefficient de rétrodiffusion apparent moyen 1D et 3D avec intervalle de confiance à 95% en gris (à droite), profil vertical du biais sur β (au milieu) et relative sur β (à gauche). Le cirrus est constitué de cristaux de glace sphérique et l'échelle spatiale est 333 m.

La figure (4.15) présente, de droite à gauche, le profil vertical du coefficient de rétrodiffusion 1D et 3D (les zones grisées représentent les intervalles de confiance calculés à 95% en utilisant

l'équation (4.4), avec k = 1,960), de l'erreur absolue et de l'erreur relative entre le coefficient de rétrodiffusion 1D et 3D. La différence entre $\bar{\beta}_{1D}$ et $\bar{\beta}_{3D}$ semble augmenter rapidement avec la pénétration dans le nuage, et atteint la valeur maximale $\Delta\beta \approx 12.10^{-6}\ \mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ à l'altitude ≈10,6 km, soit une erreur relative de 30%.

Ce biais est dû à la compétition de deux effets, l'effet lié au biais dit « biais plan parallèle (PP)» et les effets de diffusion multiple. En effet, alors que les coefficients d'extinction $\bar{\alpha}_{e1D}$ et $\bar{\alpha}_{e3D}$ sont statistiquement égaux (voir la figures (4.14)), l'augmentation de $\Delta\beta$ avec l'augmentation de τ (pour les épaisseurs optiques, inférieures à environ 1,5) est lié au biais plan parallèle $\Delta\beta_{PP} = \beta_{1D} - \beta_{ICA}$ (voir Alkasem et al, 2017), ou l'inégalité de Jensen (Rao and Swift, 2006), où β_{ICA} est simulé en ICA (Independent Column Approximation) et β_{1D} est simulé en utilisant le nuage 1D. Des études sur des nuages académiques constitués de deux pixels (figure (4.16)) ont montré que ce biais est positif pour des épaisseurs optiques plus petites que 1,5, et négatif pour des épaisseurs optiques plus grandes que 1,5 (figure (4.17)).

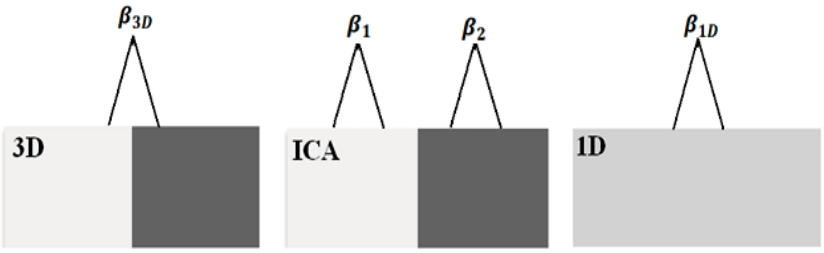


Figure (4.16) Illustration d'un nuage de deux pixels. A gauche la simulation avec le nuage 3D. Au milieu l'approximation de colonnes indépendantes (ICA) $\beta_{ICA} = \frac{\beta_1+\beta_2}{2}$. A droite la simulation avec le nuage 1D (homogène plan parallèle).

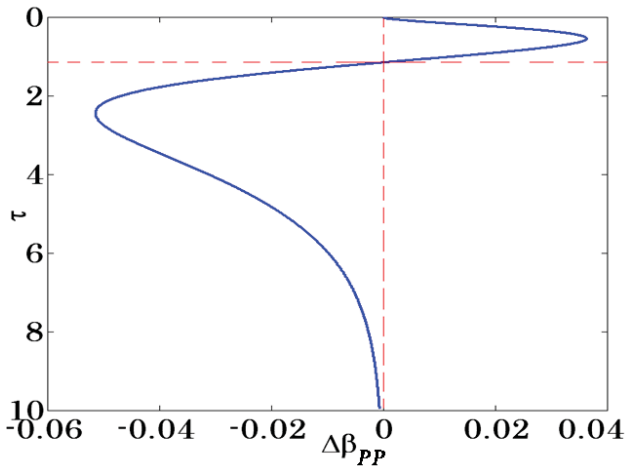


Figure (4.17) Biais plan parallèle (PP) en fonction de l'épaisseur optique pour des simulations faites avec les nuages présentés sur la figure (4.16)

Pour autant, l'intensité de ce biais s'explique aussi par la prise en considération des phénomènes de diffusion multiple en milieu nuageux hétérogènes. En effet, Davis et Marshak (2004) indiquent que le libre parcours moyen des photons (Mean-Free-Path ou $MFP \approx {}^{1}/_{\alpha_e}$) dans les milieux hétérogènes optiquement est toujours plus grand que celui dans les milieux homogènes équivalents. Cela signifie que les photons ont une probabilité plus élevée d'être diffusés lorsqu'ils se trouvent dans le champ de vue du récepteur du lidar dans le cas du nuage homogène 1D, c'est-à-dire dans un nuage homogène horizontalement. Donc, pour les cirrus (nuages de faibles épaisseurs optiques) $\bar{\beta}_{1D}$ est généralement supérieur à $\bar{\beta}_{3D}$, malgré le fait que les coefficients d'extinction $\bar{\alpha}_{e1D}$ et $\bar{\alpha}_{e3D}$ soient statistiquement égaux.

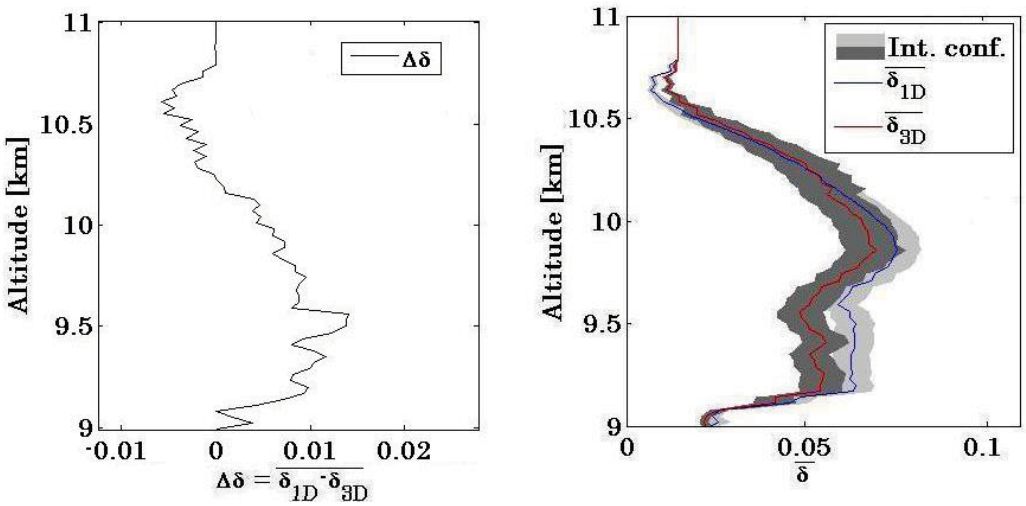


Figure (4.18) Profil vertical du rapport de dépolarisation moyen 1D et 3D avec intervalle de confiance à 95% en gris (à droite) et profil vertical de l'erreur absolue sur le rapport de dépolarisation (à gauche). Le cirrus est constitué de cristaux de glace sphérique et l'échelle spatiale est 333 m.

La figure (4.18) présente, à gauche, le profil vertical du rapport de dépolarisation 1D et 3D et à droite le profil vertical de l'erreur absolue entre le rapport de dépolarisation 1D et 3D. L'erreur absolue maximale sur δ est $\Delta\delta \approx -0{,}005$ à l'altitude ≈10,6 km et $\Delta\delta \approx 0{,}015$ à l'altitude ≈ 9,6 km.

Le biais sur le rapport de dépolarisation δ dû à la compétition de deux effets : les effets de la diffusion multiple qui sont liés au MFP (Mean-Free-Path) (expliqué précédemment) et les effets de la présence de zones de gaz dans le nuage hétérogène 3D. On peut simplifier l'explication en prenant un nuage 3D de deux zones, une zone de gaz et l'autre zone de nuage. Le nuage 1D d'une seule zone :

Figure (4.19) Illustration d'un nuage de deux pixels. A gauche la simulation avec le nuage 3D. A droite la simulation avec le nuage 1D (homogène plan parallèle).

En diffusion simple, les particules sphériques produisent un rapport de dépolarisation nul (δ = 0), ce qui donne (au sommet du nuage) $\delta_{1D} \approx 0$. Mais dans le nuage hétérogène 3D où il y a des zones de gaz (sans particules nuageuses), δ_{3D} est la contribution des particules nuageuses $\delta_{3D,n}$ et des molécules de gaz $\delta_{3D,g}$. δ_{3D} est estimé en première approximation comme la moyenne des particules nuageuses $\delta_{3D,n} \approx 0$ et des molécules de gaz $\delta_{3D,g} = 0.014$. Ce qui donne $\delta_{3D} > 0$ et $\delta_{1D} \approx 0$. Donc au sommet du nuage le rapport de dépolarisation doit être négligeable $\Delta\delta < 0$.

B. Cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette

Je présente dans ce paragraphe la même étude précédente mais pour un cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette La matrice de diffusion (la fonction de phase) a été calculée pour une distribution de taille gamma de cristaux de glace avec un diamètre effectif de 50 µm. La valeur de l'indice de réfraction est $m = 1.3117 + i \cdot 2.6139 \cdot 10^{-9}$ à la longueur d'onde 532 nm. Les caractéristiques optiques des particules fortement rugueuses ont été calculées en utilisant la méthode de l'optique géométrique améliorée (IGOM) (Yang et al., 1996). Je remercie Olivier Jourdan, enseignant-chercheur au LaMP, pour m'avoir fourni cette fonction de phase.

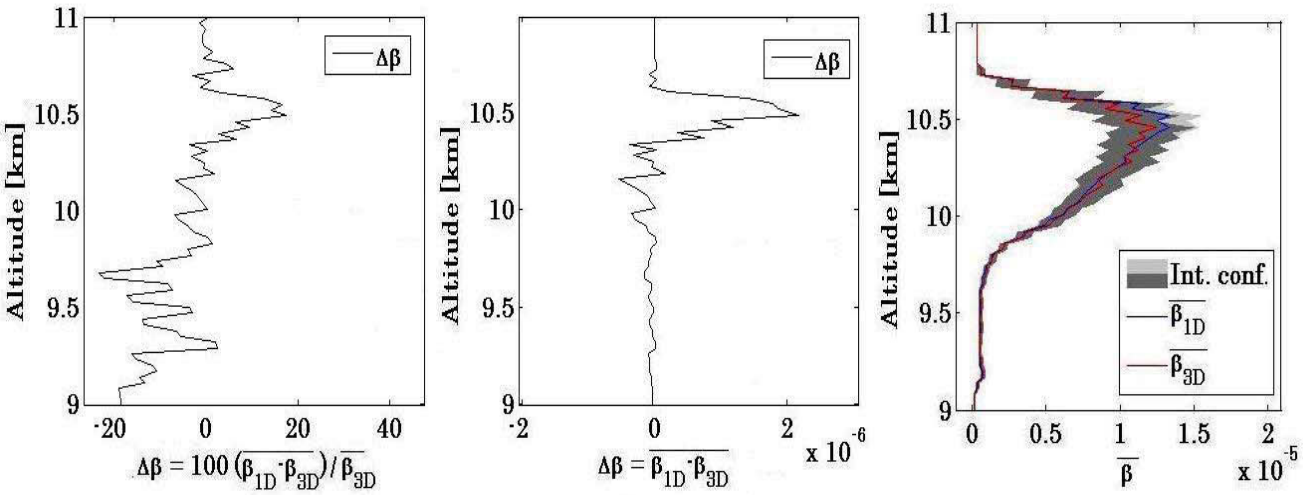


Figure (4.20) Même figure que la figure (4.15), mais pour un cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette.

La figure (4.20) présente les mêmes résultats que la figure (4.15) mais pour un cirrus constitué de plaquettes. L'erreur relative maximale sur β de 20 % à l'altitude ≈10,5 km mais ne semble pas statistiquement significative (Alkasem et al., 2017).

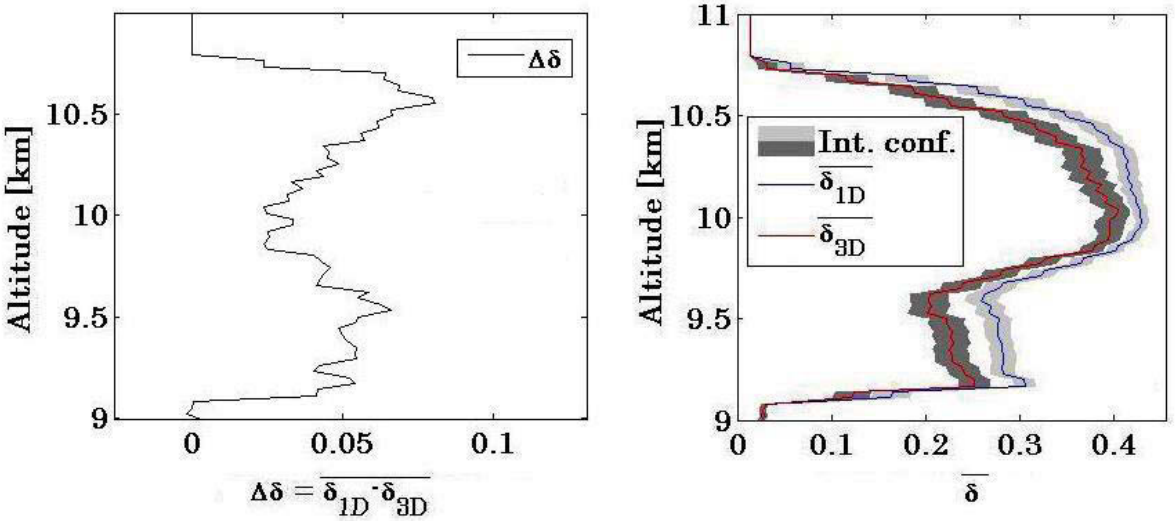


Figure (4.21) Même figure que la figure (4.18), mais pour un cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette.

La figure (4.21) présente les mêmes résultats que la figure (4.18) mais pour un cirrus constitué de plaquettes. L'erreur absolue maximale $\Delta\delta$ est de 0,08 à l'altitude de 10,5 km et est environ égale à 0,05 sur toute l'épaisseur du nuage. Ce biais est statistiquement significatif sur toute l'épaisseur du nuage (voir Alkasem et al., 2017).

4.3.2.2. Etude à l'échelle spatiale de 1000 m

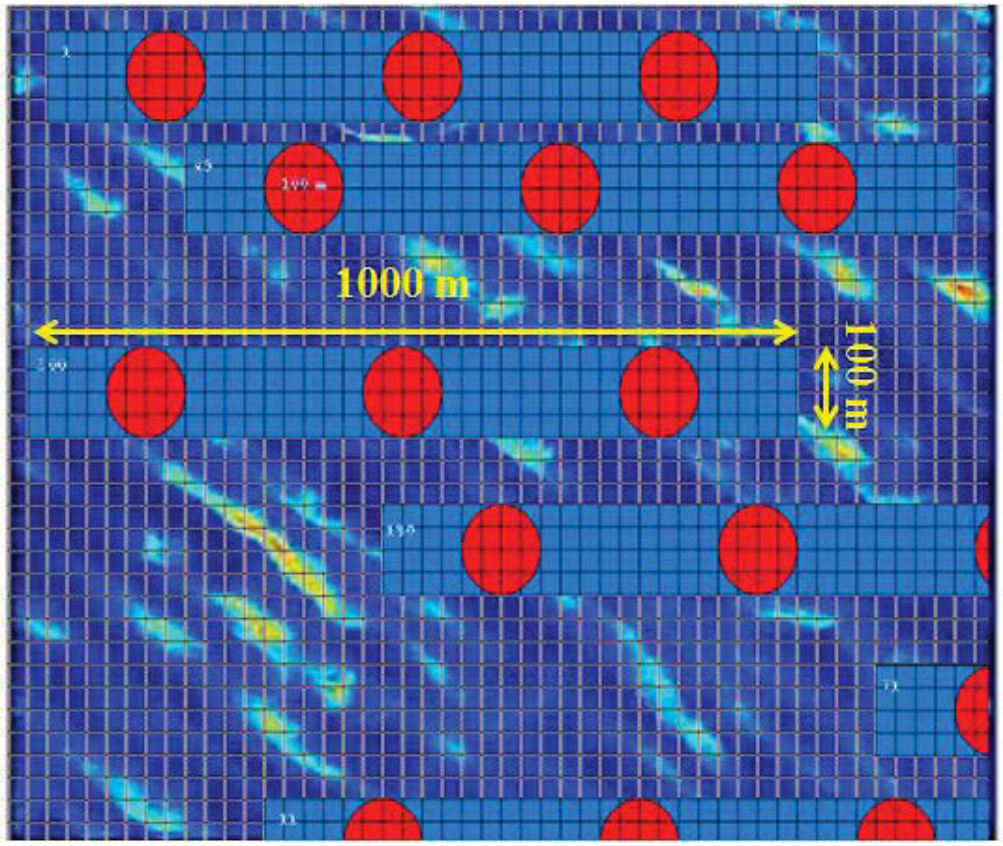


Figure (4.22) Illustration d'une partie du cirrus (vue du haut), les disques rouges présentent les simulations 3D (les parties du nuage vues dans la FOV), les rectangles bleus présentent les morceaux de nuage pour lesquels les propriétés du nuage sont moyennées (1000 m ×100 m) afin de définir les propriétés du nuage 1D homogène équivalent à l'échelle de 1 km.

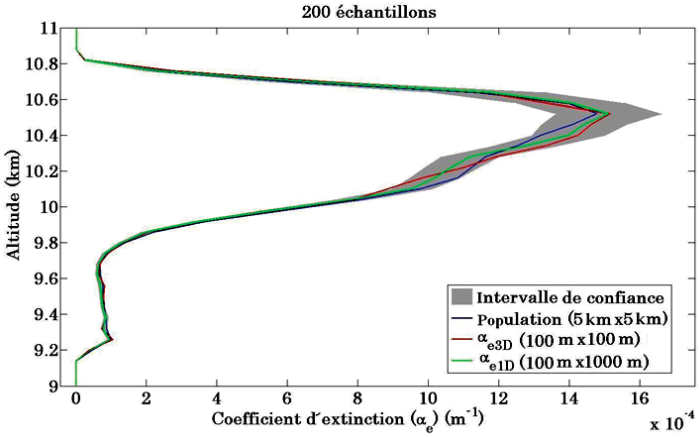


Figure (4.23) Profil vertical de la moyenne horizontale de l'extinction du champ nuageux à 5 km x5 *km (bleu), de l'extinction 3D (en rouge) et de l'extinction 1D (en bleu). Les intervalles de confiances à 95% sont représentés en gris.*

Afin de quantifier le biais sur le coefficient de rétrodiffusion et le rapport de dépolarisation à l'échelle de1000 m, pour chaque échantillon, on réalise trois simulations 3D (espacées de 333

m l'une de l'autre) et une simulation 1D (voir figure (4.22)). Pour 200 échantillons on réalise donc 600 simulations 3D et 200 simulations 1D. On compare ensuite les résultats de la simulation 1D avec la moyenne des trois simulations 3D.

A partir des équations 3.1, 3.2 et 3.3, on calcule respectivement le biais relatif et le biais absolu sur β et le biais absolu sur δ, en prenant $N_{scale} = 3$.

A. Cirrus constitué de cristaux de glace sphériques

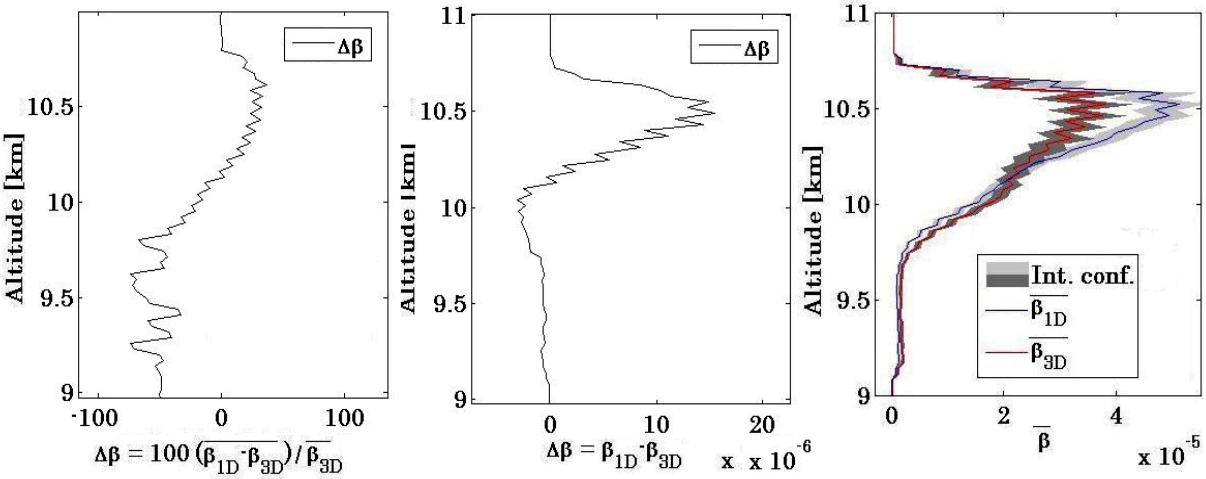


Figure (4.24) Même figure que la figure (4.15) mais à l'échelle de 1 km.

La figure (4.24) présente les mêmes résultats que la figure (4.15) mais à l'échelle de 1 km, L'erreur absolue maximale sur le coefficient de rétrodiffusion est $\Delta\beta \approx 15.10^{-6}\mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ à l'altitude de 10,5 km, ce qui correspond à une erreur relative maximale $\Delta\beta \approx 40\ \%$.

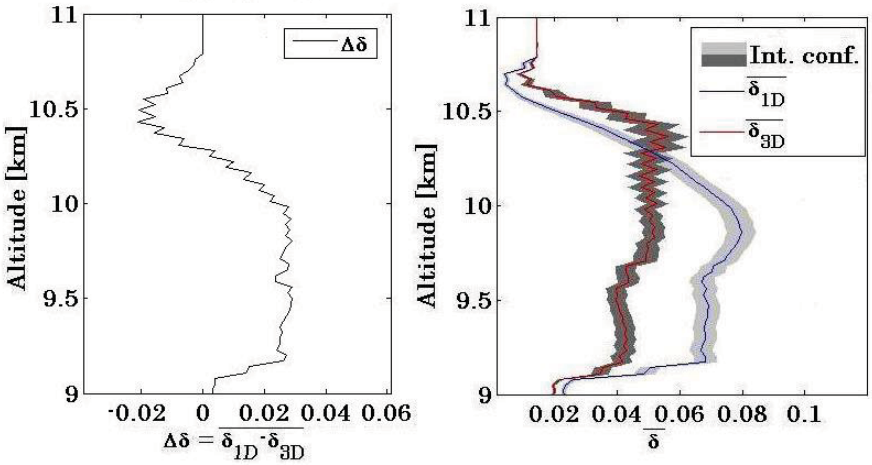


Figure (4.25) Même figure que la figure (4.18) mais à l'échelle de 1 km.

La figure (4.25) présente les mêmes résultats que ceux présentés dans la figures (4.18) mais à l'échelle de 1 km. L'erreur absolue sur le rapport de dépolarisation est $\Delta\delta \approx -0{,}02$ à l'altitude ≈10,5 km et $\Delta\delta \approx 0{,}03$ à l'altitude ≈ 9,8 km. Comme à l'échelle de 333 m.

B. Cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette

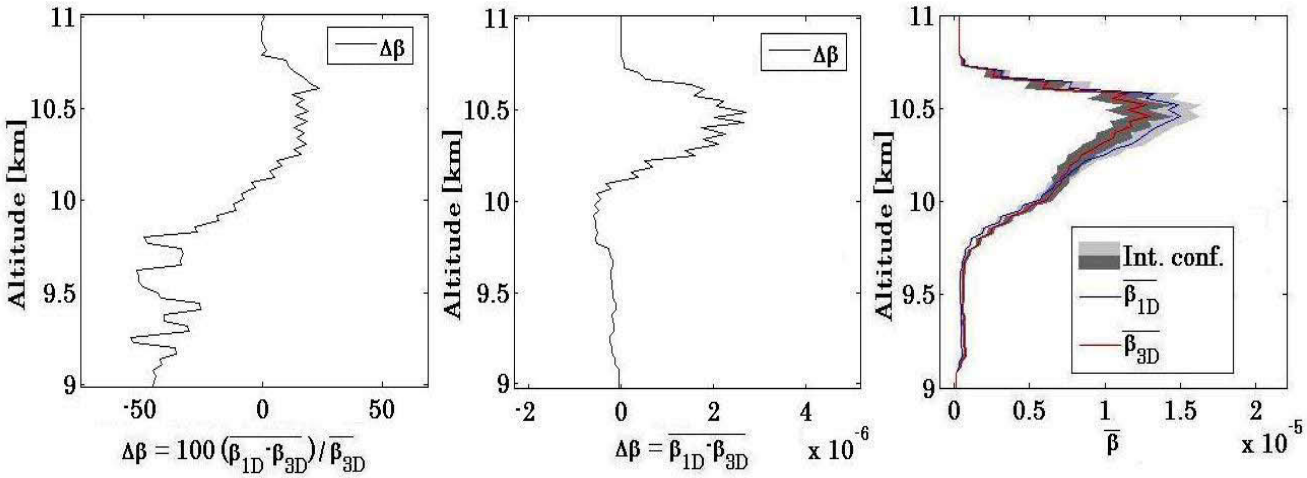


Figure (4.26) Même figure que la figure (4.15) mais pour un cirrus constitué de cristaux de type plaquette et à l'échelle de 1 km.

La figure (4.26) présente les mêmes résultats que ceux présentés dans la figure (4.15) mais pour un cirrus constitué de cristaux de type plaquette et à l'échelle de 1 km. L'erreur absolue maximale sur le coefficient de rétrodiffusion est $\Delta\beta \approx 3.10^{-6}\ \mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ à l'altitude ≈10,5 km, ce qui correspond à une erreur relative maximale $\Delta\beta \approx 20$ % à l'altitude ≈10,5 km.

Une étude statistique basée sur le test statistique de Student (t-test) montrent que ces biais sont statistiquement significatifs (Alkasem et al., 2017)

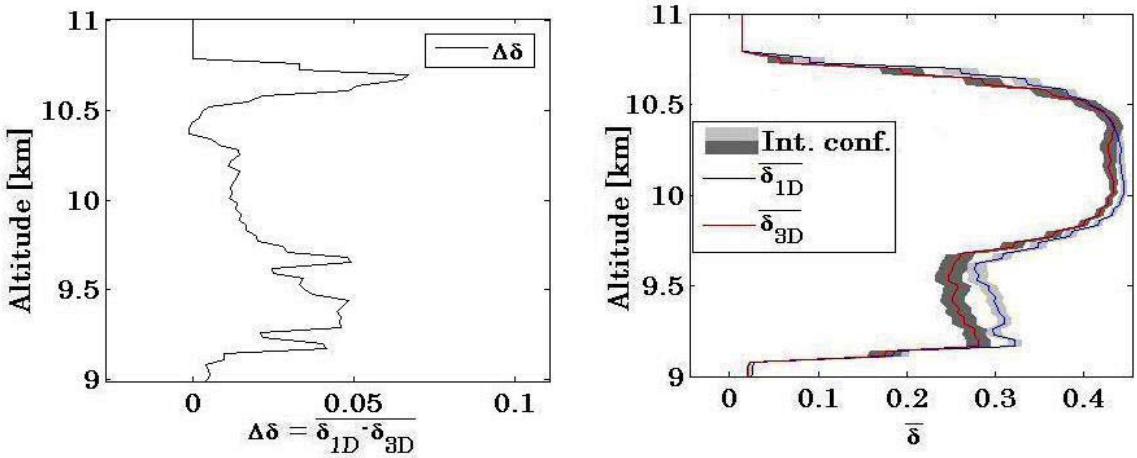


Figure (4.27) Même figure que la figure (4.18), mais pour un cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette et à l'échelle de 1 km.

La figure (4.27) présente les mêmes résultats que ceux présentés dans la figures (4.18) mais pour un cirrus constitué de cristaux de type plaquette et à l'échelle de 1 km. L'erreur absolue sur le rapport de dépolarisation est $\Delta\delta \approx 0{,}07$ à l'altitude ≈10,6 km.

Tous ces résultats confirment que les hétérogénéités spatiales des cirrus ont un effet non négligeable sur le coefficient de rétrodiffusion et sur le rapport de dépolarisation à l'échelle de 1 km observables par CALIOP/CALIPSO. Nous donnons une explication détaillée à l'origine de ces biais dans Alkasem et al. (2017). Nous y montrons que ces biais, qui ont lieu obligatoirement en régime de diffusion multiple, sont dominés par le biais dit « biais plan parallèle » et les effets de diffusion multiple lié au libre parcours moyen des photons. En effet, alors que les coefficients d'extinction $\bar{\alpha}_{e1D}$ et $\bar{\alpha}_{e3D}$ sont statistiquement égaux (voir les figures (4.14) et (4.23)), l'augmentation de $\Delta\beta$ avec l'augmentation de τ (pour les faibles épaisseurs optiques, inférieures à environ 1,5) est lié à l'inégalité de Jensen (Rao and Swift, 2006). Pour autant, l'intensité de ce biais s'explique par la prise en considération des phénomènes de diffusion multiple en milieu nuageux hétérogènes. En effet, Davis et Marshak (2004) indiquent que le libre parcours moyen des photons (Mean-Free-Path $MFP \approx {}^{1}/_{\alpha_e}$) dans les milieux hétérogènes optiquement est toujours plus grand que celui dans les milieux homogènes équivalents. Cela signifie que les photons ont une probabilité plus élevée d'être diffusés lorsqu'ils se trouvent dans le champ de vue du récepteur du lidar dans le cas du nuage homogène 1D, c'est-à-dire dans un nuage homogène horizontalement. Donc, pour les cirrus (nuages de faibles épaisseurs optiques) $\bar{\beta}_{1D}$ est généralement supérieur à $\bar{\beta}_{3D}$, malgré le fait que les coefficients d'extinction $\bar{\alpha}_{e1D}$ et $\bar{\alpha}_{e3D}$ soient statistiquement égaux.

Le biais sur le rapport de dépolarisation est généralement positif et statistiquement significatif quelle que soit l'échelle des données lidar CALIOP/CALIPSO. Ce biais positif s'explique par le fait que dans un milieu nuageux hétérogène, le nombre de diffusion est plus faible que dans les milieux nuageux homogènes optiquement équivalents : l'augmentation du rapport de dépolarisation par diffusion multiple est plus faible dans un milieu nuageux hétérogène que pour le nuage homogène équivalent. On notera tout de même que pour les cirrus de cristaux de glace sphériques, ce biais est négatif au sommet du cirrus, là où l'hétérogénéité est bien marquée avec présence de zone d'atmosphère nuageuse (processus de diffusion particulaire dominant) juxtaposée à des zones d'atmosphère purement gazeuse (processus de diffusion moléculaire uniquement). Cela s'explique parce que le régime de diffusion simple est dominant et parce que le rapport de dépolarisation d'une sphère est nulle contrairement à celui de l'atmosphère constituée uniquement de gaz (dépolarisation Rayleigh).

4.3.2.3. Etude à l'échelle spatiale de 5 km x 5 km

La méthodologie employée pour étudier les effets 3D du cirrus sur les observables CALIOP/CALIPSO à l'échelle de 5 km est différente de celle employée à l'échelle de 333 m et de 1 km. Etant donnée la faible extension horizontale du cirrus (7 km x 7 km), la méthodologie employée précédemment s'avère difficilement applicable. Dans cette étude, j'ai décidé de ne définir qu'un seul nuage homogène 1D équivalent, dont le profil vertical 1D est la moyenne horizontale de l'extinction du nuage à 5 km x5 km. Ainsi je n'obtiens qu'un seul profil d'extinction pour le nuage 1D homogène horizontalement et inhomogène verticalement. Je le dénomme « Hor. hom. »

$$\alpha_{1D}(z) = \overline{\alpha_{3D(5\ km\ x\ 5\ km)}(z)}$$

Par contre, pour simuler les observables CALIOP/CALIPSO 3D à l'échelle de 5 km, j'ai choisi 200 positions aléatoires dans les champs nuageux de 5 km x 5 km et réalisé 200 simulations. Je moyenne ensuite les 200 profils $\bar{\beta}_{3D}$ et la moyenne de 200 profils $\bar{\delta}_{3D}$ que je compare alors aux profils β_{1D} et δ_{1D} .

Par ailleurs, j'ai aussi défini un nuage 1D homogène équivalent dont le profil vertical est constant (voir figure (3.28)). Cet autre modèle de nuage 1D est donc homogène horizontalement et verticalement que je dénomme « Vert. hor. hom. » ou « Vert. + hor. hom. ». Cette technique de comparaison est, bien sûr, différente de la technique de comparaison employée à l'échelle de 333 m et de 1 km, puisqu'elle ne prend pas en compte la cohérence spatiale horizontale du nuage à 5 km. Pour autant, cette technique me permet tout de même de conclure si les effets 3D des nuages à 5 km sont négligeables ou non.

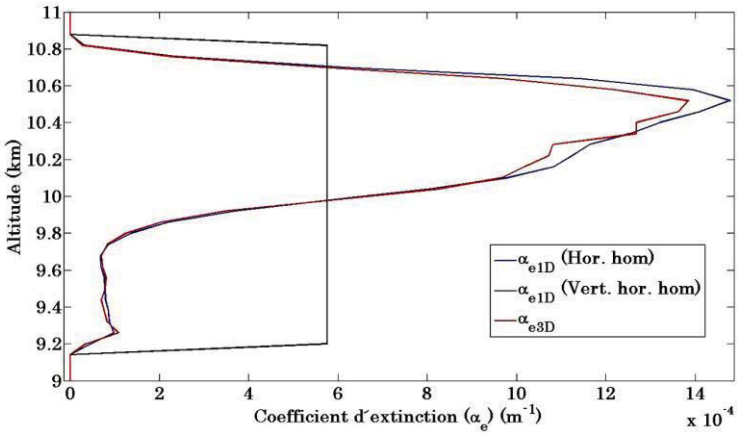


Figure (4.28) Profil vertical de la moyenne de l'extinction, en bleu le profil d'extinction moyenné horizontalement sur le champ nuageux étudié (5 km x *5 km), en noir le profil d'extinction moyenné horizontalement et verticalement sur le champ nuageux étudié (5 km* x *5 km) et en rouge le profil moyen de 200 échantillons 3D.*

A. Cirrus constitué des cristaux de glace sphériques

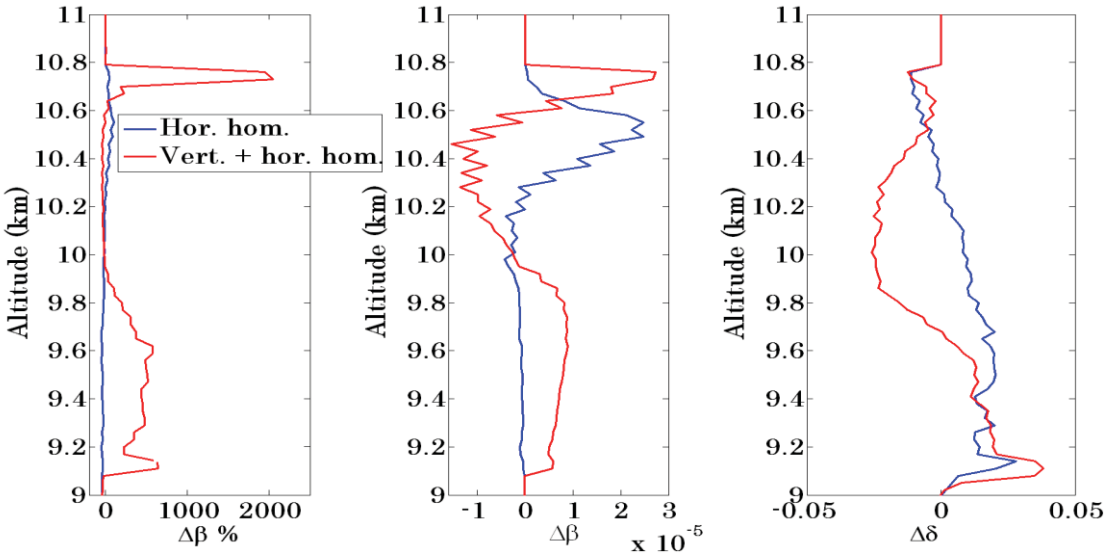


Figure (4.29) Profils verticaux des biais relatifs et absolus sur le coefficient de rétrodiffusion (respectivement à gauche et au milieu), du biais absolu sur le rapport de dépolarisation (à droite). La courbe bleue représente le biais entre le nuage 3D et le nuage 1D homogène horizontalement et verticalement et la courbe rouge le biais entre le nuage 3D et le nuage 1D homogène horizontalement. L'échelle spatiale est 5 km. Le cirrus est constitué de cristaux de glace sphériques.

La figure (4.29) présente les profils verticaux des biais relatifs et absolus sur le coefficient de rétrodiffusion et du biais absolu sur le rapport de dépolarisation, entre le nuage 3D et le nuage équivalent 1D homogène horizontalement (Hor. hom.) et homogène horizontalement et verticalement (Ver. + hor. hom.). La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Ver. + hor. hom), est $\Delta\beta \approx 3.10^{-5}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude de 10,75 km (2000% en relatif). Ce biais devient négatif plus profondément dans le nuage pour atteindre une valeur minimale de $-1.10^{-5}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ pour une altitude de 10,4 km (30% en relatif). Ce comportement est lié à la différence entre le profil moyen de l'extinction $\bar{\alpha}_{1D}(\mathrm{Ver.+hor.hom.})$ et de l'extinction $\bar{\alpha}_{3D}$(voir figure (4.16), où $\bar{\alpha}_{1D}(\mathrm{Ver.+hor.hom.}) < \bar{\alpha}_{3D}$ entre 10.7 km et 10 km). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est globalement négatif sur toute l'épaisseur du nuage et atteint une valeur minimale $\Delta\delta \approx -0{,}025$ à l'altitude de 10 km environ.

La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Hor. hom) est $\Delta\beta \approx 2{,}5.10^{-5}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude ≈ 10,55 km (100 % en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est globalement négatif dans la partie supérieure du nuage et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}02$.

B. Cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette

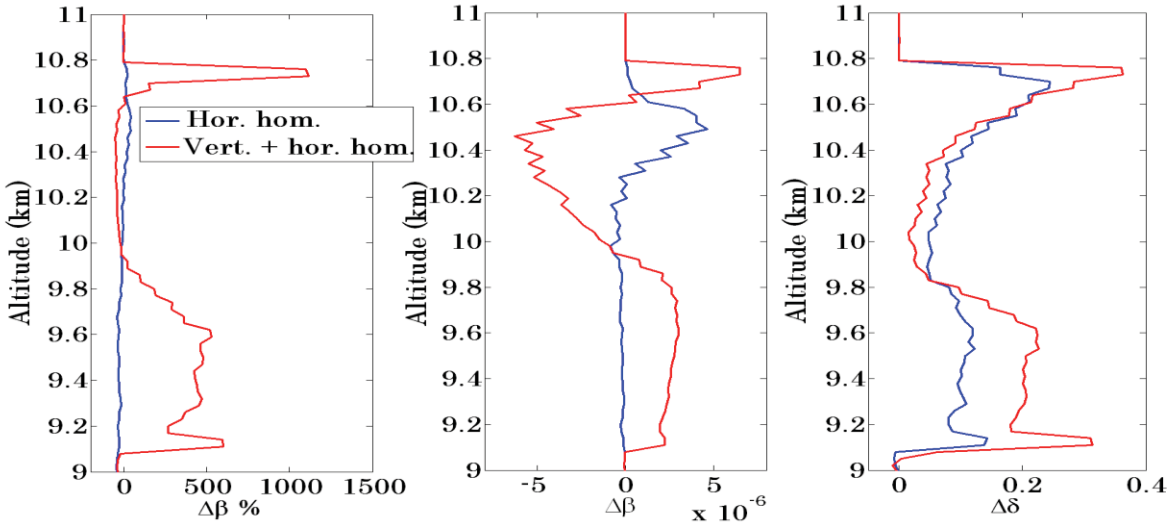


Figure (4.30) Même figure de la figure (4.29) mais pour un cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette.

La figure (4.30) présente les profils verticaux des biais relatifs et absolus sur le coefficient de rétrodiffusion et du biais absolu sur le rapport de dépolarisation, entre le nuage 3D et le nuage équivalent 1D homogène horizontalement (Hor. hom.) et homogène horizontalement et verticalement (Ver. + hor. hom.). La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Ver. + hor. hom), est $\Delta\beta \approx 7.10^{-6}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude de 10,75 km (1200% en relatif). Ce biais devient négatif plus profondément dans le nuage pour atteindre une valeur minimale de $-6.10^{-6}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ pour une altitude de 10,4 km (50% en relatif). Ce comportement est aussi lié à la différence entre le profil moyen de l'extinction $\bar{\alpha}_{1D}(\mathrm{Ver.+hor.hom.})$ et de l'extinction $\bar{\alpha}_{3D}$(voir figure (4.16), où $\bar{\alpha}_{1D}(\mathrm{Ver.+hor.hom.}) < \bar{\alpha}_{3D}$ entre 10.7 km et 10 km). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est positif sur toute l'épaisseur du nuage et fluctue entre $\Delta\delta \approx 0{,}025$ et $\Delta\delta \approx 0{,}3$.

La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Hor. hom) est $\Delta\beta \approx 5.10^{-6}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude ≈ 10,55 km (45 % en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est globalement le même que celui du nuage (Ver. + hor. hom.).

4.3.3. Comparaison avec d'autres types de nuage

Dans ce paragraphe, je reconduis le type d'étude présentée précédemment sur un cirrus, mais cette fois-ci sur des nuages bas constitués de gouttelettes d'eau liquide tels que des champs de stratocumulus, stratocumulus avec des bosses au sommet et cumulus (voir figure (4.29)).

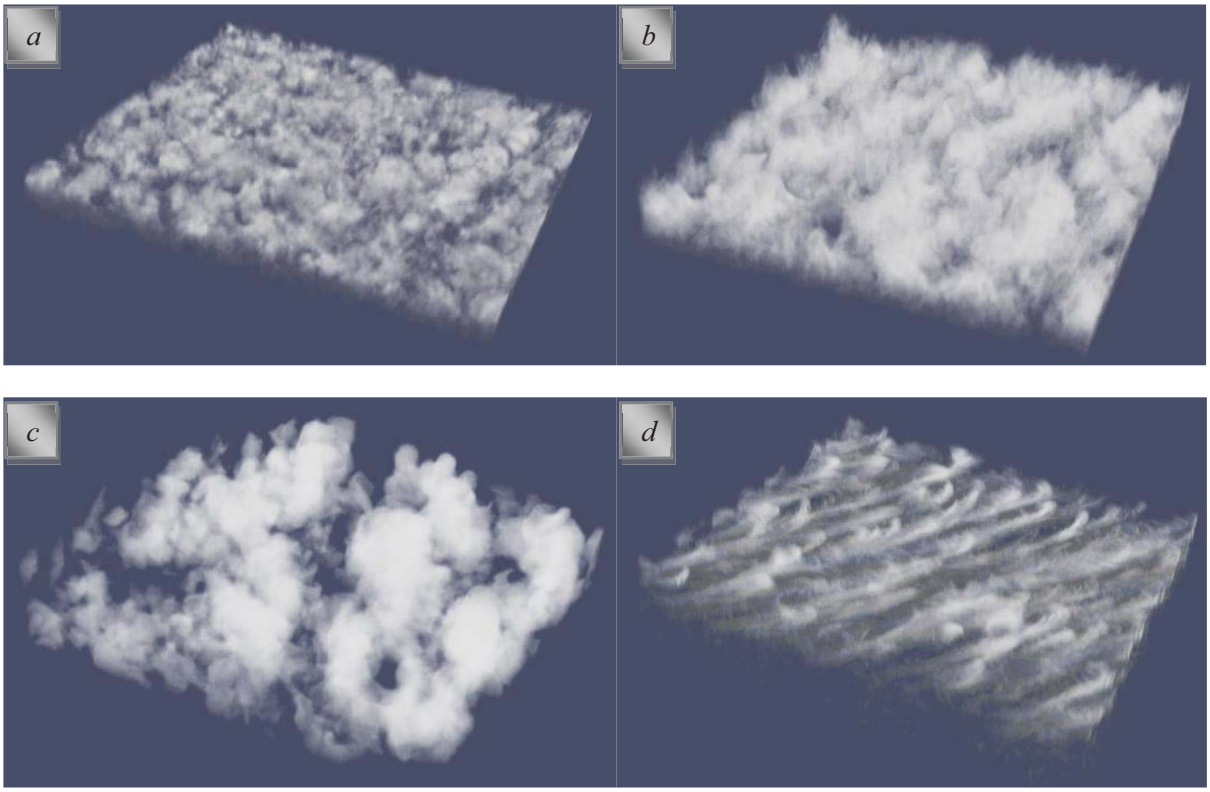


Figure (4.31) Rendus volumiques de champs 3D générés par 3DCLOUD. (a) Stratocumulus avec base et sommet plats, (b) stratocumulus avec bosses au sommet, (c) cumulus de convection peu profonde et (d) cirrus.

Les profils de l'épaisseur optique du nuage $\tau\ (z)$ peuvent être calculés lorsque les profils du coefficient d'extinction $\alpha\ (z)$ sont connus entre le sommet et la base du nuage:

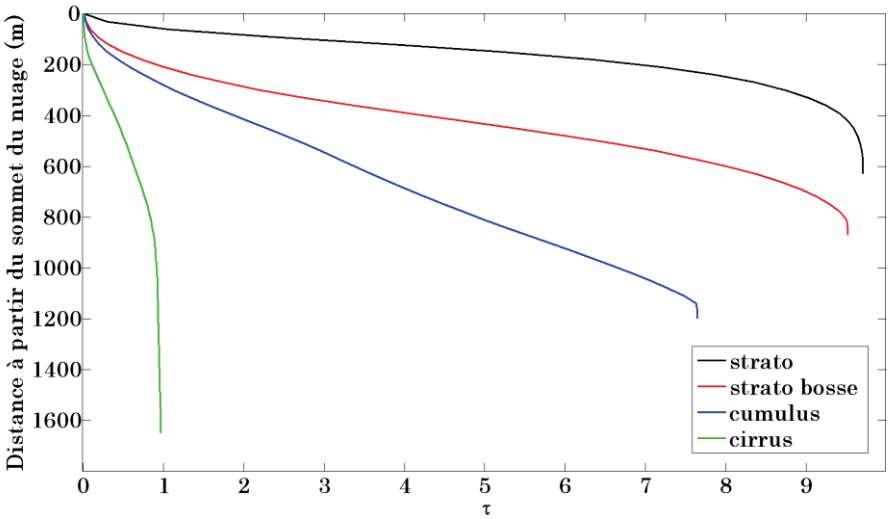


Figure (4.32) Epaisseur optique moyenne en fonction de la distance à partir du sommet du nuage pour les quatre types du nuage, stratocumulus (en noir), stratocumulus avec des bosses (en rouge), cumulus (en bleu) et cirrus (en vert)

La figure (4.32) présente l'épaisseur optique moyenne en fonction de la distance à partir du sommet du nuage pour les quatre types de nuage. On voit que le stratocumulus a une épaisseur optique moyenne (~10) sur ~600 m, le stratocumulus avec des bosses a une épaisseur optique moyenne (~10) sur ~800 m, le cumulus a une épaisseur optique moyenne (~8) sur ~1200 m et le cirrus a une épaisseur optique moyenne (~1) sur ~1600 m. Sachant que le signal CALIOP/CALIPSO « sature » pour des épaisseurs optiques de 3 à 4, mon étude théorique sur ces nuages épais optiquement présente un intérêt pour le lidar CALIOP uniquement sur les premières centaines de mètres de ces nuages à partir de leur sommet (i.e. 100 m pour le stratocumulus, 300 m pour le stratocumulus avec des bosses et 700 m pour le cumulus).

4.3.3.1. Etude à l'échelle de 333 m

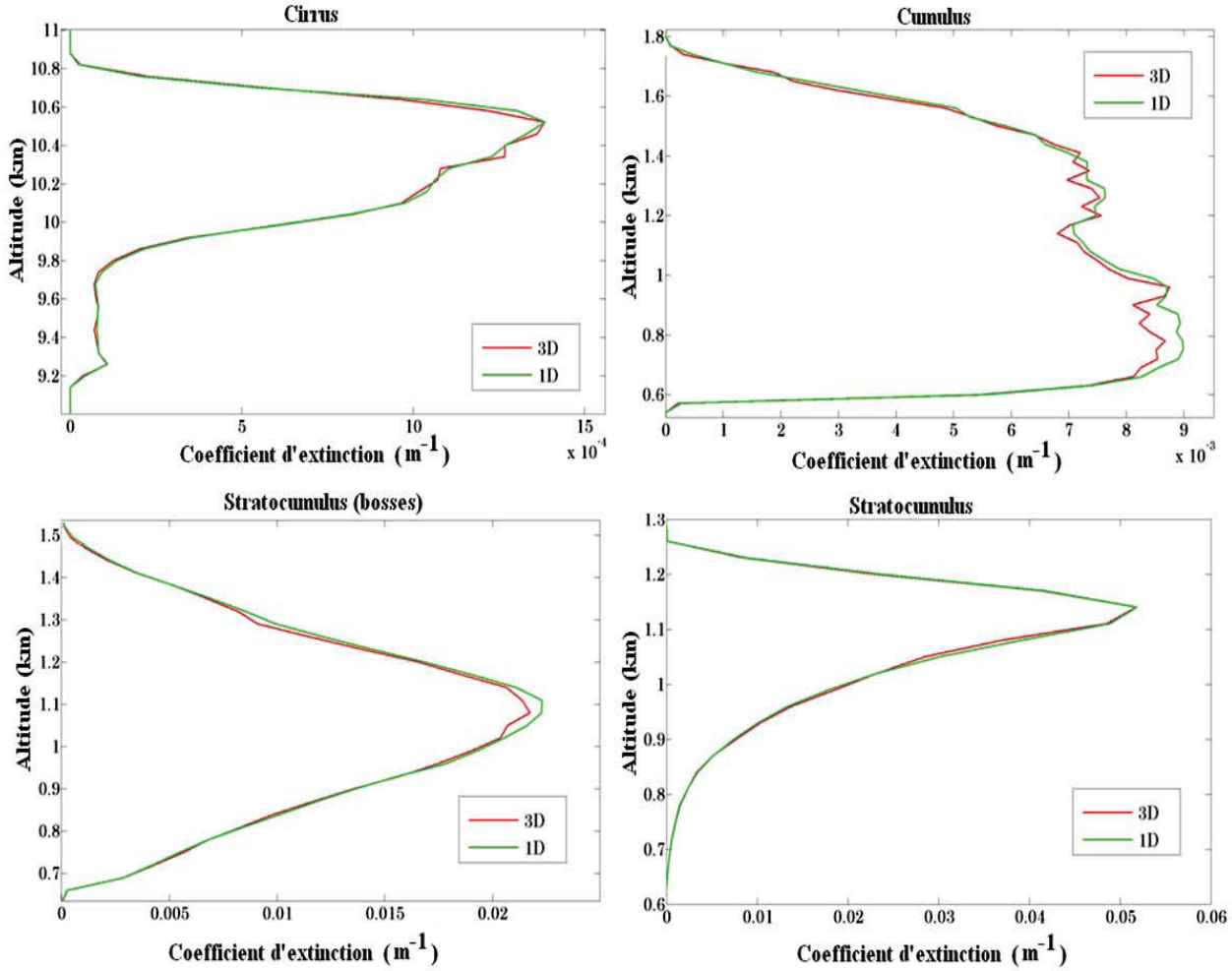


Figure (4.33) Profil vertical de l'extinction moyenne pour les 4 types de nuage, en rouge le profil d'extinction moyen 3D et en vert le profil d'extinction moyen 1D du nuage homogène plan parallèle équivalent.

La figure (4.33) présente les profils verticaux de l'extinction moyenne de 200 échantillons 3D (en rouge) et les profils verticaux d'extinction moyens de 200 échantillons 1D (en vert) pour les quatre types du nuage, cirrus, cumulus, stratocumulus avec bosses et stratocumulus.

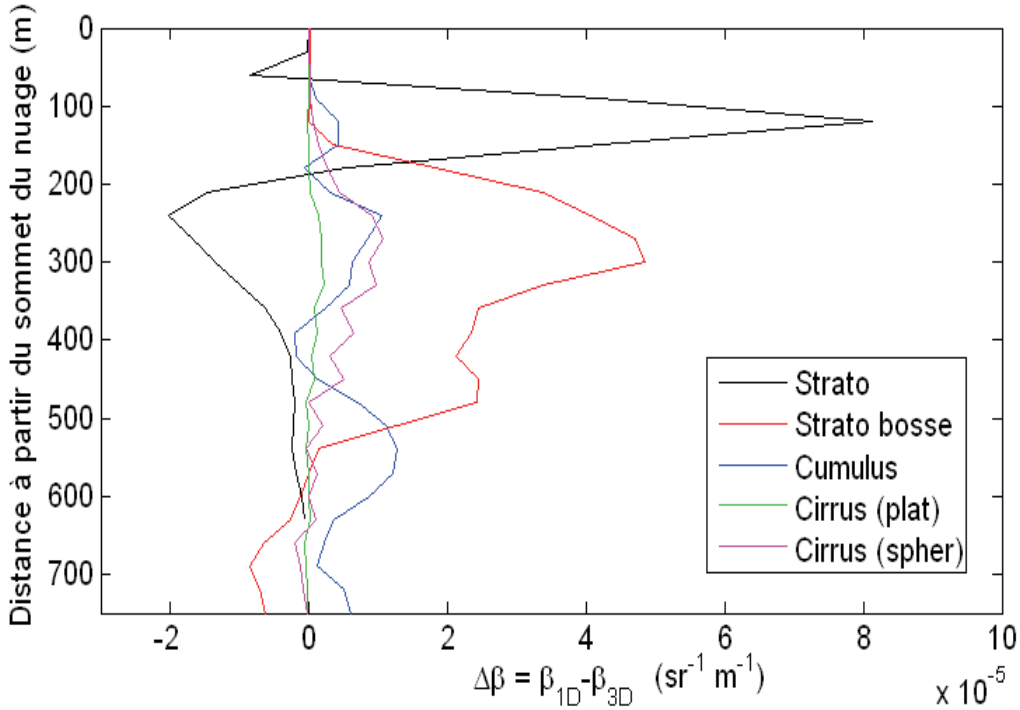


Figure (4.34) Profil vertical de l'erreur absolue sur le coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de la distance du sommet du nuage pour les cinq types de nuage, le stratocumulus (noir), le stratocumulus avec des bosses (rouge), le cumulus (bleu), le cirrus de cristaux de glace plaquette (vert) et le cirrus de cristaux de glace sphériques (en violet).

La figure (4.34) présente le profil vertical du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de la distance à partir du sommet du nuage pour les cinq types de nuage. Cette figure montre que les cinq types de nuage ont le même comportement, où l'erreur absolue $\Delta\beta$ augmente avec la pénétration dans le nuage jusqu'à une valeur maximale (cette valeur dépend le type du nuage) de 80.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le stratocumulus, de 45.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le stratocumulus avec bosses, de 15.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le cumulus, de 2.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le cirrus plaquette et de 10.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le cirrus sphérique, puis cette valeur l'erreur diminue. On remarque une exception pour le stratocumulus, où l'erreur prend une valeur négative au sommet du nuage.

La figure (3.34) montre, en comparant avec la figure (3.32), que le biais absolu sur β est fonction de la densité optique du nuage. Le biais absolu pour le stratocumulus est le plus grand, puis pour le stratocumulus avec des bosses, le cumulus et le cirrus. On remarque aussi que

l'erreur absolue $\Delta\beta$, pour le stratocumulus, augmente rapidement, où elle arrive à sa valeur maximale dans les 100 premiers mètres. Cela peut être expliqué en regardant les profils d'extinctions (figure (3.33)), où le profil d'extinction du stratocumulus augmente rapidement avec la distance à partir du sommet du nuage jusqu'à une valeur de 0.05 m^{-1}. Cette valeur est grande par apport aux autres nuages, ce qui donne $\Delta\beta$ grand par apport aux autres nuages.

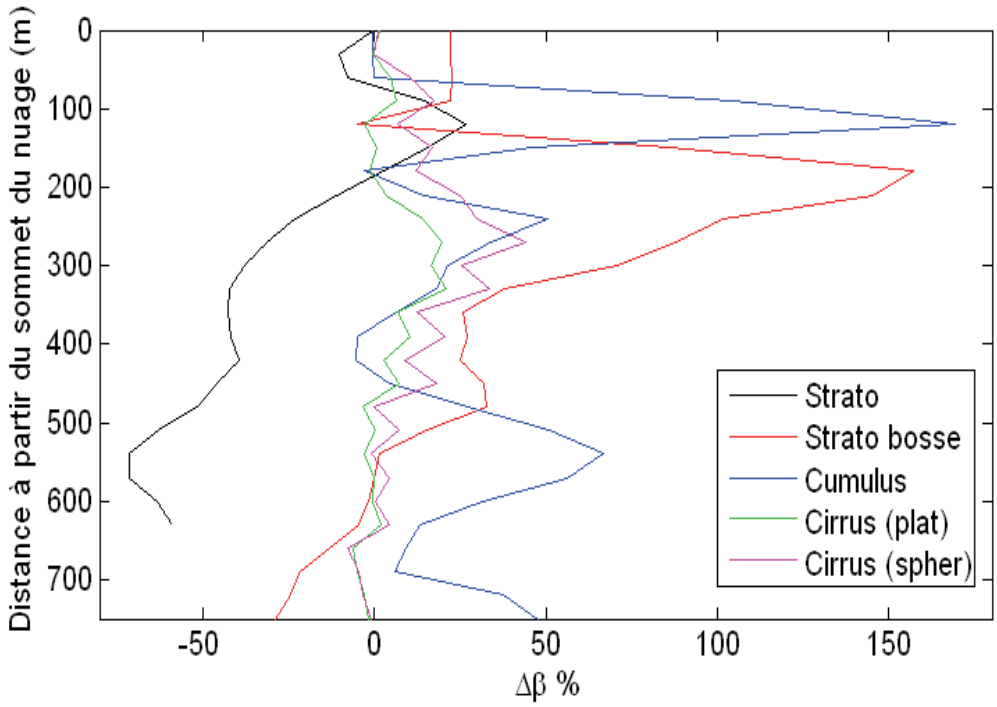


Figure (4.35) Profil vertical de l'erreur relative sur le coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de la distance du sommet du nuage pour les cinq types de nuage, le stratocumulus (noir), le stratocumulus avec des bosses (rouge), le cumulus (bleu), le cirrus de cristaux de glace plaquette (vert) et le cirrus de cristaux de glace sphériques (en violet).

La figure (4.35) présente le profil vertical du biais relatif $\Delta\beta$ sur le coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de la distance du sommet du nuage à l'échelle de 333 m pour les cinq types de nuage. La valeur maximale de $\Delta\beta$ est de 25% pour le stratocumulus (noir), de 160% pour le stratocumulus avec bosses, de 170% pour le cumulus, de 20% pour le cirrus « plaquette » et de 40% pour le cirrus « sphérique ».

J'ai utilisé l'équation (4.1) pour calculer le biais relatif $\Delta\beta$. Je divise donc le biais absolu par β_{3D}. Or β_{3D} pour le stratocumulus est grand, c'est pourquoi on observe sur la figure (4.35) que le biais relatif pour le cumulus et le stratocumulus avec des bosses est supérieur au biais relatif pour le stratocumulus.

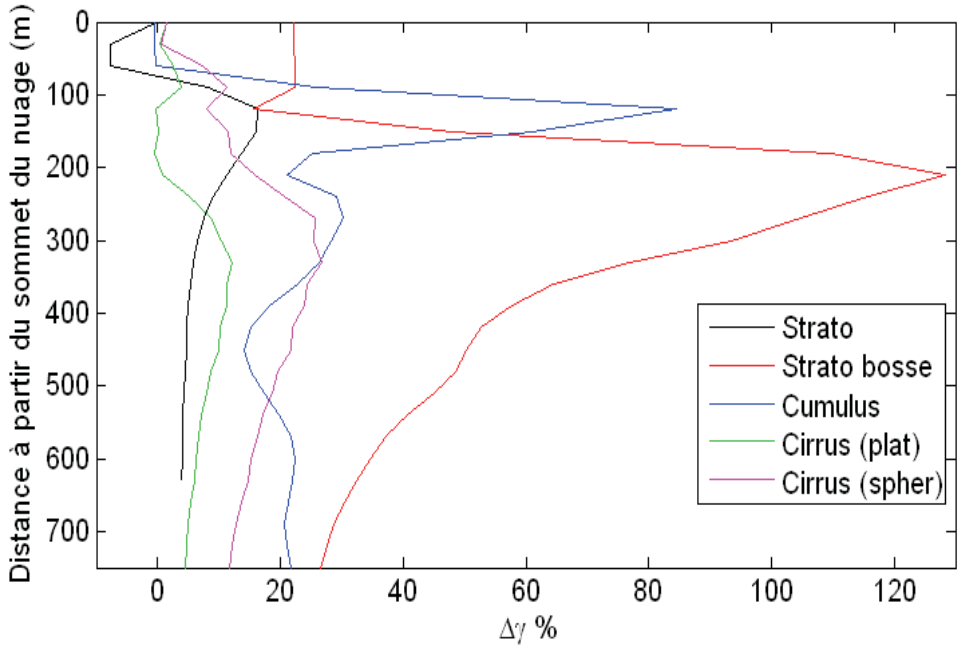


Figure (4.36) Profil vertical de l'erreur relative sur le coefficient de rétrodiffusion apparent intégré en fonction de la distance du sommet du nuage pour les cinq types de nuage, le stratocumulus (noir), le stratocumulus avec des bosses (rouge), le cumulus (bleu), le cirrus de cristaux de glace plaquette (vert) et le cirrus de cristaux de glace sphériques (en violet).

La figure (4.36) présente le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion apparent intégré en fonction de la distance du sommet du nuage à l'échelle de 333 m pour les cinq types de nuage. On définit le coefficient de rétrodiffusion apparent intégré $\gamma(r)$ par :

$$\gamma(r) = \int_{sommet}^{base} \beta\,(r)dr \qquad (4.5)$$

et l'erreur relative sur le coefficient de rétrodiffusion apparent intégré par :

$$\Delta\gamma(r) = \frac{\overline{\left(\gamma_{1D}(r) - \gamma_{3D}(r)\right)}}{\overline{\gamma_{3D}(r)}} \times 100\% \qquad (4.6)$$

Les résultats de la figure (4.35) pour le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion apparent intégré $\Delta\gamma$ ressemblent aux résultats de la figure (4.34) pour le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion apparent $\Delta\beta$. La valeur maximale de $\Delta\gamma$ est de 15% pour le stratocumulus, de 130% pour le stratocumulus avec bosses, de 85% pour le cumulus, de 10% pour le cirrus « plaquette » et de 25% pour le cirrus « sphérique ».

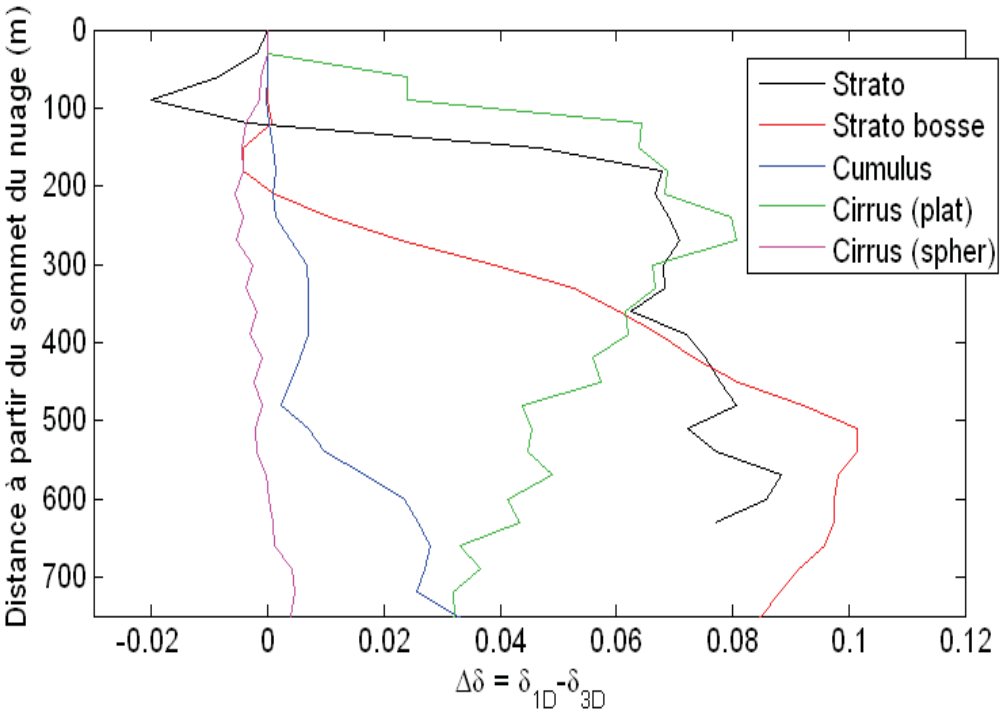


Figure (4.37) Profil vertical de l'erreur absolue sur le rapport de dépolarisation en fonction de la distance du sommet du nuage pour les cinq types de nuage, le stratocumulus (noir), le stratocumulus avec des bosses (rouge), le cumulus (bleu), le cirrus de cristaux de glace plaquette (vert) et le cirrus de cristaux de glace sphériques (en violet).

La figure (4.37) présente l'erreur absolue sur le rapport de dépolarisation en fonction de la distance du sommet du nuage pour les cinq types de nuage. Elle montre que les quatre types de nuage dont les hydrométéores sont sphériques ont la même tendance pour l'erreur absolue sur le rapport de dépolarisation, où cette erreur diminue jusqu'à une valeur minimale (négative), et elle ré-augmente, à l'exception du cirrus constitué de glace type plaquette. La valeur minimale de $\Delta\delta$ est de -0,02 pour le stratocumulus, de -0,004 pour le stratocumulus avec bosses, de -15.10^{-5} pour le cumulus, et de -0,004 pour le cirrus à cristaux sphériques. Pour le cirrus de cristaux de glace de la forme plaquette, $\Delta\delta$ prend une valeur maximale de 0,08.

4.3.3.2. Etude à l'échelle de 1000 m

Je présente les résultats pour les cinq types de nuage moyennés sur 1 km

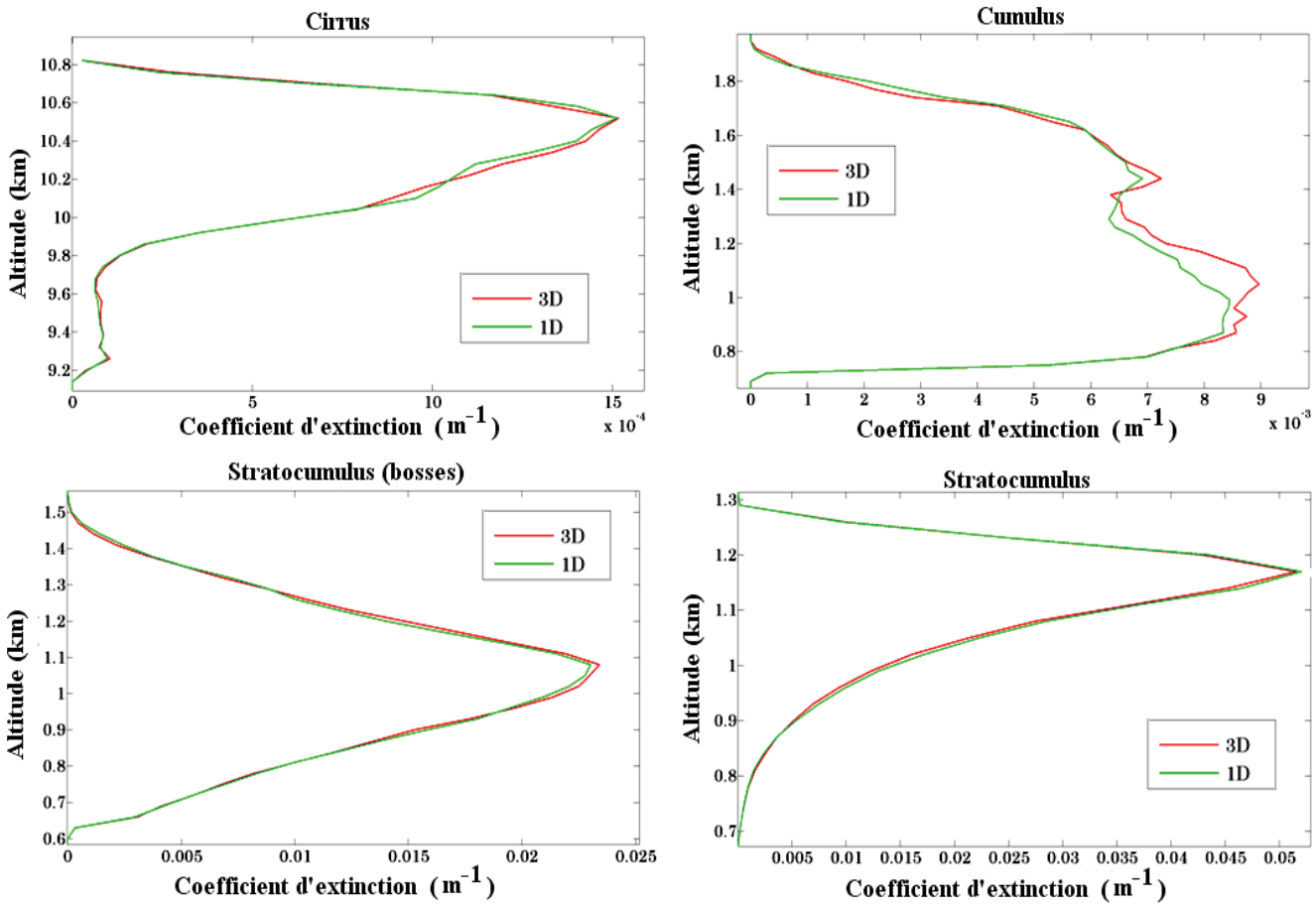


Figure (4.38) Profil d'extinction moyen pour les 4 types de nuage, en rouge le profil d'extinction moyen 3D et en vert le profil d'extinction moyen 1D.

La figure (4.38) présente les profils d'extinction moyens de 600 échantillons 3D (en rouge) (les cercles rouge sur la figure (4.22), où les échantillons sont choisis aléatoirement) et les profils d'extinction moyens de 200 échantillons 1D (en vert) (les rectangles bleus sur la figure (4.22)), pour les quatre types du nuage, cirrus, cumulus, stratocumulus avec bosses et stratocumulus.

Pour chaque type du nuage, j'ai fait 600 simulations 3D et 200 simulations 1D, puis j'ai comparé les moyennes des coefficients de rétrodiffusion $\overline{\overline{\beta_{3D}}_{\iota=1}^{N_{scale}}}$ où $N_{scale} = 3$ et $\bar{\beta}_{1D}$, et les moyennes des rapports de dépolarisation $\overline{\overline{\delta_{3D}}_{\iota=1}^{N_{scale}}}$ avec $\bar{\delta}_{1D}$.

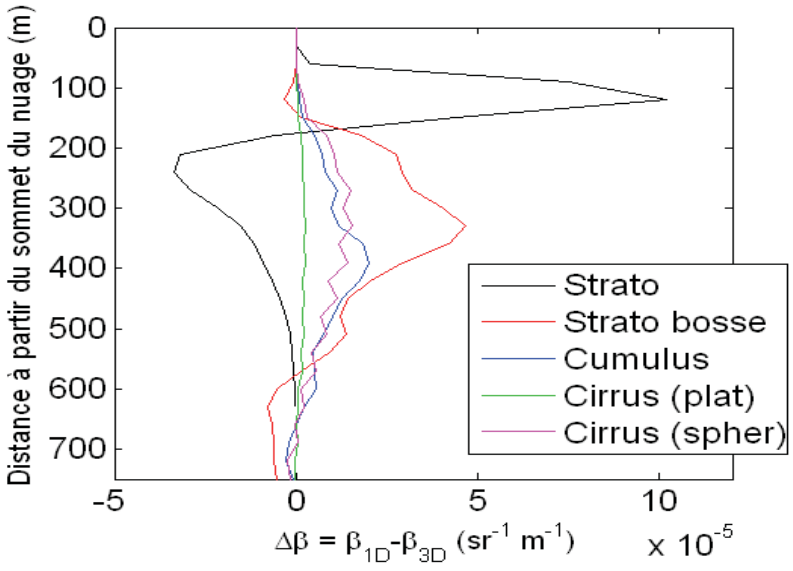


Figure (4.39) Même figure que la figure (4.34) mais à l'échelle de 1 km.

La figure (4.39) présente les mêmes résultats que la figure (4.34) mais à l'échelle de 1 km. L'erreur absolue $\Delta\beta$ augmente avec la pénétration dans le nuage jusqu'à une valeur maximale (cette valeur dépend le type du nuage) de 100.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le stratocumulus, de 50.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le stratocumulus avec bosses, de 20.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le cumulus, de 3.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le cirrus plaquette et de 15.10^{-6} $m^{-1}sr^{-1}$ pour le cirrus sphérique, puis cette valeur l'erreur diminue. On remarque une exception pour le stratocumulus avec des bosses, où l'erreur prend une valeur négative au sommet du nuage, qui peut être lié à la présence des bosses et au choix aléatoire des simulations. Au sommet du nuage, la simulation 3D peut être faite sur une bosse, mais la moyenne sur 333 m, pour la simulation 1D, prend la bosse avec des pixels vide (sans nuage), donc $\alpha_{3D} > \alpha_{1D}$ ce qui donne $\beta_{3D} > \beta_{1D}$ donc $\Delta\beta$ négative.

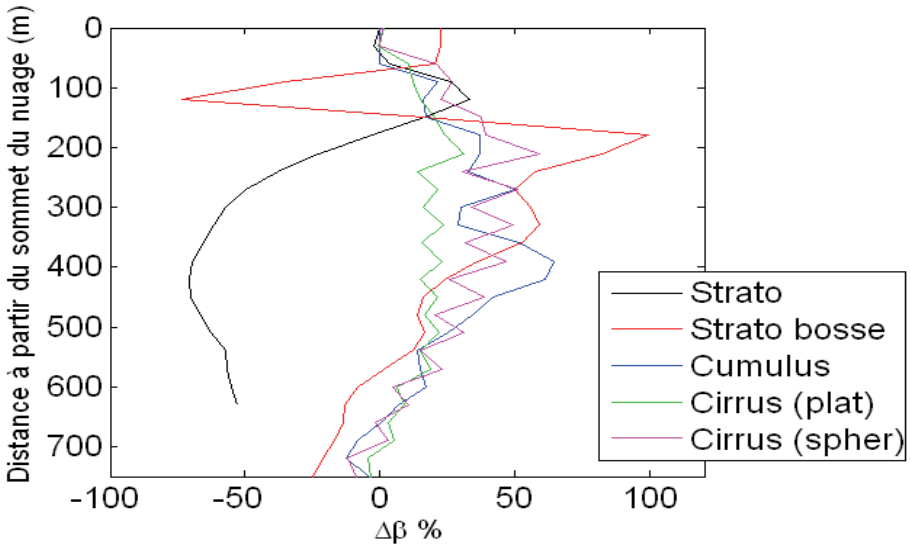


Figure (4.40) Même figure que la figure (4.35) mais à l'échelle de 1 km.

La figure (4.40) présente les mêmes résultats que la figure (4.35) mais à l'échelle de 1 km. La valeur maximale de $\Delta\beta$ est de 35% pour le stratocumulus, de 100% pour le stratocumulus avec bosses, de 65% pour le cumulus, de 30% pour le cirrus plaquette et de 60% pour le cirrus sphérique. La figure (4.40) montre que les cinq types de nuage ont la même tendance. $\Delta\beta$ augmente avec la pénétration dans le nuage jusqu'à une valeur maximale, après cette valeur $\Delta\beta$ diminue, excepté le stratocumulus avec des bosses.

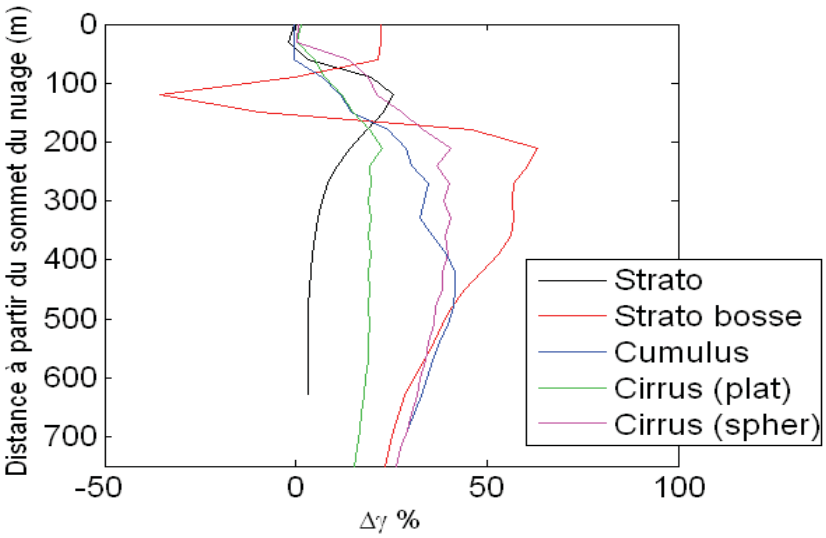


Figure (4.41) Même figure que la figure (4.36) mais à l'échelle de 1 km.

La figure (4.41) présente les mêmes résultats que la figure (4.36) mais à l'échelle de 1 km. La valeur maximale de $\Delta\gamma$ est de 25% pour le stratocumulus, de 65% pour le stratocumulus avec bosses, de 41% pour le cumulus, de 20% pour le cirrus plaquette et de 40% pour le cirrus sphérique.

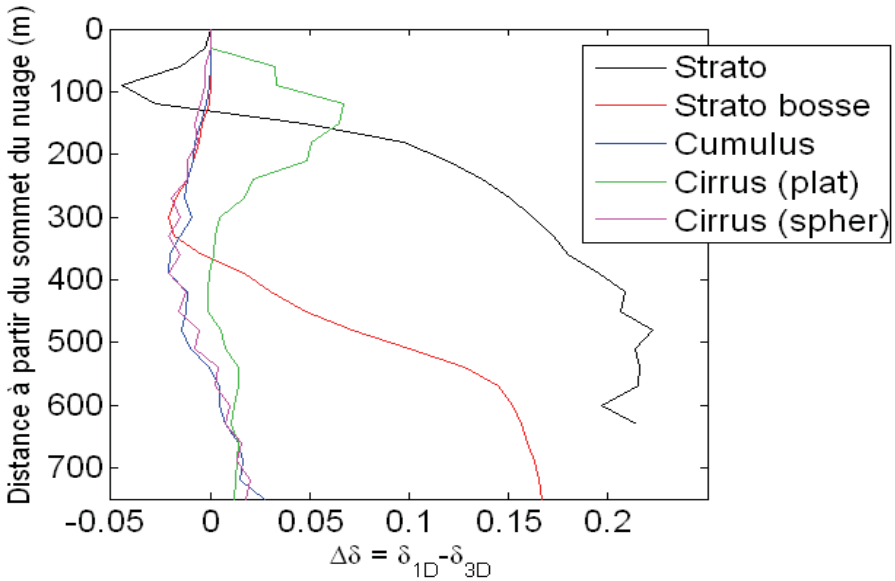


Figure (4.42) Même figure que la figure (3.37) mais à l'échelle de 1 km.

La figure (4.42) présente les mêmes résultats que la figure (4.37) mais à l'échelle de 1 km. La valeur minimale de $\Delta\delta$ est de -0,045 pour le stratocumulus, de -0,02 pour le stratocumulus avec bosses, de -0,02 pour le cumulus, et de -0,02 pour le cirrus sphérique. Pour le cirrus de cristaux de glace de la forme plaquette $\Delta\delta$ prend une valeur maximale de 0,07. En comparant les résultats à l'échelle de 333 m et à l'échelle de 1 km, on trouve, pour tous les types du nuage, que les biais calculés à l'échelle de 1 km sont généralement plus grands que les biais calculés à l'échelle de 333 m.

4.3.4. Hétérogénéité horizontale et verticale à l'échelle de 5 km x 5 km

Pour l'échelle de 5 km, j'ai refait les études faites sur le cirrus, mais sur les autres types de nuage.

A. Cumulus

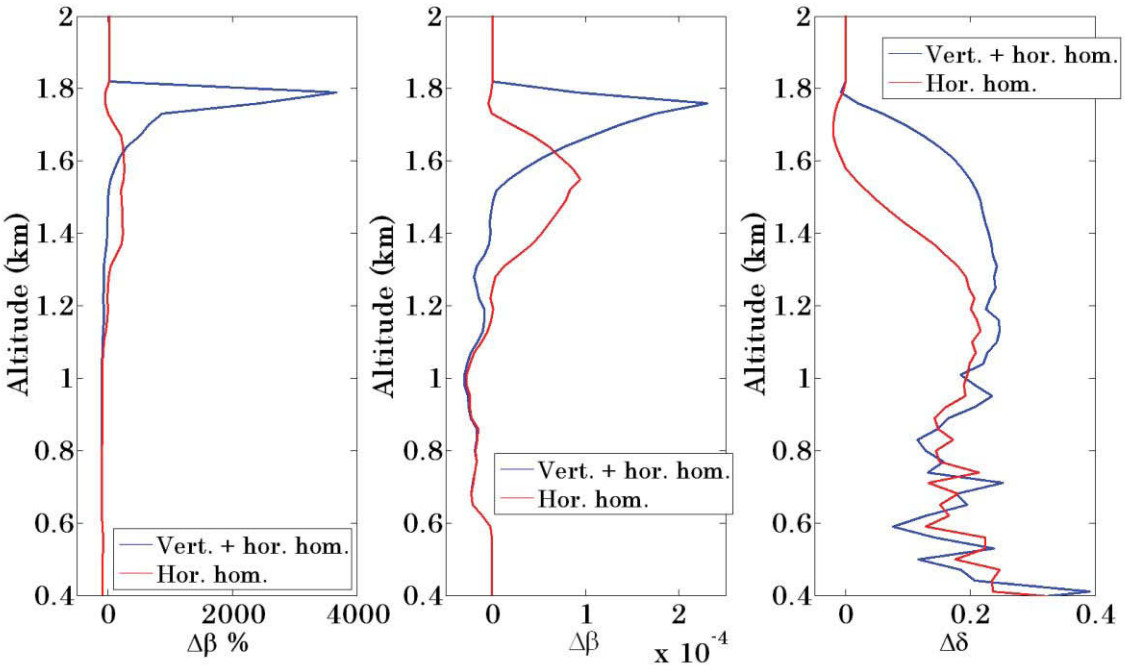


Figure (4.43) Même figure que la figure (4.29) mais pour un nuage de type cumulus.

La figure (4.43) présente les profils verticaux des biais relatifs et absolus sur le coefficient de rétrodiffusion et du biais absolu sur le rapport de dépolarisation, entre le nuage 3D et le nuage équivalent 1D homogène horizontalement (Hor. hom.) et homogène horizontalement et verticalement (Ver. + hor. hom.). La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Ver. + hor. hom). est $\Delta\beta \approx 25.10^{-5}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude de 1,75

km (3500% en relatif). Ce biais devient négatif plus profondément dans le nuage pour atteindre une valeur minimal de -1.10^{-5} $\mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ pour une altitude de 1 km (3500% en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est négatif au sommet du nuage et atteint une valeur minimale $\Delta\delta \approx -0{,}02$ à l'altitude de 1,7 km environ et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}2$.

La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Hor. hom) est $\Delta\beta \approx 1.10^{-4}$ à l'altitude ≈ 1,55 km (200 % en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est négatif dans la partie supérieure du nuage et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}25$.

B. Stratocumulus

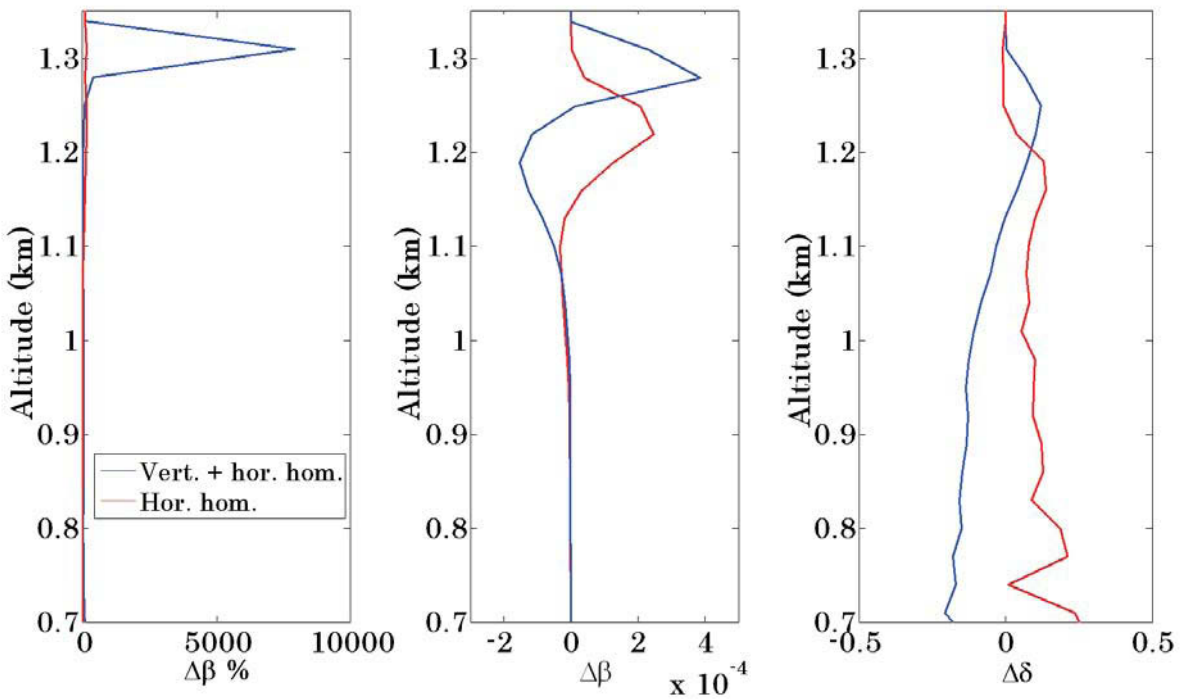


Figure (4.44) Même figure que la figure (4.29) mais pour un nuage de type stratocumulus.

La figure (4.44) présente les mêmes résultats que ceux présentés dans la figure (4.29) mais pour un nuage de type stratocumulus. La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Ver. + hor. hom), est $\Delta\beta \approx 4.10^{-4}$ $\mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ à l'altitude de 1,3 km (8000% en relatif). Ce biais devient négatif plus profond dans le nuage pour atteindre une valeur minimale de $-1{,}5.10^{-4}$ $\mathrm{m}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ pour une altitude de 1,2 km (100% en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est négatif au sommet du nuage et atteint une valeur minimale $\Delta\delta \approx -0{,}001$ à l'altitude de 1,3 km environ et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}2$.

La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Hor. hom) est $\Delta\beta \approx 2.10^{-4}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude ≈ 1,25 km (75 % en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est négatif dans la partie supérieure du nuage et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}2$.

C. Stratocumulus avec bosses

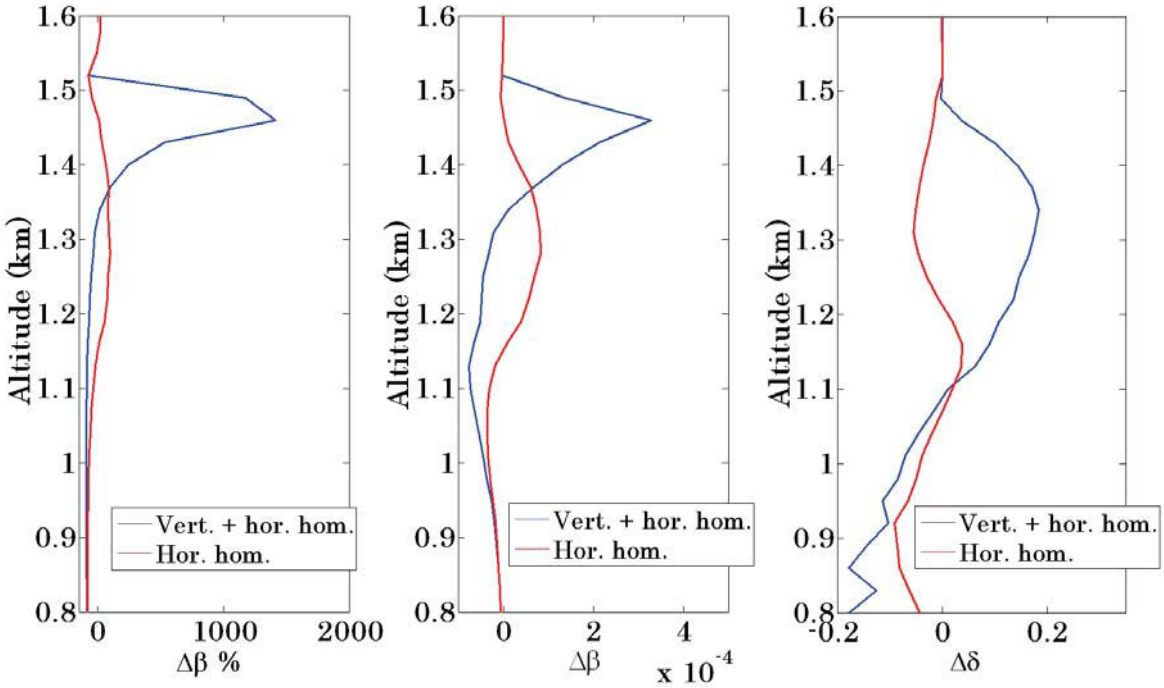


Figure (4.45) Même figure que la figure (4.29) mais pour un nuage de type stratocumulus avec des bosse.

La figure (4.45) présente les mêmes résultats que ceux présentés dans la figure (4.29) mais pour un nuage de type stratocumulus avec des bosses. La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Ver. +hor. hom), est $\Delta\beta \approx 3.5.10^{-4}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude de 1,45 km (1500% en relatif). Ce biais devient négatif plus profond dans le nuage pour atteindre une valeur minimal de $-1.10^{-4}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ pour une altitude de 1,1 km (50% en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est négatif au sommet du nuage et atteint une valeur minimale $\Delta\delta \approx -0{,}001$ à l'altitude de 1,5 km environ et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}2$.

La valeur maximale du biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion pour le nuage (Hor. hom) est $\Delta\beta \approx 1.10^{-4}\ \mathrm{m^{-1}sr^{-1}}$ à l'altitude ≈ 1,45 km (100 % en relatif). Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est négatif dans la partie supérieure du nuage et positif dans la partie inférieure et atteint $\Delta\delta \approx 0{,}05$.

Une synthèse de mes résultats est donnée dans le tableau (4.1)

Nuage	Echelle	$\Delta\beta$ $m^{-1}sr^{-1}$ max	$\Delta\beta$ %		$\Delta\gamma$ %		$\Delta\delta$ max	$\Delta\delta$ %	
			moy	max	moy	max		moy	max
Cirrus (plaquette) $\bar{\tau} = 1$	333 m	2.10^{-6}	10	20	5	10	0,08	40	75
	1000 m	3.10^{-6}	20	30	10	20	0,07	20	60
	5000 m (inho (z))	5.10^{-6}	25	45	15	30	0,25	100	500
	5000 m (hom (z))	7.10^{-6}	300	1100	150	700	0,35	150	1100
Cirrus (sphérique) $\bar{\tau} = 1$	333 m	10.10^{-6}	30	45	10	25	-0,005	-20	-40
	1000 m	15.10^{-6}	40	60	20	40	-0,02	-20	-60
	5000 m (inho (z))	25.10^{-6}	45	65	40	100	-0,01	0	-100
	5000 m (hom (z))	30.10^{-6}	100	1600	500	2000	-0,01	0	-100
Cumulus $\bar{\tau} = 10$	333 m	15.10^{-6}	35	170	30	85	-0,001	0	-1
	1000 m	20.10^{-6}	30	65	25	45	-0,02	-15	-30
	5000 m (inho (z))	90.10^{-6}	100	250	70	200	-0,07	-15	-85
	5000 m (hom (z))	230.10^{-6}	800	900	400	3500	0, 2	200	350
Strato $\bar{\tau} = 10$	333 m	80.10^{-6}	15	25	5	15	-0,02	-20	-40
	1000 m	100.10^{-6}	25	35	10	25	-0,04	-30	-60
	5000 m (inho (z))	250.10^{-6}	60	75	40	60	-0,1	-35	-75
	5000 m (hom (z))	350.10^{-6}	4000	8000	1000	3000	0,2	150	350
Strato (bosse) $\bar{\tau} = 10$	333 m	45.10^{-6}	70	160	50	125	-0,005	-10	-20
	1000 m	50.10^{-6}	60	100	40	70	-0,02	-15	-30
	5000 m (inho (z))	100.10^{-6}	50	100	30	70	-0,002	-40	-80
	5000 m (hom (z))	350.10^{-6}	500	1500	400	1000	0.2	100	300

Table (4.1) Les biais maximaux et moyens dus à l'hétérogénéité 3D du nuage sur les mesures de lidar CALIOP/CALIPSO, $\Delta\beta$ est le biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion, $\Delta\beta\%$ est le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion, $\Delta\gamma$ est le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion apparent intégré et $\Delta\delta$ est le biais absolus sur le rapport de dépolarisation.

Les biais moyens montrés sur la table (4.1) sont déterminés approximativement entre le sommet du nuage et une profondeur optique de 4, valeur à partir de laquelle le signal CALIOP/CALIPSO est « saturé ».

Le biais absolu maximum sur le coefficient de rétrodiffusion β augmente avec l'échelle pour les cinq types du nuage. Les biais relatifs (maxima et moyens) sur β et sur le coefficient de

rétrodiffusion intégré γ ont de la même tendance. Il augmente avec l'échelle pour le cirrus (plaquette et sphérique) et pour le stratocumulus. L'ordre de grandeur de ces biais est de quelques dizaines de pourcent. Par contre, pour le stratocumulus avec des bosses et le cumulus, le biais relatif maximum sur β et sur γ à l'échelle de 333 m ($\Delta\beta$=170% et $\Delta\gamma$=85% pour le cumulus et $\Delta\beta$=160% et $\Delta\gamma$=125% pour le stratocumulus avec des bosses) est plus grand qu'à l'échelle de 1 km ($\Delta\beta$=65% et $\Delta\gamma$=45% pour le cumulus et $\Delta\beta$=100% et $\Delta\gamma$=70% pour le stratocumulus avec des bosses). En examinant la figure (4.30) on constate que les deux nuages ont des formes très hétérogènes avec des bosses et des trous. A l'échelle de 333 m, il est probable que les échantillons de nuages 1D 100 m x 333 m couvrent une partie du nuage et un trou, mais il est aussi très probable que la FOV du lidar, dans le cas des échantillons de nuages 3D, se trouve dans un trou de nuage : β_{3D} est alors très inférieur à β_{1D}. Mais à l'échelle de 1 km (échantillons de nuage 1D de 100 m x 1000 m), la simulation lidar 3D consiste en la moyenne de 3 tirs lidars consécutifs espacés de 333 m: la probabilité que les trois mesures 3D se réalisent dans 3 trous nuageux est faible. Dans le calcul du biais relatif sur β (voir équation 3.1) et sur γ (voir équation 4.7), on divise par β_{3D}. Par conséquent, Le biais relatif maximal sur β et sur γ à l'échelle de 333 m est ainsi supérieur à celui estimé à l'échelle de 1 km.

A l'échelle de 5 km x 5 km, les biais sur β, γ sont, généralement, plus grands qu'à l'échelle de 333 m et de 1 km. La comparaison des échelles « de 333 m et 1 km » avec l'échelle de 5 km est difficile, car la méthodologie employée pour étudier les effets 3D du nuage sur les observables CALIOP/CALIPSO à l'échelle de 5 km est différente de celle employée à l'échelle de 333 m et de 1 km. Toujours à l'échelle de 5 km x 5 km, si l'on néglige les effets des hétérogénéités horizontales et verticales, à l'échelle de 5 km x 5 km le biais relatif moyen sur β et sur γ est très important (plusieurs centaines de pourcent).

Pour la partie supérieure des nuages, et pour le cas des nuages hétérogènes verticalement uniquement, le biais absolu et relatif (moyen et maximal) sur le rapport de dépolarisation δ pour le cirrus de cristaux de glace de type plaquette est toujours positif et négatif pour les nuages constitués d'hydrométéores sphériques.

Le libre parcours moyen des photons (MFP) dans les milieux hétérogènes optiquement est toujours plus grand que celui dans les milieux homogènes équivalents (Davis and Marshak, 2004). Cela signifie que les photons ont une probabilité plus élevée d'être diffusés lorsqu'ils se trouvent dans le champ de vue du récepteur du lidar dans le cas du nuage homogène 1D. L'augmentation du rapport de dépolarisation δ par diffusion multiple est donc plus faible dans

un milieu nuageux hétérogène que pour le nuage homogène équivalent, ce qui donne : $\delta_{1D} - \delta_{3D} > 0$. Cette explication est cohérente avec nos résultats obtenus pour le cirrus de glace type plaquette. Pour les nuages constitués d'hydrométéores sphériques, $\delta_{1D} - \delta_{3D} < 0$. En effet, le rapport de dépolarisation en diffusion simple d'une sphère est nulle, mais pas celui des gaz (dépolarisation Rayleigh)

Pour le cas des nuages homogènes verticalement, à l'échelle de 5 km, le biais sur δ est positif. Cela peut être expliqué par la prise en considération des phénomènes de diffusion multiple. Ce modèle de nuage est beaucoup plus dense, au sommet, en moyenne, que le nuage 3D. Cela signifie que les photons ont une probabilité plus élevée d'être diffusés multiplement dans le nuage 1D. Par conséquent, les nuages 1D homogènes verticalement dépolarisent plus par diffusion multiple que le nuage 3D, et $\delta_{1D} > \delta_{3D}$.

4.4. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai étudié les effets des hétérogénéités spatiales des nuages sur les observables radar (CPR Doppler/EarthCARE) et lidar (CALIOP/CALIPSO). J'ai réalisé quelques études préliminaires sur les effets des hétérogénéités 3D des nuages sur les mesures de la vitesse Doppler du radar CPR Doppler/EarthCARE, sur des nuages synthétiques où les hétérogénéités sont contrôlées. Les résultats obtenus ont montré que la mesure de la vitesse Doppler est affectée par la variation horizontale de l'épaisseur optique et de la réflectivité. L'intensité de ce biais dépend des caractéristiques du nuage (épaisseur géométrique, épaisseur optique et taille relative du trou) et de la géométrie du système radar (FOV, distance radar-nuage).

Pour étudier les effets de l'hétérogénéité 3D des nuages sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO, j'ai utilisé cinq nuages générés par 3DCLOUD (Szczap et al., 2014), deux cirrus, l'un constitué de cristaux de glace sphérique, et l'autre de cristaux de glace de type plaquette, un cumulus, un stratocumulus et un stratocumulus avec des bosses. J'ai réalisé l'étude pour trois échelles spatiales : 333 m, 1 km et 5 km. Nos résultats montrent que le biais dû à l'hétérogénéité 3D des nuages sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO n'est pas négligeable. Un test de Student (réalisé uniquement sur le cirrus de cristaux de glace de type plaquette (Alkasem et al., 2017)) montre que le biais sur le coefficient de rétrodiffusion est significatif à l'échelle de 1 km. Le biais relatif maximum sur ce coefficient est environ 30% à

l'échelle de 1 km, alors que le biais absolu sur ce même coefficient augmente généralement avec l'échelle spatiale.

A l'échelle de 5 km, les biais sur les coefficients de rétrodiffusion et de rétrodiffusion intégrée sont plus grands qu'à l'échelle de 333 m et de 1 km. Si de plus, et à l'échelle de 5 km, on néglige l'hétérogénéité verticale, le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion dépasse 100 %.

Un test de Student sur le cirrus constitué de cristaux de glace de type plaquette montre que le biais absolu sur le rapport de dépolarisation est significatif aux échelles de 333 m et 1 km et il est toujours positif.

Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation pour les quatre types de nuage dont les hydrométéores sont sphériques (cirrus de cristaux de glace sphérique, cumulus, stratocumulus et stratocumulus avec des bosses) est négatif au sommet du nuage. Il est cependant positif à l'échelle de 5 km dans le cas du nuage homogène horizontalement et verticalement, et est de l'ordre de 0,2.

Conclusions et perspectives

Les nuages jouent un rôle majeur sur le bilan radiatif du système terre-atmosphère. L'évaluation de l'impact des nuages sur le bilan radiatif du système climatique terre-atmosphère représente un intérêt majeur pour l'étude du climat. Les modèles climatiques idéalisent les nuages comme des nuages homogènes plans parallèles. Les paramétrisations des nuages basées sur l'hypothèse du nuage homogène plan parallèle dans les différents modèles climatiques sont encore insuffisantes pour conclure d'une manière précise quand aux rétroactions des nuages en réponse à un forçage radiatif.

La caractérisation des propriétés nuageuses est difficile, car les nuages présentent des fluctuations spatiales complexes tridimensionnelles de leurs propriétés microphysiques, optiques et géométriques qui dépendent de l'échelle spatiale d'observation.

Le travail de cette thèse a consisté à étudier les effets de l'hétérogénéité 3D du nuage sur les observables lidar CALIOP/CALIPSO et radar CPR/CloudSat de la mission spatiale A-train et sur le radar CPR Doppler de la future mission spatiale EarthCARE. Pour cette fin, j'ai développé McRALI. McRALI est un simulateur de systèmes lidar et radar embarqués sur plateforme satellite. Il prend en compte la diffusion multiple, la polarisation, l'effet Doppler et l'aspect tridimensionnel de l'atmosphère. Il est basé sur le modèle de transfert radiatif appelé 3DMCPOL (Cornet et al, 2010) qui simule la luminance au sommet de l'atmosphère mesurée par des capteurs passifs. Je l'ai comparé avec les codes de référence de systèmes lidar/radar publiés (ECSIM (Donovan et al., 2008), DOMUS (Battaglia et al., 2011), le code de Hogan (Hogan, 2006) et l'approche analytique de Chaikovskaya (2008)). Un des avantages de McRALI est qu'il simule à la fois des observables lidar et radar avec le même algorithme de base.

La première étape de ma thèse a consisté à modifier le code 3DMCPOL (Cornet et al., 2010) qui simule des capteurs passif, pour simuler les observables du système lidar CALIOP/CALIPSO. Les modifications apportées à 3DMCPOL ont porté sur la simulation de l'émetteur (laser) et du récepteur (télescope). McRALI calcule le profil vertical de la puissance rétrodiffusée polarisée. J'ai ajusté les paramètres des méthodes de réduction de variance (VRM) (Buras et al., 2011) pour qu'ils soient compatibles dans le cas d'un simulateur d'un système lidar. Ces méthodes se « débarrassent » des pics (fluctuations statistiques) rencontrées dans les simulations Monte Carlo. Ce problème est crucial pour la simulation des observables

lidar en diffusion multiple quand la fonction de phase est très « piquée » vers l'avant, ce qui est généralement le cas. Les méthodes de réduction de variance ont montré un grand avantage pour diminuer les fluctuations statistiques, et diminuer le temps des simulations. Pour obtenir le même ordre de grandeur sur la précision du coefficient de rétrodiffusion, le temps d'une simulation avec VRM est 10 à 100 fois plus rapide que sans VRM. Ces méthodes VRM sont indispensables pour la simulation des systèmes lidar.

J'ai comparé le coefficient de rétrodiffusion calculé par McRALI, avec le coefficient de rétrodiffusion calculé par code de Hogan et par code de Battaglia (Hogan and Battaglia, 2008). Ces deux derniers codes prennent en compte la diffusion multiple. Le code de Battaglia est basé sur une méthode Monte Carlo, tout comme McRALI. Pour le système de lidar, McRALI a donné des résultats (coefficient de rétrodiffusion) cohérents par rapport aux résultats publiés dans Hogan and Battaglia (2008). Le coefficient de rétrodiffusion calculé par McRALI est cohérent avec celui calculé par code de Hogan, et est quasiment identique au coefficient de rétrodiffusion calculé par le code de Battaglia.

McRALI calcule aussi le rapport de dépolarisation. J'ai comparé le rapport de dépolarisation calculé par McRALI avec les résultats publiés par Hu et al. (2001), Chaikovskaya (2008) et Donovan et al. (2015). McRALI a donné des résultats cohérents avec les résultats publiés. Mais les valeurs du rapport de dépolarisation de McRALI sont inférieures (jusqu'à 15%) aux valeurs simulées par Hu et al. (2001) et supérieures (jusqu'à 10%) aux valeurs simulées par ECSIM (Donovan et al., 2015) ou la méthode publiée dans Chaikovskaya (2008), et ce aussi bien pour la dépolarisation linéaire que circulaire.

La deuxième étape a été dédiée au développement de McRALI pour simuler les observables du radar CPR/CloudSat. J'ai modifié le code pour prendre en compte le diagramme de rayonnement d'une antenne radar (émetteur et récepteur modélisés par une forme gaussienne à -3dB). J'ai comparé mes résultats avec les résultats publiés par Hogan and Battaglia (2008). La réflectivité apparente calculée par McRALI est identique à la réflectivité apparente calculée par code de Battaglia (qui utilise la méthode Monte Carlo), pour les simulations en diffusion simple et les simulations en diffusion multiple.

Une autre étape de mon travail a consisté à modifier McRALI afin qu'il simule les observables du radar CPR Doppler/EarthCARE. Pour cela, j'ai dû simuler le spectre Doppler de puissance. Il a fallu estimer le décalage de la fréquence à chaque diffusion sur le chemin d'un photon,

combiné à la technique de l'estimation locale. J'ai comparé mes résultats avec les résultats publiés simulés par DOMUS (Battaglia and Tanelli, 2011). Les simulations de McRALI (réflectivité apparente, spectre Doppler de puissance, vitesse Doppler moyenne) sont proches des résultats publiés (Battaglia and Tanelli, 2011). Par contre, McRALI sous-estime systématiquement l'élargissement Doppler par rapport à DOMUS.

L'étape suivante de mon travail de thèse a consisté à étudier les effets de l'hétérogénéité 3D des nuages sur les mesures du radar CPR Doppler/EarthCARE et sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO.

Pour étudier les effets de l'hétérogénéité 3D des nuages sur les mesures du radar CPR Doppler/EarthCARE, les structures des nuages hétérogènes utilisés ont été plutôt académiques (nuage « escalier », présence de discontinuités horizontales des propriétés optiques et dynamiques, présence de trous). Dans cette étude, on a constaté que la mesure de la vitesse Doppler est affectée par la variation horizontale de l'épaisseur optique et de la réflectivité. L'intensité de ce biais dépend des caractéristiques du nuage (l'épaisseur géométrique, l'épaisseur optique et la taille relative du trou) et de la géométrie du système radar (la FOV, la distance radar-nuage).

Pour étudier les effets de l'hétérogénéité 3D des nuages sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO, j'ai utilisé quatre types de nuage générés par 3DCLOUD (Szczap et al., 2014), un cirrus (cristaux de glace sphérique, cristaux de glace de type plaquette), un cumulus, un stratocumulus et un stratocumulus avec des bosses. J'ai réalisé l'étude pour trois échelles spatiales : 333 m, 1 km et 5 km, (i.e. résolutions horizontales des données de CALIOP)

Afin de quantifier le biais sur le coefficient de rétrodiffusion (β) et le rapport de dépolarisation (δ) dû à l'hétérogénéité des nuages, on a comparé les profils moyens du coefficient de rétrodiffusion et du rapport de dépolarisation estimés par McRALI pour plusieurs morceaux de nuage (échantillons) de l'ensemble du nuage 3D (la population) avec les profils moyens du coefficient de rétrodiffusion et du facteur de dépolarisation estimés par McRALI pour le nuage homogène et plan parallèle équivalent, dont les propriétés optiques, à chaque niveau, sont égales à la valeur moyenne des propriétés optiques horizontales des morceaux de nuage 3D choisis aléatoirement. J'ai calculé le biais sur β ($\Delta\beta$) et le biais sur δ ($\Delta\delta$). Le test de Student (réalisé uniquement sur le nuage cirrus de cristaux de glace de type plaquette (Alkasem et al., 2017)) montre que le biais sur β à l'échelle de 333 m n'est pas statistiquement significatif. Par contre il est significatif à l'échelle de 1 km. Le biais sur δ est significatif à l'échelle de 333 m

et à l'échelle de 1 km. Le biais relatif maximum sur le coefficient de rétrodiffusion est environ de 30% à l'échelle de 1 km et sur le rapport de dépolarisation de 75% à 333 m et 60% à 1 km.
Pour les échelles de 333 m et de 1 km, j'ai uniquement étudié l'effet des hétérogénéités horizontales de l'épaisseur optique sur les mesures CALIOP/CALIPSO. Pour l'échelle de 5 km j'ai également étudié les effets de l'hétérogénéité verticale de l'épaisseur optique.

Nos résultats montrent que le biais absolu sur le coefficient de rétrodiffusion augmente généralement avec l'échelle spatiale.

A l'échelle de 333 m et de 1 km, le biais relatif sur le coefficient de rétrodiffusion β et sur le coefficient de rétrodiffusion intégré γ augmente avec l'échelle pour le cirrus (plaquette et sphérique) et pour le stratocumulus. A l'échelle de 333 m les valeurs maximales de $\Delta\beta$=20% et de $\Delta\gamma$=10% pour le cirrus «plaquette», $\Delta\beta$=45% et $\Delta\gamma$=25% pour le cirrus « sphérique » et $\Delta\beta$=25% et $\Delta\gamma$=15% pour le stratocumulus. A l'échelle de 1 km les valeurs maximales de $\Delta\beta$=30% et de $\Delta\gamma$=20% pour le cirrus «plaquette», $\Delta\beta$=60% et $\Delta\gamma$=40% pour le cirrus « sphérique » et $\Delta\beta$=35% et $\Delta\gamma$=25% pour le stratocumulus.

La méthodologie employée pour étudier les effets 3D du nuage sur les observables CALIOP/CALIPSO à l'échelle de 5 km est différente de celle employée à l'échelle de 333 m et de 1 km. Généralement, les biais sur β et γ à l'échelle de 5 km sont plus grands qu'à l'échelle de 333 m et de 1 km. A l'échelle de 5 km, si on prend en compte l'hétérogénéité verticale, le biais relatif sur β est plus grand que 100%.

Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation δ pour le cirrus de cristaux de glace de type plaquette est toujours positif de l'ordre de 0,08 à l'échelle de 333 m, 0,07 à l'échelle de 1km et de 0.25 à l'échelle de 5 km. Le biais absolu sur le rapport de dépolarisation δ pour les quatre types de nuage dont les hydrométéores sont sphériques « cirrus de cristaux de glace sphérique, cumulus, stratocumulus et stratocumulus avec des bosses » est négatif au sommet du nuage, Il est cependant positif à l'échelle de 5 km dans le cas du nuage homogène horizontalement et verticalement de l'ordre 0,2.

L'estimation de la rétroaction des nuages sur le climat actuel et futur nécessite une bonne représentation des propriétés optiques et radiatives des nuages dans les modèles climatiques. Ces modèles, désignés par l'acronyme GCM (Global Circulation Model), ont une résolution typiquement une heure par pas de temps, pour un maillage de l'espace dont l'extension

horizontale est de l'ordre de la centaine de kilomètres et dont l'extension verticale est de l'ordre du km). La variabilité temporelle et spatiale du champ nuageux (et par conséquent leurs variabilités optiques et radiatives) ne sont donc pas toujours résolus dans les GCM. Les propriétés optiques des couches nuageuses sont en générale homogènes. Nos résultats suggèrent qu'il est très important de prendre en compte les variations verticales des hétérogénéités des cirrus dans chaque couche du GCM si l'objectif est de simuler les observables lidar à partir des propriétés nuageuses décrites dans un GCM (hypothèse du nuage homogène plan parallèle), et ce dès une échelle horizontale de 5 km.

Perspectives

Dans l'objectif de mieux interpréter les mesures lidar/radar ou de calibrer/optimiser les futurs systèmes lidar/radar, il est nécessaire d'avoir à disposition un simulateur de référence, qui prend en compte la diffusion multiple, la polarisation, la haute résolution spectrale, l'effet Doppler, l'hétérogénéité spatiale 3D des nuages et des vitesses du vent pour différentes configurations de mesure.

De nombreuses améliorations/développements informatiques sont encore nécessaires afin de proposer un simulateur de référence. Par exemple, McRALI actuel suppose que les photons qui arrivent à la surface (sol ou mer) sont perdus (absorbés). Il faut donc implémenter un modèle de surface de mer, visant à inclure l'interaction du rayonnement polarisé avec la surface.

Le code McRALI est validé pour le système lidar CALIOP/CALIPSO, le système radar CPR/CloudSat et CPR Doppler/EarthCARE. Avec l'avènement de la haute résolution spectrale (HRS) on peut légitimement se poser la question des effets de la diffusion multiple sur la mesure de tel instrument (Bissonnette et al, 2002). Même pour des milieux nuageux faiblement denses, la diffusion multiple peut en effet induire des différences significatives sur les signaux lidars mesurés (Alkasem et al., 2017). Il est donc important de développer et valider McRALI pour un système lidar à haute résolution spectrale. Le travail de ma thèse a permis des avancées notables, via de développement de l'effet Doppler dans McRALI. Ces acquis sont actuellement utilisés dans le cadre du CDD CNES de G. Mioche qui travaille sur le développement et la validation de McRALI pour la configuration du lidar ATLID (ATmospheric LIDar) embarqué sur le satellite EarthCARE et pour la configuration du lidar pour LNG et du radar RASTA aéroportés.

Le récepteur et l'émetteur, dans McRALI, sont actuellement modélisés pour une direction de visée verticale. Il sera nécessaire de modéliser McRALI pour des directions de visée autres que la verticale. EUREC^{4}A (Elucidating the role of clouds circulation coupling in climate, Bony et al., 2017) est une campagne aéroportée, dont l'objectif est de quantifier les propriétés macro-physiques des nuages de cumulus en fonction de l'environnement à grande échelle et de fournir un ensemble de données de référence pouvant servir pour la modélisation et l'observation par satellite des nuages et de la circulation atmosphérique. A cette fin, EUREC^{4}A utilisera plusieurs instruments aéroportés, dont un lidar, le radar RASTA (Delanoë et al, 2013) et le radar BASTA (Delanoë et al, 2016), qui vont fonctionner avec des directions de visée horizontale à la base des nuages. Il faudra donc modifier McRALI pour qu'il soit capable de simuler des systèmes lidar/radar pour différentes directions de visée, dont la visée horizontale.

Dans la dernière partie de ma thèse, j'ai étudié l'effet de l'hétérogénéité 3D du nuage sur les mesures du lidar CALIOP/CALIPSO. On pourra étudier l'hétérogénéité 3D des nuages sur les mesures de lidar HSR, de radar Doppler en utilisant un champ nuageux 3D et un champ de vitesse 3D. J'ai par ailleurs étudié l'effet de l'hétérogénéité 3D du nuage sur les mesures de lidar pour le problème direct. Il est alors logique d'étudier les effets de l'hétérogénéité 3D des nuage sur le problèmes inverse, c'est-à-dire sur les paramètres nuageux et dynamiques habituellement restitués à partir des mesures de lidar, radar, radar Doppler et lidar à haute résolution spectrale.

Annexe A : Les méthodes de réduction de la variance (VRM)

Les méthodes de réduction de la variance (Variance reduction methods ou VRM) regroupent l'ensemble des techniques, souvent élaborées et complexes, qui permettent de réduire la variance des estimateurs de Monte Carlo. Ces méthodes permettent de limiter des «pics d'énergie» (fluctuation statistique) générés par les simulations Monte Carlo (Hironobu, 2006 ; Buras et Mayer, 2011). Ce problème est crucial pour la simulation des observables lidar en diffusion multiple quand la fonction de phase est très « piquée » vers l'avant, ce qui est généralement le cas.

Les méthodes sont applicables pour toutes les simulations de Monte Carlo visant à calculer les luminances par les estimateurs locaux (LE). Parmi ces méthodes, l'échantillonnage préférentiel du détecteur directionnel (detector directional importance sampling DDIS), est basé sur la méthode de l'échantillonnage préférentiel (importance sampling en anglais), l'estimation locale n-tuple (the n-tuple local estimate (NLE)), la prédiction basée sur le fractionnement (prediction based splitting (PBS)), et la prédiction basée sur la roulette russe (prediction based Russian roulette(PBRR)) (Buras et Mayer, 2011).

Le code lance un photon. Ce photon lancé, appelé PM ou photon mère (Mother Photon), a le poids initial W et peut diffuser plusieurs fois. Si le poids du PM devient inférieur à une valeur critique $w_{rr,min}$, le photon sera tué. Aussi, après la diffusion de l'ordre $n_{firstCP}$, on clone le photon PM, ce qui nous donne plusieurs photons (n_{spl} photons) appelés photons clonés (CP). Chaque CP a le poids de la valeur w_{spl} et suit une trajectoire et subit un nombre de diffusion n_{CP}. Si le poids du CP devient plus petit d'une valeur critique $w_{spl,rr}$ ou si le nombre de diffusion n_{CP} égale à une valeur critique n_{scCP}, le CP sera tué. Chaque CP peut effectuer le LE $\mathrm{n_{LEperCP}}$ fois.

Ces méthodes de réduction de la variance VRM ont été ajoutées dans le code McRALI par Céline CORNET. Mon travail a consisté à tester ces VMR et à ajuster les valeurs de ces paramètres pour qu'ils soient compatibles dans le cas d'un simulateur d'un système lidar.

Les valeurs des paramètres de la VRM de Buras et Mayer (2011) ont été déterminées empiriquement. Pour la configuration du lidar CALIOP, j'ai obtenu :

$n_{spl,max} = 5000$	$w_{rr,min} = 0{,}2$	$\varepsilon_{ddis} = 0{,}1$
$w_{spl,rr} = 1/3$	$n_{scCP} = 12$	$n_{spl,crit} = 3000$
$n_{firstCP} = 1$	$n_{LEperCP} = 11$	

Pour tester les avantages de ces VRM, j'ai fait des simulations avec VRM et sans VRM, pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (de 9 à 10 km d'altitude), d'épaisseur optique 3, la fonction de phase étant calculée selon la théorie de Mie pour un rayon effectif de 10 μm, avec la configuration de lidar CALIOP/CALIPSO. J'ai fait varier le nombre des photons lancés pour différentes simulations, et j'ai comparé le temps de simulation avec et sans VRM.

Nombre de photons	10^5	$5x10^5$	10^6	$2x10^6$	$5\ x10^6$	10^7	$5\ x10^7$	$5\ x10^8$
t(vrm=1) min	0,04	0,17	0,34	1,10	2,47	5,10	27	266
t(vrm=0) min	0,01	0,05	0,11	0,20	0,53	1,37	8,19	83,15

Tab (A.1) Temps de simulation en minute pour un nombre des photons donné, avec et sans VRM

En regardant la table (A.1), il est clair qu'avec VRM, pour le même nombre de photons, les simulations ont besoin de trois fois plus de temps que sans VRM.

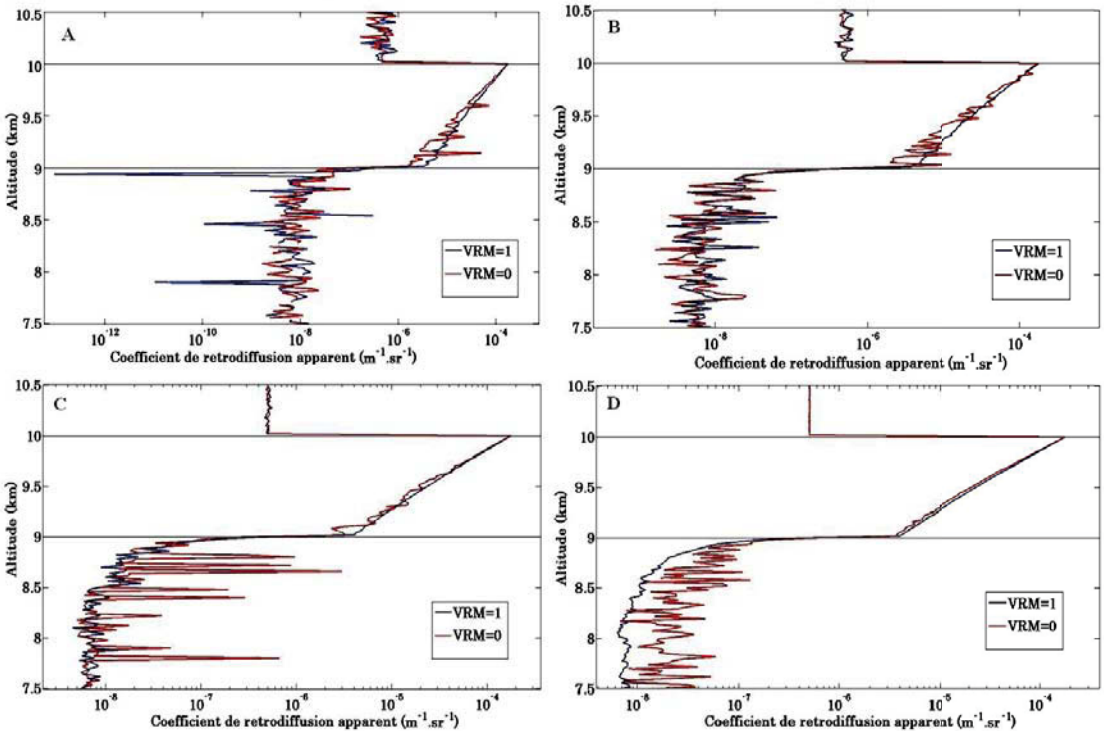


Figure (A.1) Comparaison du coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude, pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (de 9 à 10 km), épaisseur optique 3. En bleu les résultats en utilisant VRM, en rouge sans VRM. A : les simulations sont faites avec 10^5 photons, B : avec $5x10^5$ photons, C : avec 10^7 photons et D : avec $5x10^8$ photons.

La figure (A.1) montre la comparaison du coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude pour des simulations faites avec et sans VRM pour les conditions de simulations explicités plus haut dans le texte.

On remarque sur la figure (A.1), que pour le même nombre de photons, les simulations faites avec VRM ont des fluctuations plus petites que les simulations sans VRM. Il semble pourtant que la VRM introduit un biais (certes petit mais non négligeable) sur le coefficient de rétrodiffusion qui augmente avec profondeur optique. Ce biais apparait nettement sous le nuage.

Pour bien montrer l'avantage de ces VRM, il est nécessaire de comparer les fluctuations obtenues pour des simulations qui prennent le même temps de calcul. Pour cela on compare deux simulations avec et sans VRM, où les deux simulations prennent presque le même temps de calcul.

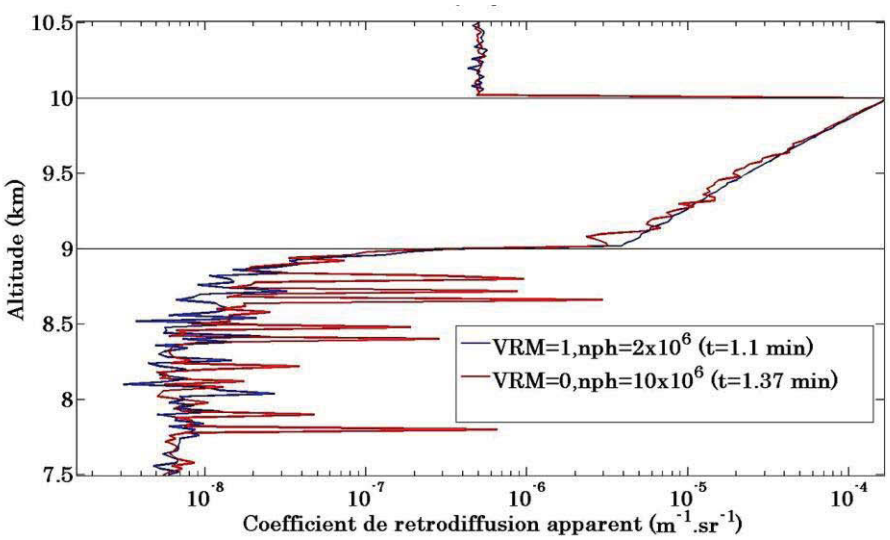


Figure (A.2) Comparaison du coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude, pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (de 9 à 10 km), épaisseur optique 3. En bleu la simulation avec VRM, en rouge sans VRM.

La figure (A.2) présente la comparaison du coefficient de rétrodiffusion apparent en fonction de l'altitude entre deux simulations faites avec et sans VRM, pour un nuage homogène plan parallèle d'épaisseur géométrique 1 km (de 9 à 10 km), épaisseur optique 3 et la fonction de phase de Mie, avec les paramètres de lidar CALIOP/CALIPSO. On remarque qu'avec VRM, on a des fluctuations beaucoup plus petites que sans VRM. Bien que nous ayons utilisé un

nombre des photons inférieur, et le temps de la simulation avec VRM est de 1,1 min, pratiquement autant que le temps de la simulation sans VRM (1,37 min).

J'ai calculé l'erreur relative $\Delta\beta/\beta$, en fonction du temps, sur le coefficient de rétrodiffusion apparent β calculé dans des simulations (avec et sans VRM) en changeant le nombre des photons, toujours dans les mêmes configurations de simulation

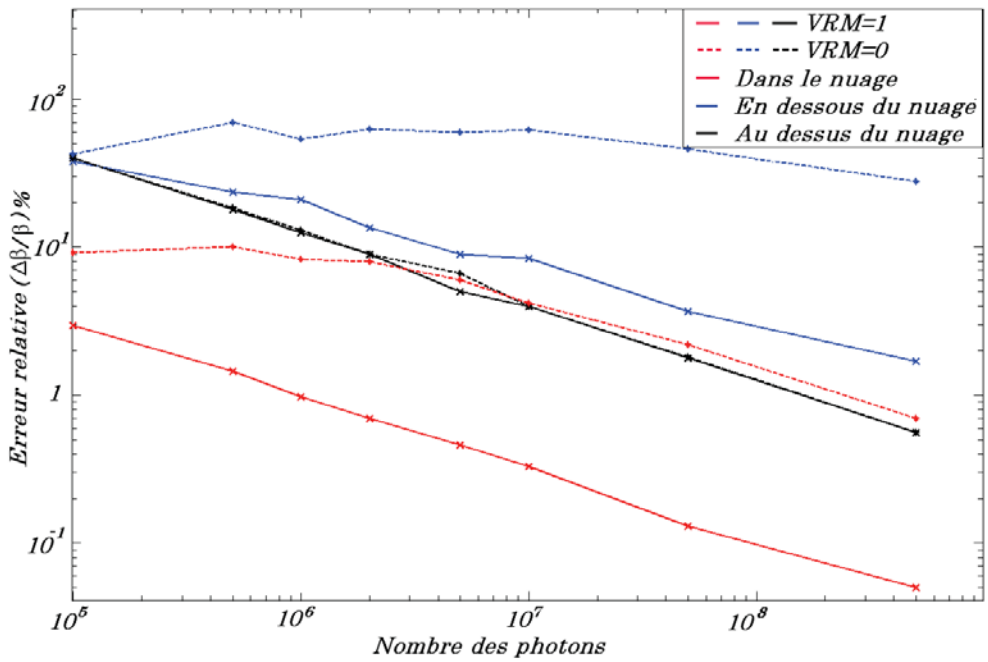


Figure (A.3) Erreur relative sur le coefficient de rétrodiffusion en fonction du nombre des photons, la courbe continue représente les simulations faites avec VRM, la courbe pointillée représente les simulations sans VRM, pour trois altitudes différentes, en noir au dessus du nuage, en rouge dans le nuage et en bleu en dessous du nuage. Le nuage possède une épaisseur optique 3, la fonction de phase est calculée selon la théorie de Mie pour un rayon effectif de 10 μm.

La figure (A.3) présente l'erreur relative en fonction du nombre des photons. On a calculé l'erreur relative pour trois cas. Au dessus du nuage, l'erreur relative est identique, avec ou sans VRM. Dans le nuage, l'erreur relative avec VRM est dix fois plus petite que l'erreur relative sans VRM. Dessous le nuage, l'erreur relative sans VRM est presque constante même si le nombre des photons augmente.

La figure (A.3) montre que, en utilisant VRM, l'erreur relative est plus petite, surtout dans le nuage. La méthode VRM a un avantage très important dans le code McRALI, pour diminuer les fluctuations statistiques et diminuer le temps des simulations. Pour obtenir le même ordre de grandeur sur la précision du coefficient de rétrodiffusion, le temps d'une simulation avec

VRM est 10 à 100 fois plus rapide que sans VRM. Ce gain de temps dépend des conditions de la simulation comme le nombre des photons, les paramètres optiques du nuage et …).

Bibliographie

Albers F., A. Reuter, U. Maixner, L. Levkov, E. Raschke E, I. Sednev, 1999. Horizontal Inhomogeneities in Clouds and Particle Measurements their Effect effect on remote particle measurements. Phys. Chem. Earth. 24:197–202.http://dx.doi.org/10.1016/S1464-1909 (98) 00037-9.

Alkasem A., S. Frederic, C. Celine, S. Valery, G. Yahya, J. Olivier, L. Laurent, M. Guillaume, 2017. Effects of cirrus heterogeneity on lidar CALIOP/CALIPSO data. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2017.07.005

Battaglia A., M.O. Ajewole, C. Simmer, 2006. Evaluation of radar multiple-scattering effects from a GPM perspective. Part II: Model results. J. Appl. Meteor. Climatol., 45, doi:10.1175/JAM2425.1.

Battaglia A., S. Kobayashi, S. Tanelli, C. Simmer, I. Eastwood, 2008. Multiple Scattering Effects in Pulsed Radar Systems: An Intercomparison Study. J. Atmos. Oceanic Technol., 25, doi:10.1175/2008JTECHA1023.1.

Battaglia A. and S. Tanelli, 2011. DOMUS: DOppler Multiple Scattering Simulator, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. vol. 49, no.1. doi: 10.1109/TGRS.2010 .2052818.

Baumgardner D., J. Brenguier, A. Bucholtz, H. Coe, P. DeMott, T. Garrett, J. Gayet, M. Hermann, A. Heymsfield, A. Korolev, M. Krämer, A. Petzold, W. Strapp, P. Pilewskie, J. Taylor, C. Twohy, M. Wendisch, W. Bachalo, and P. Chuang, 2011. Airborne instruments to measure atmospheric aerosol particles, clouds and radiation: A cook's tour of mature and emerging technology, Atmos. Res., 102, 10–29, doi:10.1016/j.atmosres.2011.06.021.

Bissonnette L. R., G. Roy, L. Poutier, S.G. Cober, and G.A. Isaac, 2002. Multiple-scattering lidar retrieval method: tests on Monte-Carlo simulations and comparisons with in situ measurements. Appl. Opt., 41.

Bissonnette L. R., Roy G., and Roy N., 2005. Multiple-scattering-based lidar retrieval: method and results of cloud probings, Appl. Opt., 44.

Bony S., R. Colman, V. Kattsov, R. Allan, C. Bretherton, J. Dufresne, A. Hall, S. Hallegatte, M. Holland, W. Ingram, D. Randall, B. Soden, G. Tselioudis and M. Webb, 2006 . How Well Do We Understand and Evaluate Climate Change Feedback Processes?. Review in journal of climate. 10.1175/ JCLI3819.1.

Bony S., B. Stevens, F. Ament, S. Crewell, J. Delanoë, D. Farrell, C. Flamant, S. Gross, L. Hirsch, B. Mayer, L. Nuijens, J.H. Ruppert, I. Sandu, P. Siebesma, S. Speich, F. Szczap, R. Vogel, M. Wendisch, M. Wirth, (submitted). EUREC^{4}A: a field campaign to elucidate the couplings between clouds, convection and circulation.

Box G. E. P. and Mervin E. Muller, 1958. A Note on the Generation of Random Normal Deviates. The Annals of Mathematical Statistics, Vol. 29, No. 2 pp. 610–611

Bringi V. N. and V. Chandrasekar, 2001. Polarimetric Doppler Weather Radar : Principles and Applications. 664.

Brenguier, J.L., W. Bachalo, P. Chuang, B. Esposito, J. Fugal, T. Garrett, J. Gayet, H. Gerber, A. Heymsfield, A. Kokhanovsky, A. Korolev, R. Lawson, D. Rogers, R.A. Shaw, W. Strapp and M. Wendisch, 2013. In Situ Measurements of Cloud and Precipitation Particles, in Airborne Measurements for Environmental Research: Methods and Instruments (eds M. Wendisch and J.-L. Brenguier), Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany. doi: 10.1002/9783527653218.ch5.

Buras R. and B. Mayer, 2011. Efficient unbiased variance reduction techniques for Monte Carlo simulations of radiative transfer in cloudy atmospheres: the solution. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 112 (3).

Brown R.A., V.T. Wood, 2007. A guide for interpreting Doppler velocity patterns: Northern Hemisphere Edition, Second Edition.

Cess, R.D., G.L. Potter, J.P. Blanchet, G.J. Boer, A.D. Del Genio, M. Deque, V. Dymnikov, V. Galin, W.L. Gates, S.J. Ghan, J.T. Kiehl, A.A. Lacis, H. Le Treut, Z.-X. Li, X.-Z. Liang, B.J. McAvaney, V.P. Meleshko, J.F.B. Mitchell, J.-J. Morcrette, D.A. Randall, L. Rikus, E. Roeckner, J.F. Royer, U. Schlese, D.A. Sheinin, A. Slingo, A.P. Sokolov, K.E. Taylor, W.M. Washington, R.T. Wetherald, I. Yagai, and M.-H. Zhang, 1990. Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models. J. Geophys. Res., 95, 16601-16615, doi:10.1029/JD095iD10p16601.

Cess R., M. H. Zhang, W. J. Ingram, G. L. Potter, V. Alekseev, H. W. Barker, E. Cohen-Solal, R. A. Colman, D. A. Dazlich, A. D. Del Genio, M. R. Dix, V. Dymnikov, M. Esch, L. D. Fowler, J. R. Fraser, V. Galin, W. L. Gates, J. J. Hack, J. T. Kiehl, H. Le Treut, K. K.-W. Lo, B. J. McAvaney, V. P. Meleshko, J.-J. Morcrette, D. A. Randall, E. Roeckner, J.-F. Royer, M. E. Schlesinger, P. V. Sporyshev, B. Timbal, E. M. Volodin, K. E. Taylor, W. Wang, R. T. Wetherald, 1996: Cloud feedback in atmospheric general circulation model: An update. J. Geophys. Res., 101, doi : 10.1029 /96JD00822.

Chaikovskaya L.I., 2008. Remote sensing of clouds using linearly and circularly polarized laser beams : techniques to compute signal polarization, Light Scattering Reviews 3, A. A. Kokhanovshy (Editor), Springer Praxis Books, Springer, Berlin Heidelberg, doi:10.1007/978-3-540-48546-9_6.

Chepfer, H., S. Bony, D. Winker, G. Cesana, J. L. Dufresne, P. Minnis, C. J. Stubenrauch, and S. Zeng, 2010. The GCM-oriented CALIPSO cloud product (CALIPSO-GOCCP). J. Geophys. Res. 115, D00H16, doi:https://doi.org/10.1029/2009JD012251.

Cornet C., L.C. Labonnote, F. Szczap, 2010. Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model (3DMCPOL): 3-D effects on polarized visible

reflectances of a cirrus cloud, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. Doi:10.1016 /j.jqsrt.2009.06.013.

Cornet C., H. Isaka, Guillemet B., and F. Szczap, 2004. Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous clouds from multispectral and multiscale radiance data: Feasibility study, DOI: 10.1029/2003JD004186.

Davis, A.B., A. Marshak, 2004. Photon propagation in heterogeneous optical media with spatial correlations: Enhanced mean-free-paths and wider-thanexponential free-path distributions. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. Doi: 10.1016/S0022-4073(03)00114-6.

Deirmendjian D., 1969. Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. Elsevier Science Ltd (1969). ISBN 10: 0444000380 ISBN 13: 9780444000385

Delanoë J., R.J. Hogan, 2010. Combined CloudSat- CALIPSO-MODIS retrievals of the properties of ice clouds. J. Geophys. Res., 115.

Delanoë J., A. Protat, O. Jourdan, J. Pelon, M. Papazzoni, R. Dupuy, J.F. Gayet, C. Jouan, 2013. Comparison of airborne in situ, airborne radar/lidar, and spaceborne radar/lidar retrievals of polar ice cloud properties sampled during the polarcat campaign. J. Atmos. Oceanic Technol., 30(1), DOI 10.1175/JTECH-D-11-00200.1

Delanoë J., A. Protat, J.P. Vinson, W. Brett, C. Caudoux, F. Bertrand , J.P. Chatelet, R. Hallali, L. Barthes, M. Haeffelin, J.C. Dupont, 2016. Basta: A 95-ghz fmcw doppler radar for cloud and fog studies. J. Atmos. Oceanic Technol., 33(5):10231038, DOI 10.1175/JTECH-D-15-0104.1.

Dimitar S., G. Ivan, K. Georgi, Z. Peshev, T. Dreischuh, 2012. LIDAR Atmospheric Sensing by Metal Vapor and Nd:YAG Lasers. ISBN 978-953-51-0153-6, under CC BY 3.0 license.

Donovan D. P. and A.C.A.P. Lammeren, 2001: Cloud effective particle size and water content profile retrievals using combined lidar and radar observations, 1, Theory and examples. J. Geophys. Res., 106.

Donovan D.P., R.H. Voors, G.J. Zadelhoff, J.R. Acaretta, 2008. ECSIM Model and Algorithms Document.

Donovan D.P., H.K. Baltink, J.S. Henzing, S.R. Roode, A.P. Siebesma, 2015 . A depolarisation lidar-based method for determination pf liquid-cloud microphysical properties, Atmos. Meas. Tech., 8.

Doviak R. J. and D. S. Zrnic, 1984. Doppler radar and weather observations. ISBN 012221420X. P 458.

Dufresne J.L. and S. Bony, 2008. An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere-ocean models. J. Climate 21, 5135–5144.

European Space Agency, 2001. EarthCARE—Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer. ESA/ESTEC ESA SP- 1257 (1). The five candidate Earth Explorer Core Missions.

Gayet J.F., G. Mioche, L. Bugliaro, A. Protat, A. Minikin, M. Wirth, A. Dörnbrack, V. Shcherbakov, B. Mayer, A. Garnier, C. Gourbeyre, 2012 . On the observation of unusual high concentration of small chain-like aggregate ice crystals and large ice water contents near the top of a deep convective cloud during the CIRCLE-2 experiment. Atmos. Chem. Phys., 12.

Gayet J.F., F. Auriol, A. Minikin, J. Ström, M. Seifert, R. Krejci, A Petzol, G. Febvre, U. Schumann, 2002b. Quantitative measurement of microphysical and optical properties of cirrus clouds with four different in situ probes : Evidence of small ice crystals, Geophys. Res. Lett., 29(24), 2230, doi:10.1029/2001GL014342.

Haeffelin M., L. Barthès, O. Bock, C. Boitel, S. Bony, 2005. SIRTA, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research. Annales Geophysicae, European Geosciences Union, 23 (2).

Harrison E.F., P. Minnis, B. R. Barkstrom, V. Ramanathan, R. D. Cess, G. G. Gibson, 1990. Seasonal variation of cloud radiative forcing derived from the Earth Radiation Budget Experiment. J. Geophys. Res., 95.

Hartmann D. L., M. Ockert-Bell, and M. Michelsen, 1992. The effect of cloud type on Earth's energy balance: Global analysis. J. Climate, 5.

Hironobu I., 2006. Efficient Monte Carlo methods for radiative transfer modeling.J Atmos Sci 2006; 63. IwabuchiH, SuzukiT .Fast and accurate radiance calculations using truncation

Hogan R. J., D.P. Donovan, C. Tinel,M. A. Brooks, A. J. Illingworth, J.P.V. Baptista, 2006. Independent evaluation of the ability of spaceborne radar and lidar to retrieve the microphysical and radiative properties of ice clouds. J. Atmos. Oceanic Technol., 23.

Hogan R.J., 2006: Fast approximate calculation of multiply scattered lidar returns. Appl. Optics, 45.

Hogan R.J., 2008. Fast lidar and radar multiple-scattering models: Part 1: small-angle scattering using the photon variance-covariance method. J. Atmos. Sci., 65.

Hogan, R.J., A. Battaglia, 2008. Fast lidar and radar multiple-scattering models Part 2 : Wide-angle scattering using the time-dependent two-stream approximation. Submitted to J. Atmos. Sci.

Houghton J.T., Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P.J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, C.A. Johnson, 2001. Climate Change 2001: The Scientific Basis. Cambridge University Press, 944.

Hu Y.X, D. Winker, P. Yang, B. Baum, L. Poole, L. Vann, 2001. Identification of cloud phase from PICASSO-CENA lidar depolarization : a multiple scattering sensitivity study. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 70.

Hu Y., D. Winker, M. Vaughan, B. Lin, A. Omar, C. Trepte, D. Flittner, P. Yang, S. Nasiri, B. Baum, R. Holz, W. Sun, Z. Liu, Z. Wang, S. Young, K. Stamnes, J. Huang, R. Kuehn, 2009. CALIPSO/CALIOP Cloud Phase Discrimination Algorithm. J. Atmos. Oceanic Technol., 26, doi: 10.1175/2009JTECHA1280.1.

Illingworth A. J., and Coauthors, 2015. The EarthCARE satellite: The next step forward in global measurements of clouds, aerosols, precipitation, and radiation. Bull. Amer. Meteor. Soc., 96, doi:10.1175/BAMS-D-12-00227.1.

IPCC, climate change : the scientific Basis. Contribution of Working Group 1 to the Third Assessment Report of the Intergouvernemental Panal on Climate Change 2001.

Kamphus, M., M. Ettner-Mahl, T. Klimach, F. Drewnick, L. Keller, D. Cziczo, S. Mertes, S. Borrmann, and J. Curtius, 2010. Chemical composition of ambient aerosol, ice residues and cloud droplet residues in mixed-phase clouds: single particle analysis during the Cloud and Aerosol Characterization Experiment (CLACE 6), Atmos. Chem. Phys., 10, 8077–8095, doi:10.5194/acp-10-8077-2010.

Le Hors L., C. Wührer, A. Héliere, 2004. Concept & design of the backscatter Lidar for EarthCARE

Liou K., 2002. Preface, in: An Introduction to Atmospheric Radiation, edited by: Liou, K., vol. 84 of International Geophysics, xiii–xiv, Academic Press, doi:10.1016/S0074-6142(02)80015-8

Marchuk, G., G. Mikhailov, M. Nazaraliev, R. Darbinjan, B. Kargin, B. Elepov, 1980. The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics, 208 pp., Springer-Verlag, New York.

Marshak A. and A.B. Davis, 2005. 3D Radiative transfer in cloudy atmospheres. Springer Science & Business Media. 686 pp.ISSN: 1610-1677.

Marzano, F. S., L. Roberti, S. Di Michele, A. Mugnai, A. Tassa, 2003. Modeling of apparent radar reflectivity due to convective clouds at attenuating wavelenghts, Radio Sci., 38 (1), doi:10.1029/2002RS002613.

Miller S. D., G.L. Stephens, 1999. Multiple scattering effects in the lidar pulse stretching problem. J. Geophys. Res. ;104:22,205–22,219. http://dx.doi.org/10.1029/1999JD900481.

Nakatsuka H., K. Okada, H. Horie, T. Kimura, Y. Iida, M. Kojima, 2008. System design of cloud profiling radar for EarthCARE. Proc. of IGARSS.

Pounder N.L., R.J. Hogan, T. Varnai, A. Battaglia, R. F. Cahalan, 2012. A variational method to retrieve the extinction profile in liquid clouds using multiple field-of-view lidar, J. Appl. Meteorol. Climatol., 51, doi:10.1175/JAMC-D-10-05007.1.

Prigarin S.M., 2011. Monte Carlo simulation of multiple-scattered lidar returns (software description), Bull. Nov. Comp. Center, Num. Anal., 15.

Protat, A., Delanoë, J., Bouniol, D., Hemsfield, A., Bansemer, A., and Brown, P., 2006. Evaluation of ice water content retrievals from cloud radar reflectivity and temperature using a large airborne in situ microphysical database. J. of App. Mete. and Clim., 46.

Ramanathan V., R. D. Cess, E. F. Harrison, P. Minnis, B. R. Barkstrom, E. Ahmad, D. Hartman, 1989. Cloud-radiative forcing and climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment. Science, 243.

Ramanathan V., A. Inamdar, 2006. The radiative forcing due to clouds and water vapor. Published by Cambridge University Press. Cambridge University Press.

Randall, D., M. Khairoutdinov, A. Arakawa, W. Grabowski, 2003. Breaking the cloud parameterization deadlock. Bull. Am. Meteor. Soc., 84.

Randall, D.A., R.A. Wood, S. Bony, R. Colman, T. Fichefet, J. Fyfe, V. Kattsov, A. Pitman, J. Shukla, J. Srinivasan, R.J. Stouffer, A. Sumi, K.E. Taylor, 2007. Cilmate Models and Their Evaluation. In: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M.Tignor and H.L. Miller (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

Rao M. and Swift R, 2006. Probability Theory with Applications, 2nd ed. Springer.

Rossow, W.B. and R.A. Schiffer, 1999. Advances in understanding clouds from ISCCP, Bull. Am. Meteorol. Soc., 80.

Schutgens N.A.J., 2007: Simulated Doppler radar observations of inhomogeneous clouds: Application to the EarthCARE space mission. J. Atmos. Oceanic Technol., 25.

Shcherbakov V, J.F. Gayet, O. Jourdan, J. Ström, A. Minikin, 2006. Light scattering by single ice crystals of cirrus clouds. Geophys. Res. Letters., 33:L15809. http://dx.doi.org /10.1029 /2006GL026055.

Stephens G. L., D.G. Vane, R.J oain, G.G. Mace, K. Sassen, Z. Wang, A.J. Illingworth, E.J. O'Connor, W.B. Rossow, S.L. Durden, S. Miller, R. Austin, A. Benedetti, C. Mitrescu, and the CloudSat Science Team, 2002. The Cloudsat Mission and the A-Train : A New Dimension of Space-Based Observations of Clouds and Precipitation. Bull. Amer. Meteor. Soc., 83(12).

Stephens G. L. and Coauthors, 2008. CloudSat mission: Performance and early science after the first year of operation. J. Geophys. Res., 113, D00A18, doi:10.1029/2008JD009982.

Stein T.H.M., D.J. Parker, J. Delanoë, N. Dixon, R.J. Hogan, P. Knippertz, R.I. Maidment, J.H. arsham, 2011a. The vertical cloud structure of the West African monsoon : A 4 year climatology using CloudSat and CALIPSO. J. Geophys. Res., 116(D22205).

Szczap F., H. Isaka, M. Saute, B. Guillemet, and A. Ioltukhovski, 2000a. Effective radiative properties of bounded cascade nonabsorbing clouds: Definition of the equivalent homogeneous cloud approximation, J. Geophys. Res., 105.

Szczap F., Y. Gour, T. Fauchez, C. Cornet, T. Faure, O. Jourdan, G. Penide, and P. Dubuisson, 2014. A flexible three-dimensional stratocumulus, cumulus and cirrus cloud generator (3DCLOUD) based on drastically simplified atmospheric equations and the Fourier transform framework. Geosci., Model Dev., 7, doi:10.5194/gmd-7-1779-2.

Szczap, F. 2000. Étude des effets des hétérogénéités des nuages sur leurs propriétés radiatives effectives et leurs paramétrisations. Thèse de l'Université Blaise Pascal; spécialité : Physique de l'Atmosphère. Clermont-Ferrand.

Tanelli, S., I. Im, S. Durden, L. Facheris, D. Giuli, 2002. The effects of nonuniform beam filling on vertical rainfall velocity measurements with a spaceborne Doppler radar. J. Atmos. Oceanic Technol., 19.

Weitkamp C., 2005. LIDAR : range-resolved optical remote sensing of the atmosphere. Springer series in optical sciences,455, ISSN 0342-4111, 102.

Winker D. M., J. Pelon, M. P. McCormick, 2003. The CALIPSO mission: Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds. Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III, U. N. Singh, T. Itabe, and Z. Lui, Eds., International Society for Optical Engineering (SPIE Proceedings, Vol. 4893), 1–11.

Winker D. M., J. Pelon, M. P. McCormick, 2004. The CALIPSO mission : Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds. Proc. SPIE, 4893, Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III.

Winker D. M., B. H. Hunt, M. J. McGill, 2007. Initial performance assessment of CALIOP. Geophys. Res. Lett., 34, L19803, doi:10.1029/2007GL030135.

Winker D. M., M. A. Vaughan, A. Omar, Y. Hu, K. A. Powell, Z. Liu, W. H. Hunt, S. A. Young, 2009. Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms. J. Atmos. Oceanic Technol., 26.

Winker D.M., J. Pelon, J.A. Coakley, S.A. Ackerman, R.J. Charlson, P.R. Colarco, P. Flamant, Q. Fu, R.M. Hoff, C. Kittaka, T.L. Kubar, H. Le Treut, M.P. McCormick, G. Mégie, L. Poole, K. Powell, C. Trepte, M.A. Vaughan, B.A. Wielicki, 2010. The CALIPSO mission: A global 3D view of aerosols and clouds. Bull. Amer. Meteor. Soc., 91.

Yang P., Liou KN., 1996. Geometric optics integral equation method for light scattering by nonspherical ice crystals. Appl. Opt., 35. http://doi.org/10.1364/AO .35. 006568.

Yu Y., W. K. George, P. Yang, X. H. Yong, A. B. Bryan, 2006. Sensitivity of depolarized lidar signals to cloud and aerosol particle properties. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 100.

Zhao M., J.-C. Golaz, I. M. Held, V. Ramaswamy, S.-J. Lin, Y. Ming, P. Ginoux, B. Wyman, L. J. Donner, D. Paynter, 2016. Uncertainty in model climate sensitivity traced to representations of cumulus precipitation microphysics, J. Clim., 29. https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0191.1.