



MASTER II LUMIERE MATIERE

RAPPORT DE STAGE

---

# Modélisation de la diffusion de la lumière des éclairs dans les nuages

---

*Encadrants :*

PHILIPPE DUBUISSON

(LOA)

*Auteur :*

M. CLÉMENT LAPLACE

LAURENT LABONNOTE

(LOA)

THOMAS FARGES (CEA)

Version 1.0 du  
18 juin 2018



# Remerciements

Je voudrais remercier Messieurs Laurent Labonnote, Philippe Dubuisson et Thomas Farges pour m'avoir patiemment encadré lors du stage. Leurs conseils m'ont beaucoup aidé pour mener à bien mon travail.

Je tiens aussi à remercier le directeur du laboratoire d'optique atmosphérique Monsieur Frédéric Parol pour m'avoir permis d'effectuer ce stage ainsi que de son accueil.

De plus, je suis très reconnaissant envers l'équipe informatique composé de messieurs François Thieuleux, Fabrice Ducos et Romain De Felippi qui m'ont prodigué à moi et mes collègues une très grande aide lors de ce stage.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Contexte scientifique</b>	<b>3</b>
2.1	Présentation des laboratoires . . . . .	3
2.1.1	Le LOA . . . . .	3
2.1.2	Le CEA . . . . .	4
2.2	Présentation du satellite TARANIS et de l'instrument MCP . . . . .	4
2.2.1	TARANIS . . . . .	4
2.2.2	MCP (Micro Cameras and Photometers) . . . . .	6
2.2.3	Formation des éclairs . . . . .	6
2.2.4	Modélisation de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse des éclairs . . . . .	7
2.3	Éléments théoriques sur le transfert radiatif . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Le code MCPOL</b>	<b>11</b>
3.1	Principe de la méthode Monte-Carlo . . . . .	11
3.2	Hypothèses utilisées dans MCPOL . . . . .	11
3.3	Le code MCPOL . . . . .	12
3.4	Modifications apportées au code . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Etude de la sensibilité aux paramètres nuageux</b>	<b>17</b>
4.1	Sensibilité à la variation de l'épaisseur optique . . . . .	17
4.2	Sensibilité à la variation du rayon effectif . . . . .	20
4.3	Sensibilité à l'altitude de la source . . . . .	22

5	Conclusion du stage	25
---	---------------------	----

# Chapitre 1

## Introduction

La découverte des événements lumineux en haute atmosphère (LTE) par l'université du Michigan [1] en 1989, a provoqué une forte émulation scientifique autour de ces phénomènes. Ils correspondent à des fortes décharges électriques au-dessus des nuages orageux allant du bas de la troposphère au bas de la thermosphère (20 à 100 km d'altitude). Ainsi notre vision a changé sur les interactions possibles entre la haute et moyenne atmosphère et la basse atmosphère. Au fur et à mesure que sont étudiés ces événements, plusieurs catégories de LTE apparaissent, classés selon plusieurs caractéristiques (durée, étendue spatiale, zone d'apparition).

A l'heure actuelle leurs mécanismes d'apparition sont encore méconnus. Cependant il existe des théories qui essaient d'expliquer leurs fonctionnements. On peut citer notamment la "cascade d'électron" [2] dont l'idée est la suivante : un photon relativiste rentre dans l'atmosphère ; lorsqu'il rencontre une particule il lui arrache un électron qui lui-même va faire de même jusqu'à provoquer une forte polarisation. De plus, les chercheurs s'intéressent fortement au lien entre LTE et les émissions gamma terrestres (GRT). Il semblerait que les LTEs soient peut-être une cause des GRT [3].

Afin d'éclaircir toutes ces interrogations, des missions spatiales ont été développées à travers le monde tel que FORMOSAT-2 [4], FORTE [5] et LSO [6]. Effectivement, compte tenu de l'altitude des événements, il est impossible de faire des observations à cause des nuages de puis le sol. Le CNES (centre national d'études spatiales) s'est donc positionné dans cette problématique, et a créé la mission satellite TARANIS pour y répondre. Son objectif est de répondre à toutes les questions développées dans le point précédent. Ce projet est à teneur internationale. Pour l'élaboration des instruments à bord du satellite, des organismes de recherches nationaux (CEA, CNES, CNRS) et internationaux (américains, danois) ont été mis à contribution. Parmi ces derniers le CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) développe l'instrument MCP (Micro Cameras and Photometers) dédié à l'étude des LTES et des éclairs sous l'égide de Thomas Farges qui est issu du

département des applications militaires.

Ne possédant pas les codes de transfert radiatif adaptée pour l'observation satellite, le CEA a décidé de collaborer avec le LOA qui est spécialisé dans ce domaine. Le LOA possède deux codes de transfert radiatif de type Monte-Carlo, l'un qui est à une dimension (MCPol) et un autre à 3 dimensions (3DMCpol). Dans le cadre du stage nous nous limiterons à l'étude des éclairs. De plus seul le code 1D sera utilisé. Cette modélisation doit permettre de comprendre quels sont les paramètres qui peuvent avoir une influence sur le signal reçu par le satellite (épaisseur optique du nuage, altitude de l'éclair dans le nuage ...). Dans l'état actuel de nos connaissances aucune étude n'a été faite sur ce sujet. L'étude des éclairs est un sujet inédit au sein du LOA. L'une des finalités du stage est d'adapter le code MCPol, ainsi que de préparer l'exploitation des mesures de MCP qui sont obtenues par inversion. Il est donc nécessaire de connaître les paramètres qui ont un impact sur l'intensité lumineuse.

Le rapport sera réparti selon trois parties : Tout d'abord la partie de contextualisation qui va permettre de définir le cadre et les enjeux du stage. Ensuite la présentation du code Monte-Carlo ainsi que les modifications qui lui ont été apporté. Dans un dernier temps l'exploitation des résultats et enfin une conclusion qui va permettre de résumer le travail effectué pendant le stage.

# Chapitre 2

## Contexte scientifique

### 2.1 Présentation des laboratoires

#### 2.1.1 Le LOA

Le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) est un laboratoire de recherche créé en 1962, et implanté depuis 1967 sur le campus de l'université Lille 1, à Villeneuve d'Ascq. Aujourd'hui, le LOA est une unité mixte de recherche (UMR) de l'université Lille 1 et du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), reconnue au niveau national et international. Ses activités se focalisent sur la problématique du transfert radiatif dans l'atmosphère, avec deux axes principaux : l'étude du rayonnement comme source d'énergie du système atmosphérique et l'étude du rayonnement comme source d'information sur l'atmosphère.

Ainsi le laboratoire contient deux équipes de recherche. La première équipe se concentre sur l'étude de l'interaction lumière nuage. Leur objectif est de mieux connaître le rôle des nuages dans le bilan radiatif de la Terre, leurs formations ainsi que leurs propriétés optiques. Tandis que la seconde équipe est spécialisée dans l'interaction rayonnement aérosol. Elle cherche à caractériser l'impact des aérosols sur le climat, leur formation ainsi que leur répartition spatio-temporelle.

Pour atteindre ces objectifs, le LOA doit concevoir des logiciels de simulation basés sur des modèles du système Terre-atmosphère, analyser des observations acquises par différents systèmes de mesure, concevoir certains de ces instruments de mesure, réaliser des campagnes de terrain pour recueillir de nouvelles données.

### 2.1.2 Le CEA

Le commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives est un organisme français de recherche à caractère technique scientifique. Sa création date de 1945, sous l'impulsion de Charles De Gaulle dans un contexte d'après guerre, où le nucléaire était un enjeu majeur. Face au réchauffement climatique, le CEA a décidé de diversifier son champs d'étude. Ainsi il s'est donc ouvert aux énergies alternatives au début des années 2000 . Il y a neuf centres répartis à travers la France. Les activités de l'organisme s'inscrivent dans quatre domaines distincts : la défense, les énergies nucléaire et renouvelable, la recherche technologique pour l'industrie et la recherche fondamentale en sciences de la matière et sciences de la vie.

L'une des missions du CEA est la surveillance des activités nucléaires humaines que ce soit souterrains ou atmosphériques. Des méthodes ont été développées pour les détecter par le biais de sismomètre (souterrain), microbaromètre (atmosphère) et de la détection des éléments radioactifs à l'aide des particules en suspension dans l'atmosphère. Pour améliorer la dernière méthode, une étude approfondie sur les GRT a été lancée. La capacité de quantifier la contribution des GRT, permet d'améliorer la détection des éléments radioactifs produits par l'activité humaine.

## 2.2 Présentation du satellite TARANIS et de l'instrument MCP

### 2.2.1 TARANIS

TARANIS est une plateforme de volume  $1 m^3$ , de masse 200 kg dont les objectifs d'observations sont les suivants :

- mesurer conjointement les LTE (voir fig 2.1) et les GRT
- pouvoir mesurer des électrons à hautes énergies
- Mesurer les ondes électromagnétiques sur une large gamme de fréquences.

Pour être capable d'effectuer toutes ces observations, les acquisitions doivent se faire la nuit. En effet, le jour, les signaux des flashes lumineux seraient trop faibles par rapport à la lumière du soleil. Pour se faire, le satellite est à une altitude de 700 km et possède une orbite héliosynchrone à une heure de 22h30 UT (Universal Time).



FIGURE 2.1 – Photo représentant une LTE prise par Michal Ganot avec une caméra Watec 902H à une vitesse normale. Elle est issue de la campagne Eurosprite en 2007

Afin d'accomplir toutes ses mesures, la plateforme possède des instruments de mesure qui ont chacune une tâche différente. Le tableau 2.1 reporte l'ensemble des instruments, ainsi que leurs rôles. [7].

Instrument	XGRE	IDEE	IBME-BF	IME-HF	IMM	MCP	MEXIC
Rôles	Mesure les GRT	Mesure les électrons relativiste et non relativiste	Mesure le champ électrique à basse fréquence	Mesure le champs électrique à basse fréquence	Mesure le champs magnétique à basse fréquence	Détecte les éclairs et LTES	Alimente et interface les autres instrument

TABLE 2.1 – Présentation des différents instruments du satellite TARANIS

### 2.2.2 MCP (Micro Cameras and Photometers)

L'instrument MCP est développé par le CEA. Il est composé en tout de quatre photomètres et de deux caméras. Leur rôle est de surveiller les éclairs et les caractériser tout comme elle doit caractériser les LTES, ainsi que d'envoyer une alerte vers l'instrument MEXIC lors d'un événement lumineux.

Les domaines spectraux de chacun des instruments correspondent à des bandes d'émission spécifique aux LTES ( $N_2$ ) et des éclairs (O, N et  $H_\alpha$ ). Orville et Anderson [8] ont déterminé les bandes spectrales les plus intenses pour les éclairs qui sont à 777,4 nm (O), 868,3 nm (N), 746,8 nm (N) et 656,3 nm ( $H_\alpha$ ). Les rôles et principales caractéristiques de chaque instruments sont résumés dans le tableau 2.2.

Instruments	PH1	PH2	PH3	PH4	MCS	MCE
Intervalle spectral (nm)	160-260	322-332	757-767	600-900	757-767	772-782
Luminance mesurée ( $\mu W.m^2.sr^{-1}$ )	0.1-5	0.8-50	0.8-20	30-2000	0.0078-3 (éclair) 1.3-13 (TLE)	0.14-58 (éclair) 1.3-13 (TLE)
FOV (deg)	42.7	42.7	42.7	86.8	47.2	47.2
Evenements observés	LTE	LTE	LTE	ECLAIR	LTE+ELAIR	LTE+ECLAIR

TABLE 2.2 – Caractéristiques des instruments MCP où PH1, PH2, PH3 et PH4 sont les photomètres et MCS, MCE les caméras

Comme le stage est dédié aux éclairs, nous allons nous focaliser sur les caractéristiques de PH4. Ainsi l'intervalle spectral qui sera étudié devra être compris entre 660 et 900 nm. L'angle d'ouverture (FOV) de l'instrument sera aussi utilisé pendant le stage.

### 2.2.3 Formation des éclairs

Au vu de la complexité des mécanismes liée à la formation des éclairs. Nous allons résumer brièvement et en simplifiant les étapes menant à leur déclenchement. Pour plus d'informations et de détails veuillez vous référer à [9].

Les éclairs se forment dans des nuages qui possèdent un fort courant de convection (cumulonimbus). Au sein de ceux-ci des courants ascendants et descendants très violents ont lieu. Par conséquent, les frottements entre les cristaux de glaces au sommet du nuage et les hydrométéores liquides vont amener un déplacement de charges.

Les particules les plus lourdes (hydrométéores liquides) de charges négatives s'accumulent dans la partie basse du nuage par gravité tandis que les plus légères (cristaux de glace) chargées positivement sont concentrées vers le haut. C'est ce qui va amener la création d'un champ électrique intense entre le sommet du nuage et l'ensemble bas du nuage. Ils vont former un "condensateur géant". Lorsque le champ électrique, atteint le seuil de claquage de l'air  $E_{seuil}$ , qui correspond au champ électrique où l'air devient conducteur, une forte décharge électrique se crée et donne naissance à un éclair. Deux critères sont utilisés pour les classer. Le premier est le lieu d'impact de l'éclair qui peut être les nuages ou le sol. Le second s'intéresse à la polarisation des charges transportées par le champ électrique (+ ou -).

#### 2.2.4 Modélisation de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse des éclairs

Des campagnes spatiales ont permis d'effectuer une étude de l'évolution temporelle de l'intensité des éclairs et LTEs. L'instrument ISUAL [10], qui est à bord de la plateforme taïwanaise FORMOSAT-2, a été le premier à pouvoir faire ce type de mesure.

L'évolution temporelle de l'intensité des flashes se caractérise par une montée très rapide suivie d'une descente beaucoup plus lente ( voir fig 2.1) . Leur durée est de l'ordre de la milliseconde. Offroy et al [11] se sont intéressés à la modéliser par une fonction analytique  $f(t)$ . Les mesures brutes ont été comparées à différentes fonctions (gaussienne, lorentzienne et exponentielle pulsée) de manière à minimiser l'écart entre le modèle et la mesure par la méthode des moindres carrés comme le montre la figure 2.2.

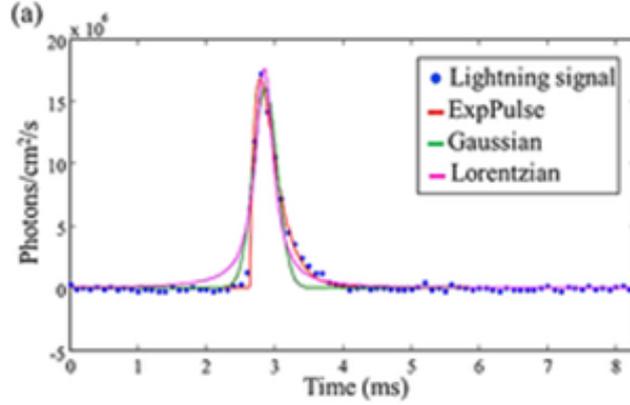


FIGURE 2.2 – Comparaison entre les différentes fonctions (traits pleins) et les données brutes (points) acquises le 17 Juillet 2004 à 06 :07 :38 :270 UT par Iusal, figure extraite de Offroy et al [11]

Ainsi la fonction analytique  $f(t)$  est mieux représentée par une exponentielle pulsée tel que :

$$f(t) = Ae^{\frac{-t}{\lambda_1}}(1 - e^{\frac{-t}{\lambda_2}}) \quad (2.1)$$

où  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $A$  sont respectivement les temps de montée, de descente caractéristiques et l'amplitude de l'intensité lumineuse de l'éclair. Les deux temps caractéristiques dépendent de la position de la source et de la composition des nuages.

### 2.3 Éléments théoriques sur le transfert radiatif

Le transfert radiatif consiste en l'étude de l'interaction du rayonnement électromagnétique et de la matière. Cette discipline permet notamment d'analyser la propagation des photons ou autres particules dans un milieu donné (solide, liquide ou gazeux).

L'une des principales grandeurs utilisées dans ce domaine est la luminance spectrale  $L_\lambda$  ( $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$ ). Elle quantifie le flux d'énergie dans un angle solide donné, à un temps donné, à une position donnée et à une longueur d'onde donnée. Dans le stage, on utilisera la luminance normalisée  $L_{normalise}$  qui est sans unité :

$$L_{normalisée} = \frac{\pi L}{I_0} \quad (2.2)$$

où  $I_0$  est l'éclairement de l'orage en ( $W.m^{-2}$ )

Lorsque la lumière traverse un milieu sur une distance  $dl$ , de nombreuses interactions ont lieu entre celle-ci et ses constituants. L'ensemble de ces interactions est appelé extinction et est représenté par le coefficient d'extinction  $k_{ext}$  d'équation :

$$k_{ext} = k_{sca} + k_{abs} \quad (2.3)$$

$k_{sca}$  et  $k_{abs}$  sont respectivement les coefficients de diffusion et d'absorption. Ils dépendent de l'indice de réfraction, de la taille des particules et de leur concentration

Une autre grandeur très utilisée est l'épaisseur optique  $\tau$  qui est sans unité. Elle mesure le degré de transparence du milieu :

$$\tau = \int k_{ext} dl \quad (2.4)$$

On définit également l'albédo de diffusion simple  $w_0$  qui représente la probabilité qu'un photon soit diffusé. Ainsi  $w_0 = 0$  est associé à l'absorption pure et  $w_0 = 1$  à la diffusion pure :

$$w_0 = \frac{k_{scat}}{k_{ext}} \quad (2.5)$$

Afin de connaître dans quelle proportion la lumière est diffusée dans une direction donnée, la fonction de phase a été définie. Elle va dépendre de la taille, la géométrie et l'indice de réfraction de la cible. Des solutions analytiques existent si les particules et/ou molécules diffusantes sont considérées comme sphériques. Différents types de diffusion sont à distinguer selon le rayon des diffusants et la longueur d'onde de l'onde incidente ( voir la figure 2.3 )

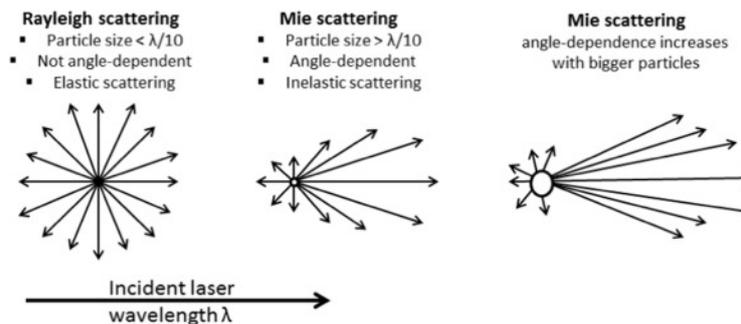


FIGURE 2.3 – Les différents types de diffusion en fonction de la taille des particules. Graphe issue de Sourav et al [12]

Tout d'abord la diffusion de Rayleigh qui correspond à la situation où les particules sont très petites par rapport à la longueur d'onde. Dans cette situation la lumière est diffusée isotropiquement.

Ensuite, la diffusion par les particules dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde

incidente sont décrites par la théorie de Mie. La lumière a tendance à être diffusé vers l'avant.

Et enfin pour les très grosses particules, sont utilisées les lois de l'optique géométrique. Par conséquent, la lumière y est diffusée très fortement vers l'avant.

Pour décrire l'ensemble des interactions entre la lumière et la matière, l'équation du transfert radiatif est utilisée :

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = L(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} (P(\tau, \mu, \phi, \phi_i, \mu_i) I_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_i}} - \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} L(\tau, \mu', \phi') P(\tau, \mu, \phi, \phi', \mu') d\mu' d\phi') \quad (2.6)$$

$\mu_i$ ,  $\phi_i$ ,  $\mu$  et  $\phi$  sont respectivement le cosinus l'angle zénithal et l'angle azimutal du rayon émis par l'éclair, le cosinus de l'angle zénithal et azimutal du rayonnement diffusé.

# Chapitre 3

## Le code MCPOL

### 3.1 Principe de la méthode Monte-Carlo

La méthode Monte Carlo [13] est une méthode calculatoire basée sur un modèle probabiliste permettant d'étudier un processus physique ou mathématique. Historiquement cette méthode a été popularisée par l'avènement des ordinateurs ainsi que de l'amélioration de la puissance de calcul de ceux-ci. Elle peut être utilisée pour résoudre des problèmes déterministes. Dans ce cas là on parle d'estimation de Monte-Carlo. L'estimation du nombre  $\pi$  correspond à ce type de problèmes. Alors que lorsque le problème est probabiliste, on parle de simulation Monte-Carlo. Lors du stage, nous serons dans la seconde catégorie de problèmes.

### 3.2 Hypothèses utilisées dans MCPOL

MCPol est un code de transfert radiatif utilisé au sein du LOA. A l'origine, il a été utilisé pour étudier la polarisation de la lumière du soleil dans l'atmosphère. Les rayons proviennent de la TOA dans une direction donnée. Les hypothèses sur lesquelles se basent MCP vont être présentées dans cette partie.

Tous d'abord l'atmosphère et les nuages sont considérés comme des plans infinis. Entre chaque couche de l'atmosphère les paramètres thermodynamiques tel que la pression et la température sont fixés. De plus chaque strate possède un coefficient d'extinction qui est moyenné sur un intervalle spectral.

Les éléments diffusants à l'intérieur du nuage sont approximés par des sphères caractérisées par un rayon effectif  $r_e$ . Compte tenu de la taille des particules à l'intérieur du nuage et des longueurs d'ondes (600-900 nm) étudiées la fonction de phase des nuages  $P_{cd}$  sera décrite par la théorie de Mie. Alors que en dehors des nuages, la fonction de phase

$P_{atm}$  sera décrite par la théorie de Rayleigh. Concrètement  $P_{cld}$  sera calculée par le code Meehrohff disponible au LOA développé par Rooij.d et al [14]. Cette approximation est réaliste pour décrire la diffusion issue des gouttelettes d'eaux, mais elle ne l'est pas pour les cristaux de glace. En effet les gouttelettes ont une géométrie quasi sphérique ce qui n'est pas le cas pour les cristaux de glaces. Comme nous cherchons des résultats qualitatifs nous allons garder cette approche pour les cristaux de glaces.

Les nuages orageux peuvent être approximés par une superposition de couches nuageuses homogènes. Compte tenu des dimensions des cumulonimbus (de l'ordre de 100 à 1000 km de longueur), cette approximation est assez bonne. Dans l'optique du stage, deux strates superposées seront appliquées. La plus basse est composée de gouttes liquides caractérisées par sa base  $z_0$  et son épaisseur  $\Delta z_1$ . L'autre épaisseur est constituée de cristaux de glaces et possède une épaisseur  $\Delta z_2$ .

Bien que les éclairs soient étendus spatialement, ils ont été approximés par une source lumineuse ponctuelle isotrope. De nombreux modèles ont utilisé cette hypothèse qu'ils soient déterministes [15] ou que ce soient des simulations Monte-Carlo [16]. Cette approche offre des résultats qualitatifs, le but étant de comprendre quels sont les paramètres qui peuvent avoir influence sur la propagation des photons.

### 3.3 Le code MCPOL

Le code de transfert radiatif MCPol va être brièvement présenté ici pour plus de détails consulter l'article de Cornet et al [17].

A chaque photon tiré, une épaisseur optique  $\tau_{rand}$  est générée aléatoirement. Elle lui est associée, et correspond à l'épaisseur optique associée au choc entre le photon et une particule diffusante qu'elle soit dans le nuage ou en dehors. L'épaisseur optique est régénérée aléatoirement à chaque diffusion. La distance de collision  $d_{col}$  entre le photon et la particule diffusante peut être obtenue aisément par :

$$d_{col} = \frac{\tau_{rand}}{k_{ext}} \quad (3.1)$$

Ainsi lors du choc, deux nombres  $\zeta_\theta$  et  $\zeta_\varphi$  compris entre 0 et 1 sont tirés au hasard. Ils permettent de connaître la nouvelle direction que va prendre le photon à l'aide de la fonction de phase  $P(\theta)$ . Le nombre  $\theta$  borné entre  $[0;\pi]$  correspond à l'angle de diffusion zénithal entre l'ancien et le nouveau plan de diffusion. L'équation pour obtenir celle ci est donc :

$$\zeta_\theta = \frac{1}{2} \int_0^\theta P(x) \sin(x) dx \quad (3.2)$$

De plus le nombre  $\phi$  qui est compris sur l'intervalle  $[0;2\pi]$  est l'angle azimutal de diffusion. Il est calculable à partir de la formule suivante.

$$\zeta\varphi = \int_0^\varphi \frac{dx}{2\pi} \quad (3.3)$$

A chaque ordre de diffusion le photon va contribuer à la luminance mesurée par le satellite, si elle se trouve dans le FOV (Field Of View) de PH4 comme le montre la figure 3.1 . On appelle cette méthode la "local estimate" [18] .Elle permet d'offrir une meilleure précision statistique sur la luminance calculée et permet donc de tirer moins de photons réduisant les temps de calcul.

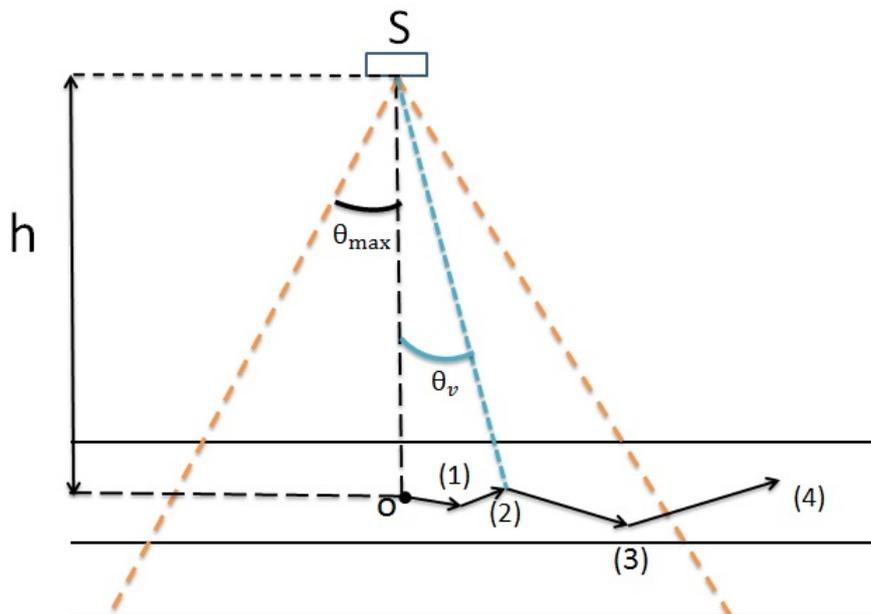


FIGURE 3.1 – Géométrie d'observation du satellite S avec un angle de demi ouverture  $\theta_{max}$ , la source O est à l'intérieur du nuage qui est composé en deux couches homogènes d'épaisseur  $\Delta z_1$  et  $\Delta z_2$ . L'angle  $\theta_v$  est l'angle sous lequel le photon est observé. (1) (2) et (3) vont contribuer à la luminance reçu par le satellite car se trouve dans le FOV (4) ne va pas y contribué

La luminance normalisée reçue par le satellite  $L_{norm}$  est ainsi calculée

$$L_{norm} = \frac{1}{N} L_0 e^{-\tau_{i,0}} + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} \frac{L_0}{4\pi} P_{i,j}(\theta) e^{-\tau_{i,j}} W_{i,j} \quad (3.4)$$

Avec  $L_0$  la luminance normalisée émise par la source,  $N$  le nombre de photons lancés,  $M_i$  le nombre de diffusion où le photon est localisé dans le FOV de PH4,  $\theta$  l'angle de diffusion

, $\tau_{i,j}$  l'épaisseur optique du photon lors de toute sa traversée jusqu'au satellite et  $W_{i,j}$  est la fonction poids qui permet de prendre en compte l'absorption du photon sa formule est la suivante

$$W_{i,j} = w_0 W_{i,j-1} \quad (3.5)$$

où  $W_{i,1} = 1$

On arrête de suivre la trace des photons lorsqu'une des conditions citées ci-dessous est atteinte :

- Le photon quitte l'atmosphère par le haut.
- Le photon sort par le bas de l'atmosphère.
- La fonction poids atteint la valeur de  $10^{-6}$ , le photon est absorbé.
- Le nombre d'ordre de diffusion atteint son maximum fixé à 999 (posé arbitrairement).

### 3.4 Modifications apportées au code

Comme il a été dit précédemment des modifications ont été apportées dans le code. Les plus importantes vont être évoquées dans cette partie.

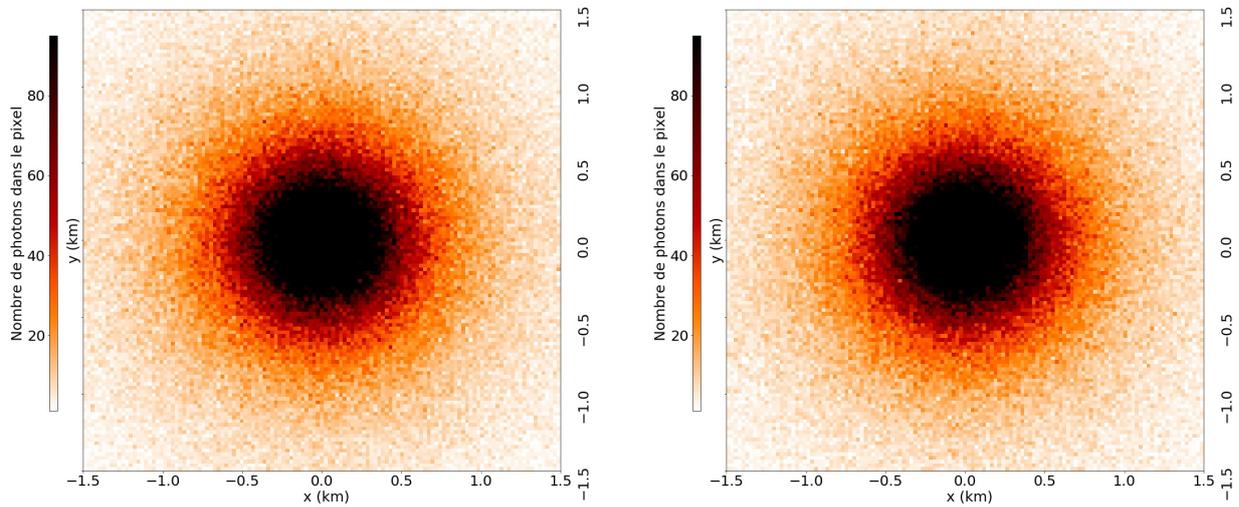
Tout d'abord il a fallu déplacer la source pour la situer dans les couches nuageuses puis faire en sorte qu'elle émette de manière isotrope. A l'origine elle était placée en haut de l'atmosphère car les rayonnements provenaient du Soleil dans une direction donnée.

Pour démontrer l'isotropie de la source, donc la validité des modifications apportées dans le code, on a tracé à la distribution des photons dans le plan xoy à une altitude donnée sous forme d'un histogramme à 2 dimensions. Les coordonnées des photons ont été enregistrées pour chaque ordre de diffusion afin de pouvoir les tracer. En faisant un comparatif entre les deux histogrammes qui sont à égales distance en haut et en bas de la source d'émission, il est possible de savoir la manière dont émet la source.

Un nuage monocouche d'épaisseur 1 km, de base 1 km, d'épaisseur optique 2.5 de rayon effectif  $r_e$  8  $\mu\text{m}$  et d'albédo 0,9458 a été choisi. La source est positionnée à 1.5 km et émet à 777,4 nm. Le nombre de photons lancés dans cette simulation est fixé à 1 000 000. La figure 3.2 représente la distribution des photons à 1 et 2 km d'altitude ainsi que leur différence. La forme de la distribution ressemble fortement à une distribution gaussienne 2D.

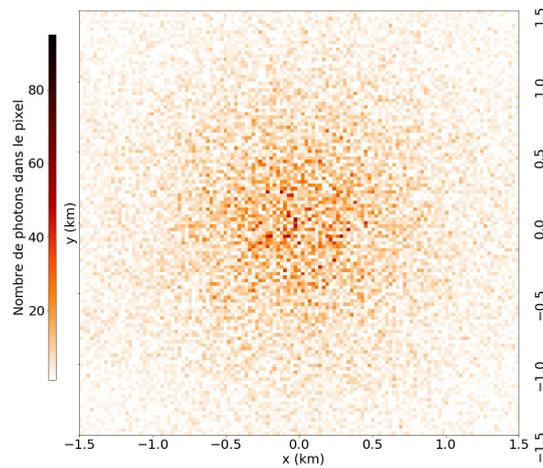
La différence entre les deux histogrammes, donne un nuage de points très dispersés. Pour la distance entre les plans et la source d'émission de 500 m, 501 455 photons ont traversés le plan du haut et 498 445 photons par le bas. En faisant la somme de tous les éléments dans l'histogramme de différence (c) on obtient 6 895 photons ce qui est négligeable par rapport au nombre de photons lancés c'est le bruit statistique du Monte-Carlo. Il est issu de la nature aléatoire du Monte-Carlo. En effet les angles d'émissions zénithal et azimuthal ont été tirés au hasard par un générateur de nombre aléatoire. Plus le nombre de tirages

est élevé plus le bruit sera faible. Mais cela entraîne des temps de calculs plus longs. Il est donc important de trouver le bon compromis entre ces deux aspects.



a)

b)



c)

FIGURE 3.2 – Source d’émission à 1,5 km (a) Distribution des photons dans le plan  $xy$  à une altitude de 2 km, (b) Distribution des photons dans le plan  $xy$  à une altitude de 1km,(c) Différence entre les deux distributions on observe un nuage de points très dispersé correspondant au bruit statistique du Monte-Carlo

Après cette étape, la luminance normalisée  $L_0$  émise par la source qui était ponctuelle dans le temps auparavant, va varier au cours du temps ( $L(t)$ ). L'objectif étant de simuler la luminance reçue par le satellite, elle sera modélisée par une exponentielle pulsée donnée par l'équation 2.1. Le temps  $t=0$  correspond au déclenchement de l'éclair dans le nuage. Les temps de montés  $\lambda_1$  et de descentes  $\lambda_2$  ont été choisis afin d'avoir un profil de luminance qui ressemble à ceux mesurés. De plus, l'amplitude a été choisie pour que le maximum de la luminance normalisée émise par l'éclair soit égale à 1. Ainsi, ces paramètres ont été fixés où  $\lambda_1 = 1ms$ ,  $\lambda_2 = 0.5ms$  et  $A = 7,458258$ .

Lors de la simulation la luminance normalisée émise a été échantillonnée par un nombre  $N_{echantillon}=100$  pour un pas de temps de 0,05 ms. Ce choix a été fait afin d'avoir une bonne restitution pour le signal de sortie.

Afin de pouvoir simuler l'évolution de la luminosité, le temps total du trajet du photon atteignant le satellite doit être calculé. Pour cela il est impératif de connaître à quel temps  $t_{emis}$  le photon a été émis (accessible en connaissant le pas de temps de l'échantillonnage), le temps  $t_{parcours}$  (associé à un ordre de diffusion  $M$ ) de parcours du photon dans le nuage et enfin le temps que met le photon pour atteindre le satellite  $t_{phsat}$  pour chaque diffusion. Le temps  $t_{parcour}$  est obtenu en connaissant  $d_{col}$  issue de l'équation 3.1 pour chaque ordre de diffusion. Sa formule est donc la suivante

$$t_{parcours} = \frac{1}{c} \sum_{i=1}^M d_{col,i} \quad (3.6)$$

Où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide dont la valeur est de  $299\,792\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le temps de parcours du photon  $t_{phsat}$  est quand à lui donné par :

$$t_{phsat} = \frac{h}{\sin(\theta_v)c} \quad (3.7)$$

où  $h$  est la différence d'altitude entre le photon à un ordre de diffusion donné (ici  $M$ ) et l'altitude du satellite  $S$ ,  $\theta_v$  est l'angle zénithal de visée du satellite représenté par la figure 3.1

Par conséquent le temps total  $t_{tot}$  pour que le photon atteigne le satellite est obtenu en sommant ces trois termes :

$$t_{phsat} = t_{emis} + t_{parcours} + t_{phot-sat} \quad (3.8)$$

# Chapitre 4

## Etude de la sensibilité aux paramètres nuageux

Cette partie étudie les différents paramètres qui peuvent avoir un impact sur l'évolution de la luminance mesurée par PH4. Ainsi l'épaisseur optique, le rayon effectif et l'altitude de la source vont être modifiés chacun leur tour. Toutes les simulations vont être analysées à une longueur d'onde de 777,4 nm. En effet c'est dans cette bande que l'intensité lumineuse des éclairs est la plus intense comme le montre Orville et al [8] . De plus le premier nuage a sa base à  $z_0=1\text{km}$  et une épaisseur de  $\Delta z_1$ , la seconde couche superposée possède quant à elle une épaisseur  $\Delta z_2= 9\text{km}$ . Cette configuration est caractéristique des nuages orageux dans les tropiques. Effectivement, c'est sous ces latitudes, que les orages ont le plus souvent lieu comme le dénote Christian et al [19].

### 4.1 Sensibilité à la variation de l'épaisseur optique

L'influence de l'épaisseur optique a été étudiée par Koshak et al [15] en utilisant une approche déterministe alors que Thomson et al se sont [16] intéressés à la méthode Monte-Carlo. Ils ont cherché à simuler l'intensité lumineuse qu'un satellite pourrait recevoir. Ils ont remarqué que lorsque l'épaisseur optique du nuage augmente l'intensité simulée va subir trois modifications qui sont visibles sur la figure 4.1 :

- Une diminution de l'amplitude
- Un retard - Un élargissement de la réponse

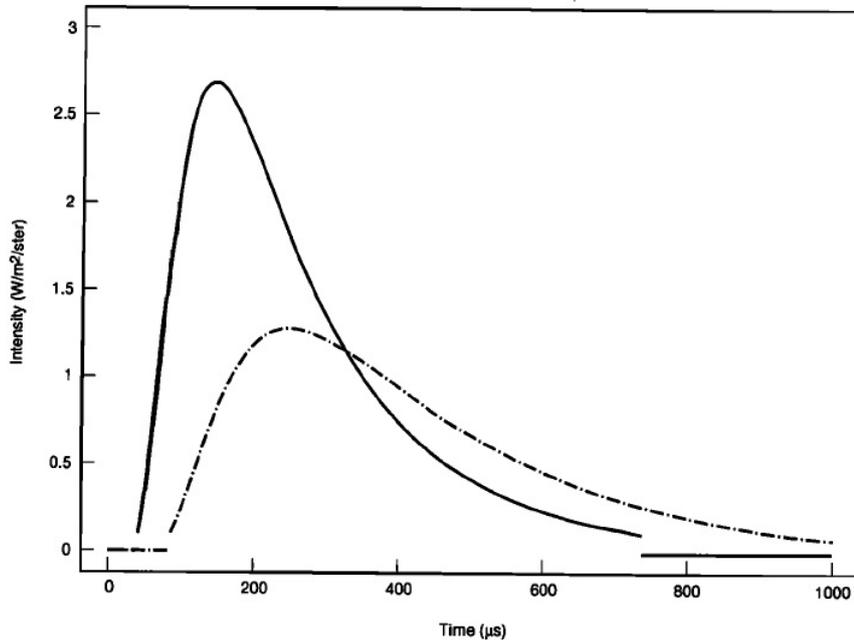


FIGURE 4.1 – Comparaison de l'évolution de l'intensité faite par Koshak et al [15] à différentes épaisseurs optiques dans un nuage cubique de dimension 10 km à 777,4 nm. La source ponctuelle est au milieu du nuage. Les courbes à traits pleins et en pointillés ont respectivement une épaisseur optique de 312.5 et 625. La courbe pointillé est plus étendue, plus large et plus faible que la courbe en trait pleins

Ainsi nous allons voir si on retrouve bien ces trois caractéristiques à partir du modèle. La première couche possède un albédo de diffusion simple à 0,99458 et un rayon effectif  $r_{e,1}=12 \mu\text{m}$ . Tandis que la seconde couche possède un albédo de diffusion simple de 0,99578 et un rayon effectif  $r_{e,2}=12 \mu\text{m}$ . Nous avons fait varier  $\tau$  sur plusieurs valeurs arbitrairement qui ont été fixés à 50,59,194 et 374. Afin de bien visualiser les trois caractéristique, deux représentations de la luminance normalisée ont été faite. L'une consiste à mettre toutes les luminances à la même échelle pour visualisé l'amplitude. Alors que l'autre consiste à normaliser la luminance de tel manière à que son maximum soit égale à 1. Ainsi le décalage pourra être montré plus aisément. Ces deux représentations sont complémentaires pour bien observer les trois caractérisitiques. Ces deux représentations seront utilisés pour les autres études de sensibilités.

Le bruit observé de la luminance a deux causes. La première est issu de la local estimate lorsque les épaisseurs optiques sont denses, cela est discuté par A.Marshak [18]. La seconde est quant à elle issu du Monte-Carlo. Pour diminuer ce bruit il faut augmenter le nombre de photons lancés. Dû à un manque de temps, nous nous sommes contentés de tirer 1 000 000 de photons. Les courbes ont été traitées en utilisant une moyenne glissante, afin de pouvoir lisser les courbes. Ce traitement sera utilisé de même pour les autres études de

sensibilités.

L'analyse des figures (a) et (b) de 4.2 montre bien l'apparition d'un retard qui pour une épaisseur optique de 50 et de 194 est de  $488 \mu s$ . Par contre il est à constater que à l'épaisseur optique de 374, la courbe subit un élargissement qui est moins important que celle à 194. La cause est peut être du à la méthode utilisée (Local estimate ) qui est moins efficace à une forte épaisseur optique.

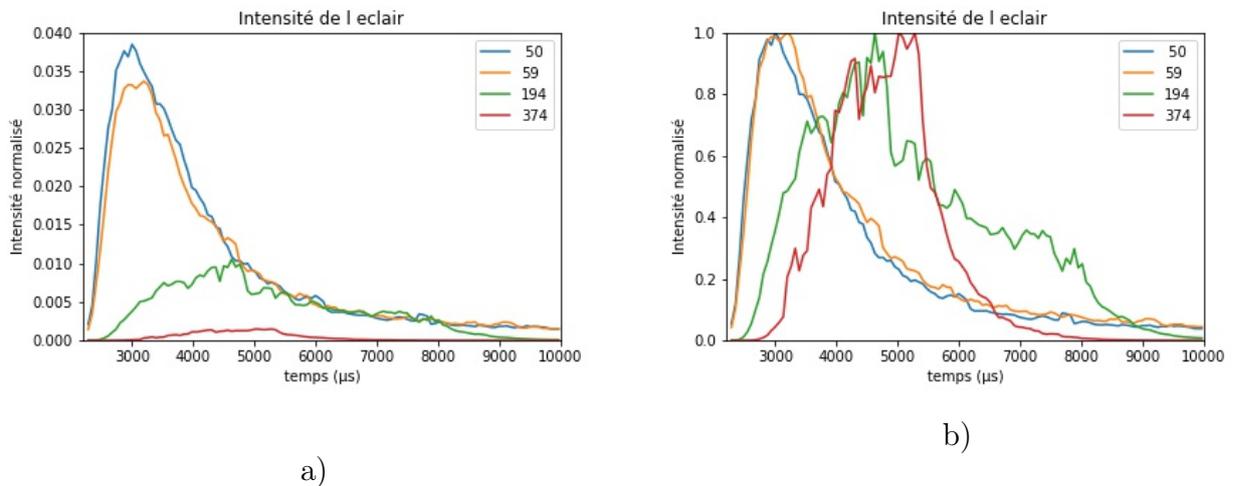


FIGURE 4.2 – (a) Evolution de la luminance normalisée à différentes épaisseurs optiques qui sont respectivement à 50,59,194 et 374 et permet de mieux observer les amplitudes (b) toutes les luminances ont été normalisés afin que le maximum des luminances soient égales à 1 pour mieux visualiser le décalage. Le bruit est issu du Mont-Carlo

Pour étudier l'influence de l'épaisseur optique, il est intéressant de pouvoir analyser la manière dont les photons sont distribués à la sortie du nuage et la manière dont ils se sont propagés. Ainsi en analysant la figure 4.3 qui représente l'historique des trajectoires des photons pour  $\tau = 59$  et  $\tau = 194$ , il est clairement visible que les photons vont avoir de plus en plus de difficultés à traverser le nuage lorsque l'épaisseur optique augmente. Cela peut s'interpréter par le fait que les photons vont interagir beaucoup plus avec le milieu si il est optiquement dense. Ainsi de plus en plus de diffusions ont lieu au sein du nuage quand l'épaisseur optique augmente. Par conséquent l'énergie du rayonnement va diminuer et le temps de parcours des photons va augmenter. Ce qui naturellement va induire un retard et un élargissement de l'intensité lumineuse lorsque  $\tau$  croit.

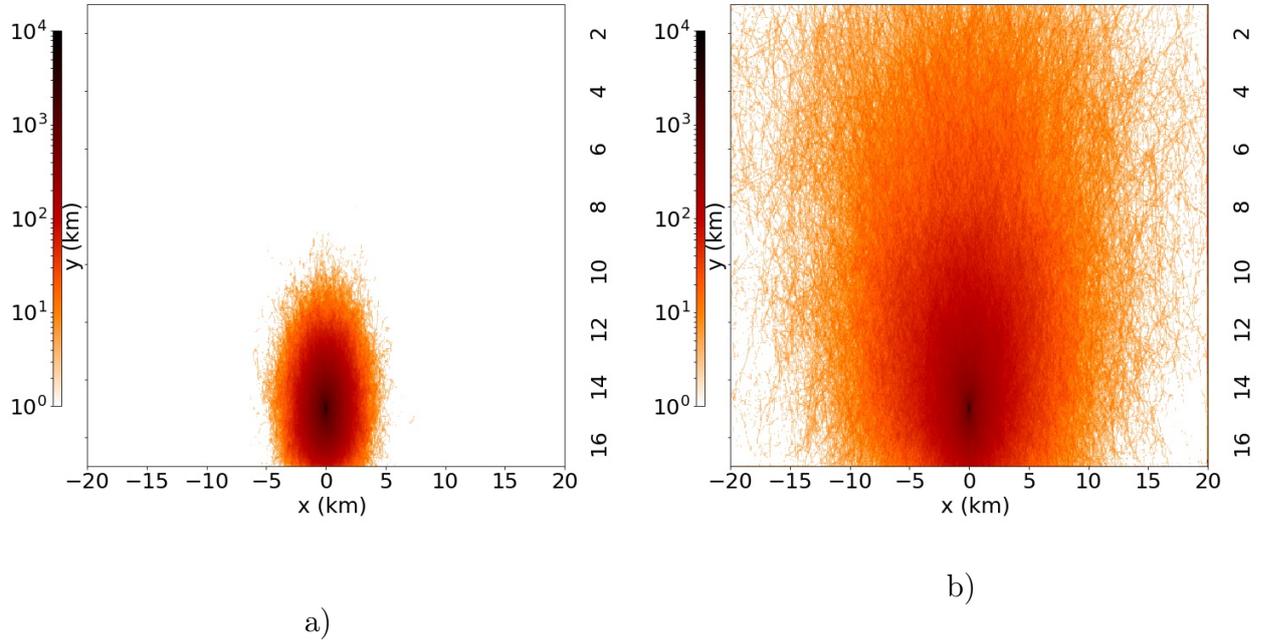


FIGURE 4.3 – Histogramme des trajectoires. La source est à une altitude  $z_0=15$  km (a) correspond au nuage d'épaisseur optique  $\tau=194$ , (b) correspond au nuage d'épaisseur optique  $\tau=59$ . Les photons se propagent beaucoup plus dans le cas (b) que dans le cas (a). N.B Notez que l'altitude  $z$  est décroissante sur les graphes et la barre indique le nombre de photons traversant le pixel

## 4.2 Sensibilité à la variation du rayon effectif

A notre connaissance aucune étude n'a été faite sur l'influence de la micro physique dans le nuage. Nous nous sommes focalisés sur l'influence de la taille des particules diffusantes à l'intérieur du nuage. Pour se faire, nous avons fait varier le rayon effectif  $r_{e,2}$  de la couche supérieur. En effet, seule les photons quittant le nuage par le haut ont un intérêt dans notre analyse. Leurs valeurs de  $r_{e,2}$  sont de  $15 \mu\text{m}$ ,  $40 \mu\text{m}$  et  $70 \mu\text{m}$ .

Lors de la simulation, le nuage bi-couche possède une épaisseur optique  $\tau = 50$ . La première possède un albédo de diffusion simple 0,99955 alors que l'autre est à 0,99974. La source est à une altitude de 15 km. Comme le montre la figure 4.4, la variation du rayon effectif ne semble pas avoir un impact majeur sur l'évolution de la luminance normalisée. Il n'y a pas de retard et d'élargissement comme il a été montré dans la partie précédente. Avec la représentation qui a été faites, il semblerait que la taille des particules impacte l'amplitude de la luminance. Pour la luminance à  $40 \mu\text{m}$ , un pic est observé entre 4250 et

4500  $\mu\text{s}$ , il n'a pas d'origine physique, il est causé par le bruit statistique du Monte-Carlo.

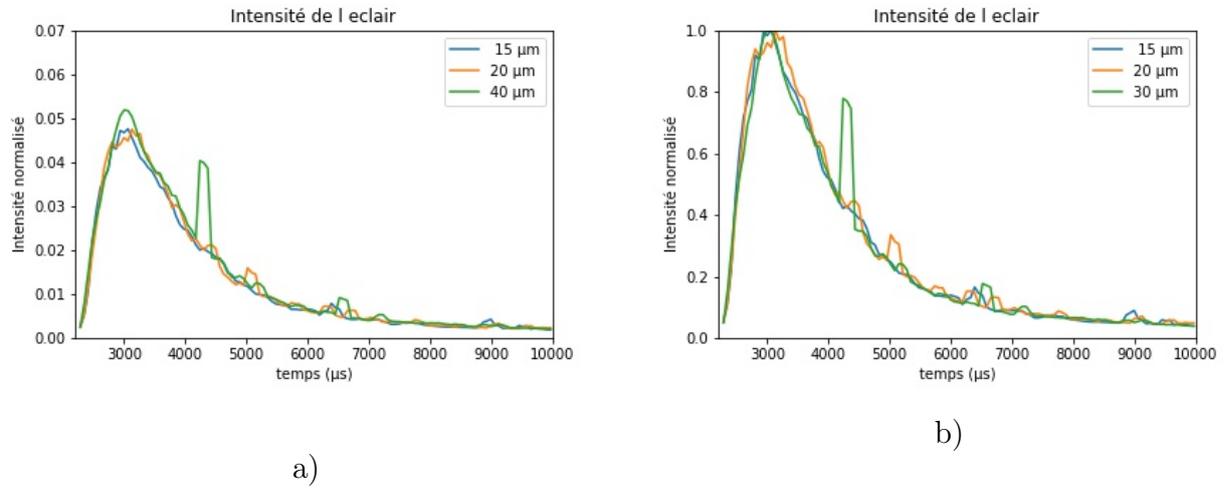


FIGURE 4.4 – Comparaison à différents rayons effectifs de l'évolution de la luminance normalisée reçu par le satellite (a) Représentation pour une même échelle (b) Représentation normalisée

En complément pour démontrer que la taille des particules diffusantes a un impact très faible. Il a été intéressant de tracer la distribution des photons sortant du nuage (fig 4.5) dans le plan XOZ (pour différents rayons effectifs. Ainsi il nous est possible de voir que la taille des particules a une influence mineur sur la manière dont se propagent les photons.

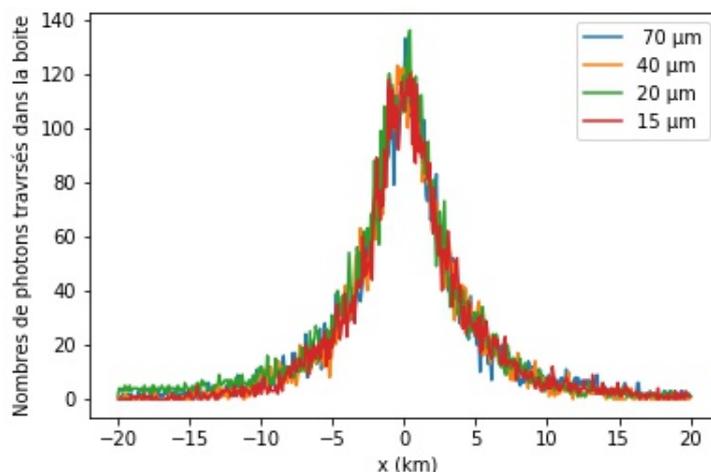


FIGURE 4.5 – *Distribution des photons sortant du nuage dans le plan XOZ pour différents rayons effectifs l'abscisse  $x$  a été divisée en 500 boîtes qui comptent le nombre de photons traversés dans celles-ci*

### 4.3 Sensibilité à l'altitude de la source

Dans cette dernière partie, la sensibilité à l'altitude de la source est étudiée. Comme précédemment il n'y a pas eu d'étude faite à ce sujet dans l'état actuel de nos connaissances.

Les configurations pour lesquelles la simulation a été lancée sont les suivantes. Le nuage bi-couche possède une épaisseur optique  $\tau = 50$ . Les couches inférieure et supérieure ont respectivement un albédo de 0,9959 et 0,99848 ainsi qu'un rayon effectif de  $8 \mu\text{s}$  et de  $12 \mu\text{s}$ . En s'appuyant sur l'article de Onfroy et al [11] il a été montré que les éclairs mesurables par le satellite se forment entre 11 et 16 km. C'est dans cet intervalle que l'altitude de la source va varier.

L'examen de la figure 4.6 représentant la luminance normalisée reçue par le satellite permet de rendre compte de l'influence de l'altitude. Lorsqu'elle diminue, l'amplitude de la luminance diminue. De plus il est à constater qu'un retard a lieu, en comparant le temps de déclenchement des luminances pour une altitude de 14 km et 12 km le temps de retard est de  $268 \mu\text{s}$ . De plus un élargissement a lieu lorsque la source descend dans le nuage. La largeur à demi hauteur de la luminance pour les différentes altitudes de 16 et 14 km sont respectivement de  $1678 \mu\text{s}$  et de  $2268 \mu\text{s}$ .

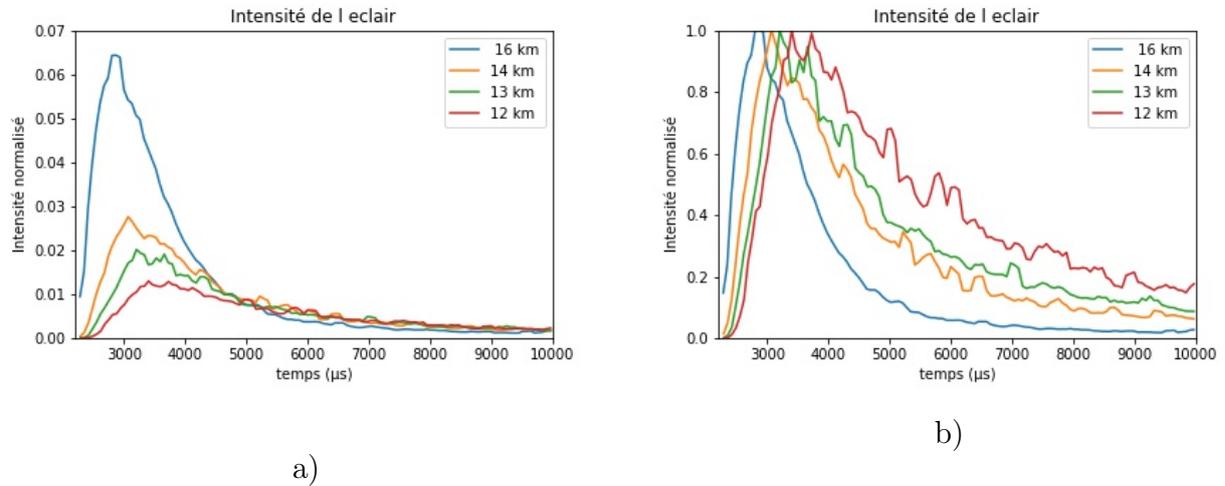


FIGURE 4.6 – Comparaison à différentes altitudes (16,14,13 et 12 km) de l'évolution de la luminance normalisée reçu par le satellite (a) Représentation pour une même échelle (b) Représentation normalisée

Pour compléter notre analyse, la distribution des photons dans le plan XOZ représenté par la figure 4.7 permet de donner une idée de la manière dont les photons quittent le nuage, donc de mieux comprendre la manière dont ceux-ci se propagent. Plus la source est placée en profondeur dans le nuage, plus la courbe de distribution va s'aplatir. En effet les photons vont s'éparpiller de plus en plus lorsque la source s'éloigne du haut du nuage. Par conséquent le photon va parcourir beaucoup plus de chemins. Cela va naturellement impliquer un retard et une perte d'énergie du photon (diminution de l'enveloppe) ainsi qu'une augmentation de l'ordre de diffusion (élargissement) car le photon a plus de chance de rencontrer des particules diffusantes.

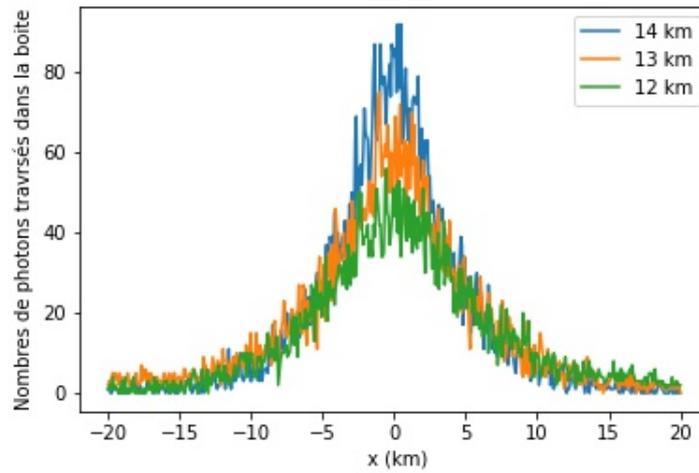


FIGURE 4.7 – *Distribution des photons sortant du nuage dans le plan XOZ pour différentes altitudes ( l'abscisse  $x$  a été divisée en 500 boites qui comptent le nombres de photons traversés dans celles ci)*

# Chapitre 5

## Conclusion du stage

Lors de ce stage il a été possible d'avoir un aperçu de certains paramètres pouvant influencer sur l'évolution de l'intensité lumineuse reçue par le photomètre à l'aide du code MCPol. Le code MCPol a du être modifié pour être utilisé afin de décrire les éclairs. Pour décrire la phénoménologie autour de la diffusion des éclairs dans un nuage orageux, un modèle simplifié a été utilisé. En effet l'éclair est considéré comme une source ponctuelle isotrope, les nuages et l'atmosphère sont une superpositions de couches homogènes.

Pour conclure, avec le modèle il a été possible de constater que l'intensité lumineuse possède une forte sensibilité à l'altitude de la source et à l'épaisseur optique du nuage. Ce qui n'est pas le cas pour la taille des particules constituant le nuage. D'autres paramètres comme la longueur d'onde de la source, la géométrie des particules ( en prenant en compte la forme des cristaux de glace) doivent être étudiés. je n'ai pas pu les faire faute de temps.

De nombreuses pistes sont à explorer pour améliorer le modèle MCPol ( source étendue, meilleure connaissance de la distribution des particules diffusantes à l'intérieur du nuage) pour qu'il puisse pouvoir retranscrire quantitativement l'intensité lumineuse mesurée par MCP.

Ce stage n'est qu'une première étape dans la compréhension des paramètres, une thèse a été proposée par le CNES et le CEA dans l'optique de pouvoir étudier les LTES et les éclairs au LOA et de simuler leurs intensités lumineuses mesurées par MCP.

Ce stage m'a permis de développer autant mes compétences principales (transfert radiatif ,télédétection) que mes compétences transversales ( informatique, anglais).



# Bibliographie

- [1] R. C. Franz, R. J. Nemzek, and J. R. Winckler. Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm system. *Science (New York, N.Y.)*, 249(4964) :48–51, July 1990.
- [2] On runaway breakdown and upward propagating discharges. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 101(A2) :2297–2311.
- [3] E. Williams, R. Boldi, J. Bór, G. Sători, C. Price, E. Greenberg, Y. Takahashi, K. Yamamoto, Y. Matsudo, Y. Hobara, M. Hayakawa, T. Chronis, E. Anagnostou, D. M. Smith, and L. Lopez. Lightning flashes conducive to the production and escape of gamma radiation to space. *Journal of Geophysical Research*, 111(D16), 2006.
- [4] Stephen B. Mende, Y. S. Chang, A. B. Chen, H. U. Frey, H. Fukunishi, S. P. Geller, S. Harris, H. Heetderks, R. R. Hsu, L. C. Lee, H. T. Su, and Y. Takahashi. SPACECRAFT BASED STUDIES OF TRANSIENT LUMINOUS EVENTS. In Martin Füllekrug, Eugene A. Mareev, and Michael J. Rycroft, editors, *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*, volume 225, pages 123–149. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2006.
- [5] Abram R. Jacobson, Stephen O. Knox, Robert Franz, and Donald C. Enemark. FORTE observations of lightning radio-frequency signatures : Capabilities and basic results. *Radio Science*, 34(2) :337–354, March 1999.
- [6] E. Blanc, T. Farges, R. Roche, D. Brebion, T. Hua, A. Labarthe, and V. Melnikov. Nadir observations of sprites from the International Space Station : NADIR OBSERVATIONS OF SPRITES. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 109(A2), February 2004.
- [7] Francois Lefeuvre, Elisabeth Blanc, Jean-Louis Pinçon, Robert Roussel-Dupré, David Lawrence, Jean-André Sauvaud, Jean-Louis Rauch, Hervé de Feraudy, and Dominique Lagoutte. TARANIS—A Satellite Project Dedicated to the Physics of TLEs and TGFs. *Space Science Reviews*, 137(1-4) :301–315, June 2008.
- [8] Richard E. Orville and Ronald W. Henderson. Absolute Spectral Irradiance Measurements of Lightning from 375 to 880 nm. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(21) :3180–3187, November 1984.

- [9] Vladimir A. Rakov and Martin A. Uman. *Lightning : physics and effects*. Cambridge University Press, 2003.
- [10] J. L. Chern, R. R. Hsu, H. T. Su, S. B. Mende, H. Fukunishi, Y. Takahashi, and L. C. Lee. Global survey of upper atmospheric transient luminous events on the ROCSAT-2 satellite. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 65 :647–659, March 2003.
- [11] Marc Offroy, Thomas Farges, Cheng Ling Kuo, Alfred Bing-Chih Chen, Rue-Ron Hsu, Han-Tzong Su, Yukihiro Takahashi, Stephen B. Mende, and Harald U. Frey. Temporal and radiometric statistics on lightning flashes observed from space with the ISUAL spectrophotometer : UV AND NIR LIGHTNING OBSERVATIONS. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(15) :7586–7598, August 2015.
- [12] Sourav Bhattacharjee. Dls and zeta potential – what they are and what they are not ? *Journal of Controlled Release*, 235 :337 – 351, 2016.
- [13] David P. Landau and K. Binder. *A guide to Monte Carlo simulations in statistical physics*. Cambridge University Press, Cambridge ; New York, 2nd ed edition, 2005.
- [14] W. A. de Rooij and C. C. A. H. van der Stap. Expansion of Mie scattering matrices in generalized spherical function. *Astronomy and Astrophysics*, 131 :237–248, January 1984.
- [15] William J. Koshak, Richard J. Solakiewicz, Dieudonne D. Phanord, and Richard J. Blakeslee. Diffusion model for lightning radiative transfer. *Journal of Geophysical Research*, 99(D7) :14361, 1994.
- [16] L. W. Thomson and E. P. Krider. The effects of clouds on the light produced by lightning. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(9) :2051–2065, 1982.
- [17] C. Cornet, L. C-Labonnote, and F. 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.
- [18] A. Marshak and Anthony Davis. *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*. Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. KG, Dordrecht, 2006. OCLC : 828802092.
- [19] Hugh J. Christian. Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector. *Journal of Geophysical Research*, 108(D1), 2003.