



HAL
open science

Modélisation de la diffusion de la lumière des éclairs par les nuages et applications aux observations photométriques

Antoine Rimboud

► **To cite this version:**

Antoine Rimboud. Modélisation de la diffusion de la lumière des éclairs par les nuages et applications aux observations photométriques. Sciences de la Terre. Université de Lille, 2022. Français. NNT : 2022ULILR016 . tel-04116113

HAL Id: tel-04116113

<https://theses.hal.science/tel-04116113>

Submitted on 3 Jun 2023

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.

Thèse de Doctorat
Pour obtenir le grade de:
Docteur de l'Université de Lille

Antoine Rimboud
Soutenu le 13 Avril 2022

**MODÉLISATION DE LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE DES
ÉCLAIRS PAR LES NUAGES ET APPLICATIONS AUX
OBSERVATIONS PHOTOMÉTRIQUES**

M. Philippe Dubuisson	Université de Lille	Directeur
M. Rodolphe Marion	CEA	Rapporteur
M. Serge Soula	Université de Toulouse	Rapporteur
Mme. Céline Cornet	Université de Lille	Examinatrice
Mme. Dominique Bouniol	CNRM	Examinatrice
M. Eric Defer	Université de Toulouse	Examinateur
M. Laurent Labonnote	Université de Lille	Co-encadrant
M. Thomas Farges	CEA	Co-encadrant



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les organismes financeurs, le CEA et le CNES, qui m'ont donné la chance de pouvoir travailler sur ce sujet de thèse. Je voudrais aussi remercier les rapporteurs Rodolphe Marion et Serge Soula ainsi que les examinateurs Dominique Bouniol, Celine Cornet, et Eric Defer pour avoir accepté de lire et de critiquer mon travail ce qui a permis d'enrichir mon manuscrit.

Je tiens, bien sûr, à remercier mes encadrants Philippe Dubuisson, Thomas Farges, et Laurent Labonnote. J'ai conscience de la chance que j'ai pu avoir d'échanger avec vous tout au long de ma thèse. Nos discussions m'ont permis d'apprendre beaucoup de connaissances et la confiance que vous m'avez accordée m'ont aidé à progresser tout au long de la thèse. Je tiens aussi à remercier particulièrement Francois Thieuleux pour les nombreux échanges que l'on a pu avoir concernant le fonctionnement du code 3DMCPOL. J'ai aussi appris beaucoup à tes côtés, et je te suis reconnaissant d'avoir été toujours disponible et prêt à m'aider quand j'en avais besoin.

J'ai aussi une pensée pour les chercheurs et autres personnels de l'Université Claude Bernard Lyon1 avec qui j'ai pu travailler il y a maintenant quelques années. Cette expérience à vos côtés m'a permis de trouver ma voie, et m'a donné l'envie de reprendre des études afin de continuer à évoluer dans le monde de la recherche.

Je pense aussi à beaucoup de doctorants du LOA avec qui j'ai pu passer de très bons moments temps dans le laboratoire mais aussi pour les fêtes en dehors, même si elles ont été plus rares lors de la dernière année de thèse. Je garde en mémoire beaucoup de souvenirs, pleins de belles images des très bons moments que l'on a pu passés ensemble, et je vous remercie pour tout ça. Je souhaiterais encore remercier toutes les personnes que la vie m'a permis de rencontrer à Lille, qui m'ont aussi aidé à décompresser.

Bien sûr, je tiens aussi à remercier ma famille qui est et sera toujours présente à mes côtés. Je sais que je peux toujours compter sur vous.

Abstract

Thunderstorms, present everywhere in the world, produce lightning flashes that emits electromagnetic waves (radio and optical). The electromagnetic signals, detectable in a very broad radio-frequency range (from Hz to the hundred MHz), are produced during the neutralization of the electric charge in the cloud. The optical signals (from ultraviolet (UV) to near infrared (IR)) come from the light emission of atoms and molecules heated or ionized inside the flash discharge. Several studies have shown significant differences between the optical signals from the same flash detected by satellite and at ground level. Moreover, the optical instruments of the "Atmosphere-Space Interactions Monitor" (ASIM) mission, embarked on the ISS, which detect the radiation of the flashes in the near UV at $\lambda = 337$ nm and in the near IR at $\lambda = 777$ nm, also detect very different optical signals coming from the same flash. The light scattering from the flashes by the clouds is responsible for these differences and is more or less important depending on the microphysics of the cloud, the density of the cloud, the position of the flash or the wavelength of observation. These aspects have been modeled in different studies, but these works do not allow until now to fully interpret the measurements of optical instruments because the radiative transfer models used do not reflect the complexity of thunderstorm clouds and lightning in their simulation. The "Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model" 3DMCPOL is used in this thesis. It allows, originally, to model the scattering of light emitted by a solar or thermal source in three dimensions by the Monte-Carlo method, and by integrating the microphysics of clouds in a more precise way. The first objective of the thesis was to model a realistic flash source in the 3DMCPOL radiative transfer code. A positive return stroke (current direction), moving upward at a certain speed, and whose optical power varies with time, was simulated, and its observation by a photometer modeled. This study allowed to show that the speed of propagation of electric charges in a return stroke is limited by a minimum speed, which is 2×10^7 m.s⁻¹ (in our configuration), which is consistent with the minimum speeds of return strokes described in the literature.

The second objective of the thesis was to take into account the diversity of particle size and shape distributions in thunderstorm clouds. The sensitivity of the lightning optical signal to cloud microphysics was studied by taking into account cloud water droplets and graupels. The latter are the microphysical species most present where lightning is formed and propagated. The propagation

of the radiation emitted by the lightning was observed at the two observation wavelengths of ASIM in the near UV and near IR. The absorption and scattering processes by cloud particles and molecules were isolated and their impact on the waveforms (optical signal intensity as a function of time) prioritized. In our study, scattering by molecules is the process that most influences the waveform relationships in the near UV and near IR. We have shown that the signal at $\lambda = 337$ nm is amplified when the source is placed at the bottom of the cloud. On the other hand, the signal at $\lambda = 777$ nm is more intense when the source is located at the top of the cloud. The study of the waveform ratios between the near UV and the near IR also shows that it is possible to characterize the density of the graupels from these ratios, and thus to have an information on their refractive index.

Key words : Return stroke, storm cloud microphysics, waveform, Monte Carlo simulation, 3D radiative transfer, lightning scattering

Résumé

Les orages, présents partout dans le monde, produisent des éclairs qui émettent des ondes électromagnétiques (radios et optiques). Les signaux électromagnétiques, détectables dans une très large gamme en fréquences radio (du Hz à la centaine de MHz), sont produits lors de la neutralisation de la charge électrique dans le nuage. Les signaux optiques (de l'ultraviolet (UV) au proche infrarouge (IR)) viennent de l'émission lumineuse des atomes et molécules chauffés voire ionisés à l'intérieur de la décharge de l'éclair. Plusieurs études ont montré des différences importantes entre les signaux optiques provenant d'un même éclair détectés par satellite et au niveau du sol. De plus, les instruments optiques de la mission "Atmosphere-Space Interactions Monitor" (ASIM), embarqués à bord de l'ISS, qui détectent le rayonnement des éclairs dans le proche UV à $\lambda = 337$ nm et dans le proche IR à $\lambda = 777$ nm, détectent aussi des signaux optiques très différents provenant pourtant d'un même éclair. La diffusion de la lumière des éclairs par les nuages est responsable de ces différences et est plus ou moins importante selon la microphysique du nuage, la densité du nuage, la position de l'éclair ou encore la longueur d'onde d'observation. Ces aspects ont été modélisés dans différentes études, mais ces travaux ne permettent pas jusqu'à présent d'interpréter complètement les mesures des instruments optiques car les modèles de transfert radiatif utilisés ne retranscrivent pas de manière assez précise la complexité des nuages d'orage et des éclairs dans leur simulation. Le code de transfert radiatif "Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model" 3DMCPOL, est utilisé dans cette thèse. Il permet, à l'origine, de modéliser la diffusion de la lumière émise par une source solaire ou thermique en trois dimensions par la méthode de Monte-Carlo, et en intégrant la microphysique des nuages d'une manière plus précise. Le premier objectif de la thèse a été de modéliser une source éclair réaliste dans le code de transfert radiatif 3DMCPOL. Un arc en retour ascendant positif (sens du courant), qui se déplace vers le haut à une certaine vitesse, et dont la puissance optique varie dans le temps, a été simulé, et son observation par un photomètre modélisée. Cette étude a notamment permis de montrer que la vitesse de propagation des charges électriques dans un arc en retour est bornée par une vitesse minimale, qui est de 2×10^7 m.s⁻¹ (dans notre configuration), ce qui est cohérent avec les vitesses minimales d'arc en retour décrites dans la littérature.

Le second objectif de la thèse a été de prendre en compte la diversité des distributions en taille et

des formes des particules dans les nuages d'orage. La sensibilité du signal optique des éclairs à la microphysique des nuages a été étudiée à travers des nuages homogènes constitués de gouttelettes d'eau nuageuse ou de graupels. Ces derniers sont l'espèce microphysique la plus présente à l'endroit où se forment et se propagent les éclairs. La propagation du rayonnement émis par l'éclair a été observée aux deux longueurs d'ondes d'observation de ASIM dans le proche UV et le proche IR. Les processus d'absorption et de diffusion par les particules nuageuses et les molécules ont été isolés et leur impact sur les formes d'ondes (intensité du signal optique en fonction du temps) hiérarchisé. Dans notre étude, la diffusion par les molécules associée à la position de la source éclair est le processus qui influence le plus les rapports entre les formes d'onde dans le proche UV et le proche IR. Nous avons montré que le signal à $\lambda = 337$ nm est amplifié lorsque la source est placée en bas du nuage. En revanche, le signal à $\lambda = 777$ nm est plus intense lorsque la source se trouve au sommet du nuage. L'étude des rapports des formes d'ondes entre ces deux longueurs d'ondes indique une certaine sensibilité à la densité des graupels, ce qui pourrait déboucher à terme sur une possible estimation de leur indice de réfraction.

Mots-clés : Arc en retour, microphysique des nuages d'orage, forme d'onde, simulation Monte-Carlo, transfert radiatif 3D, diffusion de la lumière des éclairs

Introduction

Les mythes associés à la foudre sont une projection apaisante de l'angoisse humaine. Dans les différentes mythologies, les divinités de la foudre sont très présentes. Sur les Terres d'Arnhem (Australie du Nord), on entend la voix terrifiante du géant Djambuwal à chaque orage. En Afrique subsaharienne, le dieu Shango gouverne en foudroyant les voleurs et les malfrats. Dans la mythologie taoïste chinoise, l'air chaud de l'orage est associé au yang (symbole masculin) et la pluie froide au yin (symbole féminin). L'électricité a été découverte au 18^{ème} siècle, et la nature électrique des orages en 1752 par Benjamin Franklin grâce à l'expérience du cerf-volant. Le protocole expérimental consistait à accrocher une clef métallique au cerf-volant pour le faire frapper par la foudre durant un orage.

La compréhension scientifique des éclairs a réellement débutée à partir du milieu du 19^{ème} siècle. La mesure des signaux acoustiques (le tonnerre), optiques et électromagnétiques a permis progressivement jusqu'à nos jours de mieux caractériser les décharges orageuses et leur formation dans les nuages. Les orages sont caractérisés par une activité électrique accompagnée de précipitations et souvent de phénomènes météorologiques violents. En effet, un nuage d'orage peut renvoyer à la surface terrestre jusqu'à 20000 tonnes d'eau sous forme de pluie, de neige ou de grêle, et être accompagné de vents destructeurs ou encore de tornades. La prévision des orages sur quelques jours est possible mais il reste très difficile de dire où et quand précisément les orages vont éclater. Les alertes fournies par Météo-France par exemple (vigilance orange ou rouge) préviennent du risque d'occurrence d'un orage pour un département sur une plage horaire de quelques heures. Néanmoins, dans le cas des épisodes cévenols, où des crues rapides se déclenchent dans le Sud-est de la France, le besoin de savoir où et quand l'orage va éclater dans une vallée est essentiel pour l'organisation des secours. L'utilisation de moyens nouveaux de détection optique des éclairs par des satellites géostationnaires devrait permettre une telle prévision en temps réel. Pour ce faire, il faut pouvoir assimiler ces nouvelles mesures dans les modèles de météorologie. Ceci nécessite une bonne compréhension de ce qui est observé depuis l'espace.

A ce jour, les éclairs sont détectés de manière opérationnelle principalement par leur émission électromagnétique. En effet, lors de l'établissement des décharges dans le nuage ou quand elles se connectent au sol, le courant qui circule émet un champ électromagnétique qui peut se propager sur des milliers de kilomètres à basse fréquence (quelques kilohertz) et à une centaine de kilomètres à

haute fréquence (quelques Mégahertz à dizaines de Mégahertz). Depuis le milieu des années 1990, les mesures optiques sont principalement faites depuis l'espace dans un cadre d'études scientifiques. Elles ont permis notamment de caractériser ces signaux et de cartographier pour la première fois l'activité électrique orageuse de manière globale. La méthode d'observation a été retenue pour équiper les nouveaux satellites géostationnaires de détecteurs optiques d'éclairs. Les satellites américains GOES-16 et GOES-17 ("Geostationary Operational Environmental Satellite") sont en vol depuis 2016 et 2018; le satellite européen MTG ("Meteosat Third Generation") arrivera très bientôt dès fin 2022. Avec les mesures de GOES, l'Organisation Météorologique Mondiale a homologué le record de la plus grande distance parcourue par un éclair soit 768 km au-dessus des États-Unis le 29 avril 2020 ([Météo - rts.ch](#)). Plus récemment encore, lors de l'éruption volcanique majeure du Hunga Tonga-Hunga Ha'apai au large des Tonga, le 15 janvier 2022, des éclairs se sont produits dans le panache du volcan produisant 400 000 impacts de foudre en six heures, soit plus de 1000 par minute, constituant un record ([REUTERS GRAPHICS](#)). Ces détections ont été faites par des mesures au sol. Les détecteurs optiques de GOES ont également détecté ces éclairs. Mais ceux-ci se produisant dans le panache d'un volcan, dont l'opacité est plus importante que celle d'un nuage d'orage, GOES n'a pu observer les décharges que dans les premières minutes de l'explosion et après environ quatre heures, une fois que le panache s'est éclairci.

Les comparaisons des mesures faites au sol (électromagnétique) et depuis l'espace (optique) montrent que les décharges se produisant dans la partie supérieure des nuages est visible depuis l'espace. En effet, le signal émis par l'éclair est atténué lors de sa propagation dans l'atmosphère nuageuse à cause de la diffusion et l'absorption de la lumière des éclairs par les particules qui la composent. Ces effets sont plus ou moins importants selon la microphysique du nuage, la densité du nuage, mais aussi la position de l'éclair. Les mesures faites lors de l'expérience ASIM (Atmosphere-Space Interactions Monitor) à bord de la Station Spatiale Internationale (SSI) à deux longueurs d'ondes situées dans le proche ultraviolet et le proche infrarouge montrent, pour le même éclair, une grande variabilité de la réponse temporelle selon les événements.

Pour mieux comprendre les observations optiques depuis l'espace, il nous faut simuler finement la diffusion du signal lumineux produit par les éclairs à travers les nuages. Pour cela, il est nécessaire d'avoir un code de transfert radiatif capable de représenter la source éclair et la microphysique des nuages d'orage d'une manière réaliste. Cependant, à notre connaissance, il n'existe pas de modèle capable de le faire. Dans cette thèse le code de transfert radiatif 3DMCPOL (Cornet *et al.* [18]) est donc

utilisé. Ce code de référence permet en effet de modéliser la diffusion de la lumière par la méthode de Monte-Carlo dans une atmosphère en trois dimensions et intègre la microphysique des nuages d'une manière précise. Il utilise comme source la lumière solaire ou une source thermique externe au nuage. Le premier objectif de ma thèse a été d'implémenter une source éclair réaliste dans 3DMCPOL. Une fois cette implémentation validée, ce code permet de faire des études de sensibilité afin de mieux appréhender l'importance de chaque paramètre pertinent.

Le document de thèse est organisé de la manière suivante. Dans le chapitre 1, le développement des nuages d'orage est tout d'abord expliqué et la phénoménologie des éclairs détaillée. Ensuite, la modélisation et les techniques d'observation de ces éclairs et nuages sont également décrits. Enfin, ce chapitre se termine par un état de l'art des simulations des signaux optiques émis par les éclairs ce qui permet de contextualiser la problématique de la thèse. Le principe de la méthode de Monte Carlo utilisée dans 3DMCPOL et les caractéristiques de la source éclair modélisée dans ce code sont ensuite détaillés dans le chapitre 2. Enfin, une étude de sensibilité à la source éclair et à la microphysique des nuages d'orage est présentée dans le chapitre 3. Cette étude de sensibilité est réalisée sur les formes d'ondes photométriques (c'est-à-dire la variation temporelle de la puissance optique) mesurées depuis l'espace. Elle tient compte dans un premier temps de la variabilité de la source et dans un second temps de la microphysique des nuages d'orage, du moins ses principaux constituants : les gouttelettes d'eau, les graupels et les cristaux de glace. Les axes de l'étude de sensibilité ont été définis au regard de ce qui a été fait dans la communauté (*cf. section 1.3.2*). Les résultats de l'étude sont ensuite utilisés pour discuter d'un cas d'étude issu des données de ASIM en conclusion du manuscrit. Comme nous l'avons dit précédemment, l'interprétation des signaux provenant des instruments optiques, s'inscrit dans un objectif à plus long terme qui est l'assimilation des signaux optiques dans les modèles de météorologie, afin de mieux prévoir les phénomènes météorologiques violents associés aux éclairs.

Chapitre 1 : Observation et simulation des nuages d'orage et des signaux électromagnétiques émis par les éclairs	12
1.1 Description des nuages d'orage et phénoménologie des éclairs	12
1.1.1 Les nuages d'orage	12
1.1.1.1 Conditions de formation des nuages d'orage	12
1.1.1.2 Les différentes structures orageuses	14
1.1.1.3 Microphysique des nuages d'orage	24
1.1.2 Les éclairs	27
1.1.2.1 Les signaux électriques	27
1.1.2.2 Les signaux optiques	31
1.2 Observations	33
1.2.1 Observer les nuages d'orage	33
1.2.1.1 Par satellite	34
1.2.1.2 Au sol : les radars météorologiques	36
1.2.2 Observation des éclairs	39
1.2.2.1 Observations depuis l'espace	40
1.2.2.2 Détections électromagnétiques depuis le sol	44
1.2.2.3 Combinaison des mesures optiques et électromagnétiques	48
1.3 Simulations	50
1.3.1 Le système de modélisation atmosphérique Méso-NH	50
1.3.2 Simulation des signaux optiques émis par les éclairs dans les précédentes études	55
1.4 Problématique de la thèse	64
Chapitre 2 : Modélisation d'une source éclair dans le code 3DMCPOL	68
2.1 Résolution de l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère tridimensionnelle .	68
2.1.1 Equation de transfert radiatif	68
2.1.2 La méthode de Monte-Carlo dans 3DMCPOL	72
2.1.3 Description des tirages aléatoires	74
2.1.3.1 Emission des photons depuis la source éclair isotrope	74
2.1.3.2 Libre parcours des photons	76
2.1.3.3 Détermination des angles de diffusion	78
2.2 "Observation" de la source éclair dans 3DMCPOL	80

2.2.1	Modélisation des observations satellitaires	80
2.2.1.1	Observation par un photomètre	80
2.2.1.2	Observation par une caméra	81
2.2.2	Caractérisation de la source éclair	82
2.3	Tests de validité	84
2.3.1	Comparaison avec les expressions analytiques de Luque <i>et al.</i> [48]	84
2.3.2	Inter-comparaisons avec les résultats de Light <i>et al.</i> [46]	86
Chapitre 3 : Étude de sensibilité à la source éclair et à la microphysique du nuage		89
3.1	Étude de sensibilité à la source éclair	89
3.1.1	Effet de l'extension verticale de l'éclair	91
3.1.2	Variation de la vitesse de l'éclair	95
3.1.3	Variation temporelle de la puissance de l'éclair	97
3.2	Etude de sensibilité à la microphysique des nuages	99
3.2.1	Cas d'étude	99
3.2.2	Propriétés optiques du nuage	102
3.2.2.1	Méthode de calcul des propriétés	102
3.2.2.2	Paramètres de l'étude de sensibilité	104
3.2.2.3	Propriétés optiques des nuages utilisées dans les précédentes études	108
3.2.3	Influence des particules atmosphériques et nuageuses sur les formes d'ondes à $\lambda=337$ nm et $\lambda = 777$ nm	109
3.2.3.1	Effet des particules atmosphériques	109
3.2.3.2	Impact des gouttelettes d'eau	112
3.2.3.3	Impact des graupels	122
3.3	Résumé de l'étude de sensibilité	133
3.3.1	Cas d'étude du 25 septembre 2021 à Aubenas issu des données de ASIM	136
Conclusion		141
Références		147
Annexes		157

A Réduction des temps de calcul	157
A.1 Méthode d'estimation locale	157
A.2 Méthodes de troncature de la fonction de phase	158
B Résolution d'évènements continus	162

Chapitre 1 : Observation et simulation des nuages d'orage et des signaux électromagnétiques émis par les éclairs

La formation de cumulonimbus dépend essentiellement de l'instabilité convective

Sa formation est favorisée par la présence et la combinaison de trois facteurs : la chaleur, l'humidité et l'instabilité. Son développement est dû au soulèvement de masses d'air relativement chaud et humide dans des conditions d'instabilité atmosphérique.

1.1 Description des nuages d'orage et phénoménologie des éclairs

1.1.1 Les nuages d'orage

Un orage se manifeste dans un cumulonimbus, qui a une extension verticale importante, de l'ordre de la dizaine de kilomètres. Les nuages d'orage peuvent se former lorsque des masses d'air chaud et humide se soulèvent dans des conditions d'instabilité atmosphérique grâce à différents facteurs comme des différences de température entre le sol et l'atmosphère, la présence de relief, mais aussi la nature des sols voire même la végétation en elle-même qui va modifier l'humidité de l'air au niveau local. Si les perturbations orageuses peuvent être prévues plusieurs jours en avance (jusqu'à sept jours en France), l'orage (ou phénomène orageux) est quant à lui, un phénomène météorologique très localisé, court (de quelques dizaines de minutes à quelques heures) et difficile à prévoir précisément. L'orage est caractérisé par une activité d'éclairs accompagnée de précipitations et souvent de phénomènes météorologiques violents. En effet, un nuage d'orage peut renvoyer à la surface terrestre jusqu'à 20000 tonnes d'eau sous forme de pluie, de neige ou de grêle, et être accompagné de vents destructeurs ou encore de tornades. Dans un premier temps, nous allons voir dans quelles conditions le cumulonimbus peut prendre vie, avant de nous intéresser à ses différentes structures. Dans un second temps nous décrirons les structures spatiales que montrent les orages. Enfin, nous donnerons les différents types de particules d'eau qui composent et structurent le cumulonimbus, ou hydrométéores.

1.1.1.1 Conditions de formation des nuages d'orage

L'instabilité convective associée aux nuages d'orages est conditionnée par l'humidité de l'air et l'énergie disponible à la parcelle d'air pour qu'elle s'élève. Le soulèvement de la particule d'air peut

provenir du réchauffement solaire de l'air près du sol, ou de forçages dynamiques comme l'arrivée d'un front froid ou le passage d'un relief. L'ascension de la parcelle d'air se fait tout d'abord de manière adiabatique, sans échange de chaleur; la température de la parcelle diminue à raison de (≈ 10 °C/km). Dès lors, la pression due à la vapeur d'eau, appelée pression de vapeur e , diminue jusqu'à atteindre la valeur de pression de vapeur saturante $e_{sat}(T)$. L'humidité relative RH de l'atmosphère, définie par l'équation (1.1) est alors égale à 100 %, et l'air devient saturé en vapeur d'eau. Le niveau de condensation par ascendance ("Lifting Condensation Level" LCL) est atteint.

$$RH(\%) = \frac{e}{e_{sat}(T)} 100 \quad (1.1)$$

La vapeur d'eau en excès se condense alors pour retrouver un équilibre entre la phase gazeuse et la phase liquide (ou solide) ($RH = 100\%$). Le processus de condensation a pour effet de libérer une certaine quantité de chaleur sous forme de chaleur latente; le refroidissement de la parcelle est atténué par rapport à celui d'une détente purement adiabatique (taux de refroidissement de l'ordre de 6 K/km).

Pour initier la convection il faut que la parcelle atteigne son niveau de convection libre ("Level of Free Convection" LFC) qui correspond à l'altitude à laquelle la parcelle ascendante devient plus chaude que son environnement. L'énergie minimale à fournir à la parcelle pour qu'elle puisse dépasser son LFC et atteindre des altitudes plus élevées est appelée freinage convectif ("Convective Inhibition" CIN). Plus la CIN est faible, plus la probabilité de déclenchement de la convection par les forçages extérieurs est forte. Si la convection parvient à se déclencher alors que la CIN est importante, elle bénéficie d'une plus grande quantité de vapeur d'eau. Cela conduit à un événement orageux violent. Des valeurs de $CIN \leq 10 \text{ J.kg}^{-1}$ sont généralement considérées comme faibles, alors que des valeurs de $CIN \geq 50 \text{ J.kg}^{-1}$ sont considérées comme élevées (Markowski et Richardson [49]).

L'ascension de la parcelle d'air va se poursuivre, jusqu'à son niveau d'équilibre thermique ("Equilibrium Level" EL), où la température de la parcelle est égale à celle de l'environnement. L'énergie dont dispose la masse d'air lors de son ascension du niveau LFC à EL est représentée par l'énergie potentielle de convection libre ("Convective Available Potential Energy" $CAPE$). La valeur de la $CAPE$ est aussi un indicateur de la dangerosité de la situation convective. Des valeurs de $CAPE \leq 1000 \text{ J.kg}^{-1}$ sont faibles et elles sont considérées comme importantes lorsqu'elles dépassent

2500 J/kg⁻¹ (Markowski et Richardson [49]). La *CAPE* et la *CIN* sont les indices météorologiques les plus utilisés pour décrire l'instabilité des parcelles d'air.

L'ascension d'une parcelle d'air dans l'atmosphère est résumée de manière schématique sur la figure 1. La *CIN* est représentée par l'aire entre la courbe qui décrit la température de l'environnement (courbe noire) et l'adiabatique sèche (tirets) entre la base et le niveau de pression *LCL*, puis la pseudo-adiabatique (ou adiabatique humide en pointillés) jusqu'au niveau *LFC*. La *CAPE* correspond à l'aire délimitée par la température de l'environnement et la pseudo-adiabatique suivie par la parcelle d'air entre les niveaux de pression *LFC* et *EL*.

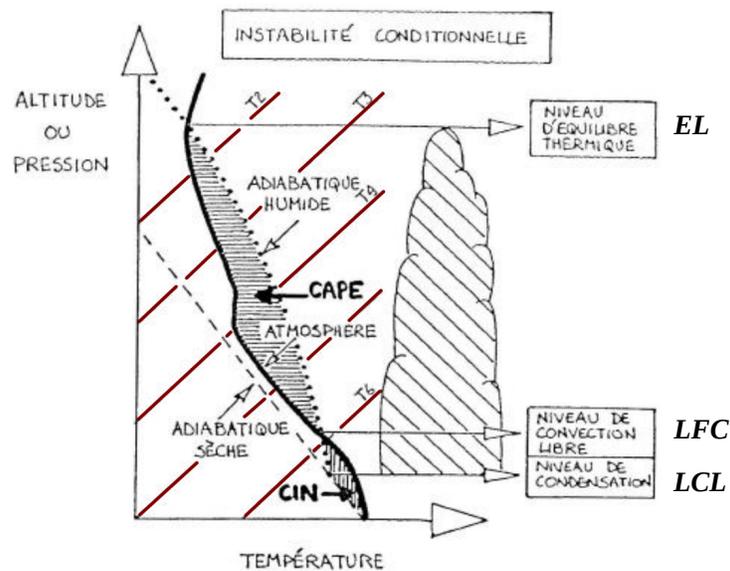


FIGURE 1 – Représentation schématique de la *CAPE* et de la *CIN* sur un émagramme. La courbe noire correspond à la température de l'environnement. La ligne en tirets donne la température T et la pression p de la parcelle d'air sec lors de son ascension lorsqu'il n'y a pas d'échange de chaleur avec l'extérieur (adiabatique sèche). La ligne en pointillés montrent l'évolution de p et de T lorsque la parcelle d'air est saturée à cause de la condensation de la vapeur d'eau (adiabatique humide). Les lignes marrons représentent les isothermes (adapté de Roux [71]).

1.1.1.2 Les différentes structures orageuses

La façon dont se développent les orages conditionne leur dangerosité. Certains présentent la forme de cellules discrètes et quelque peu isolées, alors que d'autres se produisent au sein de plus grands complexes ou lignes. Paradoxalement, il est souvent plus difficile de déterminer où et quand les orages vont avoir lieu, que de prédire leur virulence une fois qu'ils se sont déclenchés. En effet, le

développement des cellules de convection, qui mènent aux nuages d'orages, est affecté par le cisaillement vertical du vent, la *CAPE*, ou encore l'humidité relative de l'air environnant, qui sont des paramètres mesurables. Les mesures de cisaillement vertical du vent sont le plus souvent utilisées pour différencier les types de nuages d'orage.

Le cisaillement de vent vertical

Le mouvement brut de l'orage peut être défini par le cisaillement vertical du vent horizontal, généralement mesuré entre 0 et 6 km d'altitude. Le cisaillement 0-6 km est défini comme la différence de vitesse de vent horizontal entre ces deux altitudes. Un cisaillement de vent vertical important est synonyme d'une convection importante et tend à favoriser le développement des nuages d'orage et leur longévité. La valeur du cisaillement 0-6 km permet de classifier les convections des nuages d'orage en trois catégories, comme le montre la figure 2 : la convection unicellulaire ($< 10 \text{ m.s}^{-1}$), la convection multicellulaire (généralement compris entre 10 et 20 m.s^{-1}), et la convection supercellulaire (le plus souvent supérieur à 20 m.s^{-1}). Deierling et Petersen [21] ont montré que le taux d'éclairs, c'est-à-dire le nombre d'éclairs par minute, augmente linéairement avec le maximum de la vitesse du courant ascendant dans une cellule convective. Ainsi, le taux d'éclairs est généralement plus important dans les orages supercellulaire où il peut dépasser 200 éclairs par minute.

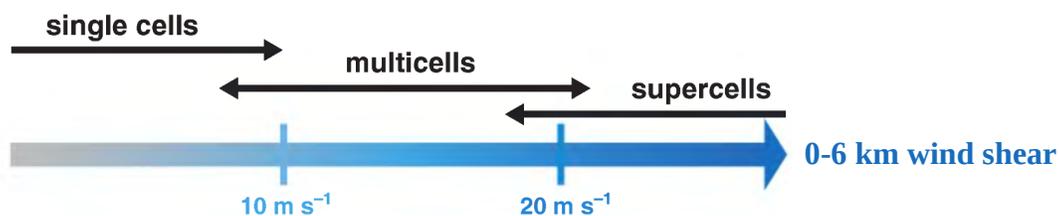


FIGURE 2 – Type de convection en fonction du cisaillement de vent vertical (adapté de Markowski et Richardson [49]).

Le nombre global de Richardson

Un autre paramètre, connu sous le nom de nombre global de Richardson *BRN*, est aussi utilisé pour catégoriser les types de convection. Ce terme combine les notions de cisaillement de vent et de *CAPE*, et est défini par :

$$BRN = \frac{CAPE}{\frac{1}{2}U^2} \quad (1.2)$$

où U est l'amplitude de la différence entre le vent moyen de 0 à 6 km (caractéristique du nuage d'orage) et le vent moyen de 0 à 500 m. Le dénominateur de cette équation est donc une mesure de l'apport d'énergie cinétique au nuage d'orage. La CAPE est une mesure de la force potentielle du courant ascendant, qui est aussi un indicateur indirect de la force du flux de sortie produit par l'évaporation, la fusion et la sublimation des hydrométéores dans un nuage d'orage.

Le facteur BRN est au final une mesure de l'équilibre entre flux d'entrée et le flux de sortie, en supposant que le flux de sortie est bien prédit par la CAPE. Ainsi cet équilibre est lié à l'organisation, à la longévité et à la force des nuages d'orage. Un grand BRN (>50) correspond à des cellules de convection individuelles de durée de vie relativement courte. En effet, dans ce cas, le flux de sortie est beaucoup plus important que l'afflux. Le vent de cisaillement apparaissant dans le dénominateur du BRN est également une mesure de la capacité d'un courant ascendant à acquérir une rotation. Ainsi, un BRN faible (<50) correspond à une forte rotation de courant ascendant comme dans le cas des orages supercellulaires. Ces tempêtes sont violentes et ont une durée de vie plus longue.

Convection unicellulaire

Dans une convection unicellulaire, le faible cisaillement vertical du vent implique généralement un forçage synoptique faible. La convection cellulaire est contrôlée par le cycle diurne plutôt que par un fort courant ascendant ou une advection de température ou d'humidité. La durée du cycle de vie d'un orage unicellulaire est de 30 à 60 minutes, et peut être décomposée en trois étapes, comme le montre la figure 3.

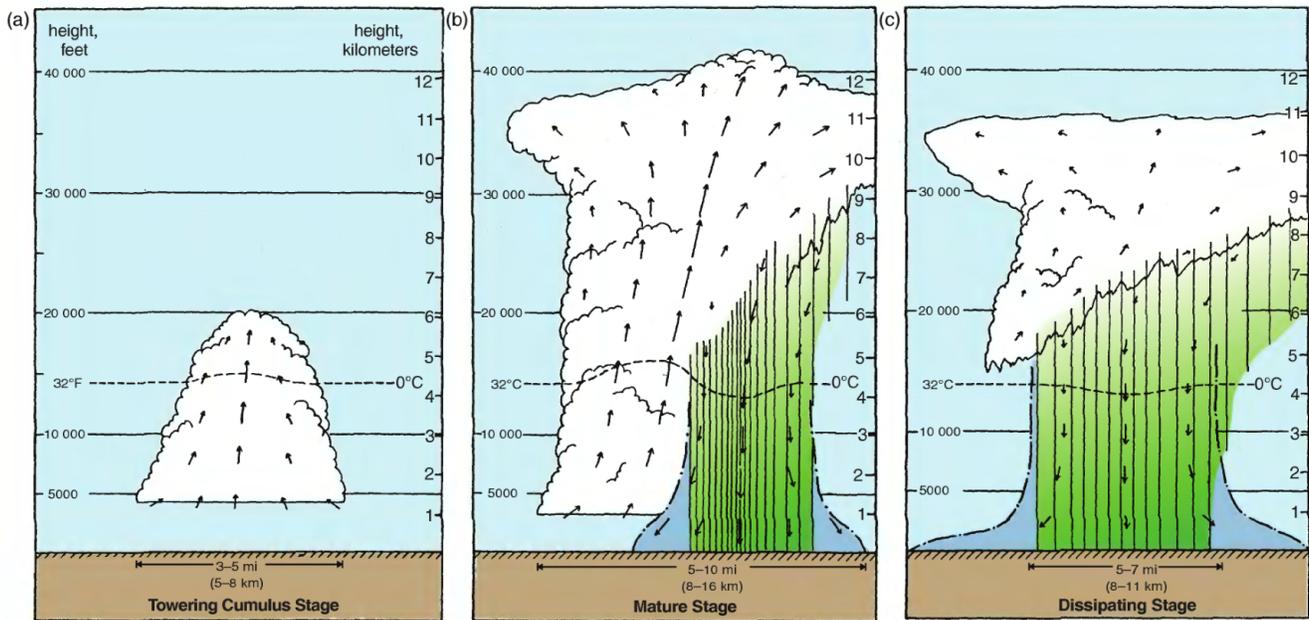


FIGURE 3 – Description des trois stades du cycle de vie d’une cellule ordinaire unicellulaire : (a) la phase de développement, (b) la phase mature et (c) la phase de dissipation (Adapté de Byers et Braham [12], source : Markowski et Richardson [49]).

Au stade de développement, seul un courant ascendant existe. L’intensité du courant ascendant augmente (10 à 15 m.s^{-1}) grâce à la libération de chaleur latente due à la formation des hydrométéores liquides puis solides. Durant cette période, aucune pluie n’est encore observée, mais la convection profonde se met en place.

Ensuite, vient la phase mature, pendant laquelle des particules, suffisamment grosses, précipitent à travers le courant ascendant, plutôt qu’à grande distance de celui-ci. A ce moment, une enclume ("anvil") commence à se former au sommet du nuage, au niveau de la tropopause. En effet, le développement vertical du nuage est bloqué par l’inversion thermique qui délimite la troposphère et la stratosphère. Les précipitations et l’évaporation des hydrométéores pendant leur chute induisent un courant descendant, qui une fois arrivé à la surface, se propage latéralement. Les bords de ce courant de densité au sol correspondent au front de rafales.

Enfin, lors de la phase de dissipation, la cellule est complètement dominée par le courant descendant. L’air refroidi se propage alors loin du courant ascendant. Le courant ascendant cesse, car il est coupé de potentiels afflux. Le nuage convectif n’est alors plus qu’une enclume constituée de cristaux de glace, qui disparaît lentement par sublimation.

Convection multicellulaire

Aux latitudes moyennes, la convection multicellulaire est la forme de convection la plus courante. La convection multicellulaire est caractérisée par le développement répété de nouvelles cellules le long des fronts de rafales. Les courants ascendants sont suffisamment forts le long de ces fronts pour soulever des parcelles jusqu'au niveau de convection libre *LFC*.

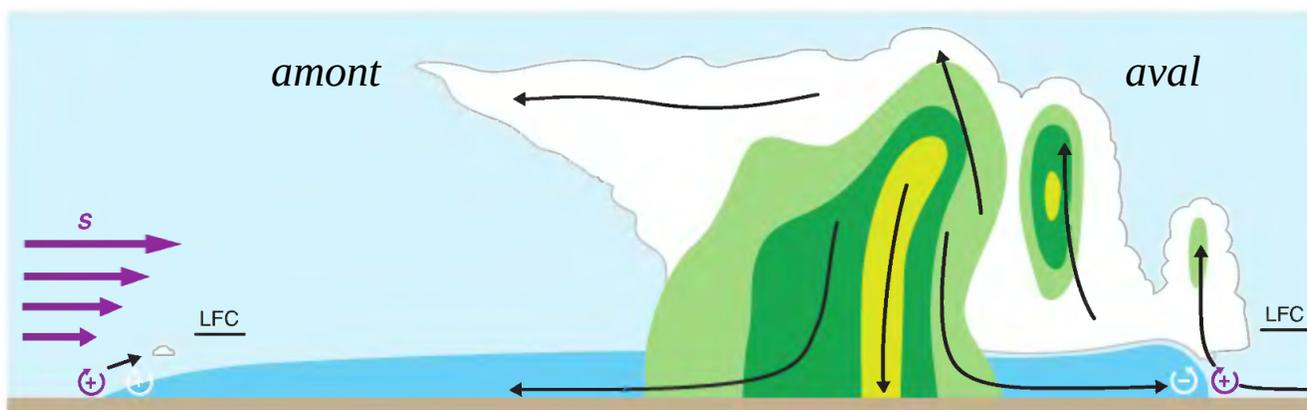


FIGURE 4 – Élévation des parcelles d'air par le front de rafales dans un environnement multicellulaire avec cisaillement. La pluie et la grêle sont indiquées par l'ombrage vert et jaune. Le courant de densité froid est représenté en bleu foncé. Les flèches noires représentent certaines lignes de courant relatives au nuage d'orage. Le niveau de convection libre *LFC* est également indiqué. Un tourbillon positif est associé au courant de densité en amont du nuage, et un tourbillon négatif en aval (flèches circulaires blanches). Le tourbillon horizontal associé au cisaillement vertical du vent est positif comme l'indique les flèches circulaires violettes. Dans le cas où le cisaillement vertical du vent est positif, les tourbillons se combinent en amont et se contrarient en aval du nuage d'orage (adapté de Markowski et Richardson [49]).

En aval du nuage, de nouvelles cellules peuvent être initiées sur le flanc de cisaillement de l'écoulement, là où le tourbillon horizontal associé au cisaillement vertical du vent et le tourbillon horizontal généré par le courant de densité sont de signes opposés, comme le montre la figure 4. Les parcelles d'air soulevées par le front de rafales (zone bleu sur la figure 4) ont de grandes chances d'atteindre leur niveau de convection libre (*LFC*). À l'inverse, en amont du nuage, les tourbillons horizontaux induits par l'écoulement et l'environnement sont de même signe. Dans ce cas, le forçage vertical est diminué, et les parcelles d'air subissent une accélération horizontale au-dessus du courant de densité froid, ce qui les empêche de dépasser leur niveau de convection libre *LFC*.

Un système convectif à plus grande échelle se développe alors, composé d'une suite de cellules ordinaires. On notera qu'une valeur de *CAPE* faible ($\leq 1000 \text{ J.kg}^{-1}$) est suffisante au développement

d'une convection multicellulaire. La figure 5 présente l'évolution typique d'un orage multicellulaire. L'image supérieure montre que la cellule 1 est dominée par les courants descendants, et entre en phase de dissipation, alors que la cellule 2 est en stade de maturité. Dans la cellule 3, les précipitations commencent seulement à apparaître. Enfin, la cellule 4 entre en phase de développement, en commençant à s'élever vers le niveau d'équilibre. L'image centrale décrit l'état du nuage 10 minutes plus tard. La cellule 1 s'est presque dissipée totalement. Le courant ascendant de la cellule 2 s'affaiblit, et ses précipitations ont atteint le sol. Une enclume commence à se former au sommet de la cellule 3, qui a atteint son niveau d'équilibre. La cellule 4 poursuit son ascension, et une nouvelle cellule 5 se développe. Enfin, 10 minutes après (image du bas), les cellules 1 et 2, ont presque fini de se dissiper. La cellule 3 entre à son tour en phase de dissipation, et est dominée par les courants descendants. La cellule 4 atteint bientôt le niveau d'équilibre, et va entrer en phase de maturité. La cellule 5 continue à s'élever, et une nouvelle cellule se forme en aval. Ce mouvement peut se perpétuer ensuite plusieurs heures tant que les conditions en aval du nuage, décrits sur la figure 4, persistent : la cellule 2 remplace la cellule 1, la troisième cellule prend la place de la cellule 2, et ainsi de suite.

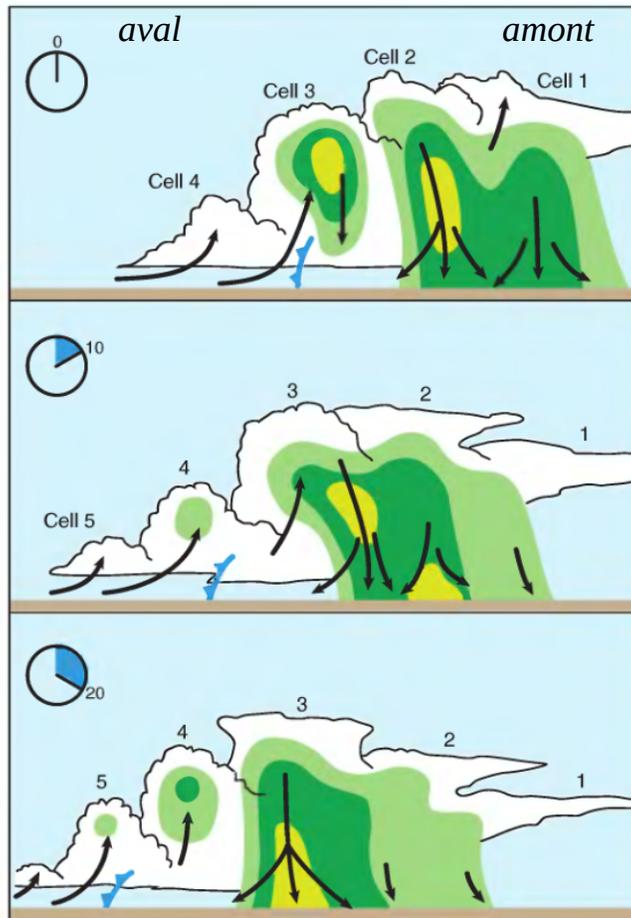


FIGURE 5 – Schéma de l'évolution de la convection multicellulaire avec les mêmes représentations que pour la figure 4 (adapté de Markowski et Richardson [49]).

Convection supercellulaire

Les orages supercellulaires sont les moins fréquents, mais ils peuvent être associés à des phénomènes météorologiques très violents, comme les tornades ou les chutes de grêle d'un diamètre supérieur à 5 cm. Les supercellules ont généralement une durée de vie de 1 à 4h. Les valeurs de CAPE associées à un orage supercellulaire sont souvent significatives ($> 1000 J.kg^{-1}$), mais pas nécessairement extrêmes. Le modèle conceptuel actuel d'un orage supercellulaire est décrit dans Lemon et Doswell III [43]. Les supercellules se produisent dans des environnements contenant un fort cisaillement de vent vertical et rotationnel. Sous l'effet de courants ascendants, le tourbillon horizontal s'incline et devient vertical.



FIGURE 6 – Tourbillon vertical cyclonique associé au courant ascendant d'un orage supercellulaire. Photographie de Herb Stein (source : Markowski et Richardson [49]).

Un courant ascendant en rotation profonde, pouvant atteindre 50 km/h, se forme alors et déplace la zone de formation des précipitations à plus haute altitude. Ce phénomène entraîne l'apparition d'une région, appelée mésocyclone, caractérisée par un minimum de réflectivité dans les données radar, appelée voûte d'échos faibles ("Bounded Weak Echo Region" ou *BWER*), dont la largeur varie entre 3 et 8 km. De plus, un sommet protubérant en forme de dôme ("overshooting") dépasse alors l'enclume du nuage. A l'inverse de l'orage unicellulaire, les particules ne précipitent pas à travers le courant ascendant, et ne perturbent donc pas la convection. Le courant descendant lié aux précipitations renforce le courant de densité au sol. Cela aura pour effet de soulever la masse d'air chaude et humide alimentant l'orage. La structure verticale d'un orage supercellulaire est représentée schématiquement sur la figure 7.

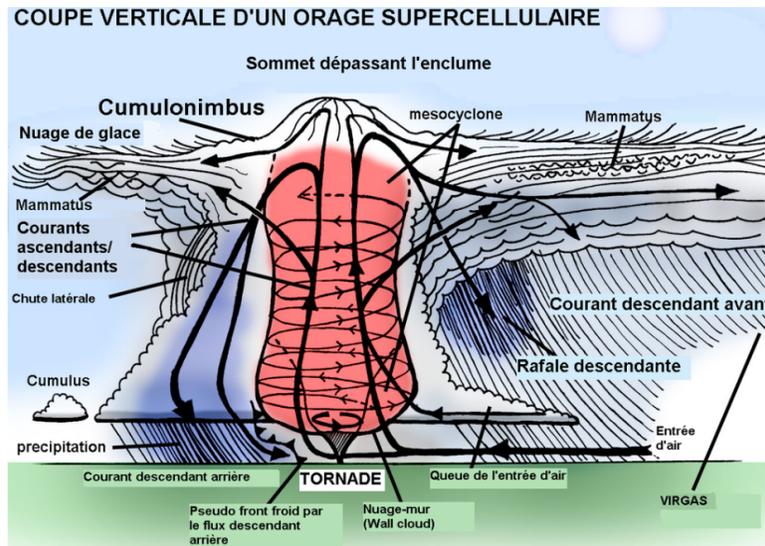


FIGURE 7 – Structure verticale d'un orage supercellulaire, le mésocyclone est représenté en rouge et les lignes de courant par les flèches noires (source : <https://odyseedelaterre.fr/orage-supercellulaire/>).

Systèmes convectifs à Méso-échelle MCS

Le glossaire de météorologie de l'American Meteorological Society (AMS) définit un système convectif à méso-échelle (MCS) comme un ensemble d'orages produisant une zone de précipitations contiguës de l'ordre de 100 km ou plus à l'échelle horizontale dans au moins une direction. Les MCSs sont classés en plusieurs sous-catégories comme le montre la figure 8. Les complexes convectifs de méso-échelle MCCs constituent une autre sous-classification des MCSs; cette classification exige que l'enclume soit suffisamment circulaire, quelle que soit son apparence radar. L'enclume d'un MCS est d'ailleurs responsable de 25 à 50 % des précipitations totales du système (Houze Jr [33]), et peut subsister plusieurs heures après la dissipation de la partie convective.

Les grains en arcs (*bow echoes*) sont des structures de réflectivité radar (*cf. section 1.2.1.2*) en forme d'arc de cercle à l'intérieur des lignes de grains. Parfois, un MCS entier est en forme d'arc (figure 9a), alors que dans d'autres cas, le grain en arc est une structure nettement inférieure à la ligne de grains (figure 9b). De multiples arcs intégrés dans une seule ligne forment une ligne de grains ondulée (*line-echo wave patterns : LEWP* sur la figure 9b).

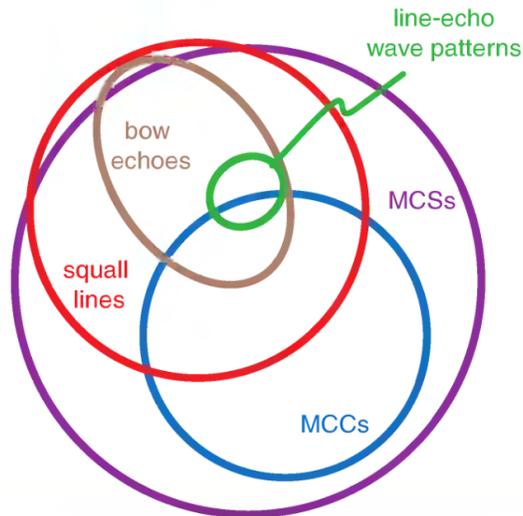


FIGURE 8 – Diagramme de Venn indiquant les sous-classifications de Systèmes Convectifs à Méso-échelle *MCSs* (source : Markowski et Richardson [49]).

Les *MCSs* peuvent se produire dans des environnements à cisaillement relativement faible (cisaillement 0-6 km $\approx 10 \text{ m.s}^{-1}$), caractéristique d'une convection multicellulaire (figure 2). Ainsi, de nouvelles cellules sont déclenchées de façon répétée par le front de rafales afin de maintenir un système de cellules qui survit longtemps à la vie de chaque cellule individuelle. La structure de nombreux *MCSs* peut être représentée schématiquement par la figure 4. Cependant, les environnements favorisant les grains en arc, contiennent souvent un cisaillement vertical du vent suffisant pour le développement de supercellules (cisaillement 0-6 km $> 20 \text{ m.s}^{-1}$).

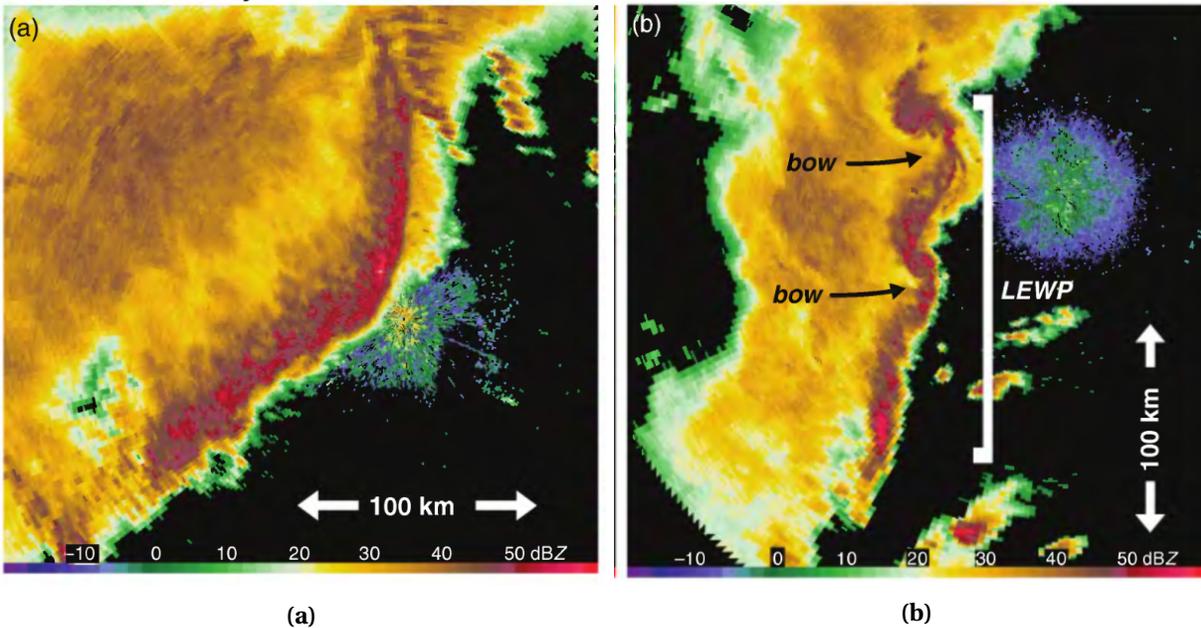


FIGURE 9 – Exemples de grains en arcs (*bow echoes*) représentés en données radar, provenant de Green Bay à 0313 UTC le 12 juin 2001 (a) et de Fort Wayne à 2050 UTC le 24 octobre 2001 (b). De multiples grains en arcs encadrés dans une seule ligne (b) forment une ligne de grains ondulée (*line-echo wave patterns : LEWP*), (source : Markowski et Richardson [49]).

1.1.1.3 Microphysique des nuages d'orage

Formation des espèces microphysiques

Les nuages sont constitués de particules d'eau de tailles et de formes différentes, en phase liquide ou solide. Ces particules sont appelées hydrométéores, et se forment par mécanisme de nucléation, lorsque que l'air est saturé en vapeur d'eau. Dans ce cas, la vapeur d'eau en excès se condense, pour former des hydrométéores solides ou liquides suivant la température de l'air ambiant. Deux processus de condensation ou nucléation peuvent être distingués : la nucléation homogène ou hétérogène.

- La nucléation homogène. Les gouttelettes liquides se forment uniquement à partir de vapeur d'eau sans qu'il y ait besoin de supports condensés, appelés noyaux de condensation nuageux (*CCN Cloud Condensation Nucleus*). Les cristaux de glace peuvent se former aussi à partir de gouttes d'eau surfondue appelées noyaux glaçogènes (*IN Ice Nucleus*), lorsque les températures sont très froides (inférieures à -40°C). Cependant, il est quasiment impossible

d'observer ce type de nucléation dans la nature. En effet, il faudrait atteindre des valeurs de sursaturation de l'air presque inatteignables (400% par rapport à l'eau, et 500 % par rapport à la glace).

- La nucléation hétérogène. Les aérosols vont servir de supports condensés. Les aérosols peuvent être d'origine naturelle (sable, embruns marins, poussières...) ou anthropique (particules fines provenant de la combustion d'un carburant, condensation des émissions de gaz dans l'atmosphère...).

Croissance des espèces microphysiques

Cas de l'eau liquide :

Les gouttelettes d'eau nuageuses se développent grâce aux processus de condensation, et d'agrégation ou coalescence. Dans le premier cas, la vapeur d'eau saturé se dépose sur les gouttelettes d'eau existantes. Dans le second, les gouttelettes s'agglutinent pour former des gouttelettes d'eau plus grosses. Les gouttelettes d'eau peuvent être présentes jusqu'à une température de -40 °C si elles n'interagissent pas avec des noyaux glaçogènes (eau surfondue). Au-delà d'un rayon de 100 μm , les gouttelettes nuageuses deviennent des gouttes de pluie qui précipitent à cause de leur poids.

Cas de la glace :

Les graupels (aussi appelé neige roulée) grossissent grâce au processus de givrage. Ce mécanisme de croissance apparaît lorsque des gouttelettes d'eau surfondue se déposent à la surface d'une particule de glace. Ces gouttes d'eau congèlent alors immédiatement, et une couche de givre se forme autour des cristaux. Dans le cas des cumulonimbus, ces particules de glace subissent un givrage important à cause des forts mouvements ascendants. Le cristal devient alors indiscernable, et se transforme en neige roulée, appelée graupel. Les graupels ont un diamètre généralement compris entre 2 et 5 mm, et sont souvent de formes coniques à cause de l'accrétion d'eau surfondue à leur surface, ou presque sphérique ("lump graupel"), cf. figure 10.

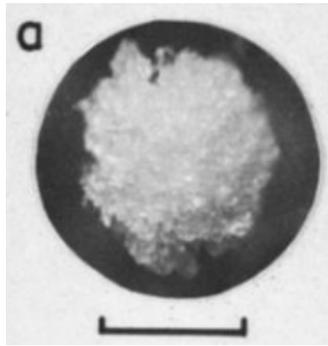


FIGURE 10 – Exemple de graupel de type "lump graupel". La ligne graduée correspond à 1 mm (Locatelli et Hobbs [47]).

Les graupels contiennent aussi des inclusions d'air retenues par capillarité dans les cristaux, liées à la congélation rapide des gouttelettes. Ces bulles d'air expliquent la densité assez faible, et l'aspect opaque des graupels.

La grêle se forme aussi par givrage là où les ascendances du nuage sont les plus fortes. Les grêlons résident plus de temps dans le nuage, et précipitent quand ils deviennent trop lourds. Ils ont une taille supérieure à 5 mm, et sont de formes irrégulières (sphériques ou coniques).

Les cristaux de glace se développent par un processus de croissance appelé effet Bergeron-Findeisen dans un nuage en phase mixte liquide/solide. La pression de vapeur saturante par rapport à la glace est toujours inférieure à la pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide. Ainsi, une parcelle d'air peut être sous-saturée par rapport à l'eau liquide et en sursaturation par rapport à la glace. Dans ce cas, les cristaux de glace ont tendance à croître aux dépens des gouttelettes d'eau. En effet, les molécules d'eau ont tendance à quitter les gouttelettes pour se déposer sur les cristaux de glace par condensation solide. Si les gouttelettes d'eau liquide et les graupels ont une forme plutôt sphérique, les particules de glaces auront des formes hexagonales de type colonne ou plaquette, liées à la structure cristalline de la glace, pouvant s'agencer en agrégats. Leur croissance dépend de la quantité de vapeur d'eau et de la température du milieu, mais leur taille n'excède pas quelques dizaines de micromètres.

La neige se forme par agrégation ou coalescence de cristaux de glace qui entrent en collision et s'agglutinent, à des températures légèrement inférieures à 0°C, pour ne former qu'un seul cristal plus grand. L'eau surfondue présente à la surface des cristaux permet de coller les cristaux entre eux.

En dernier lieu, le grésil se forme par congélation de gouttes d'eau et auront donc une forme plutôt sphérique. Leur taille peut atteindre 5 mm. Ce type d'hydrométéore se rencontre principalement dans les précipitations.

Les processus de formation et de croissance de ces hydrométéores sont résumés sur la figure 11.

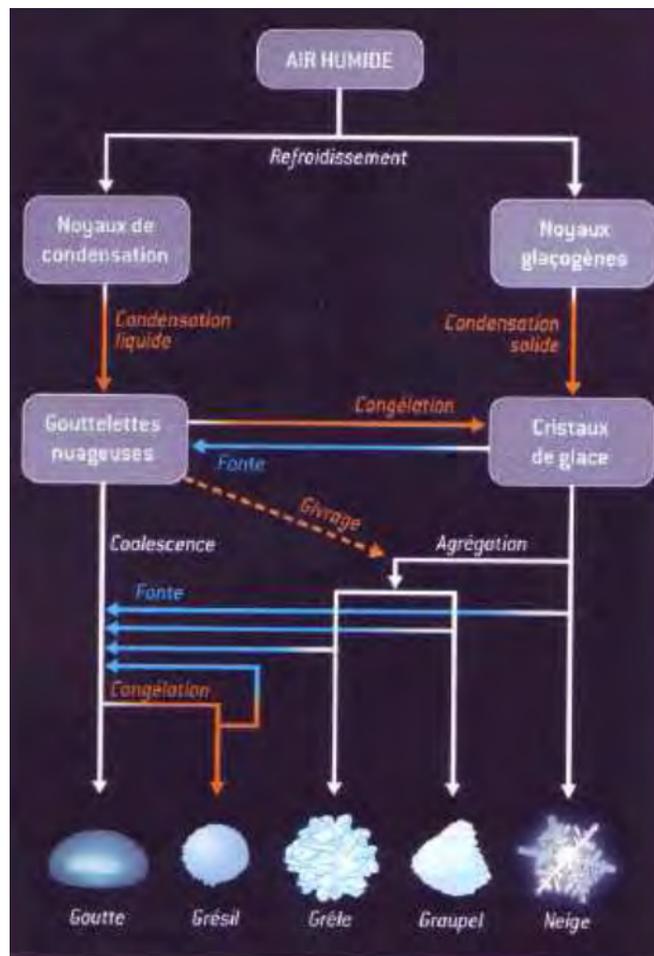


FIGURE 11 – Représentation synthétique des processus intervenant dans la formation des hydrométéores. Les mécanismes qui nécessitent une consommation ou une libération de chaleur latente de la part des espèces microphysiques sont indiqués respectivement par des flèches bleues et oranges. (source : Delmas *et al.* [22]).

1.1.2 Les éclairs

1.1.2.1 Les signaux électriques

Les éclairs se forment dans les cumulonimbus pour neutraliser la charge électrique dans le nuage qui naît de l'interaction entre les hydrométéores, le plus souvent entre des cristaux de glace et des

graupels en présence d'eau surfondue et en l'absence de champ électrique (Takahashi [81], Saunders *et al.* [74]). Ce processus d'électrification ne sera pas discuté plus en détails, cependant le lecteur pourra se référer aux différentes études citées ci-après afin d'approfondir sa compréhension des différents effets qui mènent à l'électrification du nuage; notamment par capture des ions par les espèces microphysiques (Wilson *et al.* [93]), ou par collision entre hydrométérores (Brooks et Saunders [9]) en présence d'un champ électrique. Nous ne discuterons pas non plus des mécanismes de déclenchement des éclairs qui constituent un champ de recherche encore très actif (Solomon *et al.* [78]). De manière générale, au-delà de l'isotherme -10°C , les cristaux de glace se chargent positivement et les particules de grésil négativement, en-deçà de cet isotherme l'inverse se produit. Ainsi, les particules de glace plus légères se trouvent classiquement dans la partie supérieure du nuage chargé positivement, alors que les graupels, plus lourds, se trouvent le plus souvent au milieu du nuage chargé négativement. Les éclairs peuvent être classés selon deux grandes catégories : les éclairs intra ou inter-nuageux qui se produisent au sein même du nuage ou entre deux nuages distincts ("intra-cloud" et noté *IC*), et les éclairs nuage-sol ("cloud-to-ground" et noté *CG*) qui atteignent le sol.

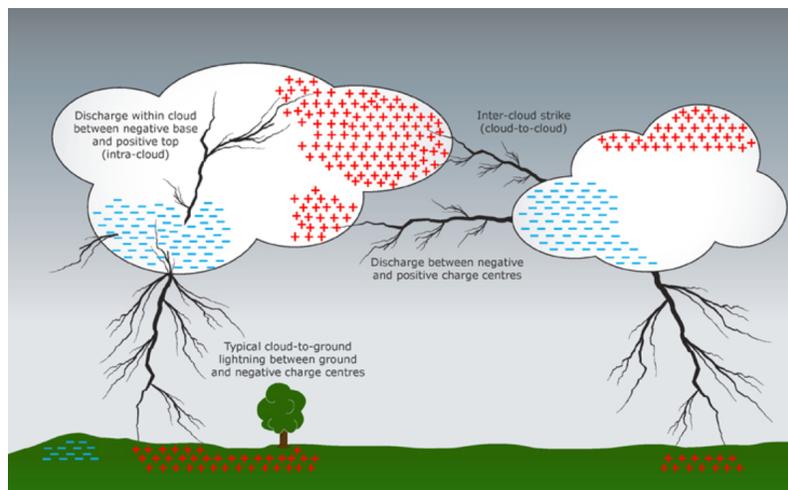


FIGURE 12 – Représentation schématique des éclairs inter et intra-nuageux *IC*, et nuage-sol *CG*, (source : [University of Waikato](#)).

Les éclairs nuage-sol *CG*

Des canaux ionisés et conducteurs peuvent être créés par le champ électrique induit par la répartition des charges dans le nuage. En effet, si la valeur du champ électrique dépasse la valeur de claquage de l'air (de quelques milliers de kV.m^{-1}), les charges électriques peuvent se déplacer.

L'éclair est alors initié, et appelé précurseur ("leader"). Le précurseur se propage de manière bidirectionnelle (Kasemir [35]) avec une branche positive qui se déplace vers une zone de charges négatives, une branche négative qui se propage vers une zone chargée positivement. Les éclairs nuage-sol (CG) peuvent être classés en fonction du signe de la charge nuageuse neutralisée (positive ou négative) et du sens de propagation (ascendant/descendant) du précurseur. La répartition des charges dans le nuage est représentée de manière schématique lors de la phase d'initiation de l'éclair sur la figure 13 pour les quatre types de CG possibles. Les éclairs nuage-sol (figure 13a) descendants négatifs représentent 90 % des CG (Orville et Silver [54]). Dans ce cas, un précurseur saccadé négatif ("stepped leader") va progresser par à coup vers le sol chargé positivement à une vitesse moyenne de 10^5 m.s^{-1} .

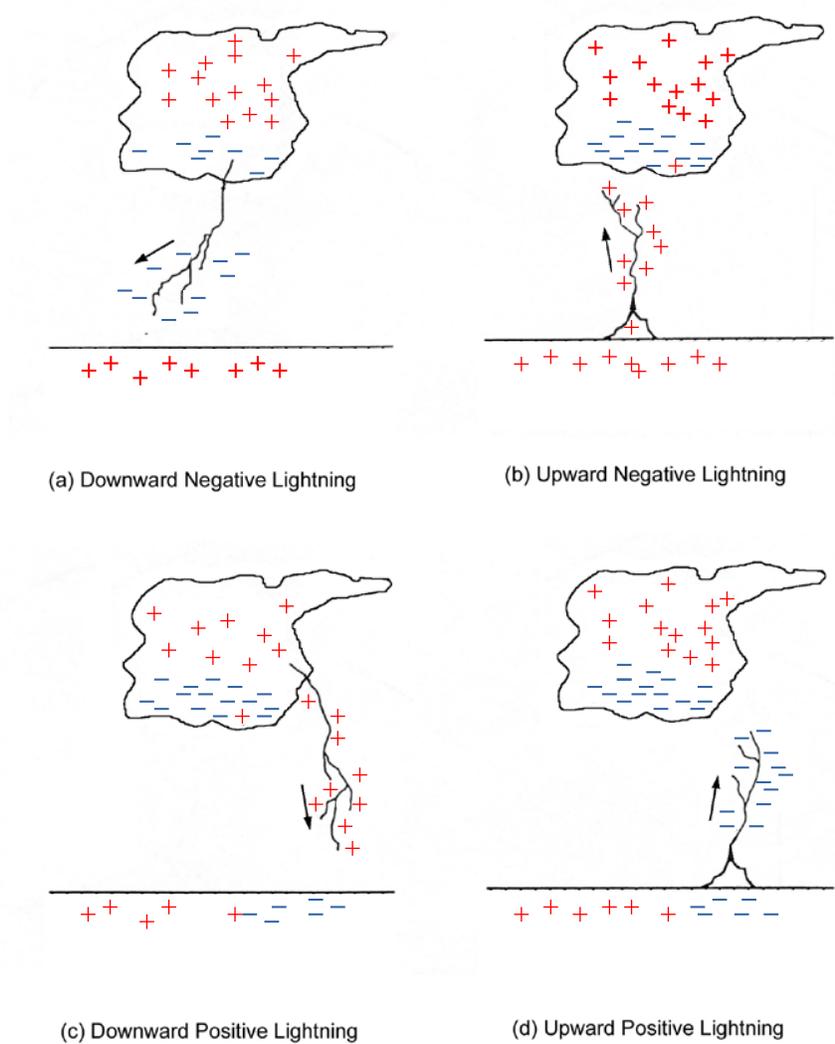


FIGURE 13 – Phase d'initiation de l'éclair pour les quatre types d'éclair nuage-sol CG. Les flèches noires donnent le sens de propagation des précurseurs (Adpaté de Rakov et Uman [67]).

Ensuite, une fois la jonction avec le sol réalisée, les charges positives contenues dans le sol remontent vers le nuage. La décharge électrique ascendante qui en résulte, d'une intensité maximale de plusieurs dizaines de milliers d'ampères, est appelée arc en retour. Elle neutralise une partie de la zone largement négative dont provient le précurseur. La vitesse de l'arc en retour pour ce type de CG est comprise entre $2 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ et $1 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ (Boyle et Orville [7]). Le canal peut rester encore présent pendant plusieurs dizaines de millisecondes s'il reste suffisamment de charges non neutralisées. Dans ce cas, un précurseur appelé "dart leader" (précurseur successif) peut de nouveau se propager vers le sol, à travers le canal déjà ionisé, à une vitesse continue de 10^7 m.s^{-1} . Lorsque la zone de charge nuageuse est de nouveau connectée avec le sol, un nouvel arc en retour, dit subséquent peut se former. Ce processus peut se répéter une dizaine de fois en quelques centaines de millisecondes (Rakov et Uman [67]). L'ensemble de tous les arcs en retour et décharges intranuageuses intermédiaires définissent l'éclair ou flash qui dure typiquement moins d'une seconde et s'étend sur moins de 10 km. Les étapes d'une décharge CG sont résumées sur la figure 14.

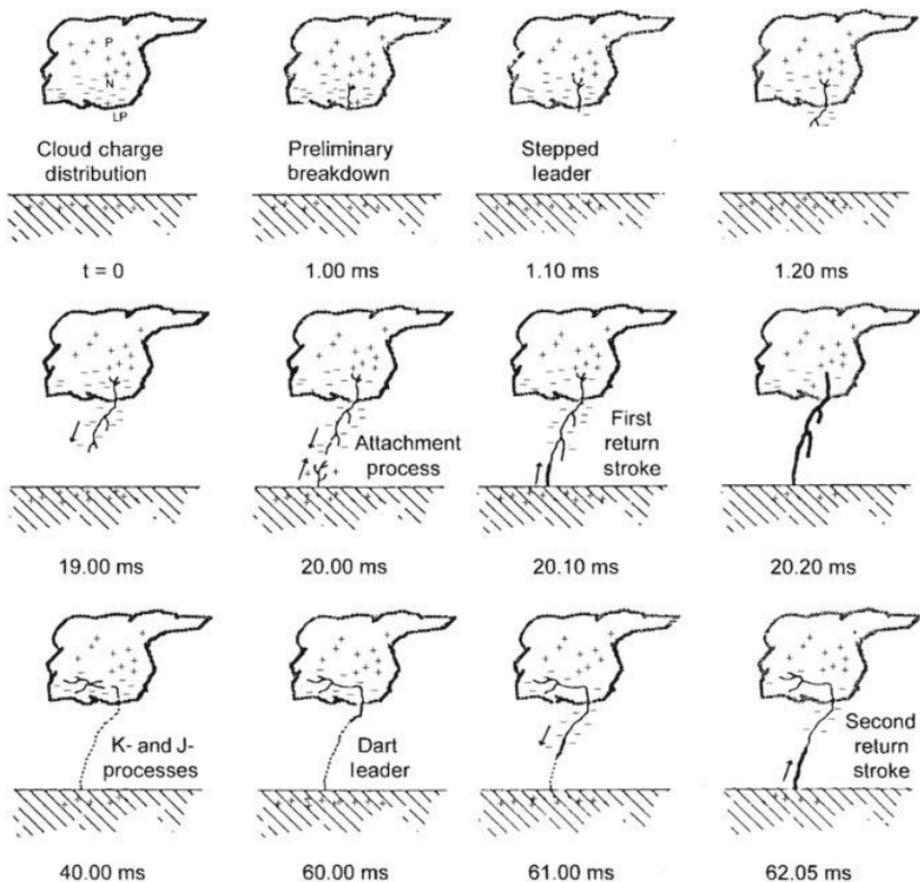


FIGURE 14 – Représentation des étapes de développement d'un éclair nuage-sol CG descendant négatif (source : Rakov et Uman [67]).

Le rayonnement électromagnétique émis par un éclair s'étend sur une gamme de fréquences allant du *VLF* ("Very Low Frequency" = 3 - 30 kHz) au *VHF* ("Very High Frequency" = 30 - 300 MHz). Les arcs en retour émettent principalement dans le domaine des basses fréquences (*LF*), alors que le rayonnement émis par les précurseurs et décharges intranuageuses se situent dans le domaine des hautes fréquences (*HF – VHF*).

1.1.2.2 Les signaux optiques

Un rayonnement électromagnétique bref et intense est créé par le passage de l'arc en retour. La température du canal peut dépasser 40000 K (Walker et Christian [90]), et la puissance optique est alors maximale. En effet, les émissions optiques sont induites par le réchauffement voire l'ionisation des atomes et des molécules à l'intérieur de la décharge de l'éclair. On notera que l'accroissement de la température entraîne aussi une augmentation de la pression dans le canal. La dilatation de l'air entraîne alors une onde de choc acoustique, appelée tonnerre, qui se propage à une vitesse de 330 m.s⁻¹.

La figure 15 (Walker et Christian [89]) représente le spectre d'un arc en retour dans le visible et le proche infrarouge IR (620-870 nm). La bande d'émission la plus intense du spectre de l'éclair est celle contenue dans la raie d'émission de l'oxygène neutre OI à 777,4 nm qui contient 5 à 10 % de la puissance optique d'un éclair (Christian *et al.* [17]). La figure 16 représente le spectre du même arc en retour dans le proche ultraviolet UV et le visible (380-620 nm). La raie d'émission la plus intense dans cette gamme spectrale correspond cette fois-ci à l'ionisation de l'atome d'azote NII à 500,5 nm. On peut néanmoins noter, car on la reverra dans la suite du manuscrit, que la raie d'émission la plus intense du diazote N₂ dans le domaine du proche UV est située à $\lambda = 337$ nm (Gordillo-Vázquez *et al.* [31]). Au delà de $\lambda = 600$ nm, les espèces majoritaires correspondent principalement à l'excitation des espèces atomiques (notée avec un 'I' après la lettre désignant l'atome ou la molécule neutre), et à l'excitation des espèces ionisées (notée 'II' pour une ionisation simple) en dessous de $\lambda = 600$ nm.

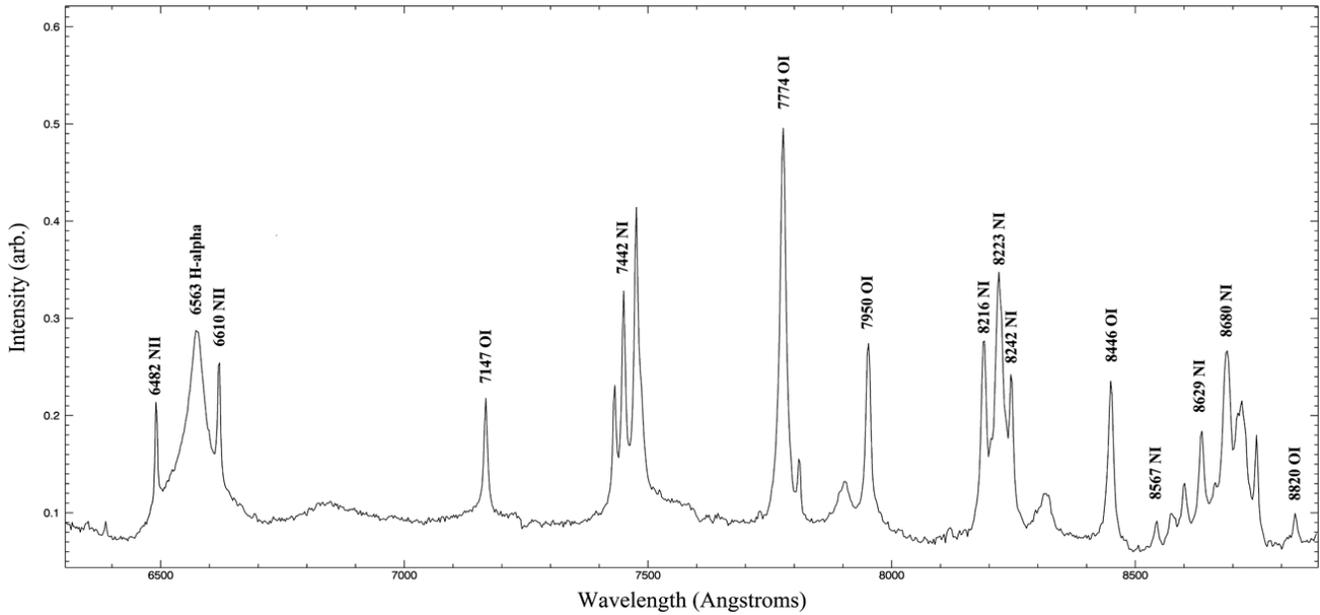


FIGURE 15 – Spectre d'un arc en retour (déclenché) mesuré dans le visible et le proche IR entre 620 et 870 nm (source : Walker et Christian [89]).

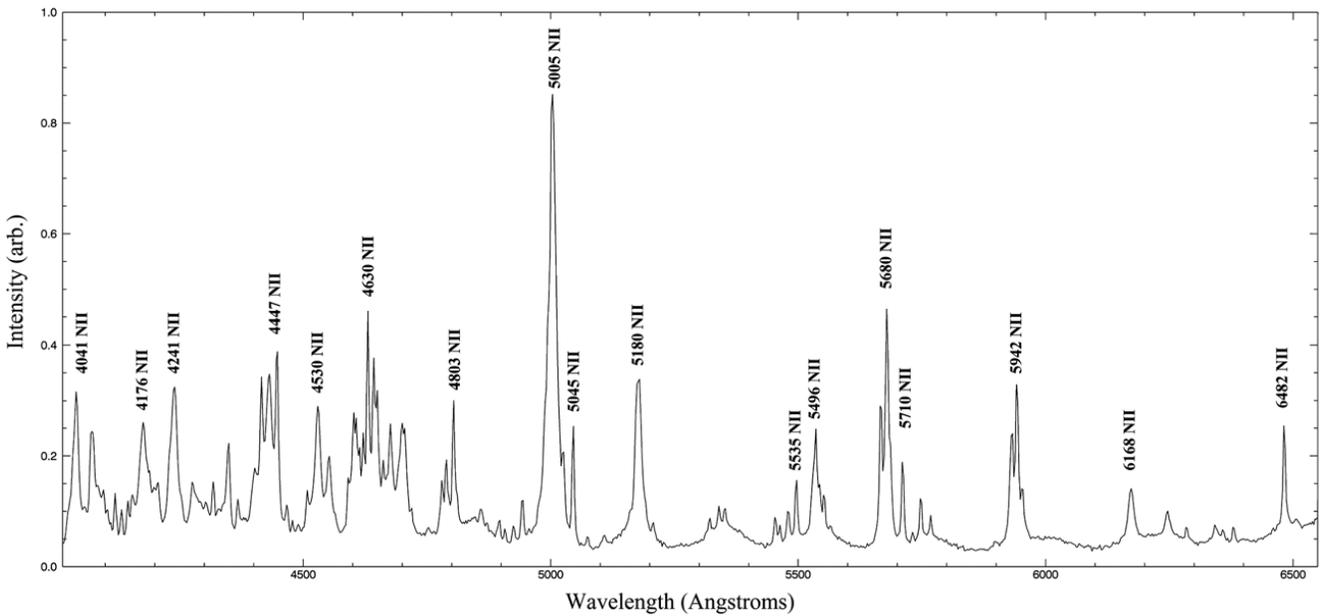


FIGURE 16 – Spectre d'un arc en retour (déclenché) mesuré dans le proche UV et le visible entre 380 et 620 nm (source : Walker et Christian [89]).

Les propriétés de la source éclair ne sont pas les mêmes selon la longueur d'onde d'émission du rayonnement. En effet, Offroy *et al.* [53], avec les mesures du spectrophotomètre d'ISUAL ("Imager of Sprites and Upper Atmospheric Lightning") sur le satellite FORMOSAT2, montrent que la puissance de la source est 28,5 fois plus grande à $\lambda = 777$ nm qu'à $\lambda = 337$ nm. De plus, Walker et Christian [90]

ont montré que les durées d'émissions optiques dépendent de l'espèce et du nombre d'ionisations subies; en effet, les espèces ionisées deux fois ont une durée d'émission de moins de $1,5 \mu\text{s}$, tandis que celles ionisées une fois peuvent durer jusqu'à $10 \mu\text{s}$, et que la durée d'émission des espèces atomiques persistent pendant plusieurs centaines de microsecondes. La figure 17 représente les profils d'émission de l'atome d'hydrogène à $656,3 \text{ nm}$ (courbe rouge), de l'atome d'azote neutre à $744,4 \text{ nm}$ (courbe bleue), de l'atome d'azote ionisé une fois à $661,0 \text{ nm}$ (courbe noire), et d'une double ionisation de l'atome d'azote à 410 nm et 451 nm (courbe verte). L'analyse comparée de différentes raies d'un même atome, comme celles à 777 nm et 795 nm de OI, ou la largeur de la raie $H\alpha$ sont utilisées pour déterminer la température et la densité électronique présentes dans l'éclair (Walker et Christian [90]).

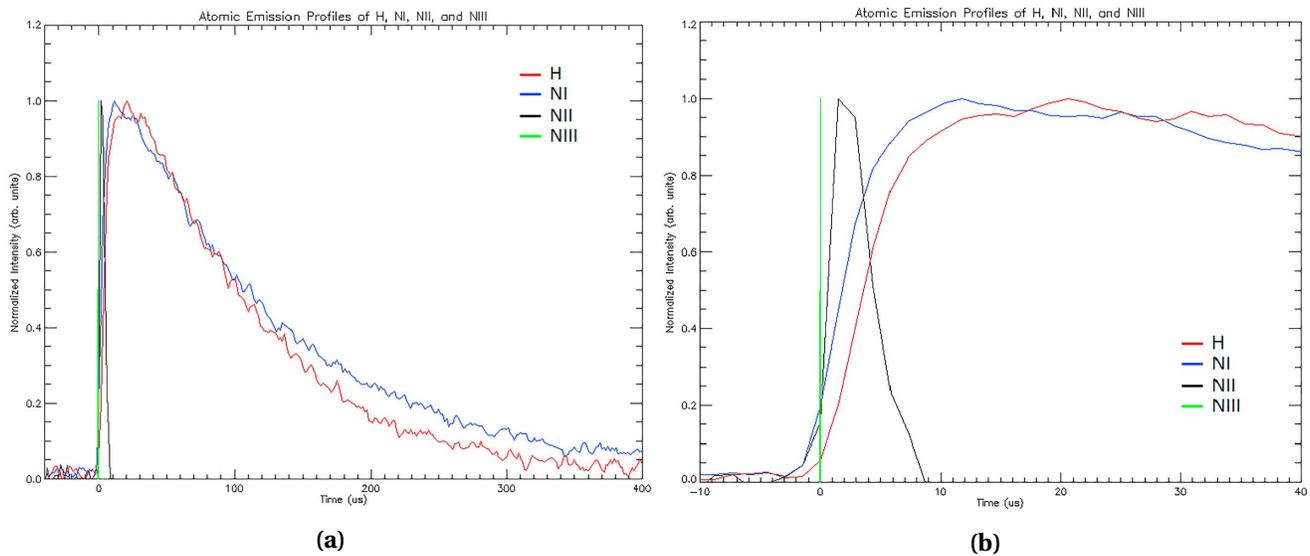


FIGURE 17 – (a) : Profils d'émission jusqu'à $400 \mu\text{s}$ de l'atome d'hydrogène (courbe rouge) à $656,3 \text{ nm}$, de l'atome d'azote neutre à $744,4 \text{ nm}$ (courbe bleue), de l'atome d'azote ionisé une fois à $661,0 \text{ nm}$ (courbe noire), et d'une double ionisation de l'atome d'azote (courbe verte) non identifiée sur les spectres des figures 15 et 16 (source : Walker et Christian [90]). Les intensités des profils ont été normalisés par leur valeur maximum. **(b) :** Mêmes profils d'émission que sur la figure 17a mais représentés uniquement dans les premiers instants de la décharge jusqu'à $40 \mu\text{s}$ (source : Walker et Christian [90]).

1.2 Observations

1.2.1 Observer les nuages d'orage

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux propriétés du nuage qui peuvent être restituées à partir des observations satellites et radar au sol. Nous décrirons aussi brièvement le principe de fonctionnement des radars météorologiques.

1.2.1.1 Par satellite

Les satellites géostationnaires permettent d'acquérir des informations sur une même région du globe à haute résolution temporelle car ils tournent à la même vitesse que la Terre à environ 36000 km d'altitude. Il existe par exemple la série des satellites européens Météosat d'EUMETSAT ou les satellites américains GOES. Les satellites à défilement, en orbite basse à ≈ 700 km d'altitude, permettent de survoler aussi les pôles alors que les satellites géostationnaires ne le peuvent pas mais présentent l'inconvénient de passer au-dessus d'une même zone un nombre de fois limité par jour. On peut citer le satellite TRMM et son instrument "Visible and Infrared Scanner" (VIRS), ou encore les instruments "Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer" MODIS embarqués à bord du satellite Terra en 1999 puis Aqua en 2002.

L'instrument SEVIRI

L'instrument SEVIRI est un capteur passif embarqué à bord des quatre satellites géostationnaires opérationnels "Météosat Second Generation" MSG d'EUMETSAT (Météosat 8, 9, 10, 11). Le signal émis ou réfléchi par la Terre et son atmosphère est enregistré toutes les 15 minutes à travers 12 canaux spectraux dont la résolution spatiale au nadir est de 3 km sauf pour le canal HRV dans le visible qui a une meilleure résolution (1 km). Les longueurs d'ondes associées à chacun des canaux sont indiquées sur la figure 18, ainsi que leurs principales utilisations.

Numéro	Nom	Bande spectrale (μm)			Principales utilisations
		λ_{cen}	λ_{min}	λ_{max}	
01	VIS0.6	0.635	0.56	0.71	Détection et suivi des nuages. Information sur la surface des terres et les aérosols. Indice de végétation
02	VIS0.8	0.81	0.74	0.88	
03	NIR1.6	1.64	1.50	1.78	Distinction entre les nuages et la neige, entre les nuages d'eau et de glace. Informations sur les aérosols
04	IR3.9	3.9	3.48	4.36	Détection des brouillards et des nuages bas, températures de surface
05	WV6.2	6.25	5.35	7.15	Canaux sensibles à la vapeur d'eau à différentes hauteurs dans la troposphère. Information sur les vents
06	WV7.3	7.35	6.85	7.85	
07	IR8.7	8.70	8.30	9.10	Détection des cirrus, distinction des nuages d'eau et de glace.
08	IR9.7	9.66	9.38	9.94	Mesure de l'ozone
09	IR10.8	10.80	9.80	11.80	Température de surface de la terre et de la mer, température au sommet des nuages. Détection des cirrus et des panaches volcaniques.
10	IR12.0	12.00	11.00	13.00	
11	IR13.4	13.40	12.40	14.40	Canal d'absorption du CO ₂ . Détection de la hauteur des cirrus et des nuages semi-transparents
12	HRV	Large bande 0.4 1.1			Détection de la couverture nuageuse, haute résolution (1 km au nadir)

FIGURE 18 – Principales utilisations des bandes spectrales des canaux spectraux de SEVIRI (source : Patou [55], adapté de Schmetz *et al.* [75]).

Les phases (liquide/solide) du nuage peuvent être différenciées grâce aux canaux centrés autour de $1,64 \mu\text{m}$ et $8,70 \mu\text{m}$ (NIR1.6 et IR8.7). Les canaux centrés autour de $6,25 \mu\text{m}$ et $10,8 \mu\text{m}$ (WV6.2 et IR10.8) sont sensibles à la vapeur d'eau ainsi qu'aux champs de vent, et à la température du sommet du nuage. Enfin le déplacement des nuages peut être observé par le canal HRV de $0,4$ à $1,1 \mu\text{m}$.

La comparaison du jeu de canaux dans le visible (VIS0.6 et VIS0.8) avec NIR1.6 ou IR3.9 donne accès aux rayons effectifs R_{eff} des hydrométéores, comme le montre la Figure 21, et aux épaisseurs optiques du nuage (produit SEV06-CLD, (ICARE/AERIS, 2014)). Les valeurs de rayons effectifs R_{eff} obtenues avec IR3.9 et NIR1.6 caractérisent les hydrométéores à des altitudes différentes, mais seulement dans le cas de nuages chauds contenant uniquement des gouttelettes (sans phase glace,

Platnick [62]), ce qui ne concerne pas les nuages d'orage.

Les différentes phases (initiation/développement/mature) de l'évolution des nuages convectifs peuvent aussi être déterminées à l'aide des canaux WV6.2 et HRV ce qui permet d'améliorer la prévision des nuages d'orage à courte échéance (Zinner *et al.* [94]). Lors de la phase d'initiation, l'accroissement de la cellule est détectable par le canal HRV, et son refroidissement par WV6. Ensuite, la phase de développement commence quand un certain seuil de vapeur d'eau est détecté par le canal WV6. Enfin, la température à $6,2 \mu\text{m}$ est comparée à la température de la tropopause pour savoir si le nuage convectif est entré dans sa phase mature.

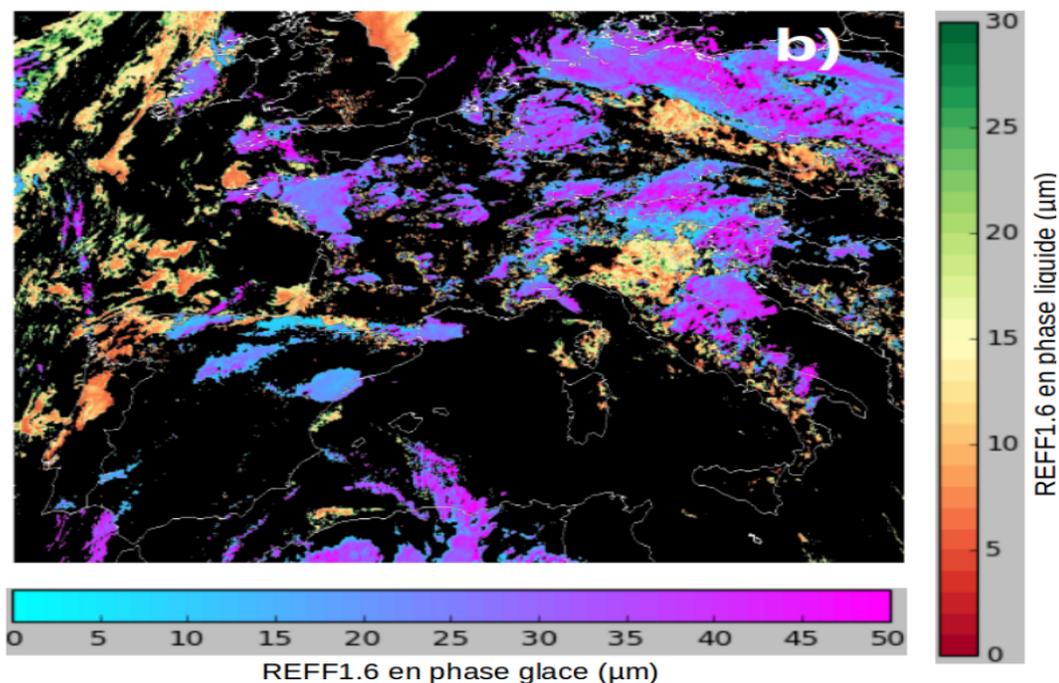


FIGURE 19 – Rayons effectifs des hydrométéores restitués à partir des canaux VIS0.6, VIS0.8, et NIR1.6 de SEVIRI. La barre de couleur horizontale de bleu cyan à rose correspond aux données en phase glace. La barre de couleur verticale de rouge à vert correspond aux données en phase liquide. Données mesurées le 24/07/2014 à 16h00 UTC, au-dessus de l'Europe et de l'Afrique du Nord (adapté de Patou [55]).

1.2.1.2 Au sol : les radars météorologiques

Les radars sont certainement les systèmes d'observation météorologique à méso-échelle les plus utilisés pour caractériser les nuages d'orage. Les radars sont des instruments actifs qui émettent un signal électromagnétique à une fréquence comprise entre le GHz et la centaine de GHz. Les bandes de fréquence sont indiquées sur la figure 20, ainsi que les différentes longueurs d'ondes associées, en

fonction des utilisations. Les longueurs d'ondes permettant de mesurer les précipitations sont généralement comprises entre 1 et 10 cm.

Bandes	S	C	X	Ku	K	Ka	Q	U	V	W
Fréquences GHz	2-4	4-8	8-12	12-18	18-26	26-40	30-50	40-60	46-56	56-100
Longueurs d'ondes	15-7,5 cm	7,5-3,75 cm	3,75-2,5 cm	2,5-1,6 cm	16,6-11,5 mm	11,5-7,5 mm	10-6 mm	7,5-5 mm	6,5-5,3 mm	5,3-3 mm
Utilisation	Précipitations/Nuages en phase liquide/ Nuages de glace épais						Nuages de glace			

FIGURE 20 – Bandes de fréquence micro-ondes et longueurs d'ondes correspondantes. Les radars les plus utilisés en météorologie sont les radars en bande S, C, X, et W (source : Penide [56]).

Lorsque le faisceau radar, est intercepté par une particule, appelée cible, une partie du signal est absorbée et une autre diffusée. La forme et les propriétés diélectriques (l'indice de réfraction) du diffuseur, mais aussi le rapport entre la longueur d'onde du signal transmis et la taille de la particule diffusante, déterminent la quantité diffusée. Lorsque le diamètre D de la cible est faible devant la longueur d'onde ($D < \frac{\lambda}{16}$, Doviak *et al.* [24]), l'énergie diffusée peut alors s'exprimer en fonction du diamètre de la cible à la puissance 6. On est dans le cas du régime de la diffusion Rayleigh. En revanche, lorsque le diamètre de la cible se rapproche de la longueur d'onde, ce qui correspond au régime de diffusion de Mie, la relation entre l'énergie diffusée et le diamètre de la cible est plus compliquée et ne dépend pas que de la taille de la cible. Le signal détecté correspond à la fraction de l'énergie émise par le radar qui est rétrodiffusée par les cibles, c'est-à-dire renvoyée dans la direction de l'antenne du radar. La puissance rétrodiffusée P_r est généralement caractérisée par le facteur de réflectivité logarithmique Z (en dBZ) exprimée par :

$$Z = \log_{10} \left(\frac{z}{1 \text{ mm}^6 / \text{m}^3} \right) \quad (1.3)$$

où z , le facteur de réflectivité en $\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$, correspond à la somme du diamètre de toutes les particules à la puissance 6 par m^3 de volume ciblé. La position de la cible, représentée schématiquement sur la figure 21, peut être déterminée par le radar grâce à l'angle azimutal φ_r (angle entre le faisceau et la direction du Nord), l'angle d'élévation γ (angle entre le faisceau et le

plan horizontal) et la distance d_r entre la cible et le radar. La distance d_r est mesurée en fonction du temps Δ_t nécessaire à l'impulsion pour faire un aller-retour. On a :

$$d_r = c \cdot \frac{\Delta_t}{2} \quad (1.4)$$

Le volume échantillonné augmente avec d_r et l'ouverture θ_d du faisceau utilisé. Les radars météorologiques (bandes S, C, X, W) peuvent explorer les systèmes précipitants selon deux modes d'exploration :

- (i) "Plan Position Indicator" (PPI) où l'image radar est formée à angle d'élévation γ constant,
- (ii) "Range Height Indicator" (RHI) où l'image radar est formée à azimut φ_r constant.

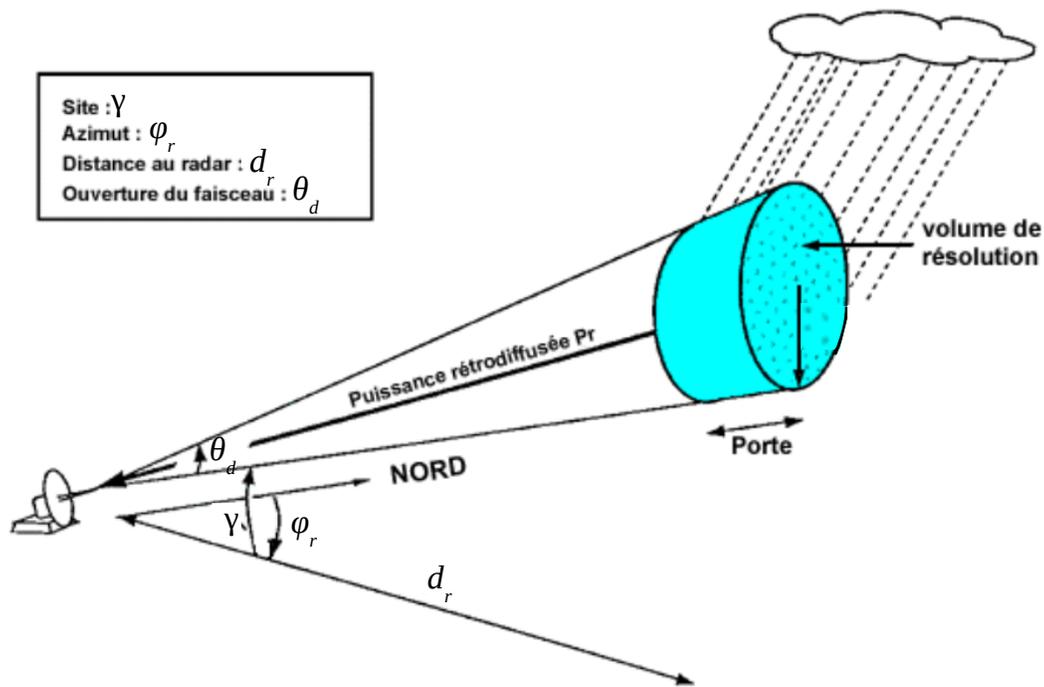


FIGURE 21 – Représentation schématique d'un radar météorologique. La distance d_r se situe dans la direction du faisceau (adapté de www.alicime.com).

Le facteur de réflectivité z est lié à la puissance rétrodiffusée reçue P_r , et définie par :

$$z = C P_r d_r^2 \quad (1.5)$$

où C est la constante radar qui dépend des caractéristiques du radar (longueur d'onde d'émission, caractéristiques de l'antenne, pertes de puissance dans le radar, ...). La puissance rétrodiffusée P_r dépend :

- (i) des espèces microphysiques échantillonnées. Le signal électromagnétique des radars météorologiques dans les bandes de fréquence S, C, X, W est très sensible à la taille des hydrométéores, leur concentration, ou encore leur phase (solide/liquide).
- (ii) de la longueur d'onde associée aux bandes de fréquence (figure 20). L'atténuation du signal par les hydrométéores est plus faible aux grandes longueurs d'ondes.

Ainsi un radar en bande C sera moins atténué qu'un radar en bande W et pourra échantillonner un volume plus large. Cependant, le signal électromagnétique est moins sensible aux espèces microphysiques de plus petite taille lorsque la longueur d'onde augmente. La dynamique des systèmes précipitants peut aussi être retrouvée grâce à des radars Doppler, non présentés ici, qui mesurent le décalage en fréquence entre l'onde émise et l'onde reçue par l'antenne. Les radars peuvent aussi émettre des ondes polarisées ce qui améliore leur performance en les rendant sensible à la forme et l'orientation des hydrométéores en plus de leur concentration.

Le facteur de réflectivité Z (équation (1.3)) est couramment utilisé pour estimer les précipitations en le reliant au taux de précipitation R . Cette méthode suppose que $Z = aR^b$ où a et b sont des constantes qui dépendent de la distribution en taille des gouttes d'eau et donc du type de pluie. A titre d'exemple, en supposant une distribution en taille des gouttes de type gamma tronquée pour une pluie stratiforme, on obtient $Z = 200R^{1,6}$ (Marshall [51]). Le type d'hydrométéore, leur taille (rayon moyen, rayon effectif R_{eff} des particules nuageuses), ou même les contenus en eau ou en glace LWC/IWC peuvent aussi être restitués. En effet, le facteur de réflectivité Z et les contenus IWC/LWC peuvent par exemple être reliés par une relation de la forme $IWC/LWC = aZ^b$, si la phase des cibles du volume échantillonné est connue (Protat *et al.* [64]). Enfin, l'utilisation de données radar colocalisées avec des données satellites géostationnaires a montré qu'un refroidissement de la température du sommet du nuage, détectable à $10,8 \mu\text{m}$, précède l'initiation de la convection (0 - 2h) définie par une réflectivité supérieure à 35 dBZ (Roberts et Rutledge [70]).

1.2.2 Observation des éclairs

Depuis l'espace, les observations des éclairs sont principalement optiques, alors qu'au sol, ce sont les mesures électromagnétiques qui sont considérées. L'observation optique des éclairs par imagerie a permis de caractériser les éclairs en termes d'éclairement, de durée, et de relier ces informations aux paramètres du nuage. Les mesures électromagnétiques au sol permettent, selon la

fréquence de fonctionnement des détecteurs, de définir le type de décharge *IC* ou *CG* (réseaux *LF – VLF*) ou encore de caractériser le rayonnement émis par les précurseurs et les décharges à l'intérieur du nuage (réseaux *HF – VHF*).

1.2.2.1 Observations depuis l'espace

Les premières observations optiques par imagerie ont été réalisées par le capteur "Optical Transient Detector" (OTD) embarqué à bord du satellite Micro-Lab lancé en 1995, puis par le détecteur "Lightning Imaging Sensor" (LIS) à bord du satellite "Tropical Rainfall Measuring Mission" (TRMM) (Kummerow *et al.* [41]) lancé en 1997. Les premières cartes mondiales de l'activité des éclairs (figure 22) ont été produites par ces instruments au début des années 2000, montrant qu'à chaque seconde se déclenchent en moyenne 44 ± 5 éclairs à travers le monde. L'activité électrique est maximale dans les tropiques avec un pic de densité annuelle de 80 éclairs par $\text{km}^2 \cdot \text{an}^{-1}$ en République Démocratique du Congo. L'instrument LIS a fonctionné pendant 17 ans, et a montré une grande stabilité dans la fréquence de mesure des éclairs observés depuis l'espace. De plus, une nouvelle version de ce capteur a été placée à bord de l'ISS et fonctionne depuis 2017, complétant ainsi la série du détecteur de TRMM. Ces imageurs fonctionnent tous en mesurant l'émission des éclairs à 777 nm, qui correspond à la raie d'émission la plus intense du spectre de l'éclair émise par l'atome d'oxygène OI, *cf. section 1.1.2.2.*

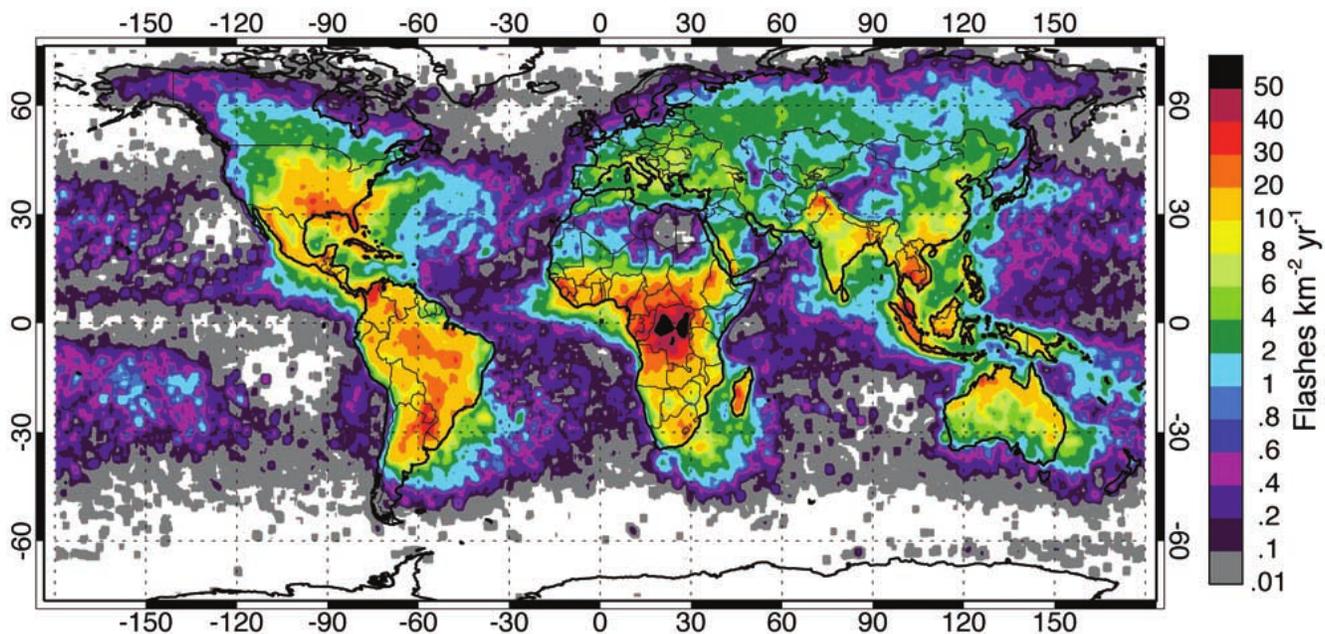


FIGURE 22 – Répartition du nombre d'éclairs par km^2 et par an à l'échelle du globe déduite des observations des capteurs OTD et LIS embarqués à bord des satellites Micro-Lab et TRMM (source : Christian *et al.* [16]).

Peterson et Liu [59] ont traité 12 années (1998-2009) d'observations de LIS afin de caractériser la puissance, la durée, ou encore la taille des éclairs en fonction de leur répartition à la surface du globe. Les flashes diurnes (nocturnes) se déroulant au-dessus des océans sont 31,7 % (39,4 %) plus étendus et 55,2 % (75,1 %) plus brillants en terme d'énergie optique maximale. Dans le même temps, les éclairs côtiers diurnes (nocturnes) ont une durée plus longue de 22,1 % (7,8 %) que les éclairs terrestres et de 15,6 % (11,4 %) que les éclairs au-dessus des océans. Ces statistiques confirment et affinent les tendances observées par Boccippio *et al.* [6] (réalisées sur un moins grand nombre d'années à partir des données OTD et LIS) selon lesquelles les éclairs sont plus étendus et plus brillants au-dessus des océans. De plus, d'après Peterson et Liu [59], les éclairs les plus lumineux ont tendance à être situés dans des régions où la convection des nuages d'orage est moins forte ce qui se traduit au sommet du nuage par une température plus grande et une réflectivité plus faible (*cf. section 1.2.1*).

La nouvelle génération de satellite géostationnaire de météorologie est équipée de détecteur optique d'éclairs. Actuellement, les satellites américains GOES-16 et GOES-17 lancés en 2016 et 2018, sont équipés d'imagers d'éclair GLM, ainsi que le satellite de météorologie chinois FENGYUN lancé en décembre 2016 avec le "Lightning Mapping Imager" (LMI). Le satellite européen MTG, qui sera lancé fin 2022, sera également équipé du capteur "Lightning Imager" (LI). Ils contribueront

fortement à l'alerte en temps réel des orages violents. Ces imageurs utilisent un mode opératoire similaire à celui employé par OTD et LIS. Les mesures optiques de GLM ont permis de définir les principales caractéristiques (durée, longueur, éclairement) des éclairs, et d'en déduire des informations sur les nuages dans lesquels ils se propagent. Par exemple, Rudlosky *et al.* [72] ont déduit des observations GLM que les éclairs observés au-dessus de la mer sont en moyenne plus lumineux, plus étendus et durent plus longtemps que ceux au-dessus de la terre, confirmant les observations de Peterson et Liu [59] effectuées à partir des mesures LIS. Peterson *et al.* [60] ont montré que les signaux optiques les plus lumineux se trouvent au-dessus des parties stratiformes des nuages ou des enclumes à plus haute altitude, mais aussi sur les côtés des nuages convectifs. Ces conclusions ont été utilisées pour localiser les zones convectives dans les nuages d'orage (Peterson [57]). L'utilisation conjointe de différents jeux de mesures, notamment des données LMA au Colorado (*cf. section 1.2.2.2*) colocalisées avec celles de GLM a permis à Rutledge et MacGorman [73] de montrer que la détection des éclairs par l'instrument GLM est plus efficace quand les éclairs sont plus étendus spatialement et que le contenu en eau *LWC* du nuage est plus faible. Un fort *LWC* peut empêcher la détection d'un éclair situé pourtant au sommet du nuage.

Parallèlement à cela, des missions comme ASIM, embarqué à bord de l'ISS depuis 2018, permettent de mieux comprendre les phénomènes observés par les systèmes météorologiques opérationnels. En effet, son instrument optique *MMIA* peut détecter notamment les émissions des éclairs dans le proche IR à $\lambda = 777$ nm, mais aussi dans le proche UV à $\lambda = 337$ nm grâce à deux photomètres et deux caméras opérant à ces longueurs d'ondes (Neubert *et al.* [52]), ce qui améliore considérablement la détection. Les émissions optiques enregistrées par ASIM ont été comparées par van der Velde *et al.* [87] aux mesures de GLM, et ISS-LIS dans le cas où un éclair nuage-sol descendant négatif est observé par une caméra à $\lambda = 777$ nm. Les auteurs ont notamment mis en évidence que GLM ne détectait que 14 % des émissions optiques enregistrées par ASIM, et ISS-LIS seulement 2.5 %, pointant ainsi les grandes disparités en terme de détection lié au concept instrumental.

La puissance émise par l'éclair, mais aussi sa variation en fonction du temps n'est pas la même dans le proche IR et le proche UV aux longueurs d'ondes observées par ASIM (*cf. section 1.1.2.2*). Pour rappel, la puissance de la source serait 28,5 fois plus grande à $\lambda = 777$ nm qu'à $\lambda = 337$ nm

d'après Offroy *et al.* [53]. La figure 23 représente les signaux détectés par les photomètres et caméras de la mission ASIM dans le proche UV et dans le proche IR, à proximité d'Aubenas, en France, le 25 septembre 2021 à 21h31 TU. Les mesures de ces émissions optiques par les caméras de ASIM sont représentées à $\lambda = 337$ nm sur la figure 23(c) et à $\lambda = 777$ nm sur la figure 23(d). Les axes (OX) et (OY) correspondent respectivement aux latitudes et longitudes des positions de la scène nuageuse, et les luminances (en $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$) sont données en échelle de couleur. La figure 23(d) montre que les émissions lumineuses dans le proche IR sont plus concentrées (spatialement) que dans le proche UV (figure 23(c)). De plus, le maximum de luminance observé en imagerie est plus important à $\lambda = 777$ nm plutôt qu'à $\lambda = 337$ nm comme le montre la figure 23(b). Ainsi, on comprend que la manière dont le rayonnement de l'éclair est diffusé par le milieu est vraisemblablement différente à ces deux longueurs d'ondes. En effet, comme nous le verrons plus tard (*cf* 3.2.3), le rayonnement est par exemple beaucoup plus diffusé latéralement dans le proche UV par les molécules atmosphériques que dans le proche IR, ce qui semble être le cas ici. L'analyse des signaux photométriques montre que le ratio des maximums entre les formes d'ondes à $\lambda = 777$ nm et $\lambda = 337$ nm est ≈ 1 lorsque les premières formes d'ondes sont détectées (figure 23(a)), et se rapproche de 10 pour les suivantes (figure 23(b)). Les différences constatées entre ces ratios et le facteur donné par Offroy *et al.* [53] peuvent provenir de différentes causes telles qu'une sous estimation de la puissance de la source à $\lambda = 337$ nm par exemple. Néanmoins il est maintenant admis que ces rapports peuvent également être influencés par les processus d'absorption nuageuse qui sont plus forts à $\lambda = 777$ nm qu'à $\lambda = 337$ nm, comme nous le verrons aussi dans le chapitre 3 (*cf* section 3.2.3). Bien entendu, ces effets peuvent varier avec la taille des particules, le type d'hydrométéore, la forme et la position de la source. On comprend donc avec ce cas d'étude, que l'interprétation des différences entre les formes d'ondes dans le proche UV et le proche IR est un problème complexe qui peut dépendre à la fois des paramètres de la source qui sont différents à $\lambda = 337$ nm, et $\lambda = 777$ nm et de la manière dont le milieu diffuse et absorbe le rayonnement à ces deux longueurs d'ondes. Une étude de sensibilité de la source éclair et à la microphysique du nuage sera menée dans le chapitre 3 afin de mieux appréhender ces différents comportements.

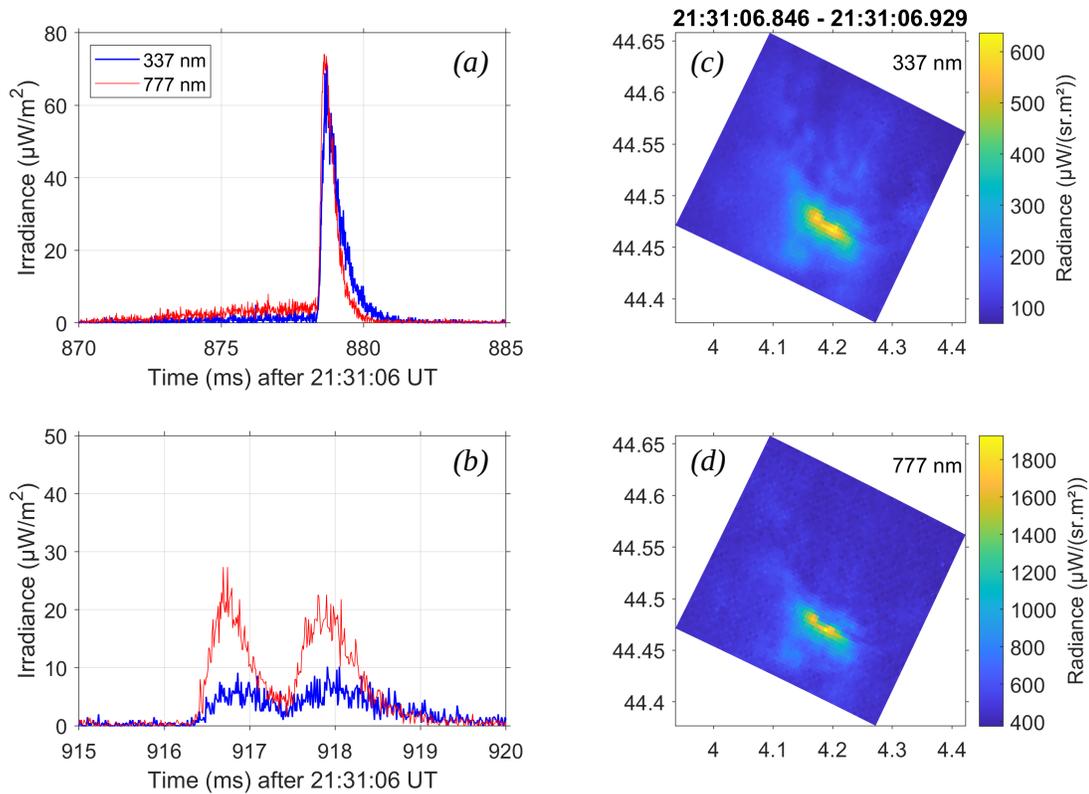


FIGURE 23 – (a), (b) : Éclairement en fonction du temps à $\lambda = 337$ nm (courbe bleue) et $\lambda = 777$ nm (courbe rouge) provenant d'un éclair nuage-sol détectés par les photomètres de la mission ASIM. Le signal en (a) est mesuré ≈ 40 ms avant le signal en (b). Luminances enregistrées par les caméras de ASIM à $\lambda = 337$ nm (c) et $\lambda = 777$ nm (d) correspondant aux signaux photométriques de la figure (a) et (b). L'axe des abscisses correspond aux latitudes et celui des ordonnées aux longitudes. Les luminances (en $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$) sont données par la barre de couleur qui augmente du bleu au jaune. Les mesures ont été réalisées le 25/09/2021 à 21h31 au-dessus d'Aubenas.

1.2.2.2 Détections électromagnétiques depuis le sol

Les éclairs peuvent être détectés par des réseaux de localisation qui mesurent les signaux électromagnétiques émis par l'éclair lors de ses différents processus. Les réseaux *LF/VLF* permettent de mesurer les décharges de courant entre le nuage et le sol et à l'intérieur du nuage dans le domaine des basses et très basses fréquences *LF/VLF* et de les localiser en 2D, soit sans information sur l'altitude (Betz *et al.* [5]). Ce rayonnement basse fréquence peut se propager sur plusieurs milliers de km, et est utilisé pour connaître la répartition globale des éclairs à l'échelle du globe. D'autres systèmes mesurent le rayonnement émis par les phénomènes précurseurs en très haute fréquence *VHF* (sur une distance inférieure à 100 km) ce qui permet de reconstruire les

canaux ionisés en 2D ou 3D. Ces systèmes peuvent donner les positions spatio-temporelles des décharges de l'éclair; les systèmes 2D permettent aussi de déterminer le pic de l'intensité du courant de la décharge. La position des capteurs *LF/VLF* et *VHF* par rapport au nuage d'orage est schématisée sur la figure 24, et leur gamme de fréquence est représentée sur le spectre énergétique de l'éclair.

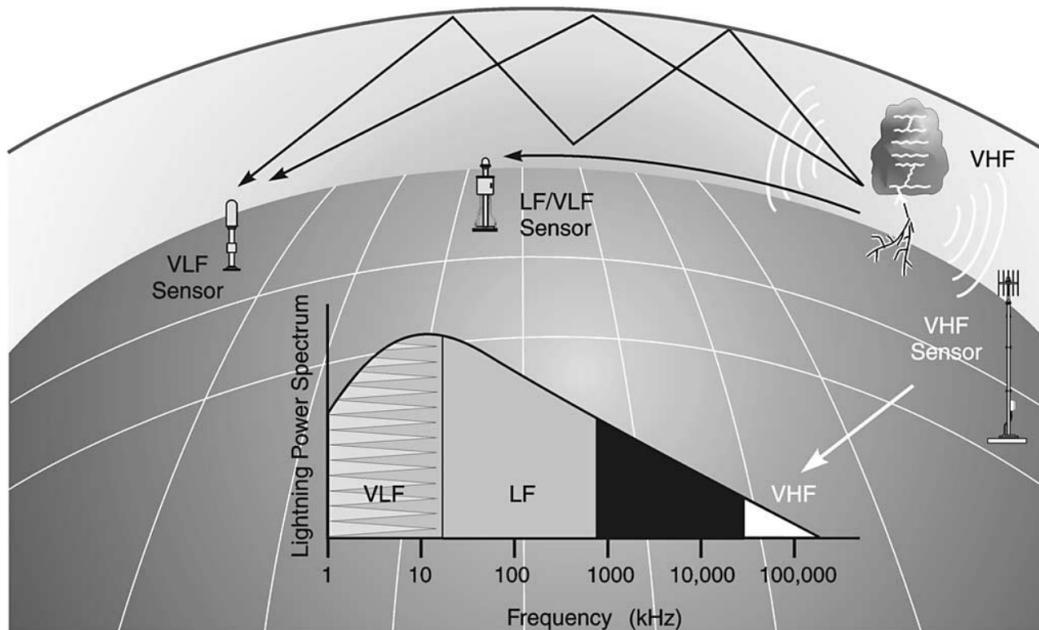


FIGURE 24 – Représentation des techniques de localisation des éclairs en fonction de leurs fréquences de fonctionnement indiquées sur le spectre énergétique (Cummins et Murphy [19]).

Les méthodes de détection des éclairs

Les différentes phases de l'éclair peuvent être localisées par trois méthodes différentes :

- La technique de la différence des temps d'arrivée (Lewis *et al.* [44], Dowden *et al.* [25]) basée sur la mesure des temps nécessaires aux champs électriques pour atteindre les différents capteurs du réseau. Cette méthode a l'avantage d'avoir une erreur de datation qui ne varie pas avec la distance entre la source et le capteur, et localise l'éclair avec une grande précision. Cependant, le signal doit être détecté par au moins quatre balises pour que l'éclair soit correctement localisé en 2D, et cinq en 3D.
- La méthode de triangulation par direction d'arrivée (Watson-Watt *et al.* [92]) repose sur la mesure de l'angle azimutal entre la direction du Nord et celle de la source, à partir de la variation du champ magnétique émis par l'éclair mesurée avec un goniomètre. Seuls deux

capteurs sont nécessaires en 2D pour localiser la source. En revanche, l'erreur sur la mesure de l'angle augmente quand la source s'éloigne du capteur.

- La technologie "IMProved Accuracy Combined Technology" IMPACT (Cummins *et al.* [20]) qui permet de localiser l'éclair avec plus de précision en associant les deux techniques précédentes. Les capteurs du réseau européen de détection de la foudre EUCLID, dont le réseau français METEORAGE fait partie, sont de type IMPACT et présentent une efficacité de détection des éclairs nuage-sol de 97 % avec une précision de localisation médiane inférieure à 100 m (Schulz *et al.* [76]).

Les réseaux de détection à grande échelle

Des réseaux continentaux autres que EUCLID existent, ainsi que des réseaux mondiaux qui localisent moins précisément les éclairs mais avec une couverture relativement homogène à travers le monde. La figure 25 liste les principaux réseaux de détection à grande échelle, ainsi que leur domaine de fréquence, et leur type de détection.

Réseaux	Opérateur	Domaine	Fréquence	Type de détection
ATDnet	Met Office	Europe, Afrique	VLF	TOA
ENTLN	Earth Networks	USA, Brésil, Europe, Australie	VLF to HLF	TOA
EUCLID	Consortium européen	Europe	LF	TOA + MDF
GLD360	Vaisala	Mondial	VLF	TOA + MDF
LDS	UBIMET	Europe	VLF + LF	TOA
NLDN	Vaisala	USA	VLF + LF	TOA + MDF
WWLLN	Université de Washington	Mondial	VLF	TOA
ZEUS	Observatoire Nationale d'Athènes	Europe	VLF	TOA

FIGURE 25 – Liste des réseaux de détection des éclairs à grande échelle et leurs principales caractéristiques. VLF = très basse fréquence, LF = basse fréquence, HF = haute fréquence, "time of arrival" TOA = méthode de différence des temps d'arrivée, "magnetic direction finding" MDF = méthode de triangulation par direction d'arrivée, TOA + MDF = méthode IMPACT (adapté de [ECMWF](#)).

Les capteurs de type IMPACT sont utilisés par les systèmes de réseaux européens "European Cooperation for Lightning Detection" (EUCLID), américain "National Lightning Detection Network" (NLDN), et mondial "Global Lightning Detection" (GLD360). La technique de la différence des temps

d'arrivée est employée par les réseaux continentaux ZEUS, "Lightning Detection System" (LDS), "Earth Networks Total Lightning Network" (ENTLN), "Arrival Time Difference network" (ATDnet), et mondial "World Wide Lightning Location Network" (WWLLN). On notera que le réseau GLD360 utilise une technique plus compliquée intégrant la prise en compte de la propagation des ondes sur de très longues distances.

Lightning Mapping Array

D'autres systèmes, comme les "Lightning Mapping Array" (*LMA*) (Rison *et al.* [69]), utilisant la méthode de différence de temps d'arrivée, fonctionnent dans la gamme *VHF* (60 - 66 MHz). Ils peuvent donc détecter les décharges intranuageuses liées aux précurseurs lors des premières phases de l'éclair, en plus du courant émis par l'éclair dans son intégralité. Plusieurs milliers de décharges peuvent être restituées par le LMA pour un même éclair. Thomas *et al.* [83] ont montré que les décharges associées aux parties négatives des précurseurs émettent davantage de rayonnement, et sont donc mieux détectées par le LMA, que les décharges associées aux parties positives du précurseur. Ainsi, le LMA permet d'identifier des zones de charge dans le nuage. En effet, les parties de l'éclair mal définies par le LMA correspondent aux parties positives du précurseur, et donc à une zone de nuage chargée négativement. A l'inverse, la partie de l'éclair bien identifiable par le LMA correspond à des précurseurs qui transportent des charges négatives dans une zone chargée positivement. La figure 26 montre un exemple de mesures LMA tiré de Thomas *et al.* [84]. Plus de 5000 sources ont été localisées. Le flash a duré deux secondes, et les précurseurs se sont propagés horizontalement sur une distance d'environ 40 km. Les couleurs indiquent la progression dans le temps, le début de l'éclair est en bleu et la fin en rouge. Enfin, les triangles indiquent les impacts au sol des arcs en retour détectés par le système NDLN. Le panneau supérieur montre l'altitude des sources en fonction du temps. Les trois impacts au sol et l'intensité des décharges négatives montrent que l'éclair est un *CG* descendant négatif (figure 13(a)) qui comporte plusieurs arcs en retour successifs.

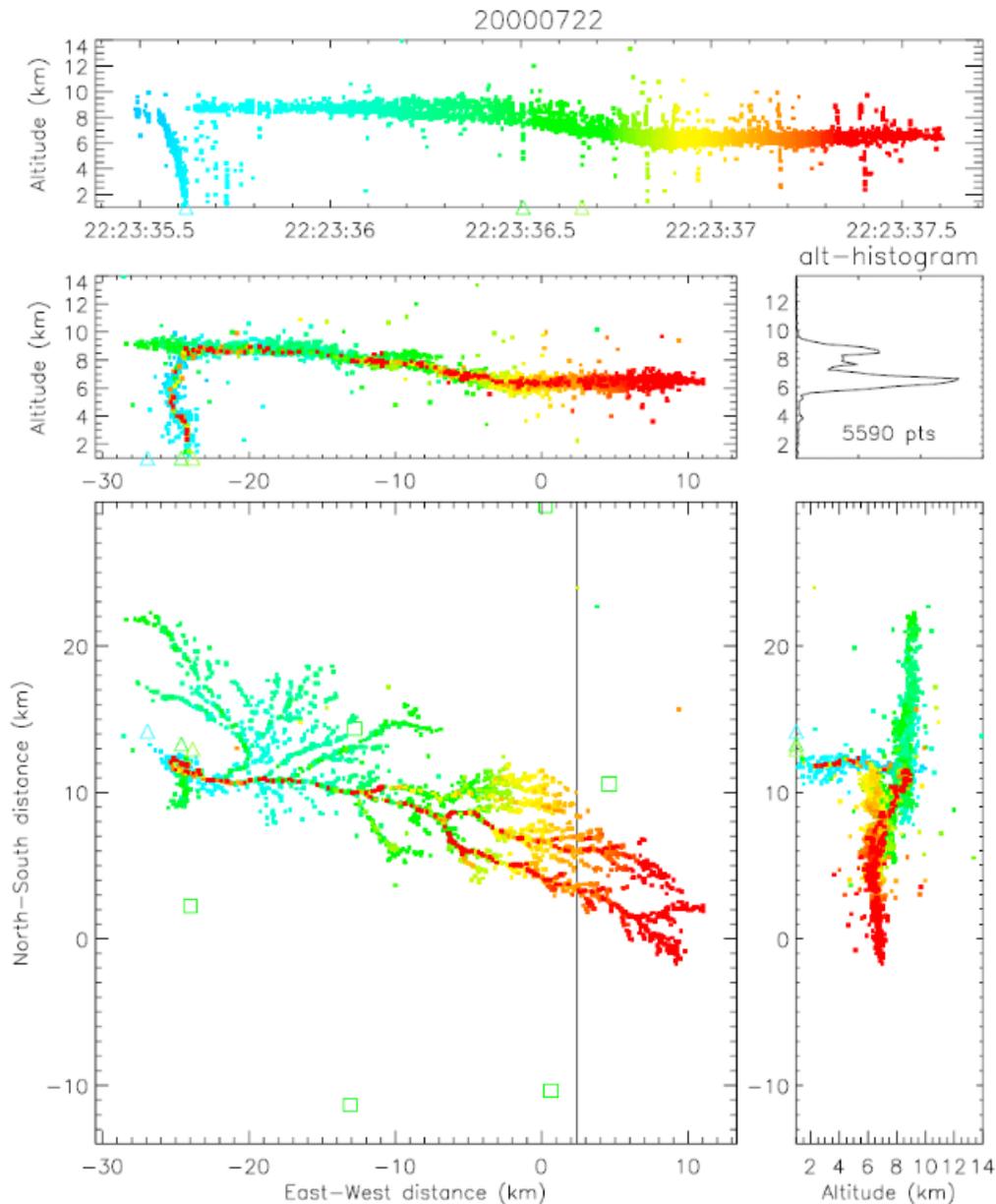


FIGURE 26 – Observation en 3D des différents canaux ionisés dans un éclair nuage-sol CG descendant négatif (figure 13(a)) par un réseau de localisation des éclairs LMA en VHF (60 - 66 MHz) qui utilise la méthode de différence de temps d'arrivée, le 22 Juillet 2000 à la frontière entre les régions du Kansas et du Colorado. Les couleurs indiquent la progression temporelle, le début de l'éclair est en bleu et la fin en rouge. Les impacts au sol des arcs en retour détectés par le réseau de localisation "National Lightning Detection Network" NDLN sont indiqués par des triangles dans le même code de couleurs. Les carrés indiquent l'emplacement des stations de mesure. (source : Thomas *et al.* [84].)

1.2.2.3 Combinaison des mesures optiques et électromagnétiques

Le satellite FORTE a été lancé en 1997 (Kirkland *et al.* [38]), Suszcynsky *et al.* [80]). Il est composé de trois capteurs radio-fréquences *RF* (allant de 26 à 300 MHz) et d'une photodiode à large bande

capable de mesurer le rayonnement optique dans le visible et le proche IR de 400 nm à 1100 nm. La figure 27 représente les intensités des signaux optique (traits pointillés) et radio-fréquence (RF, trait plein) de l'arc en retour principal d'un arc détecté par les instruments embarqués à bord du satellite FORTE, en fonction du temps. Le milieu n'est pas dispersif pour le signal électrique alors qu'il l'est pour le signal optique. D'après Rakov [66], la durée à mi-hauteur typique de l'arc en retour associé à un éclair nuage-sol descendant négatif est de 70-80 μs , et le temps de montée (entre 10 % et 90 % du maximum) de 5 μs . Le retard observé entre les impulsions RF et optiques ainsi que l'élargissement du signal optique, sont caractéristiques de la diffusion des éclairs par les nuages, qui dépend de la microphysique du nuage, de la densité du nuage, ou encore de la position et de la forme de l'éclair (cf. section 1.3.2).

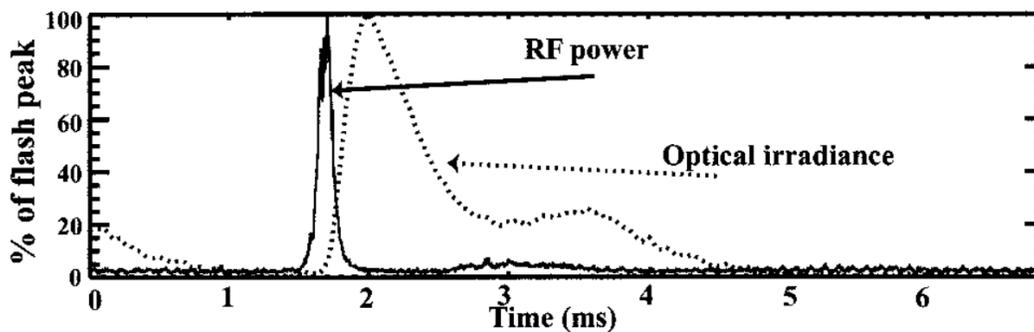


FIGURE 27 – Exemple de signal optique et radio-fréquence de l'arc en retour principal d'un éclair enregistré par le satellite FORTE (source : Light *et al.* [45]).

Thomas *et al.* [82] ont observé un nuage d'orage à Oklahoma (Etats-Unis) à la fois par un réseau de détection au sol de type Lightning Mapping Array (LMA), qui donne la structure 3D de l'éclair à l'intérieur du nuage, et par l'instrument optique LIS sur le satellite TRMM. L'ensemble des signaux optiques détectés par TRMM-LIS avait un signal électrique associé. En revanche, une partie des signaux électriques détectés par le LMA (20 sur 128) n'avait pas de correspondance avec des signaux optiques. Les signaux optiques non détectés par le satellite correspondaient à des décharges situées à basse altitude, là où l'épaisseur optique entre l'éclair et le sommet du nuage est importante. Cela montre que la lumière émise par les éclairs est principalement visible lorsque les décharges ont lieu au sommet du nuage. De même, les comparaisons de Erdmann *et al.* [27] entre les observations optiques de l'instrument spatial LIS à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS) et des mesures LMA en Corse, ont donné les mêmes conclusions. Erdmann *et al.* [27] ont aussi montré que depuis l'espace, les éclairs intranuageux IC sont mieux détectés que les éclairs nuage-sol CG situés plus bas dans le nuage.

1.3 Simulations

1.3.1 Le système de modélisation atmosphérique Méso-NH

Le modèle Méso-NH est un modèle mésoéchelle non-hydrostatique qui a été développé conjointement par le CNRM et le Laboratoire d'Aérodynamique (Lafore *et al.* [42]), qui permet de simuler le développement de nuages convectifs à haute résolution (Stein *et al.* [79]). Il existe d'autres systèmes de modélisation atmosphérique comme le modèle "Colorado State University Regional Atmospheric Modeling System" RAMS-CSU (Flatau *et al.* [30]), mais qui ne possède pas de schéma d'électrification des nuages d'orage ni de propagation des éclairs comme Méso-NH (module CELLS, Barthe et Pinty [4]) ou encore le modèle "Weather Research and Forecasting" WRF du "National Severe Storms Laboratory" (NSSL) (Fierro *et al.* [29]). Dans cette partie, nous nous limiterons à une description générale du schéma microphysique de Méso-NH, dont les sorties ont été utilisées pour nos simulations.

Schéma microphysique

Le schéma microphysique est un schéma à phase mixte (Pinty et Jabouille [61]), qui prend en compte trois espèces de particules glacées (glace primaire, neige, grésil), deux types de particules de phase liquide (eau nuageuse, pluie), ainsi que la vapeur d'eau. Pour les processus chauds (sans phase glace), il est couplé au schéma de Kessler [36]. Les concentrations totales en nombre N_d des gouttelettes nuageuses et de la glace primaire sont générées par le modèle, et exprimées par l'équation (1.6) (Caniaux [14]), pour les gouttes de pluie, le grésil, et la neige. Les rapports de mélange sont donnés pour chaque espèce microphysique.

$$N_d = \frac{C\lambda^x}{2} \quad (1.6)$$

où λ est le paramètre de pente qui intervient dans l'expression de la distribution en taille des particules (1.7), C et x des constantes déduites des observations. Dans le cas des graupels, on a $C=5 \times 10^5$ et $x = -0,5$ avec N_d en m^{-3} et λ en m^{-1} .

Dans le système de modélisation atmosphérique Meso-NH, tout comme dans le modèle RAMS-CSU, la distribution en taille suit une distribution gamma généralisée. La concentration en nombre

de particules $n(r)$ (en m^{-4}) à chaque rayon r en m, s'écrit :

$$n(r) = N_t \frac{c}{\Gamma(\nu)} \lambda_r^{c\nu} r^{c\nu-1} \exp(-(\lambda_r r)^c) \quad (1.7)$$

avec N_t la concentration totale (en m^{-3}), ν et c les paramètres de forme, Γ la fonction gamma.

Le paramètre de pente λ_r dépend de N_t , mais aussi du contenu en eau LWC (ou en glace IWC en $kg \cdot m^{-3}$), de la fonction $G(\beta)$ définie par $G(\beta) = \Gamma(\nu + \frac{\beta}{c})/\Gamma(\nu)$, et des coefficients α et β de la loi de puissance liant la masse des hydrométéores à leur dimension.

$$\lambda_r = 2 \left[\alpha N_t \frac{G(\beta)}{LWC} \right]^{\frac{1}{\beta}} \quad (1.8)$$

Dans ce modèle, on suppose que la masse et le diamètre des particules sont liés par une simple loi de puissance :

$$m(D) = \alpha D^\beta \quad (1.9)$$

Le paramètre de pente λ_r est souvent exprimé en fonction du rayon effectif R_{eff} des particules, ce qui permet de relier leur taille au contenu en eau ou en glace plus couramment mesuré, par l'intermédiaire d'une variance effective ν_{eff} . Les rayons effectifs R_{eff} et les variances effectives ν_{eff} sont définis par :

$$R_{eff} = \frac{\int_0^\infty r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty r^2 n(r) dr} \quad \text{et} \quad \nu_{eff} = \frac{\int_0^\infty (r - R_{eff})^2 r^2 n(r) dr}{R_{eff} \int_0^\infty r^2 n(r) dr} \quad (1.10)$$

Dans le cas d'une loi gamma généralisée, on a :

$$\lambda_r = \frac{1}{R_{eff} \nu_{eff}} \quad \text{avec} \quad \nu_{eff} = \frac{\Gamma(\nu + \frac{2}{c})}{\Gamma(\nu + \frac{3}{c})} \quad (1.11)$$

On retrouve alors l'expression de la distribution en taille définie par Hansen [32] :

$$n(r) = N_t r^{(1-3\nu_{eff})/\nu_{eff}} e^{-[r/(R_{eff}\nu_{eff})]} \quad (1.12)$$

La figure 28 montre les distributions en taille des gouttelettes d'eau (normalisées) lorsque la valeur de la variance effective ν_{eff} est constante et que le rayon effectif R_{eff} varie. Au fur et à mesure que R_{eff} augmente, la distribution devient plus large. Les coefficients α et β , propres à chaque type

d'espèce microphysique, modifient le paramètre de pente λ_r (équation (1.8)) qui est inversement proportionnel au rayon effectif (équation (1.11)). Ainsi, une diminution de α et une augmentation de β entraînent un élargissement de la distribution en taille.

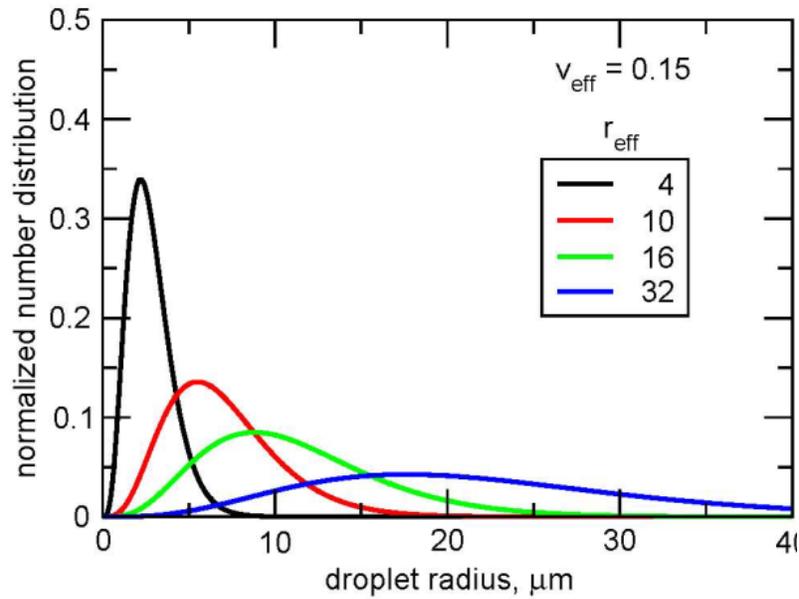


FIGURE 28 – Distributions gamma généralisées montrant l’effet du paramètre R_{eff} pour un v_{eff} donné (adapté de Arduini *et al.* [1]).

La figure 29 donne cette fois les distributions en taille lorsque R_{eff} est fixé et que v_{eff} varie. L’augmentation de la variance effective v_{eff} déplace le pic de la distribution vers les petites particules, ce qui augmente le nombre relatif de petites particules, et la largeur globale de la distribution.

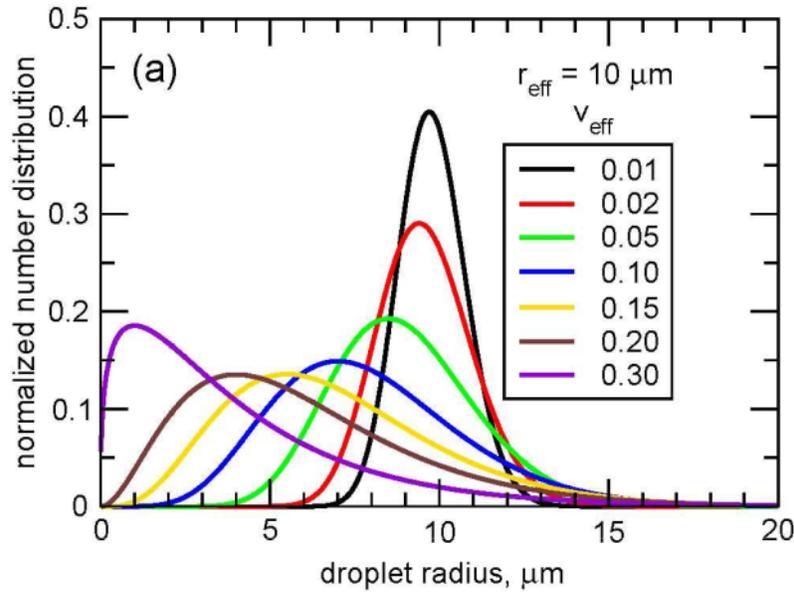


FIGURE 29 – Distributions gamma généralisées des gouttelettes d’eau montrant l’effet du paramètre v_{eff} pour un R_{eff} donné (adapté de Arduini *et al.* [1]).

On notera qu’il peut exister des différences importantes de distributions en taille selon les modèles, comme le montrent les tableaux 1 et 2 dans le cas des graupels et des gouttelettes. En effet, dans le modèle RAMS-CSU, les graupels ont une variance effective $v_{eff} = 0,2$ et $v_{eff} = 1/3$ dans Méso-NH. De même les coefficients α et β , qui caractérisent la loi masse-diamètre, sont très différents (surtout concernant α) pointant des hypothèses distincts notamment quant à leur densité. En ce qui concerne les gouttelettes nuageuses, les distributions en taille sont beaucoup plus larges et les particules plus petites dans Méso-NH que dans le modèle RAMS-CSU ($v_{eff} \approx 0,9$ contre $v_{eff} = 0,25$). Dans la suite de ce manuscrit nous utiliserons principalement les valeurs du modèle Meso-NH pour caractériser les distributions en taille des différents hydrométéores présents dans les nuages d’orage. Il pourrait cependant être intéressant de modifier ces coefficients en s’inspirant par exemple des résultats de mesures microphysiques in situ afin d’en étudier l’effet sur les mesures photométriques en présence d’éclairs.

TABLE 1 – Valeurs des coefficients de la loi masse diamètre α et β , des paramètres de forme ν et c , et de la variance effective v_{eff} dans le cas des gouttelettes nuageuses et des graupels dans Méso-NH (Walko *et al.* [91], Locatelli et Hobbs [47]).

Méso-NH					
Hydrométéores	α	β	ν	c	v_{eff}
Gouttelettes	524	3	1	3	0.90
Graupels	19,6	2,8	1	1	1/3

TABLE 2 – Idem tableau 1 pour le modèle RAMS-CSU.

RAMS-CSU					
Hydrométéores	α	β	ν	c	v_{eff}
Gouttelettes	524	3	2	1	0.25
Graupels	157	3	3	1	0.2

Formation et croissance des hydrométéores

La figure 11 (*cf. section 1.1.1.3*) explique d'une manière générale comment les hydrométéores se forment et se développent dans les nuages d'orage. Le schéma de la figure 30 explique plus en détails les processus microphysiques mis en jeu pour chaque espèce microphysique dans Méso-NH.

Les gouttelettes nuageuses se forment et se développent principalement par condensation de la vapeur d'eau (CND) ou sont forcées de s'évaporer instantanément (EVA) en fonction de la teneur en vapeur d'eau dans le nuage. Ensuite, des processus d'autoconversion (AUT), c'est-à-dire de collection des gouttelettes nuageuses entre elles, et d'accrétion (ACT) entre les gouttelettes nuageuses et les gouttes de pluie qui va accélérer leur croissance jusqu'à précipiter. Ces dernières peuvent par la suite s'évaporer en rencontrant un air plus sec sous la base du nuage.

Les cristaux de glace sont principalement initiés par nucléation hétérogène (HEN) mais peuvent se former aussi par nucléation homogène (HON) à partir de gouttes d'eau surfondues lorsque la température devient inférieure à -35°C . Les cristaux de glace grossissent par effet Bergeron (BER) ou par déposition de vapeur (DEP).

La neige apparaît grâce à l'autoconversion (AUT) des cristaux de glace, et se développe par givrage de gouttelettes nuageuses (RIM), par dépôt de vapeur (DEP), accrétion des gouttes de pluie (ACC) ou par agrégation des cristaux de glace (AGG).

Enfin, les graupels qui ne sont pas différenciés du grésil dans Méso-NH, naissent de la congélation des gouttes de pluie qui entrent en contact avec des cristaux de glace (cas du grésil, CFR), et proviennent du givrage de la neige à leur surface (cas des graupels, RIM). Les graupels se développent par accrétion, et collectent l'eau condensée d'une manière très efficace. La température

de surface des graupels T_s est généralement supérieure à la température de l'environnement due à la libération de chaleur latente de l'eau liquide lors de sa solidification. À l'équilibre, cet excès de température est compensé par le chauffage convectif de l'air ambiant. Tant que T_s reste inférieure à une température seuil paramétrée T_t , toutes les gouttelettes et gouttes de pluie collectées peuvent geler, ce qui correspond au mode de croissance (DRY). Dès que $T_s > T_t$, un mince film liquide persiste à la surface des graupels et toute nouvelle condensation liquide âcretée est évacuée. Les graupels continuent à grossir selon un mode de croissance *WET* et se transforment en grêle.

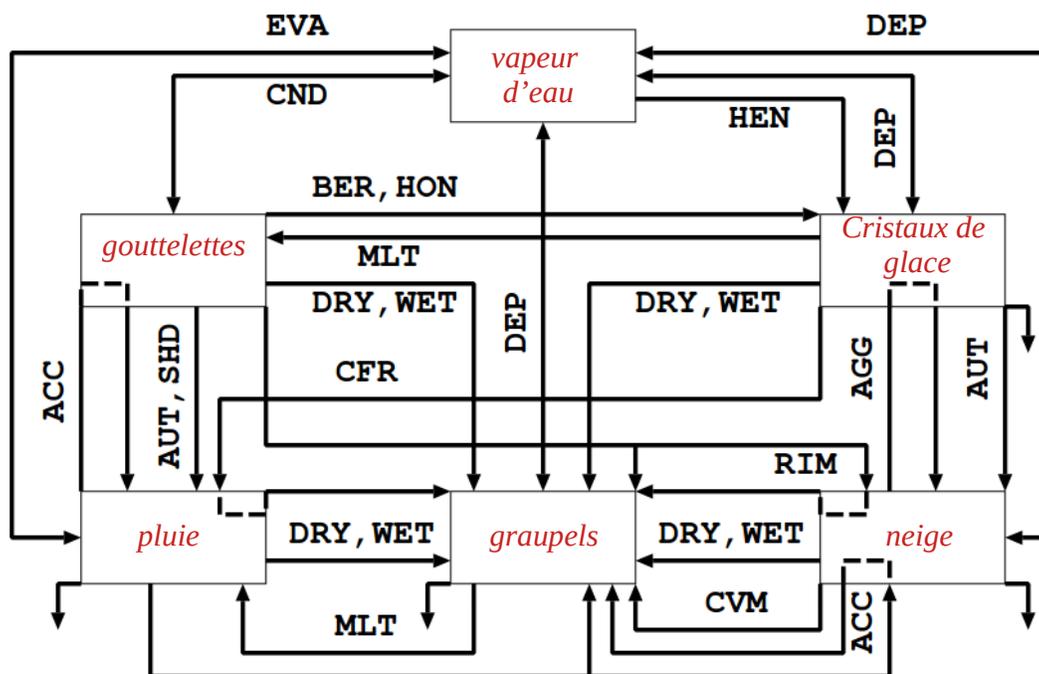


FIGURE 30 – Diagramme des processus microphysiques mis en jeu dans Méso-NH (adapté de *The Meso-NH Atmospheric Simulation System: Scientific Documentation Part III: Physics*)

1.3.2 Simulation des signaux optiques émis par les éclairs dans les précédentes études

La diffusion de la lumière des éclairs par les nuages a été étudiée dans différentes études grâce à des codes de transfert radiatif qui utilisent la méthode de Monte-Carlo pour résoudre l'équation de transfert radiatif (*cf. section 2.1.1*), sauf par Koshak *et al.* [40] qui utilisent un modèle basé sur l'équation générale de transport de particules de Boltzmann (*cf. section 2.3*). Dans ces études, l'éclair a été représenté par une source ponctuelle, mais aussi verticale ([40], Luque *et al.* [48]) ou encore horizontale (Luque *et al.* [48]) se propageant à une certaine vitesse (Koshak *et al.* [40]), et dont la puissance varie dans le temps (Light *et al.* [46]). Les nuages considérés sont homogènes et constitués de gouttelettes d'eau mais aussi de particules de glace sphériques par Thomson et Krider [85] et

Luque *et al.* [48]. Les particules nuageuses sont sphériques et peuvent être de taille constante (Thomson et Krider [85], Koshak *et al.* [40], Luque *et al.* [48]) ou suivre une distribution gaussienne (Light *et al.* [45]). Le nuage est souvent représenté par des formes géométriques simples (cubes, rectangles, cylindres, nuages plan, sphères) ou d'une manière plus réaliste par une combinaison de ces formes (Luque *et al.* [48], Peterson [57]). La longueur d'onde du rayonnement émis par l'éclair se situe dans le proche infrarouge IR (777 nm dans Koshak *et al.* [40], Light *et al.* [46] et Luque *et al.* [48], et 850 nm dans Thomson et Krider [85] et Peterson [57]), dans le visible (450 nm) dans Thomson et Krider [85]) ou dans le proche ultraviolet UV (337 nm) dans Luque *et al.* [48]). Les résultats des simulations sont représentés en imagerie (Light *et al.* [46], Luque *et al.* [48]) ou par des formes d'ondes (Koshak *et al.* [40], Light *et al.* [46], Luque *et al.* [48]) ou simplement par un pourcentage du nombre de photons émis depuis la source (Thomson et Krider [85]). Les principaux résultats de ces études sont résumés dans cette partie. On notera que Brunner et Bitzer [10] ont aussi étudié la sensibilité de la diffusion de la lumière des éclairs à la microphysique d'un nuage d'orage réaliste décrit par Skamarock *et al.* [77], à $\lambda = 777$ nm. Cependant, le calcul des propriétés optiques a été simplifié en considérant les particules d'eau et de glace comme étant sphériques, ce qui n'est pas réaliste. De plus, l'absorption par les particules nuageuses a été considérée comme constante quels que soient le type et la taille des particules, ce qui est éloigné de la réalité dans le proche IR (*cf. section 3.2.3.2 et 3.2.3.3*). Les résultats de l'étude menée par Brunner et Bitzer [10] ne seront pas discutés ici.

Dans les études menées par Thomson et Krider [85], Koshak *et al.* [40], et Light *et al.* [46], l'effet de la profondeur de la source a été étudié en considérant l'éclair comme une source ponctuelle. Quand la source s'enfonce dans le nuage, l'absorption par les particules nuageuses augmente car la lumière est diffusée un plus grand nombre de fois par le nuage. Ainsi, les photons auront besoin de plus de temps pour sortir du nuage et être détectés. Lorsque le signal est observé par le dessus du nuage, cela se traduit en photométrie par un signal de plus faible amplitude, plus long, avec un temps de montée plus long. Les résultats des simulations de Light *et al.* [46] sont indiqués sur la figure 31. L'éclair est ici représenté par une source ponctuelle, et est placé dans un nuage d'eau sphérique. Les positions des sources, notées A à E, dans le nuage sont représentées dans le cercle en haut à droite. Les photons pris en compte sont ceux qui atteignent la partie supérieure du nuage donnée par le cône de 45° en traits pointillés. Nos simulations ont été comparées à ce cas d'étude dont les résultats sont discutés

en détail dans le chapitre 2 (cf. section 2.3).

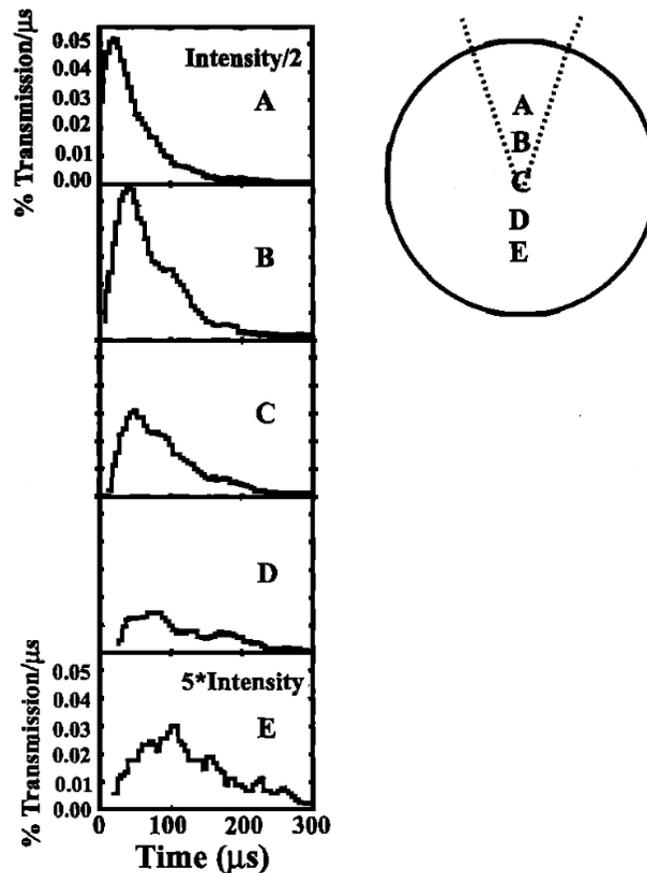


FIGURE 31 – Variation du signal détecté au dessus du nuage en fonction de la position de la source dans un nuage d'eau sphérique de 6.4 km de diamètre, avec une épaisseur optique $\tau = 400$ (adapté de Light *et al.* [46], cf. section 2.3 pour une description plus détaillée de ce cas d'étude).

Dans Light *et al.* [46], la forme des nuages a aussi été modifiée et son effet étudié pour différents angles d'observations. La lumière émise par les éclairs s'échappe préférentiellement par les bords du nuage où l'épaisseur optique est la plus faible. Ainsi, dans le cas où l'éclair est placé au centre d'une sphère homogène, le signal détecté ne varie pas en fonction de la direction d'observation car le nuage sphérique est axisymétrique, ce qui signifie que l'épaisseur optique entre la position de la source et l'extrémité du nuage est la même dans toutes les directions. On retrouve les mêmes tendances pour un nuage cubique, car l'épaisseur optique entre les bords du nuage et la source varie peu. En revanche, dans le cas d'un nuage plus allongé comme un cylindre vertical (deux fois plus haut que large), l'épaisseur optique entre la source et le sommet du nuage τ est plus forte que l'épaisseur optique latérale τ_s entre la source et les côtés du nuage. Ainsi, le signal détecté aux limbes est plus intense qu'au nadir. A l'inverse, dans le cas d'un nuage plan, $\tau < \tau_s$ le signal est plus intense au nadir. La figure 32 donne les résultats obtenus en imagerie, lorsque les photons sortant par le

sommet du nuage sont observés.

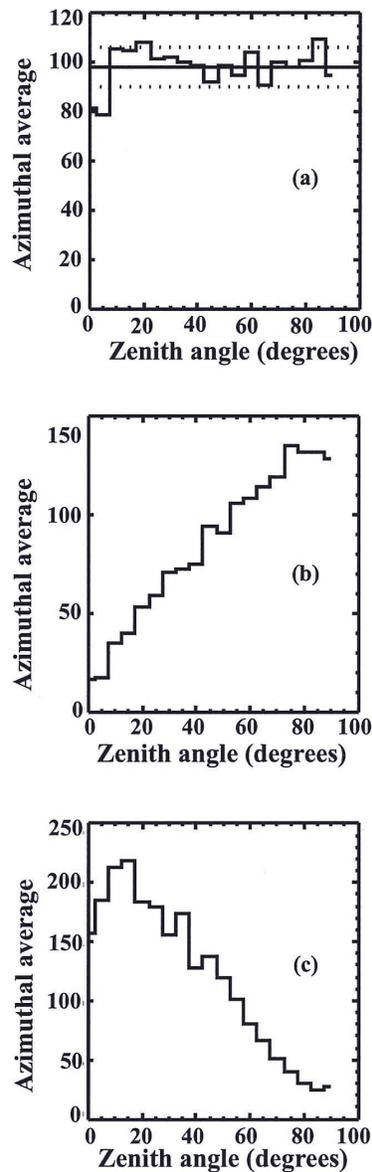


FIGURE 32 – Distribution spatiale des photons s'échappant par le sommet d'un nuage en fonction de l'angle zénithal de ces derniers une fois sortis. Cet angle vaut 0° lorsque les photons s'échappent par le centre du sommet du nuage, et tend vers 90° lorsqu'ils s'échappent par un bord du sommet. En considérant un nuage cubique (a), cylindrique vertical deux fois plus haut que large (b), et plan infini (c). La source éclair ponctuelle est positionnée au centre des nuages. Les résultats, exprimés en pourcentage, ont été moyennés selon les angles azimutaux des photons et divisés par le nombre de photons détectés dans le cas où il n'y a pas de nuage (source : Light *et al.* [46]).

Les simulations obtenues en photométrie sont indiquées sur la figure 33. Pour ses simulations les auteurs ont considéré une épaisseur optique des nuages τ_c égale à 100, et ont pris en compte l'ensemble des photons s'échappant du nuage. On peut noter que les formes d'ondes obtenues avec les nuages cubiques et cylindriques sont quasiment identiques et assez proches de celles provenant

d'un nuage sphérique. La forme d'onde issue du nuage plan infini est plus atténuée et beaucoup plus étalée dans le temps car les photons mettent plus de temps pour sortir du nuage. Les mêmes tendances sont observées en photométrie lorsque la puissance de l'éclair varie en fonction du temps, mais les différences de formes d'ondes liées à la forme du nuage sont moins marquées. L'effet de la forme des nuages a aussi été discuté par Thomson et Krider [85] pour des nuages de type sphérique, cubique, et cylindrique, et par Koshak *et al.* [40] qui ont fait varier la largeur des nuages rectangulaires.

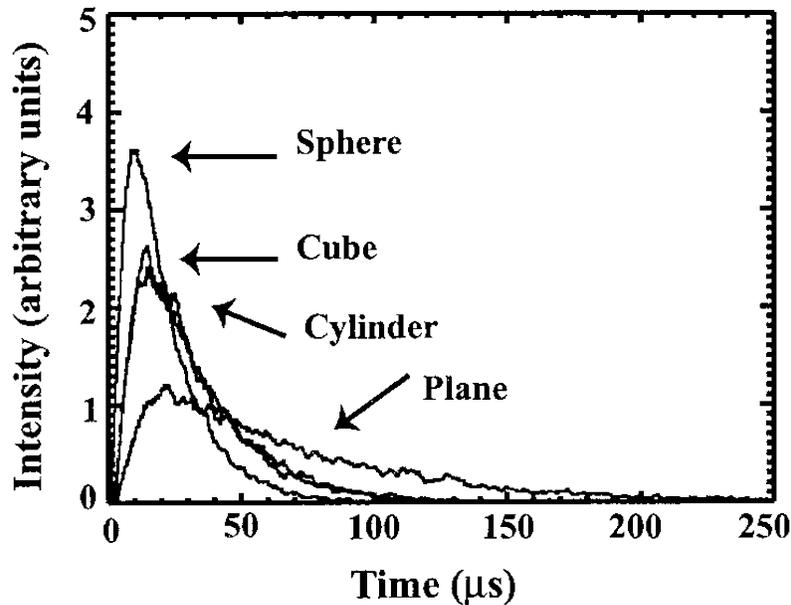


FIGURE 33 – Formes d'ondes provenant d'une source éclair ponctuelle placée au centre de nuages de type sphérique, cubique, cylindrique vertical, et plan infini. L'épaisseur optique τ_c des nuages vaut 100. L'ensemble des photons sortant de tous les côtés du nuage sont considérés (source : Light *et al.* [46]).

L'effet de la vitesse de propagation de l'éclair a été étudié par Koshak *et al.* [40], celle-ci étant fixée à 10^7 m.s^{-1} . La figure 34, provenant de Koshak *et al.* [40], donne l'intensité du signal en fonction du temps quand l'éclair se propage vers le haut (tirets), et vers le bas (traits pleins) lorsque le signal est détecté au sommet du nuage. Lorsque la vitesse de propagation de l'éclair n'est pas prise en compte, les maximums des signaux provenant des parties basses de l'éclair sont détectés plus tardivement car le signal émis est plus éloigné du détecteur et subira plus d'interactions avec les particules nuageuses, comme le montre la figure 31 issue de Light *et al.* [46]. Lorsque l'éclair se propage à une vitesse finie vers le bas, cet effet est accentué car les contributions provenant du bas de l'éclair sont d'autant plus retardées. A l'inverse, quand l'éclair se propage vers le haut, les maximums des signaux provenant des différentes parties de l'éclair se rapprochent dans le temps et peuvent se combiner car les contributions des parties basses de l'éclair, émises plus tôt sont détectées plus tôt que celles

émises au sommet de l'éclair. Ainsi, pour une même vitesse de propagation, l'amplitude de la forme d'onde est plus importante quand l'éclair se propage vers le haut que lorsque celui-ci se propage vers le bas lorsque le rayonnement est observé depuis le dessus du nuage. D'une manière plus générale, d'après cette étude, on s'attend à ce que le signal soit plus amplifié lorsque la direction de propagation de l'éclair se rapproche de la direction d'observation.

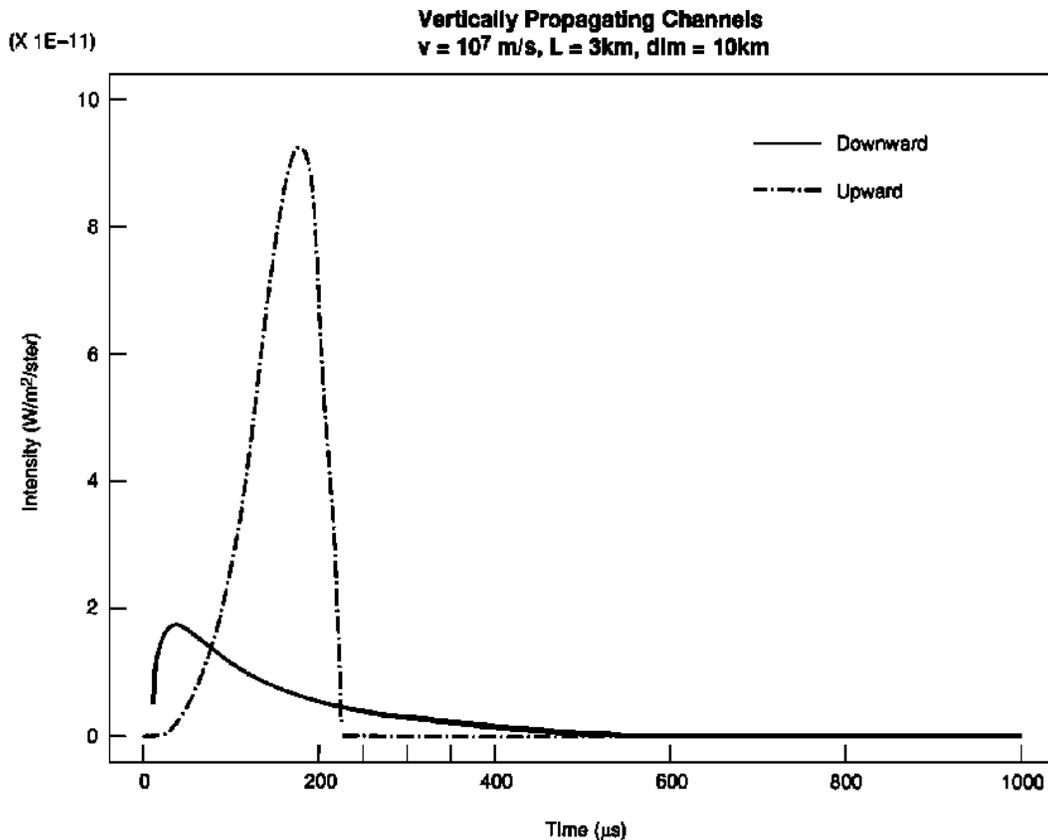


FIGURE 34 – Luminance (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$) détectée en fonction du temps au sommet d'un nuage cubique lorsqu'un éclair de 3 km de haut se propage à $10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ vers le haut (tirets) et vers le bas (traits pleins) (source : Koshak *et al.* [40]).

L'effet de la diffusion par les molécules dans le proche UV à $\lambda = 337 \text{ nm}$ a été étudié par Luque *et al.* [48] en imagerie, comme le montre la figure 35. Les molécules, dont l'épaisseur optique est importante dans le proche UV, diffusent la lumière latéralement (*cf. section 3.2.3.1*). Cela se traduit par une augmentation de l'intensité du signal à l'extérieur du nuage d'environ deux ordres de grandeur.

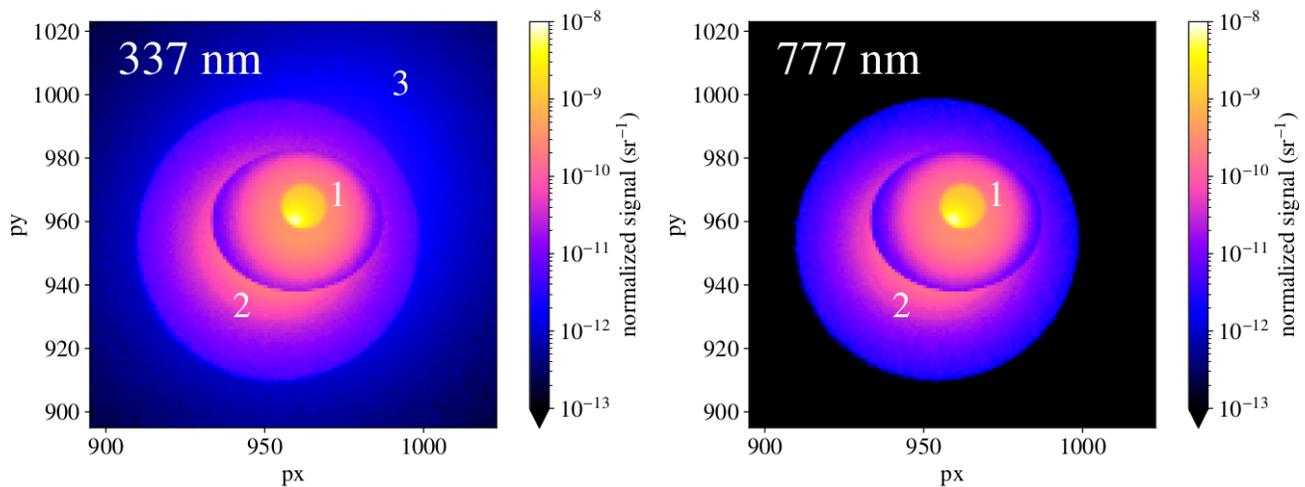


FIGURE 35 – Simulations des images détectées par une caméra à 337 et 777 nm. Les émissions provenant des parties supérieures du nuage (1), inférieures (2), et de l’extérieur du nuage (3) peuvent être distinguées (source : Luque *et al.* [48]).

L’impact de la taille des particules nuageuses a été étudié pour des gouttelettes d’eau dans Thomson et Krider [85] et Luque *et al.* [48], et pour des particules de glace sphériques dans Thomson et Krider [85] et ceci à différentes longueurs d’onde. Tout d’abord, l’absorption par les gouttelettes augmente avec la taille des particules. De plus, le rayonnement est plus absorbé par les gouttelettes nuageuses dans le proche IR à $\lambda = 777$ nm plutôt que dans le proche UV à $\lambda = 337$ nm (Luque *et al.* [48]). De plus, cette absorption est aussi plus forte dans le proche IR à $\lambda = 870$ nm plutôt que dans le visible à 450 nm. Ces différences d’absorption entre 870 nm et 450 nm sont accentuées lorsque l’on considère des particules sphériques non plus d’eau liquide mais constituées de glace. Ces différences ont été étudiées uniquement dans des nuages homogènes composés de particules de rayon constant et inférieur à $20 \mu\text{m}$. En imagerie, pour une même épaisseur optique de nuage, lorsque la taille des particules augmente, cela se traduit par une zone éclairée par l’éclair moins grande (Luque *et al.* [48]). En effet, les photons sont alors absorbés plus rapidement par les particules nuageuses et parcourent une moins grande distance autour de la source.

Peterson [57] a représenté la forme des nuages d’une manière plus réaliste, comme le montre la figure 36a, en se basant sur les observations des imageurs d’éclairs GLM et LIS. Ces deux instruments ont en effet montré que les scènes nuageuses complexes sont composées de multiples éléments convectifs élevés, de nuages d’enclume et de couches nuageuses chaudes à leur base (Peterson *et al.* [58]). En comparant cette représentation à des formes de nuages plus simples, les effets

d'hétérogénéité liés à la forme du nuage peuvent être mieux appréhendés. Les simulations sont représentées en imagerie par une caméra qui est centrée au-dessus de la source. Les figures 36b, 36c, et 36d donnent les luminances des différents pixels en fonction de leur position dans une direction (Ox), selon la forme du nuage et lorsque la source est placée au niveau du sol. Le pixel présentant le plus fort éclairage est utilisé pour normaliser les signaux afin de pouvoir comparer les luminances provenant des différents nuages. Sur la figure 36b, l'épaisseur optique du nuage τ_c est faible et vaut 160, et l'albédo de surface A est égal à 0 ce qui signifie que le sol ne réfléchit pas le rayonnement. Sur la figure 36c, l'albédo de surface est toujours nul mais l'épaisseur optique du nuage est plus importante et vaut 320. Enfin sur la figure 36d, $\tau_c = 320$ et $A = 0,2$. La courbe noire correspond au cas d'un nuage plan, la courbe bleue à un nuage cylindrique vertical, la courbe de couleur cyan au même cylindre surmonté d'une base plus large, la courbe rouge au cylindre lorsqu'il est situé en dessous d'une enclume, et la courbe grise au cas complet comprenant la base, le cylindre, et l'enclume.

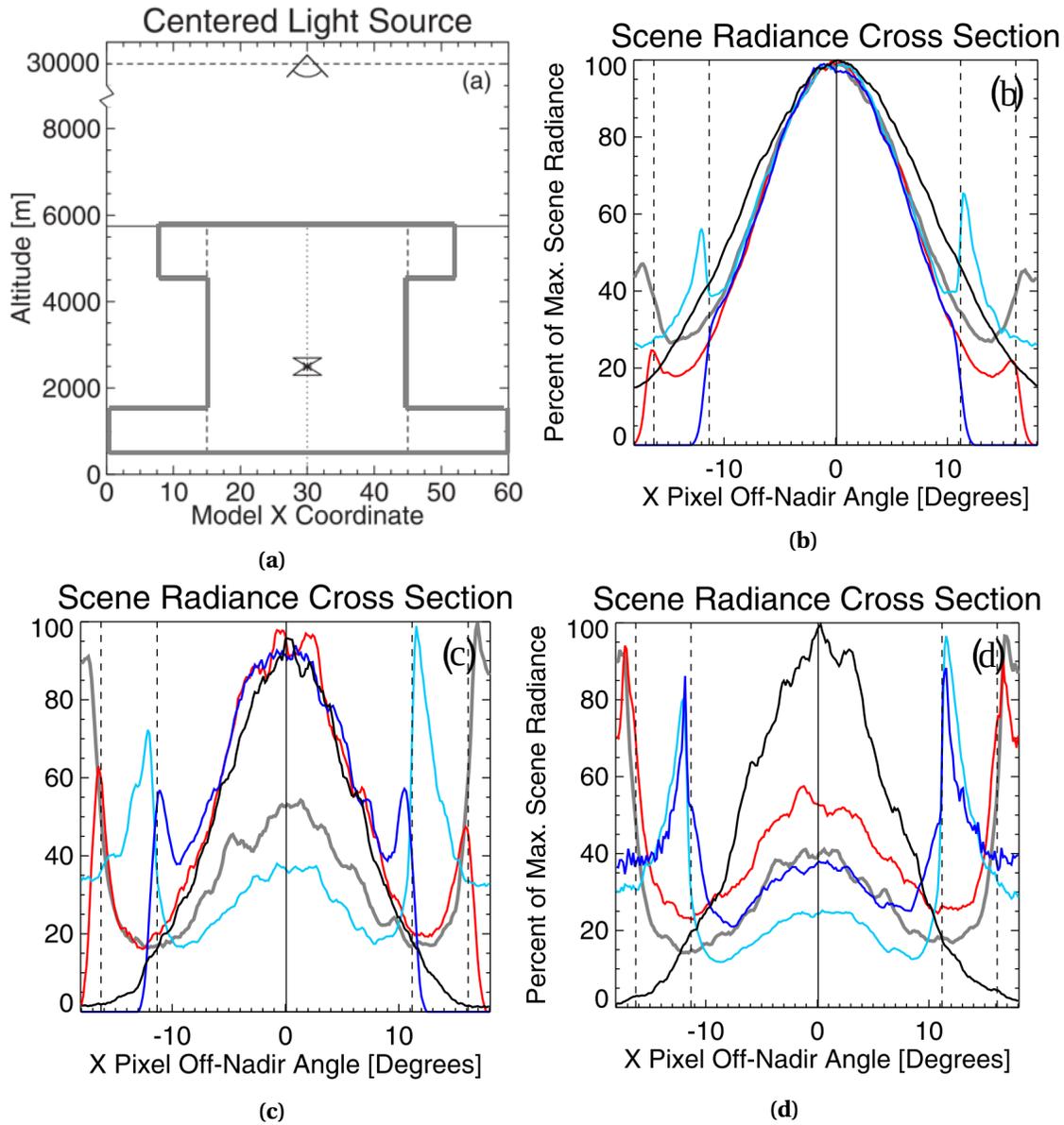


FIGURE 36 – (a) : Représentation schématique du nuage complet en gris qui est constitué d’une base, d’un cylindre vertical et d’une enclume. (b) : Eclairage du nuage en fonction de la position des pixels lorsque $\tau_c = 160$ et $A = 0$ (A étant l’albédo de surface), dans le cas où le nuage est plan (courbe noire), représenté par un cylindre vertical (courbe bleu), représenté par base + cylindre (courbe de couleur cyan), par cylindre + anvil (courbe rouge), et par base + cylindre + anvil (courbe grise). (c) : Même représentation lorsque $\tau_c = 320$ et $A = 0$. (d) : Même figure avec $\tau_c = 320$ et $A = 0,2$. La direction au nadir est indiquée par le trait plein vertical, et les bords de l’enclume par les traits pointillés sur les profils d’éclairage et sur la figure 36a (adapté de Peterson [57]).

Dans le cas où l’épaisseur optique est faible (figure 36b) les photons sont peu diffusés et ainsi, la lumière émise par l’éclair s’échappe principalement par le pixel situé entre le satellite et la source (trait plein vertical noir), quelle que soit la forme du nuage. Les profils de luminance détectés par la caméra peuvent être alors approchés par des fonctions gaussiennes (comme cela a été observé par Farges et Blanc [28] avec l’expérience LSO à bord de l’ISS). En revanche, lorsque l’épaisseur optique

du nuage augmente, les photons sont plus diffusés et s'échappent préférentiellement là où l'épaisseur optique du nuage est la plus faible. Ces zones de faible épaisseur optique se trouvent au niveau des bords de la base du nuage, comme le montre la figure 36a. Ainsi, lorsque le nuage est constitué d'une base et d'un cylindre, les pixels les plus lumineux sont ceux situés sur les bords du cylindre (entre les traits pointillés), comme le montre la courbe de couleur cyan de la figure 36c. Dans le cas où le nuage est composé d'une base, d'un cylindre, et d'une enclume (courbe grise sur la figure 36c), l'éclairement est maximal au-delà de l'enclume. Ces effets sont accentués lorsque l'albédo de surface augmente, car les photons atteignant le sol peuvent être réfléchis vers des zones d'épaisseur optique plus faible. Ainsi, la figure 36d montre qu'un simple nuage cylindrique (courbe bleue), présente des maximums de luminance plus importants là où l'épaisseur optique est nulle sur les côtés du cylindre. Cette étude a montré que les effets liés à l'hétérogénéité du nuage dépendent aussi de l'altitude de la source et de l'angle d'observation, qui offrent aux photons des nouvelles directions privilégiées pour atteindre le satellite. Ces conclusions montrent que les profils d'éclairement donnés par les caméras peuvent fournir une indication sur la forme des nuages convectifs.

Enfin, Luque *et al.* [48] a défini une expression mathématique qui permet de reproduire l'allure des formes d'onde photométriques sans avoir à utiliser de code de transfert radiatif. L'épaisseur optique entre la source éclair et le sommet du nuage est modifiable ainsi que les propriétés d'absorption et de diffusion des particules nuageuses. Cette expression mathématique n'est valable que dans une configuration bien particulière et simplifiée, et a été validée en la comparant aux simulations du code de transfert radiatif de Luque *et al.* [48]. L'éclair est défini par une source ponctuelle placée à une certaine hauteur dans un nuage homogène plan infini avec une certaine épaisseur optique, constitué de gouttelettes de taille fixe.

1.4 Problématique de la thèse

Ce chapitre nous a permis de mesurer l'état de nos connaissances, aussi bien d'un point de vue de la modélisation que de l'observation, concernant les phénomènes électriques atmosphériques et notamment celui des éclairs. Afin de bien comprendre ce phénomène il faut avant tout pouvoir l'observer de manière détaillée à l'instant où il se produit mais également en amont afin de définir le

milieu qui lui donne naissance.

Ainsi la forme mais aussi la composition microphysique (type et taille de particule) et la quantité d'eau des nuages d'orage peut être estimée à un instant donné via différents types de mesures, passives ou actives, depuis l'espace ou depuis le sol. L'information temporelle qui permet de caractériser la phase de développement de ces nuages, fondamentale pour comprendre l'origine et la formation du milieu qui donne naissance aux éclairs, peut également être obtenue grâce à des instruments en orbite géostationnaire tel que SEVIRI. Le phénomène électrique en lui-même est également caractérisé par l'intermédiaire de mesures électromagnétiques telles que les systèmes de détection basses fréquences LF/VLF, permettant une visualisation en "deux dimensions" de l'éclair. L'utilisation de mesures hautes fréquences VHF en réseaux permettent quant à elles d'obtenir une information en 3 dimensions des décharges liées aux précurseurs. D'autres instruments spatiaux ont également été utilisés pour caractériser la dimension « optique » des éclairs notamment pour estimer la puissance, la taille mais également la durée des éclairs (Peterson et Liu [59], Rudlosky *et al.* [72]). Ces mesures ont aussi permis de relier la luminosité des éclairs à des propriétés du nuage comme le contenu en eau (Rutledge et MacGorman [73]), ou encore à la présence ou non de zones convectives (Peterson *et al.* [60]).

Cependant, l'état de l'art dans la simulation des signaux optiques émis par les éclairs (*cf. section 1.3.2*) montre qu'il n'existe pas encore de code de transfert radiatif capable de convertir à la fois les propriétés microphysiques complexes des nuages d'orage en propriétés optiques, et de représenter la source éclair d'une manière réaliste. Les nombreuses observations ces dernières années ont montré que le signal optique détecté peut être très différent du signal émis à la source. Cette différence est sans aucun doute liée à l'interaction du signal optique émis par l'éclair avec les particules atmosphériques (nuage/aérosol ou molécule) lors de son trajet jusqu'à l'instrument de mesure. Cependant, les modèles de transfert radiatif qui simulent cette interaction ne permettent pas de rendre compte des mesures d'instruments optiques (*cf. section 1.2.2.1*) tels que ceux embarqués sur la mission ASIM notamment (Neubert *et al.* [52]), qui pour un même éclair détectent des signaux différents à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et $\lambda = 777 \text{ nm}$ (figure 23).

Dans la communauté de la télédétection, il existe des codes de référence qui permettent de

simuler les effets radiatifs de nuages hétérogènes dans une atmosphère tridimensionnelle, pour une source solaire ou thermique (Emde *et al.* [26]); le code 3DMCPOL (Cornet *et al.* [18]), développé en partie au LOA, en fait partie. L'introduction d'une modélisation d'une source éclair réaliste dans ces codes de transfert radiatif aiderait certainement à interpréter ces mesures optiques par l'intermédiaire plus réaliste du milieu nuageux (en termes de microphysique et de propriétés optiques) mais également du signal émis par l'éclair (durée de l'émission, vitesse de propagation et forme de la source). Cette thèse s'inscrit dans ce contexte. Le chapitre 2 explique tout d'abord comment une source éclair a été introduite dans 3DMCPOL. L'extension spatiale de la source éclair a été prise en compte, mais aussi la vitesse de propagation des charges électriques (Boyle et Orville [7], Rakov [65]), ou encore la variation temporelle du signal optique émis par l'éclair (Walker et Christian [90]). La propagation du signal optique depuis la source à travers le milieu nuageux qui peut être composé d'un mélange de molécules, aérosols ou particules nuageuses de type différent est simulée de manière précise par la méthode de Monte-Carlo.

Dans le chapitre 3, une étude de sensibilité aux caractéristiques de la source éclair ainsi qu'à la microphysique du nuage est réalisée. Nous avons choisi de simuler les formes d'ondes (signal temporel) détectées par les photomètres afin de nous démarquer des études plus récentes qui se sont plutôt intéressées aux observations par imagerie (Luque *et al.* [48], Peterson [57]). L'étude de sensibilité qui porte sur les caractéristiques de la source éclair a été réalisée dans un nuage d'eau homogène décrit par Light *et al.* [46]. La première caractéristique à laquelle nous nous sommes intéressés concerne la vitesse de propagation de la source (Boyle et Orville [7], Rakov [65]) afin de poursuivre l'étude de Koshak *et al.* [40] qui ont défini la vitesse de l'éclair comme constante et égale à 10^7 m.s^{-1} (figure 34). La seconde concerne la position de l'éclair dans le milieu nuageux, car le signal mesuré depuis l'espace est fortement dépendant de cette position comme l'ont montré Thomson et Krider [85], Koshak *et al.* [40], ou encore Light *et al.* [45] (figure 50). Dans notre étude, ces aspects ont été caractérisés sur un même éclair en faisant varier son extension verticale. Une dernière caractéristique étudiée, qui a également son importance dans l'interprétation de mesures temporelles est liée à la durée du signal éclair émis dans le nuage en ajustant l'équation de Light *et al.* [46] aux observations photométriques de Walker et Christian [90] (*cf. section 1.1.2.2*).

Une étude de sensibilité aux particules qui composent le nuage a également été menée. Deux

types de particules nuageuses ont été considérés; Tout d'abord en considérant des gouttelettes d'eau liquide afin de pouvoir se comparer aux études déjà existantes sur le sujet, mais en l'étendant aux graupels qui sont l'espèce microphysique la plus rencontrée par les éclairs lors de son initiation et de sa propagation (Ribaud *et al.* [68]). Luque *et al.* [48] ont montré que la diffusion par les molécules intensifie fortement les luminances mesurées en imagerie à $\lambda = 337$ nm par rapport à $\lambda = 777$ nm (figure 35). Ces deux longueurs d'ondes, qui sont observées par les instruments optiques de ASIM, ont été considérées dans notre étude. Ainsi la sensibilité des formes d'ondes calculées à ces deux longueurs d'ondes est étudiée en fonction des hydrométéores. Pour comprendre ces évolutions, les processus d'absorption et de diffusion des particules nuageuses et des molécules sont isolés. Enfin le chapitre 3 se termine sur une tentative d'interprétation des mesures temporelles à 337 et 777 nm issues d'un cas d'étude de la mission ASIM.

Chapitre 2 : Modélisation d'une source éclair dans le code 3DMCPOL

Le code de transfert radiatif "Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model" 3DMCPOL (Cornet *et al.* [18]) est largement utilisé dans la communauté de la télédétection comme expliqué à la fin du chapitre 1. Initialement développé pour une source solaire puis thermique, 3DMCPOL a été validé par intercomparaison avec d'autres codes 3D de référence (Emde *et al.* [26]), pour une source solaire. Le code 3DMCPOL permet de résoudre l'équation de transfert radiatif par la méthode de Monte-Carlo. La première partie de ce travail a consisté en partie à faire évoluer le code afin qu'il puisse prendre en compte une source éclair se trouvant dans le milieu diffusant c'est à dire le nuage.

2.1 Résolution de l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère tridimensionnelle

2.1.1 Equation de transfert radiatif

L'équation de transfert radiatif (2.1), issue de Marshak et Davis [50], permet de calculer la variation de luminance ∇L dans la direction $\mathbf{\Omega} = (\theta, \varphi)$ de la position \mathbf{x} à $\mathbf{x} + \mathbf{\Omega} \cdot \delta s$ avec la distance $\delta s \rightarrow 0$. La luminance correspond à la puissance émise ou diffusée par un corps dans une certaine direction par unité de surface et d'angle solide (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$). On a :

$$\mathbf{\Omega} \cdot \nabla L = -\sigma_e(\mathbf{x})L(\mathbf{x}, \mathbf{\Omega}) + \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{\Omega}) + \mathbf{Q}(\mathbf{x}, \mathbf{\Omega}) \quad (2.1)$$

Le premier terme de l'équation (2.1) correspond à la perte d'énergie due à l'atténuation du rayonnement (loi de Beer-Lambert). Il est caractérisé par le coefficient d'extinction σ_e (m^{-1}), qui permet de définir l'épaisseur optique τ_d le long d'une distance d dans la direction $\mathbf{\Omega}$:

$$\tau_d(d, \mathbf{x}, \mathbf{\Omega}) = \int_0^d \sigma_e(\mathbf{x} + \mathbf{\Omega} \cdot s') ds' \quad (2.2)$$

Ce coefficient d'extinction σ_e correspond à la somme du coefficient d'absorption σ_a et du coefficient de diffusion σ_s . L'albédo de diffusion simple ω_0 , compris entre 0 et 1, exprime la part du rayonnement éteint qui est diffusé. Ainsi, la partie du rayonnement éteint qui est absorbée correspond à " $1 - \omega_0$ ".

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} \quad ; \quad 1 - \omega_0 = \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \quad (2.3)$$

Le deuxième terme $\mathbf{S}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega})$ correspond au gain d'énergie venant de la diffusion du rayonnement de toutes les directions de l'espace $\boldsymbol{\Omega}'=(\theta', \varphi')$ vers la direction $\boldsymbol{\Omega}=(\theta, \varphi)$:

$$\mathbf{S}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}) = \sigma_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} P(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) L(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}') d\boldsymbol{\Omega}' \quad (2.4)$$

La fonction de phase P , dont des exemples sont représentés sur la figure 37a, exprime la façon dont une particule diffusante va redistribuer la lumière incidente dans l'espace. La fonction de phase est caractérisée par l'angle zénithal de diffusion Θ représenté sur la figure 37b, mais ne dépend généralement pas de l'angle azimutal de diffusion Φ . En effet, la diffusion est considérée comme axisymétrique autour de la direction incidente Ω' , car le milieu est composé de particules orientées aléatoirement dans 3DMCPOL (?), ainsi que dans de nombreux autres codes de transfert radiatif. La figure 37a donne des exemples de fonction de phase pour différents modèles de cristaux de glace et de particules sphériques. Les cristaux de forme "plate" (ligne pointillée), et "column" (ligne pointillée-tirée) (sans surface rugueuse), présentent des pics à 22° et 46° caractéristiques des halos. Généralement, les fonctions de phase des particules non sphériques sont relativement lisses avec des halos pratiquement inexistantes. Ceci est dû au fait que la surface de ces cristaux n'est pas lisse mais présente une certaine rugosité ou à l'existence d'inclusions de bulles d'air, qui ont pour effet de "casser" la symétrie hexagonale. Le facteur d'asymétrie g donne une indication sur le comportement de diffusion d'une particule. Ce terme, compris entre -1 et 1, correspond à la moyenne du cosinus de l'angle de diffusion, noté $\langle \mu \rangle$, et est exprimé par l'équation suivante.

$$g = \langle \mu \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\mu) \mu d\mu \quad (2.5)$$

Le rayonnement est principalement diffusé vers l'avant quand $g \geq 0$, vers l'arrière si $g \leq 0$, et la diffusion de la lumière est isotrope si $g = 0$. Il est intéressant de noter que la diffusion vers l'avant augmente avec la taille des particules.

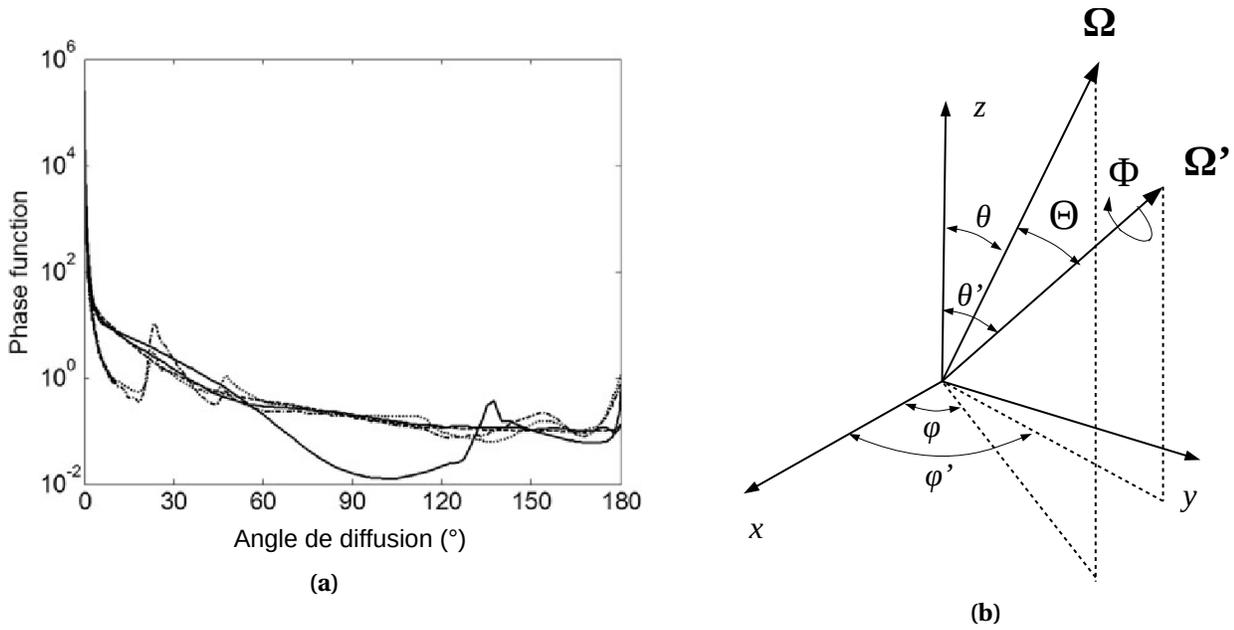


FIGURE 37 – (a) : Fonctions de phase de particules de glace sphériques (traits pleins) et de cristaux hexagonaux de forme "plate" (ligne pointillée) et "column" (ligne pointillée-tirée). Les courbes lisses sans halos correspondent aux fonctions de phase des cristaux hexagonaux de même forme mais qui présentent des surfaces rugueuses (figure adaptée de [?]). (b) : Représentation des angles de diffusion Θ et Φ entre la direction incidente Ω' et la direction diffusée Ω .

Enfin, le dernier terme $Q(x, \Omega)$ correspond à la somme du terme source du rayonnement qui vient directement de l'éclair $Q_e(x, \Omega)$, du soleil $Q_s(x, \Omega)$, mais aussi des émissions thermiques $Q_t(x, \Omega)$. Cependant, le terme source solaire Q_s n'est pas pris en compte dans cette étude, puisque les instruments optiques embarqués à bord des missions spatiales comme ASIM, simulés dans notre étude, ne fonctionnent que la nuit (Neubert *et al.* [52]). De plus, le terme $Q_t(x, \Omega) = \sigma_a B[T(x)]$ (avec $B(T)$ la fonction de Planck) n'est pas considéré car les émissions thermiques sont négligeables dans le visible.

Le terme source Q_e est défini par l'équation (2.6), avec F_0 le flux monochromatique émis par l'éclair selon la direction d'émission Ω_0 , qui représente la quantité d'énergie provenant de la source éclair que recevrait une surface de 1m^2 à une distance correspondant à l'altitude du satellite, exposée perpendiculairement au rayonnement de l'éclair, en l'absence d'atmosphère, pendant une seconde. Le flux F_0 est atténué par le milieu, l'épaisseur optique τ , entre la position de la source éclair \mathbf{x}_0 et la position \mathbf{x} (cette atténuation s'exprime grâce à la loi de Beer-Lambert et l'épaisseur optique du milieu $\tau(\mathbf{x}_0, \mathbf{x})$). Une partie de ce flux est alors diffusée de la direction Ω_0 vers la direction Ω . On obtient :

$$Q(\Omega_0, \mathbf{x}, \Omega) \simeq Q_e(\Omega_0, \mathbf{x}, \Omega) = F_0 e^{-\tau(x_0, \mathbf{x})} \sigma_s(x) P(\mathbf{x}, \Omega_0 \rightarrow \Omega) \quad (2.6)$$

Le lien entre flux radiatif et luminance est représentée sur la figure 38. Le flux radiatif F (montant), qui représente la puissance radiative reçue ou émise par une surface S (en $W \cdot m^2$), peut être obtenu en intégrant la luminance $L(\Omega)$ sur le demi-espace représenté sur la figure 38. On a :

$$F = \int_{2\pi} L \cos \theta d\Omega \quad (2.7)$$

où $d\Omega$ représente l'angle solide d'émission, c'est à dire la portion d'espace délimitée par l'élément de surface dS dans la direction donnée par les angles θ et φ .

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (2.8)$$

Ainsi, avec $\mu = \cos(\theta)$, la relation 2.7 devient :

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta = \int_0^{2\pi} L \mu d(\mu) d\varphi \quad (2.9)$$

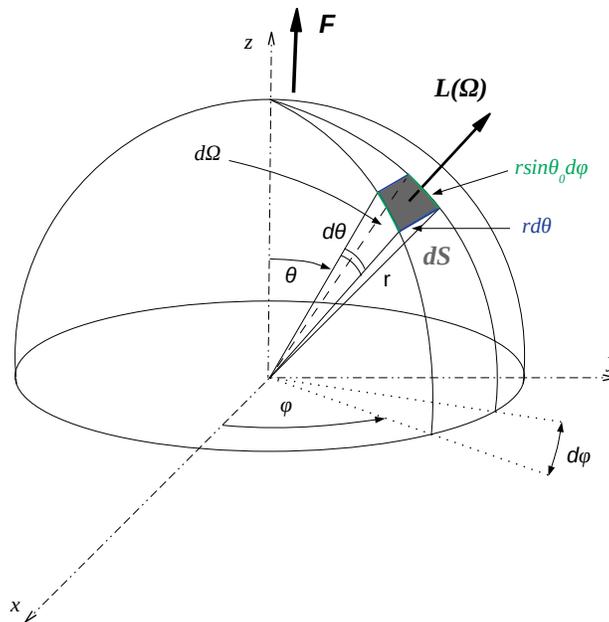


FIGURE 38 – Représentation dans un système de coordonnées sphériques de la luminance L émise par un élément de surface dS dans un angle solide $d\Omega$.

Il est compliqué de résoudre analytiquement l'équation de transfert radiatif, en raison de sa forme intégral-différentielle. Le code 3DMCPOL permet de la résoudre numériquement et d'approcher le résultat de manière très précise, grâce à la méthode de Monte-Carlo.

2.1.2 La méthode de Monte-Carlo dans 3DMCPOL

Le milieu est défini dans un système de coordonnées cartésiennes $OXYZ$ où OXY est le plan horizontal et OZ l'axe vertical. Il est discrétisé en cellules cubiques régulières appelées voxels, contenant un milieu mixte composé à la fois de molécules, d'aérosols et/ou de particules nuageuses (glace ou eau liquide). Les propriétés optiques du nuage sont définies par le coefficient d'extinction σ_e , l'albédo de diffusion simple ω_0 , et la fonction de phase P qui dépendent bien sûr des particules diffusantes. La méthode de Monte-Carlo permet de résoudre de manière statistique l'équation du transfert radiatif (2.1) par l'intermédiaire de densités de probabilités appropriées qui permettent de rendre compte de l'interaction du rayonnement avec le milieu. Cette méthode permet ainsi de résoudre un problème physique de manière stochastique en accumulant un grand nombre d'évènements. Ainsi, la lumière émise par une source est simulée en lançant un très grand nombre de photons. Le principe général du modèle 3DMCPOL, utilisé avec une source éclair, est représenté sur le schéma de la figure 39. Chaque photon est émis de manière isotrope depuis la source éclair placée dans le nuage, et est suivi pendant sa "durée de vie", où il peut subir différentes interactions jusqu'à ce qu'il sorte du domaine de simulation. La distance parcourue par un photon avant qu'il n'interagisse avec une particule est calculée à partir de la loi de Beer-Lambert (voir 3.1.3.2). Ensuite, le choix du type d'interaction s'effectue en comparant un nombre aléatoire entre 0 et 1 à une loi de probabilité définie à partir des coefficients d'extinction des particules de la cellule. La probabilité d'interaction d'un photon avec un certain type de particule i parmi N autres est définie par le rapport $\sigma_{e,i} / \sum_{i=1}^N \sigma_{e,i}$. L'absorption par le milieu est prise en compte en multipliant le poids du photon W , initialisé à 1 (figure 39), par l'albédo de diffusion simple ω_0 de la particule diffusante. Quand $W < W_{min}=10^{-10}$, le photon est absorbé et un nouveau photon est lancé. S'il n'est pas absorbé, la nouvelle direction après diffusion est calculée à partir de la précédente et des angles de diffusion azimutal et zénithal Φ et Θ (Cashwell et Everett [15]). L'angle azimutal Φ est déterminé par un tirage aléatoire entre $[-\pi; \pi]$ car les particules sont orientées aléatoirement dans le milieu, et l'angle de diffusion Θ à partir de la fonction de phase des particules (voir 3.1.3.3).

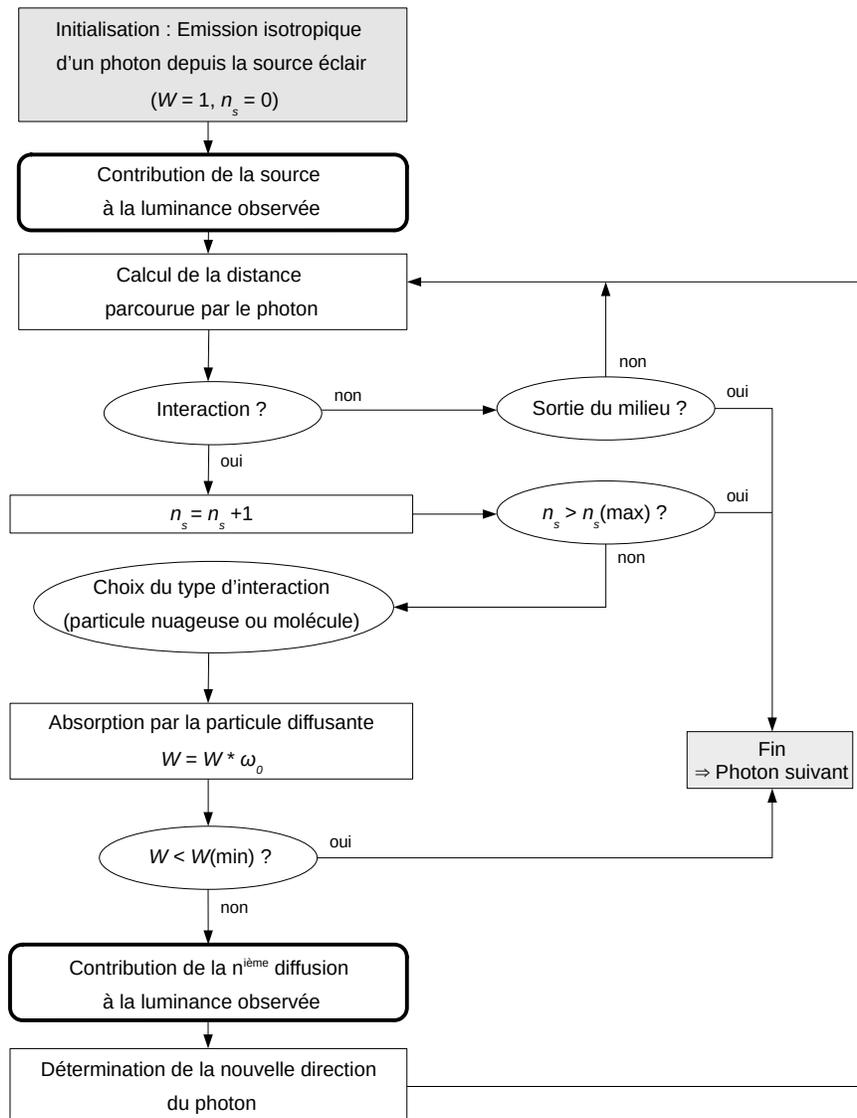


FIGURE 39 – Schéma structurel de 3DMCPOL, W représente le poids du photon et n_s le nombre de diffusions.

Si la méthode de Monte-Carlo permet de résoudre de manière précise des problèmes physiques compliqués, son principal point faible tient dans son caractère très chronophage. Un certain nombre de méthodes sont généralement utilisées afin de diminuer les temps de calcul. L'une d'elles est la méthode d'estimation locale (Marshak et Davis [50]). Cette méthode accélère le code, car chaque événement de diffusion pendant la durée de vie de chaque photon contribue à la luminance observée et non plus uniquement le dernier événement (figure 40). Il arrive cependant que ces "recettes" ont pour conséquence d'augmenter le bruit. Par exemple dans la méthode d'estimation locale, cette augmentation est liée à une valeur importante du pic de diffusion avant des fonctions de phase des particules nuageuses. Ce problème a été partiellement résolu en utilisant la méthode de troncature de Potter (Potter [63]). Une description mathématique plus détaillée de ces tirages

aléatoires est donnée dans les parties suivantes, et les méthodes de réduction des temps de calcul sont expliquées en annexe A.

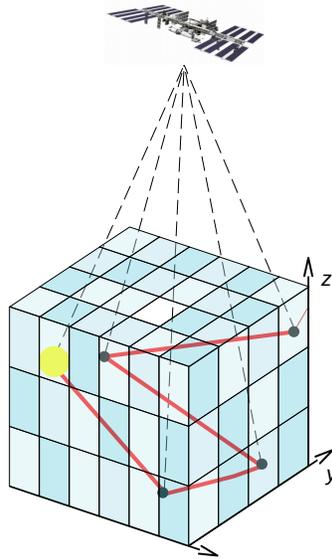


FIGURE 40 – Suivi de la "vie" d'un photon dans le milieu (trait rouge) depuis la source éclair (jaune) jusqu'à ce qu'il sorte du milieu, et représentation des contributions à la luminance L détectée (traits pointillés noirs) au niveau de la source et des différentes diffusions (points noirs). Le milieu est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ voxels, contenant un milieu mixte hétérogène composé de différentes molécules, aérosols ou particules nuageuses (glace ou eau liquide).

2.1.3 Description des tirages aléatoires

Dans les méthodes statistiques de Monte-Carlo, un grand nombre de tirages aléatoires est réalisé à partir de fonctions de répartition F_X de variables aléatoires X . Le but est de déterminer l'évènement continu t , en résolvant l'équation $F_X(t) = \rho$, avec ρ un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 (Annexe B). Ces évènements peuvent être les angles d'émission du photon depuis la source isotrope, la distance parcourue par le photon avant interaction avec une particule (libre parcours), ou encore les angles de diffusion, c'est à dire les angles de la nouvelle direction de propagation après une interaction.

2.1.3.1 Emission des photons depuis la source éclair isotrope

La manière dont la direction d'émission du photon depuis la source éclair est choisie, c'est à dire les angles θ_0 et φ_0 , représentés sur la figure 41, doit tenir compte des caractéristiques de cette source. La lumière émise est supposée identique dans toutes les directions. Ainsi les photons sont émis de

manière isotrope depuis la source éclair placée dans le milieu. Les directions d'émission sont données par leurs cosinus directeurs u, v, w , définis dans un repère orthonormé attaché au domaine :

$$\begin{aligned} u &= \sin(\theta_0) \cos(\varphi_0) \\ v &= \sin(\theta_0) \sin(\varphi_0) \\ w &= \cos(\theta_0) \end{aligned} \tag{2.10}$$

Par définition, la fonction de probabilité f_Ω d'émission du rayonnement dans une direction Ω vérifie :

$$\int_{\Omega} f_{\Omega} d\Omega = 1 \tag{2.11}$$

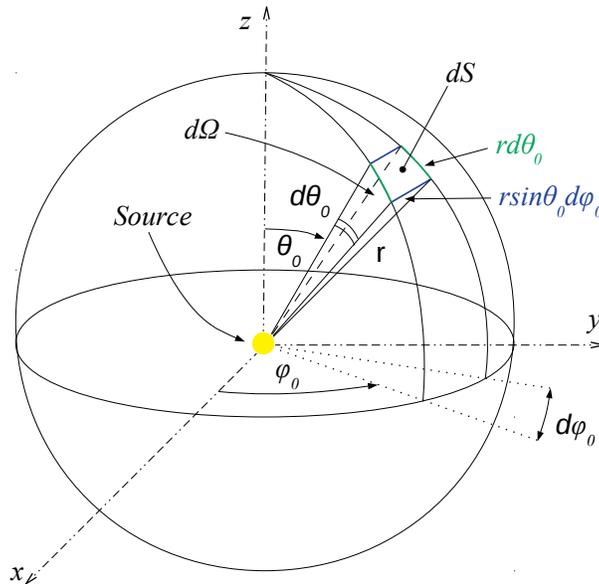


FIGURE 41 – Géométrie utilisée pour décrire l'émission des photons depuis la source éclair.

L'équation (2.11) peut être réexprimée en fonction des densités de probabilité f_{θ_0} et f_{φ_0} d'émission dans les directions θ_0 et φ_0 . On a :

$$\int_{-\pi}^{\pi} f_{\varphi_0} d\varphi_0 \int_0^{\pi} f_{\theta_0} d\theta_0 = 1 \tag{2.12}$$

De même, f_θ et f_φ respectent les relations suivantes :

$$\int_{-\pi}^{\pi} f_{\varphi_0}(\varphi) d\varphi = 1 \quad \forall \varphi \in [-\pi; \pi] \quad ; \quad \int_0^{\pi} f_{\theta_0}(\theta) d\theta = \sin(\theta) \quad \forall \theta \in [0; \pi] \tag{2.13}$$

Dans le cas d'une source isotrope, la répartition de l'énergie émise est équiprobable dans toutes les directions de la source. On obtient :

$$f_{\varphi_0}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \forall \theta \in [-\pi; \pi] \quad ; \quad f_{\theta_0}(\theta) = \frac{\sin(\theta)}{2} \forall \theta \in [0; \pi] \quad (2.14)$$

Les fonctions de répartition $F_{\varphi_0}(u) = \int_{-\pi}^u f_{\varphi_0}(t) dt$ et $F_{\theta_0}(u) = \int_0^u f_{\theta_0}(t) \sin(t) dt$, associées aux angles θ_0 et φ_0 peuvent alors être exprimées comme :

$$F_{\varphi_0}(t) = \frac{1}{2\pi}(t + \pi) \forall t \in [-\pi; \pi] \quad ; \quad F_{\theta_0}(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos(t)) \forall t \in [0; \pi] \quad (2.15)$$

Les fonctions de distribution F_{θ_0} et F_{φ_0} sont représentées sur les figures 42a et 42b. La figure 42c montre la fonction de répartition F_{θ_0} (courbe bleue) en fonction de l'angle zénithal θ_0 , ainsi que la distribution des angles zénithaux (histogramme noir) d'émission θ_0 lorsque 10^8 photons sont émis depuis la source. Les angles d'émission φ_0 , et θ_0 sont respectivement obtenus par un tirage aléatoire entre 0 et 1 sur les fonctions de répartition F_{θ_0} et F_{φ_0} .

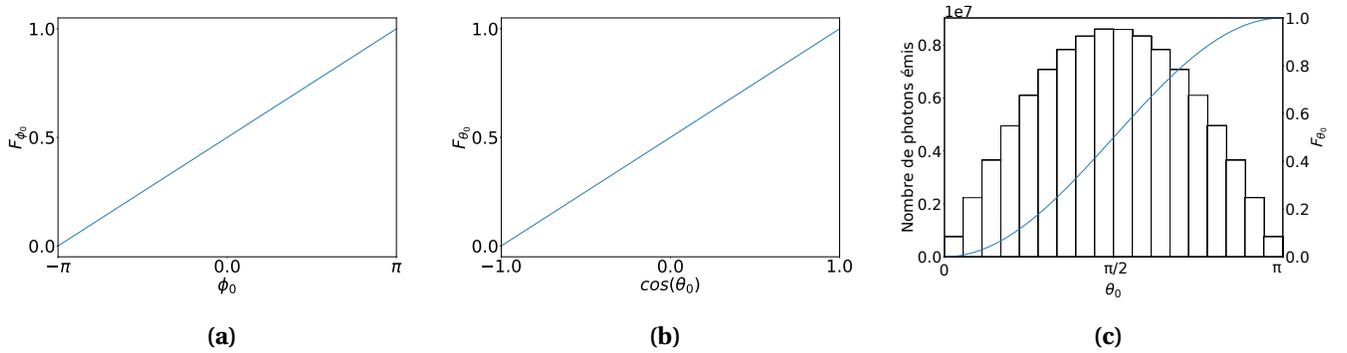


FIGURE 42 – (a) : Fonction de répartition F_{φ_0} associée à l'angle azimutal φ_0 . (b) : Fonction de distribution F_{θ_0} en fonction du cosinus de l'angle zénithal θ_0 . (c) : Répartition des 10^8 photons émis depuis une source éclair ponctuelle (histogramme), et fonction de répartition F_{θ_0} (courbe bleue) en fonction de l'angle zénithal θ_0 .

Finalement, le caractère isotrope de la source est obtenu en tirant aléatoirement l'angle azimutal d'émission φ_0 dans l'intervalle $[-\pi; \pi]$, et le cosinus de l'angle zénithal d'émission θ_0 entre -1 et 1.

2.1.3.2 Libre parcours des photons

La loi de Beer-Lambert (2.16) donne la probabilité que le photon ne subisse pas de diffusion sur la distance l et s'exprime par une exponentielle décroissante. L'origine des distances est supposée en

\mathbf{x}_0 , et la direction du rayonnement est donnée par $\mathbf{\Omega}_0$.

$$\frac{I(l; \mathbf{x}_0, \mathbf{\Omega}_0)}{I(0; \mathbf{x}_0, \mathbf{\Omega}_0)} = \exp[-\tau(l; \mathbf{x}_0, \mathbf{\Omega}_0)] \quad (2.16)$$

Dans le cas d'un milieu homogène et isotrope, l'épaisseur optique τ est simplement définie comme :

$$\tau(l; \mathbf{x}_0, \mathbf{\Omega}_0) = \sigma_e l, \quad \forall \mathbf{x}_0, \quad \forall \mathbf{\Omega}_0 ; \quad (2.17)$$

On a :

$$\frac{I(l)}{I_0} = \exp(-\sigma_e l) \quad (2.18)$$

La probabilité que le photon rencontre une particule entre l et $l + dl$ correspond à la probabilité qu'il ne subisse pas d'interaction sur une distance l multipliée par la probabilité qu'il rencontre une particule sur la distance dl , c'est à dire qu'il subisse une diffusion sur un très petit élément de longueur dl . La probabilité que le photon arrive en l sans avoir été diffusé est donnée par l'équation (2.18). Enfin, la probabilité que le photon rencontre une particule sur un très petit élément de longueur dl est égale à 1 moins la probabilité qu'il traverse dl sans interaction, soit $1 - \exp(-\sigma_e dl)$.

Soit f_d la fonction de probabilité associée à la variable aléatoire d qui correspond à la distance à laquelle le photon rencontre une particule. Ainsi, la probabilité que le photon subisse une interaction entre l et $l + dl$ est :

$$f_d(l)dl = \exp(-\sigma_e l)[1 - \exp(-\sigma_e dl)] \quad (2.19)$$

En effectuant un développement limité de la fonction exponentielle sur le très petit élément dl , on obtient :

$$f_d(l)dl = \sigma_e \exp(-\sigma_e l)dl \quad (2.20)$$

On a :

$$f_d(l) = \sigma_e \exp(-\sigma_e l) \quad (2.21)$$

Soit F_d , la fonction de répartition associée à la variable aléatoire d , de densité de probabilité f_d . La distance l' parcourue par le photon avant de rencontrer une particule est obtenue en résolvant $F_d(l') = \rho$, avec $F_d(l') = \int_0^{l'} \sigma_e \exp(-\sigma_e t) dt$. On obtient :

$$l' = -\ln(\rho)/\sigma_e \quad \text{ou encore } \tau_{free} = -\ln(\rho) \quad (2.22)$$

avec $\tau_{free} = \sigma_e \cdot l'$, l'épaisseur optique parcourue par le photon avant interaction avec le milieu.

2.1.3.3 Détermination des angles de diffusion

La façon dont la lumière est redistribuée dans l'espace est représentée par la fonction de phase P . Ainsi, $P(\Omega)$ est une fonction de probabilité de diffusion du photon incident dans une direction Ω . En intégrant $P(\Omega)$ sur l'espace, on a :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} P(\Omega) d\Omega = 1 \quad (2.23)$$

L'équation (2.23) peut être réexprimée en fonction des angles de diffusion Θ et Φ . Cependant, les particules étant supposées aléatoirement orientées dans l'espace, leur fonction de phase P ne dépend pas de l'angle azimutal de diffusion Φ . Ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\pi} P(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta d\Phi &= 1 \\ \frac{1}{2} \int_0^{\pi} P(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta &= 1 \end{aligned} \quad (2.24)$$

Soit en posant $\mu = \cos \Theta$:

$$\int_{-1}^1 P(\mu) d(\mu) = 2 \quad (2.25)$$

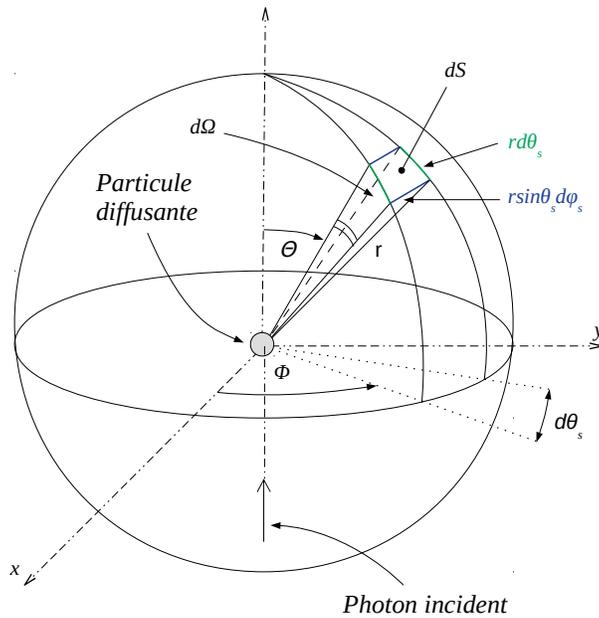


FIGURE 43 – Géométrie utilisée pour décrire l'évènement de diffusion par une particule.

On peut ainsi définir f_μ la densité de probabilité de diffusion d'un rayonnement dans la direction μ , et F_μ la fonction de répartition associée. D'après l'équation (2.25), on obtient :

$$f_\mu(x) = \frac{P(x)}{2} \text{ avec } x = \cos(\Theta) \text{ et } F_\mu(t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^t P(\mu) d(\mu) \text{ avec } \forall t \in [-1, 1] \quad (2.26)$$

La figure 44 montre une fonction de phase de gouttelettes d'eau (courbe noire), et la fonction de répartition F_μ associée (courbe bleue).

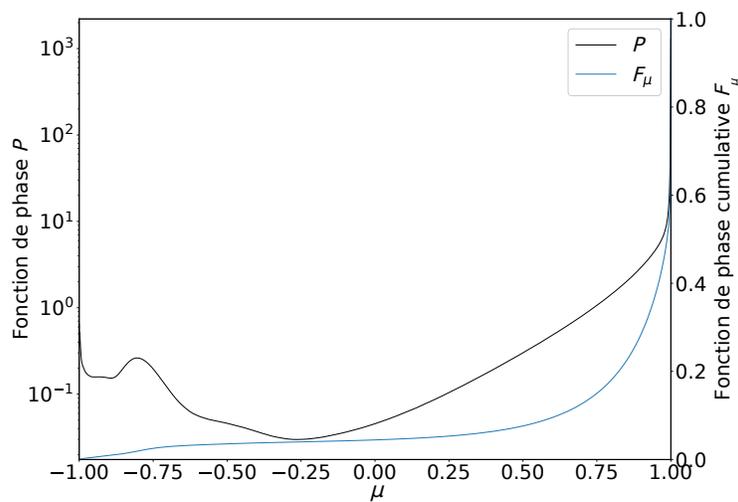


FIGURE 44 – Fonction de phase P de gouttelettes d'eau, et fonction de distribution F_μ correspondante, en fonction du cosinus de l'angle de diffusion Θ . La distribution en taille des gouttelettes d'eau suit une loi normale de rayon moyen $10 \mu\text{m}$, d'écart type $1 \mu\text{m}$, et la longueur d'onde du rayonnement est $\lambda = 777 \text{ nm}$. La même fonction de phase est utilisée jusqu'à la section 2.3.

En résolvant $F_{\mu}(t) = \rho$, on voit que dans la majorité des cas le cosinus de l'angle zénithal de diffusion (μ) tiré est proche de 1, ce qui correspond à un angle de diffusion petit et donc à une diffusion vers l'avant. En résumé lorsque les particules diffusantes ont une fonction de phase piquée, c'est à dire avec un pic de diffusion important pour $\Theta = 0$, alors la diffusion se fera principalement vers l'avant. Ceci correspond aux particules dont la taille est grande par rapport à la longueur d'onde du rayonnement.

2.2 "Observation" de la source éclair dans 3DMCPOL

2.2.1 Modélisation des observations satellitaires

Le code 3DMCPOL permet de simuler la façon dont un satellite observe le rayonnement optique émis par un éclair. Ces observations sont réalisées par des caméras et des photomètres qui donnent des informations complémentaires sur l'évolution spatiale et temporelle de l'éclair. Ces deux modes d'observation sont présentés ici. Cependant seuls les signaux photométriques ont été développés spécifiquement pour la source éclair et utilisés par la suite dans les simulations.

2.2.1.1 Observation par un photomètre

Un photomètre mesure un éclairement, soit une puissance optique en fonction du temps, dans une certaine gamme spectrale par unité de surface, intégrée sur l'angle solide de l'instrument. L'unité de mesure est le W/m^2 . Le signal observé par l'instrument (figure 45), aussi appelé forme d'onde, est obtenu en classant les photons en fonction de leur temps de propagation jusqu'au détecteur.

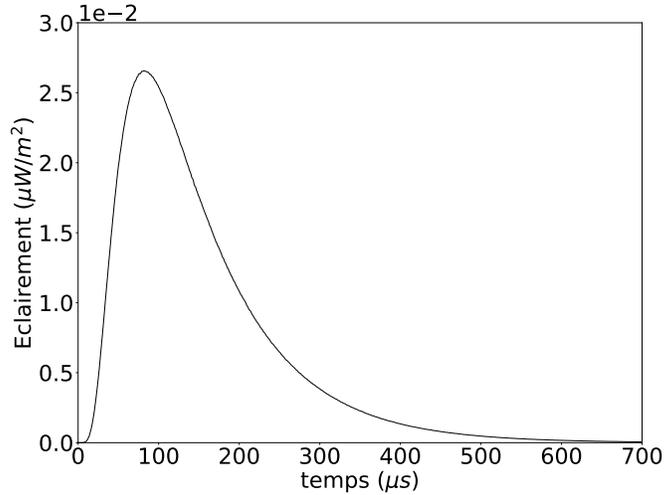


FIGURE 45 – Éclairement (en $\mu\text{W}/\text{m}^2$) en fonction du temps lorsque le photomètre est centré au-dessus de l'éclair et observe le nuage au nadir. La luminance sortante (en $\mu\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$) a été intégrée sur le champ de vue de l'instrument *FOV* qui est de 80° . Le détecteur est placé à 400 km d'altitude. Ces conditions d'observation sont celles des photomètres de la mission ASIM embarquée à bord de l'ISS. Le temps de détection des photons qui ne sont pas diffusés correspond à l'origine du temps, comme dans les tracés photométriques suivants.

2.2.1.2 Observation par une caméra

Une caméra donne de manière instantanée une image constituée de plusieurs pixels. Les photons sont séparés cette fois-ci, non plus en fonction du temps de parcours dans le milieu, mais selon le pixel (situé dans le plan horizontal) par lequel ils ressortent du milieu. Cela donne une information sur la répartition horizontale du signal émis par l'éclair. Le schéma de la figure 46 explique comment l'observation par une caméra est reproduite dans 3DMCPOL. La luminance sortante (traits pointillés bleus) est localisée par une surface S_i dont les coordonnées correspondent à la projection des pixels i de la caméra au sommet du nuage (traits verts). La grille horizontale d'observation du satellite dépend de la position du satellite, de la résolution de la caméra et de son angle de visée, ainsi que du champ de vue.

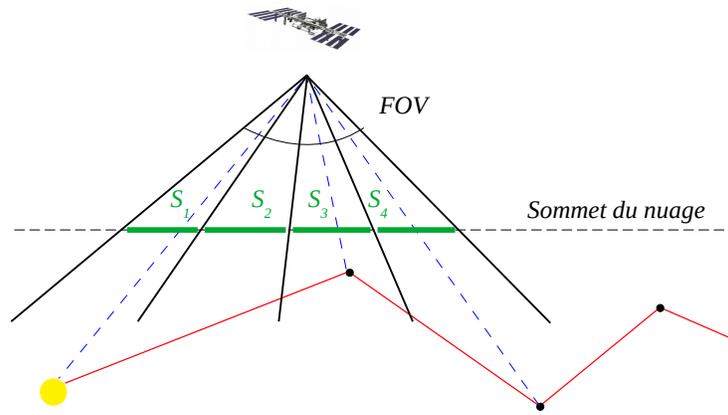


FIGURE 46 – Schéma du mode d'observation par une caméra.

2.2.2 Caractérisation de la source éclair

Une source éclair réaliste a été implémentée dans 3DMCPOL. Différents paramètres peuvent caractériser un éclair : (i) l'énergie totale émise par la source, sa dépendance temporelle, sa forme spatiale, (ii) l'extension spatiale de la source et la vitesse de propagation des sous éléments de cette source et (iii) la longueur d'onde d'observation. Ces paramètres peuvent être facilement modifiés. L'éclair a été étendu verticalement et dirigé vers le haut, afin de modéliser la propagation d'un éclair nuage-sol *CG* descendant négatif dont l'arc est ascendant, qui est le type de *CG* le plus répandu (cf. section 1.1.2.1). De plus, les émissions optiques des espèces excitées voire ionisées à l'intérieur de la décharge de l'éclair ne sont pas instantanées mais ont des durées d'émission qui leur sont propres (cf. section 1.1.2.2). Le schéma de la figure 47 explique comment ces deux temporalités (vitesse de propagation du signal électrique et variation temporelle du signal optique) ont été prises en compte dans les simulations afin de simuler l'arc en retour d'une manière réaliste. Seuls les signaux provenant de trois positions de l'éclair A, B, et C ont été représentés pour faciliter la lecture du schéma. Tout d'abord, la puissance émise par l'éclair en un certain point (A, B, ou C sur le schéma) est retardée d'un temps d/v , où d est la distance entre la base de l'éclair et la position de ce point (qui correspond à d_1 , d_2 , et d_3 sur la figure 47) et v la vitesse des charges électriques dans le canal ionisé. Ensuite, le signal optique émis par l'éclair en ces points est représenté par une source qui a une certaine durée d'émission. Pour cela, le signal temporel schématisé sur la figure 47 est discrétisé dans le temps par pas de $1 \mu\text{s}$. Pour chacun de ces pas de temps, le code 3DMCPOL est lancé. Enfin, la recombinaison du signal qui est observée par un instrument se fait après coup comme indiqué sur la droite de la figure. De même, seuls trois pas de temps ont été représentés pour ne pas encombrer le schéma. On notera qu'en réalité, la vitesse de l'éclair et la puissance du signal optique peuvent

aussi varier avec l'altitude de la source, ce qui n'a pas été pris en compte ici.

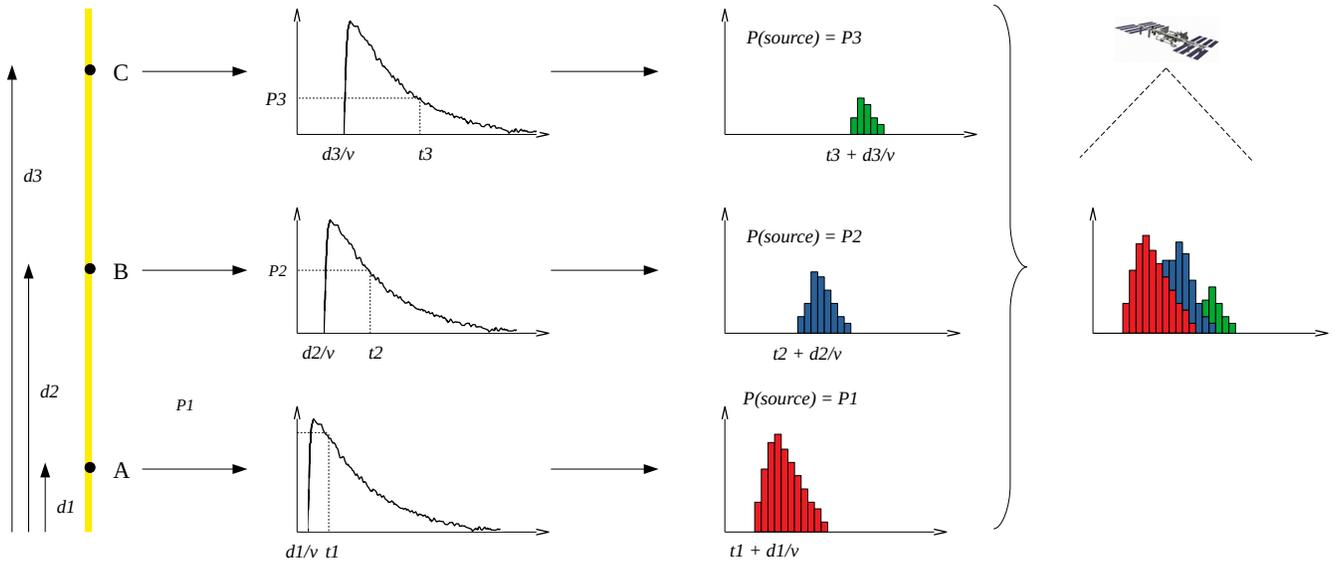


FIGURE 47 – Schéma expliquant comment la source éclair est modélisée dans 3DMCPOL. L'éclair (jaune) se propage à une vitesse v vers le haut et la puissance de la source P varie avec le temps. Les distances parcourues par l'éclair depuis sa base jusqu'aux points A, B, et C valent respectivement $d1$, $d2$, et $d3$, ce qui retarde l'émission de la source. Le signal émis par l'éclair est ensuite discrétisé dans le temps, et recombinaé comme indiqué sur ce schéma.

The variation of the power as a function of time, emitted by the source at a given point is presented on the figure 48 (green curve). This curve is the result of the adjustment of the observation by Walker et Christian [90] of the emission at 744.4 nm of the line of neutral nitrogen NI (black curve) with the equation of Light *et al.* [46] given below :

$$P(t) = A \cdot \left[1 - \left(\frac{t_p - t}{t_p} \right)^2 \right] e^{-1} \quad (0 \leq t \leq t_p) \quad ; \quad P(t) = A \cdot e^{-\alpha \cdot (t/t_p - 1)} \cdot e^{-1} \quad (t_p < t \leq t_f) \quad (2.27)$$

with A the maximum amplitude of the temporal source, $\alpha = 0.078$ the exponent that allows to reproduce the decay of NI, $t_p = 11 \mu\text{s}$ and $t_f = 700 \mu\text{s}$ respectively the rise and emission times of the signal.

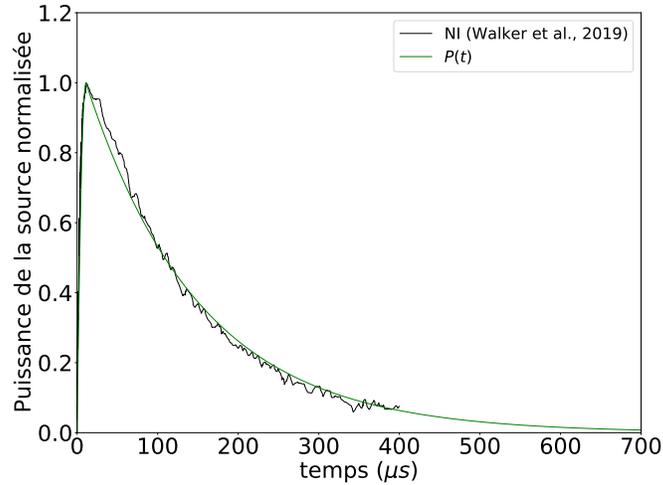


FIGURE 48 – Observation de l’émission de la raie de l’azote neutre NI à 744,4 nm (Walker et Christian [90]) (courbe noire) et variation de la puissance de la source en fonction du temps simulée dans 3DMCPOL (courbe verte). Les signaux ont été divisés par leur maximum.

2.3 Tests de validité

La validation de l’implémentation de la source éclair dans 3DMCPOL est une étape importante avant toute utilisation scientifique telle que pour une étude de sensibilité ou dans un exercice de comparaison avec des mesures instrumentales. Pour cela nous avons utilisé le travail de Luque *et al.* [48] qui ont développé des expressions mathématiques permettant de décrire la diffusion de la lumière des éclairs à travers les nuages. La validation s’effectue en comparant les résultats de simulation avec ces formules théoriques qui ont été obtenues en considérant un nuage simplifié. En effet, l’éclair est représenté dans ce cas d’étude, par une source ponctuelle se propageant dans un nuage composé de gouttelettes d’eau de taille constante.

2.3.1 Comparaison avec les expressions analytiques de Luque *et al.* [48]

Koshak *et al.* [40] ont appliqué à l’équation générale de transport de particules de Boltzmann l’approximation classique de diffusion à une vitesse. Ils ont obtenu l’équation de diffusion standard suivante :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} - \nabla \cdot (D \nabla \psi) = -\frac{\psi}{\tau_A} \quad (2.28)$$

avec ψ la densité de photons, D et τ_A le coefficient de diffusion et le temps d’absorption des

photons définis comme :

$$\tau_A = \frac{1}{\nu(1-\omega_0)} \quad ; \quad D = \frac{c^2}{3\nu(1-g\omega_0)} \quad (2.29)$$

où g est le facteur d'asymétrie qui est la moyenne du cosinus de l'angle de diffusion, $\nu = cN_dQ_{ext}\pi R^2$ est le taux de collision, c la vitesse de la lumière ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), N_d la concentration des gouttelettes d'eau (m^{-3}) et $Q_{ext}=s_{ext}/G$ l'efficacité d'extinction, avec s_{ext} la section efficace d'extinction (m^2) et $G=\pi.R^2$ (m^2) la moyenne des surfaces géométriques projetées des particules.

Luque *et al.* [48] a résolu l'équation (2.28) pour trouver l'expression du flux de photons F (en nombre de photons par seconde) quittant le sommet d'un nuage plan parallèle s'étendant infiniment. Dans le cas où le nuage s'étend infiniment vers le bas, F peut s'écrire comme suit :

$$F(t) = \frac{e^{-t/\tau_A - \tau_D/t}}{\pi^{1/2}\tau_D} \left(\frac{t}{\tau_D}\right)^{-3/2} \quad (2.30)$$

avec $\tau_D = L^2/(4D)$ le temps de diffusion caractéristique sur une distance L entre la source et le sommet du nuage.

Dans le cas plus réaliste d'un nuage parallèle plan d'épaisseur b , borné par une limite supérieure et inférieure, le flux de photons émergeant du sommet du nuage devient :

$$F(t) = \frac{2\pi D e^{-t/\tau_A}}{b^2} \sum_{k=1}^{\infty} k \sin\left(\frac{\pi k L}{b}\right) \exp\left(\frac{-\pi^2 k^2 D t}{b^2}\right) \quad (2.31)$$

Pour valider notre modèle, nous avons utilisé la même configuration que dans Luque *et al.* [48] :

(i) l'éclair est une source ponctuelle isotrope située à 10 km de hauteur. (ii) les particules du nuage sont sphériques avec un rayon constant de 10 μm et une concentration de gouttelettes d'eau $N_d = 100 \text{ cm}^{-3}$. La longueur d'onde de la source est fixée à 337 nm, ce qui donne un facteur d'asymétrie $g = 0,874$, $\omega_0 = 0,99999718$ et une efficacité d'extinction $Q_{ext} = 2,0399$. (iii) le nuage est plan parallèle infini avec un coefficient d'extinction $\sigma_e = Q_{ext}\pi R^2 N_d = 64,085 \text{ km}^{-1}$. La limite supérieure du nuage est située à 15 km (soit 5 km au-dessus de l'éclair), et la limite inférieure, quand elle existe, à 7 km. L'absorption et la diffusion moléculaires sont négligées.

La figure 49 montre que les flux de photons calculés avec 3DMCPOL (courbes grises) sont très

proches des expressions (2.30) (figure 49a courbe rouge) et de la troncature à deux termes de la somme (2.31) (figure 49b, courbe bleue). Cependant les maximums des signaux simulés avec 3DMCPOL sont plus faibles que les signaux théoriques surtout lorsque le nuage est borné à la fois par une borne inférieure et une borne supérieure (figure 49b). Ces différences n'ont pas pu être expliquées mais les mêmes tendances ont été observées dans les simulations de Luque *et al.* [48] (courbes pointillés noirs). Ces résultats similaires à ceux de Luque *et al.* [48] valident notre implémentation de la source éclair dans 3DMCPOL.

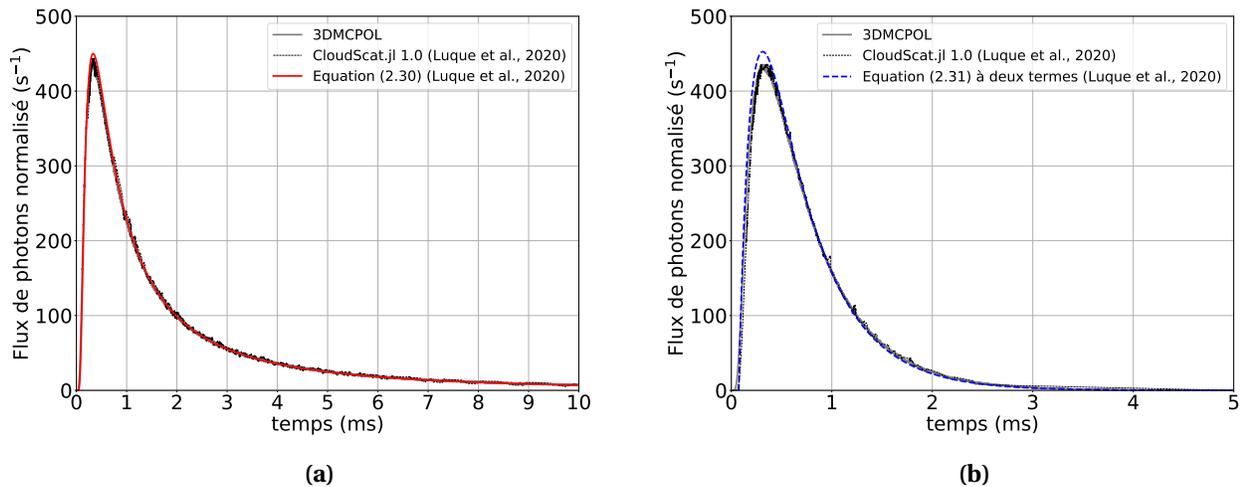


FIGURE 49 – (a) : Flux de photons émergeant du sommet d'un nuage plan parallèle infini. La source éclair est définie comme une source ponctuelle isotrope située à 10 km d'altitude. Le nuage plan parallèle infini est situé en-dessous de 15 km d'altitude. Les résultats obtenus avec 3DMCPOL (courbe grise) sont comparés à l'expression analytique (2.30) (courbe rouge). Les résultats obtenus avec le code CloudScat.jl. dans Luque *et al.* [48] sont indiqués en traits pointillés noirs. **(b) :** Même figure pour un nuage délimité par deux plans parallèles infinis situés à 7 km et 15 km d'altitude. Dans ce cas, les simulations de 3DMCPOL sont comparées avec la troncature à deux termes de l'expression théorique (2.31) (courbe bleue). Les flux sont normalisés, c'est-à-dire divisés par le nombre de photons émis depuis la source.

2.3.2 Inter-comparaisons avec les résultats de Light *et al.* [46]

Nous avons également repris avec 3DMCPOL un cas d'étude de Light *et al.* [46], dans lequel l'éclair, toujours représenté par une source ponctuelle, est positionné dans un nuage d'eau sphérique. La position des sources A à E dans le nuage est indiquée dans les cercles de la figure 50. Ces sources s'enfoncent dans le nuage, et sont placées respectivement à 0,5, 0,75, 1,0, 1,25 et 1,5 fois le rayon du nuage en-dessous de son sommet.

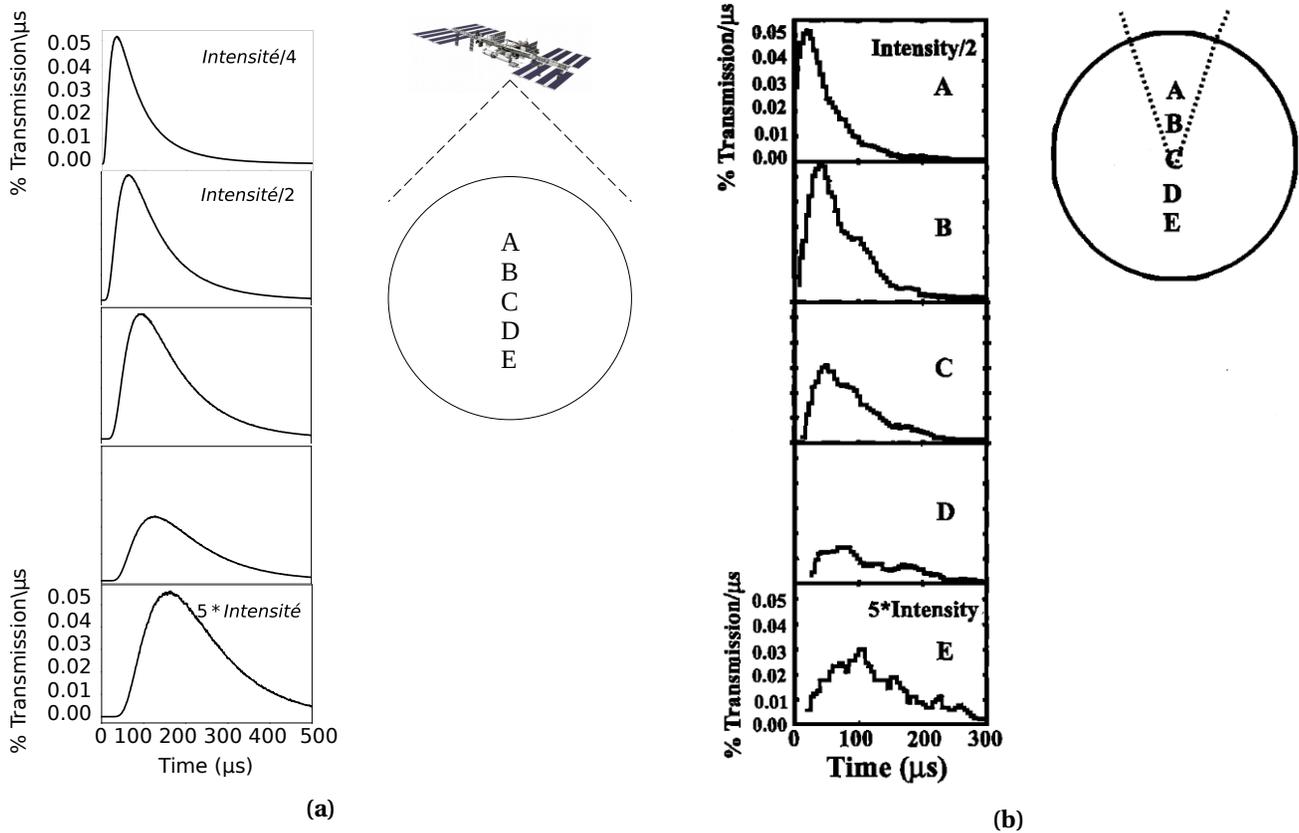


FIGURE 50 – (a) : Variation du signal détecté en fonction de la position de la source dans un nuage d’eau sphérique de 6,4 km de diamètre, avec une épaisseur optique $\tau = 400$. La distribution en taille des gouttelettes suit une loi normale. Les gouttes d’eau ont un rayon moyen de $10 \mu\text{m}$, et l’écart type vaut $1 \mu\text{m}$. Les sources de A à E sont placées à 0,5, 0,75, 1,0, 1,25 et 1,5 fois le rayon du nuage en dessous de son sommet. Les positions de la source sont à chaque fois indiquées dans le cercle. Le nuage est observé au nadir par un instrument embarqué, dont le champ de vue englobe tout le nuage. Les signaux correspondent au pourcentage du nombre de photons émis qui ont été détectés; (b) : figure tirée de Light *et al.* [45] donnant les résultats obtenus pour la même configuration. En revanche, dans ce cas, les photons détectés sont ceux qui atteignent la partie du ciel délimitée par le cône de 45° en traits pointillés, ce qui est moins réaliste.

Plus l’épaisseur optique τ entre la source et l’observateur augmente, plus l’atténuation du signal est importante. Les variations des formes d’ondes selon des profondeurs différentes dans le nuage, donc pour des τ différents, simulées avec 3DMCPOL, sont montrées sur la figure 50a. Elles correspondent aux résultats de Light *et al.* [46] indiqués sur la figure 50b, pour ce cas d’étude. En effet, lorsque τ est multipliée par 3 entre A et E, l’intensité, c’est à dire l’intégration de l’éclairement sur le temps, l’intensité est divisée par 8, et le maximum par 18. Dans Light *et al.* [46], l’intensité est aussi divisée par 8 entre ces deux positions, et le maximum par un rapport du même ordre de grandeur (≈ 20 d’après la figure 50b).

Les tests de validité ont montré que le code 3DMCPOL permet de rendre compte de la diffusion

de la lumière des éclairs par les nuages. Comme nous l'avons dit au début de la partie 2.3, les capacités de 3DMCPOL, en termes de représentation de la source éclair (*cf. section 2.2.2*), et de prise en compte de la description microphysique des nuages (*cf. section 2.1.2*) n'ont pas été pleinement exploitées ici. En effet, l'éclair peut être étendu verticalement et les temporalités induites par la vitesse de propagation du signal électrique et la variation du signal optique en fonction du temps, peuvent être prises en compte. De plus, les formes et les distributions en taille des particules nuageuses peuvent être représentées de manière réaliste afin de retranscrire au mieux la microphysique des nuages d'orage. Nous utilisons dans le chapitre suivant toutes ces capacités afin d'effectuer une étude de sensibilité aux paramètres de l'éclair et du nuage.

Chapitre 3 : Étude de sensibilité à la source éclair et à la microphysique du nuage

Dans ce chapitre, nous allons commencer par réaliser une étude de sensibilité à la source éclair à $\lambda = 777$ nm qui est la raie d'émission la plus intense du spectre de l'éclair (*cf. section 1.1.2.2*) dans un nuage d'eau décrit dans Light *et al.* [46]. Nous allons faire varier la verticalité de l'éclair, mais aussi sa vitesse de propagation, ou encore la puissance de l'éclair en fonction du temps, et analyser l'effet sur les formes d'ondes. Dans un deuxième temps, nous modifierons les propriétés microphysiques du nuage afin de comprendre comment l'absorption mais aussi la diffusion par les particules atmosphériques affectent la propagation du signal émis par l'éclair. Ces effets varient avec la longueur d'onde λ du rayonnement de l'éclair. Les simulations seront réalisées à $\lambda = 337$ nm dans le proche UV, et $\lambda = 777$ nm dans le proche IR qui sont les deux longueurs d'ondes d'observation des instruments optiques de la mission ASIM. L'étude de sensibilité à la microphysique du nuage sera étendue aux graupels en plus des gouttelettes nuageuses, qui sont l'espèce microphysique dans laquelle se propage principalement les éclairs (Ribaud *et al.* [68]). Enfin, un cas d'étude provenant des données de la mission ASIM sera discuté en conclusion, grâce aux résultats de l'étude de sensibilité.

3.1 Étude de sensibilité à la source éclair

La diffusion de la lumière des éclairs par les nuages a déjà été simulée par d'autres codes de transfert radiatif (*cf. section 1.3.2*). Dans ces études, l'éclair a été décrit par une source ponctuelle, puis par une source verticale (Koshak *et al.* [40], Luque *et al.* [48]) ou encore horizontale (Luque *et al.* [48]), voire qui se déplace à une seule vitesse (Koshak *et al.* [40]). De plus, la puissance émise par l'éclair peut varier dans le temps (Light *et al.* [46]). En effet, dans la réalité, l'éclair présente une extension spatiale importante, tant verticale qu'horizontale, et une variation temporelle du signal émis. De plus, l'établissement de l'arc en retour ne s'effectue pas instantanément; les charges électriques montent dans le canal ionisé à une vitesse finie qui peut varier. L'impact de l'extension verticale de la source a été approfondi par rapport aux études précédentes en séparant les contributions de l'éclairement provenant des différentes parties de l'éclair. Enfin, la variation temporelle de la source en fonction du temps (*cf. section 2.2.2*) est réaliste car elle reproduit ce qui a été mesuré lors d'observations (Walker et Christian [90]), ce qui n'est pas le cas dans Light *et al.* [46]

ou Luque *et al.* [48]. L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier l'impact de chacune de ces caractéristiques de l'éclair sur le signal photométrique mesuré par un satellite.

Avant cela, donnons les principales caractéristiques de la source utilisée dans cette étude. La puissance de la source est fixée à 10^8 W, ce qui est attendu pour une longueur d'onde d'observation de 777 nm. En effet, la médiane de l'éclairement maximum observée par la photodiode large bande (400-1100 nm) à bord du satellite FORTE est de $1,3 \times 10^{-4}$ W.m⁻² (Kirkland *et al.* [37]). En supposant une source isotrope, comme Kirkland *et al.* [37], la médiane du maximum de puissance peut être estimée en multipliant la médiane de l'éclairement maximum de la source par $4\pi R^2$, avec $R = 825$ km la distance entre la source et le satellite FORTE. Ainsi, la puissance de la source est de $1,11 \times 10^9$ W, ce qui est du même ordre de grandeur que la médiane du maximum de puissance de 10^9 W trouvée par Turman [86] à partir des observations par les satellites DMSP (Defense Meteorological Satellite Program). En outre, Christian *et al.* [17] ont montré que 5%-10% de la puissance optique d'un éclair est contenue dans la raie de l'oxygène neutre OI(1) à 777,4 nm, ce qui peut donner une puissance médiane de 10^8 W pour cette longueur d'onde.

Le nuage simulé est observé au nadir par un photomètre avec un champ de vue de 80°, centré sur la source et embarqué à bord d'un satellite à 400 km d'altitude. Ce sont les conditions d'observation des photomètres de la mission Atmosphere-Space Interactions Monitor (ASIM) (Neubert *et al.* [52]), qui mesurent notamment la variation temporelle de l'éclairement à 777 nm et 337 nm. Les propriétés des particules nuageuses utilisées pour cette étude de sensibilité correspondent à celles utilisées dans un cas d'étude décrit par Light *et al.* [46]. Le nuage est situé entre 5 et 10 km d'altitude, il a une forme cubique (alors que celui du Light *et al.* [46] était sphérique) et une épaisseur optique de 400. La distribution en taille des gouttelettes d'eau, supposées sphériques, suit une distribution normale avec un rayon moyen de 10 μ m et un écart-type de 1 μ m. La théorie de Mie est utilisée pour calculer les propriétés optiques des particules sphériques. Enfin, l'absorption et la diffusion par les molécules atmosphériques à 777 nm ne sont pas prises en compte car négligeables pour une observation au nadir. On notera que la transmittance (= absorption et diffusion moléculaire) à 777 nm calculée avec MODTRAN donne une valeur de 96% pour une source au sol, 98% à 5 km d'altitude, 99% à 10 km. A $\lambda = 337$ nm, on a 47% au sol, 66% à 5 km et 81% à 10 km.

3.1.1 Effet de l'extension verticale de l'éclair

Dans un premier temps, nous calculons, l'éclairement reçu par l'instrument satellitaire en fonction du temps pour une source ponctuelle instantanée placée au centre du nuage à (2,5; 2,5; 7,5 km), et pour une source verticale entre 6 et 9 km et centrée horizontalement dans le nuage (7,5 km; 7,5 km; [6 - 9] km), comme le montre la figure 51. La partie basse de l'éclair qui se situe entre le sol et 6 km n'a pas été représentée car trop atténuée par le nuage décrit ci-dessus, comme les études précédentes l'ont montré et comme nous le verrons dans cette partie. La source verticale est divisée en 15 segments de 200 m de haut.

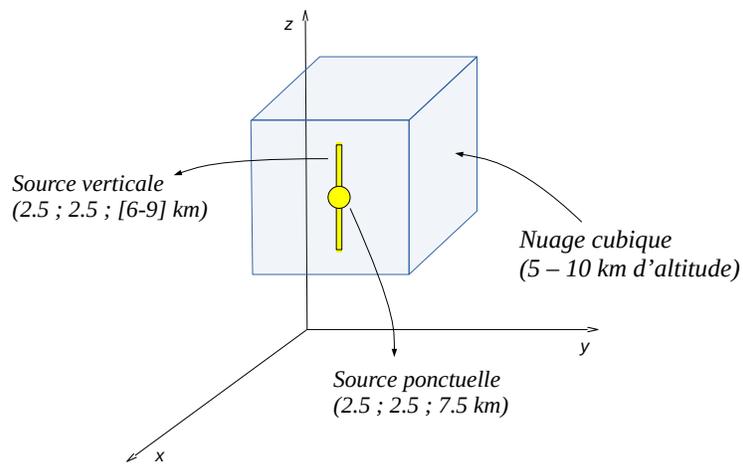


FIGURE 51 – Représentation de la position des sources ponctuelle et verticale dans le nuage

Dans cette étude, la forme d'onde (signal temporel mesuré par un photomètre est décrite par les quatre paramètres suivants, représentés sur la figure 52 :

1. l'intensité E , qui est définie comme l'éclairement intégrée dans le temps,
2. le maximum de la forme d'onde M ,
3. le temps de montée t_p du signal (de 0 au maximum)
4. la largeur totale au quart du maximum ($FWQM$).

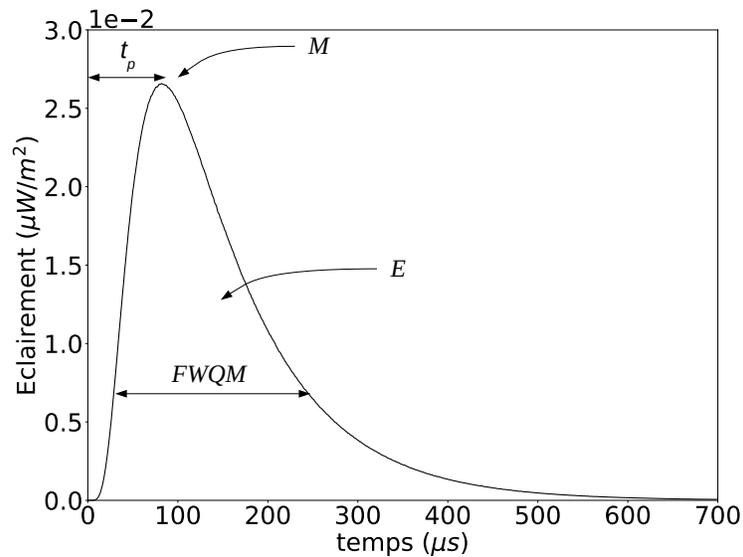


FIGURE 52 – Représentation de l’intensité E (intégrale du signal), du maximum M , du temps de montée du signal t_p , et de la largeur totale au quart du maximum ($FWQM$) sur un exemple de forme d’onde (cf. section 2.2.1.1)).

La figure 53a montre le résultat pour la source ponctuelle (courbe rouge) et pour la source verticale (courbe noire). Notons que la puissance intégrée de la source verticale est égale à celle de la source ponctuelle (i.e. 10^8 W). On peut voir sur la figure 53a que, pour la source verticale, M est environ 1,3 fois plus grand que celui de la source ponctuelle. Inversement, t_p est presque deux fois plus petit pour la source verticale que pour la source ponctuelle, et son $FWQM$ est légèrement inférieur (environ 10 %) à celui de la source ponctuelle. Pour comprendre ces différences, les contributions de l’éclairement de chacune des 15 parties de la source verticale sont présentées sur la figure 53b. Les signaux provenant des parties supérieures de l’éclair sont les plus importants car la profondeur optique entre la source et le sommet du nuage est plus faible. Ces tendances sont cohérentes des comparaisons, entre les mesures faites par un LMA (qui donnent la structure 3D de l’éclair à l’intérieur du nuage) et les observations optiques de l’instrument spatial LIS, qui montrent que la lumière est principalement visible lorsque les décharges ont lieu au sommet du nuage (Erdmann *et al.* [27]).

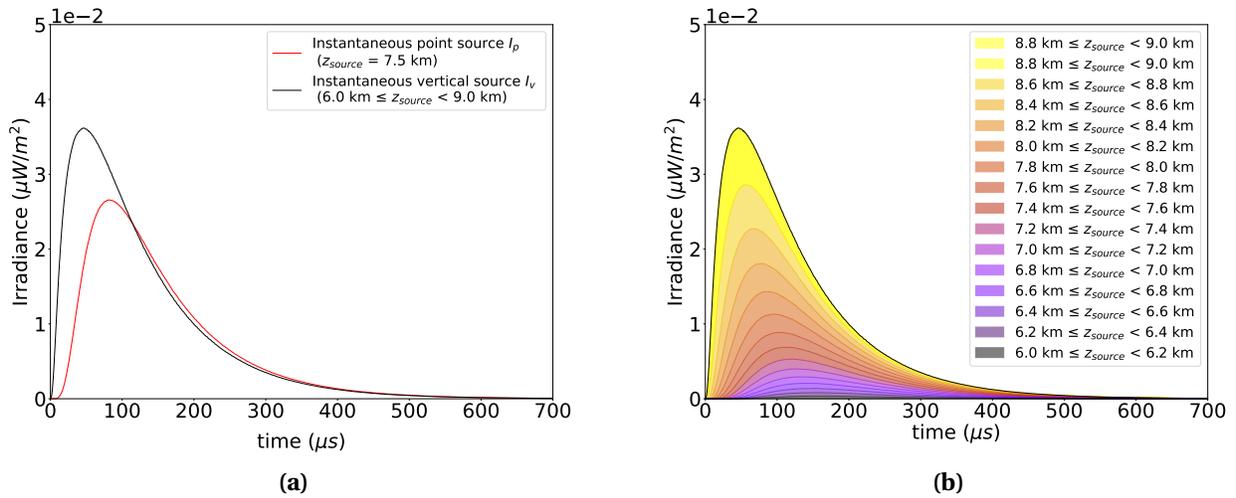


FIGURE 53 – (a) : Éclairement en fonction du temps d’une source verticale instantanée I_v située entre 6 et 9 km d’altitude (courbe noire) et d’une source ponctuelle instantanée I_p située à 7.5 km d’altitude (courbe rouge). (b) : Éclairement des différentes parties de la source verticale. L’éclair est séparé en 15 parties de 200 mètres de hauteur.

La figure 54a représente les variations de t_p et $FWQM$ pour chaque partie de la source verticale. Comme nous pouvons le voir, t_p et $FWQM$ diminuent plus rapidement lorsque la source s’approche du sommet du nuage. Pour cette figure, les paramètres de la forme d’onde sont déterminés entre la base de l’éclair à 6 km d’altitude et la position indiquée en abscisse. Inversement, la figure 54b indique que plus la source est proche du sommet du nuage, plus M et E augmentent. L’intensité provenant de la partie supérieure de l’éclair (jaune) située entre 8,8 km et 9,0 km correspond à 16% de l’intensité totale ($E(I_v)$). De la même manière, cette partie haute de l’éclair contribue à hauteur de 32 % du maximum $M(I_v)$. À l’inverse, la partie la plus basse de l’éclair (entre 6,0 km et 6,2 km en gris) ne représente que 1% de l’intensité $E(I_v)$ et du maximum $M(I_v)$ du signal mesuré.

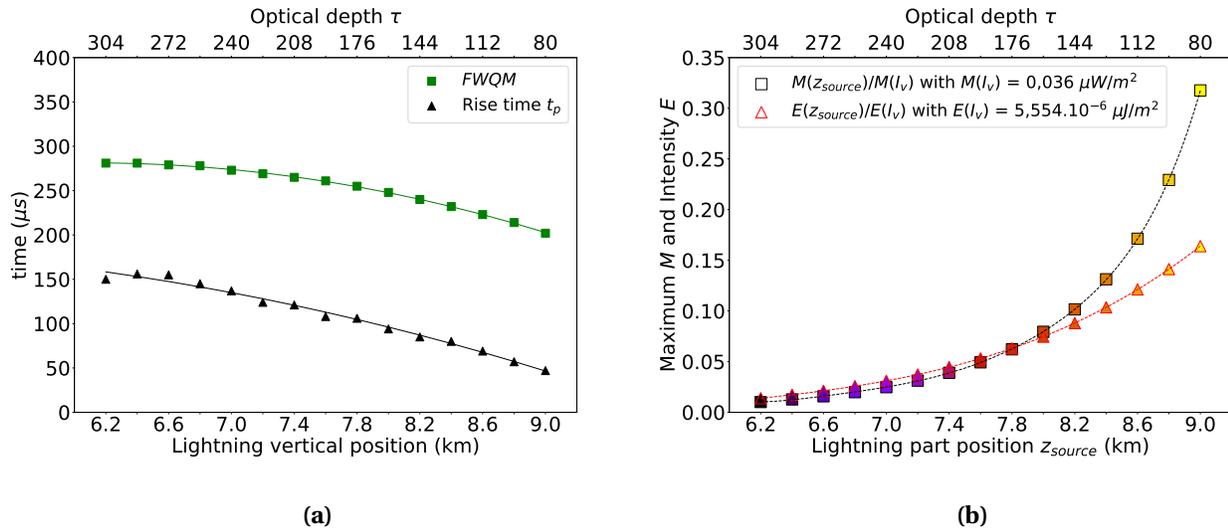


FIGURE 54 – (a) : Largeur au quart du maximum $FWQM$ (carrés verts) et temps de montée (triangles noirs) des formes d’ondes calculées. L’éclair est toujours divisé en 15 parties de 200 mètres de hauteur, et les contributions des parties inférieures sont additionnées. **(b) :** Maximum (carrés noirs) et intensité (triangles rouges) des formes d’ondes provenant des différentes parties de la source verticale. Les positions du sommet des sources sont données sur l’axe du bas, et les marqueurs sont codés en couleur de la même manière que la figure 53b. La profondeur optique correspondante τ entre la source et le sommet du nuage est indiquée en haut du graphique. Les positions A et F sont définies par rapport à Light *et al.* [46] (*cf. section 2.3* figure 50). Entre A et F, τ est divisée par 3. Les résultats ont été normalisés par le maximum $M(I_v)$ et l’intensité $E(I_v)$ de la source verticale entière entre 6 et 9 km. Les lignes représentent les courbes de régression qui correspondent le mieux aux données simulées.

Light *et al.* [46] avait précédemment étudié l’effet de la profondeur de la source en positionnant six sources ponctuelles à l’intérieur d’un nuage de gouttelettes d’eau le long de la verticale. Nous avons d’ailleurs utilisé ce cas pour la validation de notre méthode, (*cf. section 2.3*). La microphysique et l’épaisseur optique du nuage étaient les mêmes que dans notre cas, mais leur nuage était supposé sphérique. Cependant, la forme d’onde photométrique est similaire à celle obtenue avec un nuage cubique car les épaisseurs optiques entre le centre et les bords des nuages sont très proches (Light *et al.* [46]). Les tendances observées sur la figure 54 sont en accord avec celles constatées par Light *et al.* [46]. En effet, lorsque la source s’enfonce dans le nuage et que l’épaisseur optique τ est multipliée par trois entre la source et le sommet du nuage (τ passe de 100 à 300), l’intensité est divisée par 8 et le maximum de plus d’un ordre de grandeur (environ 20). Dans notre étude, lorsque τ est multipliée par trois de A à F (τ varie de 96 à 288 entre 8,8 km à 6,4 km, figure 54b), l’intensité est également divisée par 8 et le maximum par 18. L’éclair vertical décrit dans cette partie est utilisé dans la suite de ce chapitre pour modéliser un éclair se propageant à une vitesse finie entre le nuage et le sol (éclair nuage-sol).

3.1.2 Variation de la vitesse de l'éclair

Nous avons intégré dans nos simulations un arc en retour en considérant une source verticale qui se propage vers le haut comme lors d'un CG (*cf. section 2.2.2*). Ce signal optique se propage généralement à une vitesse comprise entre $2 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $1 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (Boyle et Orville [7]). La figure 55 représente les formes d'ondes d'éclairage obtenues pour différentes vitesses d'arc en retour ($8 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (a), $5 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (b), $2 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (c), et $1 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (d)).

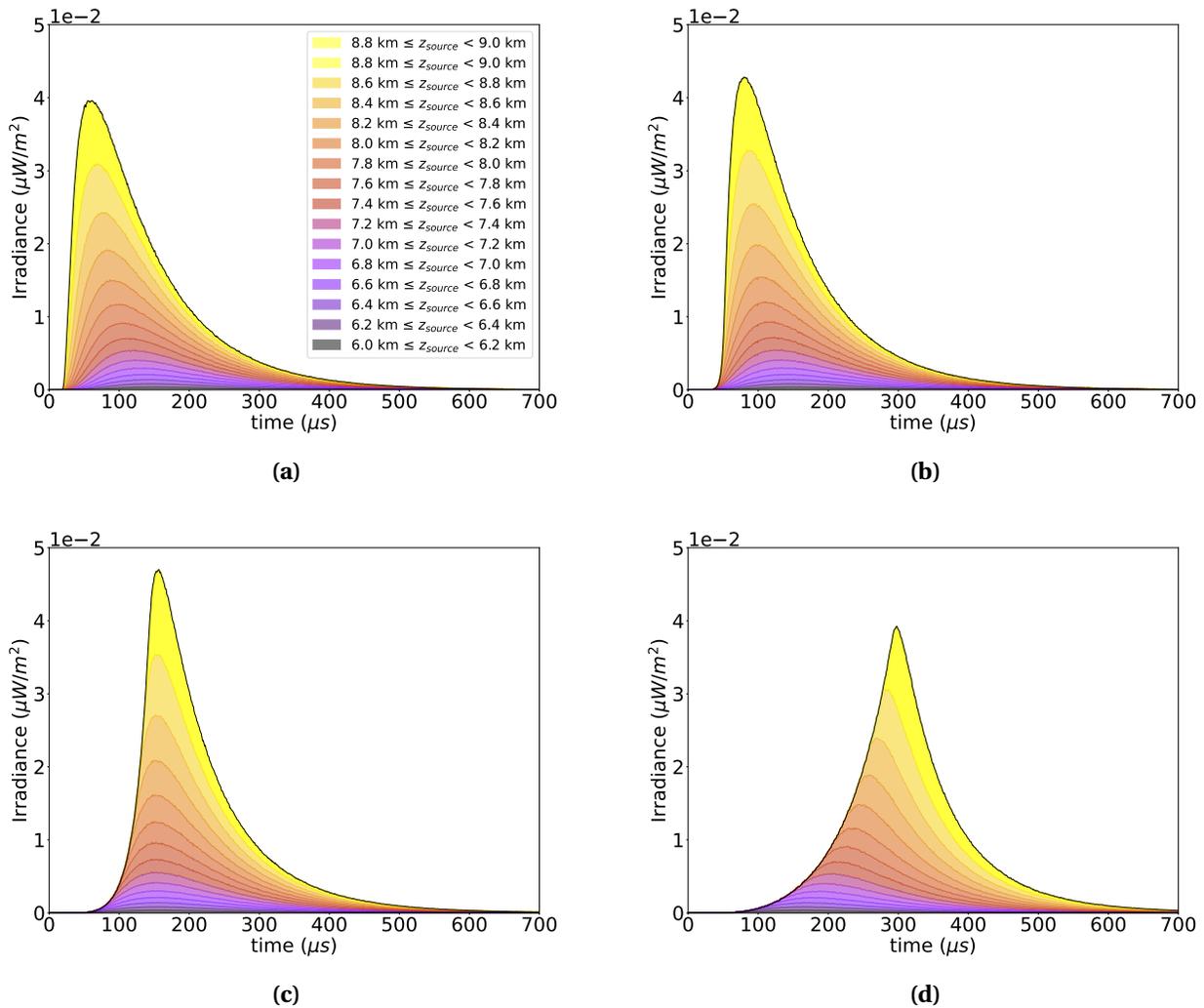


FIGURE 55 – Formes d'ondes d'un éclair se propageant verticalement vers le haut de 6 à 9 km dans le nuage, à une vitesse de $8 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (a), $5 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (b), $2 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (c), $1 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (d).

Le temps auquel les contributions des parties les plus basses sont détectées varie très peu avec la vitesse de l'éclair v (zones grisées et violettes), mais les contributions des parties supérieures sont détectées beaucoup plus tard lorsque v diminue (zones orangées et jaune). La figure 56 montre la

variation de M et $FWQM$ avec la vitesse de l'éclair. Lorsque v diminue, la forme d'onde devient plus étroite et son amplitude augmente, sauf lorsque $v < 2 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (figure 55d).

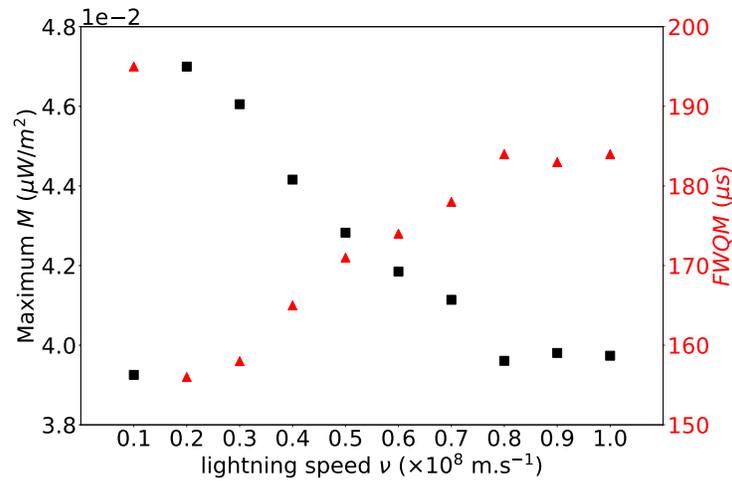


FIGURE 56 – Maximum M (carrés noirs) et largeur totale au quart du signal (triangles rouges) $FWQM$ lorsque la source se propage d’une vitesse v égale à $1 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ jusqu’à $1 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, avec un pas de $1 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

La figure 57 permet d’expliquer ces tendances. Le temps de propagation de l’éclair $\Delta_t(l) = l/v$ avec l et v respectivement la longueur et la vitesse de l’éclair, indiqué sur la figure 57a, augmente significativement lorsque v diminue pour les photons émis depuis la partie haute ($\Delta_t(l3)$, carrés jaunes), ce qui n’est pas le cas pour les photons provenant des parties basses ($\Delta_t(l1)$ en violet). Par conséquent, le temps de montée t_p du signal augmente fortement lorsque v diminue (triangles noirs). La figure 57b représente le temps nécessaire pour que les photons soient détectés (c’est-à-dire le temps de propagation de l’éclair ajouté au temps de parcours des photons émis depuis la source jusqu’au photomètre) en fonction de la vitesse de l’éclair. Pour rappel, dans nos simulations, le temps $t = 0$ sur les formes d’ondes correspond au temps de détection des photons qui ne sont pas diffusés. Il en est de même pour le temps représenté sur la figure 57b. Lorsque $v < 2 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, les photons de la partie inférieure de l’éclair sont détectés en premier mais ce n’est pas le cas pour des vitesses supérieures. En dessous de cette vitesse critique, la forme du signal (figure 55d) ne correspond plus à celle des observations habituelles (*cf. section 1.2.2.3 figure 27*). En effet, ces observations montrent généralement que le temps de montée est beaucoup plus court que le temps de descente (après le maximum) (Light *et al.* [45]) ce qui n’est pas le cas lorsque $v < 2 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ainsi ce type de simulation peut être utilisé afin de déterminer des bornes réalistes concernant les caractéristiques intrinsèques de l’éclair, ici la vitesse minimale de propagation. En effet, dans notre

cas d'étude, l'analyse de la forme d'onde pour différentes vitesses de propagation de la charge dans un arc en retour indique clairement que cette vitesse ne peut être inférieure à $2 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui est cohérent avec la vitesse minimale de l'arc en retour observée dans Rakov [65] ou Boyle et Orville [7].

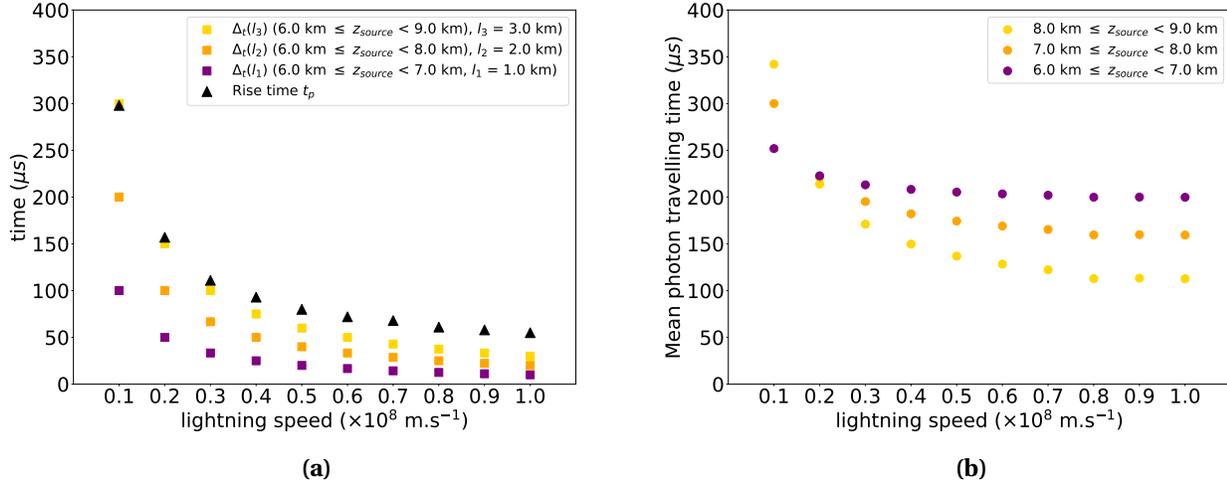


FIGURE 57 – (a) : Temps de montée t_p du signal (triangles noirs) et temps de propagation de l'éclair entre le bas de l'éclair, situé à 6 km, et 7 km (carrés violets), 8 km (carrés rouges), et 9 km (carrés orange). Ces temps caractéristiques sont représentés pour des vitesses de propagation de l'éclair allant de $1 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à $1 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, par pas de $1 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. **(b) :** Temps moyen nécessaire aux photons pour quitter le nuage et être détectés, en fonction de la vitesse v et de l'altitude de l'éclair. Les photons émis par les parties supérieure ($8 \text{ km} \leq z_{\text{source}} \leq 9 \text{ km}$), moyenne ($7 \text{ km} \leq z_{\text{source}} \leq 8 \text{ km}$) et inférieure de l'éclair ($6 \text{ km} \leq z_{\text{source}} \leq 7 \text{ km}$) sont représentés respectivement par les points orange, rouge et violet.

3.1.3 Variation temporelle de la puissance de l'éclair

Walker et Christian [90] ont montré que les émissions optiques des espèces ionisées à l'intérieur de la décharge de l'éclair peuvent être considérées comme instantanées (moins de quelques microsecondes), tandis que celles des espèces atomiques durent plusieurs centaines de microsecondes (*cf. section 1.1.2.2*). Afin d'étudier l'effet de cette différence de temporalité lié au type de décharge sur la forme d'onde, nous avons introduit dans le code une variation de la durée d'émission en considérant soit des sources verticales instantanées, notées I_v , soit des sources verticales dont l'émission varie dans le temps, notées T_v . Ainsi les émissions à 777 nm dues à l'oxygène atomique sont simulées par une source dont la durée d'émission est longue. Le choix que nous avons fait pour simuler une durée d'émission réaliste est le résultat de l'ajustement de l'observation par Walker et Christian [90] de l'émission à 744,4 nm de la raie de l'azote neutre NI (*cf. section 2.2.2*). Cette variation temporelle de l'émission est représentée par la courbe verte de la figure

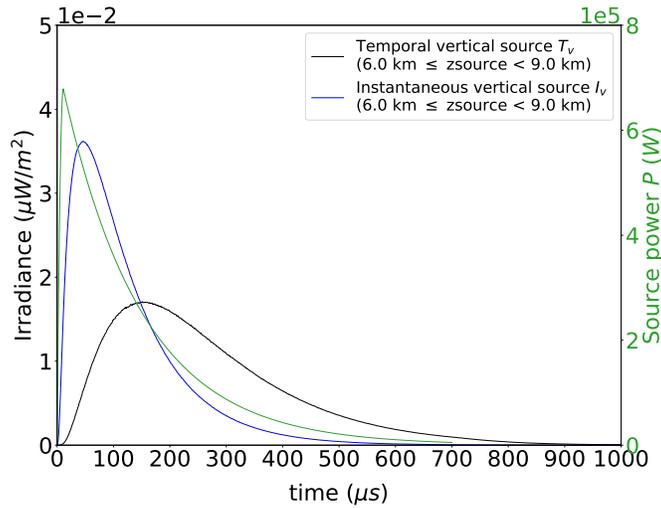


FIGURE 58 – Éclairement en fonction du temps pour une source verticale instantanée I_v (bleue) et une source verticale temporelle T_v (noire). La variation temporelle de la puissance de la source P est indiquée en vert (voir partie 2.2.2 Chapitre 2).

Sur cette figure sont également représentées les formes d'ondes que mesurerait un instrument satellitaire en présence de ces deux types de sources (courbes bleue et noire). Tout d'abord, les intensités $E(I_v)$ et $E(T_v)$ provenant des sources verticales instantanées et temporelles sont bien égales, ce qui est attendu. On a $E(I_v) = E(T_v) = 5,554 \mu\text{J}/\text{m}^2$. Comme on peut l'observer, dans le cas d'une source temporelle, la largeur du signal augmente de manière relativement plus faible que le temps de montée du signal (courbe verte et noire). En effet, la largeur du signal émis par la source est de $205 \mu\text{s}$ et $434 \mu\text{s}$ pour T_v , tandis que les temps de montée des signaux passent de 11 à $151 \mu\text{s}$. De plus, comme attendu, le signal provenant de la source temporelle (T_v) est plus étalé dans le temps que celui qui provient d'une source instantanée (I_v) (courbes noire et bleue). Cela conduit à un signal plus large et de plus faible amplitude que dans le cas d'une émission instantanée. Le maximum est donc atteint plus tard, ce qui a pour conséquence un temps de montée du signal qui est multiplié par 3,2, une largeur qui augmente de 31%, et un maximum qui diminue de 24%. sont égales. Dans la partie 3.2 de cette étude de sensibilité, la source verticale temporelle sera utilisée pour décrire la propagation de l'éclair à 777 nm et également à 337 nm . Comme cette seconde longueur d'onde d'observation correspond à l'émission la plus intense du diazote dans le domaine de l'ultraviolet proche (Gordillo-Vázquez *et al.* [31]), nous pouvons également utiliser une forme d'onde de longue durée comme source d'émission.

3.2 Etude de sensibilité à la microphysique des nuages

Dans la partie 3.1, la représentation du nuage et notamment sa microphysique était très simplifiée puisque la distribution en taille des gouttelettes suivent une distribution gaussienne. Or, cette partie est dédiée à l'étude de la sensibilité du signal mesuré, à la microphysique du nuage, c'est à dire au type d'hydrométéore. Dès lors, nous nous sommes attachés à implémenter une microphysique la plus réaliste possible en utilisant des formes de particules et des distributions en taille représentant au mieux les différents types d'hydrométéores mesurés dans les nuages d'orage (ou dans la littérature).

3.2.1 Cas d'étude

Nous utilisons la description de la microphysique d'un nuage d'orage supercellulaire référencé dans Klemp et Wilhelmson [39] et simulé avec le modèle mésoéchelle non hydrostatique Meso-NH, développé au Laboratoire d'Aérodynamique et au CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques) (Lafore *et al.* [42]). Le schéma microphysique à deux moments de phase mixte LIMA (Liquid Ice Multiple Aerosols, (Vié *et al.* [88]) a été utilisé par C. Barthe pour réaliser les simulations de ce nuage d'orage, dont les résultats sont présentés dans Barthe *et al.* [3]. Les rapports de mélange sont fournis pour la vapeur d'eau et les espèces d'hydrométéores suivantes : gouttelettes, pluie, glace, neige, graupels (masse totale rapportée à 1 kg d'air). Les concentrations de particules N_d sont également générées sauf pour la pluie, les graupels, et la neige où la relation empirique de Caniaux [14], tirée des observations, est appliquée. Le nuage se développe dans un domaine de (40 x 40 x 30) km avec une résolution horizontale de 1 km et une résolution verticale Δ_z de 500 mètres pendant 80 minutes. Le pas de temps t utilisé pour ces simulations est de deux minutes. La figure 59 décrit l'évolution temporelle de la fréquence des éclairs simulée par Barthe et Pinty [4] dans le nuage d'orage supercellulaire (en nombre d'éclairs par période de 10s), jusqu'à sa phase de dissipation au temps $t = 80$ minutes. Dans l'étude de sensibilité, les propriétés microphysiques du nuage d'orage ont été décrites à l'instant où l'activité des éclairs est maximale, c'est-à-dire à $t = 58$ minutes. La figure 60 représente les rapports de mélange des hydrométéores du nuage à cet instant, ce qui montre comment sont réparties les particules nuageuses dans le nuage.

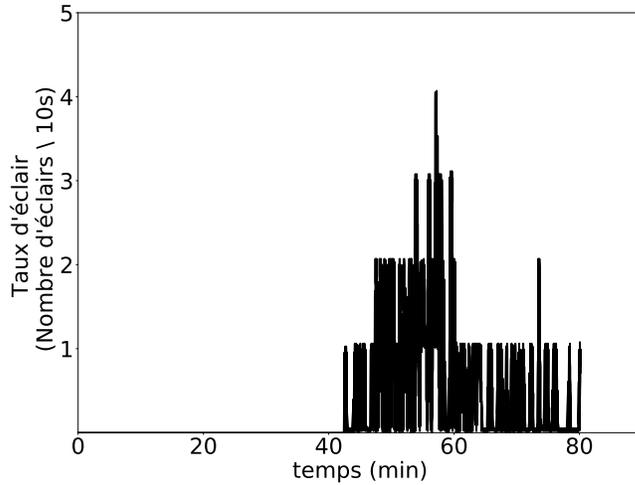


FIGURE 59 – Evolution temporelle de la fréquence des éclairs (en nombre d'éclairs par 10 s) décrite par Barthe et Pinty [4], dans le nuage d'orage supercellulaire référencé dans Klemp et Wilhelmson [39] et simulé avec le modèle Meso-NH.

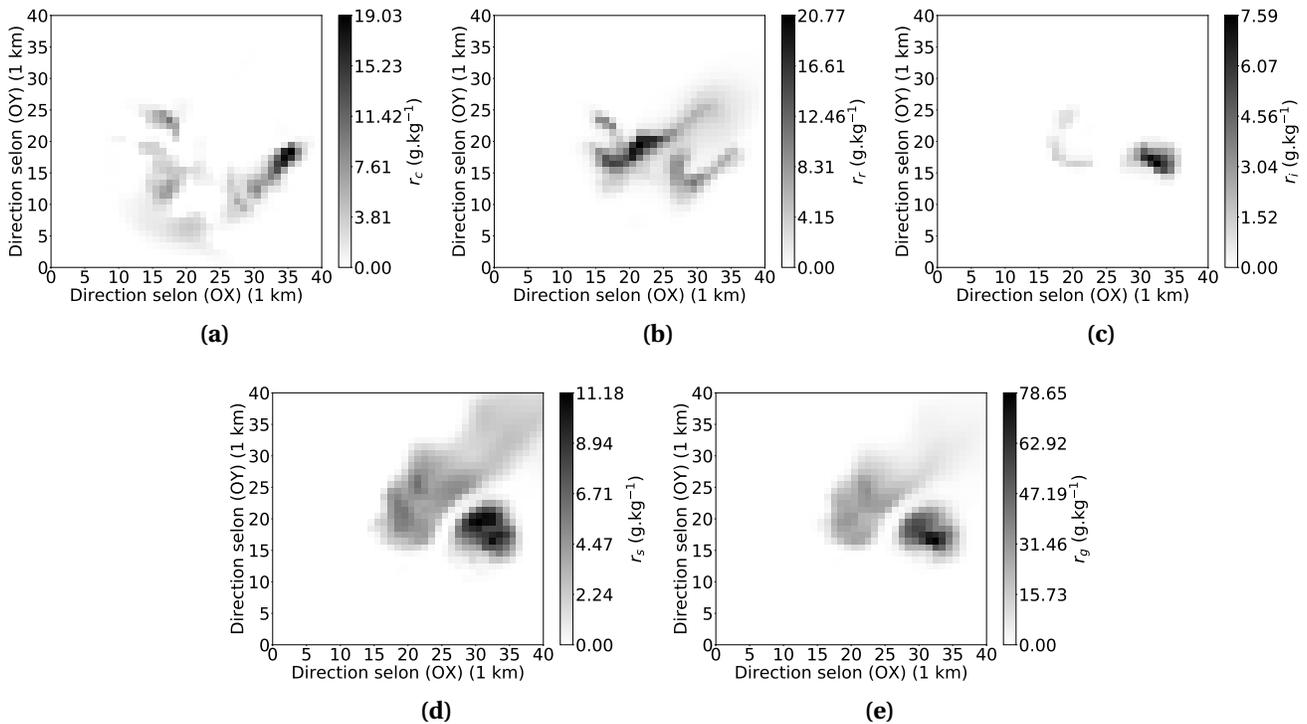


FIGURE 60 – Rapports de mélange r_c des gouttelettes d'eau (a), r_r des gouttes de pluie (b), r_i des cristaux de glace (c), r_s de la neige (d), et r_g des graupels (e), dans le nuage référencé dans Klemp et Wilhelmson [39] et simulé avec le modèle mésoéchelle non hydrostatique Meso-NH par Barthe *et al.* [3], lorsque la fréquence des éclairs est maximale (à $t = 58$ minutes, figure 59). Le nuage est représenté dans le plan (OXY), et les rapports de mélange ont été sommés selon l'axe z .

Cependant, l'étude a été limitée aux gouttelettes nuageuses et aux graupels. Concernant les

particules d'eau liquide, les gouttes de pluie ne sont pas prises en compte car depuis l'espace, elles atténuent beaucoup moins le rayonnement que les gouttelettes des nuages. En effet, une grande partie des précipitations a lieu sous les éclairs, et n'influence donc pas la transmission du signal optique vers les instruments du satellite, ce qui n'est pas le cas pour les mesures au sol. La diffusion de la lumière des éclairs a aussi été étudiée à travers les graupels car ce sont les hydrométéores qui présentent la plus forte concentration (volumique) là où se développent les éclairs comme le montre la figure 61 issue de (Ribaud *et al.* [68]). En effet, l'espèce microphysique (exprimée en pourcentage du volume total des hydrométéores traversés) la plus rencontrée par l'éclair lors de sa phase d'initiation et de propagation, est le graupel (rectangles violets hachurés et remplis). Ceci reste vrai quelle que soit la phase de développement du nuage (phase de développement en haut, phase mature au milieu, et phase de dissipation en bas). Les gouttelettes nuageuses ne sont pas précisées ici car elles ne font pas partie des espèces microphysiques restituables dans cette étude.

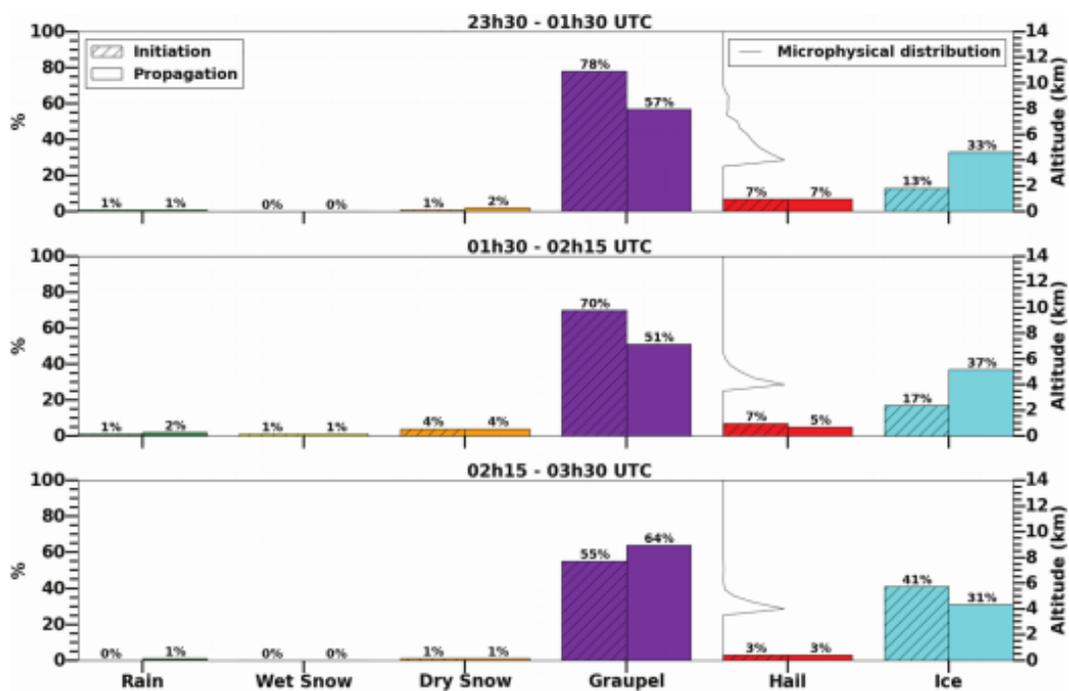


FIGURE 61 – Pourcentages des espèces hydrométéorologiques (pluie, neige humide, neige sèche, graupel (en violet), grêle, glace) rencontrées par un éclair lors de son initiation (rectangles hachurés) et de sa propagation (rectangles remplis) pendant la phase de développement (en haut), la phase mature (au milieu), puis la phase de dissipation (en bas) d'un nuage d'orage détectée pendant la campagne HyMeX les 23 et 24 septembre 2012 dans les Cévennes en France (Ribaud *et al.* [68]).

3.2.2 Propriétés optiques du nuage

3.2.2.1 Méthode de calcul des propriétés

La première étape de l'étude de sensibilité a été de traduire les propriétés microphysiques des gouttelettes nuageuses et des graupels en propriétés optiques, qui dépendent notamment de leur dimension et donc de la distribution en taille. Dans le système de modélisation atmosphérique Meso-NH, la distribution en taille des particules nuageuses suit une distribution gamma généralisée (cf. *section 1.3.1*). Dans ce modèle, on suppose que la masse et le diamètre des particules sont liés par une simple loi de puissance :

$$m(D) = \alpha D^\beta \quad (3.1)$$

En considérant les gouttelettes comme sphériques, la relation (3.1) peut être ré-exprimée en fonction de la densité des particules ρ . On a :

$$m(D) = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{D}{2}\right)^3\rho = \frac{\pi}{6}\rho D^3 \quad (3.2)$$

En fixant la masse volumique de l'eau $\rho_w = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, on retrouve $\alpha = 524,0 \text{ kg}$, et $\beta = 3,0$ pour les gouttelettes d'eau (cf. *section 1.3.1 tableau 1*). Les propriétés optiques des gouttelettes sont calculées grâce à la théorie de Mie. La théorie de Lorenz-Mie permet, par la résolution des équations de Maxwell, de décrire la diffusion élastique d'une onde plane par une particule sphérique homogène quelle que soit la longueur d'onde du rayonnement et la dimension des particules. La diffusion par les molécules atmosphériques ($D \simeq 10^{-9} \text{ m}$, figure 62 à gauche) encore appelée diffusion Rayleigh, mais aussi la diffusion par les particules de taille moyenne comme les aérosols ($D \simeq 10^{-7} \text{ m}$, figure 62 au centre), ou encore par les plus grosses particules nuageuses comme les gouttes d'eau ($D \simeq 10^{-4} \text{ m}$, figure 62 à droite) peuvent être simulées par cette théorie. Plus le diamètre des particules est petit par rapport à la longueur d'onde du rayonnement, plus la diffusion est isotrope. Dans cette étude, les trois régimes de diffusion schématisés sur la figure 62 sont utilisés. La diffusion par les particules atmosphériques est beaucoup plus importante dans le proche UV que dans l'IR proche car l'épaisseur optique moléculaire y est beaucoup plus importante, puisque celle-ci varie comme l'inverse de la longueur d'onde à la puissance 4.

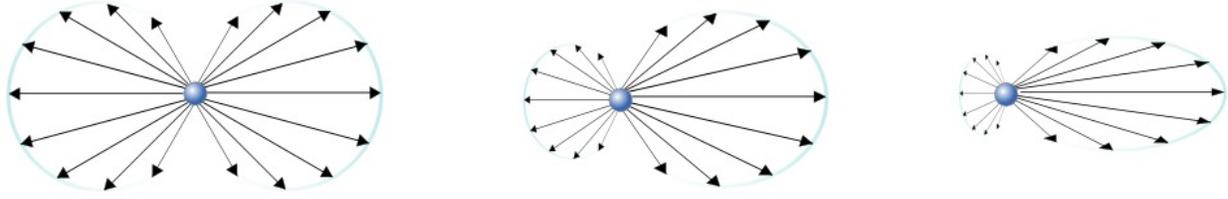


FIGURE 62 – Illustration de la diffusion de Rayleigh et de Mie sur une particule sphérique. De gauche à droite : intensité de la diffusion Rayleigh, de la diffusion Mie pour de petites particules et de la diffusion Mie pour de grosses particules, en fonction de la direction. L'onde incidente arrive par la gauche.

En raison de temps de calculs prohibitifs, la théorie de Mie n'est utilisable que lorsque la taille des particules n'est pas trop grande par rapport à la longueur d'onde. Lorsque la taille des particules est très grande devant la longueur d'onde du rayonnement, ce qui est le cas pour les graupels, une méthode de l'optique géométrique, aussi appelée lancer de rayon, a été utilisée. Cette méthode est décrite dans Brogniez [8] et C.-Labonnote *et al.* [13], et a été adaptée pour des sphères de glace. Cependant, les graupels simulés dans Meso-NH, ne sont pas tout à fait sphériques mais de type "lump" (*cf. section 1.1.1.3 figure 10*), pour lesquels les paramètres de loi masse-diamètre sont $\alpha = 19.6$ et $\beta = 2.8$ (équation (3.1)). Pour des raisons de simplicité de calcul, les graupels peuvent être assimilés à des sphères si on les considère comme étant constitués d'un mélange glace-air de masse volumique inférieure à celle de la glace pure (Donovan *et al.* [23]). Ainsi, afin de respecter les propriétés physiques des graupels simulés dans Meso-NH et notamment la conservation de la masse, la masse volumique équivalente ρ_{eq} doit être ajustée en égalisant les relations (3.1) et (3.2). Des sphères de diamètres effectifs D_{eff} équivalents à ceux des graupels ont été utilisés. On obtient :

$$\rho_{eq} = 6\alpha D_{eff}^{\beta-3} / \pi \quad (3.3)$$

Les propriétés d'absorption et de diffusion dépendent de la longueur d'onde du rayonnement et donc de l'indice de réfraction complexe du milieu. Or, l'indice de réfraction complexe n_g du mélange glace-air est différent de celui de la glace pure et doit être corrigé. Pour cela, une permittivité relative effective du mélange glace-air $\epsilon_{f,g} = n_g^2$ est introduite (Atlas *et al.* [2]) :

$$\epsilon_{f,g} = \frac{2F|K_g| + 1}{1 - F|K_g|} \quad (3.4)$$

où F ($F = \frac{\rho_{eq}}{\rho_g}$) est la fraction de glace présente dans les sphères avec $\rho_g = 0.917 \text{ g.cm}^{-3}$ la densité de la glace, et K_g la constante diélectrique définie en fonction de la permittivité relative $\epsilon_{r,g}$ de la glace pure, comme suit :

$$K_g = \left| \frac{\epsilon_{r,g} - 1}{\epsilon_{r,g} + 2} \right| \quad (3.5)$$

Le problème du calcul des propriétés optiques des graupels et des gouttelettes nuageuses étant résolu, il est possible de déterminer, et donc de renseigner, les distributions en taille ainsi que les épaisseurs optiques, albédo de diffusion simple et fonction de phase du nuage considéré dans notre étude de sensibilité.

3.2.2.2 Paramètres de l'étude de sensibilité

Nous allons maintenant pouvoir convertir les propriétés microphysiques des gouttelettes nuageuses et des graupels décrits dans le nuage d'orage de Klemp et Wilhelmson [39] en propriétés optiques afin que les épaisseurs optiques de nuage et les distributions en taille de particules utilisées dans notre étude de sensibilité, soient réalistes. La figure 63 donne le maximum de la profondeur optique du nuage $\tau_c(max)$ dues aux gouttelettes nuageuses (traits fins) et aux graupels (traits épais) à chaque pas de temps des simulations du nuage d'orage, pour $\lambda = 337 \text{ nm}$ (tirets bleus) et $\lambda = 777 \text{ nm}$ (lignes rouges). On détermine ainsi les épaisseurs optiques du nuage liées aux gouttelettes nuageuses et aux graupels (respectivement à 600 et 200) utilisées par la suite dans nos simulations, car ces valeurs correspondent aux profondeurs optiques de l'orage pour ces espèces microphysiques lorsque l'activité des éclairs est maximale autour de $t = 58 \text{ min}$ (figure 59). On peut remarquer que l'extinction est légèrement plus forte à $\lambda = 777 \text{ nm}$, ce qui se traduit par une épaisseur optique plus forte à cette longueur d'onde.

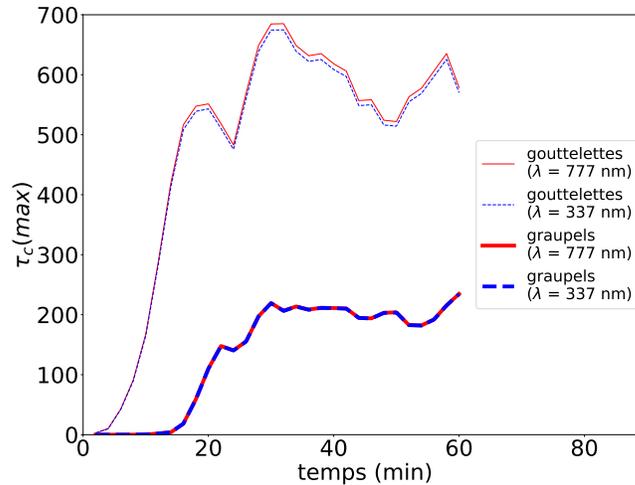


FIGURE 63 – Maximum de la profondeur optique τ_c selon la verticale à $\lambda = 337$ nm (ligne bleue) et $\lambda = 777$ nm (ligne rouge) à chaque pas de temps t de 2 minutes, du nuage référencé dans Klemp et Wilhelmson [39] et simulé par Barthe *et al.* [3] avec le modèle mésoéchelle non hydrostatique Meso-NH. Les épaisseurs optiques liées aux gouttelettes nuageuses sont indiquées en traits fins, et celles liées aux graupels en traits plus épais.

Les figures 64a et 64b donnent respectivement les épaisseurs optiques totale du nuage (c'est-à-dire intégrées verticalement) dues aux gouttelettes nuageuses et aux graupels à $t = 58$ min.

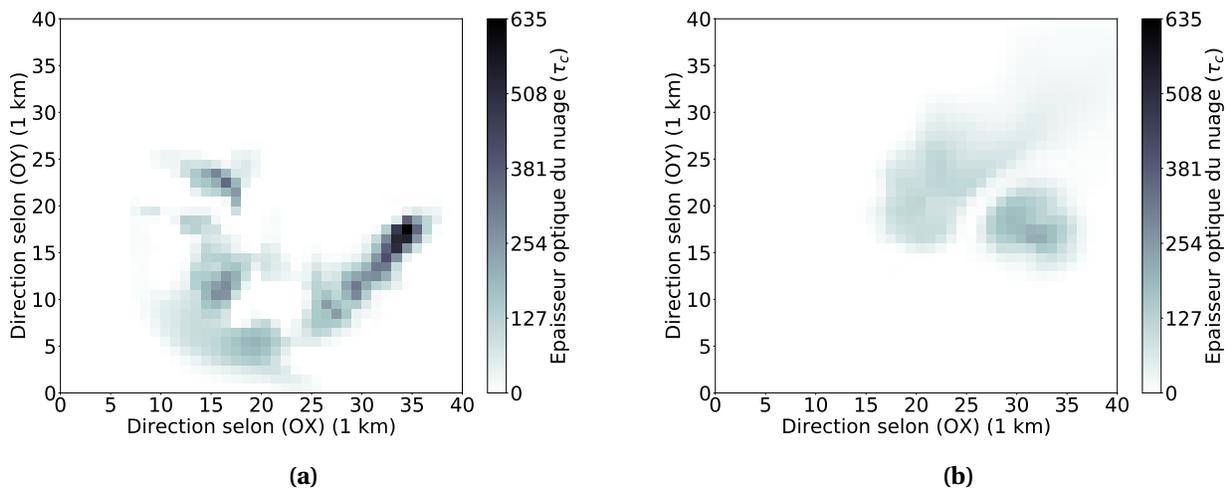


FIGURE 64 – (a) : Épaisseur optique du nuage τ_c liée aux gouttelettes nuageuses à $\lambda = 777$ nm, lorsque l'activité des éclairs est maximale. Le nuage est représenté dans le plan (OXY), et les épaisseurs optiques ont été sommées selon l'axe z . (b) : Même figure pour les graupels.

Les profondeurs optiques (ou encore l'épaisseur optique totale) du nuage sont calculées en sommant les épaisseurs optiques $\tau_z(i)$ de chaque cellule i d'une même colonne. On a :

$$\tau_z(i) = \sigma_e(i)\Delta_z \quad \text{avec} \quad \sigma_e(i) = s_{ext}(i)N_d(i) \quad (3.6)$$

où s_{ext} représente la section efficace d'extinction qui dépend de la distribution en taille des particules (différente dans chaque cellule) qui est fonction du paramètre de pente λ_D et donc du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes (*cf. section 1.3.1*). Les relations liant s_{ext} et les rayons effectifs R_{eff} des gouttelettes et des graupels à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm, sont représentées sur les figures 65a et 65b. Ces sections efficaces d'extinction croissent quadratiquement avec le rayon effectif des particules. A titre de comparaison, la section efficace d'extinction s_{ext} caractéristique de la distribution en taille des gouttelettes de Light *et al.* [46] utilisée dans la partie 3.1 est représentée par un point noir sur la figure 65a, soit $R_{eff} \simeq 12 \mu\text{m}$.

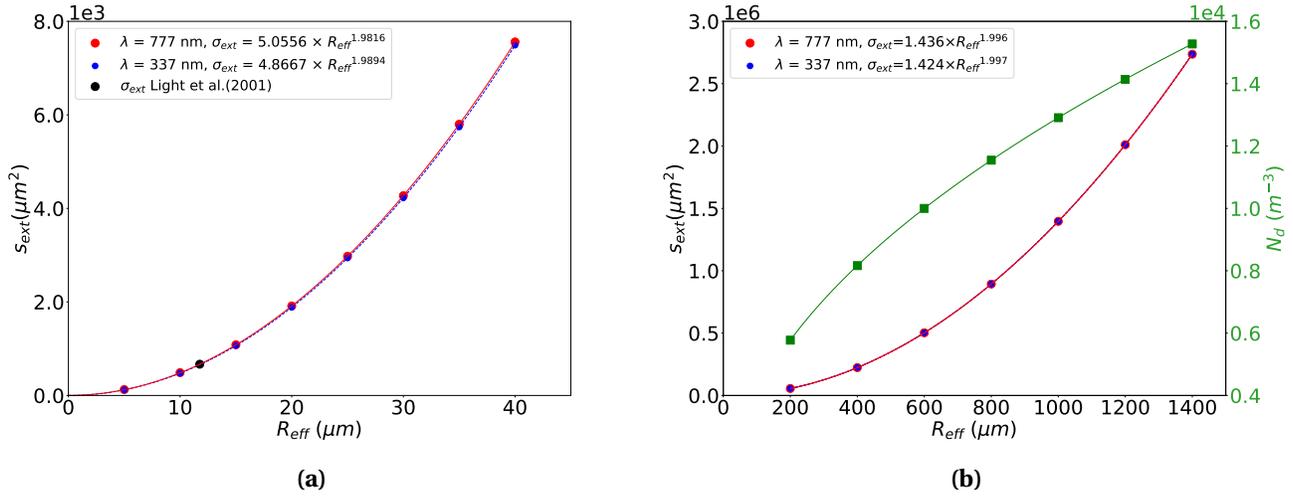


FIGURE 65 – (a) : Section efficace d'extinction s_{ext} en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes à $\lambda = 337$ nm (points bleus), et $\lambda = 777$ nm (points rouges). Les courbes de régression qui représentent le mieux les données simulées sont représentées et leurs équations indiquées pour ces deux longueurs d'ondes. La section efficace s_{ext} calculée à partir de la distribution en taille de Light *et al.* [46] est représentée par un point noir. **(b) :** Idem figure 65a pour les graupels.

Les concentrations de particules N_d (m^{-3}) sont données par le modèle Meso-NH pour les gouttelettes et calculées de manière analytique pour les graupels grâce à l'équation (3.7) (Caniaux [14]). La variation de N_d en fonction du rayon effectif R_{eff} des graupels est représentée en vert sur la figure 65b.

$$N_d = C(\lambda_D)^x \quad (3.7)$$

avec $C = 5 \times 10^5$ et $x = -0,5$.

Afin d'estimer l'évolution de l'atténuation du signal en fonction de la taille des hydrométéores, nous avons sommé verticalement sur les figures 66a et 66b les coefficients d'extinction σ_e (équation (3.6)) en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes et des graupels présents dans le nuage. En ce qui concerne les gouttelettes nuageuses, les particules qui atténuent le plus le rayonnement ont un rayon effectif se situant autour de $R_{eff} = 15 \mu\text{m}$ à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et $\lambda = 777 \text{ nm}$. Ainsi, la distribution en taille des gouttelettes utilisée dans la première partie de ce travail est assez réaliste car elle donne une extinction proche du maximum observé lorsqu'on utilise une loi gamma généralisée pour décrire la distribution en taille des particules. De plus, lorsque $R_{eff} \notin [5;40] \mu\text{m}$, l'extinction du rayonnement par les gouttelettes est très faible. Ainsi, dans la section 3.2.3.2, la diffusion de la lumière des éclairs est étudiée à travers des nuages homogènes d'eau d'épaisseur optique 600 et dont le rayon effectif des gouttelettes varie dans cet intervalle. Dans la section 3.2.3.3, l'étude de sensibilité concernant les graupels tient compte d'un nuage d'épaisseur optique 200 dont le rayon effectif des particules varie entre 200 et $1400 \mu\text{m}$ sachant que l'extinction est maximale pour un rayon effectif d'environ $1350 \mu\text{m}$.

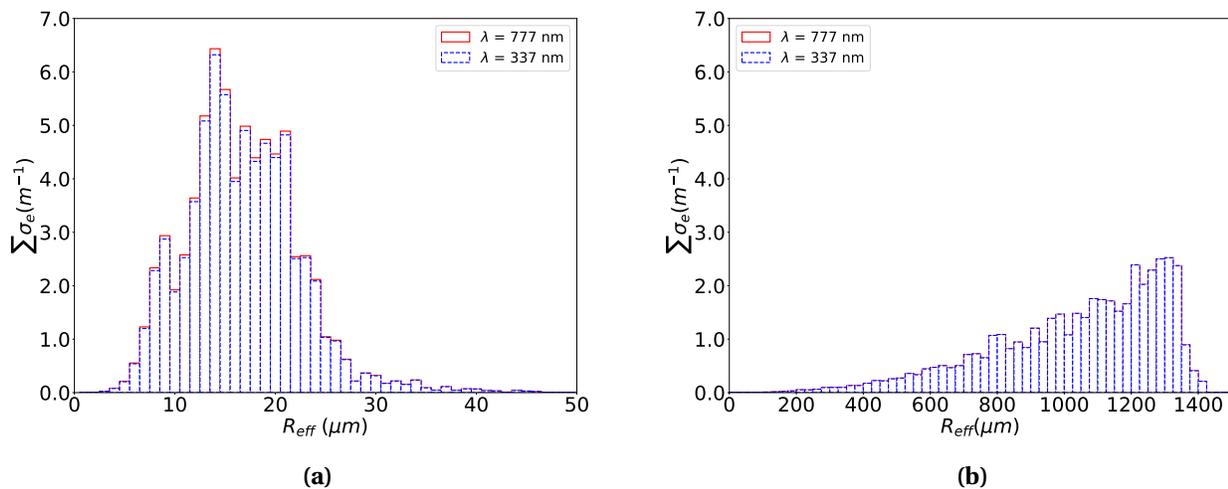


FIGURE 66 – Distribution de la somme des coefficients d'extinction σ_e des particules présentes dans le nuage en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes nuageuses par pas de $1 \mu\text{m}$ (a) et des graupels par pas de $25 \mu\text{m}$ (b) à $\lambda = 337 \text{ nm}$ (histogramme bleu pointillé) et $\lambda = 777 \text{ nm}$ (histogramme rouge), lorsque l'activité des éclairs est maximale à $t = 58 \text{ min}$.

La figure 66 montre aussi que le coefficient d'extinction des graupels diminue beaucoup plus rapidement, une fois le maximum d'extinction atteint. Ces différences sont liées aux concentrations de particules N_d présentes dans le nuage pour ces hydrométéores. Les figures 67a et 67b donnent la

répartition de N_d dans le nuage pour les gouttelettes nuageuses et les graupels. Les concentrations sont données par classe de R_{eff} et intégrées suivant la verticale, elles représentent donc une concentration sur la colonne. Dans le cas des gouttelettes nuageuses, la concentration de particules décroît progressivement en fonction du rayon effectif des particules, alors que pour les graupels cette concentration chute brusquement une fois l’extinction maximale atteinte autour de $R_{eff} = 1350 \mu\text{m}$, expliquant ainsi pourquoi l’extinction des graupels chute brusquement pour des rayons supérieurs à $1350 \mu\text{m}$ (figure 66b).

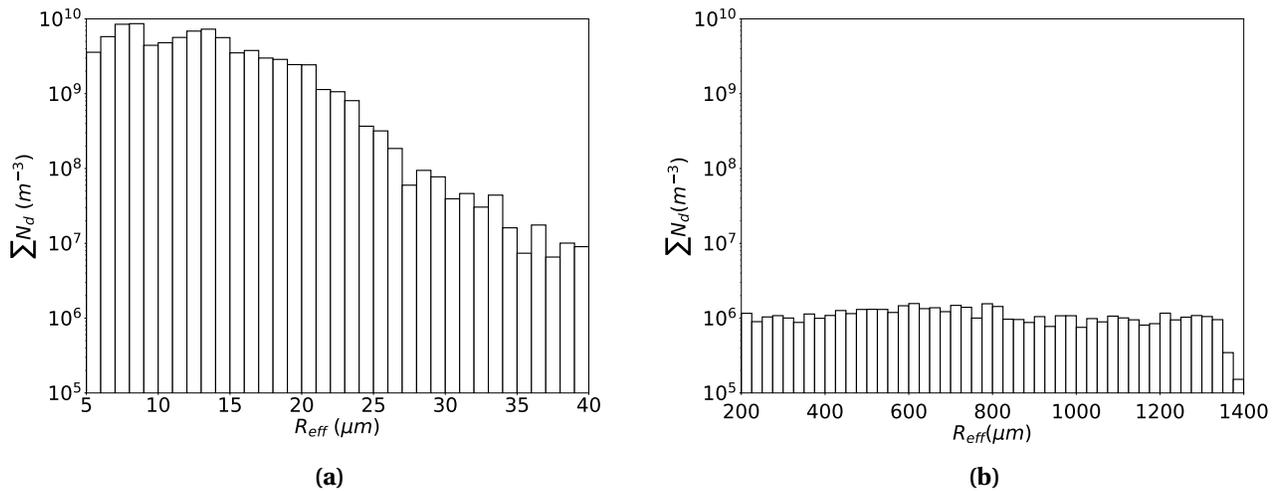


FIGURE 67 – Distribution de la somme des concentrations de particule N_d des particules en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes nuageuses par pas de $1 \mu\text{m}$ (a) et des graupels par pas de $25 \mu\text{m}$ (b) lorsque l’activité des éclairs est maximale à $t = 58 \text{ min}$.

3.2.2.3 Propriétés optiques des nuages utilisées dans les précédentes études

Dans les travaux traitant de la diffusion de la lumière des éclairs par les nuages, présentés plus en détails dans la partie 1.5.2 du chapitre 1, les gouttelettes nuageuses ont été également considérées comme sphériques et leurs propriétés optiques calculées avec la théorie de Mie, mais de manière moins précise. En effet, les fonctions de phase des gouttelettes nuageuses ont été à chaque fois approximées par la fonction de phase de Henyey-Greenstein, qui retranscrit mal le pic de diffusion avant des particules diffusantes.

Seuls Luque *et al.* [48] et Thomson et Krider [85] ont étudié la diffusion par les particules de glace, mais en les considérant également comme sphériques et en approximant de nouveau leur fonction

de phase par la fonction de phase d’Henyey-Greenstein pour prendre en compte la diffusion. Dans l’étude qu’ont menée Luque *et al.* [48], les particules de glace ont été considérées comme des sphères pleines de rayon constant égal à $10\ \mu\text{m}$, ce qui n’est pas représentatif de la forme et de la taille de toutes les particules de glace comme nous venons de le voir dans la section précédente traitant des graupels. Peterson [57] a choisi une distribution en taille réaliste pour décrire la taille des gouttelettes d’eau mais n’utilise qu’un seul rayon effectif R_{eff} de $10\ \mu\text{m}$ (*c.f section 1.3.2 du chapitre 1*).

3.2.3 Influence des particules atmosphériques et nuageuses sur les formes d’ondes à $\lambda=337\ \text{nm}$ et $\lambda = 777\ \text{nm}$

Le cas d’étude présenté en introduction, issu des données de ASIM, montre qu’il existe des différences importantes entre les formes d’ondes observées à $337\ \text{nm}$ et $777\ \text{nm}$, pour un même éclair. Dans cette partie, les impacts de l’absorption, de la diffusion moléculaire et nuageuse sur les formes d’ondes à $\lambda = 337\ \text{nm}$ et $\lambda = 777\ \text{nm}$ sont quantifiés. Pour mettre en évidence ces effets, on considère que la puissance émise par la source est la même à ces deux longueurs d’ondes ($10^8\ \text{W}$). Néanmoins, nous sommes bien conscients que la puissance émise par la source peut être différente dans l’IR et l’UV proche. La morphologie du nuage choisie pour cette étude est donnée par la figure 51 à savoir un cube de $5\ \text{km}$ de côté.

3.2.3.1 Effet des particules atmosphériques

La figure 68 donne les épaisseurs optiques τ_m dues à la diffusion par les particules atmosphériques (dite diffusion de Rayleigh) en fonction de l’altitude du milieu. Le profil de pression utilisé est celui d’une atmosphère standard (US Standard Atmosphere, 1976). La diffusion par les molécules est plus isotrope que la diffusion par les particules nuageuses due à une taille très petite par rapport à la longueur d’onde. Les photons émis vers le bas ont ainsi plus de chance d’être diffusés vers le haut par les molécules atmosphériques, parce que leur fonction de phase est plus isotrope mais également parce que leur épaisseur optique est plus importante à mesure que l’on se rapproche du sol (concentration moléculaire plus grande). Inversement, les photons émis vers le haut auront moins de chance d’être diffusés vers le bas. Ainsi, la diffusion par les molécules atmosphériques aura tendance à amplifier le signal détecté au-dessus du nuage, et à atténuer celui mesuré au sol. Ces effets sont plus importants dans le proche UV, car l’épaisseur optique moléculaire

y est beaucoup plus importante que dans le proche IR, comme expliqué précédemment dans la partie 3.2.2.

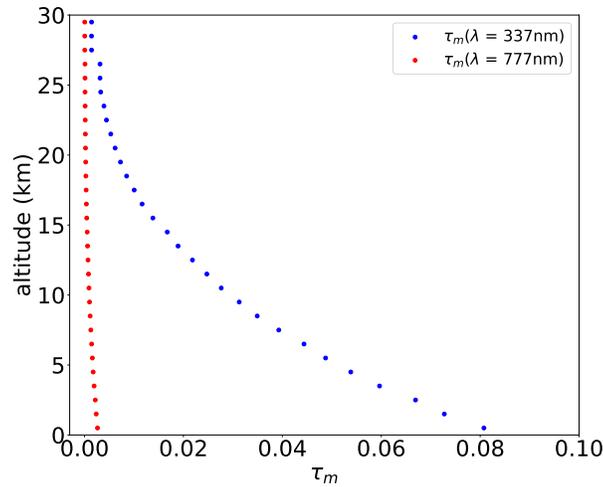


FIGURE 68 – Epaisseur optique τ_m caractéristique de la diffusion par les particules atmosphériques (diffusion Rayleigh) en fonction de l’altitude du milieu à $\lambda = 337\text{ nm}$ (points bleus) et $\lambda = 777\text{ nm}$ (points rouges).

Le nuage a une superficie de $5 \times 5\text{ km}$, ce qui est beaucoup plus petit que la surface au sol de la zone observée par le photomètre satellitaire qui est d’environ $400 \times 400\text{ km}$. Or, une grande partie du rayonnement diffusé par les particules atmosphériques à $\lambda = 337\text{ nm}$ provient de l’extérieur du nuage, comme le montre la figure 69. En effet, le signal est fortement amplifié quand l’ensemble de l’atmosphère présent dans le champ de vue des photomètres est considéré (courbe bleue), ce qui n’est pas le cas quand le champ de vue se limite à celui du nuage (tirets bleus). On remarque alors que, pour une même puissance émise par l’éclair, le signal mesuré à 337 nm est plus large lorsque l’on considère le champ de vue complet ($FWQM_{FOV\text{ complet}} = 676.0\ \mu\text{s}$) qu’avec un champ de vue restreint englobant le nuage seul ($FWQM_{FOV\text{ nuage}} = 566.0\ \mu\text{s}$). Il a aussi un temps de montée plus long ($266.0\ \mu\text{s}$ contre $209\ \mu\text{s}$ respectivement), un éclairement maximum plus élevé ($1,74.10^{-2}\ \mu\text{W}/\text{m}^2$ au lieu de $1,28.10^{-2}\ \mu\text{W}/\text{m}^2$ soit 37.0% de plus), et une intensité plus importante ($8,86.10^{-6}\ \mu\text{J}$ contre $5,45.10^{-6}\ \mu\text{J}$ soit une augmentation de 63.0%). En revanche, à $\lambda = 777\text{ nm}$, ce phénomène n’est pas observé car la diffusion moléculaire est très faible (courbe noire et tirets rouges).

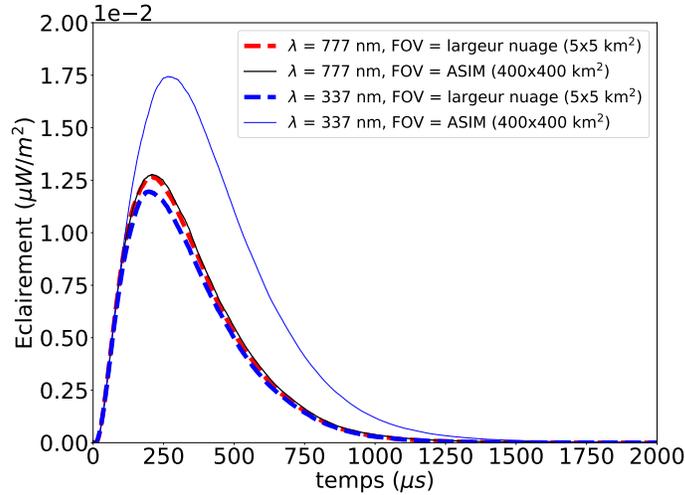


FIGURE 69 – Eclairement en fonction du temps à $\lambda = 337$ nm (courbes bleues), et $\lambda = 777$ nm (courbes rouge et noire) lorsque l'ensemble de l'atmosphère détectable par le champ de vue du photomètre de ASIM est pris en compte (traits pleins), et quand la largeur de l'atmosphère correspond à celle du nuage (tirets). Le nuage considéré est constitué de gouttelettes d'eau de rayon effectif $R_{eff} = 5 \mu\text{m}$.

La figure 70a représente l'impact sur les formes d'ondes à $\lambda = 337$ nm de l'ajout de colonnes de molécules de largeur L de part et d'autre du nuage, schématisées sur la figure 70b. La forme d'onde photométrique se stabilise quand le champ à une largeur de 100 km de part et d'autre du nuage (courbe verte). Ainsi, il est important de tenir compte de la largeur du champ de vue dans l'interprétation des mesures effectuée à $\lambda = 337$ nm à cause de la diffusion moléculaire. Dans Luque *et al.* [48], cet effet a aussi été pris en compte dans le proche UV mais a été seulement représenté en imagerie et pas sur les signaux photométriques. L'effet de l'absorption moléculaire n'est pas discuté ici, car il a peu d'impact sur les formes d'ondes.

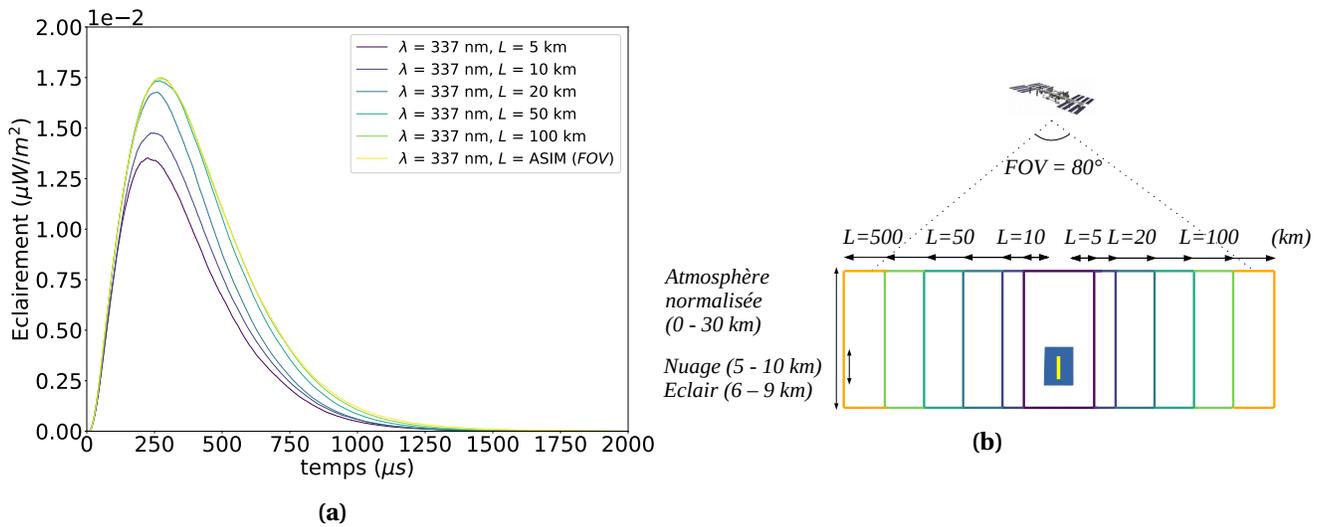


FIGURE 70 – (a) : Formes d’ondes à $\lambda = 337 \text{ nm}$ lorsque la largeur L d’atmosphère présente autour du nuage augmente jusqu’à atteindre celle correspondant au champ de vue de ASIM **(b) :** Représentation schématique des distances L autour du nuage représenté en bleu. Le rayon effectif des gouttelettes vaut $5 \mu\text{m}$.

3.2.3.2 Impact des gouttelettes d’eau

La part du rayonnement incident absorbé par les gouttelettes d’eau, caractérisé par le facteur " $1 - \omega_0$ " (cf. section 2.1.1), est plus importante à $\lambda = 777 \text{ nm}$ qu’à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et augmente plus rapidement avec la taille des particules dans le proche IR, comme le montre la figure 71a. Lorsque l’absorption par les particules nuageuses augmente, les photons disparaissent plus rapidement. Le temps de montée et la largeur des formes d’ondes sont alors plus courts. L’amplitude et l’intensité des signaux diminuent également. De plus, plus la taille des particules est grande par rapport à la longueur d’onde, plus la diffusion vers l’avant est importante ce qui se traduit par une augmentation du facteur d’asymétrie g , représenté sur la figure 71b. Ainsi, lorsque la taille des gouttelettes augmente, les photons passent moins de temps dans le nuage, ce qui se traduit par une forme d’onde moins large avec un temps de montée plus court, et une plus grande amplitude. Il est important de noter que la diffusion vers l’avant est plus importante dans le proche infrarouge que dans le proche ultraviolet, sauf pour les petites gouttelettes. Ceci peut s’expliquer par l’absorption plus importante de l’eau à 777 nm .

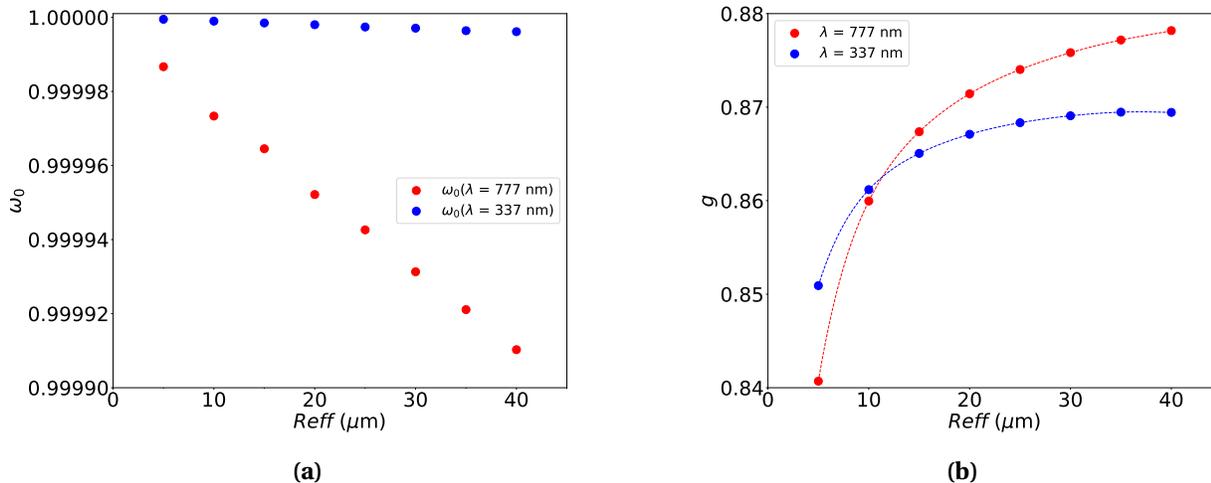


FIGURE 71 – Albédo de diffusion simple ω_0 (a) et facteur d’asymétrie g (b) en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes à $\lambda = 337 \text{ nm}$ (points bleus) et $\lambda = 777 \text{ nm}$ (points rouges).

Les figures 72 et 73 donnent l’allure des signaux à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et $\lambda = 777 \text{ nm}$, lorsque le rayon effectif des gouttelettes varie de 5 à 40 μm (courbes bleues et rouges). A $\lambda = 337 \text{ nm}$, les signaux varient peu en fonction de la taille des gouttelettes d’eau. Jusqu’à $R_{eff} = 20 \mu\text{m}$, l’augmentation de la diffusion avant est légèrement visible : la largeur et le temps de montée des signaux diminuent alors que les maximums augmentent. Au delà de $R_{eff} = 20 \mu\text{m}$, les formes d’ondes se stabilisent du fait d’une absorption par les particules nuageuses très faible quelle que soit leur taille (figure 71a). En revanche, à $\lambda = 777 \text{ nm}$, l’absorption par les particules nuageuses est plus forte ce qui atténue les formes d’ondes quand R_{eff} augmente. L’effet de la diffusion par les particules nuageuses est moins visible dans le proche IR, car même pour les petites particules l’effet dû à l’absorption prend le dessus sur celui de la diffusion.

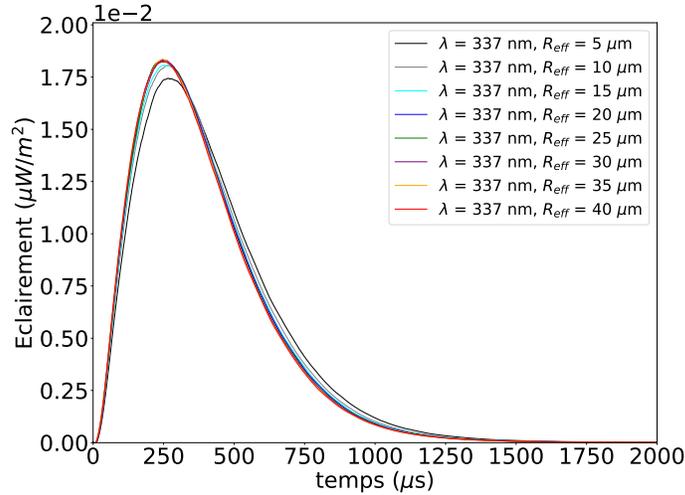


FIGURE 72 – Formes d’ondes à $\lambda = 337$ nm lorsque la taille des gouttelettes augmente de $5 \mu\text{m}$ à $40 \mu\text{m}$ par pas de $5 \mu\text{m}$ (courbes bleues indiquées en légende).

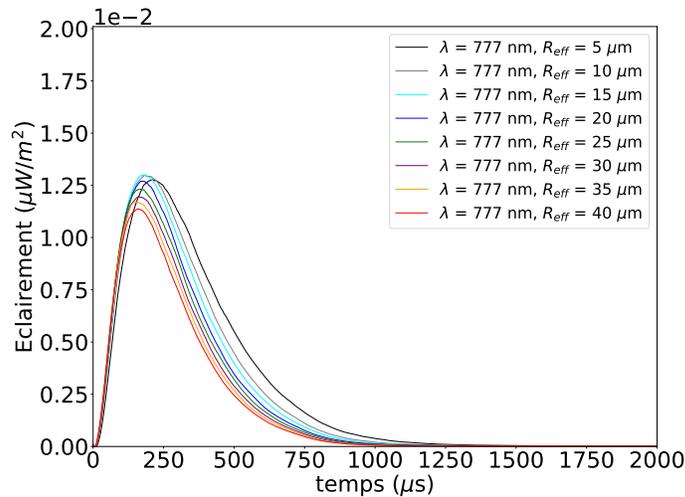


FIGURE 73 – Eclairage en fonction du temps à $\lambda = 777$ nm lorsque R_{eff} augmente de la même manière que sur la figure 72 (courbes rouges).

Les figures 74a, 74b, et 74c donnent les valeurs des intensités, des maximums, et des largeurs de signaux *FWQM* des formes d’ondes en fonction du rayon effectif pour les deux longueurs d’ondes considérées. Les résultats que nous avons obtenus montrent que dans le proche UV le signal est plus large, de plus forte amplitude, et donc de plus forte intensité que dans le proche infrarouge quelle que soit la taille des gouttelettes d’eau.

Ces grandeurs caractéristiques, mais aussi le temps de montée du signal, ont été mesurés par

Offroy *et al.* [53] à ces longueurs d'ondes pour 101 éclairs observés aux limbes, depuis l'espace, par l'instrument optique Imager of Sprites and Upper Atmospheric Lightning (ISUAL) embarqué à bord du satellite FORMOSAT-2. Or les résultats obtenus sont en contradiction avec les nôtres, en effet, l'éclairement mesuré à $\lambda = 777$ nm était plus grand qu'à $\lambda = 337$ nm. En particulier, la médiane de l'intensité des signaux est environ 30 fois plus grande dans le proche IR que dans le proche UV à ces longueurs d'ondes ($1,63 \mu\text{J}/\text{m}^2$ contre $5,71 \cdot 10^{-2} \mu\text{J}/\text{m}^2$), et la médiane du maximum d'éclairement environ 20 fois plus ($7,47 \cdot 10^{-4} \mu\text{W}/\text{m}^2$ contre $3,84 \cdot 10^{-5} \mu\text{W}/\text{m}^2$). Cette apparente contradiction peut être liée au fait que dans la réalité la puissance de la source est plus faible à $\lambda = 337$ nm qu'à $\lambda = 777$ nm, ce qui n'a pas été pris en compte dans notre étude. En revanche, les tendances sur les durées de signaux entre le proche IR et le proche UV sont comparables à ce qui a été mesuré : $861 \mu\text{s}$ contre $650-700 \mu\text{s}$ simulé à $\lambda = 337$ nm et $620 \mu\text{s}$ mesuré contre $450-550 \mu\text{s}$ à $\lambda = 777$ nm.

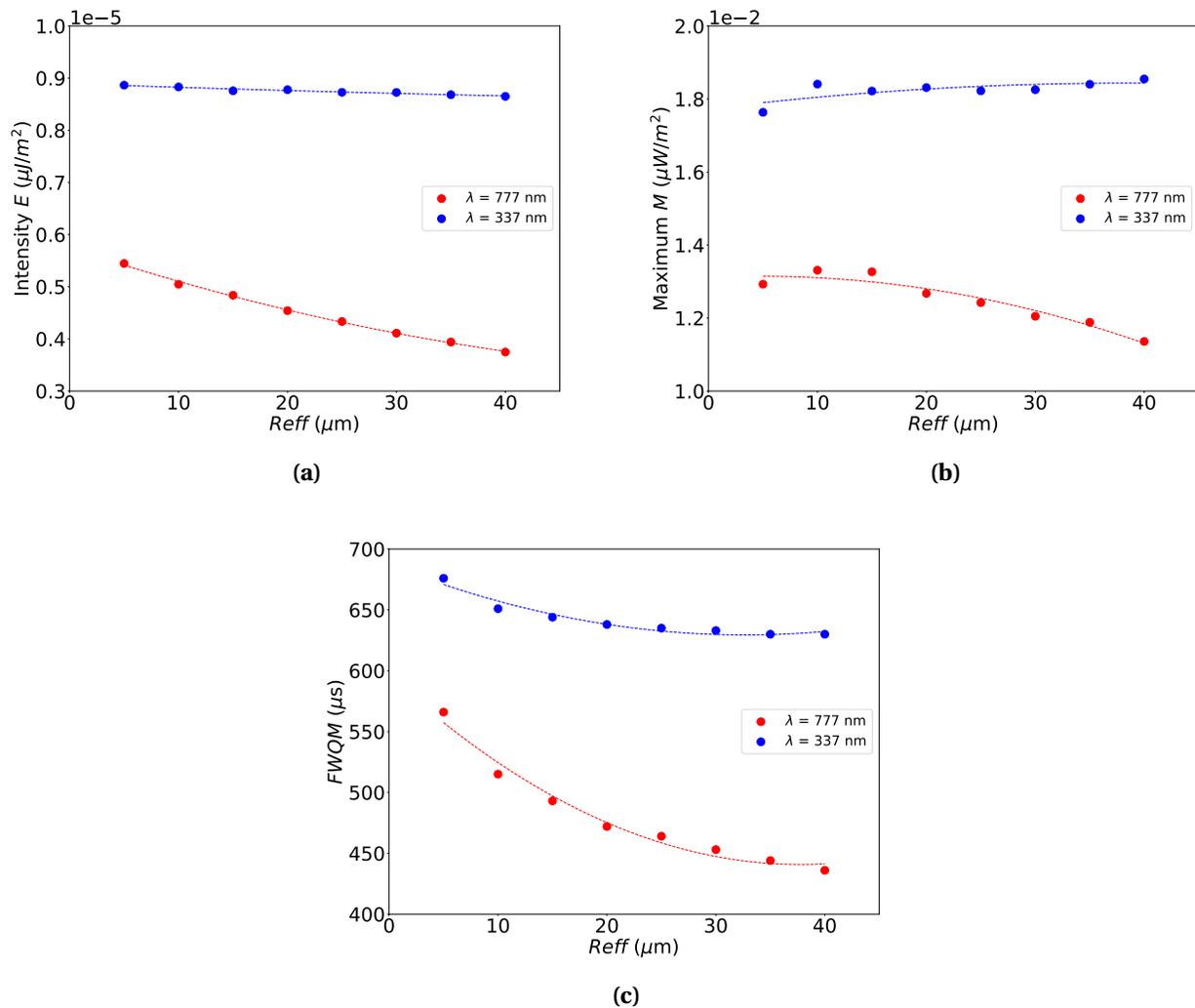


FIGURE 74 – Intensité E (a), Maximum M (b), et largeur des signaux à quart de hauteur $FWQM$ (c) en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes nuageuses à $\lambda = 777 \text{ nm}$ (rouge) et $\lambda = 337 \text{ nm}$ (bleu)

Effet relatif des processus d'absorption, de diffusion avec la profondeur de la source

Les effets de la diffusion et de l'absorption par les particules nuageuses et atmosphériques ont été discutés précédemment ainsi que leur impact sur l'allure globale des signaux. Ces effets vont maintenant être isolés un par un afin de savoir lesquels engendrent le plus de différences entre les intensités, les maximums, et les largeurs de signaux à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et $\lambda = 777 \text{ nm}$. Les temps de montée ne sont pas étudiés car ils sont difficilement mesurables avec le pas de temps de $1 \mu\text{s}$ utilisé dans nos simulations. Un échantillonnage des signaux à une fréquence plus élevée serait nécessaire pour ce faire. Les différences entre les formes d'ondes sont aussi étudiées en fonction de la profondeur de la source.

La figure 75a représente les variations du rapport d'intensité $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ entre les formes d'ondes à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm provenant des différentes parties de la source lorsque le rayon effectif des gouttelettes varie de 5 à 40 μm par pas de 5 μm . La partie inférieure de la source se situe entre 6 et 7 km d'altitude, et est indiquée en violet. L'épaisseur optique τ correspondante entre la source et le sommet du nuage est alors comprise entre 360 et 480. La partie médiane de la source, indiquée en orange, se trouve entre 7 km et 8 km, ce qui donne $240 \leq \tau < 360$. Enfin, la partie supérieure, en jaune, se trouve entre 8 et 9 km d'altitude, ce qui correspond à $120 \leq \tau < 240$. Pour faire cette figure toutes les interactions entre la lumière émise par l'éclair et les particules atmosphériques (molécules et nuages) ont été prises en compte, c'est à dire les phénomènes d'absorption et de diffusion.

Les figures 75b, 75c, 75d montrent l'effet individuel de la diffusion par les particules nuageuses, de l'absorption nuageuse, et de la diffusion moléculaire. Ainsi en comparant la figure (75a) qui englobe tous les effets et qui se veut représentative de ce qu'un instrument serait susceptible de mesurer, aux autres figures, il est possible d'identifier l'interaction responsable des variations visibles sur la figure 75a. Ainsi, l'augmentation du rapport $E_{\lambda=337nm}/E_{\lambda=777nm}$ avec R_{eff} et/ou lorsque z_{source} diminue, que l'on peut observer sur la figure 75a peut être attribué à la combinaison de l'absorption par les particules nuageuses à 777 nm et à la diffusion par les molécules à 337 nm. En effet, la diffusion par les particules nuageuses n'a pas d'influence sur ce ratio comme le montre la figure 75b. Par contre, les effets cumulés de l'atténuation du signal à $\lambda = 777$ nm due à l'absorption par les particules nuageuses, et de l'intensification du signal à $\lambda = 337$ nm due à la diffusion par les molécules atmosphériques induit une augmentation du rapport d'intensité $E_{\lambda=337nm}/E_{\lambda=777nm}$ clairement visible sur la figure 75a. Lorsque les photons sont émis depuis la partie basse de l'éclair, l'effet de la diffusion moléculaire est plus important que l'absorption par les particules nuageuses quelle que soit R_{eff} . Quand l'éclair est plus haut dans le nuage, l'impact de l'absorption nuageuse diminue car les photons subissent moins d'interactions avec les particules qui composent le nuage. L'effet de la diffusion moléculaire diminue aussi à plus haute altitude, mais plus rapidement. Ainsi, plus l'éclair est haut dans le nuage, plus l'effet de l'absorption nuageuse devient important. Lorsque les photons sont émis depuis la partie médiane de l'éclair, l'impact de l'absorption nuageuse devient le plus important lorsque les gouttelettes ont un rayon effectif supérieur à $R_{eff} = 34,0 \mu\text{m}$. Quand les photons sont émis depuis le haut de l'éclair, l'absorption nuageuse devient l'effet majoritaire pour des $R_{eff} > 16 \mu\text{m}$.

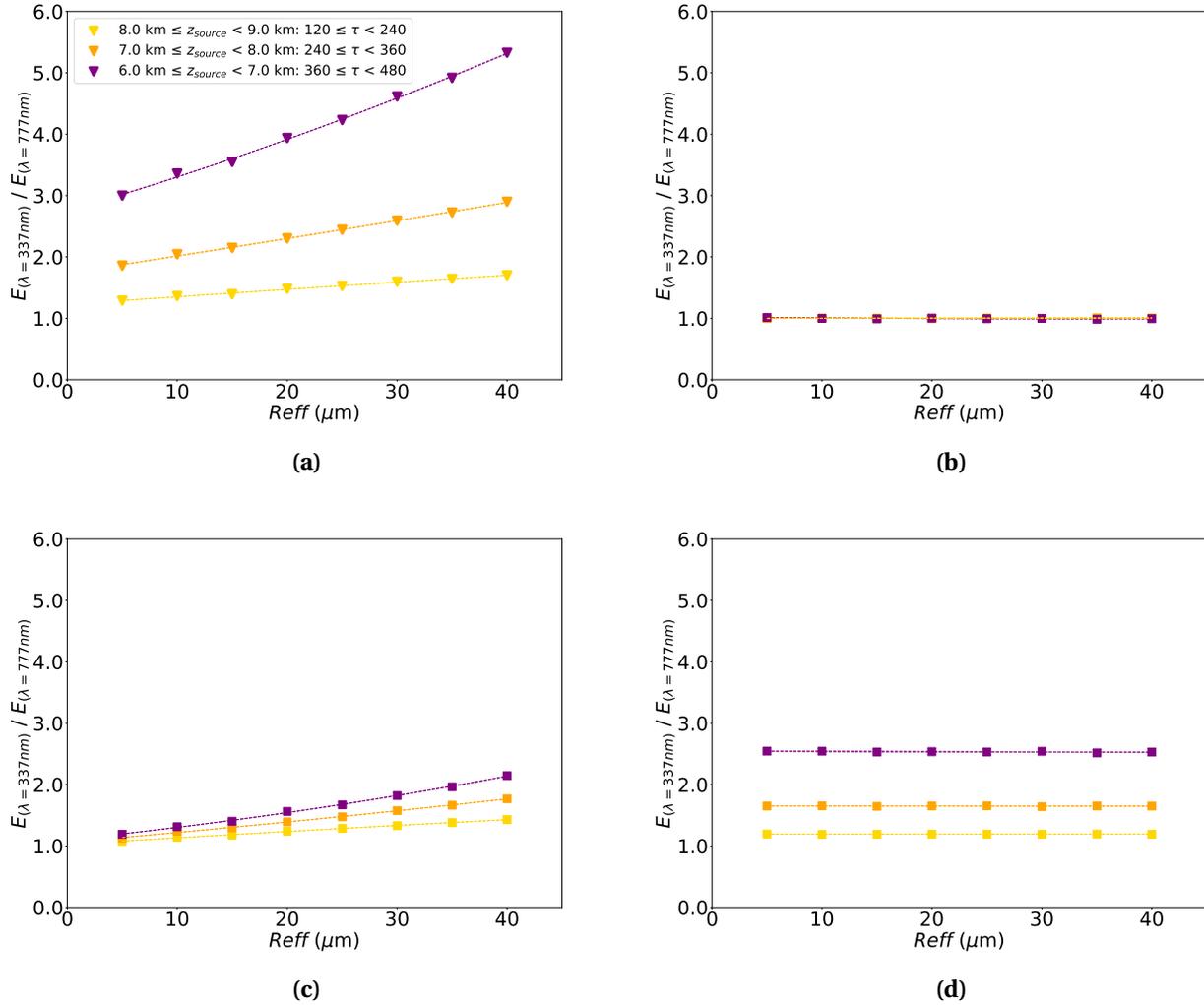


FIGURE 75 – Rapports des intensités $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ des formes d’ondes à $\lambda = 337nm$ et $\lambda = 777nm$ en fonction du rayon effectif $Reff$ des gouttelettes nuageuses en prenant en compte l’absorption et la diffusion par les particules nuageuses ainsi que la diffusion moléculaire (a), seulement la diffusion par les particules nuageuses (b), l’absorption et la diffusion par les particules nuageuses (c), la diffusion par les particules nuageuses et la diffusion moléculaire (d). La partie inférieure de la source se situe entre 6 et 7 km d’altitude (carrés violets), ce qui donne une épaisseur optique τ entre la source et le sommet du nuage comprise entre 360 et 480. La partie médiane de la source (carrés oranges) se trouve entre 7 km et 8 km, ce qui donne $240 \leq \tau < 360$. Enfin, la partie supérieure (carrés jaunes) se trouve entre 8 et 9 km d’altitude, ce qui correspond à $120 \leq \tau < 240$.

De la même façon, les mêmes effets expliquent les mêmes tendances lorsqu’on s’intéresse aux rapports des maximums M entre les formes d’ondes à $\lambda = 337 nm$ et $\lambda = 777 nm$ (figure 76). L’absorption nuageuse a le plus d’effet seulement quand les photons sont émis depuis la partie haute de l’éclair quel que soit $Reff$, et quand $Reff > 30,4 \mu m$ lorsque les photons proviennent du milieu de l’éclair.

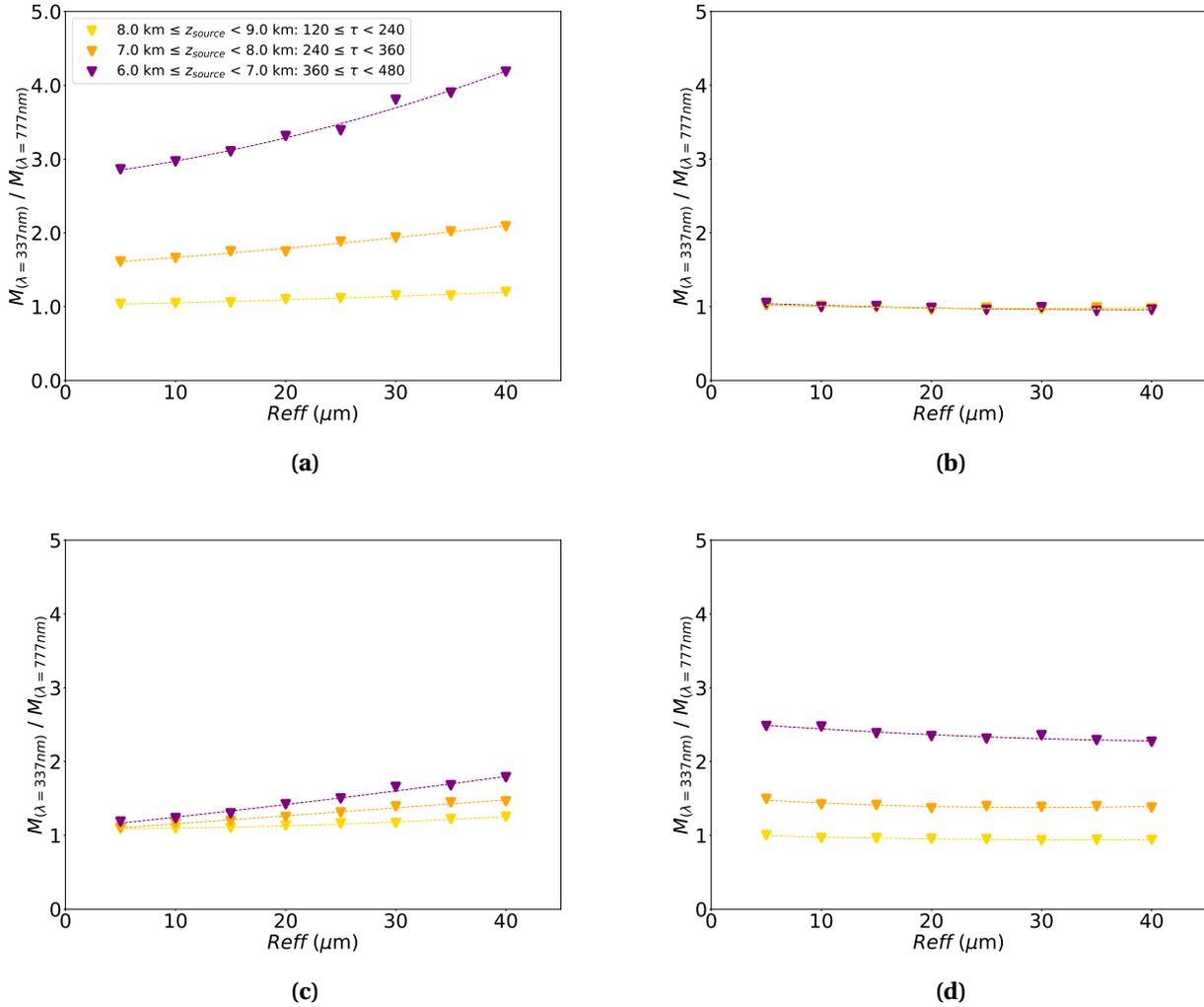


FIGURE 76 – Idem figure 75 pour le rapport des maximums $M_{(\lambda=337nm)} / M_{(\lambda=777nm)}$.

La figure 77 représente les variations du rapport de largeur de signal $FWQM_{(\lambda=337nm)} / FWQM_{(\lambda=777nm)}$ entre $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm. Il est intéressant de noter que ce ratio est plus grand pour la partie haute de l'éclair, ce qui n'est pas le cas pour les maximums et les intensités de la forme d'onde. La figure 77d montre que cette inversion des courbes est due à la diffusion moléculaire, qui a tendance à augmenter le maximum et la largeur du signal à $\lambda = 337$ nm d'autant plus que l'altitude est faible. Le fait que $FWQM_{(\lambda=337nm)} / FWQM_{(\lambda=777nm)}$ diminue avec l'altitude montre que le signal est amplifié plus rapidement qu'il ne s'élargit quand la diffusion par les particules atmosphériques augmente. Cependant, l'absorption nuageuse (figure 77c) et la diffusion moléculaire ont moins d'impact sur ce ratio que pour les rapports des maximums et des intensités. L'effet de la diffusion par les particules nuageuses est cette fois-ci visible sur la largeur du signal FWQM, comme le montre la figure 77b. Pour les petites gouttelettes,

$FWQM_{(\lambda=337nm)} / FWQM_{(\lambda=777nm)} < 1$ car la diffusion est plus isotrope à $\lambda = 777$ nm. En effet, on a $g(\lambda = 777nm) < g(\lambda = 337nm)$ (figure 71b). A l'inverse, le ratio des largeurs de signaux est plus grand que 1 pour les plus grosses gouttelettes, quand $g(\lambda = 777nm) > g(\lambda = 337nm)$.

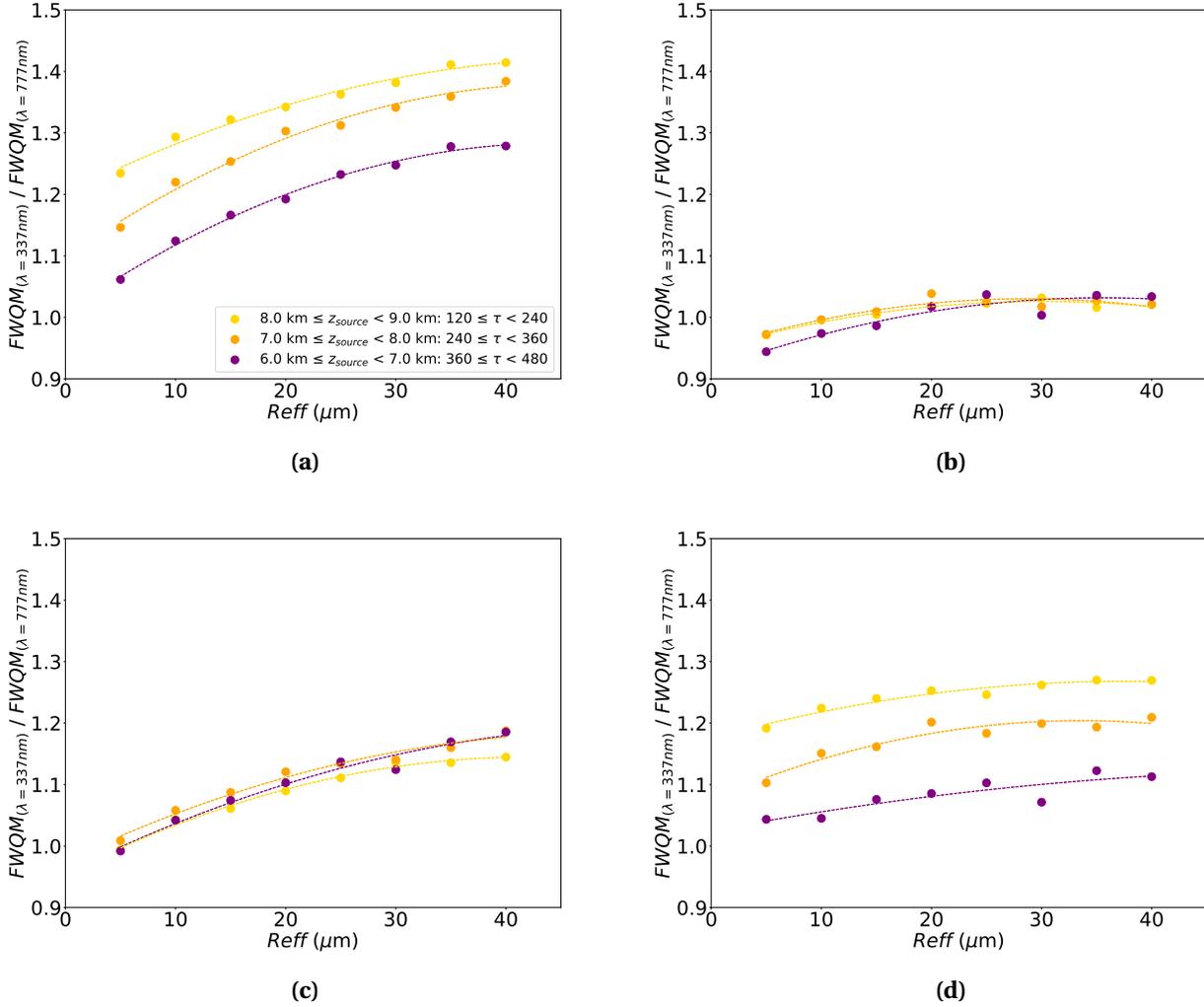


FIGURE 77 – Idem figure 75 pour le rapport des largeurs de signaux $FWQM_{(\lambda=337nm)} / FWQM_{(\lambda=777nm)}$.

Discussion

Les données du nuage d'orage super-cellulaire référencé dans Klemp et Wilhelmson [39], et modélisé avec le modèle Meso-NH, ont permis de déterminer l'épaisseur optique du nuage τ_c liée aux gouttelettes d'eau, ainsi que les distributions en taille de particules à utiliser dans l'étude de sensibilité. L'épaisseur optique τ_c a été fixée à 600, et les distributions en taille choisies, qui suivent une loi gamma généralisée, correspondent à des rayons effectifs $Reff \in [5; 40] \mu m$. L'étude de

sensibilité a été réalisée dans des nuages homogènes d'eau en isolant l'impact de l'absorption, de la diffusion par les gouttelettes et les particules atmosphériques sur les formes d'ondes à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm.

Cette étude nous a permis de quantifier sans équivoque l'effet des différents acteurs qui interagissent avec l'onde émise par la source éclair sur le signal mesuré par l'instrument satellitaire. Nous avons pu montrer dans un premier temps que plus l'altitude de l'éclair est basse, plus la diffusion par les molécules atmosphériques amplifie les formes d'ondes mesurées au-dessus du nuage à $\lambda = 337$ nm. Cet effet est d'autant plus grand que la longueur d'onde est petite, rendant la diffusion par les particules atmosphériques pratiquement négligeable dans l'IR proche. Par conséquent, une grande partie du rayonnement UV ($\lambda = 337$ nm) provient des molécules situées dans le champ de vue de l'instrument mais à l'extérieur du nuage. Dès lors, pour une bonne interprétation des mesures faites à cette longueur d'onde il est impératif de tenir compte de cet effet qui n'est pas lié à la composition du nuage.

L'interaction avec les particules nuageuses apparaît plus difficile à quantifier car celle-ci dépend de la taille des gouttelettes mais aussi parce que cette interaction s'effectue par diffusion ou absorption du rayonnement. Nous avons vu que l'absorption par les particules nuageuses augmente avec la taille des gouttelettes dans l'IR proche, mais également avec la profondeur de la source car les photons subissent alors plus d'interactions avec ces particules. Par contre, cette absorption s'avère négligeable dans l'UV proche. La forme d'onde est alors fortement atténuée quand la taille des particules nuageuses augmente à $\lambda = 777$ nm, mais reste stable à $\lambda = 337$ nm quelle que soit le R_{eff} . La diffusion atmosphérique et l'absorption nuageuse expliquent pourquoi les rapports des intensités et des maximums entre les formes d'ondes à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm augmentent fortement avec la profondeur de la source et la taille des gouttelettes. Cependant, ces effets sont moins importants sur les ratios des largeurs des signaux $FWQM$ entre ces deux longueurs. Ainsi, l'effet de la diffusion du rayonnement par les gouttelettes, qui est normalement plus faible, devient visible quand on étudie ce rapport. Enfin, $FWQM_{(\lambda=337nm)}/FWQM_{(\lambda=777nm)}$ augmente avec l'altitude de la source contrairement aux rapports de maximum et d'intensité. Cela montre que le maximum augmente plus rapidement que le signal ne s'élargit lorsque la diffusion moléculaire augmente avec la profondeur de la source.

Les informations obtenues dans cette étude concernant l'impact de la taille des gouttelettes et de la profondeur de la source sur les formes d'ondes pourraient maintenant aider à interpréter les effets de l'hétérogénéité spatiale du nuage (d'eau). Pour cela, il faudrait déterminer la taille des particules nuageuses qui atténuent le plus le rayonnement en fonction de leur profondeur dans le nuage, ce qui n'a pas été étudié ici.

3.2.3.3 Impact des graupels

Les graupels sont constitués d'un mélange de glace et d'air, dont la densité ρ_{eq} , inférieure à celle de la glace pure $\rho_{glace} = 0,917 \text{ g.cm}^{-3}$, diminue avec le rayon effectif R_{eff} des particules (équation (3.3)). Les densités ρ_{eq} varient de $0,179 \text{ g.cm}^{-3}$ à $0,121 \text{ g.cm}^{-3}$ quand R_{eff} passe de 200 à 1400 μm . Les graupels, moins denses, absorbent moins le rayonnement que des particules de glace sphériques de même taille (qui correspondraient à de la grêle), comme le montre les valeurs de ω_0 de ces espèces présentées sur la figure 78 (carrés pour les graupels, points pour les particules sphériques de glace).

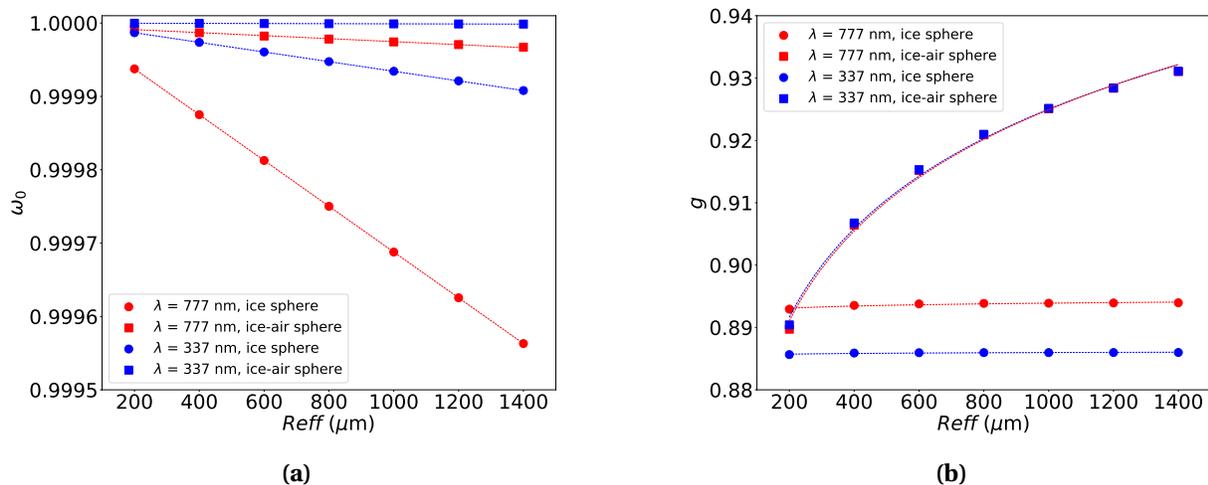


FIGURE 78 – Albédo de diffusion simple ω_0 (a) et facteur d'asymétrie g (b) en fonction du rayon effectif R_{eff} des graupels (carrés) et de particules de glace sphérique de même taille (points) à $\lambda = 337 \text{ nm}$ (bleu) et $\lambda = 777 \text{ nm}$ (rouge).

La figure 78b montre que les facteurs d'asymétrie g des graupels à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et $\lambda = 777 \text{ nm}$ sont très proches et augmentent fortement avec R_{eff} , contrairement aux particules de glace sphériques. Cet effet s'explique par la dépendance de l'indice de réfraction des graupels avec la taille ce qui n'est pas le cas des sphères de glace dont l'indice ne varie pas. En effet, dans l'approximation de l'optique

géométrique, les directions de propagation du rayonnement sont données par les lois de Snell-Descartes et dépendent donc de l'indice de réfraction n_r du milieu. Ainsi, plus l'indice de réfraction diminue et tend vers 1 moins les rayons atteignant la particule seront déviés, or la fraction d'air des graupels augmente avec leur taille diminuant d'autant leur indice de réfraction. Dès lors, les rayons incidents sont moins déviés; ils vont donc être plus diffusés vers l'avant expliquant ainsi l'augmentation du facteur d'asymétrie.

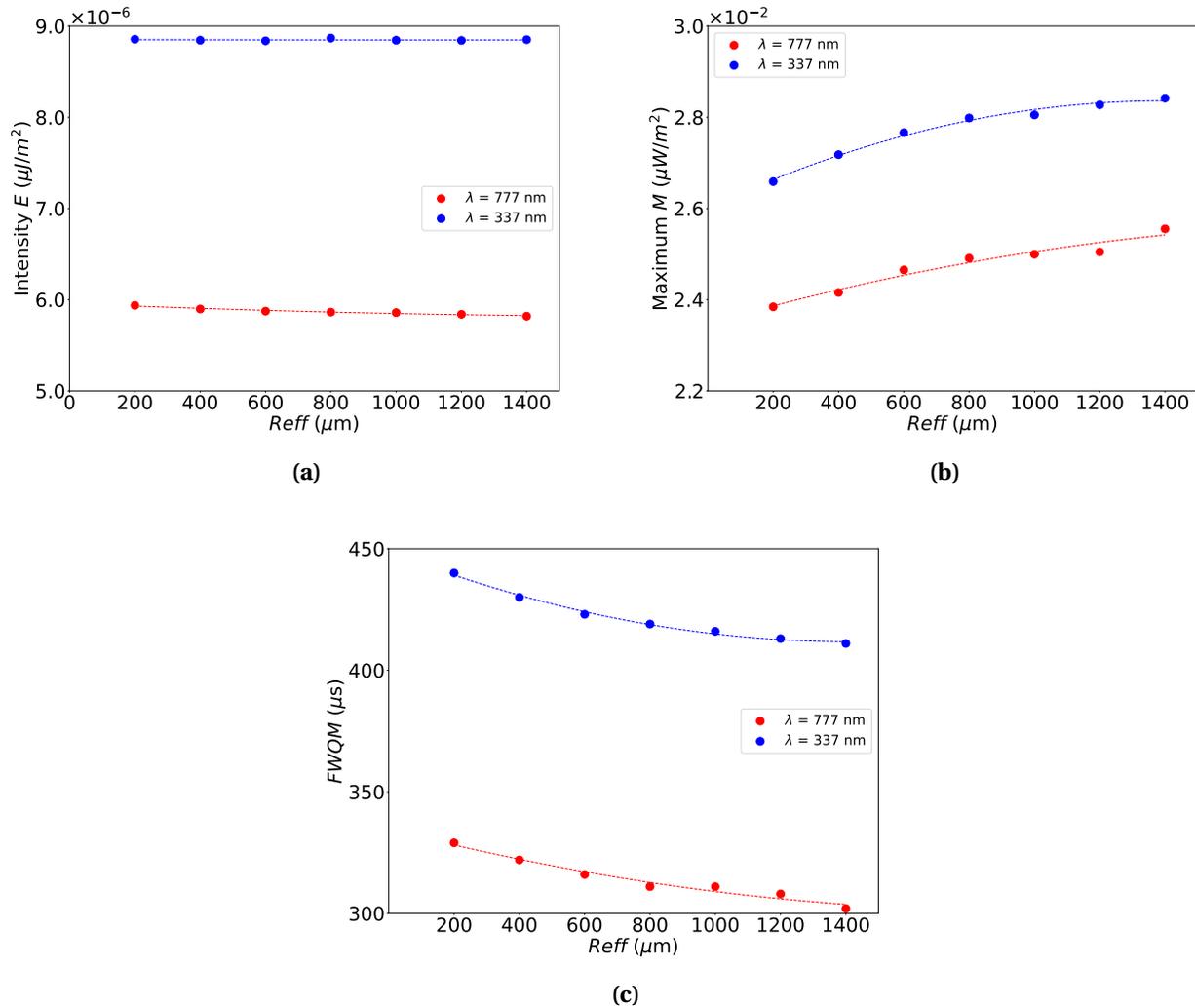


FIGURE 79 – Intensité E (a), Maximum M (b), et largeur des signaux à quart de hauteur $FWQM$ (c) en fonction du rayon effectif R_{eff} des graupels composés de glace et d'air à $\lambda = 777 \text{ nm}$ (rouge) et $\lambda = 337 \text{ nm}$ (bleu)

Effet relatif des processus d'absorption, de diffusion avec la profondeur de la source pour des graupels composés de glace et d'air

La figure 79 représente les intensités E (figure 79a), les maximums M (figure 79b), et les largeurs de

signaux $FWQM$ (figure 79c) à $\lambda = 337$ nm (courbes bleues), et $\lambda = 777$ nm (courbes rouges) en fonction des rayons effectifs R_{eff} des graupels. Contrairement au cas des gouttelettes nuageuses (figure 74), E reste stable et M augmente avec R_{eff} à $\lambda = 777$ nm et $\lambda = 337$ nm, car l'absorption par les graupels est faible à la fois dans le proche UV et le proche IR. L'augmentation de M et la diminution de $FWQM$ à $\lambda = 337$ nm, et $\lambda = 777$ nm sont principalement dues à la diffusion avant par les graupels qui augmente fortement avec R_{eff} . Le signal est alors de plus en plus "piqué" quand le rayon effectif des particules augmente, ce qui se traduit par un maximum plus important et une forme d'onde moins large. De plus, les variations de M et $FWQM$ sont très proches à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm, car g varie peu entre ces deux longueurs d'ondes quel que soit R_{eff} (figure 78b).

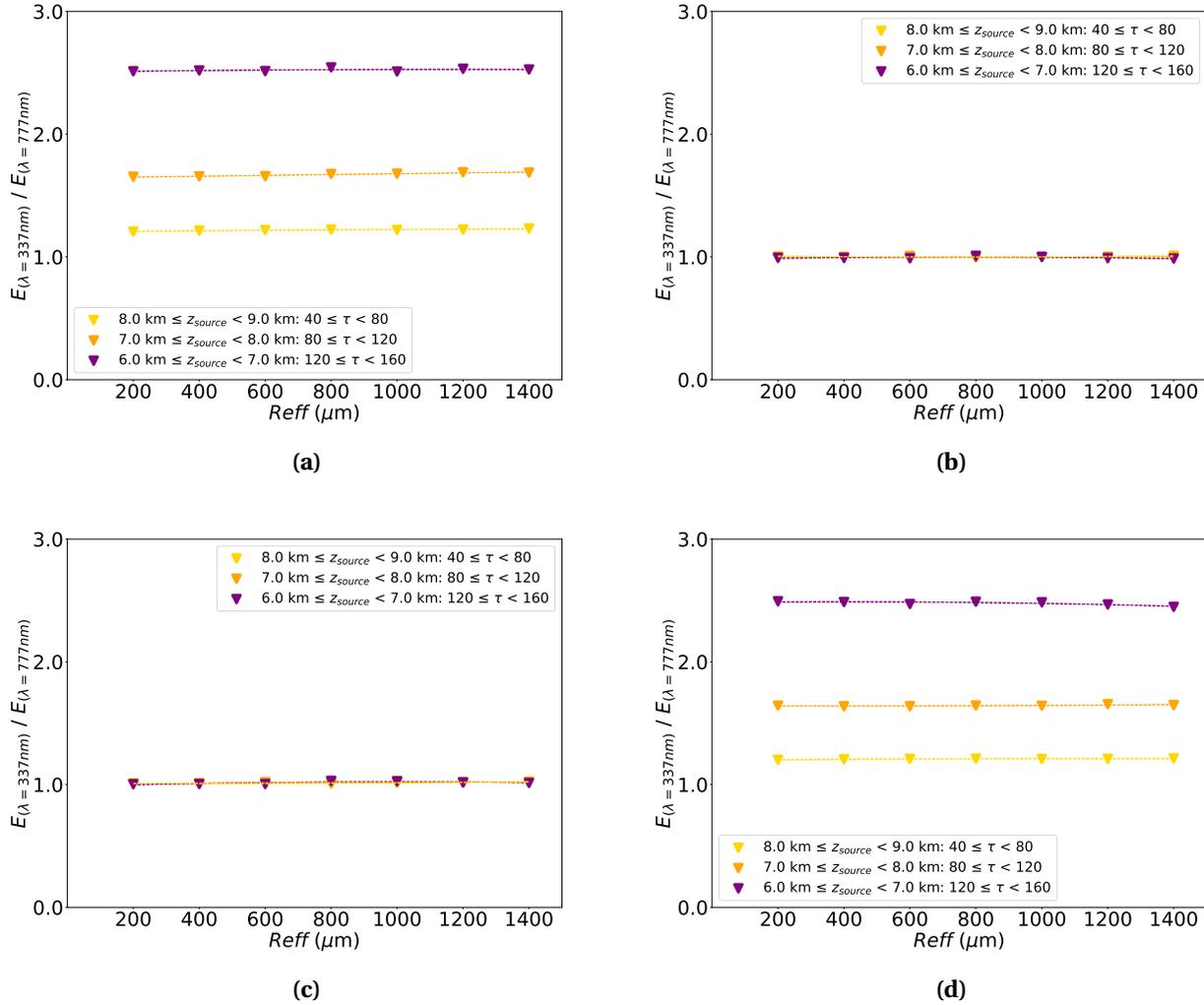


FIGURE 80 – Rapports des intensités $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ des formes d’ondes à $\lambda = 337 \text{ nm}$ et $\lambda = 777 \text{ nm}$ selon le rayon effectif R_{eff} des graupels composés de glace et d’air en prenant en compte l’absorption et la diffusion par les particules nuageuses ainsi que la diffusion par les molécules **(a)**, seulement la diffusion par les particules nuageuses **(b)**, l’absorption et la diffusion par les particules nuageuses **(c)**, la diffusion par les particules nuageuses et la diffusion moléculaire **(d)**. La partie inférieure de la source se situe entre 6 et 7 km d’altitude (triangles vers le bas en violets), ce qui donne une épaisseur optique τ entre la source et le sommet du nuage comprise entre 120 et 160. La partie médiane de la source (triangles oranges) se trouve entre 7 km et 8 km, ce qui donne $80 \leq \tau < 120$. Enfin, la partie supérieure (triangles jaunes) se trouve entre 8 et 9 km d’altitude, ce qui correspond à $40 \leq \tau < 80$.

Les rapports d’intensité $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ sont représentés sur la figure 80 en fonction de la profondeur de la source, et en isolant les effets d’absorption et de diffusion par les particules nuageuses et de diffusion par les molécules. Lorsque seul l’effet de diffusion par les graupels (figure 80b) est pris en compte, les intensités des formes d’ondes entre le proche UV et le proche IR sont très proches quelque soit R_{eff} et le rapport est pratiquement constant et égal à 1 quelle que soit la position de la source éclair comme dans le cas des gouttelettes (figure 75b). De même, lorsque la

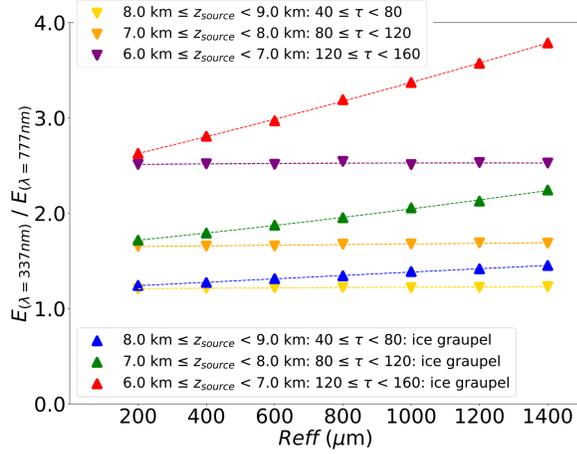
diffusion et l'absorption du rayonnement par les graupels sont considérées (figure 80c), les ratios n'évoluent pas non plus en fonction de R_{eff} , contrairement aux gouttelettes nuageuses (figure 75c) où $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ augmente avec R_{eff} . En effet, l'absorption du rayonnement par les graupels est aussi faible à $\lambda = 337$ nm qu'à $\lambda = 777$ nm, ce qui n'est pas le cas pour les gouttelettes (figure 71 et figure 78). Dès lors, le seul effet expliquant le comportement du signal de la figure 80a, qui nous le rappelons représente le signal qui serait observé par un instrument en présence de graupels en prenant en compte toutes les interactions possibles, est la diffusion moléculaire comme le montre la figure 80d. Ceci montre clairement que les ratios $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ ne dépendent que de la diffusion par les molécules, mais pas de la taille des graupels. Ainsi, les effets d'hétérogénéité du nuage liés à la taille des particules n'ont pas d'impact sur les rapports d'intensité mesurés entre $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm, lorsque l'éclair se propage dans les graupels. La diffusion de la lumière des éclairs à travers les graupels est alors beaucoup plus simple à analyser que dans le cas des gouttelettes nuageuses, ce qui pourrait déboucher sur l'obtention d'une information concernant l'épaisseur optique de la couche nuageuse située au-dessus de la source éclair si celle-ci était composée uniquement de graupels.

Les ratios $M_{(\lambda=337nm)}/M_{(\lambda=777nm)}$ n'ont pas été représentés car ils évoluent de la même manière que $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$. De plus, les rapports de largeurs de signaux $FWQM$ ne sont pas discutés, car les variations en fonction de la profondeur de la source sont bien inférieures à celles des maximums et des intensités.

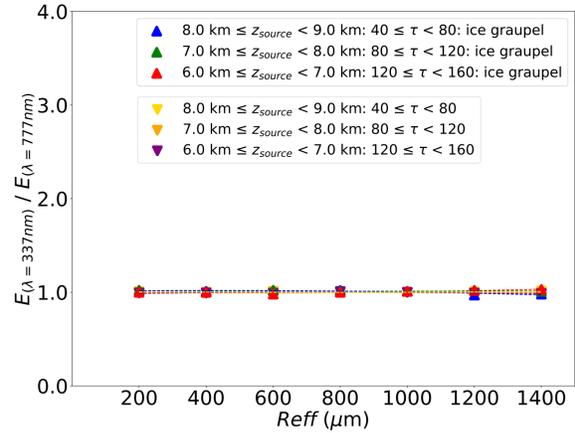
Effet relatif des processus d'absorption, de diffusion avec la profondeur de la source pour des graupels composés uniquement de glace (grêle)

La figure 81a (qui représente le signal mesuré lorsque toutes les interactions d'absorption et de diffusion par les particules nuageuses et les molécules sont considérées) montre que dans le cas extrême où les graupels deviennent de la grêle et que leur densité tend vers celle de la glace pure, les rapports d'intensité $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ augmentent avec le rayon effectif des particules R_{eff} , comportement proche de celui observé avec un nuage composé de gouttelettes (figure 75). Afin de mieux appréhender les effets liés à des particules de glace pure ou d'un mélange air-glace, les courbes de ces rapports pour ces dernières sont également représentées. On distingue clairement

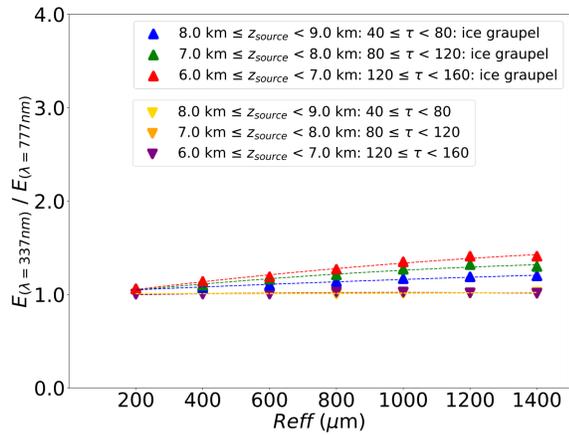
des différences entre le signal qui proviendrait d'un nuage composé de particules de glace pure et celui qui serait composé de particules constituées d'un mélange air-glace et cela quelle que soit la profondeur de la source éclair. Ces écarts sont dus à l'absorption par les graupels à $\lambda = 777 \text{ nm}$ qui n'est plus négligeable si on les assimile à de la glace pure, comme indiqué sur la figure 81c. Ainsi, l'absorption nuageuse et la diffusion moléculaire expliquent maintenant les variations observées sur le signal représenté sur la figure 81c. La figure 81b montre une fois de plus que la diffusion par les particules de glace n'influe pas sur les rapports entre les formes d'ondes dans l'ultraviolet et l'infrarouge. On comprend à travers cet exemple que l'absorption par les particules nuageuses est lié à leur densité. Avant que les graupels ne deviennent de la grêle, leur fraction de glace peut augmenter suffisamment pour qu'une variation des ratios $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ (ou $M_{(\lambda=337nm)}/M_{(\lambda=777nm)}$) soit possible en fonction de R_{eff} , sans que les graupels deviennent de la glace pure. En recalculant ces rapports pour des valeurs de densité de graupel "intermédiaires", on pourrait combler les gaps observés sur la figure 81a entre les deux cas limites traités dans cette étude. Ce type de simulation pourrait alors être utilisée pour caractériser la densité des graupels et donc leur indice de réfraction (équation (3.4)), connaissant l'épaisseur optique des nuages lié aux graupels et leurs rayons effectifs. Cependant, les signaux photométriques caractérisent la propagation de la lumière des éclairs à travers tout le nuage qui peut être composé de différents types de particules et pas uniquement de graupels. Il faudrait dès lors plutôt utiliser des observations en imagerie qui permettent d'isoler certaines zones du nuage.



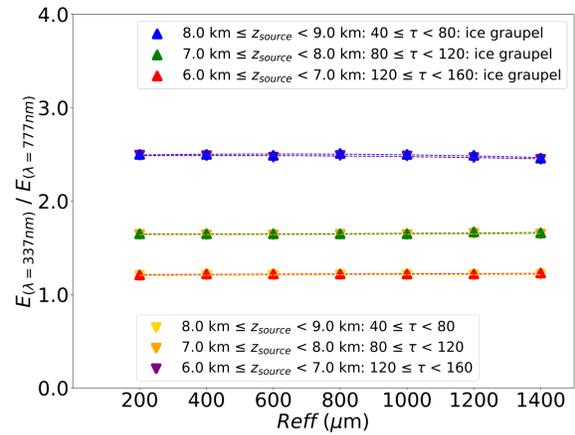
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 81 – Rapports d'intensité $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ en fonction du rayon effectif R_{eff} des graupels représentés de la même façon que sur la figure 80. Les courbes en jaune, orange, et violet correspondent aux ratios donnés sur la figure 80d dans le cas où les graupels sont composés d'un mélange de glace et d'air. Lorsque les graupels sont constitués uniquement de glace (grêle), la partie basse de la source ($6 \text{ km} \leq z_{source} \leq 7 \text{ km}$) est indiquée en bleu, la partie médiane ($7 \text{ km} \leq z_{source} \leq 8 \text{ km}$) en vert, et la partie supérieure ($8 \text{ km} \leq z_{source} \leq 9 \text{ km}$) en rouge.

L'étude de la diffusion de la lumière émise par les éclairs a permis de différencier le cas des particules denses comme les gouttelettes et les graupels constitués uniquement de glace (grêle), du cas des particules moins opaques comme les graupels composés d'un mélange de glace et d'air. Dans ce dernier cas, l'augmentation du rapport des formes d'ondes entre le proche UV et le proche IR est principalement due à la diffusion par les molécules (figures 80a et 80d). En ce qui concerne les gouttelettes nuageuses et les graupels de glace, ce ratio augmente avec la taille des particules (figures 75a et 81a) à cause de l'absorption nuageuse qui augmente fortement avec R_{eff} à $\lambda = 777 \text{ nm}$, ce qui n'est pas le cas à $\lambda = 337 \text{ nm}$ (figures 71a et 78a). La figure 82 met en évidence ces tendances en

montrant les intensités, maximums, et largeurs de signaux des formes d'ondes associées à ces espèces microphysiques. Grâce à la diffusion par les molécules, les signaux sont globalement plus intenses (figure 82a), de plus forte amplitude (figure 82b), et plus large (figure 82c) dans l'UV proche que dans l'IR proche, quels que soient le type et la taille des particules.

Dans le cas des particules peu denses comme les graupels composés d'un mélange de glace et d'air, les rapports d'intensité varient peu en fonction de R_{eff} car l'absorption nuageuse est faible à la fois à $\lambda = 777$ nm et à $\lambda = 337$ nm (carrés marrons et verts sur la figure 82a). Ainsi, lorsque la taille des particules augmente, les variations observées sur les maximums et largeurs de signaux (figures 82b et 82c) sont majoritairement dues à la diffusion par les graupels qui est similaire à ces deux longueurs d'ondes (figure 78b). La forme d'onde est plus "piquée" lorsque R_{eff} augmente, ce qui se traduit par un signal de plus forte amplitude et moins large dans l'UV proche et l'IR proche.

En ce qui concerne les gouttelettes nuageuses et les graupels composés uniquement de glace, qui sont des particules plus denses, l'absorption nuageuse à $\lambda = 777$ nm, qui augmente avec la taille des particules, est responsable de la forte atténuation des formes d'ondes dans le proche IR. En effet, les maximums et les intensités diminuent alors plus rapidement à $\lambda = 777$ nm qu'à $\lambda = 337$ nm quand les gouttelettes (triangles roses et jaunes) et les particules de glace (points violets et gris) augmentent en taille.

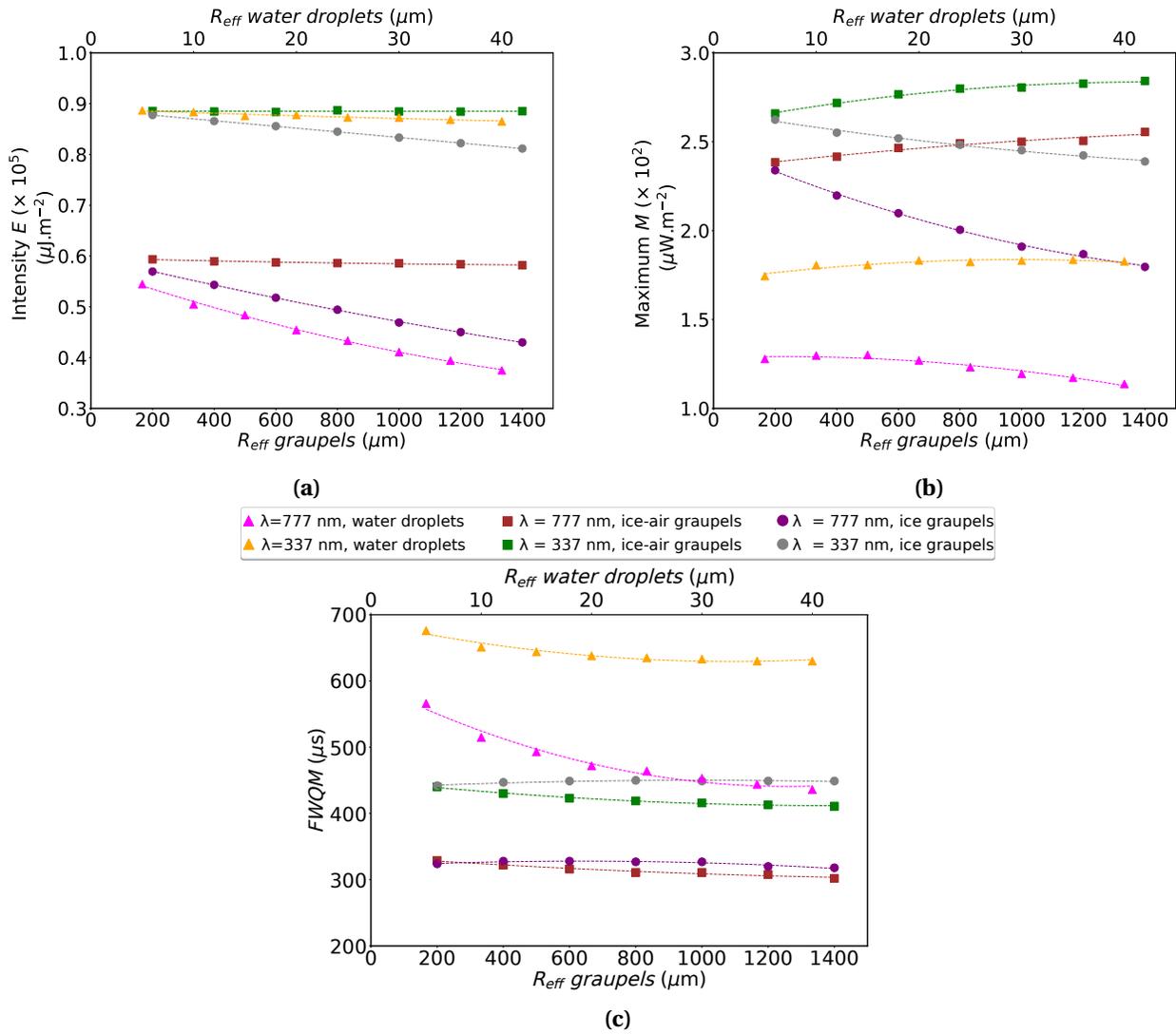


FIGURE 82 – Intensité E (a), maximum M (b), et largeur des signaux à quart de hauteur $FWQM$ (c) en fonction du rayon effectif R_{eff} des gouttelettes d'eau à $\lambda = 777$ nm (triangles roses) et $\lambda = 337$ nm (triangles jaunes), des graupels composés de glace et d'air à $\lambda = 777$ nm (carrés marrons) et $\lambda = 337$ nm (carrés verts), et des graupels constitués uniquement de glace à $\lambda = 777$ nm (points violets) et $\lambda = 337$ nm (points gris).

Effet de la diffusion moléculaire sur les rapports entre les formes d'ondes à 337 nm et 777 nm pour les graupels composés de glace et d'air

La figure 83 donne l'évolution des rapports $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ (carrés noirs) et $M_{(\lambda=337nm)}/M_{(\lambda=777nm)}$ (triangles verts) en fonction de l'épaisseur optique τ entre la source et le sommet du nuage. Ces rapports exprimés en fonction de τ correspondent à la moyenne des rapports obtenus pour les différents rayons effectifs de graupels, représentés sur la figure 80a. L'éclair est toujours représenté entre 6 et 9 km d'altitude, mais celui-ci est "découpé" en 15 segments de 200

mètres de haut, et non plus en 3 segments de 1 km comme précédemment. Quand les épaisseurs optiques τ entre la source et le sommet du nuage sont faibles (c'est-à-dire quand les photons sont émis depuis le sommet de l'éclair), les rapports des maximums entre le proche UV et le proche IR sont plus petits que 1.

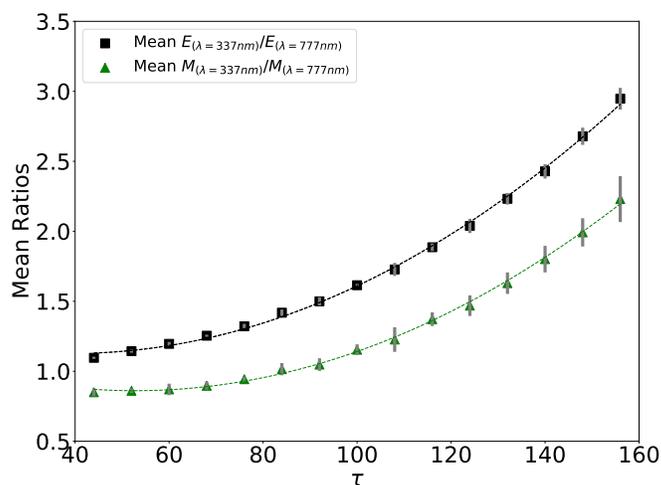


FIGURE 83 – Moyennes des rapports des maximums $M_{(\lambda=337nm)}/M_{(\lambda=777nm)}$ (triangles verts) et des intensités (carrés noirs) $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ selon les rayons effectifs des graupels (figure 80a), en fonction des épaisseurs optiques τ entre le sommet de la source et le sommet du nuage. Les écarts relatifs par rapport aux moyennes sont indiqués par les barres verticales en gris.

Afin de comprendre pourquoi cette valeur est inférieure à 1 pour des faibles valeurs d'épaisseur optique au-dessus de la source, nous avons représenté les formes d'ondes provenant de la partie supérieure de l'éclair sur la figure 84. La figure 84a représente le signal qui serait mesuré sans nuage (en ne tenant compte que des molécules atmosphériques), et qui proviendrait de la partie supérieure de l'éclair située entre 8,8 km et 9,0 km. Comme nous pouvons le voir le signal est plus intense et plus large dans le proche UV principalement dû au fait que l'épaisseur optique des molécules y est plus grande que dans le proche IR. La même simulation en présence de nuage (dont la forme géométrique est schématisée sur la figure 84c) donne cette fois-ci des largeurs à peu près identiques entre les deux formes d'ondes à 337 et 777 nm mais surtout un maximum plus important à 777 nm qu'à 337 nm (figure 84b). En effet, à cause de la diffusion par les molécules atmosphériques à $\lambda = 337$ nm, les photons émis depuis la source éclair dans l'UV proche ont plus tendance à se propager horizontalement dans l'atmosphère (car les molécules diffusent la lumière de manière plutôt isotrope), mais aussi dans le nuage qui est constitué d'un mélange de molécules et de particules

nuageuses. Dès lors, les photons émis depuis la source éclair dans le proche UV auront plus tendance à sortir par les côtés du nuage que dans le proche IR. Ainsi, dans le cas où l'épaisseur optique latérale τ_s entre l'éclair et le bord du nuage est supérieure à l'épaisseur optique entre l'éclair et le sommet du nuage τ , on comprend que les photons émis dans le proche UV seront davantage atténués par les particules nuageuses que dans le proche IR. Dès lors lorsque les photons sont émis depuis le sommet de l'éclair entre 8,8 et 9,0 km, ou $\tau_s \approx 100 > \tau \approx 40$ (figure 84), le signal sera plus intense dans le proche IR, ce qui se traduit par un maximum plus important (figure 84b).

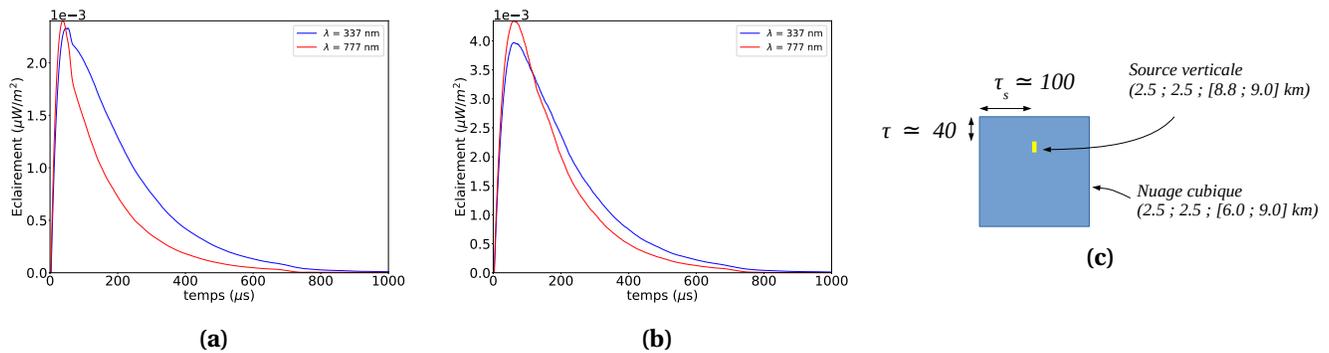


FIGURE 84 – Formes d’ondes provenant de la partie supérieure de la source placée entre 8,8 et 9,0 km d’altitude lorsque qu’il n’y a pas de nuage et que l’éclair est simplement diffusé par les molécules (a) et quand l’éclair est placé dans le nuage (b) représenté en (c). Le nuage est constitué de graupels de rayons effectifs $R_{eff} = 1000 \mu\text{m}$.

Le même raisonnement peut être appliqué à la lumière émise depuis la partie inférieure de l’éclair placée entre 6,0 et 6,2 km, et schématisée sur la figure 85c, afin d’en comprendre les formes d’ondes aux deux longueurs d’ondes étudiées. La figure 85a montre que lorsque l’éclair se propage dans une atmosphère sans nuage, le signal est intensifié et élargi dans le proche UV de la même manière que sur la figure 84a. En revanche, lorsque le nuage est pris en compte, les formes d’ondes à 337 nm et 777 nm sont fortement atténuées par rapport au cas précédent et de manière plus forte à 777 nm, comme le montre la figure 85b. En effet, on a maintenant $\tau_s = 100 < \tau = 152$. Ainsi, à $\lambda = 337\text{nm}$, les photons diffusés latéralement empruntent maintenant un "chemin plus court" (par les côtés) pour sortir du nuage et sont donc moins atténués par les particules nuageuses qu’à $\lambda = 777\text{ nm}$. Cela se traduit par un signal bien plus intense dans le proche UV que dans le proche IR. Les valeurs des rapports $M_{(\lambda=337\text{nm})}/M_{(\lambda=777\text{nm})}$ deviennent alors plus grandes que 1 quand les épaisseurs optiques τ (au-dessus de la source) sont plus importantes, comme indiqué sur la figure 83.

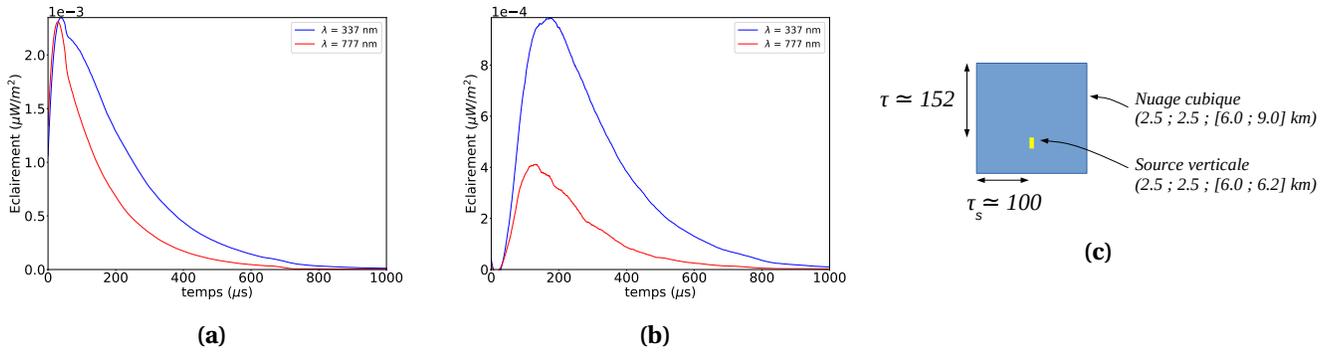


FIGURE 85 – Idem figure 84 lorsque la source est placée dans la partie inférieure du nuage entre 6,0 et 6,2 km.

3.3 Résumé de l'étude de sensibilité

Nous résumons dans un premier temps les principaux enseignements de cette étude de sensibilité. Enfin, nous illustrons, à l'aide d'un exemple de mesures faites par ASIM, comment l'étude menée précédemment qui permet de comprendre l'effet des différentes interactions de la lumière des éclairs au sein des nuages d'orage peut être utilisée pour interpréter des mesures faites depuis l'espace.

Une étude de sensibilité de la source éclair a été réalisée dans un nuage d'eau décrit par Light *et al.* [46]. La diffusion de la lumière émise par un arc en retour se propageant vers le haut a été simulée (*cf. section 2.2.2*). Tout d'abord, l'impact sur les formes d'ondes de l'extension verticale de la source a été quantifié. Lorsque l'épaisseur optique τ entre les différentes parties de la source éclair verticale et le sommet du nuage est multiplié par 3, l'intensité est divisée par 8, et le maximum de plus d'un ordre de grandeur. On retrouve les résultats de Light *et al.* [46] qui ont modifié l'altitude d'une source ponctuelle dans un nuage similaire. De plus, les tendances observées confirment les conclusions de Thomas *et al.* [82] ou encore Erdmann *et al.* [27] qui montrent que la lumière visible depuis l'espace l'est principalement lorsque les décharges ont lieu au sommet du nuage. Ensuite, nous avons fait varier la vitesse de propagation du signal électrique. Plus la vitesse de l'éclair diminue, et plus les parties hautes de l'éclair sont détectées tardivement par rapport aux parties basses. Dans notre configuration, cela a permis de mettre en évidence une vitesse minimum de l'éclair de $2 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ en dessous de laquelle les simulations ne correspondent plus aux observations (Light *et al.* [45]), ce qui correspond aux vitesses minimales d'arc en retour observées par Rakov [65] et Boyle et Orville [7]. La vitesse de propagation de l'éclair a aussi été prise en compte

par Koshak *et al.* [40] mais fixée à 10^7 m.s⁻¹ (*cf. section 1.3.2 figure 34*). Enfin, les effets liés à la variation temporelle du signal optique émis par la source ont été considérés en améliorant l'expression décrivant la variation de la puissance de l'éclair en fonction du temps exprimée dans Light *et al.* [46]. En effet, cette équation a été adaptée dans le but de retranscrire des observations réelles, en l'occurrence les observations de Walker et Christian [90] de l'émission de la raie de l'azote neutre NI à 744,4 nm. Comme attendu, le signal émis par la source temporelle est plus large et de plus faible amplitude que dans le cas d'une émission instantanée.

L'étude de sensibilité à la microphysique des nuages d'orage a été réalisée à partir de la description du nuage d'orage référencé dans Klemp et Wilhelmson [39], donnée par les sorties du schéma microphysique du modèle mésoéchelle non hydrostatique Meso-NH. Le nuage d'orage a été étudié dans sa phase mature, là où l'activité des éclairs, donnée par le schéma de propagation des éclairs de Méso-NH, est maximale. L'étude a été étendue aux graupels en plus des gouttelettes nuageuses, car les éclairs sont initiés et se propagent principalement à travers les graupels (Ribaud *et al.* [68]). Les propriétés optiques des gouttelettes ont été calculées par la théorie de Mie, et celles des graupels par une méthode de l'optique géométrique, aussi appelée lancer de rayon (Brogniez [8] et C.-Labonnote *et al.* [13]). La conversion des propriétés microphysiques du nuage d'orage en propriétés optiques a permis de limiter l'étude de sensibilité à des nuages d'eau d'épaisseur optique 600 et dont le rayon effectif des gouttelettes varie entre 5 et 40 μm . De même, l'étude de sensibilité concernant les graupels a été contrainte à un nuage d'épaisseur optique 200 dont le rayon effectif des particules varie entre 200 et 1400 μm .

Les impacts sur les formes d'ondes de la diffusion et de l'absorption par les particules nuageuses et par les molécules ont été isolés à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm, qui sont les deux longueurs d'ondes de détection des instruments (photomètres et caméras) d'ASIM. Les effets liés à la diffusion par les particules nuageuses et à l'absorption par les molécules varient peu entre le proche IR et le proche UV. En revanche, la diffusion moléculaire est beaucoup plus importante dans le proche UV et augmente fortement quand l'altitude décroît. A cause de la diffusion par les molécules à $\lambda = 337$ nm, les photons émis depuis la source éclair ont tendance à se propager plus horizontalement qu'à $\lambda = 777$ nm dans l'atmosphère, mais aussi dans le nuage composé d'un mélange de molécules et de particules nuageuses. Les photons ont alors plus tendance à s'échapper par les côtés du nuage que

par le sommet dans le proche UV. Ainsi, lorsque l'épaisseur optique latérale τ_s entre la source éclair et les côtés du nuage est inférieure à l'épaisseur optique τ entre la source et le sommet du nuage, on comprend que les photons sortiront plus facilement du nuage dans l'UV proche et seront donc moins atténués par les particules nuageuses. Il en résulte un signal amplifié dans le proche UV par rapport au proche IR. Dans notre configuration, $\tau_s < \tau$ lorsque la source se trouve en bas du nuage, et l'intensité du signal à $\lambda = 337$ nm est alors 2,5 fois plus grande qu'à $\lambda = 777$ nm dans le cas des gouttelettes nuageuses et des graupels. A l'inverse, quand $\tau_s > \tau$, ce qui dans notre configuration correspond au cas où la source se trouve au sommet du nuage, la forme d'onde dans le proche IR est amplifiée pour les raisons inverses de ce qui a été expliqué précédemment, et ceci se traduit par un maximum plus important à $\lambda = 777$ nm qu'à $\lambda = 337$ nm. Ainsi on s'attend à ce que l'amplification du signal dans le proche IR soit plus importante dans le cas d'un nuage plan. Ces résultats préliminaires montrent que l'effet de la diffusion par les molécules ne se résume pas à une intensification du signal dans l'UV proche et appellent à poursuivre l'étude de sensibilité en faisant varier la forme du nuage mais aussi la position de l'éclair par rapport aux bords du nuage. Une grande partie du rayonnement induit par la diffusion moléculaire se situe dans l'atmosphère en dehors du nuage, ce qui nécessite de prendre en compte la largeur du champ de vue des instruments dans l'interprétation des mesures réalisées dans le proche UV. L'augmentation de l'intensité du signal autour du nuage dans l'UV proche, a aussi été observée par Luque *et al.* [48] en imagerie.

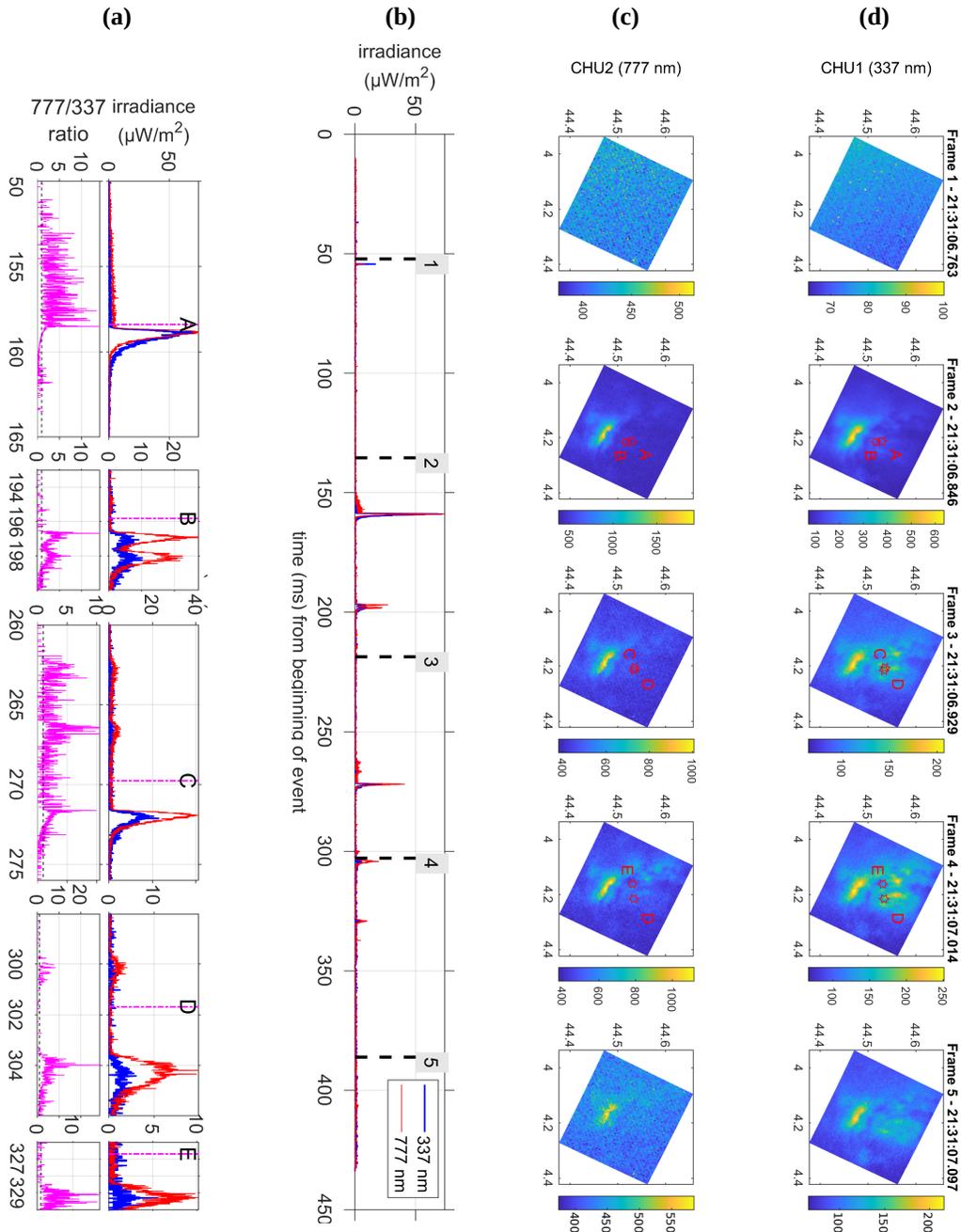
L'étude de l'absorption par les particules nuageuses a permis de distinguer deux cas. Le premier cas concerne les particules peu denses comme les graupels, qui sont constituées d'un mélange d'air et de glace, et qui absorbent peu le rayonnement à la fois à $\lambda = 777$ nm et $\lambda = 337$ nm. Ainsi, la façon dont les graupels de différentes tailles sont agencés dans le nuage ne modifie pas les rapports de forme d'onde entre le proche UV et le proche IR, ce qui permet de s'affranchir des effets d'hétérogénéité liés à la taille. Dans le deuxième cas où les graupels deviennent plus denses parce que leur fraction de glace augmente, les effets liés à l'absorption nuageuse à $\lambda = 777$ nm peuvent ne plus être négligeables. Dans le cas où les graupels deviennent de la grêle très dense, leur densité correspond à celle de la glace pure. L'absorption dans le proche IR devient alors très importante puisque ce sont des particules de très grande taille. Les ratios entre les formes d'ondes dans l'UV et l'IR proche augmentent alors fortement avec la taille des particules. Ainsi, ces rapports pourraient être utilisés afin d'avoir une information sur la densité des graupels et donc leur indice de réfraction

(équation (3.4)). Dans le cas des gouttelettes d'eau, aussi très denses, l'absorption dans l'IR proche est aussi importante, et peut dans notre configuration multiplier le ratio d'intensité $E_{(\lambda=337nm)}/E_{(\lambda=777nm)}$ par 2.1 lorsque les formes d'ondes provenant de la partie basse de l'éclair sont étudiées. On notera que Luque *et al.* [48] ont aussi étudié l'impact de l'augmentation de la taille des gouttelettes à $\lambda = 337$ nm et $\lambda = 777$ nm, mais en imagerie. La plus forte absorption nuageuse dans l'UV proche se traduit en imagerie par un signal plus élargi spatialement. Cependant l'étude s'est limitée à des tailles de gouttelettes de rayon fixe égal à $10\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$.

Cette étude de sensibilité a permis d'identifier les processus qui modifient l'allure des formes d'ondes, que ce soit au niveau de la source ou en lien avec la propagation de l'éclair dans le nuage. De plus, nous avons pu hiérarchiser l'influence de ces effets, notamment ceux liés à la diffusion et l'absorption par les particules nuageuses et les molécules dans le proche UV ($\lambda = 337$ nm) et le proche IR ($\lambda = 777$ nm), ce qui peut aider à l'interprétation des mesures des instruments optiques de ASIM.

3.3.1 Cas d'étude du 25 septembre 2021 à Aubenas issu des données de ASIM

La figure 86, déjà présentée partiellement dans le Chapitre 1 (*cf. section 1.2.2.1*) montre les signaux détectés par les photomètres et caméras de la mission ASIM dans le proche UV (337 nm) et dans le proche IR (777 nm), au dessus d'Aubenas, en France, le 25 septembre 2021 à 21h31 TU pendant une durée de 430 ms (figure 86**(b)**).



2021/09/25 21:31:06.721

FIGURE 86 – (a) : Représentation des cinq formes d’ondes identifiées durant cette période dans l’UV proche et l’IR proche, caractéristiques du signal émis par les éclairs. Les rapports des maximums entre les formes d’ondes à $\lambda = 777 \text{ nm}$ et $\lambda = 337 \text{ nm}$ sont aussi indiqués en rose en dessous des signaux mesurés. (b) : Éclairement en fonction du temps à $\lambda = 337 \text{ nm}$ (courbe bleue) et $\lambda = 777 \text{ nm}$ (courbe rouge) détectés par les photomètres de la mission ASIM pendant une durée de 430 ms. (c) : Luminances enregistrées par les caméras de ASIM à $\lambda = 777 \text{ nm}$. L’axe des abscisses des images correspond aux latitudes et celui des ordonnées aux longitudes. Les luminances (en $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$) sont données par la barre de couleur qui augmente du bleu au jaune. La résolution temporelle des caméras est de 83 ms et l’instant auquel la caméra commence l’enregistrement est indiqué à chaque fois au-dessus des images et représenté sur la figure (b) par des tirets noirs. (d) : Signaux détectés par la caméra de ASIM à $\lambda = 337 \text{ nm}$ représentés de la même façon qu’en (c). Les mesures ont été réalisées le 25/09/2021 à 21h31 TU au-dessus d’Aubenas. Les cinq décharges mesurées par GLD360 sont désignées sur les images et les signaux photométriques par les lettres A à E.

Cette figure représente l'éclairement détecté par les photomètres en fonction du temps à $\lambda = 337$ nm en bleu et $\lambda = 777$ nm en rouge durant cette période. Cinq formes d'ondes provenant du signal émis par les éclairs ont été clairement identifiées, et représentées sur la figure 86(a). Les rapports de maximum entre les formes d'ondes dans l'UV et l'IR proche sont indiqués en rose en bas de cette figure. Les images des caméras sont représentées sur les figures 86(c) à $\lambda = 777$ nm et 86(d) à $\lambda = 337$ nm. Les axes (OX) et (OY) des images correspondent respectivement aux latitudes et longitudes des positions de la scène nuageuse, et les luminances (en $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$) sont données en échelle de couleur qui augmente du bleu au jaune. La résolution temporelle des caméras est de 83 ms, et le temps auquel les caméras commencent leur enregistrement est indiqué en haut des images et positionné par des tirets noirs sur la figure 86(b).

La figure 86(c) montre que le maximum de luminance est plus élevé dans le proche IR et que les émissions lumineuses sont plus concentrées (spatialement) que dans le proche UV (figure 86(d) globalement sur chacune des images. Cela montre bien que le rayonnement de l'éclair n'est pas diffusé de la même manière à ces deux longueurs d'ondes, comme nos simulations l'ont montré. En effet, à cause de la diffusion par les molécules, les photons sont plus diffusés sur les côtés de l'éclair à 337 nm, ce qui semble être le cas ici. Ainsi, cet éclair pourrait être un arc en retour dont les photons se propagent verticalement à $\lambda = 777$ nm, et sont diffusés latéralement à $\lambda = 337$ nm par les molécules atmosphériques. Les signaux photométriques d'ASIM dans le proche UV (en bleu), et dans le proche IR (en rouge) sont indiqués sur les figures 86(a). Le premier signal de la figure 86(a) pourrait être dû à l'arc en retour principal et les signaux suivants aux arcs en retour subséquents. Cette interprétation est confirmée par le réseau *VLF* GLD360 qui a détecté quatre décharges nuage-sol *CG* et une décharge intranuageuse *IC*. L'arc en retour principal est mesuré à 21:31:06,879 TU avec un courant crête de -130 kA; les trois décharges suivantes sont des arcs en retour subséquents détectés à 21:31:06,916 (-29 kA), 21:31:06,990 (-63 kA), 21:31:07,022 (-13 kA). Une dernière décharge intranuage (-13 kA) est détectée à 21:31:07,047. L'instant auquel ont lieu ces décharges est indiqué sur les figures 86(a) par des traits en pointillés rouges. Il y a une bonne corrélation entre ces temps et la mesure des signaux lumineux. Les formes d'ondes provenant de l'arc en retour principal sont très proches dans le proche UV et le proche IR (86(a) en haut). Cependant, les éclairissements issus des trois arcs en retour successifs deviennent plus élevés à $\lambda = 777$ nm qu'à $\lambda = 337$ nm, comme en témoigne l'augmentation des valeurs des rapports des éclairissements

entre ces deux longueurs d'ondes (en rose). Si l'on considère que les rapports de puissance émise par la source entre l'IR proche et l'UV proche sont les mêmes pour les arcs en retour principal et successifs, cela veut dire que le signal a été plus atténué par l'atmosphère à $\lambda = 337$ nm qu'à $\lambda = 777$ nm. D'après notre étude de sensibilité, la diffusion par les molécules peut expliquer cette atténuation lorsque l'épaisseur optique latérale τ_s entre l'éclair et les côtés du nuage augmente, ou plus exactement quand le rapport des épaisseurs optiques τ_s/τ augmente (avec τ l'épaisseur optique entre la source et le sommet du nuage) (figure 84b). En effet, dans l'UV proche, les photons ont tendance à être plus diffusés latéralement à cause de la diffusion par les molécules. Ainsi, quand τ_s augmente, les photons sortent plus difficilement du nuage dans l'UV proche et sont alors plus atténués par les particules nuageuses. Ainsi l'atténuation constatée des formes d'ondes dans le proche UV serait caractéristique d'une augmentation de l'épaisseur optique autour de l'éclair. Or, les images à $\lambda = 337$ nm, associées aux arcs en retour successifs sur la figure 86(d) (Frame 2, Frame 3, Frame 4) semblent confirmer cette hypothèse. En effet en imagerie, lorsque l'épaisseur optique du nuage augmente, cela se traduit par un signal plus étendu spatialement car les photons sont alors plus diffusés et parcourent une distance plus grande avant de pouvoir sortir du nuage. Nous avons vu que le rayonnement électromagnétique bref et intense engendré par la circulation de l'arc en retour peut augmenter la température du canal de plus de 40000 K (Walker et Christian [90]). Il est possible que cette augmentation brutale de température change localement la microphysique du nuage en faisant par exemple fondre les graupels présents autour de l'éclair, ce qui pourrait induire une augmentation de l'épaisseur optique autour de la source entre le moment où a lieu l'arc en retour principal et les arcs en retours successifs. Un changement de microphysique à l'intérieur du nuage pourrait aussi expliquer pourquoi le décalage temporel observé sur la Figure 86(a) entre les signaux électriques et les signaux optiques augmente significativement de l'arc en retour principal jusqu'au deuxième arc en retour subséquent.

La figure 87 montre la pluviométrie mesurée par les radars météorologiques lors de cette observation d'ASIM. Comme nous l'avons indiqué dans le Chapitre 1 (*cf. section 1.2.1.2*), on peut déduire de ce type de mesures le type d'hydrométéore majoritaire dans un volume d'espace. L'exploitation de ces mesures permettra de valider les hypothèses proposées dans le paragraphe précédent en réalisant une simulation 3DMCPOL initiée avec cette description du nuage.

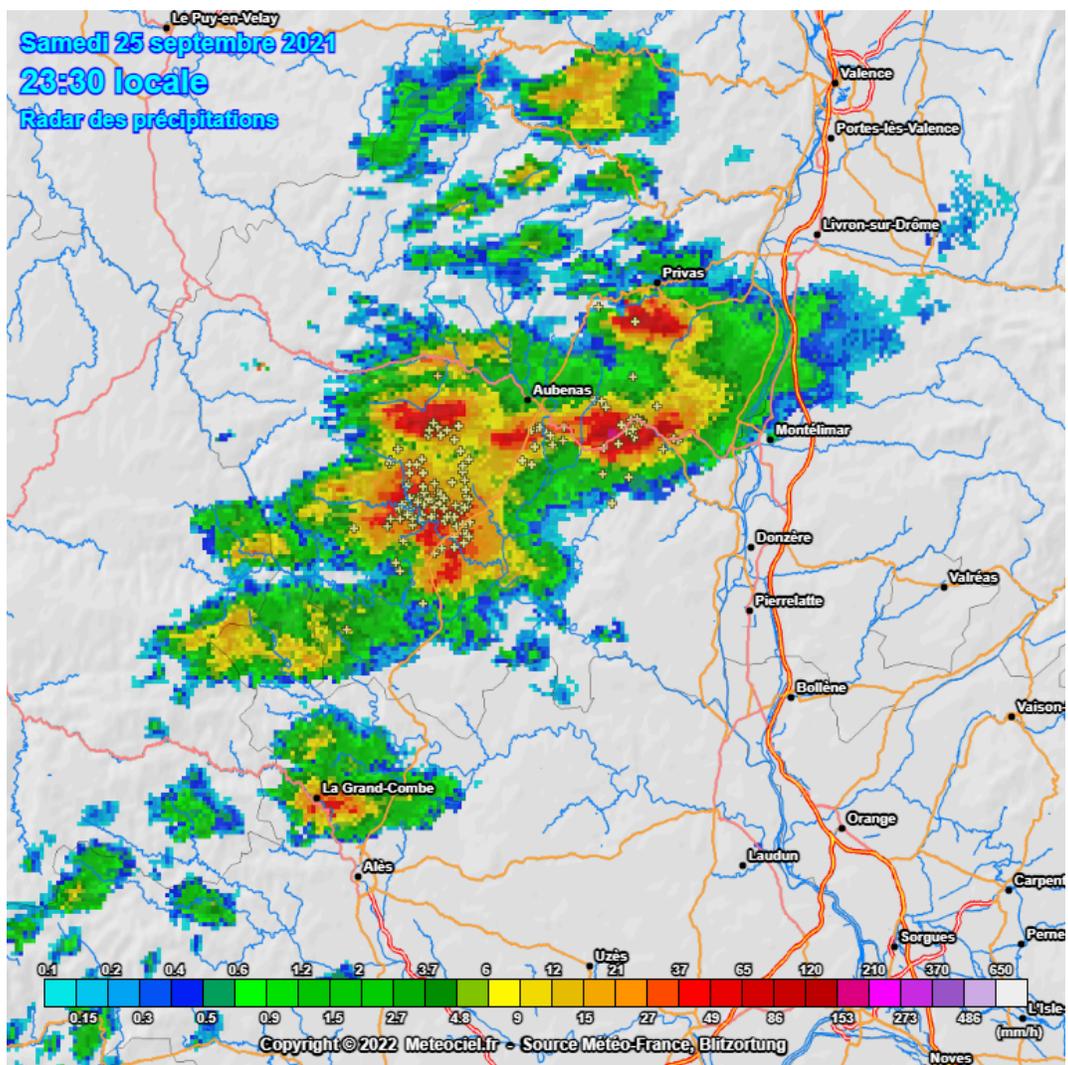


FIGURE 87 – Carte radar montrant les taux de précipitation du nuage d’orage observé par les instruments de ASIM au dessus de Aubenas le 25 Septembre 2021 à 21 :30 TU (= 23 :31 TL) (source : Meteociel.fr).

Conclusion

Dans le premier chapitre, la formation et le développement des nuages d'orage et des éclairs a été détaillé. Les éclairs émettent un rayonnement électromagnétique qui se décompose en un champ électromagnétique, lié à la circulation d'un courant entre le nuage et la Terre lors de la neutralisation de la charge électrique dans le nuage, et un signal optique, qui correspond aux émissions lumineuses dues à l'excitation des atomes chauffés à l'intérieur de la décharge de l'éclair. Un état de l'art expliquant comment les signaux optiques ont été simulés dans les précédentes études est aussi présenté. Des détections conjointes au sol par un réseau de détection LMA, et par satellite grâce aux imageurs d'éclair TRMM-LIS (Thomas *et al.* [82]) et ISS-LIS (Erdmann *et al.* [27]) ont montré que les décharges en bas du nuage ne sont pas visibles depuis l'espace. En effet, lorsque le signal optique émis par l'éclair est observé depuis l'espace, il est plus atténué par les particules nuageuses et les molécules si l'éclair se situe plus bas dans le nuage. La synthèse bibliographique présentée dans ce chapitre montre, qu'à notre connaissance, il n'existe pas de code de transfert radiatif permettant de comprendre et de pouvoir interpréter les mesures des instruments optiques. Le travail de cette thèse a permis de développer un tel code, en adaptant le code de transfert radiatif 3DMCPOL (Cornet *et al.* [18]), développé à l'origine pour une source solaire ou thermique, à une source éclair. Le code de transfert radiatif 3DMCPOL, est un code de référence dans la communauté de la télédétection, qui permet de rendre compte des effets radiatifs liés aux nuages hétérogènes dans une atmosphère tridimensionnelle. Il devient maintenant une référence pour des études sur la diffusion de la lumière des éclairs. Il a permis de faire des études de sensibilité en prenant en compte de façon très réaliste les propriétés micro/macrophysiques du nuage ainsi que la variabilité spatio-temporelle de la source éclair. Il est prêt pour être utilisé pour interpréter des mesures comme celle d'ASIM ou de GLM.

Le deuxième chapitre explique comment le code 3DMCPOL a été adapté à une source éclair. La modélisation de la source éclair et son intégration dans le code 3DMCPOL sont détaillées, ainsi que la simulation des signaux optiques tels qu'ils seraient vus par des photomètres. Dans un premier temps, l'éclair a été représenté par une source ponctuelle isotrope se propageant dans un nuage d'eau plan parallèle, afin de comparer les simulations aux expressions mathématiques définies par Luque *et al.* [48] (*cf. section 2.3*). Une fois l'implémentation de la source validée, l'éclair a été simulé de manière plus réaliste. En effet, l'extension spatiale de l'éclair, mais aussi la vitesse de propagation

du signal électrique dans le canal ionisé, ou encore la variation de la puissance optique de l'éclair en fonction du temps peuvent être prises en compte. Ces paramètres permettent de simuler la propagation d'un arc en retour ascendant (sens du courant), qui est observée dans la majorité des éclairs nuage-sol CG.

Dans le troisième chapitre, une étude de sensibilité à ces paramètres de la source a tout d'abord été réalisée. Le rayonnement émis par l'éclair a été observé à $\lambda = 777$ nm qui correspond à l'émission de l'atome d'oxygène neutre (OI), dans un nuage d'eau décrit par Light *et al.* [46]. Les simulations confirment que plus la source est localisée profondément dans le nuage moins elle est visible depuis l'espace; de plus ces simulations mettent en évidence l'existence d'une vitesse minimale en-dessous de laquelle les formes d'ondes simulées ne correspondent plus aux observations (Light *et al.* [45]), qui est de 2×10^7 m.s⁻¹ dans notre configuration, ce qui est en accord avec les vitesses minimales d'arc en retour décrites dans la littérature (Rakov [65], Boyle et Orville [7]).

Dans un second temps, une étude de sensibilité à la microphysique du nuage a été mise en oeuvre en tenant compte des gouttelettes d'eau et des graupels, qui sont l'espèce microphysique dans laquelle se propagent le plus les éclairs d'après Ribaud *et al.* [68]. L'étude a été réalisée à $\lambda = 777$ nm, et $\lambda = 337$ nm qui sont les deux longueurs d'ondes d'observation de l'instrument ASIM. La description microphysique du nuage d'orage référencé dans Klemp et Wilhelmson [39] a été utilisée grâce aux sorties du système de modélisation atmosphérique Méso-NH (Barthe *et al.* [3]). Les propriétés microphysiques des gouttelettes nuageuses et des graupels ont été converties en propriétés optiques lorsque le nuage est dans sa phase mature à l'instant où l'activité des éclairs est maximale (Barthe et Pinty [4]). Les effets liés à l'absorption et à la diffusion par les particules nuageuses et les molécules ont été isolés afin d'étudier leur impact sur les formes d'ondes dans le proche UV et le proche IR. La diffusion par les molécules est très forte à $\lambda = 337$ nm et peut amplifier ou atténuer la forme d'onde dans l'UV proche par rapport à l'IR proche selon la position de l'éclair dans le nuage. En revanche, l'absorption nuageuse est faible à $\lambda = 337$ nm, ce qui n'est pas forcément le cas à $\lambda = 777$ nm. En effet, dans le cas où les particules sont denses, comme les gouttelettes d'eau, l'absorption nuageuse est importante dans le proche IR, et augmente fortement avec la taille des particules. En revanche, dans le cas des graupels, qui sont moins denses puisque composés d'un mélange de glace et d'air, l'absorption nuageuse est faible à la fois dans l'IR proche et l'UV proche.

Dans ce cas, les formes d'ondes à ces deux longueurs d'ondes ne dépendent pas de la taille des graupels dans le nuage. Lorsque la fraction de glace dans les graupels augmente, l'absorption à $\lambda = 777$ nm doit être prise en compte, et la forme d'onde dans le proche IR peut être atténuée lorsque la taille des particules augmente, comme dans le cas des gouttelettes nuageuses. Ces simulations peuvent donner une information sur la densité des graupels, et donc leur indice de réfraction.

Nous avons vu que la puissance et la durée du signal optique émis par l'éclair dépendent de la longueur d'onde d'émission (*cf. section 1.1.2.2*). De plus, d'après Offroy *et al.* [53], la puissance émise à $\lambda = 337$ nm serait plus faible qu'à $\lambda = 777$ nm (d'un facteur 28,5 en valeur médiane). Cependant, les observations de l'instrument ASIM montrent que ce rapport n'est pas retrouvé systématiquement quand un éclair est observé à ces deux longueurs d'ondes. Par exemple, le cas d'étude issu des données d'ASIM du 25 Septembre 2021 au-dessus de Aubenas détaillé à la fin du chapitre 3 montre que la forme d'onde détectée dans l'UV proche peut être aussi intense que dans l'IR proche. Les résultats de notre étude appliqués à des nuages plus réalistes permettent de comprendre comment le signal à $\lambda = 337$ nm, plus faible qu'à $\lambda = 777$ nm au niveau de la source, peut être intensifié par le processus de diffusion et d'absorption par les particules atmosphériques. Des simulations 3DMCPOL avec une géométrie et une composition de nuage plus réaliste permettront de mieux comprendre les observations. Cette géométrie de nuage et sa composition pourront être fournies par des résultats de simulations par Mésos-NH ou plus directement par l'analyse des données de radar météorologiques.

Perspectives

L'étude de la diffusion de la lumière émise par les éclairs à travers des nuages constitués de gouttelettes d'eau ou de graupels a montré que l'impact de la diffusion par les molécules atmosphériques est important puisque dans notre configuration, le ratio d'intensité entre les formes d'ondes dans le proche IR et le proche UV peut être multiplié par 2,5 si la source est suffisamment basse dans le nuage. De plus, cet effet semble dépendre de la position de l'éclair par rapport au sommet et aux côtés du nuage (figure 84 et figure 85). Dans le cas d'un nuage plus complexe, l'ajout d'une enclume constituée de cristaux de glace augmente l'épaisseur optique au sommet du nuage et dans ce cas le signal à 337 nm devrait être plus intense qu'à $\lambda = 777$ nm (due à la diffusion plus importante par les molécules à 337 nm). De même, on s'attend à ce que le signal soit amplifié dans le

proche UV si l'éclair, qui est toujours centré dans le nuage dans notre étude, est déplacé vers un côté du nuage. A l'inverse, dans le cas où le nuage est plus étendu horizontalement, par exemple en ajoutant de la glace autour des graupels, on s'attend à ce que le signal à $\lambda = 337$ nm soit alors plus atténué que le signal à $\lambda = 777$ nm (*cf. fin de la section 3.2.3.3*). L'étude de sensibilité doit maintenant se poursuivre en considérant ces effets et en ajoutant des cristaux de glace, qui sont la deuxième espèce microphysique dans laquelle se propage le plus les éclairs (Ribaud *et al.* [68]). La forme de nuage un peu plus réaliste décrit dans Peterson [57] et basée sur les observations des imageurs d'éclair GLM et LIS (Peterson *et al.* [58]), peut être prise en compte (figure 88a). Pour savoir comment répartir les espèces microphysiques et où placer la source éclair dans ce nuage, on peut utiliser les travaux de Ribaud *et al.* [68] dans lesquels sont donnés une coupe verticale des espèces microphysiques ainsi que l'emplacement des décharges intranuageuses au sein d'un nuage d'orage détecté lors de la campagne "Hydrological cycle in the Mediterranean Experiment" (HyMeX). La répartition des hydrométéores dans ce nuage est donnée par des mesures radars, et la présence des cristaux de glace, de la grêle, et de la phase chaude du nuage (pluie) est indiquée respectivement en bleu ciel, violet, et vert sur la figure 88b. De plus, sur cette figure, la répartition des décharges intranuageuses, qui a principalement lieu au sein des graupels (violet), est repérée par les contours noirs qui correspondent à l'emplacement des sources *VHF*. Les points blancs indiquent la position de l'éclair lors de sa phase d'initiation. Ainsi, dans notre cas, la couche nuageuse chaude à la base du nuage pourrait être formée de gouttelettes qui peuvent être remplacées par des gouttes de pluie plus grosses, mais cela devrait peu modifier la transmission du signal émis par l'éclair vers le satellite, car ces espèces sont placées en-dessous de l'éclair. Le cylindre vertical qui représente la zone de convection sur le schéma de la figure 88a, peut être composé de graupels entourés de cristaux de glace, enfin l'enclume au-dessus du nuage est elle aussi constituée de glace. Les épaisseurs optiques et rayons effectifs des cristaux de glace peuvent être déterminés à partir de la description de la microphysique du nuage d'orage supercellulaire référencé dans Klemp et Wilhelmson [39] et modélisé avec Méso-NH, comme dans le cas des graupels et des gouttelettes d'eau. Ces simulations devront être réalisées en photométrie, comme cela a été fait dans cette thèse, mais aussi en imagerie afin de pouvoir interpréter les images et les formes d'ondes détectées par les instruments comme ASIM, ISS-LIS ou GOES-GLM.

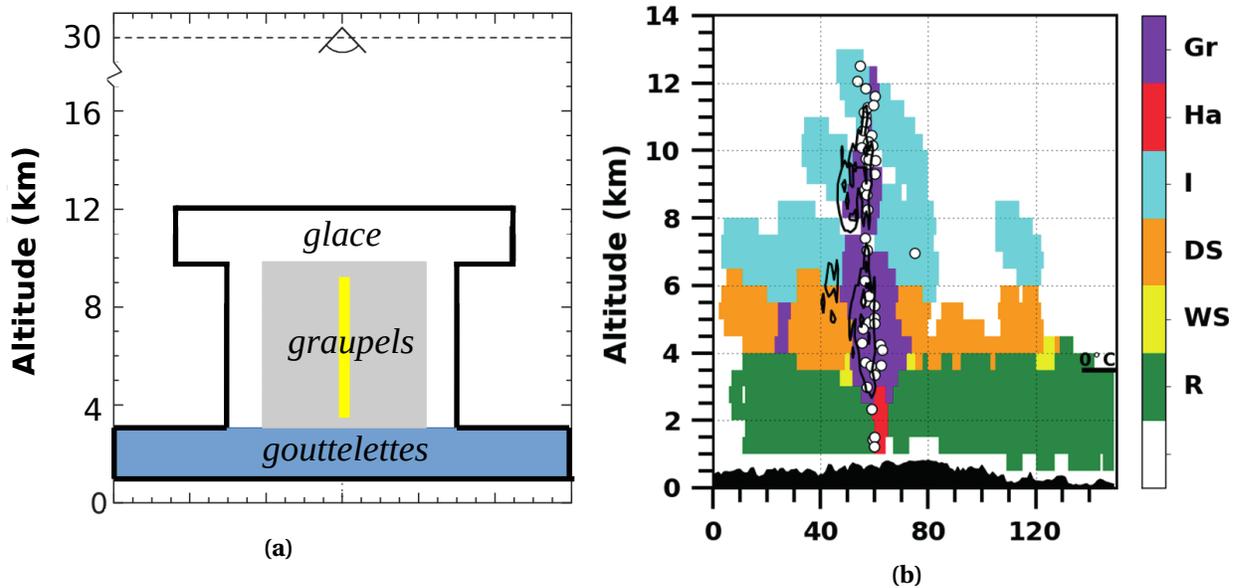


FIGURE 88 – (a) : Exemple de nuage d’orage simplifié utilisable pour poursuivre l’étude de sensibilité (adapté de [57]). (b) : Coupe verticale des espèces microphysiques du nuage dans sa phase de développement (Gr : Graupel (violet), Ha : Grêle (rouge), I : Glace, DS et WS : Neige sèche et mouillée (orange et jaune), R : Pluie (vert)). Les contours noirs correspondent aux sources *VHF*, et les points blancs à la phase d’initiation de l’éclair. Ce nuage a été détecté le 24 Septembre 2012 dans les Cévennes en France lors de la Campagne "Hydrological cycle in the Mediterranean Experiment (HyMeX).

Une meilleure compréhension de la diffusion de la lumière des éclairs par les nuages peut aider à caractériser l’éclair. En effet, en simulant des nuages d’orage réels grâce à des données radars pour le nuage, et des données LMA pour localiser l’éclair dans le nuage, on pourrait avoir une information sur la puissance de la source en comparant les simulations aux observations de ASIM ou d’autres instruments comme les imageurs d’éclair LIS-ISS, GLM à bord des satellites américains GOES-16 et GOES-17, LIM à bord du satellite chinois FENGYUN, ou encore LI embarqué à bord du prochain satellite de météorologie européen MTG qui détectent le rayonnement uniquement à $\lambda = 777$ nm. Mesurer le rayonnement des éclairs à $\lambda = 337$ nm semble aussi pertinent car la détection à cette longueur d’onde permet de localiser des éclairs situés plus bas dans le nuage d’après notre étude. De plus, il serait intéressant que les instruments de mesure puissent détecter les éclairs selon plusieurs angles simultanément, comme ceux de la prochaine mission C3IEL. Cela permettrait d’avoir une information sur le sens et la direction de propagation de l’éclair. En effet, d’après les travaux de Koshak *et al.* [40] (*cf. section 1.3.2*), on s’attend à ce que le signal soit d’autant moins diffusé qu’il se rapproche de la direction d’observation du satellite. Enfin, Une meilleure interprétation, voire modélisation, des signaux optiques devrait permettre à plus long terme l’assimilation de ces

signaux dans les modèles de météorologie afin de mieux prévoir les phénomènes météorologiques violents associés aux éclairs.

Références

- [1] RF ARDUINI, P MINNIS, WL SMITH JR, JK AYERS, MM KHAIYER et P HECK : Sensitivity of satellite-retrieved cloud properties to the effective variance of cloud droplet size distribution. Rapport technique, Science Applications International Corporation, Hampton, Virginia; NASA . . . , 2005.
- [2] David ATLAS, Sergey Y MATROSOV, Andrew J HEYMSFIELD, Ming-Dah CHOU et David B WOLFF : Radar and radiation properties of ice clouds. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 34 (11):2329–2345, 1995.
- [3] Christelle BARTHE, Gilles MOLINIÉ et Jean-Pierre PINTY : Description and first results of an explicit electrical scheme in a 3d cloud resolving model. *Atmospheric Research*, 76(1-4):95–113, 2005.
- [4] Christelle BARTHE et Jean-Pierre PINTY : Simulation of a supercellular storm using a three-dimensional mesoscale model with an explicit lightning flash scheme. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D6), 2007.
- [5] H-D BETZ, K SCHMIDT, P OETTINGER et M WIRZ : Lightning detection with 3-d discrimination of intracloud and cloud-to-ground discharges. *Geophysical research letters*, 31(11), 2004.
- [6] Dennis J BOCCIPPIO, William J KOSHAK et Richard J BLAKESLEE : Performance assessment of the optical transient detector and lightning imaging sensor. part i : Predicted diurnal variability. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 19(9):1318–1332, 2002.
- [7] James S BOYLE et Richard E ORVILLE : Return stroke velocity measurements in multistroke lightning flashes. *Journal of Geophysical Research*, 81(24):4461–4466, 1976.
- [8] Gérard BROGNIEZ : *Contribution à l'étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus*. Thèse de doctorat, Lille 1, 1992.
- [9] IM BROOKS et CPR SAUNDERS : An experimental investigation of the inductive mechanism of thunderstorm electrification. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 99(D5):10627–10632, 1994.
- [10] Kelcy N BRUNNER et Phillip M BITZER : A first look at cloud inhomogeneity and its effect on lightning optical emission. *Geophysical Research Letters*, 47(10):e2020GL087094, 2020.

- [11] Robert BURAS et Bernhard MAYER : Efficient unbiased variance reduction techniques for monte carlo simulations of radiative transfer in cloudy atmospheres : The solution. *Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer*, 112(3):434–447, 2011.
- [12] Horace Robert BYERS et Roscoe R BRAHAM : *The thunderstorm : report of the Thunderstorm Project*. US Government Printing Office, 1949.
- [13] Laurent C.-LABONNOTE, Gérard BROGNIEZ, Marie DOUTRIAUX-BOUCHER, Jean-Claude BURIEZ, Jean-François GAYET et Hélène CHEPPER : Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. comparison with in-situ and adeos-polder measurements. *Geophysical research letters*, 27(1):113–116, 2000.
- [14] G CANIAUX : Paramétrisation de la glace dans un modèle non-hydrostatique de nuage : Application à une ligne de grain tropicale. *These de Doctorat de l'Université Paul-Sabatier*, 1993.
- [15] Edmond D CASHWELL et Cornelius Joseph EVERETT : A practical manual on the monte carlo method for random walk problems. 1959.
- [16] Hugh J CHRISTIAN, Richard J BLAKESLEE, Dennis J BOCCIPPIO, William L BOECK, Dennis E BUECHLER, Kevin T DRISCOLL, Steven J GOODMAN, John M HALL, William J KOSHAK, Douglas M MACH *et al.* : Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the optical transient detector. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D1):ACL–4, 2003.
- [17] Hugh J CHRISTIAN, Richard J BLAKESLEE et Steven J GOODMAN : The detection of lightning from geostationary orbit. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 94(D11):13329–13337, 1989.
- [18] C CORNET, L C-LABONNOTE et Frédéric SZCZAP : Three-dimensional polarized monte carlo atmospheric radiative transfer model (3dmcpol) : 3d effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111(1):174–186, 2010.
- [19] Kenneth L CUMMINS et Martin J MURPHY : An overview of lightning locating systems : History, techniques, and data uses, with an in-depth look at the us nldn. *IEEE transactions on electromagnetic compatibility*, 51(3):499–518, 2009.
- [20] Kenneth L CUMMINS, Martin J MURPHY, Edward A BARDO, William L HISCOX, Richard B PYLE et Alburt E PIFER : A combined toa/mdf technology upgrade of the us national lightning detection network. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 103(D8):9035–9044, 1998.

- [21] Wiebke DEIERLING et Walter A PETERSEN : Total lightning activity as an indicator of updraft characteristics. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D16), 2008.
- [22] Robert DELMAS *et al.* : Atmosphère, océan et climat. belin. *Pour la science, Paris*, 2007.
- [23] David Patrick DONOVAN, Markus QUANTE, Ingo SCHLIMME et Andreas MACKE : Use of equivalent spheres to model the relation between radar reflectivity and optical extinction of ice cloud particles. *Applied optics*, 43(25):4929–4940, 2004.
- [24] Richard J DOVIAK *et al.* : *Doppler radar and weather observations*. Courier Corporation, 2006.
- [25] Richard L DOWDEN, James B BRUNDELL et Craig J RODGER : Vlf lightning location by time of group arrival (toga) at multiple sites. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64 (7):817–830, 2002.
- [26] Claudia EMDE, Vasileios BARLAKAS, Céline CORNET, Frank EVANS, Sergey KORKIN, Yoshifumi OTA, Laurent C LABONNOTE, Alexei LYAPUSTIN, Andreas MACKE, Bernhard MAYER *et al.* : Iprt polarized radiative transfer model intercomparison project–phase a. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 164:8–36, 2015.
- [27] Felix ERDMANN, Eric DEFER, Olivier CAUMONT, Richard J BLAKESLEE, Stéphane PÉDEBOY et Sylvain COQUILLAT : Concurrent satellite and ground-based lightning observations from the optical lightning imaging sensor (iss-lis), the low-frequency network meteorage and the saetta lightning mapping array (lma) in the northwestern mediterranean region. *Atmospheric Measurement Techniques*, 13(2), 2020.
- [28] Thomas FARGES et Elisabeth BLANC : Characteristics of lightning, sprites, and human-induced emissions observed by nadir-viewing cameras on board the international space station. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(7):3405–3420, 2016.
- [29] Alexandre O FIERRO, Edward R MANSELL, Donald R MACGORMAN et Conrad L ZIEGLER : The implementation of an explicit charging and discharge lightning scheme within the wrf-arw model : Benchmark simulations of a continental squall line, a tropical cyclone, and a winter storm. *Monthly Weather Review*, 141(7):2390–2415, 2013.

- [30] Piotr J FLATAU, Gregory J TRIPOLI, Johannes VERLINDE et William R COTTON : The csu-rams cloud microphysics module : General theory and code documentation. *Atmospheric Sciences Rep*, 451:88, 1989.
- [31] FJ GORDILLO-VÁZQUEZ, A LUQUE et M SIMEK : Spectrum of sprite halos. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A9), 2011.
- [32] James E HANSEN : Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. part i. the doubling method. *Journal of Atmospheric Sciences*, 28(1):120–125, 1971.
- [33] Robert A HOUZE JR : Mesoscale convective systems. *Reviews of Geophysics*, 42(4), 2004.
- [34] Hironobu IWABUCHI : Efficient monte carlo methods for radiative transfer modeling. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(9):2324–2339, 2006.
- [35] Heinz W KASEMIR : A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge. *Journal of Geophysical Research*, 65(7):1873–1878, 1960.
- [36] Edwin KESSLER : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. In *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations*, pages 1–84. Springer, 1969.
- [37] MW KIRKLAND, David M SUSZCYNKY, JLL GUILLEN et JL GREEN : Optical observations of terrestrial lightning by the forte satellite photodiode detector. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D24):33499–33509, 2001.
- [38] MW KIRKLAND, DM SUSZCYNKY, RC FRANZ, JLL GUILLEN et JL GREEN : Observations of terrestrial lightning at optical wavelengths by the photodiode detector on the forte satellite. *Rep. LA-UR-98*, 4098, 1998.
- [39] Joseph B KLEMP et Robert B WILHELMSON : The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(6):1070–1096, 1978.
- [40] William J KOSHAK, Richard J SOLAKIEWICZ, Dieudonne D PHANORD et Richard J BLAKESLEE : Diffusion model for lightning radiative transfer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 99(D7):14361–14371, 1994.

- [41] Christian KUMMEROW, William BARNES, Toshiaki KOZU, James SHIUE et Joanne SIMPSON : The tropical rainfall measuring mission (trmm) sensor package. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 15(3):809–817, 1998.
- [42] Jean Philippe LAFORE, Joël STEIN, Nicole ASENSIO, Philippe BOUGEAULT, Véronique DUCROCQ, Jacqueline DURON, Claude FISCHER, Philippe HÉREIL, Patrick MASCART, Valéry MASSON *et al.* : The meso-nh atmospheric simulation system. part i : Adiabatic formulation and control simulations. *In Annales geophysicae*, volume 16, pages 90–109. Copernicus GmbH, 1998.
- [43] Leslie R LEMON et Charles A DOSWELL III : Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. *Monthly Weather Review*, 107(9):1184–1197, 1979.
- [44] EA LEWIS, RB HARVEY et JE RASMUSSEN : Hyperbolic direction finding with sferics of transatlantic origin. *Journal of Geophysical Research*, 65(7):1879–1905, 1960.
- [45] TE LIGHT, DM SUSZCYNKY et AR JACOBSON : Coincident radio frequency and optical emissions from lightning, observed with the forte satellite. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D22):28223–28231, 2001.
- [46] TE LIGHT, DM SUSZCYNKY, MW KIRKLAND et AR JACOBSON : Simulations of lightning optical waveforms as seen through clouds by satellites. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D15):17103–17114, 2001.
- [47] John D LOCATELLI et Peter V HOBBS : Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *Journal of Geophysical Research*, 79(15):2185–2197, 1974.
- [48] Alejandro LUQUE, Francisco José GORDILLO-VÁZQUEZ, Dongshuai LI, Alejandro MALAGÓN-ROMERO, Francisco Javier PÉREZ-INVERNÓN, Anthony SCHMALZRIED, Sergio SOLER, Olivier CHANRION, Matthias HEUMESSER, Torsten NEUBERT *et al.* : Modeling lightning observations from space-based platforms (cloudscat. jl 1.0). *Geoscientific Model Development*, 13(11):5549–5566, 2020.
- [49] Paul MARKOWSKI et Yvette RICHARDSON : *Mesoscale meteorology in midlatitudes*, volume 2. John Wiley & Sons, 2011.
- [50] Alexander MARSHAK et Anthony DAVIS : *3D radiative transfer in cloudy atmospheres*. Springer Science & Business Media, 2005.

- [51] John S MARSHALL : The distribution of raindrops with size. *J. meteor.*, 5:165–166, 1948.
- [52] Torsten NEUBERT, Nikolai ØSTGAARD, Victor REGLERO, Elisabeth BLANC, Olivier CHANRION, Carol Anne OXBORROW, Astrid ORR, Matteo TACCONI, Ole HARTNACK et Dan DV BHANDERI : The asim mission on the international space station. *Space Science Reviews*, 215(2):26, 2019.
- [53] Marc OFFROY, Thomas FARGES, Cheng Ling KUO, Alfred Bing-Chih CHEN, Rue-Ron HSU, Han-Tzong SU, Yukihiro TAKAHASHI, Stephen B MENDE et Harald U FREY : Temporal and radiometric statistics on lightning flashes observed from space with the isual spectrophotometer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(15):7586–7598, 2015.
- [54] Richard E ORVILLE et Alan C SILVER : Lighting ground flash density in the contiguous united states : 1992–95. *Monthly Weather Review*, 125(4):631–638, 1997.
- [55] Maximilien PATOU : *Analyse temporelle des propriétés optiques, microphysiques et macrophysiques de systèmes nuageux fortement précipitants à partir de SEVIRI/MSG*. Thèse de doctorat, Lille, 2018.
- [56] Guillaume PENIDE : *Mise en place de simulateurs d'instruments de télédétection dans un modèle méso-échelle (BRAMS) : Application à l'étude d'un système convectif observé pendant la campagne AMMA*. Thèse de doctorat, 2010.
- [57] Michael PETERSON : Modeling the transmission of optical lightning signals through complex 3-d cloud scenes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 125(23):e2020JD033231, 2020.
- [58] Michael PETERSON, Wiebke DEIERLING, Chuntao LIU, Douglas MACH et Christina KALB : The properties of optical lightning flashes and the clouds they illuminate. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 122(1):423–442, 2017.
- [59] Michael PETERSON et Chuntao LIU : Characteristics of lightning flashes with exceptional illuminated areas, durations, and optical powers and surrounding storm properties in the tropics and inner subtropics. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(20):11–727, 2013.
- [60] Michael PETERSON, Scott RUDLOSKY et Daile ZHANG : Changes to the appearance of optical lightning flashes observed from space according to thunderstorm organization and structure. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 125(4):e2019JD031087, 2020.

- [61] Jean-Pierre PINTY et Patrick JABOUILLE : A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. *In Conf. on Cloud Physics*, pages 217–220. Amer. Meteor. Soc Everett, WA, 1998.
- [62] Steven PLATNICK : Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D18):22919–22935, 2000.
- [63] John F POTTER : The delta function approximation in radiative transfer theory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 27(6):943–949, 1970.
- [64] Alain PROTAT, Julien DELANOË, Dominique BOUNIOL, AJ HEYMSFIELD, A BANSEMER et P BROWN : Evaluation of ice water content retrievals from cloud radar reflectivity and temperature using a large airborne in situ microphysical database. *Journal of applied meteorology and climatology*, 46(5):557–572, 2007.
- [65] Vladimir A RAKOV : Lightning return stroke speed. *J. Lightning Res*, 1:80–89, 2007.
- [66] Vladimir A RAKOV : *Fundamentals of lightning*. Cambridge University Press, 2016.
- [67] Vladimir A RAKOV et Martin A UMAN : *Lightning: physics and effects*. Cambridge university press, 2003.
- [68] J-F RIBAUD, Olivier BOUSQUET et Sylvain COQUILLAT : Relationships between total lightning activity, microphysics and kinematics during the 24 september 2012 hymex bow-echo system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142:298–309, 2016.
- [69] William RISON, Ronald J THOMAS, Paul R KREHBIEL, Timonthy HAMLIN et Jeremiah HARLIN : A gps-based three-dimensional lightning mapping system : Initial observations in central new mexico. *Geophysical research letters*, 26(23):3573–3576, 1999.
- [70] Rita D ROBERTS et Steven RUTLEDGE : Nowcasting storm initiation and growth using goes-8 and wsr-88d data. *Weather and Forecasting*, 18(4):562–584, 2003.
- [71] Frank ROUX : Les orages : Météorologie des grains, de la grêle et des éclairs. *La Météorologie*, 1996.
- [72] Scott D RUDLOSKY, Steven J GOODMAN, Katrina S VIRTS et Eric C BRUNING : Initial geostationary lightning mapper observations. *Geophysical Research Letters*, 46(2):1097–1104, 2019.

- [73] Steven A RUTLEDGE et Donald R MACGORMAN : Cloud-to-ground lightning activity in the 10–11 june 1985 mesoscale convective system observed during the oklahoma–kansas pre-storm project. *Monthly Weather Review*, 116(7):1393–1408, 1988.
- [74] CPR SAUNDERS, WD KEITH et RP MITZEVA : The effect of liquid water on thunderstorm charging. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D6):11007–11017, 1991.
- [75] Johannes SCHMETZ, Paolo PILI, Stephen TJEMKES, Dieter JUST, Jochen KERKMANN, Sergio ROTA et Alain RATIER : An introduction to meteosat second generation (msg). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83(7):977–992, 2002.
- [76] Wolfgang SCHULZ, Gerhard DIENDORFER, Stéphane PEDEBOY et Dieter Roel POELMAN : The european lightning location system euclid–part 1 : Performance analysis and validation. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 16(2):595–605, 2016.
- [77] William C SKAMAROCK, Joseph B KLEMP, Jimy DUDHIA, David O GILL, Dale M BARKER, Wei WANG et Jordan G POWERS : A description of the advanced research wrf version 3. ncar technical note-475+ str. 2008.
- [78] R SOLOMON, V SCHROEDER et MB BAKER : Lightning initiation–conventional and runaway-breakdown hypotheses. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(578):2683–2704, 2001.
- [79] J STEIN, E RICHARD, J-Ph LAFORE, JP PINTY, N ASECIO et S COSMA : High-resolution non-hydrostatic simulations of flash-flood episodes with grid-nesting and ice-phase parameterization. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 72(2):203–221, 2000.
- [80] DM SUSZCYNKY, MW KIRKLAND, AR JACOBSON, RC FRANZ, SO KNOX, JLL GUILLEN et JL GREEN : Forte observations of simultaneous vhf and optical emissions from lightning : Basic phenomenology. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D2):2191–2201, 2000.
- [81] Tsutomu TAKAHASHI : Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35(8):1536–1548, 1978.
- [82] Ronald J THOMAS, Paul R KREHBIEL, William RISON, Timothy HAMLIN, Dennis J BOCCIPPIO, Steven J GOODMAN et Hugh J CHRISTIAN : Comparison of ground-based 3-dimensional lightning

- mapping observations with satellite-based lis observations in oklahoma. *Geophysical research letters*, 27(12):1703–1706, 2000.
- [83] Ronald J THOMAS, Paul R KREHBIEL, William RISON, Timothy HAMLIN, Jeremiah HARLIN et David SHOWN : Observations of vhf source powers radiated by lightning. *Geophysical research letters*, 28(1):143–146, 2001.
- [84] Ronald J THOMAS, Paul R KREHBIEL, William RISON, Steven J HUNYADY, William P WINN, Timothy HAMLIN et Jeremiah HARLIN : Accuracy of the lightning mapping array. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 109(D14), 2004.
- [85] LW THOMSON et EP KRIDER : The effects of clouds on the light produced by lightning. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(9):2051–2065, 1982.
- [86] BN TURMAN : Analysis of lightning data from the dmsp satellite. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 83(C10):5019–5024, 1978.
- [87] Oscar A van der VELDE, Joan MONTANYÀ, Torsten NEUBERT, Olivier CHANRION, Nikolai ØSTGAARD, Steven GOODMAN, Jesús A LÓPEZ, Ferran FABRÓ et Victor REGLERO : Comparison of high-speed optical observations of a lightning flash from space and the ground. *Earth and Space Science*, 7(10):e2020EA001249, 2020.
- [88] Benoit VIÉ, J-P PINTY, Sarah BERTHET et Maud LERICHE : Lima (v1. 0) : A quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei. *Geoscientific Model Development*, 9(2):567–586, 2016.
- [89] T Daniel WALKER et Hugh J CHRISTIAN : Triggered lightning spectroscopy : Part 1. a qualitative analysis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 122(15):8000–8011, 2017.
- [90] T Daniel WALKER et Hugh J CHRISTIAN : Triggered lightning spectroscopy : 2. a quantitative analysis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 124(7):3930–3942, 2019.
- [91] Robert L WALKO, Wt R COTTON, MP MEYERS et JY HARRINGTON : New rams cloud microphysics parameterization part i : the single-moment scheme. *Atmospheric Research*, 38(1-4):29–62, 1995.
- [92] Robert Alexander WATSON-WATT, JF HERD et FE LUTKIN : On the nature of atmospheric—v. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 162(909):267–291, 1937.

- [93] CTR WILSON *et al.* : Some thundercloud problems. *Journal of the Franklin Institute*, 208(1):1–12, 1929.
- [94] Tobias ZINNER, Hermann MANNSTEIN et Arnold TAFFERNER : Cb-tram : Tracking and monitoring severe convection from onset over rapid development to mature phase using multi-channel meteosat-8 seviri data. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 101(3):191–210, 2008.

A Réduction des temps de calcul

A.1 Méthode d'estimation locale

Comme déjà énoncé précédemment la méthode d'estimation locale (Marshak et Davis [50]) permet d'augmenter la statistique du nombre de photons diffusés vers le détecteur. L'idée est de prendre en compte la contribution de chaque évènement de diffusion en pondérant cette contribution par la probabilité que le photon aurait eu d'atteindre le détecteur.

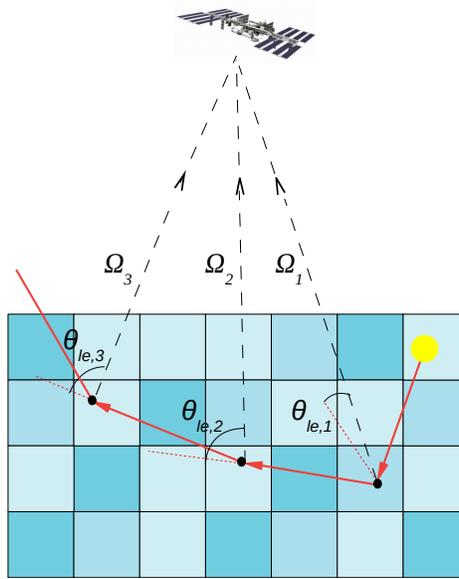


FIGURE 89 – Schéma décrivant la méthode d'estimation locale : les lignes solides rouges indiquent le trajet suivi par le photon qui est diffusé trois fois entre l'émission depuis la source éclair (point jaune) et la sortie par le haut du milieu. Les lignes pointillées noires représentent les contributions de la source et des diffusions à la luminance sortante dans la direction du détecteur.

Ainsi, la contribution de la $j^{ième}$ diffusion à la luminance sortante dans la direction Ω_j orientée vers le détecteur s'écrit :

$$L_j(\Omega_j) = W_j \frac{P(\theta_{le,j})}{4\pi} \exp(-\tau_{pp}(\Omega_j)) \quad (\text{A.1})$$

avec $\tau_{pp}(\Omega_j)$ l'épaisseur optique entre l'endroit où a eu lieu la $j^{ième}$ diffusion et l'instrument de détection, $\theta_{le,j}$ l'angle de diffusion entre la direction des photons avant la $j^{ième}$ diffusion et la direction de détection Ω_j (cf figure 89), P la fonction de phase des particules diffusantes, et W_j le poids des photons qui prend en compte l'absorption nuageuse et l'absorption par les molécules

atmosphériques.

Dès lors les photons qui n'atteignent pas le détecteur au cours de leur vie dans le milieu contribuent aussi au signal observé. Moins de photons nécessitent ainsi d'être lancés.

A.2 Méthodes de troncature de la fonction de phase

Intérêt dans le cas d'une source éclair

Les contributions de chaque diffusion à la luminance sortante, calculées avec la méthode d'estimation locale, dépendent de l'angle $\theta_{le,j}$ situé entre la direction initiale du photon avant la $j^{\text{ième}}$ diffusion et la direction d'observation du satellite (figure 89) par l'intermédiaire de la fonction de phase de la particule diffusante (A.1). La figure 90 donne la répartition du nombre de ces contributions en fonction des angles $\theta_{le,j}$ pour les 5 premières diffusions lorsque 100 millions de photons ont été lancés. On suppose ici que la source éclair est ponctuelle, placée au centre du nuage, que le nuage est formé d'eau liquide et que l'observation se fait au nadir. Comme le montre cette figure, la majorité des contributions à la luminance sortante ont lieu pour un angle $\theta_{le,j} = 90^\circ$, pour les premiers ordres de diffusion j , ce qui est attendu. En effet, les photons sont principalement émis dans le plan horizontal (figure 42c) et les observations se font au-dessus du nuage dans le plan vertical. On voit aussi qu'il y a peu de contributions pour des angles $\theta_{le,j}$ proches de 0° . Or pour chaque interaction j , la fraction de l'énergie incidente diffusée dans la direction d'observation est donnée par l'équation A.1 qui fait intervenir la fonction de phase des particules diffusantes pour l'angle $\theta_{le,j}$. Dès lors si la fonction de phase présente un pic de diffusion avant important, alors Buras et Mayer [11] ont montré que les contributions à la luminance sortante peuvent être très bruitées en raison d'un faible échantillonnage de ces pics autour de $\theta_{le,j} = 0^\circ$. Ce cas de figure arrive fréquemment pour des rayonnements visible dans des nuages d'éclair, ou la différence entre le minimum (diffusion latérale) et le maximum (autour de $\Theta = 0^\circ$) de la fonction peut être supérieur à six ordres de grandeur (Iwabuchi [34]). Ce problème peut être partiellement résolu en tronquant le pic de diffusion avant grâce à des méthodes de troncature de la fonction de phase.

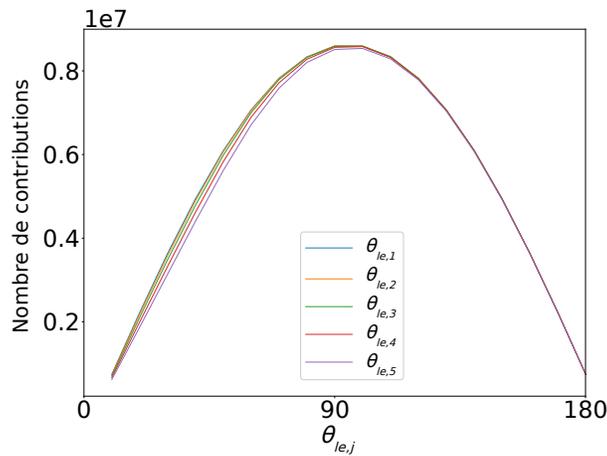


FIGURE 90 – Nombre de contributions à la luminance sortante par intervalle de 10° , en fonction de l'angle $\theta_{le,j}$, de la première à la cinquième diffusion j , lorsque 100 millions de photons ont été lancés depuis la source. L'éclair est défini par une source ponctuelle, placée au centre d'un nuage d'eau d'épaisseur optique 400, de forme cubique et placé entre 5 et 10 km d'altitude. Le capteur observe au nadir.

La troncature de Potter

La méthode de troncature de Potter (Potter [63]), déjà implémentée dans 3DMCPOL, est utilisée dans le cas de la source éclair. Le pic de diffusion avant est tronqué en prenant la tangente entre deux angles de troncature, fixés ici à 6° et 8° , comme le montre la figure 91 (courbe bleue).

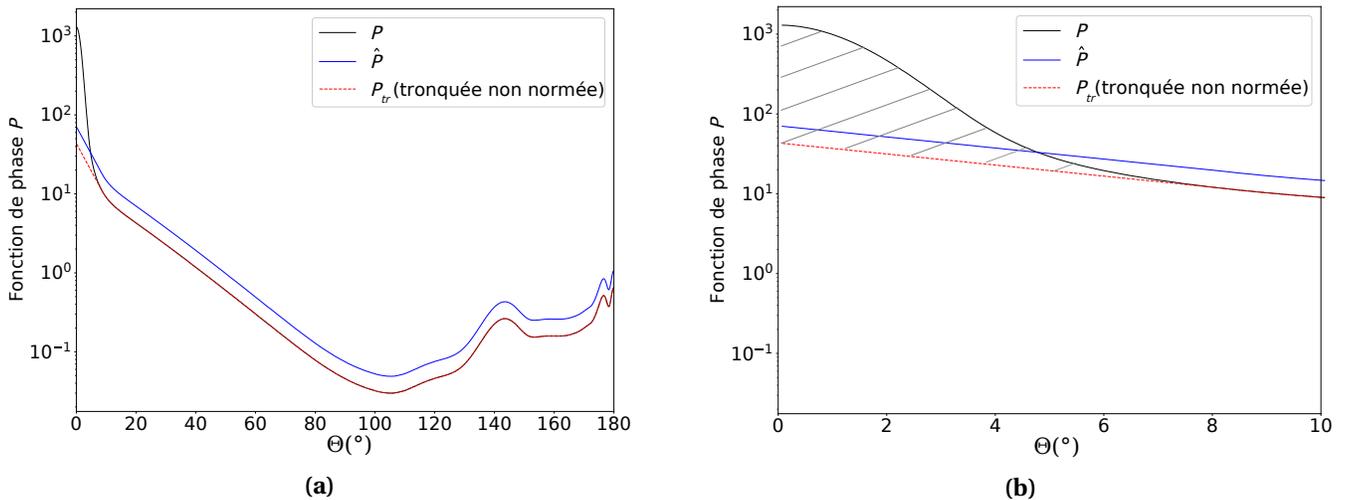


FIGURE 91 – (a) : Fonction de phase des gouttelettes d'eau tronquée (\hat{P} , courbe bleue) ou non (P , courbe noire) par la méthode de Potter, en fonction de l'angle de diffusion θ_s (échelle logarithmique). La fonction de phase P_{tr} (courbe rouge) correspond à la fonction de phase tronquée mais non normalisée. Les angles de troncature valent ici 6° et 8° . (b) : Même figure mais avec un zoom sur le pic de diffusion avant. L'aire $2f$ du pic de diffusion avant entre P_{tr} et la fonction de phase originale P est hachurée en gris.

La fonction de phase tronquée \hat{P} (figure 91, courbe bleu) doit être renormalisée afin de vérifier la

relation de normalisation décrite par l'équation (2.25). On a :

$$\int_0^\pi P(\hat{\Theta}) \sin(\Theta) d\Theta = 2 \quad (\text{A.2})$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \int_0^\pi P_{tr}(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta_s + 2f &= 2 \\ \int_0^\pi P_{tr}(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta &= 2 \times (1 - f) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

avec P_{tr} la fonction de phase tronquée mais non normalisée (figure 91, courbe rouge), $2f$ l'aire du pic de diffusion avant situé entre F et la fonction de phase originale P (zone hachurée en gris sur la figure 91b).

En combinant cette dernière expression avec l'équation (A.2), la relation entre \hat{P} et F devient :

$$\hat{P}(\Theta) = \frac{F(\Theta)}{1 - f} \quad (\text{A.4})$$

Dans cette méthode de troncature, on fait l'hypothèse que la pointe avant de la fonction de phase est directement transmise dans la direction avant ($\Theta = 0^\circ$). $P(\Theta)$ peut alors être approximée par :

$$P(\Theta) \approx 2f\delta(\Theta) + (1 - f)\hat{P}(\Theta) \quad (\text{A.5})$$

avec δ la fonction delta de Dirac.

Seule la partie du rayonnement diffusée par la fonction de phase tronquée \hat{P} est prise en compte. Elle vaut $1 - f$ d'après l'équation (A.5). Cette hypothèse est équivalente à remplacer le milieu réel par un milieu équivalent avec un coefficient de diffusion $\sigma'_s = (1 - f)\sigma_s$, tout en gardant le même coefficient d'absorption $\sigma'_a = \sigma_a$. Ainsi, les coefficients d'extinction σ'_e et d'albédo de diffusion simple ω'_0 du milieu équivalent s'expriment comme :

$$\sigma'_e = \sigma_e(1 - f\omega_0) \tag{A.6}$$

$$\omega'_0 = \frac{\omega_0(1 - f)}{1 - f\omega_0} \tag{A.7}$$

B Résolution d'évènements continus

Soit f_X , la fonction de probabilité d'une variable aléatoire X définie sur l'intervalle $[a,b]$. La probabilité d'avoir l'évènement x compris entre x et $x + dx$ est donnée par $f_X(x)dx$, avec $a \leq x \leq b$.

La densité de probabilité f_X vérifie les conditions suivantes :

- f_X est positive et continue sur $[a,b]$
- La probabilité que x soit compris entre a et b vaut 1, ainsi $\int_a^b f_X(x)dx = 1$.

La fonction de répartition F_X représente la distribution d'une variable aléatoire X de densité de probabilité f_X . La valeur $F_X(t)$ correspond à la probabilité d'obtenir une valeur inférieure ou égale à t , $\forall t \in [a, b]$. Elle est définie par l'expression :

$$F_X(t) = \int_a^t f_X(t)dt \text{ (avec } F_X(a) = 0 \text{ , et } F_X(b) = 1)$$

Soit ρ , un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. En résolvant $F_X(t) = \rho$, on peut déterminer l'évènement t .