



HAL
open science

The polarisation of the thermospheric emissions: a tool to understand the terrestrial space environment

Léo Bosse

► **To cite this version:**

Léo Bosse. The polarisation of the thermospheric emissions: a tool to understand the terrestrial space environment. High Energy Astrophysical Phenomena [astro-ph.HE]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. English. NNT: 2021GRALU023 . tel-03643575

HAL Id: tel-03643575

<https://theses.hal.science/tel-03643575v1>

Submitted on 16 Apr 2022

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

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Sciences de la Terre et de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Léo BOSSE

Thèse dirigée par **Jean LILENSTEN**, directeur de recherche, CNRS
et codirigée par **Nicolas GILLET**, chargé de recherche, CNRS

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et
d'Astrophysique de Grenoble**
dans l'**École Doctorale Sciences de la Terre de
l'Environnement et des Planètes**

**La polarisation des émissions thermosphériques :
un outil pour comprendre l'environnement spatial
terrestre**

**The polarisation of the thermospheric emissions: a
tool to understand the terrestrial space
environment**

Thèse soutenue publiquement le **1^{er} octobre 2021**,
devant le jury composé de :

Madame Aurore Bacmann, Présidente

ASTRONOME, Université Grenoble Alpes, Examinatrice

Monsieur Frédéric Pitout

ASTRONOME ADJOINT, Université de Toulouse, Rapporteur

Monsieur François-Marie Bréon

CADRE SCIENTIFIQUE DES EPIC, CEA, Rapporteur

Madame Colette Brogniez

PROFESSEUR EMERITE, Université de Lille, Examinatrice

Monsieur Hervé Lamy

INGENIEUR DE RECHERCHE, Institut Belge Royal d'Aéronomie
Spatiale (BIRA-IASB), Examineur

Monsieur Jean Liliensten

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS, Directeur de thèse



Résumé

La météorologie de l'espace est un domaine de recherche vaste et interdisciplinaire qui vise à comprendre l'environnement spatial terrestre. Ce dernier comprend tout le système Soleil-Terre et les nombreuses interactions entre les différentes zones qui le composent. Entre autres, la haute atmosphère constitue une frontière entre l'atmosphère terrestre et l'espace. Cela en fait un objet d'étude complexe où l'empreinte de divers phénomènes spatiaux est observable. Ainsi, l'observer pour mieux la comprendre nous permettra peut-être de remonter jusqu'aux limites de la magnétosphère. Dans ce cadre, les travaux présentés ici ont pour but de mesurer les émissions de la haute atmosphère (aurores polaires, rayonnement nocturne) pour en détecter la polarisation. Tout d'abord, des mesures en condition polaire ont permis de détecter cette polarisation depuis le sol dans quatre longueurs d'ondes visibles. Ces observations ne suffisent cependant pas à garantir l'origine de la polarisation. En effet, celle-ci pourrait être due à la diffusion lumineuse qui se produit dans les basses couches de l'atmosphère. Pour identifier la source de la polarisation, un code de transfert radiatif polarisé a été développé qui simule les sources de pollutions lumineuses qui peuvent contribuer à la diffusion atmosphérique (villes, aurores, fond étoilé, etc...). Ce modèle a été d'abord testé et évalué face à des observations. Cela permet de le valider à moyenne latitude dans un environnement dominé par la lumière urbaine. Il est ensuite porté aux hautes latitudes où il est comparé aux mesures de polarisation de la lumière aurorale. Dans ce cadre, le modèle échoue à reproduire les observations à partir de la pollution lumineuse seulement. Cependant, si une polarisation tirant son origine dans la haute atmosphère est introduite, le modèle se rapproche des mesures de façon convaincante. Des travaux préliminaires sont conduits pour établir le lien entre la polarisation et la dynamique de la haute atmosphère grâce à la combinaison des mesures et du modèle. Celui-ci est complexe et nécessite des travaux supplémentaires pour être validé définitivement. Cependant, les résultats obtenus sont encourageants, et laissent présager de multiples applications pour la mesure de la polarisation du ciel nocturne qui sont : l'étude indirecte et en temps réel de la haute atmosphère, l'étude des aérosols et l'étude de la pollution lumineuse polarisée et de ses impacts sur l'environnement.

Abstract

Space weather is a vast and interdisciplinary research field. It aims at understanding the Earth environment. It includes the whole Sun-Earth system and the many interactions that compose it. Among other things, the upper atmosphere forms a boundary between the Earth's atmosphere and space. This makes it a complex object of study where the imprint of various space phenomena can be observed. This way, observing the upper atmosphere to better understand it allows to deduce physical events taking place at the limit of the magnetosphere. In this context, the work presented here aims at observing the emissions of the upper atmosphere (auroras, nightglow) and detecting their polarization. First of all, measurements in polar conditions have allowed to assess this polarization from the ground in four visible wavelengths. Yet, these observations are not enough to guarantee the origin of the polarization. Indeed, this one could be due to the light scattering which occurs in the low layers of the atmosphere. To identify the source of the polarization, a polarized radiative transfer code is developed which simulates the sources of light pollution that can contribute to atmospheric scattering (cities, auroras, starlight, etc...). This model is first tested and evaluated against observations. This allows to validate it at mid-latitude in an environment dominated by urban light. It is then brought to high latitudes where it is compared to polarization measurements of auroral light. In this framework, the model fails to reproduce the observations from light pollution alone. If a polarization originating in the upper atmosphere is introduced, the model approaches the measurements in a convincing way. Preliminary work is being done to establish the link between polarization and upper atmosphere dynamics by combining measurements and the model. This model is complex and requires further work to be validated definitively. However, the results obtained are encouraging, and suggest many applications for the measurement of the polarization of the night sky: the indirect and real-time study of the upper atmosphere, the study of aerosols and the study of polarized light pollution and its impacts on the environment.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes super superviseurs Jean et Nicolas. Sans ordre particulier, pour m'avoir montré des aurores en vrai, m'avoir appris à douter de mes résultats, m'avoir soutenu tout au long de ces trois ans, m'avoir appris à croire en mes résultats, m'avoir fait voyager un peu partout, m'avoir donné envie de continuer dans la recherche. Je ne pouvais pas rêver mieux !

Ils ont été épaulés par Alain, Stéphane et Sylvain, la meilleure équipe d'ingés que l'on puisse demander. Les colo... les missions n'auraient pas été pareilles sans vous. Au final, les instruments marchent (presque) sans problème, la base de donnée est (presque) opérationnelle et je vous dois (presque) tous les meilleurs souvenirs de voyages.

Plus loin au Nord, je tiens à remercier Colette et Olivier sans qui la seconde partie de ces travaux n'aurait pas été possible. Merci de m'avoir suivi patiemment le long de ma découverte des modèles de transfert radiatif, malgré la distance et mes imprécisions chroniques. Je ne pensais pas avoir besoin d'aller si loin dans cette direction, ni d'en être capable dans le temps imparti, mais comme quoi tout est possible avec l'aide des bonnes personnes.

Je me souviendrais encore longtemps de la photo souvenir prise sur l'autoroute de retour de Paris, avec Baptiste, Olivier et Aymane. Votre motivation et votre énergie folle se transmet sans se diviser, j'ai apprécié chaque moment passé à découvrir la Planeterrella avec vous, passer dans votre télé et voir des aurores sous terre.

Je remercie aussi toutes les personnes de l'IPAG avec qui j'ai pu interagir de près ou de loin pendant mon séjour au laboratoire. En particulier Robin et sa thèière, Jolantha, Simon, Elisa, Slava et tout les doctorants et doctorantes qui ont partagés mes soucis et mes repas.

Bien sur, ma vie ne s'est pas arrêtée au campus, et je me dois de remercier toutes les personnes que j'ai côtoyé à côté. Je ne peux commencer que par mes parents, qui m'ont soutenus dans tout les sens du terme depuis toujours. Merci de m'avoir supporté et de m'avoir toujours encouragé à faire ce que je voulais.

Je ne serais pas arrivé si loin dans mes études sans mes amis et compagnons d'apprentissage non plus. D'abord en licence, Nico, Alain, Sara, Nufette, Martim pour m'avoir fait vivre à fond les ballons, pour les "révisions" à la BU, pour les voyages insensés, pour les soirées folles... Que l'on puisse garder contact le plus longtemps possible !

Plus tard, Flora, Jérémy, Loïc, Marc, Seb, Amaury, Nicolas, Valentin, Céline, le master n'aurait pas été le même sans vous. Il n'y aurait pas eu de soirées crêpes, de DM de plasma, de copains d'abord, de fous rires en amphis ou de tarot à la pause.

Et enfin, tout mes pensées pour Claire, qui ne m'a jamais lâché, et n'est jamais partie trop loin. Merci du fond du cœur.

De plus, ce travail a été partiellement financé par l'IPEV (Institut Paul Émile Victor) dans le cadre du projet POLARLIS sur la polarisation à haute latitude des émissions aurorales (projet numéro 1026). Il a également été financé par le programme de prématuration du CNRS et par le programme de maturation CM180023, projet PTCU numéro 180018M de la SATT Linksium. Ce travail a été soutenu par le Programme National PNST du CNRS/INSU cofinancé par le CNES et le CEA.

Table des matières

Résumé	iii
Remerciements	vii
1 La polarisation aurorale : une question complexe mais nécessaire	1
1.1 Problématique	1
1.2 Une aurore, qu'est ce que c'est?	1
1.2.1 Il était une fois le Soleil	1
1.2.2 Composition de la haute atmosphère	3
1.2.3 La couleur des aurores et du rayonnement nocturne	5
1.2.4 Dynamique de la haute atmosphère	6
1.2.5 Instrumentation disponible à l'étude de la haute atmosphère	8
1.3 La polarisation aurorale	12
1.3.1 La polarisation	12
1.3.2 Historique de l'étude de la polarisation aurorale	13
1.3.3 État de l'art au démarrage de ce travail	14
2 La lignée des Crus	17
2.1 Polarisation de la lumière	17
2.1.1 Description de la polarisation d'un faisceau lumineux	17
2.1.2 Formation et évolution de la polarisation	19
2.2 Instrumentation	20
2.2.1 Une collection de <i>Crus</i>	21
2.2.2 Petit Cru	22
2.3 Démodulation synchrone	24
3 Premiers résultats : le problème se complexifie	27
3.1 Introduction	27
3.2 Article	28
3.3 Conclusion	48
4 Observer les courants ionosphériques	49
4.1 Introduction	49
4.2 Article	50
4.3 Compléments d'enquêtes	71
5 POMEROL : un <i>Cru</i> virtuel	77
5.1 Pollution lumineuse	77
5.2 Transfert radiatif	79
5.2.1 Terminologie	79
5.2.2 Diffusion de Mie	82
5.2.3 La diffusion Rayleigh	84
5.3 Un <i>Cru</i> virtuel	86

5.4	Article	87
5.5	Études supplémentaires	122
5.5.1	Cas d'une source proche du volume de diffusion	122
5.5.2	Intégration analytique	126
5.5.3	Géométrie des cartes d'émissions au sol	129
6	POMEROL : Applications en conditions aurorales	133
6.1	Introduction	133
6.2	Article	134
6.3	Résumé	163
6.4	Étude supplémentaire	163
6.4.1	Modèle "simple" sans polarisation aurorale	164
6.4.2	Modèle "courant libre"	165
6.4.3	Modèle "courant équivalent"	166
6.5	Conclusion	167
7	Conclusion	171
	Bibliographie	179

Chapitre 1

La polarisation aurorale : une question complexe mais nécessaire

1.1 Problématique

La météorologie de l'espace est une branche récente de la science mêlant astrophysique et géosciences qui a pour but d'étudier l'environnement de la Terre. Attention à ne pas la confondre avec la météorologie spatiale, qui désigne la branche de la météorologie "classique" s'appuyant sur des données spatiales.

La météorologie de l'espace s'intéresse donc à tous les phénomènes physiques qui composent notre environnement spatial : c'est à dire de la Terre jusqu'au Soleil. Dans ce contexte, un des plus beaux sujets à étudier est la formation des aurores polaires. Outre que leur apparition dans le ciel nocturne reste magique, elles sont aussi le résultat d'une longue chaîne d'événements qui remonte jusqu'au Soleil. Leur formation est le jeu de multiples paramètres inter-dépendants qui rendent leur prédiction ardue. De multiples méthodes existent déjà pour les étudier, cependant, leur altitude les rend peu accessibles et difficiles à observer.

En particulier, une question reste en suspens à leur sujet depuis sa première formulation dans les années 1920 (STRUTT, 1919 ; BABCOCK, 1919) : Est-ce que la lumière des émissions de la haute atmosphère est polarisée ? Et si oui, peut-on l'observer ? Que peut-on en déduire ?

En effet, observer cette polarisation permettrait de remonter à la dynamique de la haute atmosphère, de déduire la direction des courants électriques qui la parcourent, et de là, leur origine. Comme nous le verrons, c'est aujourd'hui quelque chose de très difficile à accomplir, et dont la physique sous-jacente est encore mal comprise. Les instruments et modèles disponibles sont peu nombreux, coûteux et/ou peu adaptés. De plus, c'est un sujet qui a fait polémique dès le début du 20^e siècle, et reste toujours en suspens depuis. Pour appréhender le problème en profondeur, nous présenterons dans la suite les concepts, la physique et l'instrumentation nécessaires à cette étude. Nous détaillerons aussi l'historique de la recherche dans ce domaine, de sa première formulation jusqu'au démarrage de cette thèse en 2018.

1.2 Une aurore, qu'est ce que c'est ?

1.2.1 Il était une fois le Soleil

Notre Soleil est une étoile distante d'environ 150 millions de kilomètres. Comme dans toute relation à distance, il nous envoie régulièrement des nouvelles sous forme de lumière et de matière. Les premières nous parviennent en quelques minutes sous forme de photons, les secondes en plusieurs jours sous forme de vent solaire (des

électrons, des protons et une fraction de noyaux plus lourds). L'intensité et la fréquence de ses émissions varient dans le temps de façon cyclique avec une période moyenne d'environ 11 ans. C'est le temps qu'il faut au dipôle magnétique solaire pour se retourner : le pôle Nord et le pôle Sud s'intervertissent. C'est ce que l'on appelle le cycle solaire, et c'est un des principaux facteurs de l'activité solaire.

Sa lumière nous parvient donc en ligne droite directement dans l'atmosphère terrestre. De là, elle nous réchauffe et nous éclaire en journée. Le spectre d'émission du Soleil se rapproche d'un corps noir avec une température d'environ 5777 K. Le maximum d'émission se trouve dans le visible, autour de 500 nm. Les émissions dans l'infrarouge et l'ultraviolet sont plus faibles (IQBAL, 2012). Cependant, certaines émissions hors du spectre visible sont tout de même importantes, comme l'émission radio à 10.7 cm de longueur d'onde (TAPPING, 2013), ou les émissions X de 0.1 à 4 Å (BORNMANN et al., 1996). Ces émissions vont souvent de pair avec des éjections de matière mais nous parviennent bien plus rapidement. Cela permet d'étudier le Soleil presque instantanément et de prévoir dès son éjection l'arrivée de matière aux alentours de la Terre quelques jours après. De plus, le rayonnement EUV (d'environ 10 à 100 nm) a un impact direct sur l'atmosphère terrestre diurne. C'est en effet la source principale d'ionisation dans la haute atmosphère en journée. Ces mécanismes sont décrits en détails plus loin.

Le vent solaire quant à lui est composé de particules chargées (électrons, protons, ions), qui interagissent avec le champ magnétique terrestre. Une partie est déviée et se perd dans l'espace interplanétaire, le reste est piégé à l'intérieur de la magnétosphère. C'est l'environnement spatial terrestre où le champ géomagnétique domine le champ magnétique solaire. Elle est délimitée par la magnétopause, surface d'interaction entre les champs magnétiques solaire et terrestre où ils sont du même ordre de grandeur. Cette frontière est dynamique et bouge en fonction de la vitesse et de la concentration du vent solaire.

Le champ magnétique terrestre prend son origine dans le noyau de la Terre. Le métal liquide et conducteur d'électricité (du fer et du nickel principalement (UMEMOTO et HIROSE, 2020)) qui s'y trouve est soumis à un mouvement de convection afin d'extraire la chaleur vers le manteau terrestre. Associé à la rotation de la Terre, le mouvement ainsi produit crée un champ magnétique à grande échelle : c'est l'effet dynamo (STEENBECK, KRAUSE et RÄDLER, 1966). Dans le Soleil, le même phénomène se produit dans la couche convective, seulement on y trouve un gaz ionisé au lieu du fer.

L'interaction entre le champ magnétique terrestre et le vent solaire est complexe et ne sera pas détaillée en profondeur ici. Cependant, quelques points clés sont à noter. Tout d'abord, les particules du vent solaire ne traversent pas la magnétopause n'importe où, n'importe quand. Plusieurs phénomènes permettent leur entrée : les phénomènes de turbulences au niveau de la magnétopause, la connexion des lignes de champs magnétiques solaire et terrestre vers les pôles, un champ magnétique solaire annulant le champ terrestre et la reconnexion de la queue magnétique terrestre (MCPHERRON, 1979 ; PALMROTH et al., 2017 ; SORATHIA et al., 2019). Certains de ces phénomènes sont brusques et induisent de fortes fluctuations dans la magnétosphère. Les électrons à l'origine des aurores diurnes nous viennent le long des lignes de champs connectant la Terre à la magnétopause. Ceux à l'origine des aurores nocturnes viennent de la plasmagaine de la queue magnétique (voir Figure 1.2). Le vent solaire entrant forme aussi un anneau de courant (ou ceinture de Van Allen) de par la configuration du champ magnétique terrestre entre 0.2 et 10 rayons terrestres autour de l'équateur. Ces particules peuvent venir à la rencontre de l'atmosphère terrestre autour des pôles, renforçant les émissions aurorales. Les ovales auroraux sont les régions

où les aurores se forment, à la suite de collisions entre les particules du vent solaire et l'atmosphère. C'est une zone de transition dynamique qui peut nous en apprendre beaucoup sur le trajet du vent solaire et son interaction avec le champ géomagnétique.

1.2.2 Composition de la haute atmosphère

L'atmosphère terrestre s'étend du sol jusqu'à l'espace, à plusieurs centaines de kilomètres d'altitude (voir Figure 1.1). On la divise en deux, la basse atmosphère en dessous de 60 km, et la haute atmosphère entre 60 km et 700 km. C'est dans la seconde que les émissions aurorales qui nous intéressent se produisent. La haute atmosphère peut être subdivisée en deux parties différenciées par leur composition : la thermosphère (toutes les particules neutres : atomes et molécules) et l'ionosphère (toutes les particules chargées : électrons, ions et molécules). L'ionosphère peut encore se décomposer en plusieurs couches d'altitudes. La couche D (60 - 90 km) a une faible concentration électronique (NICOLET et AIKIN, 1960 ; SCHUNK, 2009) avec une haute fréquence de recombinaison, ce qui implique une atmosphère relativement neutre. Cependant, on y trouve des ions positifs et négatifs. Ces derniers disparaissent à plus haute altitude. Ses principaux constituants sont l'azote moléculaire (N_2 , à environ 78%) et l'oxygène moléculaire (O_2 , à environ 21%). La concentration électronique (le nombre d'électrons libre par unité de volume) varie de 10^2 cm^{-3} vers 60 km à 10^4 cm^{-3} vers 90 km, et jusqu'à 10^5 cm^{-3} lors de conditions solaires propices, contre 10^{16} cm^{-3} pour la concentration neutre. La couche E (90 - 150 km) a une forte concentration électronique (de l'ordre de 10^5 cm^{-3}) et est conductrice. Elle est composée des mêmes éléments que la couche D, auxquels on rajoute l'oxygène atomique O . La concentration d'éléments neutres atteint environ 10^{11} cm^{-3} .

La concentration électronique peut augmenter brusquement d'un ordre de grandeur et former la couche E_s dite sporadique (WHITEHEAD, 1989). Enfin, la couche F (150 - 700 km) a une concentration électronique encore plus forte et plus stable dans le temps que la couche E. Ici, l'oxygène atomique O (10^8 cm^{-3} au maximum) et O^+ (10^6 cm^{-3} au maximum) sont présents en plus fortes concentrations. Les interactions ions-neutres sont fréquentes et doivent être prises en compte. La couche F se décompose en deux parties appelées F_1 (150 - 220 km) et F_2 (220 - 700 km).

L'ionisation et l'excitation des particules de la haute atmosphère sont dues à plusieurs facteurs : (WITASSE et al., 1999 ; REES, 1989 ; SCHUNK, 2009)

- La photodissociation par le rayonnement solaire (EUV ($< 90 \text{ nm}$))
- Les collisions avec des électrons avec une énergie typiquement $< 1 \text{ eV}$ (dits thermiques) et $> 1 \text{ eV}$ (dits supra-thermiques).
- Des réactions chimiques
- Des collisions entre espèces

L'importance de ces différents processus dépend fortement de la composition de l'atmosphère, et donc de l'altitude. Plus on est bas (couches D et E), plus la concentration est importante, et plus les réactions chimiques et les collisions jouent un rôle prépondérant. Dans les couches supérieures, les collisions se font plus rares, et la photodissociation (de jour) ou les collisions avec des électrons du vent solaire (de nuit) prennent le dessus. En particulier, lorsque les précipitations électroniques sont suffisamment énergétiques, on observe des aurores produites lors de la désexcitation des particules de l'atmosphère dans les couches F, E et D.

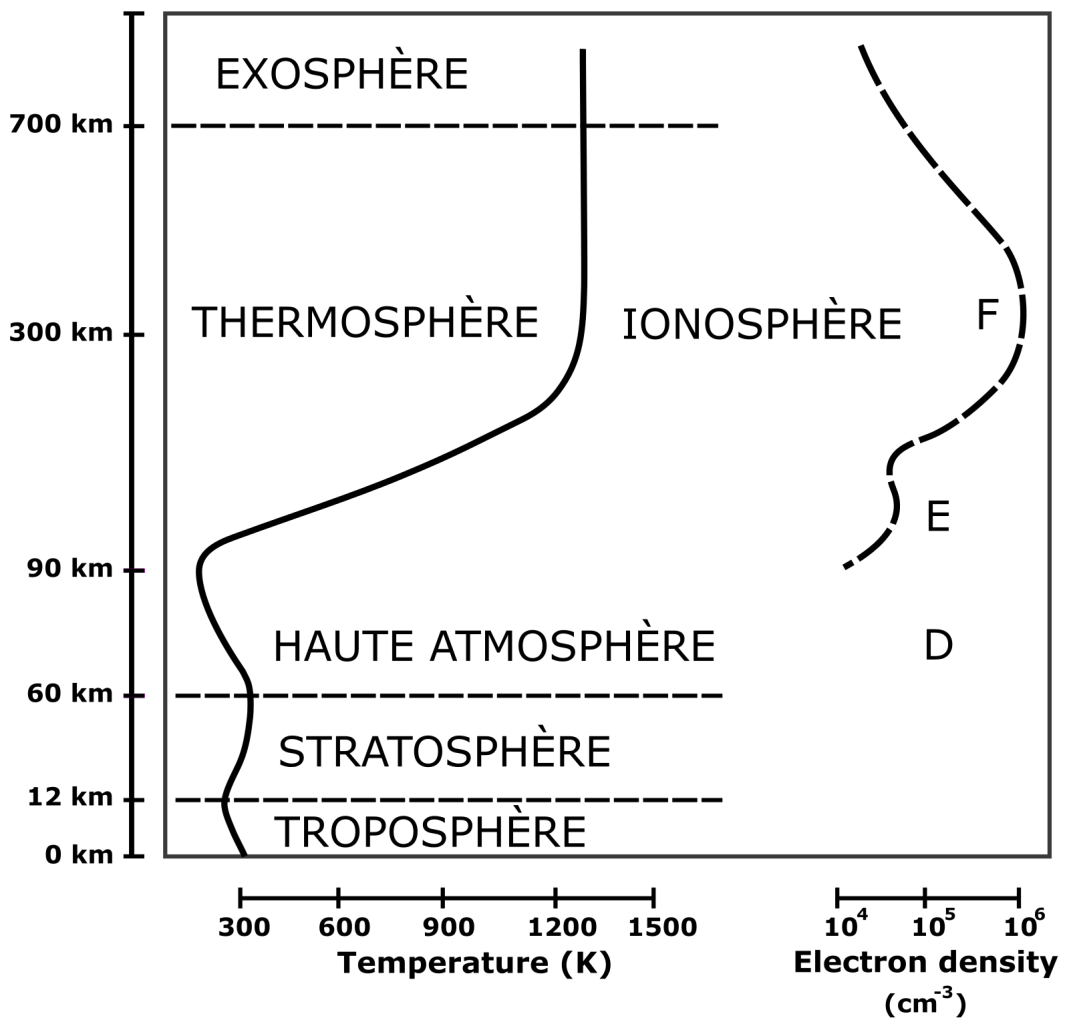


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de l'atmosphère en dessous de 700 km d'altitude. la température (ligne pleine) ainsi que la concentration électronique (pointillés) sont indiquées. On peut noter la frontière entre la couche E et F dans les variations de la concentration électronique. (crédit : adaptée de Wikipédia :Ionosphere)

Altitude (km)	Couleur	Élément	Transition	Longueur d'onde (nm)	Energie d'activation (eV)
220	Rouge	O	1D → 3P	630.0 ± 1	1.96
110	Verte	O	1S → 1D	557.7 ± 5	4
80	Bleue	N ₂ ⁺	1 ^{ere} bande négative	427.8 ± 5	18.75
80	Mauve	N ₂ ⁺	1 ^{ere} bande négative	391.4 ± 5	18.75

TABLE 1.1 – Liste des quatre émissions de la haute atmosphère dans le visible étudiées dans la suite.

1.2.3 La couleur des aurores et du rayonnement nocturne

Le rayonnement de la haute atmosphère a plusieurs noms. On l'appelle le "rayonnement nocturne" lorsqu'il est relativement faible (invisible à l'œil nu, même de nuit), ou "aurore polaire" lorsqu'il est visible à l'œil nu à haute latitude. Suivant où, quand et comment ce rayonnement est émis, il prendra un nom ou l'autre. Les aurores et le rayonnement nocturne sont émis entre 80 et 300 km d'altitude, à travers toutes les couches de l'ionosphère. L'oxygène atomique (O) et l'azote moléculaire ionisé (N₂⁺) sont les principales sources des émissions aurorales (BROADFOOT et KENDALL, 1968). On peut aussi citer OH comme important contributeur aux émissions du rayonnement nocturne. Mon travail se concentre autour de quelques longueurs d'ondes listées dans le Tableau 1.1.

L'oxygène atomique émet dans la raie rouge (630.0 nm) depuis la région F, de 150 à 300 km d'altitude, avec un maximum d'émissions à 220 km. Il passe de l'état excité O(¹D) à l'état fondamental O(³P). Le temps de demi-vie de l'état excité est de 110 secondes, ce qui limite l'émission de cette raie aux hautes altitudes où les collisions atmosphériques sont peu fréquentes. Plus bas, les collisions ont le temps de dissiper l'énergie de l'atome avant qu'il n'émette un photon. Cette transition a un moment cinétique $J = 2$, ce qui donne cinq niveaux énergétiques de Zeeman (BOMMIER et al., 2011). L'état excité O(¹D) est produit par tous les mécanismes décrits plus haut, certains sont isotropes et d'autres non. L'oxygène atomique émet dans la raie verte (557.7 nm), depuis la région E principalement, entre 100 et 150 km avec un maximum d'émissions très marqué à 110 km. Il passe de l'état excité O(¹S) à l'état O(¹D). Cette transition a un moment cinétique $J = 0$, avec un seul niveau énergétique de Zeeman (BOMMIER et al., 2011). Le temps de demi-vie de l'état excité est de 0.7 secondes, ce qui lui permet de battre de vitesse les collisions dissipatrices et d'être visible à plus basse altitude que la raie rouge. La raie verte est un marqueur de la concentration d'oxygène atomique, avec une brusque coupure au dessous de 100 km. En effet, à cette altitude la concentration atmosphérique est assez importante pour permettre à l'oxygène atomique de se recombiner en oxygène moléculaire O₂. L'état excité O(¹S) est produit par tous les mécanismes décrits plus haut. Certains sont isotropes, d'autres non.

Les ions d'azote N₂⁺ sont excités autour de 90 km d'altitude, entre les couches D et E. Ils produisent les raies mauve (391.4 nm) et bleue (427.8 nm). La raie bleue est produite par la transition 0-1 de la première bande négative de l'azote (B²Σ_u⁺ – X²Σ_g⁺). L'énergie nécessaire pour obtenir l'état excité est relativement élevée (18.75 eV),

et il est donc produit principalement par des collisions avec des électrons supra-thermiques (> 1 eV) (REES, 1989). De même, la raie mauve est produite par la transition 0-0 de la première bande négative de l'azote. La même énergie est nécessaire pour produire l'état excité. De ce fait, ces couleurs sont moins visible dans le rayonnement nocturne à basses latitudes, mais peuvent se voir à l'œil nu dans les aurores polaires lors d'intense activité aurorale.

1.2.4 Dynamique de la haute atmosphère

La haute atmosphère est un environnement dynamique qui fait le lien entre la basse atmosphère (< 60 km d'altitude) et l'espace (l'exosphère et au-delà, à 700 km et plus). Elle n'est pas soumise aux mêmes traitements suivant sa position sur le globe terrestre. On peut ainsi la diviser en trois régions de latitudes différentes suivant le comportement des lignes de champ magnétique (voir Figure 1.2). La calotte polaire est défini comme la région autour des pôles magnétiques où les lignes de champ se connectent directement au champ magnétique solaire (on dit qu'elles sont ouvertes). Ici, le vent solaire longe les lignes de champ magnétique et entre directement dans la haute atmosphère, mais n'est cependant pas très énergétique. A l'opposé, autour de l'équateur, les lignes de champs magnétiques terrestres sont quasi-dipolaires et sont fermées sur elle-mêmes. On parle de région équatoriale et de moyenne latitude (jusqu'à 60° de latitude au maximum). Entre les deux, il y a la zone aurorale, où les lignes de champ magnétique, bien que fermées, ne peuvent pas être associées à un dipôle et peuvent s'éloigner loin dans la magnétosphère. Elle est comprise entre 60° et 70° de latitude environ. En fonction de la latitude, les processus et la dynamique de la haute atmosphère sont donc hautement variables.

Les échanges et les mouvements de matière sont fréquents au sein de la haute atmosphère. Aux moyennes et basses latitudes, la basse atmosphère influe sur les couches D, E et F₁ à travers des ondes de gravité (SCHUNK, 2009). Ce sont des ondes qui ont pour origine des phénomènes de chauffage ou de marée. Elles forment des zones de pression qui peuvent en particulier créer des structures dans le rayonnement nocturne, comme sur la Figure 1.3.

Ce phénomène se produit aussi à plus haute latitude, cependant il n'est pas forcément dominant et est souvent occulté par d'autres, comme les précipitations électroniques. Lors de ces dernières, des électrons et des protons du vent solaire se précipitent dans la haute atmosphère. Ces précipitations sont très dépendantes de l'activité solaire. Lors d'un orage magnétique par exemple, le vent solaire entre plus facilement dans la magnétosphère, et les précipitations se font plus fortes. Elles sont à l'origine des électrons supra-thermiques et peuvent créer des aurores polaires. La circulation des ions et des électrons dans l'ionosphère crée des courants électriques au sein du plasma (voir Figure 1.4). D'abord, les courants dits alignés ou courants de Birkeland (BIRKELAND, 1908; STERN, 1983), sont les courants parallèles aux lignes de champ magnétique. Ils sont présents aux hautes latitudes, et sont dominants dans la couche F. Ces courants sont renforcés lors des précipitations du vent solaire dans l'atmosphère et couplent la magnétosphère à la haute atmosphère.

Plus bas en altitude, dans la couche E, des courants horizontaux sont aussi présents, appelés courants de Hall et de Pedersen (BAKER et MARTYN, 1953; LE, SLAVIN et STRANGWAY, 2010). Les courants de Pedersen sont des courants alignés au champ électrique alors que les courants de Hall sont perpendiculaires aux champs électrique

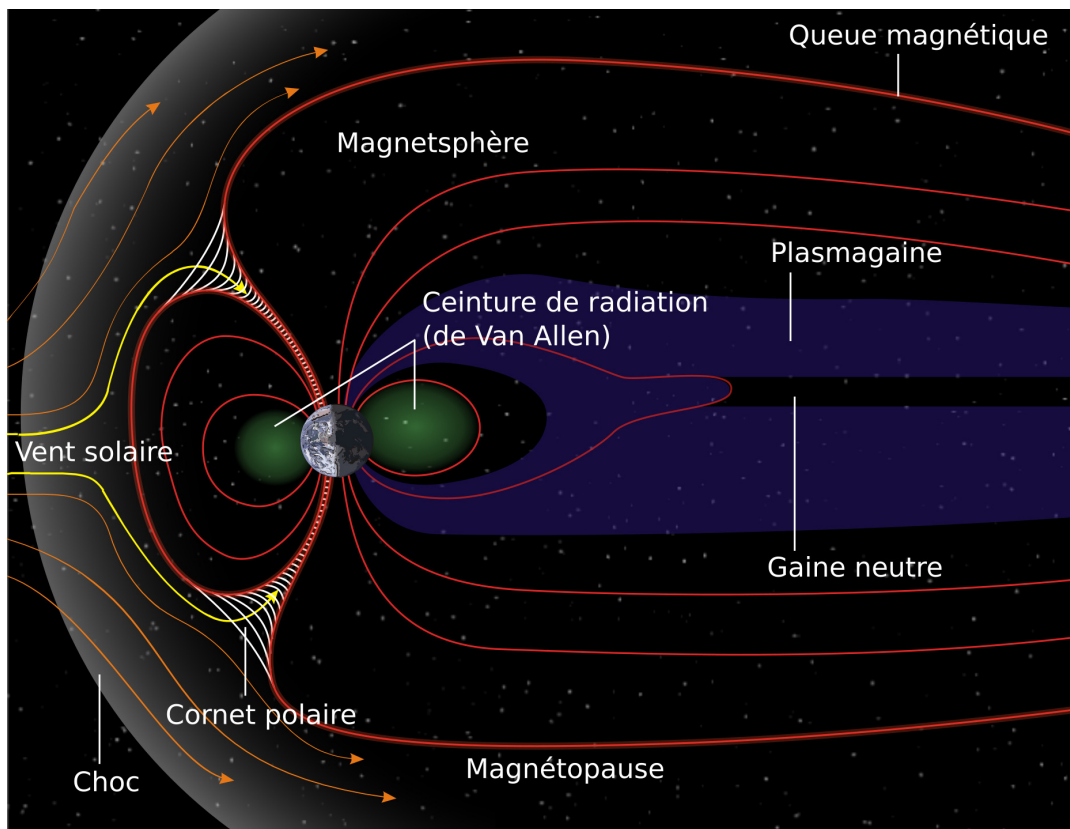


FIGURE 1.2 – Représentation schématique des lignes de champ magnétique terrestre. Le Soleil est à gauche. On y voit les lignes de champ magnétique fermées aux basses latitudes, ainsi que les lignes ouvertes du cornet polaire. (crédit : adaptée de Wikipédia :Magnétosphère)



FIGURE 1.3 – Photographie du rayonnement nocturne prise depuis l'observatoire de Saint Véran (France) par Quentin De Meur. On peut y voir des bandes de lumière verte, c'est le rayonnement nocturne. La pollution lumineuse est bien visible, ainsi que des nuages, un météor, la voie lactée et un sprite. (crédit : Quentin de Meur)

et magnétique. Ces derniers sont parfois appelés électrojet auroral. Les courants de Hall sont en théorie fermés sur eux-même et bouclent dans l'ionosphère. Une boucle du côté de l'aube et une autre du côté du crépuscule passent du jour à la nuit par les latitudes aurorales et reviennent de la nuit vers le jour par le pôle. Les courants de Pedersen quant à eux ne se ferment pas dans l'ionosphère et bouclent avec les courants alignés. D'une part, ils lient le côté matin du globe au soir à travers la calotte polaire. D'autre part, ils lient les courants alignés aux latitudes aurorales le long de lignes de constantes longitude et permettent ainsi aux courants alignés de boucler.

1.2.5 Instrumentation disponible à l'étude de la haute atmosphère

La dynamique de la haute atmosphère est complexe, hautement variable dans le temps et difficilement mesurable. En effet, ces altitudes sont peu accessibles et les méthodes de mesures directes ne sont pas légion : Les ballons atmosphériques ne montent pas assez haut alors que les satellites ne descendent pas assez bas. Des fusées peuvent y être envoyées (LUNDBERG et al., 2012), mais ne peuvent alors acquérir des mesures que le temps que les instruments retombent sur Terre. Ce sont des données capitales, cependant limitées par leur ponctualité spatiale et temporelle. Des méthodes indirectes existent aussi. Elles ont souvent l'avantage de couvrir plus de surface sur le globe, et de pouvoir mesurer les changements temporels. Par contre, elles ont le désavantage de ne pas être in situ, et de reposer sur des modèles ou des approximations.

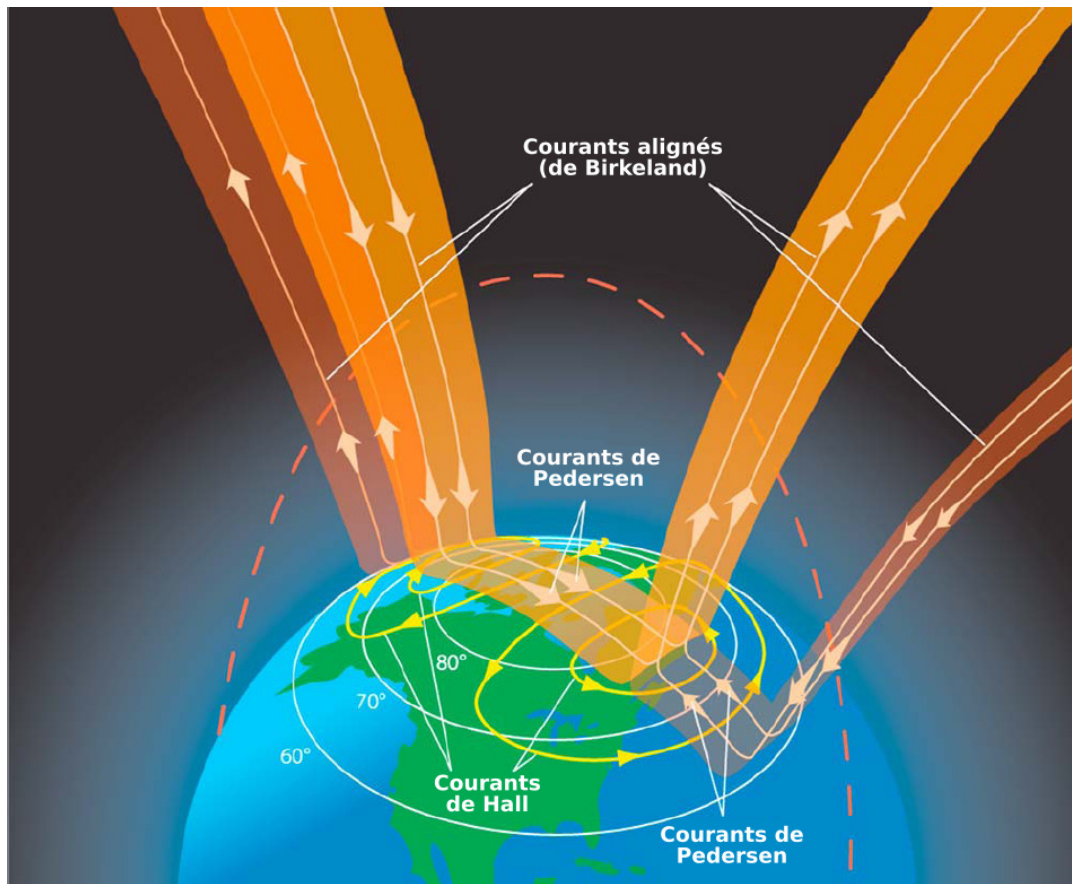


FIGURE 1.4 – Représentation schématisques des courants traversant l'ionosphère aux haute latitudes. (crédit : adaptée de Wikipédia :Courants de Birkeland)

En premier lieu, on peut citer les magnétomètres qui mesurent le champ géomagnétique en un point donné. Il en existe toute une constellation à la surface du globe (GJERLOEV, 2009 ; KERRIDGE, 2001) ainsi que sur des satellites (comme SWARM par exemple (TØFFNER-CLAUSEN et al., 2016)). Ils sont utilisés entre autres pour modéliser le champ magnétique terrestre et ses variations. Grâce aux données et aux modèles magnétiques (CHAOS (FINLAY et al., 2016), IGRF (THÉBAULT et al., 2015)), il est possible d'étudier les origines des variations du champ magnétique, et en particulier celles dues à la haute atmosphère. Cependant, cette méthode est limitée. D'abord les magnétomètres au sol ne sont pas suffisants pour assurer une couverture spatiale complète (pas d'instrument en mer par exemple). Par contre, ils mesurent en continu les variations rapides du champ magnétique. A l'inverse, les magnétomètres à bord de satellites couvrent une grande partie du globe après plusieurs orbites complètes. Cela prend du temps, et les mesures spatiales offrent un moins bon échantillonnage temporel. Les magnétomètres sont historiquement les premiers à avoir donné des mesures de l'activité géomagnétique, et sont encore utilisés aujourd'hui. Ils permettent de définir des indices de l'activité magnétique et aurorale, qui donnent une idée globale des variations magnétiques.

Les indices magnétiques sont des grandeurs calculées à partir, le plus souvent, de données de magnétomètres. Par exemple, l'indice K est une des premières mesures de l'activité géomagnétique (BERTHELIER, 1993), ce qui fait qu'il est encore utilisé aujourd'hui pour garder une cohérence sur le temps long. Il est calculé à partir de la plus grande variation du champ magnétique horizontal sur une période de trois heures. Ensuite, une échelle logarithmique est appliquée pour amener sa valeur entre 0 (pas d'activité) et 9 (activité intense). Chaque observatoire le mesure avec une échelle adaptée à sa position sur le globe. En combinant les observations de plusieurs observatoires, on peut définir des indices globaux, comme K_p , l'indice K planétaire. L'indice A est un indice K reporté sur une échelle linéaire. Ils sont souvent utilisés pour prévoir la formation d'aurores polaires ou les événements à grande échelle. On peut aussi citer l'indice Dst avec une résolution d'une heure qui donne une information sur les variations proches de l'équateur, les indices AU et AE (DAVIS et SUGIURA, 1966) sont tirés de façon similaire des magnétomètres basés sur l'ovale auroral Nord, et les indices PCN et PCS (TROSHICHEV, JANZHURA et STAUNING, 2006) respectivement sur un magnétomètre placé proche du pôle Nord (Qaanaaq) et Sud (Vostok).

Les données des magnétomètres au sol peuvent être utilisées comme entrées de modèles mathématiques pour déduire les courants horizontaux présents dans la haute atmosphère (principalement la couche E). C'est ce que l'on appelle des courants équivalents (AMM, 1997 ; AMM et VILJANEN, 1999). Ces courants sont calculés pour expliquer les variations du champ magnétique observées au sol, mais ne sont pas forcément représentatifs de la réalité. En particulier, ils ne peuvent prédire la composante verticale du courant pour des raisons mathématiques. Cela est fâcheux lorsque les courants alignés sont principalement verticaux aux hautes latitudes. Ils ont quand même l'avantage de se baser sur des données de magnétomètres au sol dont le réseau existant permet une bonne couverture temporelle et spatiale dans certaines zones (par exemple au Nord de l'Europe, sous l'ovale auroral).

D'autres instruments sont disponibles, dévolus à l'étude de la haute atmosphère. Trois en particulier fonctionnent sur le même concept : envoyer une onde de fréquence donnée et mesurer le signal renvoyé par la haute atmosphère (LILENSTEN et al., 2021). Les premiers instruments construits sur ce principe sont les ionosondes (APPLETON,



FIGURE 1.5 – Photographie de l'antenne VHF (à gauche) et UHF (à droite) d'EISCAT proche de Tromsø. Nous utiliserons ses données au cours de ce travail. Attention, la perspective est trompeuse : l'antenne VHF est bien plus imposante (124×40 m) que l'UHF (32 m "seulement")! (crédit photo : Cyril Simon Wedlund)

1924). Une onde envoyée vers la haute atmosphère est réfléchiée à des altitudes de l'ordre de 90 km pour une fréquence de 1 MHz, et de plus en plus haut à mesure que la fréquence augmente. Ainsi, l'altitude de réflexion varie entre 90 et 400 km pour des fréquences comprises entre 1 et 9 MHz. En mesurant le temps que l'onde met pour revenir à l'instrument, on peut en déduire l'altitude de la réflexion. En fait, c'est la concentration électronique dans l'ionosphère qui dicte quelle fréquence est réfléchiée. Cet instrument permet donc d'établir un profil de la concentration électronique en fonction de l'altitude dans la haute atmosphère. C'est avec cette technologie que les différentes couches de la haute atmosphère ont été découvertes historiquement.

De même, les radars à diffusion incohérente, comme EISCAT (BARON, 1986) envoient un signal vers la haute atmosphère où il est diffusé. Cette fois, le signal est de plus haute fréquence (de l'ordre de la centaine de MHz). A ces fréquences, l'onde traverse l'ionosphère, mais laisse une trace sur son passage. Les ions et les électrons ainsi excités ré-émettent un signal lors de leur désexcitation. Ce signal ré-émis sera légèrement différent du signal envoyé grâce aux collisions, interactions et déplacement des particules au sein de l'ionosphère. Toutes ces différences, ainsi que le temps mis à revenir et l'intensité du signal mesuré nous renseignent sur la composition, la température et les vents de l'ionosphère à toutes les altitudes le long du trajet du signal. La difficulté de la mesure réside dans la faible quantité de signal renvoyé vers le sol. Il faut utiliser des émetteurs puissants, ainsi que de larges antennes réceptrices pour que cela fonctionne. Cela en fait un instrument cher et encombrant, avec des antennes fixes de plusieurs mètres, voir dizaines de mètres. Cela rend les observations plus rares, coûteuses et relativement localisées dans l'espace et le temps. De plus, les temps d'intégrations requis pour accumuler suffisamment de signal sont longs (plusieurs dizaines de secondes, voire de l'ordre de la minute), ce qui empêche de cartographier rapidement une portion de l'atmosphère.

Les radars à diffusion cohérente sont aussi utilisés pour l'étude de l'ionosphère. Le principe est similaire aux deux précédents : envoyer une onde (ici avec des fréquences de l'ordre de la dizaine de MHz), et analyser le signal renvoyé. Ce sont cette fois les irrégularités du plasma présent dans l'ionosphère qui renvoient le signal. Ils ne permettent pas de déduire autant de paramètres qu'un radar à diffusion incohérente, mais proposent d'autres avantages. En particulier, ils scannent une grande portion du ciel en un temps relativement court (environ 1 min) sur des distances plus grandes. Ainsi, on peut obtenir des cartes quasi-instantanées des vitesses du plasma dans l'ionosphère. Cependant, pour fonctionner correctement, ils demandent à ce que le signal soit émis perpendiculairement au champ magnétique. Sachant qu'au pôle, le champ est pratiquement vertical, les antennes doivent pointer bas sur l'horizon. Le réseau SuperDarn (CHISHAM et al., 2007) couvre une grande partie des pôles nord et sud de la Terre. De nouveau, ce sont des instruments coûteux et peu maniables, qui fonctionnent grâce à une collaboration internationale. Le traitement des données des radars à diffusion cohérente et incohérente sont basés sur des modèles physique de l'ionosphère, par exemple la composition ionique à chaque altitude, qui demandent parfois de faire des approximations. Ainsi, ces mesures indirectes dépendent de notre compréhension de la haute atmosphère, ce qui peut les rendre difficiles à utiliser lorsque les conditions s'éloignent des hypothèses faite par les modèles.

Des caméras plein ciel sont aussi utilisées pour filmer les émissions de la haute atmosphère dans différentes longueurs d'onde. Par exemple, un réseau de caméra plein ciel filme en continu le ciel au-dessus de la zone aurorale européenne, et les données sont disponibles pour tous ici : http://tid.uio.no/plasma/allsky_camera/. Cela permet d'avoir une vue des émissions aurorales pour mieux comprendre où, quand et sous quelles formes les aurores apparaissent. Cependant, elles ne donnent que peu d'informations sur la dynamique de l'ionosphère et ses courants. Dans l'ensemble, les instruments existants ne suffisent pas à avoir une vue précise de la haute atmosphère de manière globale et consistante. C'est pourquoi le besoin de nouvelles technologies et de nouveaux modes d'observation est grand.

1.3 La polarisation aurorale

1.3.1 La polarisation

Une observable associée aux émissions lumineuses que les instruments cités plus haut ne mesurent pas est la polarisation des ondes électromagnétiques. La lumière est une onde électromagnétique, soit une superposition d'une onde électrique et d'une onde magnétique. Toutes deux transversales, elles sont aussi perpendiculaires l'une à l'autre. C'est à dire que pour une onde se propageant selon l'axe z , les champs électrique et magnétique formeront un angle droit compris dans le plan xy . De plus, les deux oscillations sont en phase. Cela implique que connaître l'oscillation du champ électrique contraint entièrement l'oscillation du champ magnétique, et vice versa. Classiquement, et dans la suite, on ne s'intéresse donc qu'au comportement du champ électrique. La polarisation de la lumière décrit le comportement du champ électrique au cours du temps. Si celui-ci s'oriente de façon aléatoire dans le plan xy , alors la lumière est dite non polarisée. Par contre, si son orientation est prédictible au cours du temps, par exemple si le champ électrique oscille toujours selon l'axe x , alors la lumière est dite polarisée. La polarisation de la lumière est alors la mesure statistique

de la direction du champ électrique au cours du temps. Pour toute lumière d'intensité I , on peut séparer la lumière polarisée de la lumière non polarisée, d'intensité respective I_p et I_n tel que $I = I_p + I_n$. Ainsi, le Degré de Polarisation Linéaire ($DoLP$) mesure la proportion de lumière polarisée I_p/I . Il prend des valeurs comprises entre 0% et 100% pour des lumières respectivement non polarisée et entièrement polarisée. La direction de l'oscillation est l'Angle de Polarisation Linéaire ($AoLP$). C'est un angle défini de manière arbitraire à 180° près. Les détails de la théorie de la polarisation seront développés plus loin (voir Section 2.1).

Observer cette polarisation dans les émissions de la haute atmosphère n'est pas nouveau, et permet d'étudier la dynamique ionosphérique sous un autre angle. En effet, si cette polarisation existe bel et bien, il est possible qu'elle soit liée aux courants qui traversent la haute atmosphère. Ainsi, en observant la polarisation des aurores et du rayonnement nocturne, on peut espérer déduire de précieuses indications de l'activité ionosphérique, comme par exemple la direction des courants à l'émission, l'énergie des précipitations électroniques ou les variations rapides du champ magnétique.

1.3.2 Historique de l'étude de la polarisation aurorale

L'étude de la polarisation des aurores et du rayonnement nocturne en général date de la première moitié du 20^e siècle (STRUTT, 1919; BABCOCK, 1919). Alors, il était question de savoir si le ciel nocturne est polarisé, comme l'est le ciel bleu en journée. DUFAY (1929) mesure une faible polarisation du rayonnement nocturne, de l'ordre de quelques pourcents, depuis un observatoire du sud de la France. KHVOSTIKOV et PANSCHIN (1936) mesurent eux aussi une polarisation du rayonnement nocturne, et l'associent à la lumière solaire en début et fin de nuit. Ils relient cependant la polarisation mesurée au milieu de la nuit avec la raie verte du rayonnement nocturne, dont l'intensité est maximale vers 1h du matin, ce qui correspond à un changement dans la polarisation observée. De son côté, HARANG (1933) étudie la polarisation de la raie verte des aurores boréales depuis la Norvège, mais n'en mesure aucune. GINSBURG (1943) lie les aurores à des collisions électroniques dans l'atmosphère. Il montre aussi que la raie verte de l'oxygène atomique n'est pas polarisée de par ses propriétés atomiques. Ce résultat théorique ne dépend pas du mécanisme d'excitation, qu'il soit isotrope ou pas.

DUNCAN (1959) mesure 30% de polarisation dans la raie rouge d'une aurore australe intense. Il ne doute pas que l'aurore soit polarisée à l'émission car c'est la seule détection sur trente nuits d'observations. Si la polarisation est due à de la pollution lumineuse, ou un autre phénomène régulier, il en aurait détecté toutes les nuits. La direction de polarisation mesurée est parallèle aux lignes magnétiques Nord-Sud. Duncan émet l'hypothèse que la polarisation est due au mouvement giratoire des électrons le long du champ magnétique. Une approche semi-classique permet de prédire un tel comportement de la polarisation. Cependant, CHAMBERLAIN (1959) reprend les idées avancées par Duncan et conclut qu'une polarisation de 30% n'est pas possible dans la raie rouge aurorale. Les collisions dans la haute atmosphère et la faible proportion des électrons sensés suivre les lignes de champ magnétique ne permettent pas un degré de polarisation si élevé.

D'autres observations dans les raies rouge et verte en conditions aurorales par HARANG (1960) ne montrent aucune polarisation supérieure à la limite de détection (10%). Plus récemment, des études théoriques ont montré qu'une polarisation de 30%

dans la raie rouge est possible (KAZANTSEV, MIKHALEV et PETRASHEN, 1999). Ceci a amené LILENSTEN et al. (2006) à rouvrir le débat de la polarisation aurorale. Une étude bibliographique résume l'état de l'art sur le sujet, et le pousse à reprendre les observations avec les nouvelles technologies disponibles. En particulier, des expériences de laboratoire sur l'oxygène atomique, et des observations d'aurores véritables avec un instrument spécialisé appelé SPP (Steerable Photo-Polarimeter). Les premières observations conduites par LILENSTEN et al., 2008 montrent une polarisation de la raie rouge avec un $DoLP < 5\%$. Durant la dernière décennie, de multiples observations avec cet instrument confirment la polarisation de la raie rouge aurorale (BARTHELEMY et al., 2011 ; LILENSTEN et al., 2013 ; LILENSTEN et al., 2015 ; LILENSTEN et al., 2016). En particulier, BARTHELEMY et al., 2011 écartent la contribution de la diffusion dans la basse atmosphère sur la base d'un modèle simple de diffusion Rayleigh.

Une étude théorique (BOMMIER et al., 2011) prédit un degré de polarisation pouvant monter jusqu'à 17% dans la raie rouge. Cependant, la raie verte doit théoriquement être non polarisée due aux propriétés atomiques de l'atome d'oxygène. Des mesures des aurores sur Jupiter détectent de la polarisation dans les émissions infrarouge (BARTHELEMY et al., 2011).

Encouragé par ces résultats, une nouvelle version de l'instrument SPP est mise au point, qui permet une meilleure précision dans la mesure de la polarisation, ainsi que plus de maniabilité. Cette nouvelle version permet aussi de choisir la longueur d'onde observée au moyen de filtres pour observer d'autres émissions aurorales. En particulier, cela permet de vérifier que la raie verte apparaît non polarisée pour nos instruments au sol, comme prédit théoriquement par BOMMIER et al., 2011. Ce nouvel instrument est décrit en détail au chapitre suivant. Dernièrement, BARTHELEMY et al., 2019 a mesuré une possible polarisation de l'ordre de quelques pourcents dans la raie bleue des aurores à l'aide d'un spectro-polarimètre (appelé Premier Cru).

1.3.3 État de l'art au démarrage de ce travail

L'état des connaissances au sujet de la polarisation des aurores au début de mes travaux est donc le suivant. La polarisation des émissions de la haute atmosphère est mesurée dans la raie rouge des aurores, de manière consistante, et avec un $DoLP$ de l'ordre de quelque pourcents. Les variations du degré de polarisation semblent corrélées avec l'activité aurorale et magnétique. Cette polarisation est associée à l'ionosphère et à la direction privilégiée des électrons le long des lignes de champ magnétique. L'hypothèse d'une pollution lumineuse qui viendrait de la diffusion dans la basse atmosphère est écartée.

Cependant, aucune mesure dans d'autres longueurs d'ondes n'a été effectuée. De plus, les variations de l'angle de polarisation ont été observées et sont corrélées aux variations de champ magnétique. Mais il reste à confirmer que la polarisation est alignée sur les lignes de champ magnétique comme le prédit le modèle. En effet, le peu d'observations disponibles sur le système des courants de la haute atmosphère rend ces confirmations difficiles à obtenir.

Pour avancer, un nouvel instrument appelé *Petit Cru* est en cours de développement à l'IPAG et permet l'observation de la polarisation avec plus de sensibilité et dans différentes longueurs d'onde. Ce sont les données de ce nouvel instrument et de ses descendants qui seront utilisées tout au long de ce travail. Une description

complète de son fonctionnement est donc nécessaire avant toute interprétation (Voir Chapitre 2).

Le déroulement de la thèse prévu à l'origine, en se basant sur ces connaissances est le suivant. Tout d'abord, confirmer la polarisation observée dans la raie rouge ainsi que l'absence de polarisation de la raie verte avec *Petit Cru*. Dans le même temps, observer les autres longueurs d'ondes aurorales (bleue et mauve) où l'on n'a pas de prédictions théoriques. Ensuite, étudier le lien entre la polarisation observée dans les différentes longueurs d'onde et l'activité géomagnétique et aurorale. Peut-on relier l'*AoLP* aux lignes de champs magnétiques ou aux courants? Peut-on déduire les vitesses et les énergies des électrons parcourant la haute atmosphère? Pour cela, des campagnes d'observations sont prévues en Norvège et au Svalbard. Les données de *Petit Cru* seront comparées aux données des magnétomètres, des caméras plein ciel ainsi que des mesures avec EISCAT. Ces observations seront utilisées pour élaborer des modèles physiques de l'ionosphère et mieux comprendre et modéliser sa dynamique temporelle complexe.

Chapitre 2

La lignée des Crus

Au chapitre précédent, nous avons vu les mécanismes en jeu dans la formation des aurores ainsi que l'étude de leur polarisation. Nous présenterons ici en détail ce qu'est la polarisation de la lumière. Nous partirons de la formulation classique, dont nous garderons les concepts nécessaires à mon travail. Enfin nous introduirons les diverses techniques de mesures de la polarisation, et plus particulièrement celle utilisée par nos instruments.

2.1 Polarisation de la lumière

2.1.1 Description de la polarisation d'un faisceau lumineux

Nous donnons ici un aperçu de la polarisation lumineuse, depuis une description intuitive jusqu'aux outils mathématiques plus avancés utilisés dans le cadre de cette thèse.

Comme dit précédemment (voir 1.3.1), la lumière est une oscillation du champ électrique. Celle-ci peut être décomposée en deux oscillations E_x et E_y le long des axes x et y d'un système de référence orienté de façon à ce que la lumière se propage le long de z . Si les deux composante de l'oscillation sont en phases, alors le champ oscille toujours dans la même direction et la polarisation est dite linéaire. C'est aussi le cas pour deux ondes déphasé d'un multiple de 180° . Si elles ne sont pas en phase, alors on obtient une polarisation elliptique. Dans le cas particulier où le déphasage entre les deux oscillations est de 90° , c'est-à-dire que le maximum de la première correspond au zéro de la seconde, on obtient une polarisation circulaire. Dans la suite, on ne s'intéressera qu'à la polarisation linéaire. Alors, la polarisation de la lumière est une mesure statistique de la direction de l'oscillation électrique. Si cette direction est stochastique, on dit que la lumière n'est pas polarisée : son Degré de Polarisation Linéaire (*DoLP*) est de 0%.

En revanche, s'il existe une direction de polarisation privilégiée, alors le faisceau lumineux est polarisé dans cette direction. Dans ce cas, le *DoLP* est compris entre 0 et 100%. La direction de polarisation est définie par l'Angle de Polarisation Linéaire (*AoLP*). Il s'agit d'un angle périodique défini dans $] - 90; 90]$ à 180° près. Le zéro est fixé arbitrairement à la verticale de l'observateur dans la suite (voir Figure 2.1).

Cela offre une façon intuitive d'appréhender un état de polarisation, avec des outils mathématiques simple pour traiter la polarisation linéaire. Cependant, cette notation (*DoLP*, *AoLP*) n'est pas pratique à utiliser dans les expressions mathématiques, ne couvre pas la polarisation circulaire et ne permet pas de mélanger facilement deux faisceaux lumineux avec un état de polarisation différent. Par exemple, considérons deux rayons lumineux ayant la même intensité et des états de polarisations

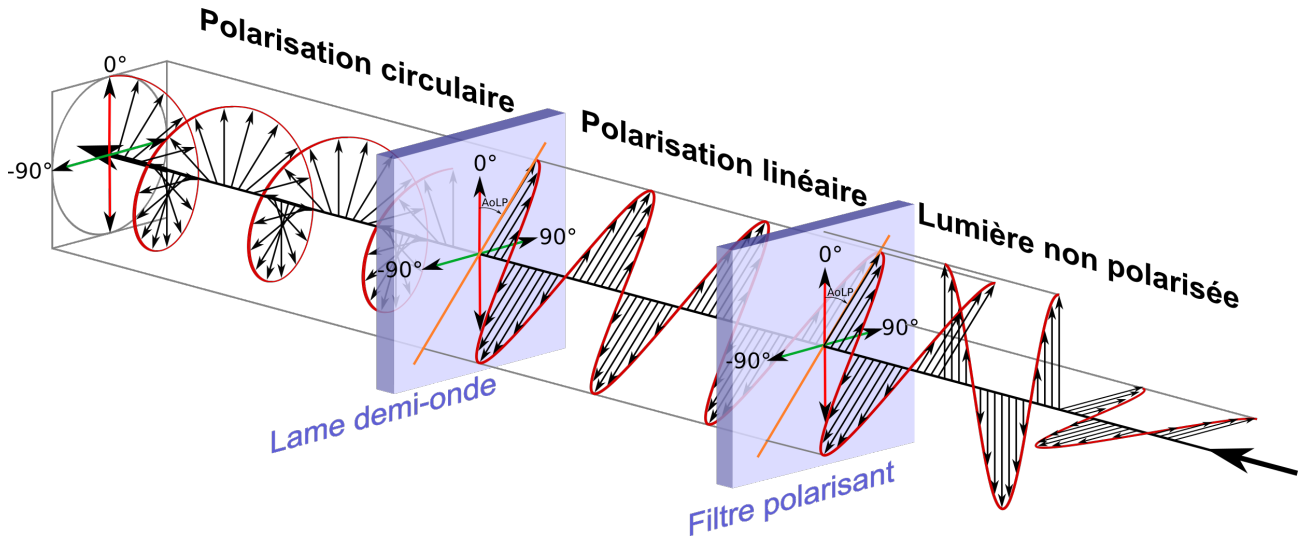


FIGURE 2.1 – Illustration de la polarisation de la lumière au travers de divers filtres. La lumière incidente non polarisée arrive du coin inférieur droit. Le premier filtre polarisant ne laisse passer que la lumière polarisée linéairement dans une direction donnée. Ensuite, une lame demi-onde introduit un décalage de phase entre l'oscillation du champ électrique et magnétique (ici de $\pi/2$), de telle sorte à créer une polarisation circulaire. (crédit : adaptée de Wikipédia :Polarizer)

(D_1, A_1) et (D_2, A_2). S'ils ont le même $AoLP$, le $DoLP$ résultant (D_T) est la moyenne des $DoLP$ des rayons lumineux entrants ($A_1 = A_2 \Rightarrow D_T = (D_1 + D_2)/2$). Cependant, si leurs $AoLP$ sont séparés de 90° , la lumière résultante sera non polarisée ($A_1 = A_2 + 90 \Rightarrow D_T = 0$). Pour résoudre ce problème, l'un des moyens les plus utilisés pour représenter la polarisation de la lumière est d'employer les paramètres de Stokes, donnés ici en coordonnées sphériques :

$$\begin{aligned}
 S_0 &= I \\
 S_1 &= Ip \cos(2\phi) \cos(2\psi) \\
 S_2 &= Ip \sin(2\phi) \cos(2\psi) \\
 S_3 &= Ip \sin(2\psi)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

où I est l'intensité totale du faisceau, p est son $DoLP$ ($\in [0, 1]$), ϕ est son $AoLP$ (voir Figure 2.1) et ψ son ellipticité (l'angle de déphasage entre les deux composantes du champ électrique E_x et E_y). Le facteur deux présent dans les fonctions trigonométriques traduit la périodicité sur 180° de l' $AoLP$. Ces quatre valeurs décrivent entièrement l'état de polarisation de la lumière et peuvent être utilisées pour additionner deux rayons lumineux ou appliquer des transformations à la polarisation. C'est utile pour décrire des processus physiques tels que la diffusion Rayleigh et de Mie, ou la réflexion sur une surface par exemple. Dans ce qui suit, l'état de polarisation sera toujours considéré comme linéaire par défaut, sauf indication contraire. Pour une polarisation linéaire, $S_3 = \psi = 0$ et l'état de polarisation est entièrement décrit par :

$$\begin{aligned}
 S &= I \\
 S_c &= Ip \cos(2\phi) \\
 S_s &= Ip \sin(2\phi)
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

En utilisant cette notation, on peut facilement mélanger plusieurs faisceaux lumineux dénotés i avec des paramètres de polarisation ($S_i, S_{c,i}, S_{s,i}$). Le faisceau résultant aura pour paramètres $S = \sum_i S_i$, $S_c = \sum_i S_{c,i}$ et $S_s = \sum_i S_{s,i}$.

Nous pouvons convertir les paramètres de Stokes pour trouver le $DoLP$ et l' $AoLP$ par le biais des équations :

$$\begin{aligned} I &= S_0 \\ DoLP &= \frac{1}{S_0} \sqrt{S_c^2 + S_s^2} \\ AoLP &= \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{S_s}{S_c} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Parfois, l' $AoLP$ du faisceau lumineux est fixé par des contraintes extérieures sur deux directions données, perpendiculaires l'une à l'autre. Pour la diffusion de Mie (discutée plus en détails au Chapitre 5), par exemple, la direction de polarisation du faisceau diffusé peut être parallèle ou perpendiculaire au faisceau incident. Dans ce cas, il peut être utile d'utiliser un signe sur le $DoLP$ pour encoder l' $AoLP$. Dans l'exemple de la diffusion de Mie, un $DoLP$ positif indiquera une direction perpendiculaire alors qu'un $DoLP$ négatif indiquera une direction parallèle (ou vice et versa). Nous mentionnons cette notation car elle est couramment utilisée dans la littérature, mais nous ne l'utiliserons pas dans la thèse, préférant la notation d' $AoLP$.

2.1.2 Formation et évolution de la polarisation

La polarisation de la lumière est intimement liée au concept de symétrie. Le fait que la plupart des sources naturelles ne soit pas polarisée à l'émission est due à leur nature aléatoire. Si la source qui émet la lumière n'est pas organisée d'une façon ou d'une autre, alors sa lumière ne sera pas polarisée, on dit que la source est incohérente. Dans ce cas, on peut considérer que chaque photon est émis de façon indépendante. Dès lors, il n'y aura pas de direction de polarisation privilégiée.

A l'inverse, pour obtenir une source cohérente à partir d'une source incohérente, il faut introduire un élément qui va privilégier une direction plutôt qu'une autre. Dans la nature, l'effet Zeeman peut produire des sources cohérentes (ZEEMAN, 1897). C'est un phénomène qui se produit en présence d'un champ magnétique. Une transition électronique se subdivise en plusieurs niveaux distincts avec une énergie et une polarisation propre. L'orientation de la polarisation (linéaire ou circulaire) dépendra alors de l'orientation des lignes de champ magnétique et de la direction d'émission. L'écart d'énergie (l'écartement des raies spectrales) dépend de l'intensité du champ magnétique. Ce phénomène est par exemple utilisé en astronomie pour mesurer indirectement le champ magnétique d'une étoile (BABCOCK, 1947) ou d'un nuage interstellaire à travers la polarisation de sa lumière.

Cependant, la polarisation d'un faisceau lumineux peut être modifiée après son émission. La polarisation que l'on observe est le plus souvent due à une évolution le long du trajet, et non une polarisation à l'émission. Les exemples sont légions : la réflexion sur une surface, la diffusion dans l'atmosphère, le passage dans un milieu biréfringent ou dans un composé chiral, et enfin l'utilisation de filtres polarisants industriels.

Les réflexions produisent une lumière polarisée linéaire parallèle à la surface. Les

diffusions (Rayleigh, Mie) seront discutées en détails au Chapitre 5. Elles sont largement connues comme à l'origine de la couleur bleue du ciel. Un milieu biréfringent (certains cristaux par exemple) est un milieu dont l'indice optique n'est pas le même suivant la direction de polarisation de la lumière. Ces milieux permettent de séparer un faisceau lumineux en deux avec deux polarisations perpendiculaires. Un milieu chiral (composé de molécules chirales) fait tourner l'angle de la polarisation linéaire de la lumière.

Les filtres polarisants industriels sont de deux sortes. Les filtres linéaires ne laissent passer qu'une seule direction de polarisation linéaire (voir Figure 2.1). Ces filtres polarisants sont utilisés dans la vie de tous les jours sur nos lunettes de soleil ou dans nos écrans à cristaux liquides qui nous permettent par exemple de lire cette thèse, ou au moins de l'imprimer. Ainsi, un faisceau de lumière entièrement polarisé traversant un filtre polarisant peut s'éteindre ou non selon l'orientation du filtre. Si l' $AoLP$ du faisceau est aligné avec l'orientation du filtre (θ), toute la lumière passe, mais si elle forme un angle de 90° , toute la lumière est absorbée. En termes plus généraux, la loi de Malus prédit que pour un angle donné $\mu = \theta - AoLP$ entre l'orientation de la polarisation entrante et le filtre, la fraction de lumière passant à travers est $\cos^2(\mu)$. Cela permet de calculer la fraction de lumière passant à travers si le faisceau lumineux entrant n'est pas polarisé, c'est-à-dire que son $DoLP$ est nul. Dans ce cas, tous les angles sont représentés de manière égale à l'intérieur du faisceau. En faisant la moyenne de la loi de Malus sur tous les $AoLP$, on obtient la fraction de lumière non polarisée qui traverse le filtre.

$$\begin{aligned}
 \langle \cos^2(\mu) \rangle &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos^2 \mu d\mu \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi 1 + \cos(2\mu) d\mu \\
 &= \frac{1}{2\pi} (\pi + 0) \\
 &= \frac{1}{2}
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Seule la moitié de l'intensité d'une lumière non polarisée traversera un filtre polarisant, indépendamment de son orientation. On note que l'intégration ne se fait que sur l'intervalle $[0, \pi]$ puisque l'angle de polarisation et la fonction \cos^2 sont π périodiques. Les filtres circulaires (dits lames demi-onde) introduisent un déphasage entre l'oscillation du champ électrique et magnétique, créant et filtrant ainsi la polarisation circulaire. Ils sont par exemple utilisés en cinéma pour projeter un film en "3D".

Bien que l'œil humain ne soit pas capable de percevoir l'état de polarisation de la lumière, le règne animal l'utilise fréquemment pour s'orienter d'après la polarisation du ciel par exemple. Elle est également utilisée pour la communication par certains poissons changeant de couleur.

2.2 Instrumentation

Les instruments qui nous permettent de mesurer la polarisation lumineuse sont tous basés sur l'utilisation de filtres polarisants d'une forme ou d'une autre. Le plus fréquent est l'utilisation de filtres industriels, mais on trouve aussi des instruments avec des matériaux biréfringents par exemple. De façon générale, pour mesurer la polarisation d'un faisceau lumineux, plusieurs mesures sont nécessaires. Chacune

évalue l'intensité lumineuse polarisée dans une direction. En comparant les intensités mesurées, il est possible de remonter à l'état de polarisation originel.

Chaque instrument mesurant la polarisation répond à des besoins spécifiques suivant la lumière étudiée. Pour observer la polarisation de la lumière des aurores boréales et du rayonnement nocturne, plusieurs besoins sont incontournables. Tout d'abord, il faut pouvoir détecter des faibles luminosités. Même si les aurores polaires sont parfois visibles à l'œil nu, ce n'est pas toujours le cas, notamment à basses latitudes, dans la calotte polaire ou pour certaines longueurs d'ondes moins brillantes. De plus, la polarisation linéaire attendue est faible, de l'ordre de quelques pourcents, éventuellement quelques dizaines de pourcents. De ce fait, l'instrument utilisé doit pouvoir détecter de faibles intensités lumineuses avec assez de précision pour en mesurer la polarisation. L'instrument phare avec lequel ce travail à été réalisé s'appelle *Petit Cru*. Il est inspiré d'un précédent instrument appelé SPP (Steerable Photo-Polarimeter) (LILENSTEN et al., 2008) et a vu son design évoluer au cours de la thèse vers deux nouvelles versions.

2.2.1 Une collection de *Crus*

À l'IPAG, le développement instrumental à commencé avant le début de ces travaux. Le tout premier instrument (SPP), a été développé en Norvège. Le principe de base est décrit plus loin (voir Section 2.2.2). Cependant, l'analyse des données était longue et introduisait des biais de mesures dans le *DoLP* et l'*AoLP*. De plus, son design le rendait lourd et peu maniable. De nombreux problèmes techniques sont apparus dès la première année de cette thèse, ce qui l'a rendu inutilisable rapidement.

Grâce au travail des ingénieurs de l'IPAG (Sylvain Rochat, Alain Delboulbé et Stéphane Curaba), ainsi que des stagiaires (Maxime Nabon et Antoine Jeanson), les développements suivants ont été possibles.

Tout d'abord, le prototype d'un nouvel instrument est construit et est opérationnel quelques mois avant mon arrivée dans l'équipe. La récupération des données ainsi que leur traitement est laissée à l'utilisateur, mais c'est un énorme pas en avant qui ouvre la porte à de nouvelles observations jusqu'alors impossibles. *Petit Cru* désigne le design particulier de ce nouvel instrument. Chaque modèle de *Petits Crus* a son nom propre. Cependant, de façon abusive, on désigne par *Petit Cru* tous les instruments qui partagent le même design. Le prototype s'appelle *Carmen Cru*. Cet instrument plus léger et maniable à permis de tester un nouveau traitement de données détaillé plus loin, ainsi que de faire les premières mesures dans d'autres raies que la raie rouge.

Deux autres instruments ont vu le jour au cours de ce travail. D'abord *Corbel Cru*, puis *Grand Cru*, avec respectivement deux et quatre voies. Ils permettent d'observer plusieurs longueurs d'ondes simultanément, une par voie, ce qui est très utile. Ces deux instruments bénéficient d'améliorations mécaniques, optiques, électroniques et informatiques par rapport à *Carmen Cru*.

Un nouvel instrument a été conçu l'année dernière et est en cours de construction. Appelé *TéléCru*, son design change par rapport aux *Petits Crus*. Il se veut plus compact, plus léger et permettra d'observer jusqu'à huit voies en même temps. De plus, une base de donnée appelé KVA20 est mise en place pour permettre de centraliser les données de tous les instruments de la flotte et d'y accéder facilement via une interface dédiée. Une fois opérationnelle, elle facilitera grandement la récupération des données, et donnera la possibilité de développer une flotte instrumentale à grande échelle.

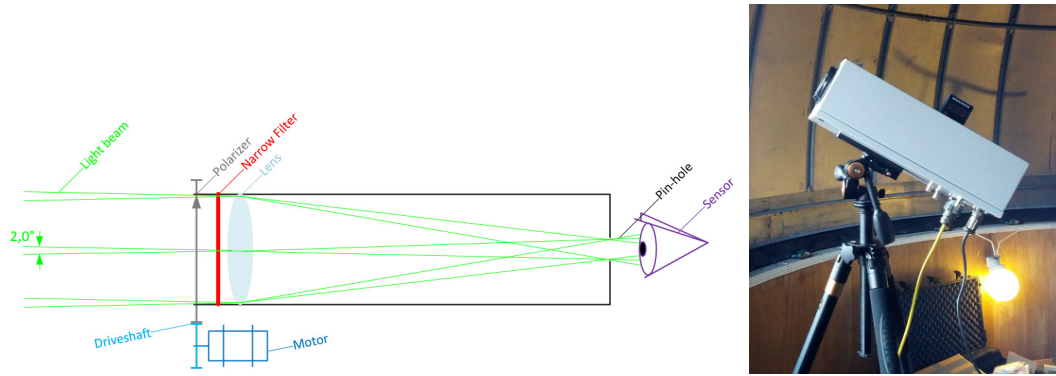
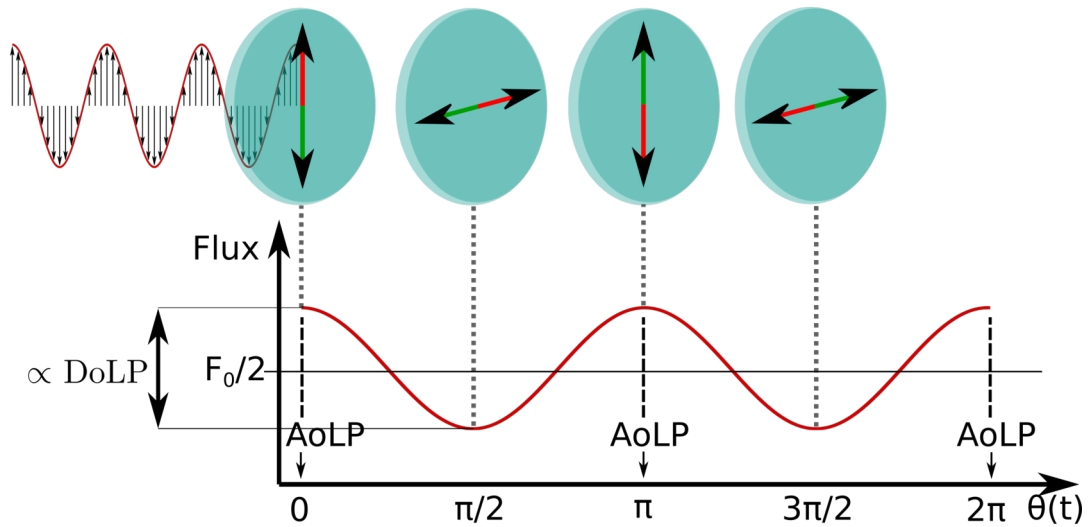
FIGURE 2.2 – Photo et schéma de fonctionnement de *Petit Cru*.

FIGURE 2.3 – Représentation du flux mesuré par *Petit Cru* pendant une rotation du polariseur. Le filtre polarisant est dessiné pour chaque extremum du signal avec son orientation $\theta(t)$. Dans cet exemple, la lumière incidente est polarisée avec un *AoLP* de $0^\circ + k\pi$. Le flux total initial F_0 se retrouve à partir de la moyenne du signal. L'amplitude des oscillations permet de remonter au *DoLP* initial et la position des maxima à l'*AoLP*.

En parallèle, un autre instrument appelé *Premier Cru* à vu le jour dans une autre équipe (BARTHELEMY et al., 2019). Il présente l'énorme avantage d'être un spectrographe pouvant mesurer la polarisation sur une gamme de longueurs d'ondes. Cependant, *Premier Cru* est lourd et encombrant, et nécessite des temps d'intégrations longs (plusieurs dizaines de minutes) avant d'acquérir assez de signal pour mesurer la polarisation.

2.2.2 Petit Cru

Nous présenterons ici les caractéristiques principales de *Petit Cru*, de son fonctionnement jusqu'au traitement de ses données. Le principe de fonctionnement de *Petit Cru* est relativement simple (voir Figure 2.2 et 2.3). La lumière passe tout d'abord à travers un filtre polarisant rotatif dont l'orientation change avec le temps. Ensuite, un filtre interférométrique coupe les longueurs d'ondes indésirables à la mesure. Finalement,

un photo-multiplicateur enregistre le signal lumineux. Si la lumière incidente est polarisée, alors le signal varie lorsque le filtre polarisant change d'orientation. Ainsi, en connaissant la position du filtre polarisant au cours du temps et le signal lumineux correspondant, on peut remonter jusqu'aux propriétés de la lumière incidente.

Théoriquement, seulement quatre mesures avec quatre orientations différentes du filtre polarisant sont suffisantes pour remonter à la polarisation de la lumière (HULST, 1981). Le filtre polarisant des *Petits Crus* est monté sur un moteur qui le fait tourner de façon continue tout au long de l'observation, typiquement à deux tours par seconde. Le capteur enregistre le signal à mille points par seconde. On dispose donc de plusieurs centaines de points de mesures avec des angles différents à chaque rotation du filtre polarisant. Cela permet une meilleure précision sur la mesure de la polarisation (à la fois le *DoLP* et l'*AoLP*), surtout pour des flux faibles et bruités.

Carmen Cru est un prototype qui dispose d'une voie de mesure, et d'une voie dite de référence. La voie de référence n'a pas de filtre polarisant tournant mais est identique à une voie de mesure classique, ce qui permet de vérifier qu'aucune polarisation instrumentale n'est créée par l'instrument. Cette fonctionnalité n'est plus utile aujourd'hui car elle a déjà remplie son rôle. De plus, les instruments sont étalonnés en *DoLP* grâce à une boîte polarisante conçue au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) à Lille. Elle permet, via un jeu de réflexions, d'émettre une lumière dont le *DoLP* est connu. Pour des *DoLP* > 1% les *Petits Crus* minimisent le *DoLP* attendu d'un facteur 0.01 après l'application d'une moyenne glissante sur 15 secondes. En dessous de 0.5% de polarisation, le dispositif de calibration n'est pas capable de fournir une valeur contrôlée, mais de toute façon, les mesures deviennent en général trop bruitées pour être exploitées.

Les filtres interférentiels qui sélectionnent la longueur d'onde observée ont des largeurs de 10 nm environ (voir Tableau 1.1). De plus, les photomultiplicateurs ont une haute sensibilité qui permet l'observation de signaux faibles sur des temps d'intégrations courts (de l'ordre de la seconde ou moins).

Au moment de l'observation, une mesure courte dans le noir complet (en utilisant un cache par exemple) permet d'assurer qu'un flux nul est bien enregistré dans ces conditions. Si ce n'est pas le cas, la valeur mesurée est soustraite aux mesures lors de l'enregistrement des données. Cependant, l'instrument n'est pas étalonné en luminance, de sorte que la mesure du flux se fait dans une unité arbitraire. Cela rend l'analyse plus difficile du fait que l'on ne peut rien dire sur la valeur absolue des mesures. Le problème sera particulièrement évident dans les chapitres 5 et 6. La raison principale de ce manque de calibration vient des fréquents changements instrumentaux survenus au court de ce travail. En effet, chaque changement de filtre ou de capteur demande un nouvel étalonnage, ce qui n'était pas possible à l'IPAG, par manque de temps et de matériel.

Sur *TéléCru* le principe de mesure reste inchangé, avec un filtre polarisant tournant, mais l'organisation interne de l'instrument est chamboulée. Une voie de mesure sera plus large pour permettre d'accoler plusieurs capteurs côte à côte, avec chacun un filtre interférentiel pour observer plusieurs couleurs simultanément. Un seul filtre polarisant sera utilisé à l'entrée, avec un moteur directement collé sur son axe de rotation.

2.3 Démodulation synchrone

Nous présenterons ici la méthode utilisée pour retrouver les paramètres de polarisation de la lumière incidente à partir du signal enregistré par l'instrument. La lumière incidente peut être décomposée en deux : une partie non polarisée, et une partie polarisée dont les flux énergétiques sont notés F_0^{np} et F_0^p respectivement. Le flux total est $F_0 = F_0^{np} + F_0^p$. Son *DoLP* est $\delta = F_0^p / F_0$ et son *AoLP* est noté α . Lorsque la lumière passe au travers du filtre polarisant, une partie est absorbée en fonction de l'angle d'orientation du filtre $\theta(t)$ et de l'*AoLP* de la lumière incidente. Le flux incident F_0^p est parfaitement polarisée (son *DoLP* est 100%), la loi de Malus (HULST, 1981) prédit que le flux transmis par un filtre polarisant $F_p(t)$ s'écrit :

$$F_p(t) = F_0^p \cos^2(\theta(t) - \alpha) \quad (2.5)$$

Dans le cas du flux incident non polarisé, le flux transmis est la moitié du flux incident, quelle que soit l'orientation du filtre. Comme expliqué plus haut, le flux transmis est $F^{np}(t) = \frac{1}{2}F_0^{np}$.

On en déduit alors une formule pour le flux mesuré par le détecteur en fonction du temps :

$$\begin{aligned} F(t) &= F_p(t) + F^{np}(t) \\ &= F_0^p \cos^2(\theta(t) - \alpha) + \frac{1}{2}F_0^{np} \\ &= \delta F_0 \cos^2(\theta(t) - \alpha) + \frac{1 - \delta}{2}F_0 \\ &= F_0 \left[\delta \cos^2(\theta(t) - \alpha) + \frac{1 - \delta}{2} \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le signal enregistré prend la forme d'un cosinus carré dont la moyenne nous informe sur le flux incident, l'amplitude sur son *DoLP*, et la phase sur son *AoLP*. La théorie du signal nous donne plusieurs moyens de trouver ces différents paramètres. La première technique utilisée sur SPP par LILENSTEN et al. (2008) utilise les transformées de Fourier pour paramétrer le signal. Cependant, cette méthode introduit un certain nombre d'erreurs pouvant être évitées. De plus, le temps de calcul requis ne permettait pas le traitement en temps réel sur l'instrument.

Pour pallier ces problèmes, *Petit Cru* utilise la méthode dite de démodulation synchrone. Ce traitement est plus rapide et non biaisé. Cela permet à l'instrument d'analyser le signal pour chaque tour du polariseur en temps réel et de sauvegarder significativement moins de données.

D'abord, on définit les quantités suivantes pour chaque rotation du filtre polarisant :

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} F(t) dt \\ V_c &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} F(t) \cos(2\theta(t)) dt \\ V_s &= \frac{-1}{T_0} \int_0^{T_0} F(t) \sin(2\theta) dt \end{aligned} \quad (2.7)$$

où T_0 est la période de rotation du filtre polarisant. Dans l'instrument, l'intégrale est approximée par une somme sur chaque point de mesure. Une fois intégrées, on

trouve :

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{2}F_0 \\ V_c &= \frac{F_0\delta}{2}\cos(\alpha) \\ V_s &= \frac{F_0\delta}{2}\sin(\alpha) \end{aligned} \quad (2.8)$$

On peut remarquer que V , V_c et V_s correspondent aux paramètres de Stokes exprimés en coordonnées sphériques (voir équation 2.2). Ces valeurs permettent de remonter à la polarisation de la lumière incidente de la manière suivante :

$$\begin{aligned} F_0 &= 2V \\ \delta &= \frac{2}{V}\sqrt{V_c^2 + V_s^2} \\ \alpha &= \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{V_s}{V_c}\right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Cette méthode a de nombreux avantages. D'abord un temps de calcul court qui permet à l'instrument de le faire en temps réel et de ne stocker que trois valeurs pour chaque rotation du polariseur, au lieu de 1000 par secondes si tout le signal devait être sauvegardé. Ensuite il permet de moyenner facilement plusieurs rotations entre elles. En effet, les paramètres de Stokes sont des quantités linéaires qui s'additionnent de façon triviale, contrairement au *DoLP* et à l'*AoLP*.

Les variances des erreurs associées à chaque quantité mesurée sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{var}[F_0] &= \frac{2F_0}{T} \\ \text{var}[\delta] &= \frac{4}{F_0T}\left(1 + \frac{\delta^2}{2}\right) \\ \text{var}[\alpha] &= (F_0\delta^2T)^{-1} \end{aligned} \quad (2.10)$$

avec T le temps d'intégration de la mesure. Pour les données brutes, $T = T_0$ est la période de rotation du filtre polarisant. Lorsque les données sont moyennées sur N rotations, on a $T = NT_0$. Plus de détails sont disponible dans l'appendice A de BOSSE et al. (2020). On peut tout de même noter que l'erreur commise sur le *DoLP* dépend de l'intensité du flux entrant, ainsi que du *DoLP* lui-même. Plus ces quantités sont basses, plus l'erreur sera grande. En pratique, une lumière très peu, voir pas du tout polarisée ($\text{DoLP} \lesssim 0.5\%$) ne sera pas mesurée comme telle sur un tour du polariseur. Un *DoLP* très bas a même tendance à être exagérément surestimé, atteignant 5 ou 10%, voir plus. C'est un effet facile à corriger en moyennant plusieurs rotations du polariseur. Chaque rotation aura un *AoLP* différent dû au bruit de mesure, ce qui, en moyenne abaissera le *DoLP* vers une valeur stable. Cependant, cela suppose que la polarisation réelle de la lumière incidente ne change pas le temps que dure la moyenne. En général, 10 ou 15 secondes suffisent à obtenir une convergence sur les valeurs de polarisation. L'erreur commise sur l'*AoLP* dépend fortement du *DoLP*. Lorsque celui-ci est grand ($\gtrsim 1\%$), l'*AoLP* est lisible sans avoir besoin de moyennes. Il est facile d'estimer à l'œil lorsque les valeurs de polarisation sont trop bruitées pour être interprétées. Dans ce cas, l'erreur commise sur l'*AoLP* tourne sur tout l'intervalle de définition de l'angle.

Chapitre 3

Premiers résultats : le problème se complexifie

3.1 Introduction

Le corps de ce chapitre est un article publié en Juin 2020 dans le Journal of Space Weather and Space Climate (BOSSE et al., 2020). Les objectifs de cet article sont de présenter *Petit Cru* et déterminer l'origine de la polarisation observée dans différentes longueurs d'ondes. On y développe la problématique initiale, ainsi que le fonctionnement de *Petit Cru*. En effet, c'est le premier article qui n'utilise pas seulement des mesures de SPP. L'article présente quelques résultats triés sur le volet pour illustrer notre compréhension du sujet. En voici un résumé succinct.

Tout d'abord, un *DoLP* non nul est observé depuis le sol dans les quatre longueurs d'ondes aurorales observées (rouge à 630.0 nm, vert à 557.7 nm, bleu à 427.8 nm et mauve à 391.4 nm). En utilisant le radar à diffusion incohérente EISCAT et un magnétomètre, il est montré que les mesures de polarisation sont corrélées à l'activité aurorale et géomagnétique. L'intensité mesurée suit de près les variations de la concentration électronique à l'émission, comme attendu. De plus, les variations de *DoLP* et d'*AoLP* sont les plus grandes lorsque les variations du champ magnétique augmentent. Ces événements sont attendus, et tendent à indiquer que la polarisation est un traceur de l'activité aurorale.

Dans un second temps cependant, des nuances sont apportées au propos. Tout d'abord, il est suggéré qu'une partie de cette polarisation est due à la diffusion de la pollution lumineuse urbaine dans la basse atmosphère. Cette source lumineuse est supposée en première approximation constante dans le temps et l'espace, ce qui implique une polarisation stable. Dans ce scénario, les variations de la polarisation sont dues aux variations d'intensité de la lumière aurorale (non ou peu polarisée) au cours du temps. Lorsque les aurores se font plus brillantes, le *DoLP* observé doit diminuer. A noter alors que pour expliquer les variations d'*AoLP*, soit la lumière aurorale doit être polarisée, soit la direction de polarisation de la diffusion atmosphérique peut tourner subitement.

Enfin, une troisième hypothèse est formulée. La polarisation pourrait venir de lumière aurorale diffusée dans la basse atmosphère. Par exemple, un arc auroral hors de la ligne de visée dont la lumière diffusée sur la ligne de visée à basse altitude peut être mesurée. Dans ce cas, la polarisation ne vient pas directement de l'aurore observée, mais de sa voisine, diffusée le long de la ligne de visée. Cela expliquerait le lien fort entre la polarisation et l'activité géomagnétique. Enfin, ces trois hypothèses, leurs implications et les moyens de vérifier leur validités sont discutés.

En appendice, vous trouverez d'abord la description détaillée du traitement du signal fait par *Petit Cru*. Ensuite, les détails des calculs de géométrie utilisés pour calculer les angles apparents du champ magnétique. Enfin, des premiers calculs utilisés pour

l'estimation de la pollution lumineuse via la diffusion Rayleigh; modèle qui sera discuté plus avant au Chapitre 5.

3.2 Article

L'article suivant a été publié en Juillet 2020 dans le Journal of Space Weather and Space Climate.

Ma contribution est la suivante : en plus d'une part active à la rédaction et discussion des résultats, j'ai développé tous les codes nécessaires pour implémenter le rapatriement et le traitement des données de *Petit Cru*. J'ai aussi participé à la campagne d'observation de Mars 2019 à l'origine de toutes les données présentées ici. Excepté la Figure 1 et l'appendice A, je suis à l'origine de toutes les figures de l'article.

On the nightglow polarisation for space weather exploration

Léo Bosse^{1,*}, Jean Liliensten^{1,5}, Nicolas Gillet², Sylvain Rochat¹, Alain Delboulbé¹, Stephane Curaba¹, Alain Roux¹, Yves Magnard¹, Magnar G. Johnsen⁴, Unni-Pia Løvhaug⁶, Pierre-Olivier Amblard³, Nicolas Le Bihan³, Maxime Nabon¹, Hanane Marif⁷, Frédérique Auriol⁸, and Camille Noûs⁹

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) CNRS – UGA, France

² Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, IRD, IFSTTAR, ISTerre, 38000 Grenoble, France

³ GIPSA-lab, Dept. Images and Signals, UMR CNRS, France

⁴ Tromsø Geophysical Observatory, UiT – the Arctic University of Norway, Tromsø, Norway

⁵ Honorary Astronomer at Royal Observatory of Belgium, Brussels

⁶ Department of Physics and Technology, UiT – the Arctic University of Norway, Tromsø, Norway

⁷ University of Science and Technology Houari Boumediene – USTHB, Faculty of Physics

⁸ Univ. Lille, CNRS, UMR 8518 – LOA – Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59000 Lille, France

⁹ Laboratoire Cogitamus, France

Received 25 February 2020 / Accepted 30 June 2020

Abstract – We present here observations of the polarisation of four auroral lines in the auroral oval and in the polar cusp using a new ground polarimeter called *Petit Cru*. Our results confirm the already known polarisation of the red line, and show for the first time that the three other lines observed here (namely 557.7 nm, 391.4 nm and 427.8 nm) are polarised as well up to a few percent. We show that in several circumstances, this polarisation is linked to the local magnetic activity and to the state of the ionosphere through the electron density measured with EISCAT. However, we also show that the contribution of light pollution from nearby cities via scattering can not be ignored and can play an important role in polarisation measurements. This series of observations questions the geophysical origin of the polarisation. It also leaves open its relation to the magnetic field orientation and to the state of both the upper atmosphere and the troposphere.

Keywords: polarisation / aurora

1 Introduction

Auroral lights are mainly triggered by collisions between electrons and atoms or molecules in the upper atmosphere. The de-excitation of ionospheric (i.e. ions and charged particles) and thermospheric (i.e. neutral particles) generates emissions in many wavelengths. The most prominent being the red, green, blue and purples wavelengths (see Table 1). Duncan (1959) predicted and observed the polarisation of the auroral red line emissions near Sydney, Australia. His results were quickly refuted by Chamberlain (1959), invoking depolarisation through collisions. Attempts to measure the auroral emission polarisation were attempted from the Auroral Observatory in Tromsø, Northern Norway, by Harang (1933) and Harang (1960). In both cases results proved negative, most likely owing to low sensitivity in the instrumentation. Further attempts were left aside until the beginning of the 21st century. Liliensten et al. (2006)

reconsidered this problem and found out that even though a polarisation of 30% as measured by Duncan (1959) seems too high, the refutation by Chamberlain might not fully apply, and that a few percent of polarisation may remain.

A Spectro-Photo-Polarimeter (SPP) was built with the aim of measuring this polarisation from Svalbard Liliensten et al. (2008). The first results were in agreement with the theoretical work of Bommier et al. (2011), allowing a few percent of polarisation in the red line. Indeed, auroral electrons, coming from a preferential direction along the geomagnetic field lines can trigger a dipolar transition of atomic oxygen O, emitting red light polarised parallel to the incoming direction. Incidentally, this work also predicts no polarisation in the green line (557.7 nm, see Table 1), this latter being associated with a quadrupolar transition of O, thus forbidding polarisation.

Through a series of campaigns, several characteristics of the auroral red line polarisation have been revealed.

*Corresponding author: leo.bosse@univ-grenoble-alpes.fr

Table 1. The four main auroral lines studied in this paper and their properties. The width in column 5 corresponds to the spectral size of the instrument interference filters and not to the upper atmospheric emission.

Altitude (km)	Colour	Element	Transition	Wavelength (nm)	Energy threshold (eV)
220	Red	O	1D → 3P	630 ± 1	1.96
110	Green	O	1S → 1D	557.7 ± 5	4.00
80	Blue	N ₂ ⁺	1st negative band	427.8 ± 5	18.75
80	Purple	N ₂ ⁺	1st negative band	391.4 ± 5	18.75

In Lilensten et al. (2016), a Degree of Linear Polarisation (DoLP) between 1% and 12% has been observed in the auroral red line, with an average of about 5%. It is anti-correlated with the line intensity, which was interpreted as an increase in collisions during the aurora. An absolute measure of the Angle of Linear Polarisation (AoLP) was not available with SPP. Nevertheless, variations in the orientation of the observed polarisation were visible, and linked to changes in the DoLP. Following a first theoretical study, the contribution of light pollution from cities and aerosols in the lower atmosphere was considered as negligible (Barthélémy et al., 2011), and polarisation was attributed to upper atmospheric phenomena.

The limitations of the SPP instrument were strong. First it was difficult to access a calibrated angle of polarisation. Second, the instrument was not steerable, making it difficult to sample various azimuths and elevations. Therefore, a new polarimeter called *Petit Cru* was built. It gains in precision, with more reliable measurements, a faster sampling rate and an increased sensitivity in the four wavelengths of interest. It is able to detect very faint airglow and has been calibrated for DoLP values as low as 1%. It also provides an absolute measure of the AoLP, allowing to compare the polarisation orientation with that of geomagnetic field lines. The data processing of *Petit Cru* is based on a lock-in amplifier method (instead of a Fourier analysis for SPP), rendering this new instrument both faster (with real time acquisition and visualisation) and more reliable. Observations that were unreachable before with instruments like SPP are now possible with *Petit Cru*. This paper reports on some unexpected new findings in the polar and auroral zones. In particular we show links between polarised lights properties and independent proxies of the geophysical activity. We also revisit the importance of processes associated with scattering in the lower atmosphere.

We first introduce in Section 2.1 the *Petit Cru* instrument along with the methodology used to recover the properties of polarised light (Sect. 2.2). We also detail the principles for the calculation of the apparent angles of the magnetic field on the instrument (Sect. 2.3) and of the angle polarisation for a Rayleigh scattered light from a point source (Sect. 2.4). We then show our main results (Sect. 3), followed by an extended discussion of their implications (Sect. 4) and by concluding remarks (Sect. 5).

2 Method and instruments

2.1 *Petit Cru* principles

Petit Cru is more than a simple follow on version of the SPP instrument. All the acquisition chain has been reconsidered even

if the basic principle remains the same. In the case of *Petit Cru*, the incoming light first passes through an angle-calibrated polarising filter with an adaptable rotation velocity tunable between 0.5 and 2 Hz. It allows averaging over 2 s in case of a clear night with no aurora in order to still observe the nightglow. It also allows to rotate fast enough so that the auroral conditions may be considered as stationary through one rotation of the polarising filter. It also aims at allowing very fast observations to monitor the dynamics of an aurora if necessary. But turning too fast increases the noise in the measurements. In this article, we use a rotation frequency of 2 Hz. It is a good compromise, catching fast dynamics and allowing signal to noise enhancement by smoothing. The data processing allows to pile up several rotations before determining the polarisation parameters. For the sake of clarity, we chose to compute these parameters on 30 rotations (15 s) for all the data presented in this paper. We checked that this choice does not change any of the features presented in the sequel.

An interference filter selects a wavelength range (any range may be used). Filter properties vary with the temperature, and we avoid measuring a mixture of emissions by using narrow filters. The best way to compensate for such temperature variations is to tilt the filter. A careful calibration (with a calibration lamp) allows to correct this tilt with sufficient precision. We observe the main four auroral lines with interference filters at 630.0 ± 1 nm (red), 577.7 ± 5 nm (green), 427.8 ± 5 nm (blue) and 391.4 ± 5 nm (purple) – see details in Table 1. The thinner ± 1 bandwidth at 630 nm is chosen because the red line is a triplet with emissions at 630.0, 636.4 and 639.2 nm. Such a narrow bandwidth allows to rule out any overlapping with the 636.4 nm emission.

Finally, a Photo-Multiplier (PM) samples the intensity behind these two filters at 1000 Hz with 24 bits. The quantum efficiency of the detector is 40%. The entire wavelength range of all filters have been compared to the photomultiplier sensitivity range to ensure no out of band radiations are detected. The objective lens has a 50 mm aperture and a 150 mm focal length. A diaphragm controls the aperture of the beam line, fixed at 2° in this work. The aperture is defined by a compromise between the signal received and the observed volume. 2° ensure the observed volume does not span over more than 10 km and can be supposed homogeneous. The optical design of *Petit Cru*, together with an on-site picture of the instrument, are shown in Figure 1. The whole optical axis is isolated from the polarising filter to the photomultiplier to ensure no internal reflections of light from outside the field of view. This instrument is low-consumption (>20 W), weights only 4 kg and fits on a camera tripod.

As opposed to the SPP case, we do not count the photons but we directly measure the output current. If the light is not

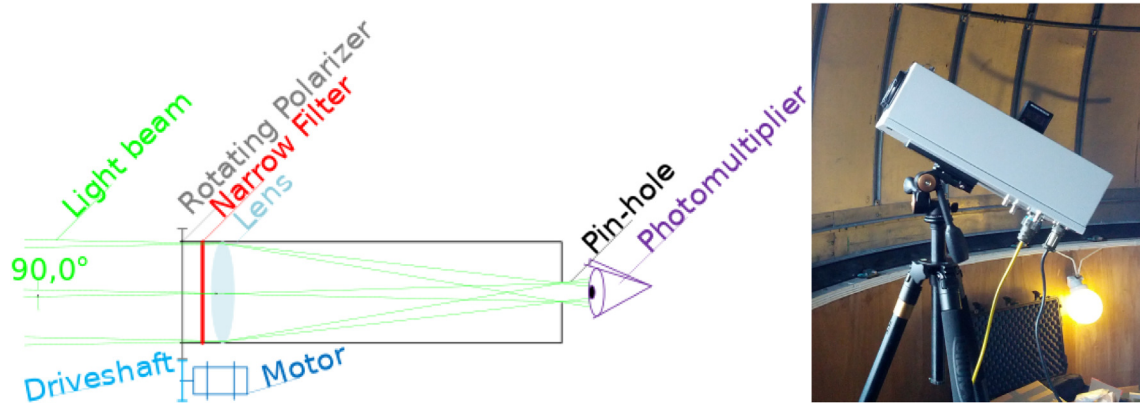


Fig. 1. Optical design (left) and on-site picture (right) of the *Petit Cru* polarimeter.

polarised, then the recorded intensity does not vary over one rotation of the polarising filter. Alternatively, if it is polarised, we see two maxima, and two minima on the light curve. From the phase and amplitude of these variations, one can retrieve the intensity, the DoLP and the AoLP of the incoming light. The lock-in amplifier method (see Appendix A) allows to analyse the signal in real-time.

Petit Cru was calibrated at the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) in Lille (France) with a dedicated calibration facility (Auriol et al., 2008). A “polarising box” is placed in front of an integrating sphere delivering natural, unpolarised light. It controls the DoLP between 0.3% and 60% by tilting two parallel glass slides of known refractive index. The absolute accuracy of the calibration system is estimated to be 0.5% in DoLP. The theoretical DoLP produced by the system is then compared to the measured DoLP of *Petit Cru*. The behaviour of the DoLP measurements is similar in the four wavelengths. When smoothed over 15 s, the measured DoLP tends to minimize the calibration DoLP by a factor 0.01, and can be trusted for DoLP as low as 0.5%. Instrumental polarisation was also tested by rotating the instrument around the optical axis, which does not change the results significantly.

We also checked that *Petit Cru* does not produce any instrumental polarisation. For this, we used two different methods. In the first one, we take off the polarising filter and check that the DoLP is null. In the second method, we use two parallel channels observing the same polarised source, one with a rotating polarising filter and the other without. We could then insure that no instrumental polarisation was created.

Finally, an inter-comparison between SPP and *Petit Cru* has been performed in laboratory conditions and during a field campaign on the red line (the only one observable with SPP). Both instruments give the same DoLP value (within 1%) when *Petit Cru* is degraded to the same sampling rate as SPP – a relatively stronger dynamics is found at high frequencies when *Petit Cru* is used at its full speed, with no bias on the average measurements. The DoLP and AoLP are stable with *Petit Cru* once calibrated. SPP provides the same AoLP when a calibration is performed, but this absolute angle is lost as soon as a shutdown is made. As a consequence, and contrarily to *Petit Cru*, only relative changes in the AoLP can be used with SPP.

When the DoLP is low (below 1%), the AoLP becomes noisy. The spread of the AoLP depends on the sampling rate and how many polarising filter rotations are used to smooth

the data. At 2 Hz, a DoLP of 1% means a spread over more than 50° in the AoLP, rendering it unreadable. But smoothed over 15 s, a DoLP as low as 0.5% induces a maximum spread of 10°. See Appendix A for details on the uncertainty computations.

2.2 Data processing

SPP used a Fourier transform based analysis to retrieve the polarisation properties from the intensity time series. *Petit Cru* now uses a digital lock-in amplifier method, detailed in Appendix A. It has the advantage of being faster, allowing real-time computations. It is also more accurate. This way, only three values are stored in the data base for each rotation of the polarising filter, instead of a thousand.

Here is a brief overview of the process. We consider an incoming polarised light beam of intensity I_0 and DoLP between 0 and 1 (scaled from 0% to 100% in all the graphs of this work) forming an angle AoLP with the vertical (0° being upward, 180° downward). θ_t is the angle of the polarising filter with the vertical at time t . We suppose I_0 , DoLP and AoLP to be stationary over one rotation period of the polarising filter (T_0 is half a second in the current work). The line intensity can be decomposed in two parts: a polarised one which varies as a square cosine of the angle of the rotating polarising filter and an unpolarised part, assumed constant over one rotation. For a total intensity I_0 , the polarised intensity is $I_0^{\text{pola}} = \text{DoLP} \times I_0$ and the unpolarised intensity $I_0^{\text{unpola}} = (1 - \text{DoLP}) \times I_0$.

Passing through the polarising filter, Malus Law predicts that the polarised light intensity becomes $I_t^{\text{pola}} = I_0^{\text{pola}} \cos^2(\theta_t - \text{AoLP})$, while the unpolarised intensity is $I_t^{\text{unpola}} = I_0^{\text{unpola}}/2$. The intensity at any given time t can therefore be written as:

$$I_t = I_t^{\text{pola}} + I_t^{\text{unpola}} = I_0 \left(\text{DoLP} \times \cos^2(\theta_t - \text{AoLP}) + \frac{1 - \text{DoLP}}{2} \right). \quad (1)$$

This allows computing

$$V = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} I_t dt, \quad (2)$$

$$V_c = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} I_t \cos 2\theta_t dt, \quad (3)$$

$$V_s = -\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} I_t \sin 2\theta_t dt. \quad (4)$$

Injecting equation (1) in equations (2)–(4), one deduces the following properties of the incoming light:

$$I_0 = 2V, \quad (5)$$

$$\text{DoLP} = \frac{2}{V} \sqrt{V_c^2 + V_s^2}, \quad (6)$$

$$\text{AoLP} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{V_s}{V_c} \right). \quad (7)$$

To smooth the data over several polarising filter rotations, the correct mathematical way is to average V , V_c and V_s values over the desired number of rotations and then to calculate the corresponding polarisation properties. Post-averaging the DoLP and AoLP would lead to biased estimators that should not be used (see [Appendix A](#)).

2.3 Apparent angle of the magnetic field lines

[Lilensten et al. \(2016\)](#) suggested that the polarisation direction of the auroral red line is parallel to the general incoming direction of the electrons, i.e., globally parallel to the magnetic field lines. No measurements of the local magnetic field are available for these altitudes (80–300 km), but there exist different global models derived from magnetic data. To compare the measured AoLP with the apparent angle of the geomagnetic field, we use the internal magnetic field as modeled by the IGRF ([Thébault et al., 2015](#)) or by CHAOS-6 ([Finlay et al., 2016](#)). Both models lead to very similar apparent angles and are used indifferently. We neglect here the contribution from external magnetic sources. These can change locally the orientation of the total field by a few degrees, but are difficult to accurately recover in auroral regions (e.g. [Finlay et al., 2017](#)). We project the apparent field line at the emission point onto the instrument plane (see [Appendix B](#) for details). We can then compare its orientation with the measured AoLP.

2.4 Rayleigh scattering model

Even in the most remote place, it is very hard to get rid of all light pollution. When this light is scattered in the troposphere, it gets polarised by Rayleigh mechanisms ([Bohren & Huffman, 2008](#)), and may project onto our AoLP and DoLP measurements. In order to evaluate such effects, we consider an unpolarised and isotropic point source at a given distance of the instrument, and compute the AoLP observed by the instrument when this light is scattered in the line of sight. For Rayleigh scattering, the direction of polarisation is perpendicular to the plane defined by the incoming and scattered light trajectories. By construction, this plane can also be defined by the line of sight of the instrument and the direction of the point source. Note that the distance to the source does not matter for the computation of the angle and neither does the point of scattering

along the line of sight. Of course, these parameters are very important to compute the scattered intensity and DoLP, but this would require a much more complicated model, which is out of the scope of the present study. We refer to [Appendix C](#) for the calculations details.

The above framework allows to compare the observed AoLP in simple configurations. This rough estimate of the AoLP is only valid for a localized light pollution source, and does not give access to the DoLP, nor to the intensity of the scattered light. Note finally that such Rayleigh polarisation may also be important when considering an aurora outside the aperture of the beam line, of which the light is scattered in the lower atmosphere and enters the *Petit Cru* instrument. In such a case one would need to abandon the hypothesis of a localized source.

3 Results

In this paper, we focus on two campaigns during winter 2018–2019 at the Skibotn Astronomical Observatory in Norway (69.34812°N, 20.36322°E) and in Ny Alesund, Svalbard (78.92324°N, 11.92286°E). The Skibotn observation site is located 5 km South-West from the village. In Ny Alesund, the instrument is installed on the roof of a building on the South side of the village. Skibotn is located in the auroral zone while Ny Alesund is within the polar cap. [Table 2](#) summarizes the observations considered in this paper. They are taken out of a larger database for being representative of the different behaviors observed, and for summarizing the issues that they raise.

3.1 The polarisation as a tracer of the geophysical activity

We first discuss observations corresponding to cases A to D in [Table 2](#), i.e., in clear sky conditions, with visible auroras, and during which EISCAT and magnetometer data are available. EISCAT is an incoherent scatter radar ([Baron, 1986](#)) located close to Tromsø (Norway, 69.5866°N, 19.2256°E). It is pointing towards the observed emission point. We use it to evaluate the state of the upper atmosphere in the line of sight at the time of our measurements. In particular, it monitors the auroral activity via the electron density. We use this information to check whether or not our polarisation measurements are linked to ionospheric phenomena. We also use ground-based magnetometers that monitor changes in the magnetic activity. Indeed, auroras are most often associated with sudden changes in the magnetic field ([Meek, 1953](#)). We use here the records from the Tromsø Geophysical Observatory ([Johnsen, 2013](#)).

We show in [Figure 2](#) observations corresponding to the four emission lines. For each of them, we show three panels, namely time series of the intensity (top), the DoLP (middle) and the AoLP (bottom). In the top panel, we also show when available the electron density measured by EISCAT at the altitude where the line is emitted (cf. [Table 1](#)). In the middle panel, we superpose to the DoLP the rate of change of the magnetic field measured in Tromsø. We also show in the bottom panels the apparent angle of the magnetic field lines, and the expected angle of polarisation of a scattered light coming from a point source located in the nearest village. For the Skibotn site,

Table 2. List of all observations shown in this work along with parameters and geophysical conditions. This selection represents a subset of our database, pertinent with our understanding and conclusions. “Alm” stands for “Almucantar” which is a circle of constant elevation in the sky. In this case, we simply perform a full rotation at a constant elevation. f10.7 and Ap values are taken respectively from the Space Weather Canada (<https://www.spaceweather.gc.ca/solarflux/sx-en.php>) and the International Service of Geomagnetic Indices websites (http://isgi.unistra.fr/data_plot.php). The last column (Atmospheric conditions) is based on our eye observations, on the all-sky camera archives available here: http://tid.uio.no/plasma/allsky_camera, on the local weather bulletins and when available on the analysis of the local lidar in Ny Alesund.

#	Date (March 2019)	Location	Time (UT)	Length	Wavelength (nm)	Azimuth (°)	Elevation (°)	f10.7 (sfu)	Ap	Atmospheric conditions
A	7th	Skibotn	18:46	1 h 08	630.0	164	45	69.9	12	Clear sky, auroral activity
B			20:34	30 min	557.7					
C			21:09	46 min	427.8					
D			23:14	50 min	391.4					
E	8th	Skibotn	20:37	29 min	557.7	164	45	70.7	2	Cloudy, no auroral activity
F	3rd	Ny Alesund	22:03	45 min	630.0	Alm	30	69.2	7	Clear sky, small auroral activity
G	8th	Skibotn	02:12	7 min	427.8	Alm	45	68.9	12	Clear sky, small auroral activity
H	9th		21:47	7 min				69.7	9	Cloudy, no auroral activity
I	8th	Skibotn	00:32	7 min	391.4	Alm	45	68.9	12	Clear sky, auroral activity

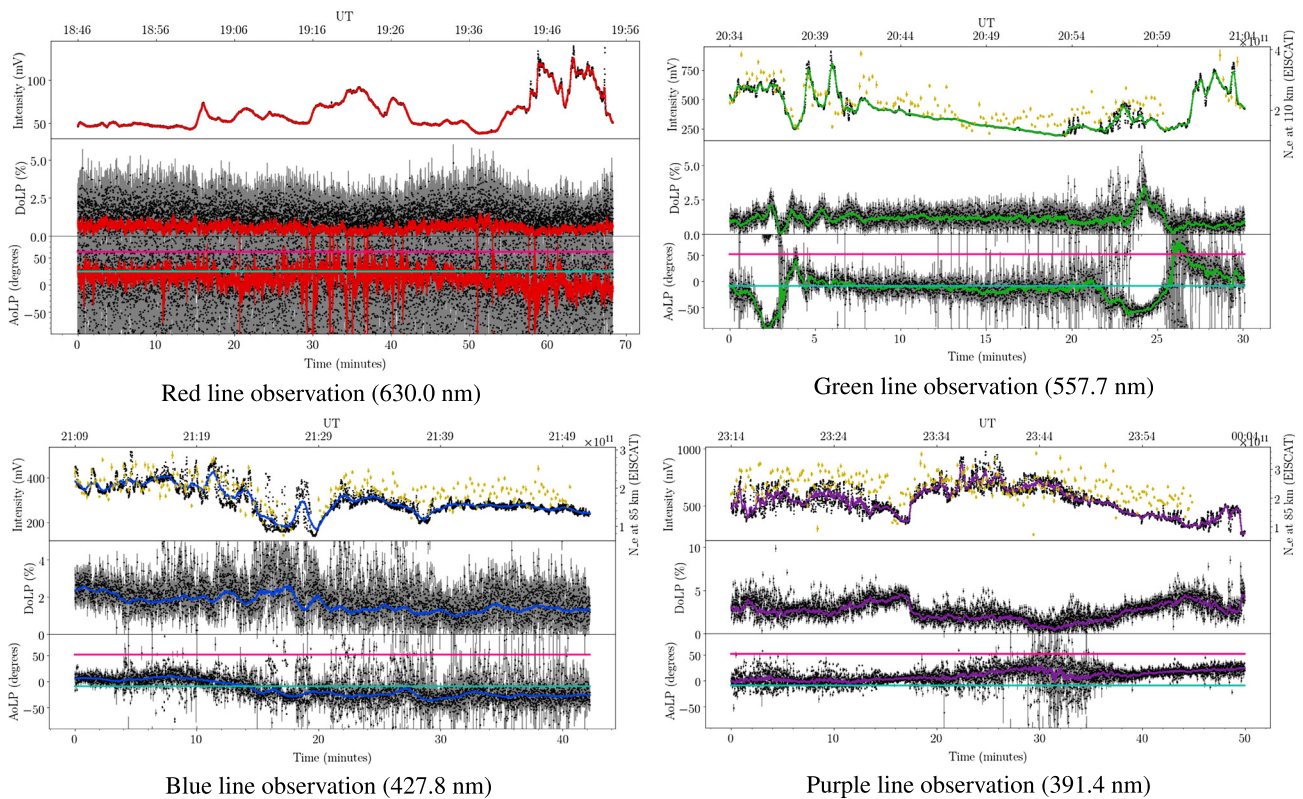


Fig. 2. Polarisation as observed in four wavelengths near Skibotn, Norway on March 7, 2019. *Petit Cru* is at 164° in azimuth and 45° in elevation. Several filters were used to observe the red (top left), green (top right), blue (bottom left) and purple (bottom right) lines. In black are shown the raw data along with the associated error bars in grey. The color lines (red, green, blue, purple) show the corresponding observed wavelengths smoothed over 15 s and their error bars in the same color. For all 4 wavelengths are given (from top to bottom) the observed intensity (in mV), the DoLP (in %) and the AoLP (in degrees). The intensity can not be compared between two different colors (due to different filters). When available, electron density at the point of emission is shown in yellow on top of the intensity. The rate of change of the horizontal component of the magnetic field in Tromsø is given in yellow on top of the DoLP. We also show, superimposed with the AoLP, the apparent angle of the magnetic field lines (in cyan) and the expected AoLP for scattered light for a artificial source point in Skibotn (in pink).

we locate the point source at azimuth -45° (North-West) and elevation 0° . For Ny Alesund, the point source has azimuth 0° (North) and elevation 0° . Since the AoLP is cyclic in the interval $[-90^\circ; 90^\circ]$, error bars extending outside the visible range of the graph are reported by hand on the other side of the interval for every figure of the present work.

The red line (Fig. 2, top left) is observed at the beginning of the night, with EISCAT data not yet available. The DoLP, here always around 0.5%, is significantly weaker than in previous measurements by Liliensten et al. (2016) with SPP. We can nevertheless see small increase up to 1% around 19:36 UT. The magnetometer in Tromsø does not record large variations (<0.5 nT/s) compared to the rest of the night, but bright auroras were visible all over the sky between 19 h and 20 h UT, which can be seen in the doubling of the intensity. The raw AoLP is not defined due to the low DoLP as discussed in Section 2.1 and Appendix A. Once smoothed over 15 s, it is however centered on the apparent angle of the magnetic field lines ($<50^\circ$ away), and does not correspond to the angle expected from Rayleigh scattering with a source located over the village of Skibotn.

Observations in the green line (Fig. 2, top right) record two short auroral events in the line of sight, which occur during the first and last 10 min, with a low activity in between. These are visible in both the variations of the intensity, the electron density and the magnetometer data. One can note the correlation between the observed intensity and the electron density as measured by EISCAT, which confirms a thermospheric contribution in the data. However, it does not rule out the possibility of a constant scattered light contribution in the foreground. The DoLP is significant, with values as high as 4%, i.e., far above the calibration threshold. This raises an important question since this line is theoretically not polarisable (Bommier et al., 2011). Fluctuations in the DoLP are seen during both events, while a stable DoLP around 1% is found during the quiet period in between. The AoLP evolves in a similar way during both perturbations periods, and aligns with the apparent angle of the magnetic field in between. The above observations link the polarisation properties to the auroral activity via the clear correlation between the variations of the polarisation properties and the presence of auroras in the line of sight. However this does not necessarily mean that the auroral light is polarised at the source.

Observations in the blue line lead to similar conclusions (Fig. 2, bottom left). Changes in the intensity are correlated with the electron density variations recorded with EISCAT. Furthermore, they are concomitant with high magnetic variability (up to 2 nT/s around 21:30 UT). These links show again an ionospheric contribution, confirming that the variations in intensity are due to upper atmospheric phenomena. This is the first record of a polarised ionospheric emission, since SPP could only observe the thermosphere through the red line. The DoLP evolves around 2% during the whole observation period, with variations anti-correlated to the intensity between 10 and 25 min after the start of the record. The AoLP is relatively stable during the first 10 min (resp. the last 25 min), and slightly above (resp. below) the apparent angle of the magnetic field. The shift between these two average positions occurs as the auroral activity peaks.

Finally, the last record in the purple line (Fig. 2, bottom right) shows an intensity that also varies with the electron density, again confirming a contribution from the ionosphere.

The link with magnetic activity is however less clear than for the blue and green line. The DoLP reaches values as high as 5%, and is anti-correlated with the intensity (see for instance the remarkable sharp change about 17 min after the start of the record). The AoLP starts almost aligned with the magnetic field lines, and then slowly turns away from this position over the observation time-span. It ends up approximately 25° away from both the field lines orientation and the expected angle for a possible light pollution.

Variations in intensity seem often related to changes in the DoLP. As an example, an anti-correlation is particularly clear for the purple line in Figure 2, and it can also be found at some times with observations in the blue and red lines. If it does not show up in the green line for the case shown in Figure 2, this anti-correlation has been observed in several occurrences in all four wavelengths, and was first put to the fore by Liliensten et al. (2013) in the red.

Similar observations were conducted the day after (March 8, case E), when the magnetic activity was low and a thick layer of clouds was hiding the stars. Figure 3 shows the results obtained for the green line (it is representative of the other lines). As for the above clear sky observations, the electron density measured with EISCAT at 110 km height and the magnetic field variations are superimposed. Variations in intensity and DoLP are correlated, but cannot be linked to the magnetic and auroral activity. It is different from a cloudless observation where the DoLP and intensity often (but not always) show anti-correlation (Fig. 2). The DoLP values are comparable with what is seen during an aurora (between 0.5% and 3%). The AoLP is constant throughout the observation period, and aligned neither to the magnetic field lines nor to the polarisation expected for Rayleigh scattering of Skibotn lights. We interpret these bursts in intensity and DoLP as being due to changing cloud conditions.

Several features can be emphasized at this point, common to all observations. First, during more than 3 h almost continuously, we have recorded significant DoLP changes under auroral conditions. With clear sky, all four wavelengths are polarised with a minimum DoLP of 0.5% in the red line. For the three others, a DoLP over 1% is maintained over 30 min of observation, with a maximum of 5% in the purple line. During auroral events, variations in intensity, DoLP and AoLP are correlated to magnetic activity and electron density at the emission, confirming a contribution of the upper atmosphere in the polarisation. As all four wavelengths are polarised, this concerns both the thermosphere (red and green line) and the ionosphere (blue and purple line). Variations in the DoLP and AoLP occur during auroral events. Such changes are linked to the local magnetic activity. This is particularly visible during the first and last 10 min of the green line record. The AoLP is well defined for the green, blue and purple observation. If slow variations in the AoLP lead to departure by more than $\approx 20^\circ$ from the apparent angle of the magnetic field lines for the blue and purple observations, some very dynamic fluctuations, as large as $\approx 70^\circ$, are seen during two events on the green record. These variations can not be explained by variations in the magnetic field orientation alone. It may be due to the apparitions of electric field and small scale currents in the upper atmosphere during active times. During this clear-sky observation in the green, we observed twice the same behavior. This is remarkable and could suggest the same phenomenon happened twice.

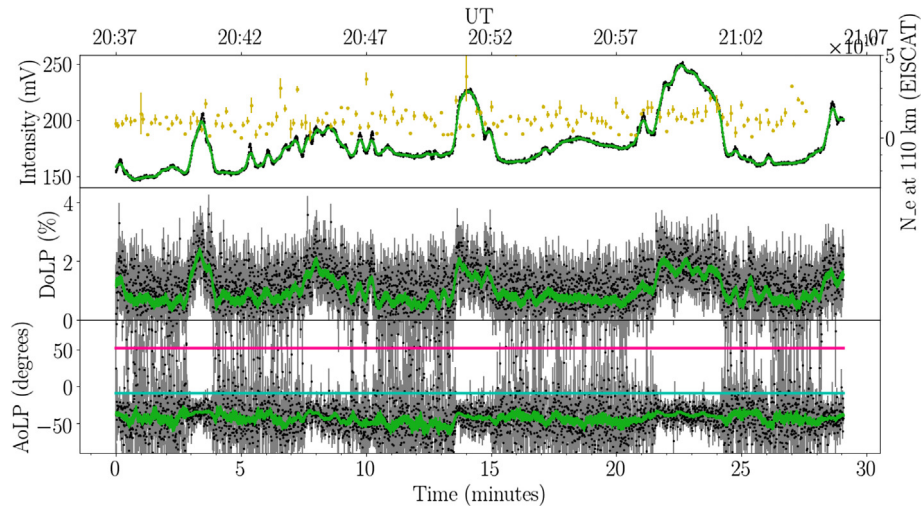


Fig. 3. Green line observation near Skibotn on March 8, 2019, during a cloudy night with low magnetic activity. In black are shown the raw data along with the associated error bars in grey, and in green the smoothed data over 15 s. From top to bottom: the observed intensity (in mV), the DoLP (in %) and the AoLP (in degrees). Electron density at the point of emission is shown in yellow on top of the intensity. The rate of change of the horizontal component of the magnetic field in Tromsø is given in yellow on top of the DoLP. We also show, superimposed with the AoLP, the apparent angle of the magnetic field lines (in cyan) and the expected AoLP for scattered light for a artificial source point in Skibotn (in pink).

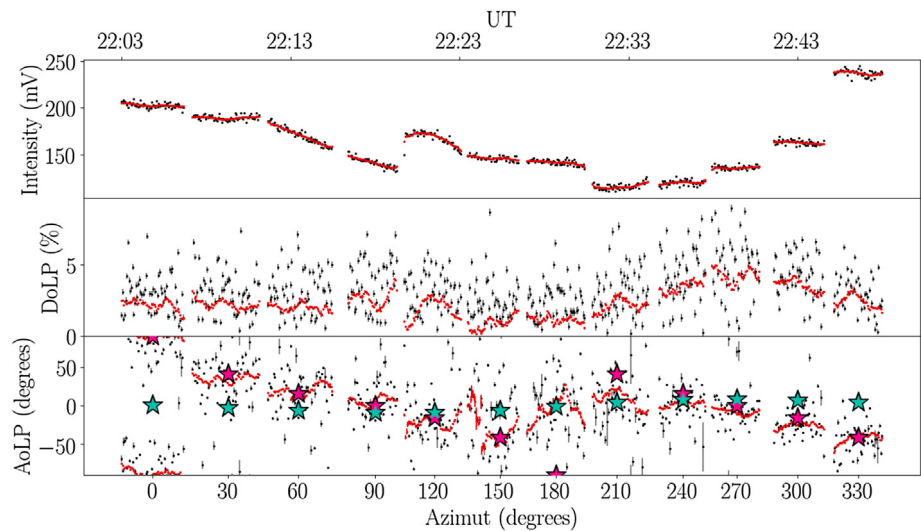


Fig. 4. Red line observation in Ny Alesund on March 3, 2019. We observe at a fixed elevation of 30°, and perform 12 measures at different azimuths (North is 0, and we turn clockwise to the East by steps of 30°). In black are shown the raw data along with the associated error bars in grey, and in red the smoothed data over 15 s. From top to bottom: the observed intensity (in mV), the DoLP (in %) and the AoLP (in degrees). We also show, superimposed with the AoLP, the apparent angle of the magnetic field lines (cyan stars) and the expected AoLP for scattered light for a artificial source point in Ny Alesund, North of the instrument (pink stars).

Finally, the expected angle of polarisation for a point source located in Skibotn does not match the observed AoLP in any of the above observations, even in the presence of clouds. We note that the instrument points the same fixed point in the sky during the entire observation. Since the modeled magnetic field is constant throughout the time period and the direction of the nearest village does not move, the apparent angle of the magnetic field lines and the expected angle for Rayleigh scattering do not change over the whole observation period. Here, both angles are separated by 60°, which is enough to differentiate them.

However, it is not always the case, and these angles are sometimes too close to be properly distinguished with our instrument (under 10° of separation). We can see this with the almucantar scans performed in Figures 4 and 5: the two angles intersect twice during a whole rotation of the instrument. The existence of an other source of light that, once Rayleigh scattered, would carry an AoLP ambiguous with the apparent angle of the magnetic field lines, can not be neglected. Such a configuration is however not trivial to clearly define, in comparison with that of the nearest village (Skibotn) used in Figures 4 and 5.

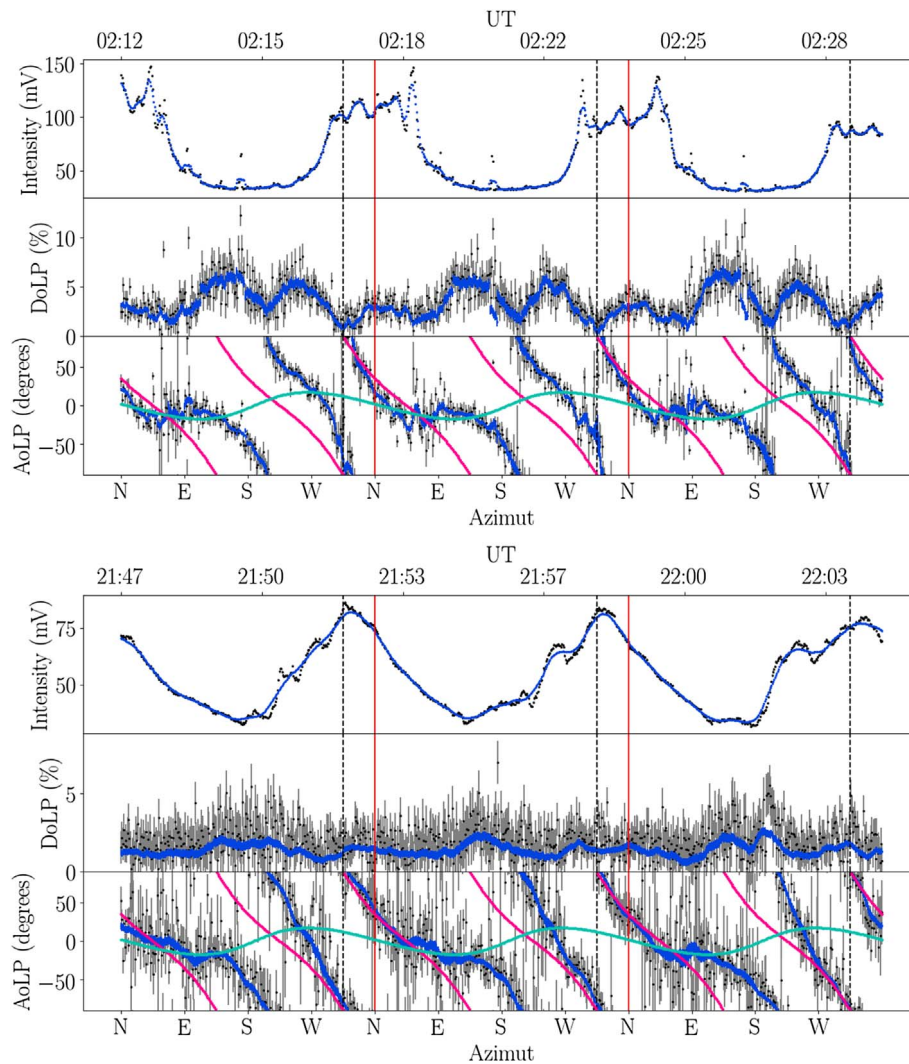


Fig. 5. Blue line observation in Skibotn on March 8, 2019 (top, clear sky) and March 9, 2019 (bottom, cloudy conditions), corresponding to cases G and H. We observe at a fixed elevation of 45° , and rotate the instrument (fixed on the observatory dome) clockwise starting North, following the same almucantar. Each passage to the North is marked by a vertical red line, and the direction of Skibotn is indicated by the dotted vertical line. In black are the raw data along with the associated error bars in grey, and in blue the smoothed data over 15 s. From top to bottom: the observed intensity (in mV), the DoLP (in %) and the AoLP (in degrees). We also show, superimposed with the AoLP, the apparent angle of the magnetic field lines (cyan) and the expected AoLP for scattered light for an artificial source point in Skibotn (pink).

One can think here about reflections on the snow or bright auroras outside the line of sight, as discussed in Section 3.3. In order to validate the previous observations, we examine below other possible sources of polarisation.

3.2 The polarisation as an effect of scattering of a secondary source

A possible cause of polarisation is the contribution from nearby village lights scattered by the atmosphere in the line of sight. Barthélémy et al. (2011) considered this source based on a bibliographic study, and concluded that this effect was negligible. Therefore, it was put aside in later studies related to SPP (e.g. Lilén et al., 2016). However, we show below that Rayleigh scattered light most likely imprints our observations, and that one must consider the effect from some indirect source(s) of light.

Figure 4 shows an observation of the red line with *Petit Cru* from Ny Alesund on March 3, 2019 in clear sky with faint auroras visible North-West on the horizon. Twelve measurements of a few minutes each are taken at a fixed elevation of 30° , varying the azimuths, starting North (azimuth 0°), and turning clockwise by steps of 30° towards East. The whole observation takes about 45 min, during which the auroral activity was low and the sky was clear, such that recorded variations are likely related to the direction of observation and not to the time delay. The intensity is almost twice as large to the North than at its minimum to the South-West. This behavior corresponds to the azimuth both of the auroras and of the main village lamps. Over the entire rotation, the DoLP evolves around 1% and 2%, with a maximum up to 5% to the West. The AoLP starts at 90° and turns 180° over the whole rotation of the instrument. It turns continuously at each step, except between azimuth 150 and

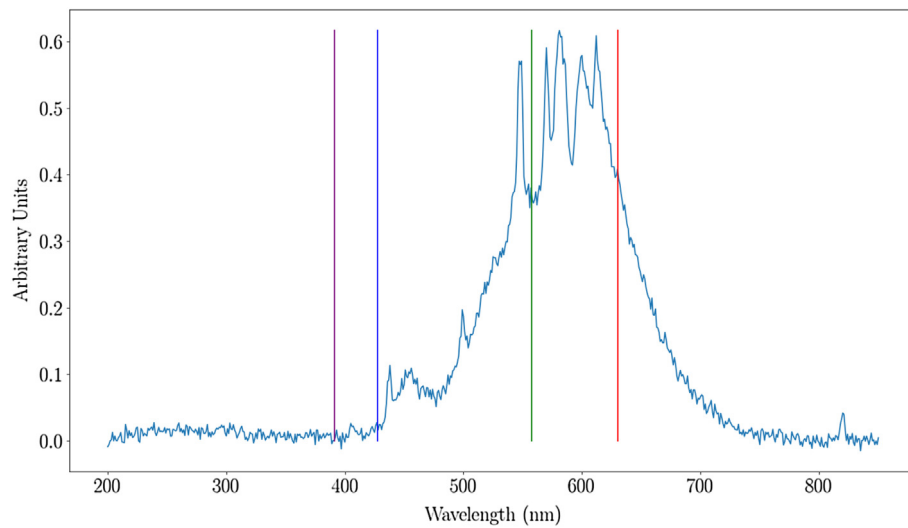


Fig. 6. Average lamp spectral emission in Skibotn. The average of 7 spectra from different lamps is shown (in arbitrary units), as well as the position of the four wavelength observed by *Petit Cru*. Each individual spectrum was not calibrated in intensity. The lamps emission is negligible below 400 nm, leaving the auroral purple line undisturbed.

240 where it is less well defined and seems to stay constant around 0° . Contrarily to the apparent angle of magnetic field line, the expected AoLP for a source point Northward (corresponding to Ny Alesund lamps) fits the observed AoLP – except to the South. The observed AoLP generally matches the expectations for light pollution, and does not coincide with the magnetic field orientation. From this, there is no doubt that the polarisation observed is due to the lamps from Ny Alesund. Only when the village is in our back (pointing southward) can the polarisation be due to another source. However, with such a low DoLP ($<1\%$) and a short observation time with SPP, any conclusion remains uncertain.

Figure 5 shows two observations of the blue line taken two days apart in Skibotn, one with a clear sky and auroral activity (case G), the other with a thick cloud cover (case H). Three rotations were performed following a same almucantar. With *Petit Cru* attached to the observatory dome, we turn at a constant rate (one rotation takes $2'25''$), with a fixed elevation of 45° . In both cases G and H the intensities are doubled around the Northern direction (the direction of the most intense auroras in case G, and of Skibotn in case H). However, the shapes of the time-series differ between the two observations. The DoLP in the presence of auroras shows three local maxima per rotation, around 5% of polarisation (against 1% for the minima). Instead in the presence of clouds, variations are less clear, and the DoLP is weaker ($<2.5\%$).

Nevertheless, the AoLP behaves in a similar manner in both cases. During one almucantar scan, the angle of polarisation performs one entire rotation. The two jumps from -90° to 90° is a graphical artifact (because the direction of polarisation is the same modulo 180°). At these latitudes, such a behaviour is expected for polarisation coming from a Rayleigh scattered source. The apparent angle of the magnetic field lines encompasses a much more reduced range of orientations. Nonetheless, it appears that a source located on the ground at Skibotn does not match the observed AoLP over the entire almucantar scan in both cases. The prediction for an artificial source and the observations

are off by 50° during half of the rotation and does not explain the plateau in the observed AoLP seen to the North-East.

If none of the models predicts convincingly the recorded AoLP, the behaviour of the Rayleigh scattered source is much closer than that of the apparent angle of the magnetic field lines. Furthermore, if the polarisation behaves the same way in a clear and cloudy sky, it can not be expected to come from the upper atmosphere. It is plausible that the simple model of point source emission is not complete enough. In this case, a more accurate model might help us discriminate the contribution of light pollution on the polarisation records.

Moreover, another issue deserves to be emphasized. In order to assess the influence of the village lights on our polarisation measurements, we show a spectral measurement of the village lamps (Fig. 6). It gives an idea of the light pollution spectrum in the observation area. Rayleigh scattering is an elastic process, so that the spectral shape does not change after emission. We observe that the minimum wavelength from the village lamps is above 400 nm, thus leaving the 391 nm line unpolluted. The measurement is not radiometrically calibrated, but there should be no Rayleigh scattered purple light from Skibotn. Furthermore, Skibotn is a small village with few (if any) car traffic at night. The street lamps remain on all night, with absolutely no variation. Therefore, the dynamics revealed in Section 3.1 in the polarisation measurement cannot be attributed to this polluting source.

We show that our polarisation measurements can be and are affected by artificial sources. The DoLP observed in the two cases G and H is of the same magnitude as observed in the Section 3.1 (i.e. a few percent). Contrarily to what was previously thought (e.g. Lilensten et al., 2016), scattering can not be neglected. Recently, Barthélémy et al. (2019) claimed to have observed the blue line polarisation with a dedicated instrument at the same field station in Skibotn. Their instrument was pointing straight above Skibotn. Moreover, its data processing was based on the assumption that the green line is not polarised, in order to self-calibrate the instrument. We have seen that this

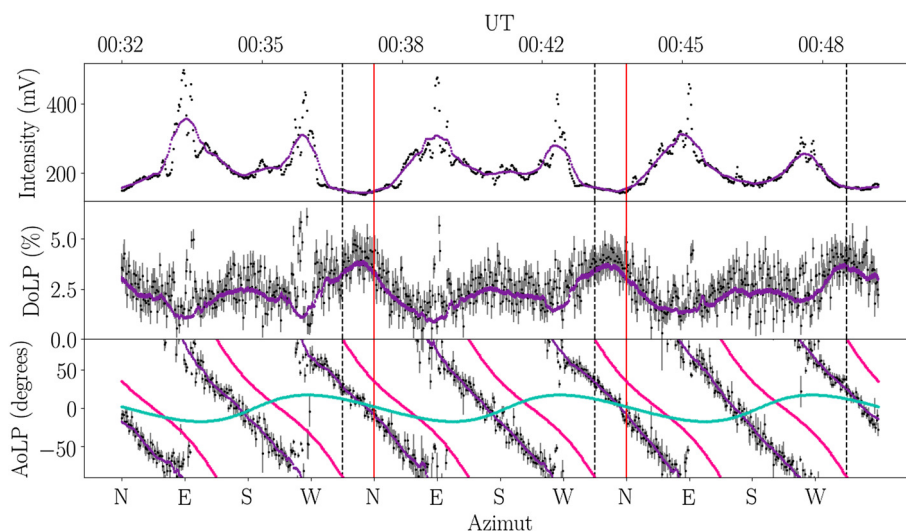


Fig. 7. Purple line observation in Skibotn on March 7, 2019. We observe at a fixed elevation of 45° , and rotate the instrument (fixed on the observatory dome) clockwise starting North, following the same almucantar. Each passage to the North is marked by a vertical red line, and the direction of Skibotn is indicated by the dotted vertical line. In black are the raw data along with the associated error bars in grey, and in blue the smoothed data over 15 s. From top to bottom: the observed intensity (in mV), the DoLP (in %) and the AoLP (in degrees). We also show, superimposed with the AoLP, the apparent angle of the magnetic field lines (cyan) and the expected AoLP for scattered light for a artificial source point in Skibotn (pink).

last assumption is not valid (whatever the polarisation source). From the present study, we can now insure that the interpretation of the observations by Barthélémy et al. (2019) should be revisited. It is very likely that their detected polarisation was to some extent driven by scattering from the village lamps.

The effect of the artificial sources is complex and is not entirely predicted by our model. Still, the Skibotn site does not seem to be affected for every observation directions and all observations can not be explained with artificial sources polarisation via scattering. Moreover, the purple line is exempt of any artificial contribution from village lights and the dynamics of the polarisation observations cannot be attributed to Skibotn light pollution.

3.3 The polarisation as an effect of the scattering of a geophysical signal

From the last section we conclude that if light pollution cannot be neglected easily, all behaviours cannot be explained by scattering from artificial source alone. Figure 7 shows a rotation in purple with again a different behaviour. The intensity shows two peaks towards the East and West, where an auroral arc was present at the time of the observation. The DoLP is anti-correlated with the intensity between 1% at the minima and up to 4% at the maxima. The AoLP varies regularly, performing a full rotation of 360° over one almucantar scan. The expected AoLP for a point source in Skibotn is always turned 30° away from the expected AoLP due to a source in Skibotn. To correct this effect, we have to put the artificial source 65° of Skibotn, at an azimuth of -110° . The observed AoLP does not seem to be affected when crossing in the aurora.

Since the Skibotn lamp spectra have no purple emission (see above), and assuming that the polarised light does not come directly from the aurora, and that Skibotn does not interfere with

the measurements, then another source is required. A possibility is that an aurora occurring outside of the line of sight is scattered in the instrument beam-line by the lower atmosphere. If the scattered intensity is high enough, this would induce a measured polarisation linked to the magnetic activity. Auroras are most often dynamic and not comparable to localized sources, and we cannot today predict their effect on the polarisation measurements if scattered in the lower atmosphere. Barthélémy et al. (2011) considered this possibility but concluded that scattered light contribution from a diffuse aurora was negligible. Their modeling was based on the Rayleigh scattering equations, applied to an all sky camera image during a large diffuse aurora. A full description of the effect of an extended and dynamical auroral source out of the field of view requests however a much more complex approach taking into account light transport through a modeled atmosphere. This is out of scope of the present study, but should be thoroughly considered in the future.

3.4 The polarisation as an effect of Faraday rotation

In search of phenomena interacting with the auroral light polarisation, we look into the Faraday effect and how it affects the AoLP through the ionosphere (Hatanaka, 1956; Daniels & Bauer, 1959). Electromagnetic waves propagating in any ionized medium undergo a rotation of polarised components of the electric field, known as Faraday effect. It is an interaction between the wave and the magnetic field of the medium. Linearly polarised electromagnetic waves crossing the ionosphere are also subject to Faraday effect. Due to the presence of free electrons (heavier ions are considered immobile), the ionosphere can support only two modes of circular polarisation right and left (only the geomagnetic field is taken into account; the magnetic field of the wave is neglected in the non-relativist limit). At the edge of the ionosphere, the electromagnetic wave

decomposes into two circular polarised components. Each one propagates with a velocity slightly different from the other so that at the end, they recombine giving a linearly polarised wave but whose polarisation plane have undergone a rotation angle Ω relative to the polarisation plane of the incident wave. Faraday rotation angle (in degree) can be estimated (Jehle et al., 2009) as

$$\Omega = \frac{2.36510^4 \lambda^2}{c^2} B_{\parallel} \int_0^h N_e dh = \frac{2.36510^4}{f^2} VTEC \frac{1}{\cos \gamma} B_{\parallel}, \quad (8)$$

where B_{\parallel} (in Teslas) is the mean geomagnetic field in the line of sight of the instrument (inside the crossed part of the ionosphere), c is the speed of light, λ is the wavelength, f (in GHz) is the wave frequency, VTEC (in TECU so that 1 TECU = 10^{16} electron/m²) is the vertical total electron content and $1/\cos \gamma$ is the factor which converts the VTEC to the TEC along the wave propagation direction.

If we take into account that our measurements concern waves in the visible range of the electromagnetic spectrum ($f \in [3.8, 7.9]10^5$ GHz), a TEC of the order of 10^3 TECU, and B_{\parallel} of the order of 50 μ T, a simple numerical estimate indicate that Ω is less than one tenth of a degree.

4 Discussion

Our results show a large variety of behaviours of the recorded polarisation in a natural environment, and raise many questions. All four wavelengths observed by our instrument are polarised. Is this characteristic of auroral emissions or common to all wavelength? We clearly link the polarisation behaviour to the auroral activity. However, is the polarisation coming from the emission itself or is the light polarised along the way?

4.1 How is the green light polarised?

From Bommier et al. (2011), we expect the green auroral line to be unpolarised at the emission. However, the green line is polarised when entering our instrument. Two options are plausible. Either, there is a way to polarise the green line at the emission, which is not predicted by our current knowledge of the atomic oxygen model. In that case, we can use it to study the upper atmosphere, like the other auroral lines. Alternatively, the polarisation comes from somewhere else and the only way we can think of is through scattering.

As we have shown, the closest village can not by itself explain all polarisation behaviour (in particular for the purple line). An other source is needed, like an aurora outside the line of sight, or something else altogether. Anyhow, if the polarisation comes from the lower atmosphere, one of the four lines could be used to monitor its contribution. Indeed, with a proper scattering model linking the polarisation properties of all four lines, one could imagine characterizing and subtracting the lower atmosphere contribution. This could allow observations in more places, without such strong criteria about light pollution.

4.2 Ionospheric applications of polarisation

In cases were lower atmosphere contributions were to be negligible (or modeled), the observed polarisation is due to upper atmospheric phenomena. Our first guess was the

alignment of the AoLP and the magnetic field lines. During periods of magnetic auroral activity, the magnetic field angle can vary on the order of a few percent. Even if the relation between the variations in strength and the apparent direction on the instrument is not linear, it is hard to explain such large and long variations of the AoLP. However, the flow of electrons exciting the upper atmosphere does not have to always be aligned on the magnetic field. For example an electric field could be strong enough to steer them around. In that case, the polarisation is not expected to follow magnetic field lines, but can vary with the ionospheric currents. This possibility will be explored in the future.

4.3 The tropospheric applications of polarisation

Another possibility could explain at least part of our observations: the polarisation could be affected when crossing the lower atmosphere. Several mechanisms may compete. The first one is the presence of aerosols. An aerosol is a suspension of fine solid particles or liquid droplets in the air. They are measured in particular with Lidars (Ferrero et al., 2019). Lidars measure backscatter and extinction coefficients but also the polarisation of light, the later providing an information on the shape of the particles.

There is a Lidar in Ny Alesund owned by the Alfred Wegener Institute Helmholtz, center for Polar and Marine Research/AWI, Department of Atmospheric Circulation. We tried to compare its measurements with our polarisation measurements. Unfortunately, we could only find very sparse times with coordinated operation, not enough to conclude about this effect. The operator of the Lidar, Christoph Ritter (personal communication), mentioned to us: "In total the aerosol load in the Arctic is quite low and it is clearer in autumns and more polluted in spring (Zielinski et al., 2020). Hence if aerosol were the reason I would expect that you see in spring on more days more erratic polarisation than in autumn." This is no proof that the aerosols can be excluded. In particular, should they play a role, this polarisation technique would open a new way to measure them. Indeed, there is no way to measure their presence and characteristics at night over a large area with a passive experiment. In our case, we use the nightglow (which exists at all latitudes) as a projector and measure its deformation to induce the atmospheric properties. Therefore, it is of great importance in the frame of air pollution studies to keep exploring this way.

Christoph Ritter also mentions: "If phenomena like this were to disturb your measurements I would speculate that this would give an erratic deviation to the polarisation you are expecting and not a constant offset". That is indeed true since the aerosols move permanently in any direction, changing randomly the polarisation angle, and thus providing a strong argument against their implication. Finally, their presence lasts for hours and can hardly explain our rapid variations (Zielinski et al., 2020).

Apart from aerosol, we sometimes see in the Arctic spurious ice crystals or even thin cirrus clouds through which the aurora are still visible (Cai et al., 2011). They are optically thin (low backscatter and extinction) but they do change the polarisation. The time scale may be of the order of a few seconds. In the few times when we could compare our measurements with that of the Lidar, we saw however no trace of such ice crystals nor

cirrus clouds. Again, this does not fully rule out these assumptions, which must be explored further, but it gives more weight on a polarisation originating directly at the light emission in the upper atmosphere (if not Rayleigh diffused).

5 Conclusion

Observations with the new instrument uncovered a lot of unexpected results, making the interpretations more complex and subtle compared to what was seen previously with SPP or by Barthélémy et al. (2019). Measures show very different behaviours of the polarisation through time, and for the several wavelengths. The anti-correlation between intensity and DoLP is still visible in most of the records. Several sources can induce polarisation in our signal, that are not always easy to disentangle. There is still the possibility of a direct polarisation from the aurora, but as well from scattering of village lights in the lower atmosphere, or scattering of auroral lights themselves. The difficulty lies in the fact that the physics behind the nightglow polarisation is not perfectly understood, and modelling the expected polarisation is still at a premature stage. The ionosphere is a dynamical environment and we are not sure what to expect from direct polarisation. To discriminate between these three sources, we are working on multi instrumental observations, using the EISCAT antenna, Lidar measurements of the aerosols and a radiative transfer model of the troposphere contribution using all-sky camera data. We also develop multi-channels instruments with an integrated wide field camera. In the future, polarisation could become an observable of the upper and lower atmosphere. On the one hand it could help to observe magnetic field and/or currents in the ionosphere, or alternatively to provide information on aerosols or light pollution in the troposphere.

Acknowledgements. This work was partly funded by the French polar institute IPEV under program POLARLIS 3, number 1026. It was also funded by the Prematuration CNRS program and by the Maturation program CM180023, project PTCU Number 180018 M from the SATT company Link-sium. EISCAT is an international association supported by research organisations in China (CRIRP), Finland (SA), Japan (NIPR and ISEE), Norway (NFR), Sweden (VR), and the United Kingdom (UKRI). This work was supported by the Programme National PNST of CNRS/INSU co-funded by CNES and CEA. The polarimeter is patented by the CNRS and valorised by Link-sium (international patent number 1873378). We also want to thank the University of Oslo for providing the all-sky images through their webpage.

The editor thanks Frans Snik and Fred Sigernes for their assistance in evaluating this paper.

References

- Auriol F, Léon J-F, Balois J-Y, Verwaerde C, François P, et al. 2008. Multidirectional visible and shortwave infrared polarimeter for atmospheric aerosol and cloud observation: OSIRIS (Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum). In: Larar AM, Lynch MJ, Suzuki M (Eds.) *Multispectral, hyperspectral, and ultraspectral remote sensing technology, techniques, and applications II*, Vol 7149, International Society for Optics and Photonics, SPIE. pp. 235–246. <https://doi.org/10.1117/12.806421>.
- Baron M. 1986. EISCAT Progress 1983–1985. *J Atmos Terr Phys* **48** (9–10): 767–772. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(86\)90050-4](https://doi.org/10.1016/0021-9169(86)90050-4).
- Barthélémy M, Lilensten J, Pitout F, Simon Wedlund C, Thissen R, et al. 2011. Polarisation in the auroral red line during coordinated EISCAT Svalbard Radar/optical experiments. *Ann Geophys* **29**(6): 1101–1112. <https://doi.org/10.5194/angeo-29-1101-2011>.
- Barthélémy M, Lamy H, Vialatte A, Johnsen MG, Cessateur G, Zaourar N. 2019. Measurement of the polarisation in the auroral N₂⁺ 427.8 nm band. *J Space Weather Space Clim* **9**: A26. <https://doi.org/10.1051/swsc/2019024>.
- Bohren CF, Huffman DR. 2008. *Absorption and scattering of light by small particles (e-book)*. John Wiley & Sons. ISBN 978-3-527-61816-3.
- Bommier V, Sahal-Bréchet S, Dubau J, Cornille M. 2011. The theoretical impact polarization of the O I 6300 Å red line of earth aurorae. *Ann Geophys* **29**(1): 71–79. <https://doi.org/10.5194/angeo-29-71-2011>.
- Cai H, Zhou R, Fu Y. 2011. Cloud-aerosol lidar with orthogonal polarisation detection of aerosol optical properties after a crop burning case. *Clim Environ Res* **16**: 469–478.
- Chamberlain J. 1959. On the polarisation of the oxygen red line in aurorae. *Planet Space Sci* **2**(1): 73–75. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(59\)90063-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(59)90063-7).
- Daniels FB, Bauer SJ. 1959. The ionospheric Faraday effect and its applications. *J Franklin Ins* **267**(3): 187–200. [https://doi.org/10.1016/0016-0032\(59\)90133-4](https://doi.org/10.1016/0016-0032(59)90133-4).
- Duncan R. 1959. polarisation of the red oxygen auroral line. *Planet Space Sci* **1**(2): 112–114. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(59\)90006-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(59)90006-6).
- Ferrero L, Ritter C, Cappelletti D, Moroni B, Monik G, et al. 2019. Aerosol optical properties in the Arctic: The role of aerosol chemistry and dust composition in a closure experiment between Lidar and tethered balloon vertical profiles. *Sci Total Environ* **686**: 452–467. <https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2019.05.399>.
- Finlay CC, Olsen N, Kotsiaros S, Gillet N, Tøffner-Clausen L. 2016. Recent geomagnetic secular variation from Swarm and ground observatories as estimated in the CHAOS-6 geomagnetic field model. *Earth Planets Space* **68**(1): 112. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0486-1>.
- Finlay C, Lesur V, Thébaud E, Vervelidou F, Morschhauser A, Shore R. 2017. Challenges handling magnetospheric and ionospheric signals in internal geomagnetic field modelling. *Space Sci Rev* **206**: 157–189. <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0285-9>.
- Harang L. 1933. Eine Untersuchung der Polarisation des Nordlichtes. *Z Geophysik* **9**: 162–164.
- Harang O. 1960. An investigation of the state of polarisation of the red and green 3-lines in polar aurorae. *Technical Report*. Norway, Oslo University.
- Hatanaka T. 1956. The Faraday effect in the earth's ionosphere with special reference to polarisation measurements of the solar radio emission. *Publ Astron Soc Japan* **8**: 73.
- Jehle M, Rüegg M, Zuberbühler L, Small D, Meier E. 2009. Measurement of ionospheric Faraday rotation in simulated and real spaceborne SAR data. *IEEE Trans Geosci Remote Sens* **47**(5): 1512–1523. <https://doi.org/10.1109/tgrs.2008.2004710>.
- Johnsen MG. 2013. Real-time determination and monitoring of the auroral electrojet boundaries. *J. Space Weather Space Clim.* **3**: A28. <https://doi.org/10.1051/swsc/2013050>.

Lilensten J, Simon C, Barthélemy M, Moen J, Thissen R, Lorentzen DA. 2006. Considering the polarisation of the oxygen thermospheric red line for space weather studies: polarisation of oxygen thermospheric red line. *Space Weather* 4(11): S11002. <https://doi.org/10.1029/2006SW000228>.

Lilensten J, Moen J, Barthélemy M, Thissen R, Simon C, Lorentzen DA, Dutuit O, Amblard PO, Sigernes F. 2008. Polarization in aurorae: A new dimension for space environments studies. *Geophys Res Lett* 35(8): L08804. <https://doi.org/10.1029/2007GL033006>.

Lilensten J, Barthélemy M, Amblard P-O, Lamy H, Wedlund CS, Bommier V, et al. 2013. The thermospheric auroral red line polarisation: confirmation of detection and first quantitative analysis. *J Space Weather Space Clim* 3: A01. <https://doi.org/10.1051/swsc/2012023>.

Lilensten J, Bommier V, Barthélemy M, Lamy H, Bernard D, Moen JI, Johnsen MG, Løvhaug UP, Pitout F. 2015. The auroral red line polarisation: modelling and measurements. *J Space Weather Space Clim* 5: A26. <https://doi.org/10.1051/swsc/2015027>.

Lilensten J, Barthélemy M, Besson G, Lamy H, Johnsen MG, Moen J. 2016. The thermospheric auroral red line angle of linear polarization. *J Geophys Res (Space Phys)* 121(7): 7125–7134. <https://doi.org/10.1002/2016JA022941>.

Meek JH. 1953. Correlation of magnetic, auroral, and ionospheric variations at Saskatoon. *J Geophys Res (1896–1977)* 58(4): 445–456. <https://doi.org/10.1029/JZ058i004p00445>.

Picinbono B. 1993. *Random signals and systems*. Prentice Hall. ISBN 978-0-13-752270-5.

Rice SO. 1945. Mathematical analysis of random noise. Part III: Statistical properties of random noise currents. *Bell System Tech J Bell Labs* 24: 41–156. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1945.tb00453.x>.

Sparks WB, Axon DJ. 1999. Panoramic polarimetry data analysis. *Publ Astron Soc Pac* 111(764): 1298–1315. <https://doi.org/10.1086/316434>.

Thébault E, Finlay CC, Beggan CD, Alken P, Aubert J, et al. 2015. International geomagnetic reference field: the 12th generation. *Earth Planets Space* 67: 79. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9>.

Van Tree H. 1968. *Detection, estimation and modulation theory*, Vol I. Wiley. ISBN 978-0-470-54296-5.

Zielinski T, Bolzacchini E, Cataldi M, Ferrero L, Graßl S, et al. 2020. Study of chemical and optical properties of biomass burning aerosols during long-range transport events toward the arctic in summer 2017. *Atmosphere* 11: 84. <https://doi.org/10.3390/atmos11010084>.

Appendix A

Lock-in method and computation of measurements error

Petit Cru selects photons at a particular wavelength (thanks to an interferential filter), a fraction of which are supposed to be linearly polarized. To measure the polarization parameters (DoLP and AoLP), *Petit Cru* further selects photons through a rotating polarizing filter. The rotation angle is defined to be $\theta_t/2$ as a function of time t . The device has one full rotation in T_0 seconds, and the motion is stable from one rotation to another, $\theta_{t+kT_0} = \theta_t + 2k\pi$. The number of photons going through the whole optical device per unit of time can then be modelled as a Poisson random variable with rate,

$$\zeta_t = \zeta_0 + \zeta \cos(\theta_t + \varphi). \quad (\text{A.1})$$

ζ_0 and ζ count respectively the unpolarized photons and the linearly polarized photons – in units of a number of photons

per second. In the following they are assumed to be constant in time to allow the design of an estimation procedure. The photons then enter a photomultiplier that delivers a current varying linearly with the photon rate.

When the rate of a Poisson random variable is large, the Poisson variable can be approximated with a Gaussian variable with same mean and variance (Picinbono, 1993). This allows modeling the output of the photomultiplier as a random Gaussian process s_t with mean $\zeta_t = \zeta_0 + \zeta \cos(\theta_t + \varphi)$ and variance $\zeta_t = \zeta_0 + \zeta \cos(\theta_t + \varphi)$. Thus, we can write s_t as

$$s_t = \zeta_t + \sqrt{\zeta_t} w_t, \quad (\text{A.2})$$

where w_t is a Gaussian process with zero mean and unit variance. We suppose that the correlation time of w_t is much shorter than the period of rotation T_0 of the device. We thus consider in the sequel that w_t is a white Gaussian noise. For the sake of simplicity, we abusively keep the same notations for the parameters of interest (ζ_0, ζ, φ) from the Poisson model and those of the Gaussian model. Note also that ζ_0 not only represents the unpolarized light, but also contains a term representing the dark current of the device. This dark current is regularly monitored and subtracted from the measurements.

The goal of *Petit Cru* is to deliver the incoming intensity I_0 , the DoLP and the AoLP, which are related to the above parameters via equation (1) as

$$I_0 = 2\zeta_0, \text{DoLP} = \zeta/\zeta_0, \text{AoLP} = -\varphi/2. \quad (\text{A.3})$$

Therefore, the estimation (or measurement) of the parameters ζ_0, ζ, φ must be extracted from the data collected by *Petit Cru*.

The signal model (A.2) and the fact that θ_t is measured by *Petit Cru* leads to the use of synchronous detection as a means of extracting pertinent statistics of the parameters. Synchronous detection allows to access the information that are modulating the sinusoidal waveform $\cos(\theta_t)$. It simply consists in multiplying the signal by the same waveform, and averaging over a period. Since two parameters appears in the model, this action must be performed twice, with two orthogonal sinusoidal waveform. For each rotation i , we therefore calculate

$$\begin{cases} V_{c,i} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} s_t \cos 2\theta_t dt \\ V_{s,i} = -\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} s_t \sin 2\theta_t dt \\ V_i = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} s_t dt \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Easy calculations allows to obtain the statistics of these samples. Since s_t is a Gaussian random signal, it is easy to show that $\mathbf{v}_i = (V_{c,i}, V_{s,i}, V_i)$ is a Gaussian random vector with mean m and covariance matrix C given by:

$$m = \begin{pmatrix} \frac{\zeta}{2} \cos \varphi \\ \frac{\zeta}{2} \sin \varphi \\ \zeta_0 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad C = \begin{pmatrix} \frac{\zeta_0}{2T_0} & 0 & \frac{\zeta}{2} \cos \varphi \\ 0 & \frac{\zeta_0}{2T_0} & \frac{\zeta}{2} \sin \varphi \\ \frac{\zeta}{2} \cos \varphi & \frac{\zeta}{2} \sin \varphi & \frac{\zeta_0}{T_0} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Note that $V_{c,i}$ and $V_{s,i}$ are uncorrelated (and thus independent since they are Gaussian). However, $V_{c,i}$ and $V_{s,i}$ are correlated with V_i . This complicates the optimal estimation of the parameters. We will therefore adopt a simpler strategy assuming (wrongly) that $V_{c,i}$ and $V_{s,i}$ are also decorrelated from V_i .

The optimal approach then relies on the maximum likelihood paradigm (Van Tree, 1968; Picinbono, 1993). Note that this paradigm for polarimetric data analysis has already been used in the past in other communities, see for example Sparks and Axon (1999). The likelihood of the data is the probability density function (pdf) assumed for the data evaluated at the data, and seen as a function of the parameters. Here, the pdf of the data is supposed to be $g(\mathbf{r}; \zeta_0, \zeta, \varphi)$ a three dimensional Gaussian distribution with mean m and covariance C given above (assumed to be diagonal as discussed). Thus the likelihood of one $\mathbf{v}_i = (V_{c,i}, V_{s,i}, V_i)$ is $g(\mathbf{v}_i; \zeta_0, \zeta, \varphi)$, and the likelihood of N observations is the product of such functions, since we assume the observations to be independent. The maximum likelihood paradigm states that a good estimate of the true parameters should maximize the likelihood viewed as a function of these parameters. The log-likelihood is usually used for the sake of simplicity. For N observations (N rotations of the polarizer), it writes

$$\log p = - \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{T_0}{\zeta_0} (V_{c,i} - \frac{\zeta}{2} \cos \varphi)^2 - \frac{T_0}{\zeta_0} (V_{s,i} - \frac{\zeta}{2} \sin \varphi)^2 - \frac{T_0}{2\zeta_0} (V_i - \zeta_0)^2 \right\} - \frac{3N}{2} \log \frac{\zeta_0}{T_0}.$$

Taking the gradient of the log-likelihood with respect to the parameters, equating it to zero and solving allows to find the following estimators:

$$\hat{\zeta} = \frac{2}{N} \sum_i (V_{c,i} \cos \hat{\varphi} + V_{s,i} \sin \hat{\varphi}),$$

$$\hat{\varphi} = \arctan \frac{\sum_i V_{s,i}}{\sum_i V_{c,i}},$$

$$\hat{\zeta}_0 = \frac{-3 + \sqrt{9 + \frac{8T_0^2}{N} \sum_i \left((V_{c,i} - \frac{\hat{\zeta}}{2} \cos \hat{\varphi})^2 + (V_{s,i} - \frac{\hat{\zeta}}{2} \sin \hat{\varphi})^2 + \frac{1}{2} V_i^2 \right)}}{2T_0}.$$

These estimators are coupled. We need to estimate the phase first and then ζ . The full expression for ζ_0 is rather complicated. However, a quick look at the orders of magnitude of the different terms allows to write the estimator simply as $\hat{\zeta}_0 = \sqrt{N^{-1} \sum_i V_i^2}$. The form of this estimate may look strange at a first glance. It comes from the Gaussian approximation to the Poisson process which implies that ζ_0 is the mean as well as the variance. Clearly, a simpler estimator is nothing but the empirical mean of V_i . A statistical analysis allows to conclude that both have the same variance. We will thus use

$$\hat{\zeta}_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i. \quad (\text{A.6})$$

Finally, we can easily rewrite the estimators as a function of the empirical mean of the variable $(V_{c,i}, V_{s,i}, V_i)$ that we respectively denote as $\bar{V}_c, \bar{V}_s, \bar{V}$. We indeed have

$$\begin{cases} \hat{\zeta} = 2\sqrt{\bar{V}_c^2 + \bar{V}_s^2} \\ \hat{\varphi} = \arctan \frac{\bar{V}_s}{\bar{V}_c} \\ \hat{\zeta}_0 = \bar{V} \end{cases}. \quad (\text{A.7})$$

With our assumption the triplet $\bar{V}_c, \bar{V}_s, \bar{V}$ is a three dimensional Gaussian with parameters

$$m = \begin{pmatrix} \frac{\zeta}{2} \cos \varphi \\ \frac{\zeta}{2} \sin \varphi \\ \zeta_0 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad C = \begin{pmatrix} \frac{\zeta_0}{2NT_0} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\zeta_0}{2NT_0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\zeta_0}{NT_0} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

Therefore $\hat{\zeta}_0$ is clearly an unbiased estimator (its mean is ζ_0) and its variance is $\frac{\zeta_0}{NT_0}$. Furthermore its distribution is Gaussian, allowing to compute its confidence interval easily. For example, an interval of width $2\sqrt{\frac{\zeta_0}{NT_0}}$ centered in ζ_0 is a 95% confidence interval.

The estimators $\hat{\zeta}$ and $\hat{\varphi}$ are coupled. They can however be studied (Rice, 1945; Picinbono, 1993). Their joint distribution is known explicitly, as well as the marginal distributions. However, the moments are difficult to evaluate. For ζ it can be shown for example that the two first moments read

$$\begin{cases} E[\hat{\zeta}] = 2\sqrt{\frac{\zeta_0}{2NT_0}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} L_{1/2} \left(-\frac{\zeta^2 NT_0}{4\zeta_0} \right) \\ E[\hat{\zeta}^2] = \frac{4\zeta_0}{NT_0} + \zeta^2 \end{cases}, \quad (\text{A.9})$$

from which we can evaluate the variance. $L_{1/2}$ is a Laguerre function. This shows that $\hat{\zeta}$ is a biased estimator.

However and importantly, it appears that the behavior of these estimators is closely linked to the magnitude of parameter

$$S/N = \frac{\zeta}{\sqrt{2\zeta_0}} \sqrt{NT_0}, \quad (\text{A.10})$$

which can be interpreted as a signal to noise ratio. It is the ratio of vector (\bar{V}_c, \bar{V}_s) mean length over its standard deviations. When S/N is large, $\hat{\zeta}$ converges to a Gaussian random variable with mean ζ and variance $2\zeta_0/(NT_0)$, and $\hat{\varphi}$ also converges to a Gaussian random variable with mean φ and variance

$$\text{var}[\hat{\varphi}] = \frac{2\zeta_0}{\zeta^2 NT_0}. \quad (\text{A.11})$$

It is commonly accepted that convergence is rapid meaning that S/N is large as soon as it is typically greater than 4 or 5.

The estimated DoLP is then $\hat{\zeta}/\hat{\zeta}_0$. Assuming that the variance of the estimators $\hat{\zeta}$ and $\hat{\zeta}_0$ is small compared to their mean, we can approximate the mean and the variance of their ratio. The ratio is unbiased (up to $1/(NT_0)$ term) and the variance reads

$$\text{var} \left[\frac{\hat{\zeta}}{\hat{\zeta}_0} \right] \approx \frac{2}{\zeta_0 NT_0} \left(1 + \frac{\zeta^2}{2\zeta_0^2} \right), \quad (\text{A.12})$$

the correction being of order $1/(NT_0)^{3/2}$.

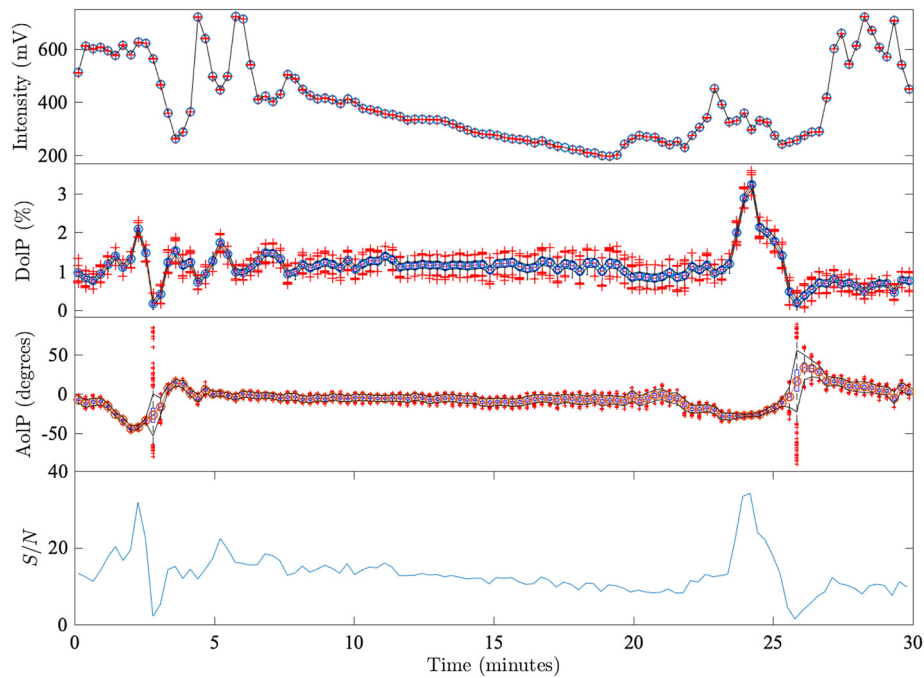


Fig. A.1. Bootstrapped analysis of the green line observed on March 7, 2019, as in Figure 2. For the intensity, DoLP and AoLP, we superpose as dotted line the estimated parameters as in Figure 2, to the boxplot (histogram) of the bootstrapped parameters. 1000 realisations have been calculated using a parametric model of Petit Cru. On each realisation, the parameters are reestimated, allowing the statistical analysis displayed. The box contains half of the reestimated parameters (between 25 and 75% percentiles). Red crosses correspond to outliers as decided by the automatic plotting routine. The parameter S/N completes the plot. As can be observed, low values of S/N lead to poor estimates of the angle, and to a higher bias in the DoLP.

All the useful results presented above rely on the Gaussian assumption, and suppose obviously that the phenomenon studied is stationary over the duration of observation (basically the parameters do not evolve during NT_0). The Gaussian assumption is realistic for the models of the received signals, but is critical when it comes to analyse the estimators. As we mentioned, the requirement is that the critical parameter $S/N = \frac{\zeta}{\sqrt{2\zeta_0}} \sqrt{NT_0}$ is large, in practice greater than 4 or 5. For a given measure, increasing S/N requires to increase NT_0 . This implies that the sky observed is stationary over a longer period of time.

If S/N is small, statistical difficulties arise and the interpretation of the measurement must be done with caution. Furthermore, in this situation, the estimated ζ is biased. Even if this bias can be estimated and corrected (see e.g. Sparks & Axon, 1999), we do not do it here, since the bigger problem comes from the phase which is hardly interpretable in this situation.

To illustrate all these points we propose here a bootstrapped analysis of one of the measurement presented in the paper. We chose the green line in Figure 2. By bootstrap, we mean that we estimated all the parameters as done above in equation (A.7) and in the core of the paper, and we used these parameters as inputs in the parametric model of the signals defined by equations (A.1) and (A.2). The demodulation step is then done using (A.4), and the new estimation of the parameters for this surrogate measurement using again (A.7).

From the green line estimated parameters, we have generated 1000 different surrogates of the same signal. We then applied the estimation procedure on these surrogate signals

and were then able to perform empirical statistical analysis of the estimation algorithm. In Figure A.1, we plot a synthesis of this bootstrapped analysis. The top plot represent the intensity I_0 , the second one the DoLP, the third plot the AoLP. We have added in the fourth plot the evolution of the critical parameter S/N . In the three first plots, we depict the parameters as estimated in Figure 2, superposed with a boxplot synthesising the bootstrap analysis. The box contains 50% (between 25% and 75% percentiles) of the realisations, the top and bottom whiskers are the max and the min, whereas the red crosses represent outliers as judged by the automatic plotting procedure. We have the clear confirmation that estimation of the intensity is really easy since the dispersion of the measurement is very small: the boxes are highly concentrated around the mean value. The other important confirmation is the dependence of the quality of the measurement of DoLP and AoLP on parameter S/N . When S/N is lower than say 5, the DoLP is biased and the AoLP very badly estimated. The bias could be corrected. However, AoLP is so badly estimated when $S/N < 5$ that the measurement in this situation are hardly interpretable, and should be used with much caution. This is particularly clear when examining the plots in Figure A.1, around time 3 min and 26 min. At these times, S/N is around 2 and the histogram of AoLP particularly large, making a prediction impossible.

To be more precise we chose two times illustrating at two different S/N the histograms calculated using the surrogates in Figure A.2. At time 21.37 min, parameter S/N is large at 9.4, whereas at time 25.82 min, S/N is small at 1.54. We plot for

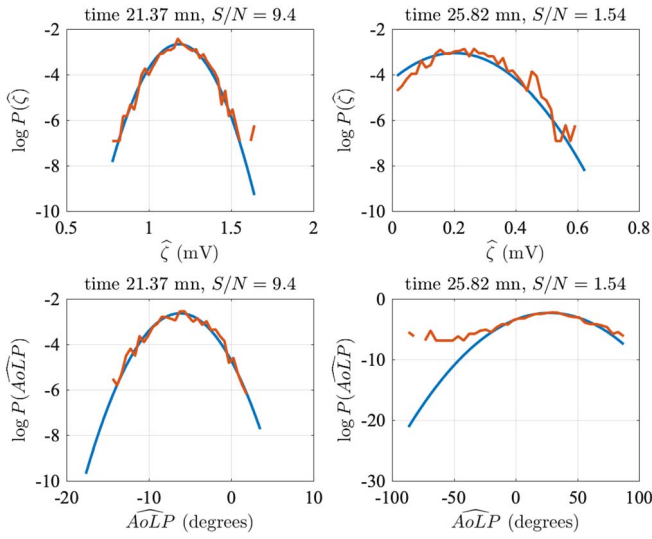


Fig. A.2. Theoretical asymptotic Gaussian probability density functions of the estimators of ζ and AoLP (blue lines, in log) superposed to the estimated probability density functions of the estimators using the parametric bootstrap (red line, in log). The top line corresponds to ζ , the bottom line to the AoLP. The left column is calculated at time 21.37 min for a parameter $S/N = 9.4$. The right column is calculated at time 25.82 min for a parameter $S/N = 1.54$. This clearly confirms that convergence of the estimators to a Gaussian whose theoretical parameters are calculated in the paper is relevant only for high values of S/N , typically greater than 4 or 5, and that for very low S/N the estimated AoLP is almost not meaningful.

parameter ζ and AoLP the theoretical asymptotic Gaussian probability density function for the estimators (blue lines) as well as the empirical histograms calculated using the bootstrapped surrogates (red lines) (the log probabilities are plotted). Note that we chose for this illustration ζ instead of ζ_0 since ζ is more difficult to estimate in terms of relative error. As discussed above, convergence is clear for a high S/N for both ζ and AoLP, since the empirical fits perfectly well with the theoretically predicted (Gaussian limit). However, for a low S/N , we observe a clear discrepancy between the empirical and the Gaussian limit. This discrepancy is not strong for ζ , but is dramatic for AoLP. Furthermore, we observe for AoLP at $S/N = 1.54$ that the discrepancy is highly concentrated in the queues of the distribution, this being an explanation for the many outliers depicted around this time in the box plot of the preceding figure.

Appendix B

Computation of the apparent angle of the magnetic field on the instrument

B.1 Introduction

Computing the apparent angle of the magnetic field as seen by the polarimeter in any direction is a classical spherical geometry problem. However, it is difficult to find the development in geophysical articles or textbooks. A first development was

given in the supplementary material of Lilensten et al (2016). However, this development was incomplete. Therefore, we chose to provide it here (also correcting for some typos). It is not something new, reason to write it as an appendix.

The topology of the problem is shown in Figures B.1, B.2 and B.3. In the following, we call Φ the latitude and Ψ the longitude. *Petit Cru* is located in point A , characterized by a latitude Φ_A and a longitude Ψ_A . The beam axis is oriented with an elevation ε and an azimuth α . The elevation is the angle with the plan which is tangent to the sphere in A , $\varepsilon = 0^\circ$ when pointing at the horizon and $\varepsilon = 90^\circ$ when pointing at the zenith. The azimuth is the angle with the meridian in A . It is taken equal to zero pointing North, to 90° East, 180° South and 270° West.

Lilensten et al. (2015) have shown that the theoretical red line polarization originates from the observations at the altitude at which the observed line emission maximizes. We assume this holds also for the other lines, and we compute the projection of the magnetic field line at the altitudes h listed in Table 1. We call H the point where the line of sight is at an altitude h , a latitude Φ_H and a longitude Ψ_H . If O is the center of the Earth, the axis \overline{OH} intersects the surface of the Earth at a point P of same latitude and longitude. The vector \overline{AH} carrying the line of sight has a norm $|\overline{AH}|$ and is carried by the unit vector \vec{s} .

The frame of reference \mathcal{R}_O at the Earth center O is the usual Cartesian coordinate system, defined as follows. Axis \vec{x} is in the plane of the equator with longitude $\Psi = 0^\circ$. Axis \vec{y} is in the plane of the equator with longitude $\Psi = 90^\circ$. Axis \vec{z} is vertical and points positively toward the north pole, with latitude $\Phi = 90^\circ$.

The frame of reference \mathcal{R}_A attached to any point A on the Earth's surface is as follows. Axis \vec{u} points to the zenith (u standing for up), corresponding to the altitude, positive upward. Axis \vec{e} points positively toward the east in the plan tangent to the surface in A . Axis \vec{n} points positively toward the north in the same plane.

A last set of basis vector is used as a reference frame attached to the instrument (Fig. B.2). $R_* = \{x_*, y_*, z_*\}$ where x_* is the unit vector along the line of sight, y_* and z_* are in the plane of *Petit Cru*. When pointing north at the horizon, y_* is pointing west and z_* is pointing up.

B.2 First step: Finding the vector of the line of sight in \mathcal{R}_A

Let us first compute the latitude Φ_H and longitude Ψ_H of the observed point H as seen from A . The radius of the Earth at point A and H is R_T^A and R_T^H respectively, and the altitude of A above sea level is a . Finally, the distance between A and H is called $|\overline{AH}|$ (see Fig. B.3). The generalized Pythagorus theorem gives

$$(R_T^H + h)^2 = (R_T^A + a)^2 + |\overline{AH}|^2 - 2 \times (R_T^A + a) \times |\overline{AH}| \times \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varepsilon\right). \quad (\text{B.1})$$

Solving (B.1) for $|\overline{AH}|$, one finds

$$|\overline{AH}| = -(R_T^A + a) \times \sin(\varepsilon) + \sqrt{(R_T^A + a)^2 \times \sin^2(\varepsilon) + (R_T^H + h)^2 - (R_T^A + a)^2}. \quad (\text{B.2})$$

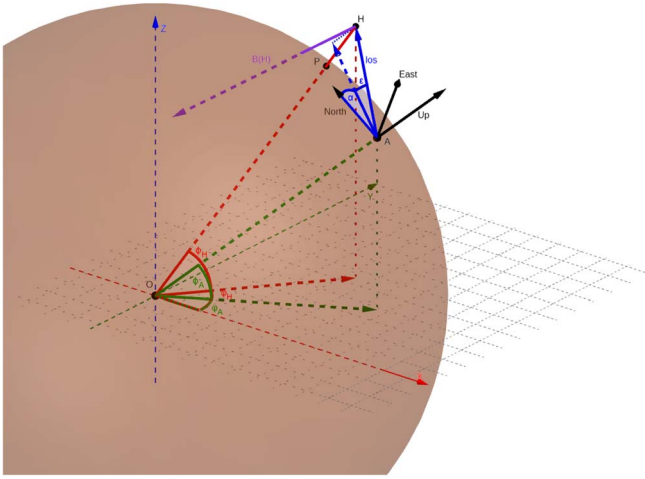


Fig. B.1. Topology of the problem. The most important points and vectors are represented. The distances are not to scale.

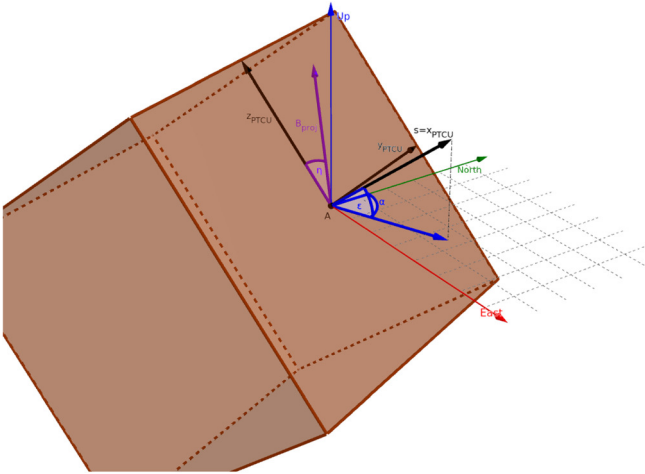


Fig. B.2. Representation of *Petit Cru* at point A with the main angles and vectors. The plane of *Petit Cru* is represented in blue with its basis vectors ($R_* = \{x_*, y_*, z_*\}$). \mathcal{R}_A is composed of the three vectors {Up, East, North}. Angles α and ϵ are the azimuth and elevation respectively. B_{proj} is the projection of the magnetic field at point H on the plane of *Petit Cru*, and η is the apparent angle we want to calculate.

This equation can be simplified by taking $R_T^A = R_T^H = R_T$ and $a = 0$. Indeed, the fact that the Earth is approximated by a sphere and the variations of altitudes do not influence significantly the final result.

To find the unit vector \vec{s} of the line of sight, we take the azimuth oriented positively clockwise and zero towards north. Taking the elevation into account, one gets in \mathcal{R}_A :

$$\begin{cases} s_u = \sin(\epsilon_{AH}) & \text{upward} \\ s_e = \sin(\alpha_{AH}) \cos(\epsilon_{AH}) & \text{eastward} \\ s_n = \cos(\alpha_{AH}) \cos(\epsilon_{AH}) & \text{northward} \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

From equations (B.2) and (B.3), one deduces the vector \vec{AH} :

$$\vec{AH} = |AH| \vec{s}. \quad (\text{B.4})$$

B.3 Second step: Finding H coordinates

The geometry of the problem is displayed in Figure B.1. *Petit Cru* may be positioned anywhere on Earth. The first step is to express every vector in the same reference frame. Let us first express \vec{s}_A , the unit vector of our line of sight in \mathcal{R}_O . The transformation matrix to pass from the reference frame \mathcal{R}_A at point A to \mathcal{R}_O at point O is:

$$R_{A \rightarrow O} = \begin{pmatrix} \cos(\Phi_A) \cos(\psi_A) & -\sin(\psi_A) & -\sin(\Phi_A) \cos(\psi_A) \\ \cos(\Phi_A) \sin(\psi_A) & \cos(\psi_A) & -\sin(\Phi_A) \sin(\psi_A) \\ \sin(\Phi_A) & 0 & \cos(\Phi_A) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Its inverse $R_{O \rightarrow A}$, to pass from \mathcal{R}_O to \mathcal{R}_A is the transposed matrix of $R_{A \rightarrow O}$. Of course, this transformation works for every points on the globe and is very practical to express all vectors in a unique reference frame. For example, \vec{s}_A can be expressed as follows in \mathcal{R}_O :

$$\vec{s}_O = R_{A \rightarrow O} \vec{s}_A. \quad (\text{B.6})$$

Another important step is to express the coordinates of a point A on the surface of the Earth, with latitude Φ_A and longitude Ψ_A in \mathcal{R}_O . This is the same as expressing the vector \vec{OA} in \mathcal{R}_O as follows:

$$\vec{OA} = R_T^A \begin{pmatrix} \cos(\Phi_A) \cos(\Psi_A) \\ \cos(\Phi_A) \sin(\Psi_A) \\ \sin(\Phi_A) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.7})$$

Using the relation $\vec{OH} = \vec{OA} + |AH| \vec{s}$, we can develop on the three axis $\{x, y, z\}$ of \mathcal{R}_O using equations (B.6) and (B.7):

$$\vec{OH} = R_T^A \begin{pmatrix} \cos(\Phi_A) \cos(\Psi_A) \\ \cos(\Phi_A) \sin(\Psi_A) \\ \sin(\Phi_A) \end{pmatrix} + |AH| \vec{s}_O. \quad (\text{B.8})$$

From the vector \vec{OH} as expressed using equation (B.8), we can easily deduce the latitude Φ_H and the longitude Ψ_H of the point H , passing from the Cartesian coordinates to the spherical coordinates:

$$\begin{cases} \Phi_H = \arctan\left(\frac{OH_z}{\sqrt{OH_x^2 + OH_y^2}}\right) \\ \Psi_H = \arctan\left(\frac{OH_y}{OH_x}\right) \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

B.4 Apparent angle of observation

The next question to solve is that of the apparent angle of the magnetic field in H (latitude = Φ_H , longitude = Ψ_H , heigh = h) projected on *Petit Cru*. The configuration is shown

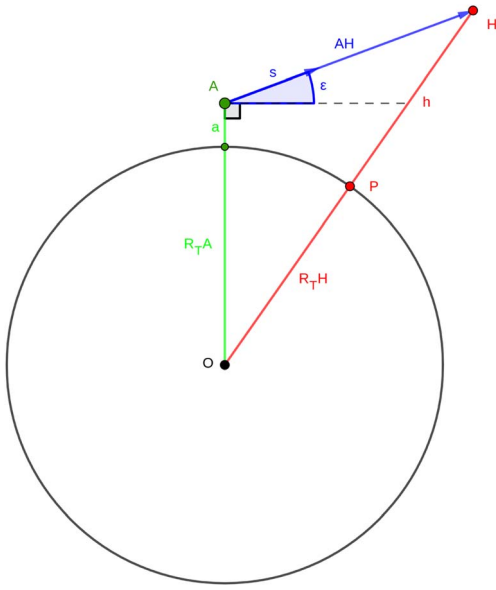


Fig. B.3. Representation of an observation to find the distance AH .

in Figure B.1. We tested both the CHAOS-6 (Finlay et al., 2016) and IGRF (Thébault et al., 2015) geomagnetic field model to get the magnetic field B_H at the observed point H . Both give very close results, with differences too small to be visible in our work. This is why we only show results using CHAOS-6 in this paper. We calculate from CHAOS-6 the three coordinates of the magnetic field $\{B_u, B_e, B_n\}$ in the frame of H , characterized by three axis $\{u_H, e_H, n_H\}$. It is necessary to rotate these values in the reference frame of A , characterized by $\{u_A, e_A, n_A\}$. The first rotation expresses the magnetic field B_H in \mathcal{R}_O using equation (B.5):

$$\vec{B}_O = R_{H \rightarrow O} \vec{B}_H. \quad (\text{B.10})$$

The second rotation brings the field in \mathcal{R}_A :

$$\begin{aligned} \vec{B}_A &= R_{O \rightarrow A} \vec{B}_O \\ &= R_{O \rightarrow A} R_{H \rightarrow O} \vec{B}_H. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Computing the magnetic angle seen by *Petit Cru* is performed through a last set of rotations that brings the magnetic field \vec{B}_A in the frame of reference of the polarimeter $R_* = \{x_*, y_*, z_*\}$. The rotation matrix is:

$$R_{* \rightarrow A} = \begin{pmatrix} \sin(\varepsilon) & 0 & \cos(\varepsilon) \\ \cos(\varepsilon) \sin(\alpha) & -\cos(\alpha) & -\sin(\varepsilon) \sin(\alpha) \\ \cos(\varepsilon) \cos(\alpha) & \sin(\alpha) & -\sin(\varepsilon) \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.12})$$

Again, its inverse matrix to pass from the reference frame of A to the reference frame of *Petit Cru* is its transposed matrix $R_{A \rightarrow *}$. We can now write the vector of the magnetic field \vec{B}_* as seen by the polarimeter:

$$\begin{aligned} \vec{B}_* &= R_{A \rightarrow *} \vec{B}_A \\ &= R_{A \rightarrow *} R_{O \rightarrow A} R_{H \rightarrow O} \vec{B}_H. \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Then the apparent angle of the magnetic field η is simply defined by:

$$\tan(\eta) = \frac{B_{*,y}}{B_{*,z}}. \quad (\text{B.14})$$

Appendix C

Computation of the apparent angle of Rayleigh scattered light from a localized source

We use the same mathematical tools and notation for this calculation than for the computation of the apparent angle of the magnetic field on the instrument in Appendix B.

The instrument is placed at point A , looking in a given direction with a unit vector \vec{s} . The point source is placed at point S , with the associated unit vector \vec{AS} . Two reference frames are used. First \mathcal{R}_A attached to point A on the Earth's surface is defined by three unit vectors $(\vec{u}, \vec{e}, \vec{n})$ as follows:

- Axis \vec{u} points to the zenith (u standing for up). It corresponds to the altitude axis, positive upward.
- Axis \vec{e} points positively towards East in the plane tangent to the Earth's surface in A .
- Finally, axis \vec{n} points positively towards North in the same horizontal plane.

The second reference frame \mathcal{R}_* , attached to the instrument, is defined by three unit vectors $(\vec{x}_*, \vec{y}_*, \vec{z}_*)$, where \vec{x}_* is along the line of sight, while \vec{y}_* and \vec{z}_* are perpendicular to it (in the plane of the *Petit Cru* polarimeter, see Fig. B.2). When pointing North at the horizon, \vec{y}_* is pointing west and \vec{z}_* is pointing up.

We characterize the line of sight, of unit vector \vec{s} in \mathcal{R}_A , from the azimuth α_s and elevation ε_s of the instrument:

$$s_u = \sin(\varepsilon_s) \quad \text{upward}, \quad (\text{C.1})$$

$$s_e = \sin(\alpha_s) \cos(\varepsilon_s) \quad \text{eastward}, \quad (\text{C.2})$$

$$s_n = \cos(\alpha_s) \cos(\varepsilon_s) \quad \text{northward}. \quad (\text{C.3})$$

We also characterize the vector \vec{AS} in \mathcal{R}_A from the corresponding azimuth α_{src} and elevation ε_{src} of the apparent direction of the source from A :

$$AS_u = \sin(\varepsilon_{AS}) \quad \text{upward}, \quad (\text{C.4})$$

$$AS_e = \sin(\alpha_{AS}) \cos(\varepsilon_{AS}) \quad \text{eastward}, \quad (\text{C.5})$$

$$AS_n = \cos(\alpha_{AS}) \cos(\varepsilon_{AS}) \quad \text{northward}. \quad (\text{C.6})$$

From Rayleigh theory (e.g. Bohren and Huffman, 2008), the angle of polarization of the scattered light is perpendicular to the scattering plane P formed by the incoming light beam and the scattered light beam (see Fig. C.1). This plane is sufficient to define the angle of polarization of the scattered light. By construction, points A (the instrument) and S (the source) and the line of sight are all part of plane P . This plane contains any line joining the source and the line of sight, such that the point of

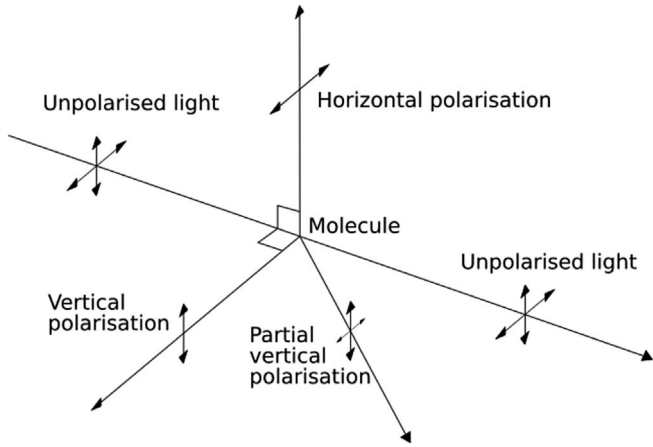


Fig. C.1. Light polarisation by Rayleigh scattering. Light scattered at an angle in the horizontal (vertical) plane will be polarised vertically (horizontally). Note that the DoLP of scattered light is maximal for a 90° scattering angle, and minimal for a 0° scattering angle. However, we do not need to know the DoLP for the present purpose.

scattering along the line of sight does not matter for the computation of the polarization angle. Furthermore, the line joining A and S is also contained in this plane, so that we are also

insensitive (for the present purpose) to the distance from the source to the instrument.

\vec{s} and \vec{AS} are both in the plane P . We can use their vector product to get the direction \vec{p} of the polarized light in \mathcal{R}_A :

$$\vec{p} = \vec{s} \wedge \vec{AH} = \begin{pmatrix} s_e AS_n - s_n AS_e \\ s_n AS_u - s_u AS_n \\ s_u AS_e - s_e AS_u \end{pmatrix}. \quad (C.7)$$

We can pass \vec{p} in the reference frame of the instrument \mathcal{R}_* by using the rotation matrix

$$R_{A \rightarrow * } = \begin{pmatrix} \sin(\varepsilon) & \cos(\varepsilon) \sin(\alpha) & \cos(\varepsilon) \cos(\alpha) \\ 0 & -\cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ \cos(\varepsilon) & -\sin(\varepsilon) \sin(\alpha) & -\sin(\varepsilon) \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (C.8)$$

The angle of polarization of the scattered light from point source S is then γ , simply defined as

$$\tan(\gamma) = \frac{P_{*,y}}{P_{*,z}}. \quad (C.9)$$

Cite this article as: Bosse L, Lilensten J, Gillet N, Rochat S, Delboulb e A, et al. 2020. On the nightglow polarisation for space weather exploration. *J. Space Weather Space Clim.* 10, 35.

3.3 Conclusion

Dans cet article, nous avons observé beaucoup de choses imprévues grâce au nouvel instrument. Tout d'abord, la polarisation est mesurée dans quatre longueurs d'ondes aurorales, à savoir la rouge (630.0 nm), la verte (557.7 nm), la bleue (427.8 nm) et la mauve (391.4 nm). Les *DoLP* varient de 0% à $\sim 7\%$, de façon anti-corrélée avec le flux mesuré, comme observé dans la raie rouge précédemment (LILENSTEN et al., 2016). Nous avons vu ici trois sources envisageables pour la polarisation observée :

- L'ionosphère
- La basse atmosphère via la diffusion des sources
 - de pollution lumineuses au sol (villes)
 - de la haute atmosphère (aurores).

Nous verrons dans les prochains chapitres comment tenter d'isoler les différentes sources à partir des observations. En effet, la contribution principale à l'origine de la polarisation observée ne sera pas toujours la même suivant le lieu, l'heure, la direction d'observation, etc... Par exemple, on s'attend à ce que des mesures de rayonnement nocturne proche d'une grande ville soient dominées par de la diffusion. Au contraire, sous un ciel rempli d'aurores brillantes et loin de toute pollution lumineuse, on espère observer de la polarisation aurorale. L'origine de la polarisation peut aussi varier en fonction de la longueur d'onde observée. En effet, la raie verte est prédite non polarisable à l'émission (BOMMIER et al., 2011). De plus, les processus en jeu aux différentes altitudes où sont émises ces raies varient.

Nous verrons dans le chapitre suivant quelles observations et méthodes peuvent être utilisées pour identifier la polarisation originaire de la haute atmosphère.

Chapitre 4

Observer les courants ionosphériques

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la polarisation observée depuis le sol pouvait avoir plusieurs origines. Elle peut être produite dans la haute atmosphère (à l'émission ou pendant sa traversée), ou dans la basse atmosphère (par diffusion Rayleigh ou Mie). Identifier la source de la polarisation observée par *Petit Cru* est une étape capitale avant de pouvoir interpréter les mesures et d'en tirer des conclusions. Nous rapporterons dans ce chapitre les efforts observationnels produits pour lier la polarisation à la haute atmosphère.

Présentés au Chapitre 1, plusieurs instruments permettent déjà d'observer la haute atmosphère. Leurs mesures sont complémentaires aux nôtres et peuvent être utilisées comme comparaison et validation. En particulier, l'antenne VHF d'EISCAT située à Tromsø en Norvège, nous permet de mesurer la concentration électronique ainsi que la vitesse ionique le long de la ligne de visée de l'antenne.

L'idée est alors de pointer un *Petit Cru* de façon à ce que sa ligne de visée intersecte la ligne de visée de l'antenne VHF d'EISCAT à l'altitude d'émission de l'aurore. Cette dernière ne pouvant pointer que vers le Nord avec une élévation variable au moment des observations, il a été décidé de l'orienter à la verticale. On obtient ainsi un profil vertical au-dessus de l'antenne. *Petit Cru* est quant à lui placé à Skibotn, à environ 50 km au sud-est à vol d'oiseau de l'antenne VHF. On l'oriente alors dans la direction d'EISCAT avec une élévation calculée pour pointer à l'altitude souhaitée. Par exemple, pour observer la raie verte (557.7 nm) qui est émise majoritairement autour de 110 km d'altitude, l'antenne d'EISCAT et *Petit Cru* pointeront de telle sorte à viser le même volume d'émission à 110 km d'altitude à la verticale d'EISCAT.

Les magnétomètres au sol sont aussi utilisés dans ce chapitre pour calculer les courants équivalents dans l'ionosphère. Les courants équivalents sont présentés au Chapitre 1. Pour rappel, ils sont calculés de façon à reproduire les variations du champ magnétique observé au sol. La principale limite de ce modèle est son incapacité à prédire une composante verticale des courants. C'est une approximation qui peut se justifier dans la couche E de l'ionosphère où la conductivité est grande et où les courants de Hall et de Pedersen sont horizontaux. Cependant, pour des émissions dans la couche F (la raie rouge par exemple), cette méthode n'est plus efficace puisque les courants alignés le long des lignes du champ magnétique dominant.

Certaines mesures d'EISCAT ont déjà été présentées au chapitre précédent pour la concentration électronique. L'article suivant se concentre sur une observation de 2020 dans la raie verte (557.7 nm). Il combine une observation de *Carmen Cru* avec des mesures d'EISCAT, des magnétomètres, ainsi qu'un appareil mesurant la brillance du ciel (en mag/arcsec²) appelé Ninox. L'espoir de ces mesures combinées est de relier

la polarisation observée avec l'activité de la haute atmosphère.

L'article commence par introduire le problème, puis décrit chaque instrument utilisé dans la suite. Il procède ensuite à une comparaison de chaque instrument avec les mesures de la polarisation. Un lien clair est établi entre le flux mesuré par *Carmen Cru* et les mesures de brillance de la Ninox ainsi que la concentration électronique à 110 km (reproduisant les données de 2019 présentées au chapitre précédent). Un lien entre l'*AoLP* et la vitesse ionique verticale est noté. Enfin, les mesures de *Carmen Cru* sont comparées au modèle de courants équivalents. Des corrélations sont notées entre le flux et la norme du vecteur courant d'une part, et entre l'*AoLP* et l'angle apparent du courant équivalent d'autre part.

Ces observations suggèrent un lien entre la polarisation de la raie verte et les courants ionosphériques. Si cette conclusion se révèle correcte plusieurs implications en découlent, à commencer par une révision de notre compréhension des mécanismes à l'origine de la raie verte aurorale. En effet, celle-ci est théoriquement non polarisable (BOMMIER et al., 2011). De plus, d'un point de vue pratique, les mesures de polarisation permettraient de mieux observer les courants dans la haute atmosphère.

Cependant, l'ombre de la diffusion dans la basse atmosphère plane toujours au-dessus de notre tête et peut difficilement être écartée. Pour cela, des corrélations établies à travers des mesures multi-instrumentales ne suffisent pas et une étude plus poussée de la polarisation induite par la basse atmosphère est nécessaire.

4.2 Article

Cet article a été soumis au *Journal of Space Weather and Space Climate* en Juin 2021. Il est en cours de révision par les pairs et il n'est donc pas présenté ici dans sa version finale.

J'ai pu participer de manière active à la campagne de mesure décrite ici, depuis sa planification jusqu'aux conclusions tirées de cette mesure, en passant par les observations proprement dites et le traitement des données ainsi que l'écriture de l'article.

The polarisation of auroral emissions: A tracer of the E region ionospheric currents

Léo Bosse¹, Jean Lilensten^{1,6}, Magnar G. Johnsen², Nicolas Gillet³, Sylvain Rochat¹, Alain Delboulbé¹, Stephane Curaba¹, Yasunobu Ogawa⁴, Philippe Derverchère⁵, and Sébastien Vauclair⁵

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) CNRS – UGA, France

² Tromsø Geophysical Observatory, UiT - the Arctic University of Norway, Tromsø, Norway

³ Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, IRD, UGE, ISTerre, 38000 Grenoble, France

⁴ National Institute of Polar Research, Japan

⁵ DarkSkyLab, 31000 Toulouse, France

ABSTRACT

It is now established that auroral emissions as measured from ground are polarised. The question of the information given by this polarisation is still to be explored. In this article, we show the results of a coordinated campaign between an optical polarimeter and several ground based instruments, including magnetometers, the EISCAT VHF radar and complementary luminance meters in the visible domain (Ninox). We show that in the E region, the polarisation is a good indicator of the ionospheric currents, velocity and dynamics.

Key words. Keywords: Aurora, polarisation,, EISCAT

1. Introduction

The main auroral emissions consist in that of the atomic oxygen and molecular ion nitrogen N_2^+ . The former produces the red line (630 nm) around 220 km and the green line (557.7 nm) around 110 km. The latter emits in a large band amongst which the most prominent emissions are the blue (427.8 nm) and the purple (391.4 nm) around 110 km. [Barthélémy et al. \(2011\)](#) ran a first coordinated experiment between a polarimeter observing the red line and the EISCAT Svalbard Radar. The light polarisation may be defined by the Stokes parameters. Here, we use the measured parameters, namely the Degree of Linear Polarisation (*DoLP*, in percent) and Angle of Linear Polarisation (*AoLP*, in degrees). [Barthélémy et al. \(2011\)](#) concluded that the polarisation is due to collisions between precipitating electrons with characteristic energies of a few hundreds of electron Volts, confirming experimentally the theoretical predictions by [Bommier et al. \(2011\)](#). Since then, it was shown that not only the red line, but actually the four above mentioned auroral emissions are

polarised when observed from the ground (Bosse et al., 2020). On the night between the 24th and 25th of February 2020, we ran a series of multi-instrument experiments using the EISCAT radar, a test optical device (Ninox, a low light luminance meter operating in the visible wavelengths¹) and optical polarisation observations in clear weather conditions. We also benefited from observations from a chain of magnetometers.

The question that we aim at addressing is the following: do the polarisation properties of auroral emissions provide indications on the electromagnetic environment, and in particular on the currents in the ionosphere? The rationale behind this question is the link hypothesised by Duncan (1959) and Bommier et al. (2011) between the direction of an impacting electron flux and the auroral emissions which results from collisions with the upper atmosphere particles. The model of Bommier et al. predicts that a particle that is set in an energetic state by an impacting electron will emit a photon upon de-excitation with a polarisation depending on the direction of the incident electron. Thus, if a majority of electrons are moving in the same direction, we can expect the emitted light to be polarised. This global motion of electrons can be caused by a magnetic or an electric field. Previous studies (Bosse et al., 2020) have shown that the polarisation direction is not aligned on the magnetic field. Thus, if the polarisation is indeed produced at the emission, a revised physical model of the emission must be developed. The complex dynamical system that constitutes the upper atmosphere, with highly variable Birkeland currents (aligned on magnetic field lines), Pedersen and Hall currents (horizontal), locally causes favored motion of charges. A current represents the differential motion of the charged particles with opposite charges. However, ionospheric currents are primarily carried by the motions of electrons (Kelley, 2009). To measure their 3D incoming direction is still out of reach for most instruments. It is therefore interesting to determine whether the polarisation of the auroral emissions could be an indicator of the direction of the electron flux.

The manuscript is organized as follows. In Section 2 we describe the experimental campaign. An intercomparison of measurements from the several instruments is proposed in Section 4. Our main findings are summarized and discussed in Section 5.

2. Setting for the experimental campaign

We set-up a dedicated one week campaign with three polarimeters and the EISCAT radar from February 21st to 28th, 2020. The goals of this campaign were therefore:

- To proceed to a tripole observation both with the 3 EISCAT VHF radar antennas and with 3 distant polarimeters (see Figure 1) in order to recover information on vector fields.
- To compare the polarisation in different emissions in order to possibly detect a vertical variability;
- To figure out whether this polarisation is produced in the ionosphere by comparing with other indicators of ionospheric activity such as electron density, velocity measurements, equivalent currents. And if this is the case;
 - * To check whether or not the polarisation is correlated to the ion velocity;
 - * To better understand the information contained in the *DoLP* and *AoLP*;

¹ <https://darkskylab.com/english/index.html>

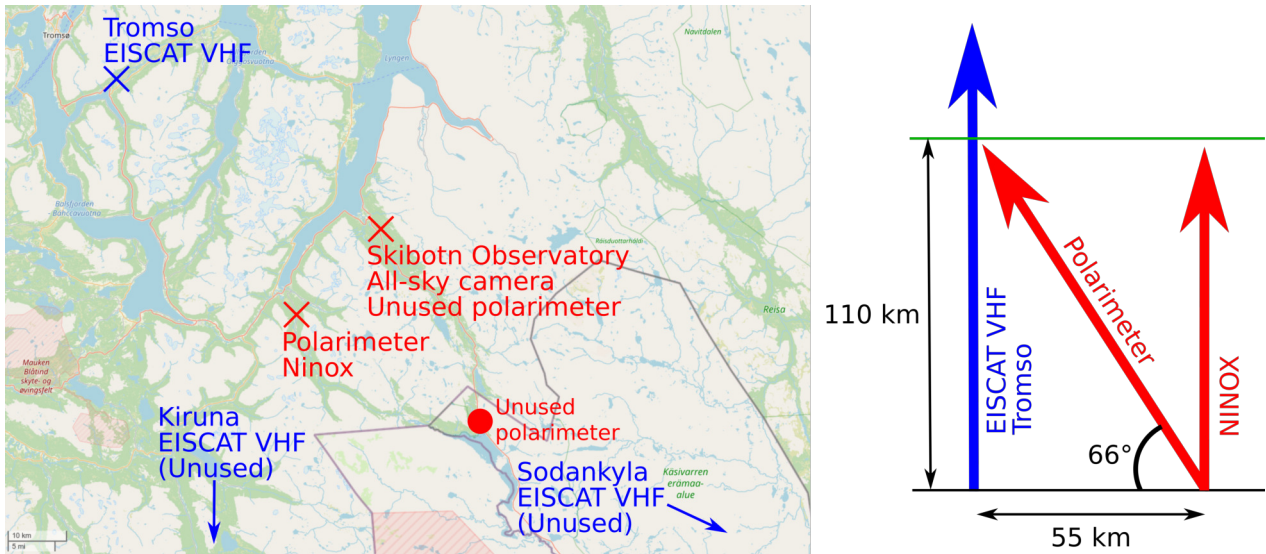


Fig. 1. Map and schematic representation of the experimental setup. Map credits: openstreetmap

Unfortunately, we have been particularly unlucky with the weather. Out of the twenty radar hours and the 6 possible nights of observations, only one night (February 24th to 25th, 2020) covering 6 radar hours met good meteorological conditions, and this only at one optical site, the closest to the EISCAT emitting antenna. Only one wavelength - the green one at 557.7 nm - could be observed. Nevertheless, we can start fulfilling several of our objectives through this single observation.

The global geophysical conditions were very quiet, with an adjusted solar $f_{10.7}$ index of 69 and an ap index ranging from 2 to 5 throughout the night. However, since we perform local observations, the global indices miss part of the information. We therefore rely on local magnetometer data.

2.1. EISCAT VHF

EISCAT VHF is an incoherent scatter radar whose main characteristics may be found in [Lehtinen et al. \(2002\)](#). The radar used here will be turned off in a few years from now to give way to the new powerful EISCAT 3D facility ². It operates at 224 MHz (VHF). The transmitter - receiver is located near Tromsø (19.2° E / 69.6° N). It was pointing vertically, i.e. with an elevation of 90°. The two other antennas (in Kiruna and Sodankila) were expected to point along the line of sight of the latter, but experimental failures prevented from a successful coordinated campaign. The measurements are shown in Figure 2. We limited the upper altitude range at 400 km for the plot for the sake of clarity.

2.2. The polarimeter

The polarimeter used in this study has been fully described in [Bosse et al. \(2020\)](#). We therefore only recall here its basic principles. The auroral light is filtered through a narrow 10 nm width optical filter centered around 557 nm. Immediately after, a polarising lens rotates at 2 Hz. The light crossing it is then transformed into a current through a photomultiplier, and sampled at 1 kHz. A lock-in analysis is performed in real time. This powerful method allows a fast and accurate computation

² <https://cloud.eiscat.se/index.php/s/XH2Y3mQeXat5wdW>

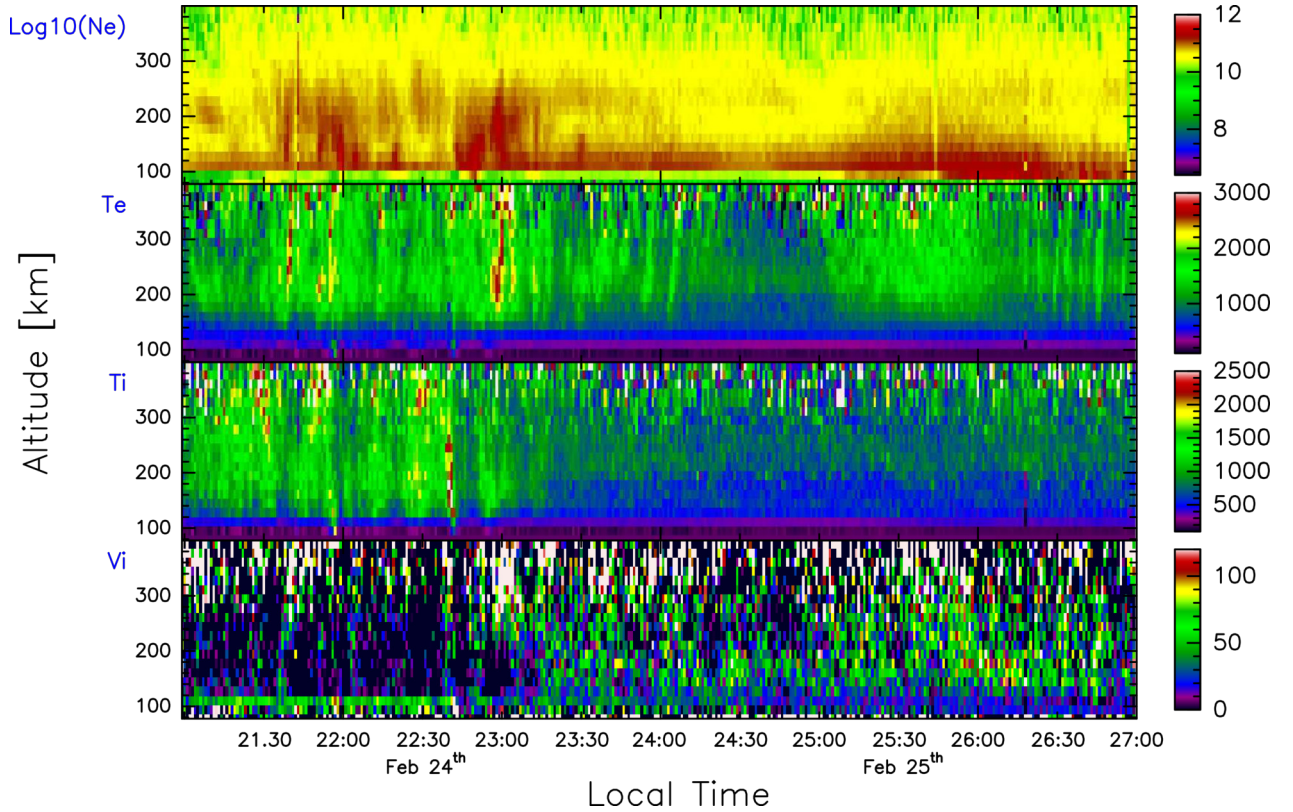


Fig. 2. EISCAT data. From top to bottom, the decimal logarithm of the electron density (in m^{-3}), electron temperature (in K), ion temperature (in K) and line of sight ion velocity (in $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). The time is local time, which is more readable than UT for local observations.

of the polarisation via the *DoLP* and *AoLP*. A *DoLP* of 100% corresponds to a fully polarised light. By convention, an *AoLP* of 0° corresponds to a vertical polarisation and is π -periodic. When the flux and the *DoLP* become too small, the *AoLP* can hardly be computed and becomes very erratic. To avoid this problem, all data presented in this study are smoothed over a sliding window of 20 seconds. This is to reduce the measurements errors. In particular, lowering the sur-estimation of the *DoLP* and obtaining a clearer *AoLP* behavior (see Appendix A). This instrument has been calibrated both in *DoLP* and *AoLP*. The polarimeter was installed on the top of a small mountain pass at 69.223° N latitude and 19.981° E longitude, 55 km away from the radar. The orientation of the polarimeter is such that its line of sight crosses that of the radar at 110 km altitude where the green line is emitted. The polarimeter was thus measuring at an elevation of 66° , and with an azimuth of -37° (i.e. towards North-West).

The data are shown in Figure 3. The top panel shows the light flux measured by the instrument. This flux is not calibrated, and is given here in arbitrary units (a voltage in mV measured by the polarimeter). The *DoLP* and the *AoLP* are shown in the middle and bottom panel respectively. The *DoLP* is given in percent, and the *AoLP* in degrees with respect to the vertical.

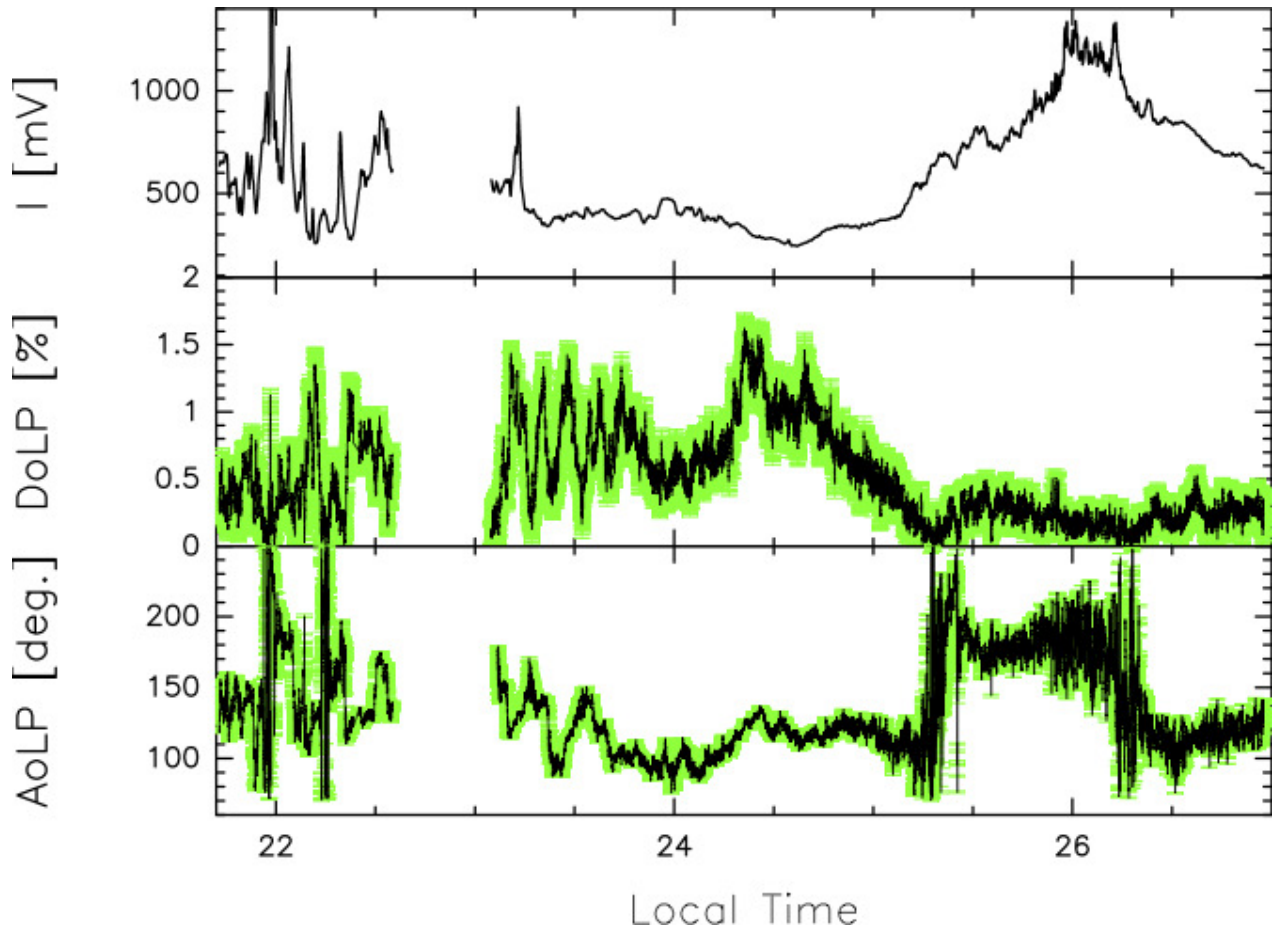


Fig. 3. Polarimeter data for the green line (557.7 nm), averaged over 20 seconds (see Appendix A). From top to bottom, the flux measured in mV, the Degree of Linear Polarisation (*DoLP*) and the Angle of Linear Polarisation (*AoLP*). The errorbars are in green and the values in black.

2.3. The equivalent currents

Based on ground-based magnetometer data from multiple sites, and in particular the observed magnetic field variations, it is possible to solve an inverse problem in order to obtain associated equivalent currents flowing above the measurement sites. These currents are called "equivalent currents" since they do not necessarily represent the real current system, but an (equivalent) system which generates the same magnetic field variations. Possibly the most common approach for this, is the Spherical Elementary Current System (SECS) technique introduced by [Amm \(1997\)](#) and [Amm and Viljanen \(1999\)](#). Assuming a 2D current sheet of infinitesimal thickness in the auroral E-layer (~ 110 km), the equivalent currents can be established from the magnetic field measurements. The current sheet will then consist of a series of superposed divergence free currents (vortex like elementary currents) centered on a set of poles. Singular Value Decomposition is the method normally used to solve the inverse problem. The method requires a cut-off point for small singular values, which is determined by the so-called ε parameter. In practice ε determines the scale length of the spatial variations in the solution; small values lead to unrealistic small scale features and vortices,

while large values effectively low pass filters the end result. For further details and discussion about the SECS methodology, see e.g. [Vanhamäki and Juusola \(2020\)](#) and references therein.

Ideally, in order to achieve the best results with the SECS technique, an evenly distributed and dense grid of magnetometer stations is needed. However, in practice this is never the case. For example in the high latitude European sector, the distribution of land and sea severely limits where it is possible to deploy magnetometers. In the analysis of results generated by the SECS technique one therefore need to take care not to over-exaggerate which conclusions that can be drawn. Generally, it is safe to assume that the solution give a more realistic result between stations than towards the outskirts of the area of study, where the inverse problem will be more ill-posed.

In the current study we have used $\varepsilon = 0.05$. This number was found by testing different values on a known current above the IMAGE network of magnetometers ([Tanskanen, 2009](#)) – the network used in our study – in a similar fashion as suggested by [Weygand et al. \(2011\)](#). The model current used was generated with the Python package pyAMPS ([Laundal et al., 2018](#)). In [Figure 4](#) we show a map with the calculated equivalent currents above Fennoscandia. Note that the unit are A.km^{-1} . Indeed, since we are assuming that the current sheet is infinitesimal and flowing on a shell 110 km above ground, we are dealing with a height integrated current. The current density of a 3D current would be A.km^{-2} , after integrating it in one direction (here the height), we end up with A.km^{-1} . In order to keep this particularity in mind, we will refer to the "height integrated current" in the following, although the integrating layer is considered as infinitely thin. [Figure 5](#) displays the Eastward and Northward components of the height integrated current above Tromsø.

2.4. The Ninox

In order to check the state of the sky, we rely on the data from the National Norwegian meteorological service, and from the all sky cameras located in Skibotn. However, these measurements again miss information. If most of the sky was cloudy, one site amongst the three kept a clear sky during all the experiment. Indeed, they do not provide the local state of cloud coverage at each three observation sites. The all-sky camera is only present at the Skibotn Observatory, and the meteorological service is not precise enough. We also took along an optical instrument called Ninox to measure the sky brightness at the zenith every minute during the observing session. We show the Ninox measurements in details in [Appendix B](#). It tends to show that the sky was clear during the observation, and that the light pollution from nearby cities did not vary throughout the night.

3. Description of the observations

3.1. EISCAT data

In [Figure 2](#), the electron density is a good indicator of the geophysical activity. At the beginning of the night, the electron density is enhanced mainly in the F region, typically above 150 km height. The precipitation occurs all along the night, with enhancements of their energy before 23:30 LT and after 25:00 LT that create an increase of the electron density at lower altitude, down to 90 km. We will mostly discuss the latter in the following, as polarimeter data are not accessible around 23:00 (see below). The electron temperature at 110 km – where the green line is emitted – is classically equal to the ion temperature because collisions at this altitude equalize all the temperatures (including that of the neutrals). However, one sees an enhancement of the electron temperature at

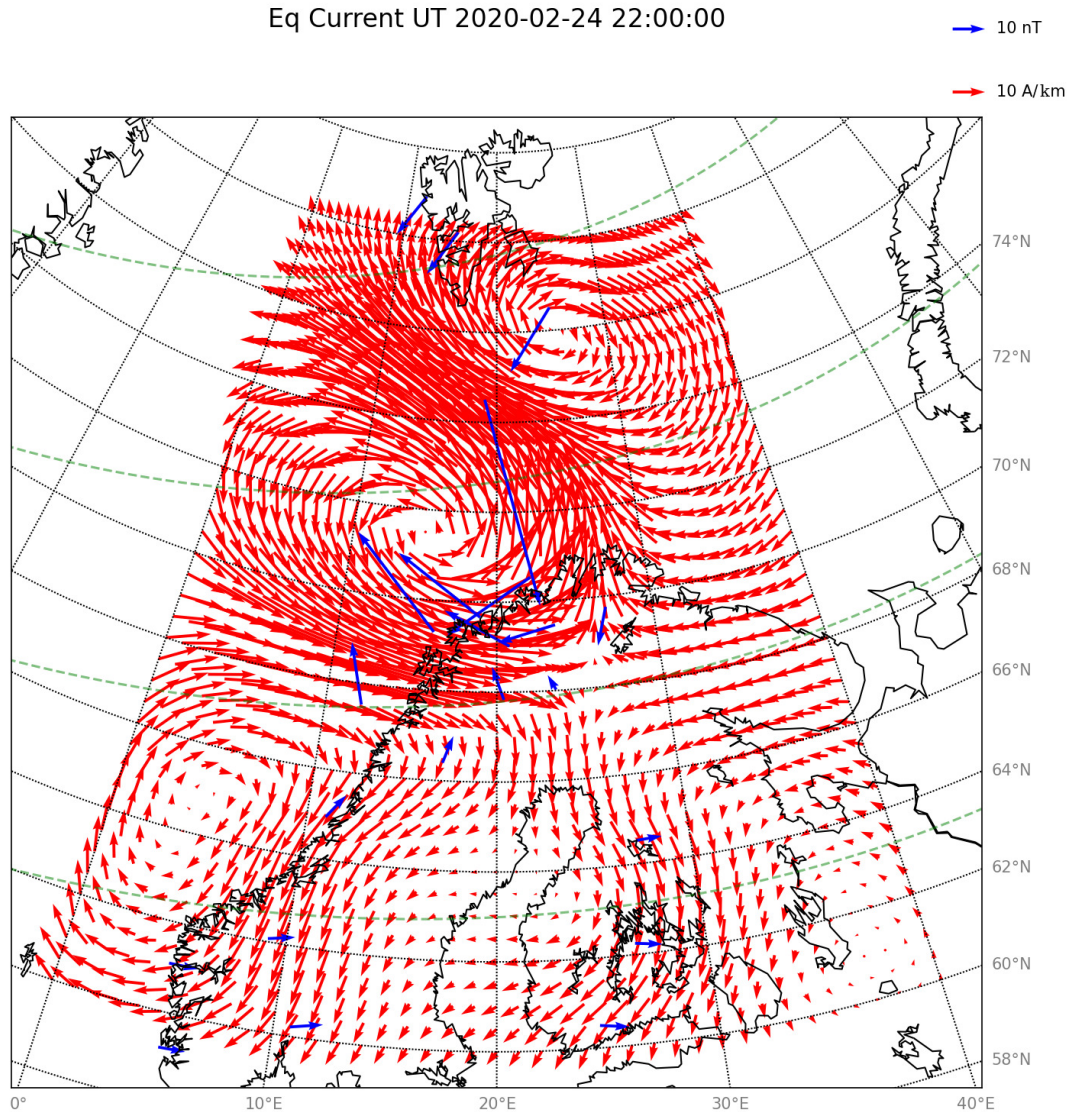


Fig. 4. Map showing estimated equivalent currents (red arrows) above northern Fennoscandia on February 24. 21.23 UT / 22.23 LT. Accompanying magnetic field disturbances measured at the IMAGE magnetometer stations and used as input to the SECS method are indicated with blue arrows.

high altitude, corresponding to soft electron precipitation. The ion velocity is positive away from the radar. It is harder to further interpret a 3D plot. Detailed data will be shown at the altitude of the green line emission in the following paragraphs. It should be noted that since the measurement is not field aligned, sharp boundaries, such as that seen at 100 km in the electron density, might be due to the contributions from different magnetic lines.

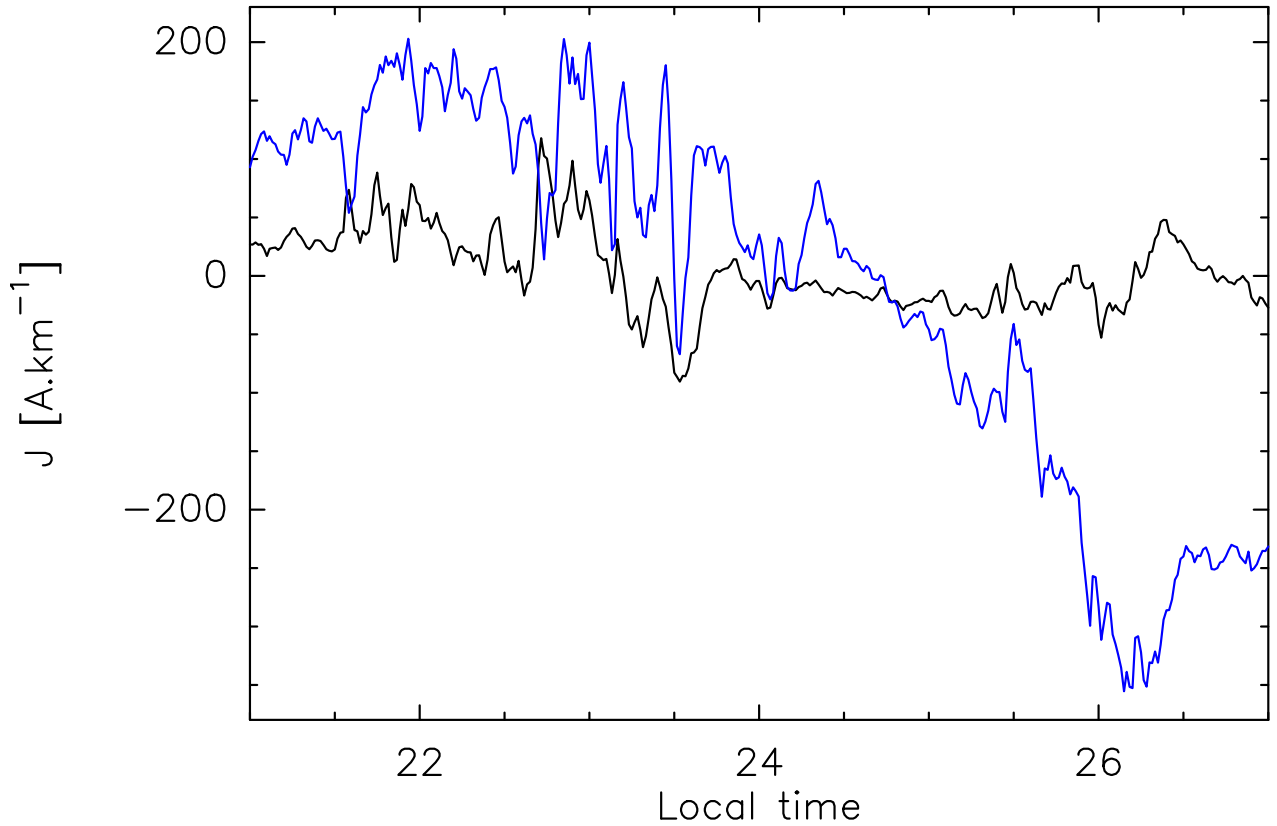


Fig. 5. Height integrated currents deduced from the magnetometers. The northward component is in black and the eastward in blue

3.2. Polarimeter data

At the beginning of the observation period (see Figure 3), a series of auroras occur in the line of sight, as the flux is more than doubling on short time scale. From about 22:30 to 23:00 LT, the gap in the data is associated with a series of calibrations. The night gets quieter around midnight before an enhancement of the green line flux, simultaneous to the event seen in the EISCAT observations.

Interestingly, the *DoLP* decreases with increasing flux in the second part of the observation (the *DoLP* decreases by a factor of ~ 5 , while the flux is enhanced by approximately the same factor). A similar behavior was already observed with the red line polarisation (Lilensten et al., 2013). This anticorrelation between the *DoLP* and the flux is still not understood. Lilensten et al. (2015) interpret it as an effect of depolarising collisions. However, the *DoLP* does not drop completely to zero and still allows for the study of the polarisation. The *AoLP* exhibits a very spectacular feature though. Between about 25:10 and 26:20 LT, it rotates by about 70° . When subtracting 70° to the *AoLP* during this short period, the angle appears continuous (see later, Figure 7).

3.3. Equivalent current model

In the center Figure 4 we observe a strong eastward height integrated current above northern Norway, which rotates northwards further east and north. This is a classic picture of the Harang discontinuity.

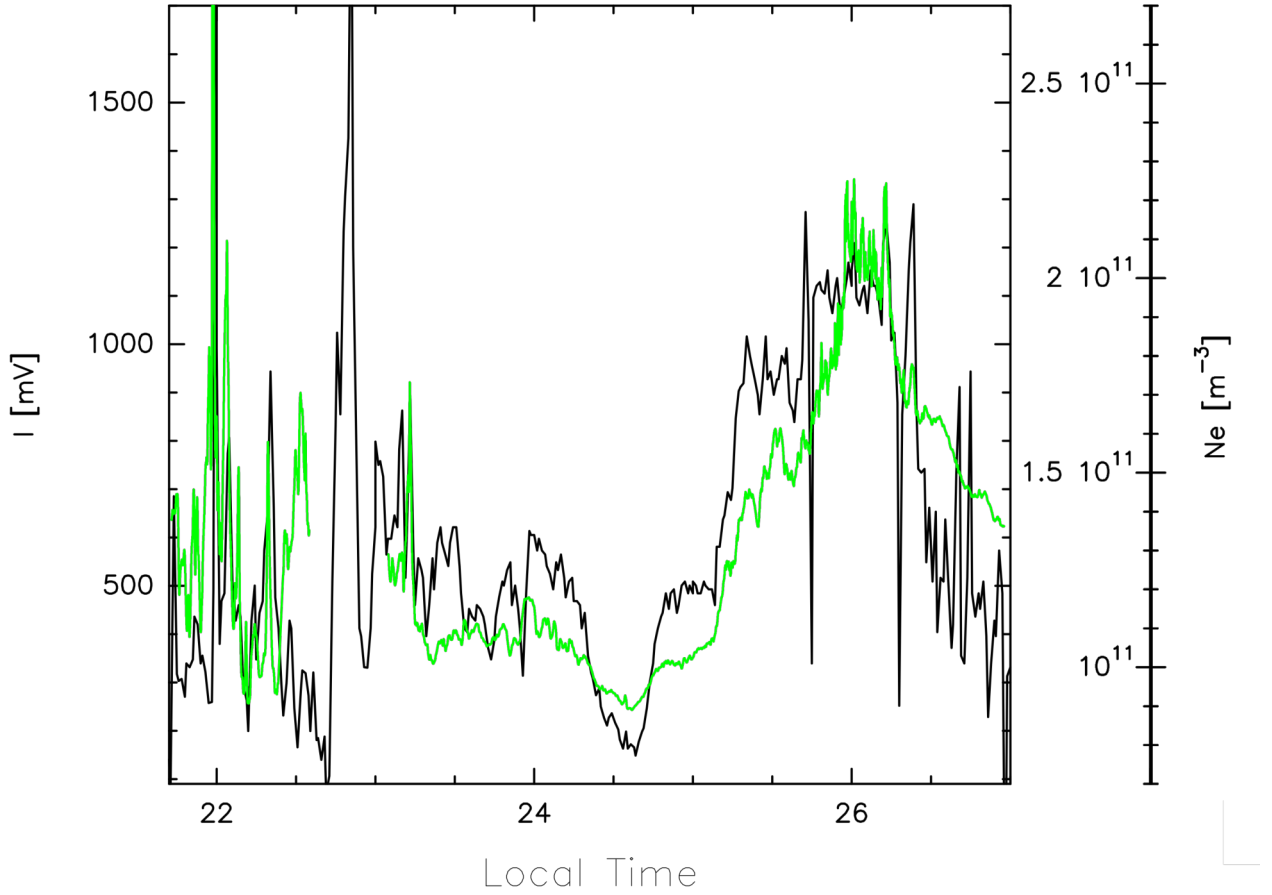


Fig. 6. This figure compares the EISCAT data at 110 km from Figure 2 (black line) to the green line polarimeter flux as in Figure 3 (green line).

In Figure 5 the crossing of the discontinuity, e.g. rotation from eastward to westward height integrated current, occurred at around 25 LT. Assuming that the equivalent height integrated currents as calculated by the SECS method are close to real height integrated currents, and that the disturbances on the ground in the auroral zone are mainly due to Hall currents, the direction of the height integrated current is also an indicator of the (negative) $E \times B$ motion of electrons in the E-layer.

4. Inter-comparison of the several measurements

4.1. Polarimeter versus EISCAT

4.1.1. Green line flux versus electron density

Let us concentrate first on the comparison between the electron density and the green line flux displayed in Figure 6. Since the green line maximizes at 110 km, we plotted the EISCAT data at this altitude. However, for comparison, the electron density measurements at 100 and 120 km will be shown later as well. Care must be taken on the fact that the units are different (mV versus m^{-3}) and therefore, only the trend can be significant. The flux and the electron density at 110 km evolve with a similar dynamics, confirming the altitude of the emission to correspond to the maximum

of emission of the auroral green line. The variability of the two observable – Flux and electron density – is close, although they do not overlap at the beginning of the night with this scale. From this comparison, we can assess that flux variations observed in the green line originate in the upper atmosphere. Indeed, both the electron density enhancement and the neutral atomic oxygen emission are the effects of the electron precipitation. Since EISCAT does not depend on the cloud cover, we can also exclude that the optical observations are an effect of a reflection of distant city lights on the clouds : should one have clouds, the green line would have had no reason to follow the electron density, which is well above the cloud coverage. This conclusion is supported by the Ninox data presented in Appendix B. However, we can not exclude a constant contribution from light pollution. This contribution is not at the origin of the variations, and is expected to be almost stationary over the whole observation.

4.1.2. Green line parameters versus electron density and ion velocity

Figure 7 (top panel) compares the green line flux and the electron density at 3 altitudes (100, 110 and 120 km). Here again, we compare parameters with different units. Therefore, only the dynamics should be considered and not the absolute values. Until about 24:30 LT, the electron density decreases at all altitudes, followed by a fast increase until 26 LT. The ionosphere empties again gradually in the last hour of observation. This behaviour corresponds closely to that of the green line flux, especially at 110 km.

Figure 7 (bottom panel) compares the *AoLP* and the ion velocity measured by EISCAT at 100, 110 and 120 km. We search here for a correlation between the observed *AoLP* and a tracer of the ionospheric current at the emission. Before 23:00, the *AoLP* and the ion velocity are very dynamic, with sudden increases over a few minutes. After the gap in the data, their behaviour is more stable. The behaviour of the ion velocity and that of the *AoLP* look similar at 110 and 100 km (keeping in mind that we compare only the dynamics, as the units are different, mV against m/s), except for the period from 25:10 to 26:20 LT that shows a large shift between the two parameters. This shift is about -70° . It is not an instrumental artifact and therefore must indicate a physical phenomenon, for which we provide a tentative explanation later on. In Figure 7, we present the *AoLP* data with a subtraction of -70° . This number is of course indicative, as values ranging between -60° and -90° would partly reconcile the continuity in the observed angle.

4.2. Polarimeter versus magnetogram and ionospheric currents

As explained in Section 2.3, it is possible with some approximation to extract the horizontal ionospheric height integrated current from the chain of magnetometers (mainly Hall current). Using the same geometry as for the *AoLP*, we deduce the apparent angle of the current projected on the polarimeter (noted *AoJ*). The apparent angle of the equivalent height integrated current corresponds to its projection on the detector, measured as an angle that match the measure of the *AoLP*. For the detailed computation, we refer to the appendix of Bosse et al. (2020). In Figure 8, we compare the horizontal height integrated current intensity (i.e. $\sqrt{J_{east}^2 + J_{north}^2}$) to the green line flux and the *AoLP* to the *AoJ*.

The agreement between the total height integrated current and the flux of the green line is particularly clear. Here again, we subtract the same 70° to the *AoLP* during the jump phase around 25:00,

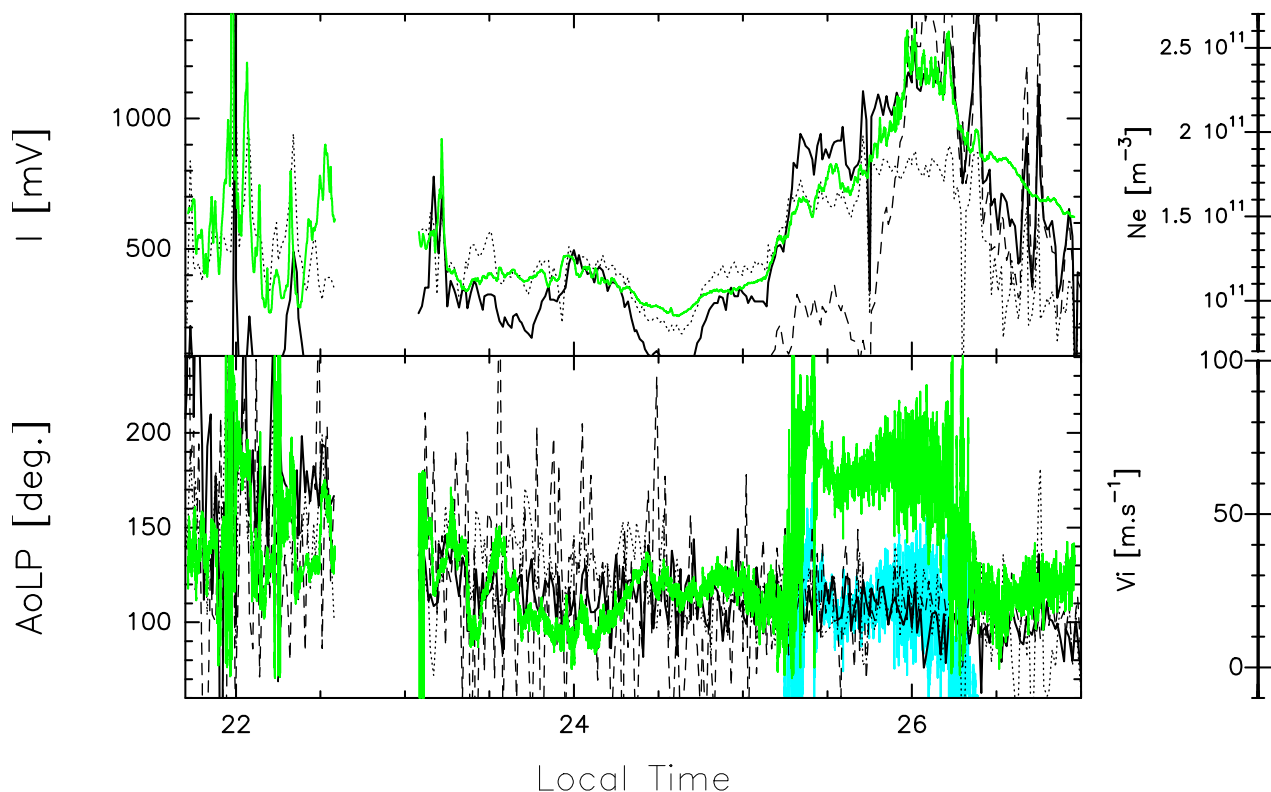


Fig. 7. The polarimetric data from Figure 3 are shown here in green. We took off the errorbars for the sake of clarity. In black, the Eiscat data at 100 km (thin dashed line), 110 km (heavy full line) and 120 km (thin dotted line) from Figure 2 : top panel shows the electron density and bottom the ion velocity. V_i is positive away from the radar. During the period 25:10 to 26:20 LT, the $AoLP$ minus 70° is shown in pale blue.

reconciling the $AoLP$ and the AoJ . This, along with the comparison with the Eiscat electron density, is again a severe hint that the polarisation occurs, at least partially, in the upper atmosphere and not during its path through the atmosphere or by Rayleigh diffusion. To a lesser extent, the same conclusion can be drawn from the comparison between the $AoLP$ and the AoJ (once shifted for the 70 degrees jump around 25:00, as discussed below). Not only the two series show strong similarities, but also the amplitude of the AoJ and the $AoLP$ are close to one another. This is particularly evident in the stable periods (the first and last parts of the experiments) but still visible in the middle of the night. It is probably audacious to conclude from this single comparison that the $AoLP$ is a tracer of the currents, but this is however a solid hint on the path to explain the polarisation behaviour.

There are some differences though. These differences may originate in different sources: electron precipitation along the magnetic field lines, but also the fact that the green line does not only originate through electron impact collisions with the atomic oxygen (see the discussion below) and that these other sources are isotropic, and therefore not candidate to create a polarised emission. Following on the first point (electron precipitation along the magnetic field lines), this motion would add up to the horizontal motion along the equivalent current and create a total current with a vertical component. Thus, the apparent angle of this resulting current will differ from that of the equivalent current angle, which may explain the observed difference. Such a model based on

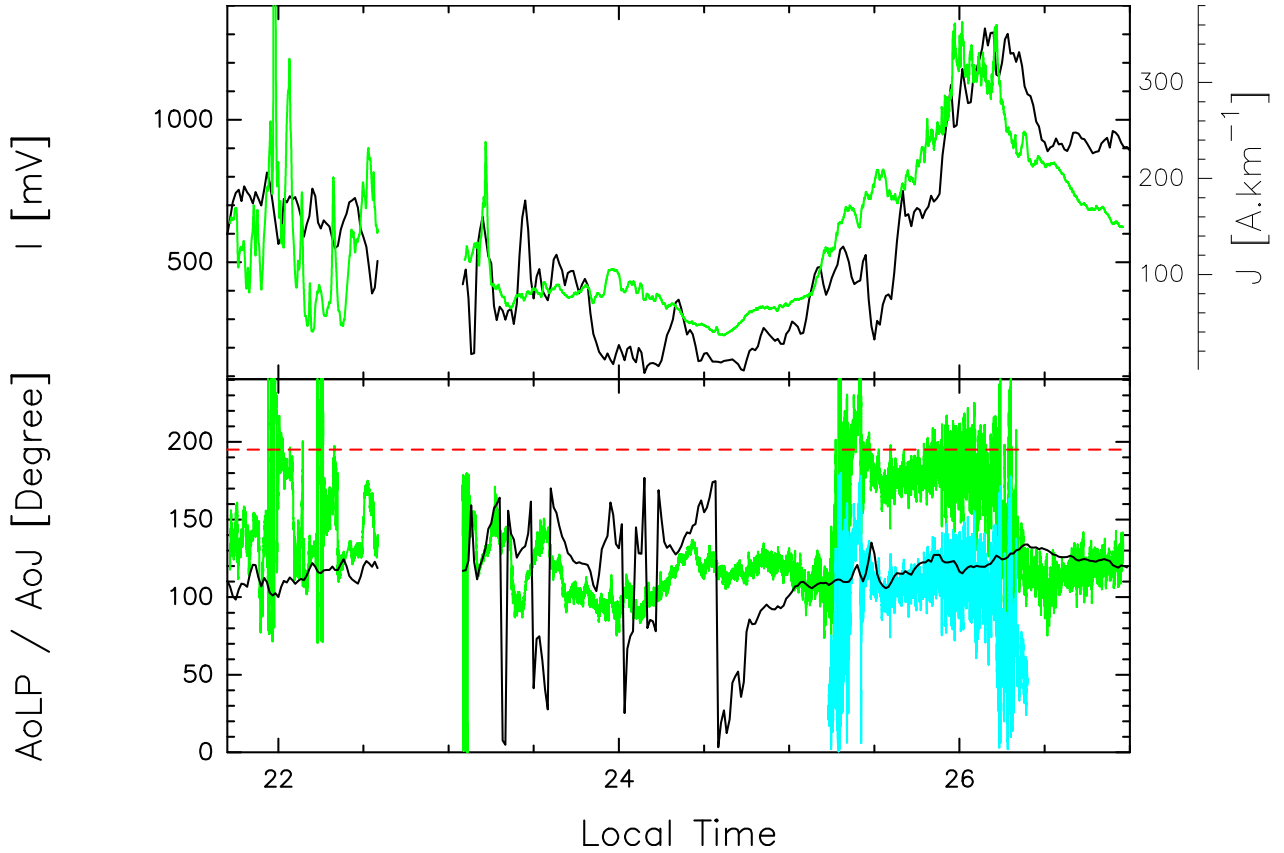


Fig. 8. The green line flux (top) and its *AoLP* (bottom) from Figure 3 are shown here in green. We took off the errorbars for the sake of clarity. In black, the full line represents (top) the total height integrated current deduced from the magnetometer chain, and (bottom) its apparent angle projected on the polarimeter. It is noticeable that the scales are the same for the *AoLP* and for the apparent current angle. During the period 25:10 to 26:20 LT, the *AoLP* minus 70° is shown in pale blue. The red dashed line represents the apparent angle of the magnetic field at 110 km (which is 195°)

the polarisation measurements and the equivalent current computation could help monitor the 3D ionospheric current system in the future.

In Figure 8, we also show the apparent angle of the magnetic field at 110 km as seen from the polarimeter, i.e. 195° . A questioning feature is that during the short period when the *AoLP* jumps by 70° , it gets almost aligned to the magnetic field. However, as for above, one must remain careful in not over-interpreting such a short period of time.

5. Discussion and conclusion

5.1. Where does the jump in the *AoLP* originate?

Although this set of observations only spans over 6 hours, we believe it is important to explore the physics that could help interpreting the jump in the *AoLP* around 25:00. We maintain that this is not an instrumental artifact, and must correspond to a geophysical process. Facts are that between about 25:10 LT and 26:20 LT, the *AoLP* rotates by a value of about 70° . The exact value is subject to

caution (it ranges between 60° and 90° , and may even evolve during this period). With such a short period of time, developing sophisticated mathematics to refine it is useless. When we subtract this 70° value to the *AoLP*, the dynamics of the *AoLP* becomes comparable to that of the ion velocity at 110 km, while the *AoLP* value approaches the apparent angle of the height integrated current (*AoJ*).

A first possibility to investigate is the presence of low altitude aerosols (dust, ice crystals, droplets...). One of their effect is to scatter the light in the atmosphere, creating a specific polarisation in a favored direction through Rayleigh and/or Mie scattering (Born and Wolf, 1999; van de Hulst, 1981). Depending on their cross section and composition, they can produce polarisation in any direction, and thus shifting the observed *AoLP* up to 90° (Ugolnikov et al., 2004). Their study requires the modeling of a single or multiple scattering approach, out of scope of this article. It should take into account a wide range of input parameters, such as the complex refractive index, the aerosol sizes and their vertical profiles (Dubovik et al., 2000). In the present situation, they cannot be excluded. Although the multi-instrument approach detailed above shows that the polarisation parameters are closely linked with the upper atmosphere behaviour, including during this *AoLP* jump, we cannot exclude that the emitted polarisation angle to be transformed by the aerosols.

Another possibility deals with the energy of the impacting electrons. Bommier et al. (2011) studied the theoretical polarisation of the O I 630 nm red line in the aurorae. Through a semi-classical formalism for collisional transition, they show that the *AoLP* depends on the energy of the impacting electrons. The energy threshold of the red line is 1.96 eV. When the electron energy is close to the threshold (typically smaller than 2.0 eV), the angle of polarisation is oriented at 90° with respect to the incident direction of the electrons. Above typically 2.4 eV, it is aligned on the incident direction. It can then rotate when switching between these two energy values. Care must be taken though. This theoretical study is valid for a quadrupolar electric line which does not stand for the green line. However, the experimental green line observations resemble the predictions by Bommier et al. (2011) for the red one. This must be confirmed by further modeling and experiments. If confirmed, the *AoLP* would become a direct measurement of the energy range of the impacting electrons.

Finally, this could be an indication that during this short period, the main currents become mainly field aligned and not mainly horizontal anymore. This interpretation is supported by the comparison between the *AoJ* deduced from the magnetometers and the *AoLP* in Figure 8. By construction, the *AoJ* reconstructed from the magnetometers cannot capture the vertical currents. The agreement between the *AoLP* and the *AoJ* outside the jump period tends to confirm that we face horizontal currents (mainly Hall currents). During the jump phase, the *AoLP* becomes close to the apparent angle of the magnetic field lines (the inclination of the magnetic field at 110 km is 78.4° as estimated from the IGRF-12 model (Thébault et al., 2015)). This behavior could be a sign that the field aligned current is dominant during this time period. In the absence of more observations, one must remain careful though and take this as a motivation for more experiments and modeling. If confirmed, a joint interpretation of magnetometer and polarimeter data may help determine the 3D ionospheric currents.

5.2. Main results

In setting this experiment campaign, we had several goals that can be summarized as follows. One was to observe the polarisation at different altitudes (i.e. emission lines) from different places in

order to retrieve 3D parameters. One was to determine where the polarisation occurs, either at or in the vicinity of the emission, during the travel of photons to the ground instrument, or because of Rayleigh and/or Mie scattering due to sources out of sight. Another one was to see whether the *AoLP* follows the direction of the ions and could be used as a measurement for the currents at different altitudes.

The meteorological conditions prevented from fulfilling the first objective, and we were left with only one night at only one wavelength, the green line at 557.7 nm. On this set of hours, the similarity between the dynamics of the flux of the green line and that of the electron density at 110 km height is not surprising but gives a good indication that the emissions observed come from the same observation volume for the 2 instruments and not from an aurora occurring elsewhere in the sky and being reflected in the polarimeter through scattering in the lower atmosphere. Fortunately, we could compare the behaviour of the ion velocity measured by EISCAT to that of the *AoLP* measured by the polarimeter showing an agreement between the two. Again, there are at least two possibilities for the polarisation to occur. The first one is through scattering from auroras occurring elsewhere in the sky. That is possible and may constitute an additional source. It is under study but necessitates the development of a dedicated radiative transfer model. The second source is a polarisation at the origin of the emission due to the fact that the impacting particles are focused. Considering Figure 7, it seems to be the case. This would have several important consequences:

- The green line is due to the deactivation of the O^{1S} oxygen state relaxing on O^{1D} (with a branching ratio of .94) with a companion UV emissions at 297.6 nm (6%). It is supposed not to be polarisable from quantum mechanics models (Bommier et al., 2011) since its upper state ($1S$) is not degenerate. The energy threshold is 4 eV. However, the origin of this excited state is still unclear: Gronoff et al. (2008) have shown that the current belief of a three body collision (Barth mechanism, see Barth and Hildebrandt, 1961) is not sustainable when compared to the potential energy curves of the oxygen atom. Should this three body collision be valid, it would be fully isotropic. Therefore, this emission line should not be polarised. Our observations may indicate that the polarisation of the electromagnetic emission is not created at the emission itself, but during the crossing of the charged medium through a mechanism still to be modeled. Should the green line be polarised at the $O^{1S} \rightarrow O^{1D}$ de-excitation, it would then (i) definitely rule out the Barth mechanism and (ii) oblige to reconsider the model of the atomic oxygen.
- The green line originates in the spontaneous radiative de-excitation of the O^{1S} state. The sources to excite the oxygen in this state are listed in Witasse et al. (1999). They include the electron impact, the collisional deactivation of the $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ state, the dissociative recombination of O_2^+ colliding with thermal electrons, and chemical reactions. During the day, the photodissociation is of course a supplementary source. At night, the electron impact is considered as the main source. These electrons are precipitating along the magnetic field line. Therefore in Liliensten et al. (2013), we claimed that the *AoLP* was a good tracer of the magnetic field line. We had neglected the fact that the electrons do not only move along the magnetic field in the ionosphere, but also have an horizontal motion along current systems. Considering the magnetic field only, we had claimed that the best measurement was perpendicular to the magnetic field line. This may be the case in the F region where the Birkeland currents are mostly aligned along the magnetic field. In the E region, the Hall and Pedersen conductivities create horizontal currents that close the system at its bottom. The precipitations along the magnetic field lines are always present

and are part of the physics behind the polarisation. The comparison between the ion velocity measured by EISCAT and the *AoLP* (Figure 7) is a good marker for this. But these field aligned precipitation cannot explain everything. Indeed, the *AoLP* has the same amplitude and same behaviour than the apparent angle of the horizontal current (*AoJ*). The differences between the two may be explained by the currents flowing along the magnetic field lines. If this proves to be correct (through more multi-instruments experiments), future coordinated observations between a chain of magnetometers and a chain of polarimeters may allow retrieving the 3D currents in the ionosphere.

There are still many questions to answer. Amongst them:

- We have shown in [Bosse et al. \(2020\)](#) that the nitrogen purple and blue lines are also polarised, after having shown in different papers already cited that the red line is. Do their *AoLP* also witness electrical currents?
- What does the *DoLP* tell about the upper atmosphere? In this work, we could not find a clear pattern, although it seems to obey the fluctuation of the magnetic field intensity and to be correlated to the *AoLP*.
- What is the role of scattering? Could an auroral emission outside the field of view create at least part of the observed polarisation through Rayleigh and/or Mie scattering?
- In this context, what is the role of the aerosols? Could they explain, at least partially, our observations?

Our results need to be confirmed by more observations. However, campaigns involving a large group with many instruments are difficult to set-up. Thus, we might need to rely only on our already acquired set of data for some time. The most important future step is therefore to put efforts in the modeling by solving the radiative transfer equation in order to understand better the physics behind these observations, and to discriminate between the several sources at play (vertical precipitation, horizontal currents, aerosols, etc.).

Acknowledgements. This work was partially funded by the IPEV project on the high latitude polarisation of the auroral emissions POLARLIS (project number 1026). It was also funded by the Prematuration CNRS program and by the Maturation program CM180023, project PTCU Number 180018M from the SATT company Linksium. This work was supported by the Programme National PNST of CNRS/INSU co-funded by CNES and CEA. The polarimeter is patented by CNRS and valorised by Linksium (international patent number 1873378). The results presented in this paper rely on geomagnetic indices calculated and made available by ISGI Collaborating Institutes from data collected at magnetic observatories. We thank the involved national institutes, the INTERMAGNET network and ISGI (isgi.unistra.fr). We are very grateful to the EISCAT board who selected our proposal for the invited science program PP. EISCAT is an international association supported by research organisations in China (CRIRP), Finland (SA), Japan (NIPR and ISEE), Norway (NFR), Sweden (VR), and the United Kingdom (UKRI). We thank the institutes who maintain the IMAGE Magnetometer Array: Tromsø Geophysical Observatory of UiT the Arctic University of Norway (Norway), Finnish Meteorological Institute (Finland), Institute of Geophysics Polish Academy of Sciences (Poland), GFZ German Research Centre for Geosciences (Germany), Geological Survey of Sweden (Sweden), Swedish Institute of Space Physics (Sweden), Sodankylä Geophysical Observatory of the University of Oulu (Finland), and Polar Geophysical Institute (Russia).

References

- Amm, O., 1997. Ionospheric Elementary Current Systems in Spherical Coordinates and Their Application. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, **49**(7), 947–955. [10.5636/jgg.49.947](https://doi.org/10.5636/jgg.49.947). 2.3
- Amm, O., and A. Viljanen, 1999. Ionospheric disturbance magnetic field continuation from the ground to the ionosphere using spherical elementary current systems. *Earth, Planets, and Space*, **51**, 431. [10.1186/BF03352247](https://doi.org/10.1186/BF03352247). 2.3
- Barth, C. A., and A. F. Hildebrandt, 1961. The 5577 Å Airglow Emission Mechanism. *Journal of Geophysical Research*, **66**(3), 985–986. [10.1029/JZ066i003p00985](https://doi.org/10.1029/JZ066i003p00985). 5.2
- Barthélémy, M., J. Lilensten, F. Pitout, C. Simon Wedlund, R. Thissen, et al., 2011. Polarisation in the Auroral Red Line during Coordinated EISCAT Svalbard Radar/Optical Experiments. *Annales Geophysicae*, **29**(6), 1101–1112. [10.5194/angeo-29-1101-2011](https://doi.org/10.5194/angeo-29-1101-2011). 1
- Bommier, V., S. Sahal-Brechot, J. Dubau, and M. Cornille, 2011. The theoretical impact polarisation of the O I 6300 Å red line of Earth Auroræ. *Annales Geophysicae*, **9**. [10.5194/angeo-29-71-2011](https://doi.org/10.5194/angeo-29-71-2011). 1, 5.1, 5.2
- Born, M., and E. Wolf, 1999. Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. ISBN 9780521642224. 5.1
- Bosse, L., J. Lilensten, N. Gillet, S. Rochat, A. Delboulbé, et al., 2020. On the nightglow polarisation for space weather exploration. *Journal of Space Weather and Space Climate*, **10**, 35. [10.1051/swsc/2020036](https://doi.org/10.1051/swsc/2020036). 1, 2.2, 4.2, 5.2, A.1, A
- Dubovik, O., A. Smirnov, B. N. Holben, M. D. King, Y. J. Kaufman, T. F. Eck, and I. Slutsker, 2000. Accuracy Assessments of Aerosol Optical Properties Retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and Sky Radiance Measurements. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **105**(D8), 9791–9806. [10.1029/2000JD900040](https://doi.org/10.1029/2000JD900040). 5.1
- Duncan, R., 1959. Polarization of the Red Oxygen Auroral Line. 1
- Gronoff, G., J. Lilensten, C. Simon, M. Barthélemy, F. Leblanc, and O. Dutuit, 2008. Modelling the Venusian airglow. *A&A*, **482**(3), 1015–1029. [10.1051/0004-6361:20077503](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077503). 5.2
- Kelley, M., 2009. The Earth's ionosphere, vol. 96 of International Geophysics Series, ISBN 978-0-12-088425-4. Elsevier Academic. ISBN 978-0-12-088425-4. 1
- Laundal, K. M., C. C. Finlay, N. Olsen, and J. P. Reistad, 2018. Solar Wind and Seasonal Influence on Ionospheric Currents From Swarm and CHAMP Measurements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **123**(5), 4402–4429. [10.1029/2018JA025387](https://doi.org/10.1029/2018JA025387). 2.3
- Lehtinen, M., J. Markkanen, A. Väänänen, A. Huuskonen, B. Damtie, T. Nygrén, and J. Rahkola, 2002. A new incoherent scatter technique in the EISCAT Svalbard Radar. *Radio Science*, **37**(4), 1–15. [10.1029/2001RS002518](https://doi.org/10.1029/2001RS002518). 2.1
- Lilensten, J., M. Barthélemy, P.-O. Amblard, H. Lamy, C. S. Wedlund, V. Bommier, J. Moen, H. Rothkaehl, J. Eymard, and J. Ribot, 2013. The Thermospheric Auroral Red Line Polarization: Confirmation of Detection and First Quantitative Analysis. *Journal of Space Weather and Space Climate*, **3**, A01. [10.1051/swsc/2012023](https://doi.org/10.1051/swsc/2012023). 3.2, 5.2

- Lilensten, J., V. Bommier, M. Barthélemy, H. Lamy, D. Bernard, J. I. Moen, M. G. Johnsen, U. P. Løvhaug, and F. Pitout, 2015. The Auroral Red Line Polarisation: Modelling and Measurements. Journal of Space Weather and Space Climate, **5**, A26. [10.1051/swsc/2015027](https://doi.org/10.1051/swsc/2015027). 3.2
- Tanskanen, E. I., 2009. A comprehensive high-throughput analysis of substorms observed by IMAGE magnetometer network: Years 1993-2003 examined. Journal of Geophysical Research (Space Physics), **114**(A5), A05204. [10.1029/2008JA013682](https://doi.org/10.1029/2008JA013682). 2.3
- Thébault, E., C. C. Finlay, C. D. Beggan, P. Alken, J. Aubert, et al., 2015. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation. Earth, Planets, and Space, **67**, 79. [10.1186/s40623-015-0228-9](https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9). 5.1
- Ugolnikov, O. S., O. V. Postlyakov, and I. A. Maslov, 2004. Effects of multiple scattering and atmospheric aerosol on the polarization of the twilight sky. Journal of Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer, **88**, 233–241. [10.1016/j.jqsrt.2003.12.033](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2003.12.033). 5.1
- van de Hulst, H. C., 1981. Light Scattering by Small Particles. Dover Publications, New York. ISBN 978-0-486-64228-4. 5.1
- Vanhamäki, H., and L. Juusola. Introduction to Spherical Elementary Current Systems, 5–33. Springer International Publishing, 2020. ISBN 978-3-030-26732-2. [10.1007/978-3-030-26732-2_2](https://doi.org/10.1007/978-3-030-26732-2_2). 2.3
- Weygand, J. M., O. Amm, A. Viljanen, V. Angelopoulos, D. Murr, M. J. Engebretson, H. Gleisner, and I. Mann, 2011. Application and validation of the spherical elementary currents systems technique for deriving ionospheric equivalent currents with the North American and Greenland ground magnetometer arrays. Journal of Geophysical Research (Space Physics), **116**(A3), A03305. [10.1029/2010JA016177](https://doi.org/10.1029/2010JA016177). 2.3
- Witasse, O., J. Lilensten, C. Lathuillère, and P. L. Blelly, 1999. Modeling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements. J. Geophys. Res., **104**(A11), 24,639–24,656. [10.1029/1999JA900260](https://doi.org/10.1029/1999JA900260). 5.2

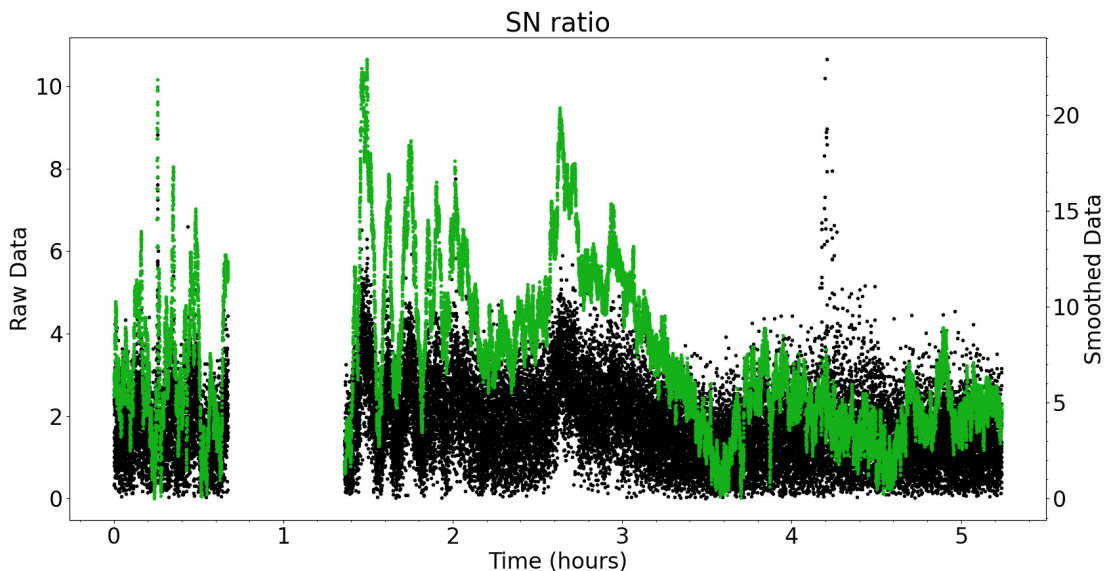


Fig. A.1. S/N parameter over the whole observation, using the method described in Bosse et al. (2020). In black, the values for the raw data (left ordinate) and in green for the smoothed data (right ordinates) over 20 seconds.

Appendix A: Error estimation

We present here the S/N parameter described by Bosse et al. (2020) in their Appendix A. This parameter is the measure of uncertainty on the polarisation measurements. It is computed from the observed flux (F) in mV, the $DoLP$ (d) in % and the integration time (T) in ms as:

$$S/N = \frac{d}{200} \sqrt{FT} \quad (\text{A.1})$$

They show that for S/N lower than 4 or 5, the data start to be too noisy for interpretation. Figure A.1 shows the S/N parameter for the raw and smoothed data over the whole observation. The S/N parameter for the raw data ($T = 0.5$ seconds) is almost always below 4. It can therefore not be interpreted, and the data is not shown in the article for clarity reasons. However, after applying a 20 seconds smoothing window on the data ($T = 20$ seconds), the S/N parameter increases to values which allow the interpretation of the data. We can note that this smoothing process averages the signal received over a longer period of time, thus potentially mixing different direction of polarisation together. It corrects the sur-evaluation of the $DoLP$ and but might loose information on faster variations. Thus, we make the assumption that the observed polarisation of the aurora does not change during a 20 second interval. As the auroral activity was not too high and the observation spans over hours, this assumption seems reasonable.

During the first half of the observation (before 24 LT), the signal can double over a few minutes, and the S/N parameter is correlated with the flux and the $DoLP$. It drops to 1 or 2 on a few occasions during a few minutes. During these, the error estimation of the $AoLP$ increases over 180° (see Figure 3). These portions can not be interpreted, but they do not last very long. In between 24 LT and 25

LT, the S/N parameter is over 5, which correspond to a period of high *DoLP* and well defined *AoLP*. After 25h, it drops to zero on two occasions corresponding to the 70° jumps described in the article at 25:10 LT and 26:20 LT. The decrease of the S/N parameter during the jump is seen in the increase of the *AoLP* error estimation. However, between the jumps, the S/N parameter is high enough to allow interpretation.

The S/N parameter shows that the data smoothed over 20 seconds can be used and interpreted over almost the whole observation. Only on a few occasions (during drops in flux and *DoLP* during the first hour and during the two 70° jumps at 25:10 LT and 26:20 LT.)

Appendix B: Ninox data

We present here the measurements done with the Ninox instrument. The Ninox measures the sky brightness at the zenith every minute during the observing session. This instrument gathers luminance measurements called NSB for *Night Sky Brightness* and expressed in mag/arcsec². Its spectral response essentially covers the visible spectrum (roughly from 320 nm to 720 nm in order to match the human vision) and the FWHM of its field of view is 20° . An NSB of 22.0 mag/arcsec² can be achieved under non-polluted and pristine skies (assuming the Milky Way is not in the field of the instrument at the zenith). When passing through the zenith, the Milky Way can account for a decrease of 0.2 to 0.8 mag/arcsec² of the NSB (i.e sky brightness increases) depending on the galactic longitude. Plots produced with Ninox data are typically smooth under clear skies and erratic in the presence of clouds, especially in sites impacted by light pollution. It was the first time a Ninox is used to measure luminance from auroral emissions, so there were no definitive expectations about the luminance profiles that would be obtained. For this experiment, the Ninox was pointing vertically, i.e. with a 24° pointing difference angle in comparison with the polarimeter.

Figure B.1 shows a comparison between the Ninox and the polarimeter data. Care must be taken to the units which are different, so that only the trend is meaningful (we compare here mV to magnitude per arcsec²). The global trends are overall comparable. The differences, in particular around 25:00, may be due to the fact that the Ninox integrates over all wavelengths. Indeed, it is sufficient that low energy precipitating electrons create red emissions at 220 km height to increase the Ninox measurements, while the polarimeter only measures the green line at 110 km. Another source of discrepancy lies in the fact that the Ninox was not oriented exactly like the polarimeter but pointed vertically. A third source of difference is the different field of views of the instruments. The polarimeter has a narrower field of view (2°) compared to 20° for the Ninox.

From this comparison, we cannot exclude the possibility that there is a background of light pollution coming from a nearby city. However, this pollution, if any, does not significantly vary overnight and would constitute a background that would hardly disturb this comparison. This assumption is only valid for totally clear sky conditions which was the case during the measurement period reported in figure B.1.

The red line in figure B.1 therefore represents the variation in luminance due to the auroral emissions passing through the zenith. This variation spans over 1.5 magnitude which is very significant in terms of sky brightness changes. One can notice different dynamics in the luminance changes: some stability around 24:00, low amplitude variations (e.g. just after 22:00) and high amplitude variations (e.g. 26:00). The measured changes in the luminance reflect the flux variations observed with the polarimeter.

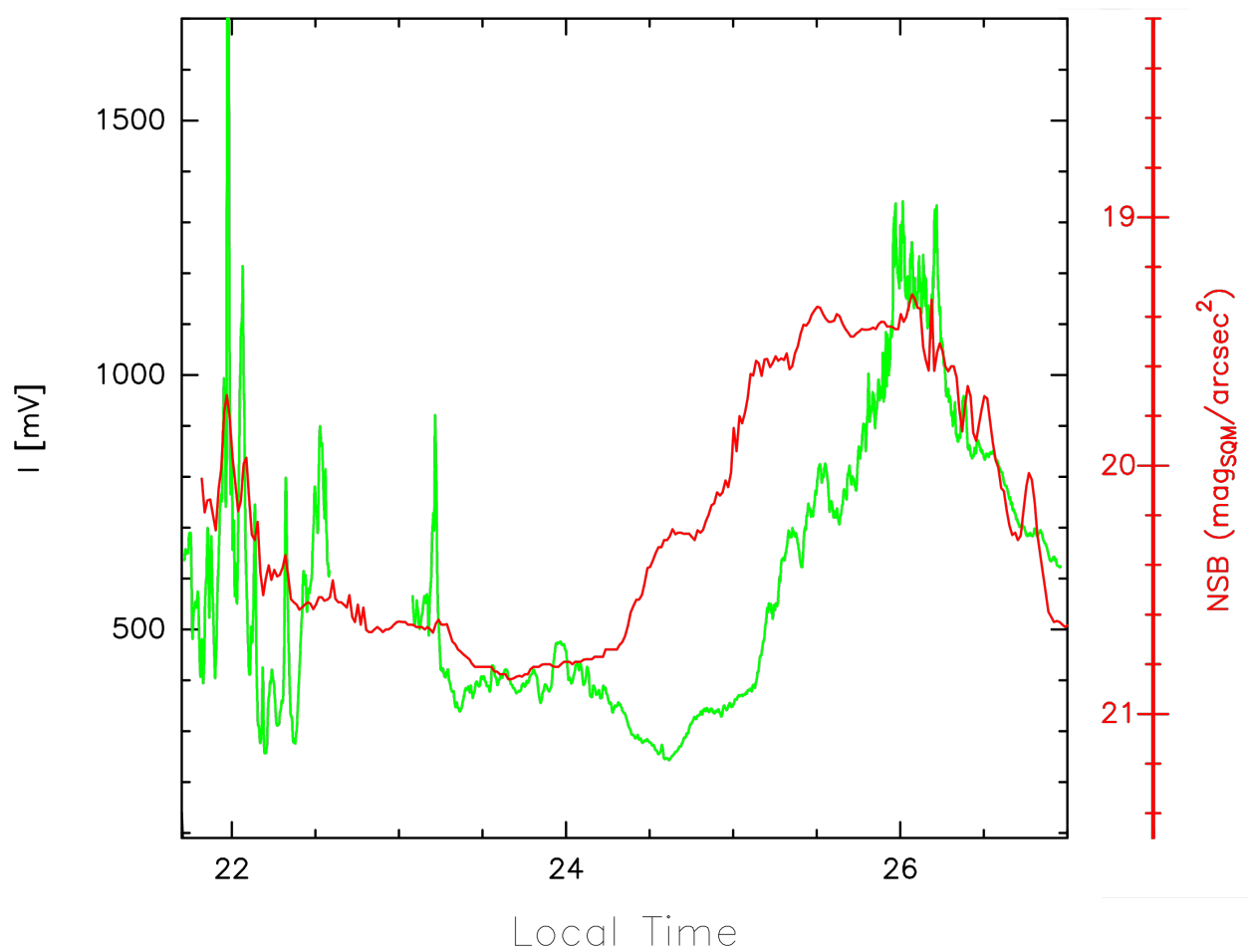


Fig. B.1. This figure compares the Ninox data (in red) to the green line polarimeter flux as in Figure 3 (green line).

4.3 Compléments d'enquêtes

Cet article purement instrumental se concentre sur une seule observation dans une longueur d'onde. Il établit une corrélation entre les mesures de polarisation de *Carmen Cru* et différentes mesures de la haute atmosphère. Je montre ici des résultats supplémentaires qui ne sont pas présentés dans l'article : en particulier, les mesures de 2019 introduites par BOSSE et al. (2020) au chapitre précédent. En effet, ces mesures ont été effectuées suivant un protocole similaire en parallèle avec EISCAT.

La Figure 4.1 compare les mesures de polarisation dans trois longueurs d'ondes (557.7 nm, 427.8 nm et 391.4 nm) avec les données d'EISCAT et les courants équivalents. Ce sont les données du 7 Mars 2019 présentées dans l'article du chapitre précédent (BOSSE et al., 2020). En premier lieu, comme noté auparavant, le flux mesuré par *Carmen Cru* est fortement corrélé à la densité électronique à l'altitude de l'émission. La vitesse ionique le long de la ligne de visée d'EISCAT (c.à.d verticale) varie entre 0 et -100 m/s sur toute la durée des observations. Elle ne montre pas de lien évident avec le comportement de la polarisation (aussi bien le *DoLP* que l'*AoLP*). En particulier, lors des fortes variations observées dans l'*AoLP* de la raie verte autour de 20h35 et de 20h59, aucune variation significative n'est enregistrée dans la vitesse ionique.

Les courants équivalents montrent quant à eux des liens avec le flux et l'*AoLP* mesurés. Pendant les cinq premières minutes de l'observation dans la raie verte, alors que l'activité aurorale est forte, l'amplitude du courant passe du simple au double. La période "calme" entre 20h40 et 20h55 voit le courant et le flux diminuer constamment de façon similaire. Ensuite, alors que l'activité aurorale augmente de nouveau, le courant est divisé par deux. Pendant toute la durée de l'observation de la raie bleue, le courant a tendance à suivre les variations du flux, augmentant et diminuant de concert. Pour le violet, il n'apparaît pas de corrélation entre le flux et le courant. La soudaine augmentation du flux vers 20h30 ne correspond à aucune variation du courant. Cependant, une augmentation du courant similaire se produit environ dix minutes plus tard.

L'angle apparent du courant suit les variations de l'*AoLP* avec un décalage d'environ 90° la plupart du temps. C'est vrai pour la raie verte, excepté lors des deux événements de 20h35 et de 20h59 où les variations de l'angle apparent des courants sont bien moins intenses que les variations de l'*AoLP*. Les variations restent cependant cohérentes, c'est à dire que les angles tournent dans la même direction. Pour la raie bleue, le décalage entre l'angle apparent du courant et l'*AoLP* reste stable entre 60° et 90° . Pour la raie mauve, le décalage est comparable à celui de la raie bleue. On peut noter qu'autour de 23h44, lorsque l'*AoLP* tourne légèrement, l'angle apparent du courant tourne dans la direction opposée d'environ le même angle.

Toutes ces comparaisons tendent à montrer un lien entre la polarisation (et en particulier l'*AoLP*) et le modèle de courant équivalent. D'une part parce que l'amplitude du courant est corrélée au flux observé et à la densité électronique ; d'autre part parce que son angle apparent vu depuis le détecteur de *Carmen Cru* est le plus fréquemment décalé de 90° par rapport à l'*AoLP* dans les trois raies aurorales observées.

Cependant, des différences sont notables, et en particulier la vitesse ionique qui est difficilement comparable à l'*AoLP*, contrairement à ce qui est présenté dans l'article précédent. Cela peut être dû aux erreurs associées au nuage de points de mesures qui ne permettent pas de voir de faibles variations dans la vitesse ionique.

Les différences entre le comportement des mesures de *Carmen Cru* et des courants peut s'expliquer par les limites du modèle de courant équivalent. Ce dernier néglige

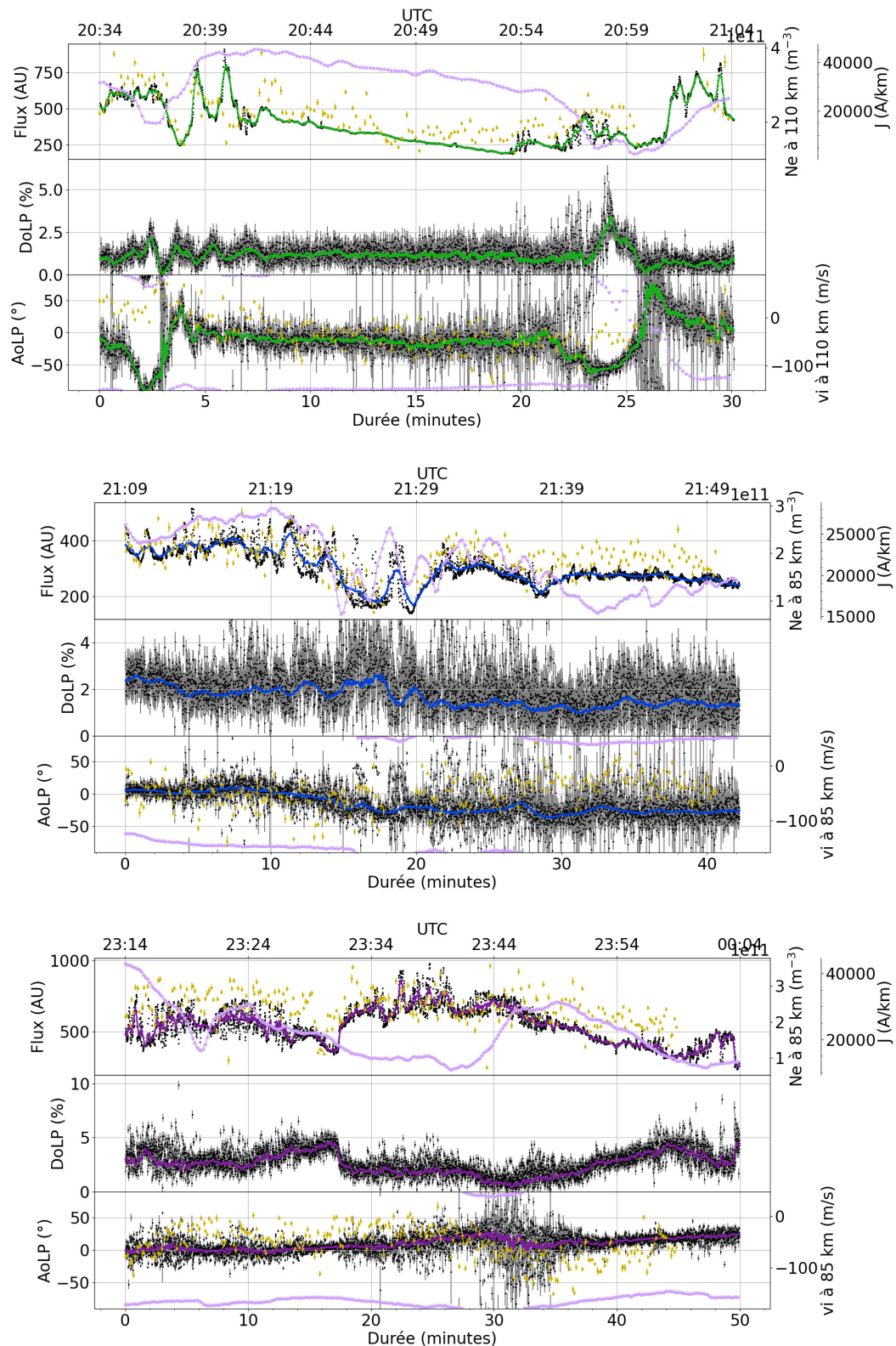


FIGURE 4.1 – Observations du 7 Mars 2019 déjà présentées dans BOSSE et al. (2020) au chapitre précédent. *Carmen Cru* pointe avec un azimut de 164° et une élévation de 45° . En noir, les données non moyennées de *Carmen Cru* avec leurs erreurs en gris ; dans la couleur de la raie (vert à 557.7 nm en haut, bleu à 427.8 nm au centre et mauve à 391.4 nm en bas), les données moyennées sur 15 secondes et leurs erreurs. En violet clair, le courant équivalent calculé à l'émission (superposé au flux) et son angle apparent (superposé à l'*AoLP*). En jaune moutarde, la concentration électronique (superposée au flux) et la vitesse ionique (superposée à l'*AoLP*).

la composante verticale des courants, qui est présente aux altitudes de ces émissions. Cela est d'autant plus important à noter que la présence d'une faible composante verticale peut suffire à faire tourner l'angle apparent de plus de 180° . De plus, la physique à l'origine de la polarisation des raies aurorales est encore peu comprise et pourrait expliquer ces différences. Par exemple, dans le cas de la raie rouge (630.0 nm), la polarisation induite par le déplacement des électrons le long d'une direction privilégiée peut être parallèle ou perpendiculaire à cette direction en fonction de l'énergie des électrons (BOMMIER et al., 2011). Ici, *Carmen Cru* pointe pratiquement au Sud (azimut = 164°), et les courants sont principalement alignés Est-Ouest, d'où leur angle apparent de 90° correspondant à l'horizontal. Si on étend la théorie développée pour la raie rouge aux raies documentées plus haut, la polarisation induite par les courants pourrait être perpendiculaire à ceux-ci. Alors on obtiendrait une polarisation principalement verticale ($AoLP = 0^\circ$), comme observé par *Carmen Cru*.

Toutefois, ces indices ne suffisent pas à conclure définitivement que la polarisation observée tire son origine de la haute atmosphère. En effet, les effets potentiels de la diffusion dans la basse atmosphère sont complexes et pourraient eux aussi être à l'origine de la polarisation et expliquer les corrélations décrites plus haut. Pour rappel, plusieurs hypothèses sont envisageables :

1. La diffusion d'une émission aurorale.
2. La diffusion de sources de pollutions lumineuses en addition de la lumière non diffusée des aurores.

La diffusion par les particules (molécules et aérosols) composant la basse atmosphère produit de la lumière polarisée (voir Chapitre 5). Dans la première hypothèse, une lumière aurorale non polarisée est émise hors de la ligne de visée de l'instrument et est diffusée dans la basse atmosphère. On s'attend alors à une corrélation entre l'activité aurorale et la polarisation mesurée, à travers la concentration électronique ou les courants équivalents par exemple. Dans ce cas, le flux est dominé par la lumière directe (non diffusée) et serait lui aussi corrélé à l'activité aurorale. Cette hypothèse permet d'expliquer, par exemple, le comportement de l' $AoLP$ de la raie verte lors des deux événements de la Figure 4.1 avec une aurore mouvante hors de la ligne de visée. Dans ce cas, l' $AoLP$ et le $DoLP$ dépendent de la direction de l'aurore par rapport à la ligne de visée de l'instrument.

Le flux diffusé serait alors suffisamment important pour créer une polarisation de quelques pourcents. La lumière diffusée peut atteindre des $DoLP_{diff}$ supérieurs à 50%. Dans ce cas, un flux diffusé $Flux_{diff}$ représentant seulement 2% du flux total $F = Flux_{diff} + Flux_{direct}$ suffit à produire un $DoLP_{total}$ de l'ordre du pourcent d'après la formule suivante :

$$DoLP_{total} = \frac{DoLP_{diff} Flux_{diff}}{Flux_{diff} + Flux_{direct}}. \quad (4.1)$$

Il est donc possible que les mesures ci-dessus s'expliquent grâce à cette première hypothèse.

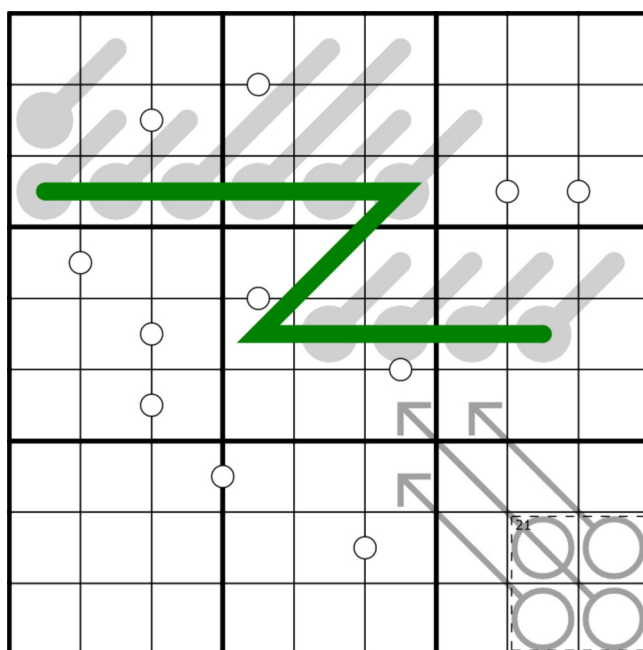
Dans la seconde hypothèse, la polarisation est due à la combinaison de la lumière diffusée dans la basse atmosphère depuis des sources de pollutions lumineuses au sol et de la lumière aurorale directe. Dans ce cas, on s'attend à ce que la polarisation produite par cette diffusion soit constante dans le temps. Simplement parce que l'éclairage urbain ne change pas au cours de la nuit si on néglige les sources

mouvantes comme les phares de voitures. Cette source seule n'explique donc pas les variations de $DoLP$ et d' $AoLP$ observées par *Carmen Cru*. Pour ce faire, il faut introduire de la lumière directe venant des aurores. Ce serait alors la variation du flux de lumière directe non (ou peu) polarisée qui dirigerait les variations observées dans les mesures. Il faut noter que cela n'exclut pas une polarisation tirant son origine dans la haute atmosphère. En effet, les deux sources de polarisation peuvent s'additionner et dominer tour à tour les mesures en fonction de leur flux et de leur $DoLP$. Dans ce cas, on s'attend de nouveau à ce que nos mesures soient corrélées avec l'activité aurorale. On imagine alors qu'elles seront dominées par la lumière directe lors d'une aurore intense (par exemple lors des deux événements déjà décrits dans la raie verte), puis que la diffusion reprenne le relais lorsque les aurores diminuent d'intensité. On aurait alors naturellement un changement d' $AoLP$ et de $DoLP$ lors du changement de source dominante. Cela rend la séparation et l'identification de l'origine de la polarisation bien plus complexe.

C'est pourquoi nous étudierons la diffusion dans la basse atmosphère dans les détails au chapitre suivant. Cela nous amènera à développer un code de transfert radiatif dans le but de modéliser cette diffusion en espérant pouvoir reproduire nos résultats et identifier l'origine de la polarisation observée par nos *Crus*.

Intermède

Pour se changer les idées, voici un petit puzzle que j'ai construit pendant mes pauses. J'espère qu'il vous plaira, et qu'il remplira les vôtres. L'inspiration est, je crois, évidente : *Grand Cru*, avec ses quatre voies de mesures dans le coin inférieur droit, observe une belle aurore sur le fond étoilé.



Règles du jeu :

- Les règles de Sudoku normales s'appliquent. C'est à dire que chaque ligne, colonne et carré de 3x3 doit contenir tous les chiffres de 1 à 9.
- Ligne verte : Elle forme un palindrome. Lue depuis une extrémité ou l'autre, la suite de chiffres qui la compose est identique (par exemple 1234321)
- Thermomètres : Les lignes grises avec un bout rond sont des thermomètres. Le long d'un thermomètre, les chiffres sont arrangés par ordre croissant en partant du bout rond (ici toujours du bas vers le haut donc).
- Les flèches : La somme des chiffres le long d'une flèche est égale au chiffre contenu dans le cercle associé à la flèche.
- Cage : La cage en pointillé contient quatre chiffres dont la somme est égale à 21.
- Deux cases séparées par un point blanc contiennent deux chiffres consécutifs (dont la différence vaut 1).

Vous pouvez aussi en trouver une version en ligne ici : <https://f-puzzles.com/?id=yhvgudyw>.

Chapitre 5

POMEROL : un *Cru* virtuel

Les questions posées aux chapitres précédents ont motivé le développement d'un code de transfert radiatif pour mieux comprendre le rôle de la pollution lumineuse et de la diffusion dans la basse atmosphère en général. Cette étape n'était pas prévue au démarrage de la thèse, mais s'est avérée nécessaire pour dénouer le mystère présenté dans le chapitre précédent.

Ce code, baptisé POMEROL pour Polarisation par Mie Et Rayleigh des Objet Lumineux, a pour but de calculer la contribution de la diffusion dans la basse atmosphère lors d'une mesure de *Petit Cru*. Pour cela, il faut modéliser un environnement complet, en prenant en compte les caractéristiques de l'instrument réel dont on veut reproduire les mesures, les sources lumineuses proches (villes, aurores, réflexions sur la neige, etc...) et la composition de l'atmosphère. L'espoir est de pouvoir ensuite comparer la polarisation modélisée à la polarisation mesurée par un *Petit Cru*.

Nous présenterons ici une introduction au transfert radiatif pour introduire les concepts nécessaires à ce travail. Ensuite, un article soumis au Journal of Geophysical Research présente le modèle et les étapes de sa validation. Finalement, des études supplémentaires viennent compléter les tests de l'article.

5.1 Pollution lumineuse

La pollution lumineuse désigne ici toutes les sources lumineuses qui interfèrent avec la mesure de la polarisation des aurores. Deux moyens de contamination sont possibles : la pollution directe et indirecte. Une pollution directe est une lumière mesurée par l'instrument qui n'a subi aucune transformation. Par exemple, la lumière d'étoiles derrière l'aurore, ou une lampe frontale malencontreusement dirigée vers l'ouverture. Ces sources de pollution sont peu nombreuses une fois que l'instrument est plongé dans le noir. Les sources de pollution indirectes sont bien plus nombreuses. Ce sont celles qui se diffusent dans la basse atmosphère le long de la ligne de visée de l'instrument. On peut citer la lumière des villes bien sûr (Figure 5.1), mais aussi des aurores brillantes hors de la ligne de visée par exemple. La diffusion dans l'atmosphère polarise la lumière, ce qui interfère non seulement sur le flux mesuré, mais aussi sur le *DoLP* et l'*AoLP*.

La lumière des villes est la plus grande source de pollution lumineuse et de nombreuses études se sont déjà penchées sur ses impacts. En effet, la pollution lumineuse d'origine humaine croît avec les années (KYBA et al., 2015; KYBA et al., 2017). Cela rend de plus en plus difficile l'accès à un ciel étoilé en zone urbaine. Ses effets sont multiples sur la santé humaine (ZIELINSKA-DABKOWSKA, 2018; GARCIA-SAENZ et al., 2018) et animale (GRUBISIC et al., 2018; DAVIES et al., 2014). Chez l'homme en particulier, l'altération du rythme jour-nuit est liée aux troubles du sommeil. L'exposition à la lumière bleue pendant la nuit à même été reliée à un risque accru de cancer. La consommation d'énergie augmente avec l'étalement de l'éclairage urbain malgré



FIGURE 5.1 – Photo d’une aurore depuis l’observatoire de Skibotn le 31 Janvier 2019. On peut voir une aurore relativement faible dans la direction du village le plus proche. En dessous, juste au dessus de la ligne des arbres, un halo blanc est clairement visible, signature de l’éclairage urbain. On le voit aussi se refléter sur des nuages vers la gauche de l’image, dans des teintes plus orangées.

des lampes plus efficaces (BERKHOUT, MUSKENS et VELTHUIJSEN, 2000; PAWSON et BADER, 2014). Une grande variété de lampes est utilisée suivant les pays et les villes, polluant toutes les longueurs d’onde visibles (FALCHI et al., 2011; LAMPHAR et KOCIFAJ, 2013). Dans le cadre de ce travail, la pollution lumineuse urbaine recouvre toutes les longueurs d’ondes aurorales (de 391.4 nm à 630 nm). Visible à l’œil nu par delà les vallées alpines, elle est présente sur toutes les photos d’astrophotographie récentes. Des modèles sont développés depuis plusieurs dizaines d’années (GARSTANG, 1986; CINZANO et al., 2000; CINZANO et FALCHI, 2012; FALCHI et al., 2016) pour mieux évaluer et mesurer l’évolution de la pollution lumineuse. Cependant, ces études sont centrées sur la mesure de l’intensité lumineuse, et non sur la polarisation (HORVATH et al., 2009). L’étude de cette dernière est peu présente dans la littérature (KYBA et al., 2011; WU et al., 2015). Pourtant, elle peut avoir d’importants effets sur les animaux qui la perçoivent et s’en servent pour s’orienter par exemple (LAO et al., 2020). Aujourd’hui, aucun modèle de pollution lumineuse à notre connaissance n’offre la possibilité de calculer la polarisation de la lumière.

Il existe par contre des modèles de transfert radiatif perfectionnés qui permettent de tels calculs (EVANS et STEPHENS, 1991; BERK et al., 2014; EMDE et al., 2015). Cependant ces modèles sont pour la plupart développés pour des études diurnes, lorsque le Soleil est la seule source de lumière dominante. Ils sont utilisés pour l’étude de l’atmosphère, des aérosols et sont souvent très spécifiques. Leur utilisation pour ce travail n’est pas adaptée pour le problème qui nous intéresse. Dans notre cas, la pollution lumineuse n’est pas dominée par une source unique comme le Soleil. Souvent, plusieurs villes et villages entourent le site d’observation, avec des géométries complexes et des occultations par le relief. En plus des sources au sol, la lumière des aurores

peut aussi se diffuser dans la basse atmosphère, créant des mélanges complexes de diverses sources. Pour prendre tout cela en considération, il faut un code capable de gérer de larges sources lumineuses reproduisant l'environnement d'observation réel. Le format des données requises n'est pas compatible avec des codes non adaptés, et l'utilisation d'un code de transfert radiatif existant aurait demandé beaucoup de travail de compatibilité. Écrire un code neuf spécialement adapté au problème nous a paru plus efficace. Voilà donc les bases nécessaires pour mieux appréhender le modèle décrit au chapitre suivant.

5.2 Transfert radiatif

5.2.1 Terminologie

L'étude de la propagation de la lumière à travers un milieu est appelé transfert radiatif. C'est une spécialisation de la physique à part entière dédiée à décrire toutes sortes de phénomènes impliquant de la lumière. La lumière est formée de faisceaux lumineux, c'est à dire de cônes étroits de lumière qui se propagent dans une direction relativement précise. Un laser ou une lampe de poche produisent des faisceaux lumineux par exemple. A sont tour, un faisceau de lumière est composé de "briques élémentaires" appelées rayons lumineux. Un rayon lumineux est un modèle idéalisé d'un faisceau lumineux. Il est défini comme la direction de propagation d'une onde lumineuse. C'est un faisceau de lumière infiniment fin, approximation qui ne tient que lorsque la longueur d'onde est très inférieure à toutes les dimensions des objets environnant.

Classiquement, une onde lumineuse est une oscillation du champ électro-magnétique. Comme expliqué auparavant (voir 1.3.1 et 2.1), l'oscillation du champ électrique seule est suffisante pour caractériser la lumière. L'onde lumineuse est donc définie par sa vitesse v et sa fréquence ν ou sa longueur d'onde $\lambda = v/\nu$. Le milieu dans lequel se propage la lumière possède un indice de réfraction $n = c/v$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Mathématiquement, l'onde électrique \vec{E} se propageant le long de l'axe z peut être décomposée le long des axes x et y comme :

$$\vec{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x \exp(ikz - \omega t + \psi_x) \\ E_y \exp(ikz - \omega t + \psi_y) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

où $\vec{E}(z, t)$ est l'oscillation du champ électrique en fonction du temps t et de sa position z . E_x et E_y sont les amplitudes de l'onde suivant les axes x et y , $k = 2\pi n/\lambda$ est la norme du vecteur d'onde qui pointe dans la direction de propagation. On définit ω comme $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$. Enfin, ψ_x et ψ_y sont les phases des deux composantes de l'oscillation. Lorsque le déphasage est de $\Delta\psi = \psi_x - \psi_y = 0^\circ$ à 180° près, la lumière est polarisé linéairement. Lorsque que $\Delta\psi = 90^\circ$, alors la polarisation est dite circulaire. Pour toutes les autres valeurs, la polarisation est elliptique. L'intensité d'un rayon lumineux est définie comme :

$$I = |E_0|^2 \quad (5.2)$$

Historiquement, deux univers parallèles développés par les physiciens d'un coté et par les opticiens de l'autre permettent de mesurer et d'étudier la lumière. Le premier étudie la lumière d'un point de vue énergétique sur tout le spectre de fréquence, c'est la photométrie énergétique. Le second se spécialise dans la partie

visible du spectre lumineux et sa perception par l'œil humain, c'est la photométrie visuelle. De ce fait, toutes les grandeurs sont dupliquées. Le lien entre une grandeur visuelle quelconque I_v et sa contrepartie énergétique I_e est donnée par :

$$I_v = K_m V(\lambda) I_e \quad (5.3)$$

où K_m est une constante et $V(\lambda)$ est le coefficient d'efficacité de l'œil humain à une longueur d'onde donnée. $V(\lambda)$ est donc nul en dehors du spectre visible, et présente un maximum autour de $\lambda = 555$ nm. On peut noter que les valeurs de K_m et de V dépendent du jour et de la nuit. Nous utiliserons uniquement des grandeurs énergétiques dans la suite, sauf si explicitement indiqué.

Le transfert radiatif et la photométrie offrent une variété de termes, grandeurs et définitions qui ne se lassent pas de surprendre. Voici donc quelques définitions utilisées dans la suite. A chaque unité correspond un terme. En cas de doute, il vaut donc toujours mieux se référer aux unités utilisées.

Tout d'abord, chaque grandeur définie dans la suite peut être globale (définie sur l'ensemble des longueurs d'onde de la lumière), ou spectrale (définie comme une densité spectrale à chaque longueur d'onde). Une grandeur spectrale sera exprimée avec son unité globale par nanomètre.

La première grandeur est le flux énergétique F exprimé en Watts (W) (*radiant flux* ou *radiant power* en anglais). On s'en sert pour mesurer l'énergie émise par une source à chaque instant, ou l'énergie totale frappant un détecteur par exemple. L'intensité énergétique I est une mesure du flux par angle solide (W/sr) (*radiant intensity* en anglais). Dans le cas d'une source qui émet de façon isotropique, on la relie au flux par la formule $I = F/(4\pi)$. L'éclairement E mesure un flux par unité de surface (W/m²) (*irradiance* en anglais). Considérons une surface d'aire dA inclinée avec un angle θ par rapport au faisceau lumineux et éloignée de la source par une distance r . Le flux lumineux $F = Id\Omega$ concentré dans un angle solide $d\Omega = \cos(\theta)dA/r^2$ produit un éclairement $E = F/dA = I\cos(\theta)/r^2$. L'émittance M est l'équivalent de l'éclairement pour une source. C'est le flux émis par unité de surface (W/m²). La luminance L donne le flux émis (ou reçu) par une surface par unité de surface et par angle solide (W/m²/sr) (*radiance* en anglais).

Dans le vide et aux échelles qui nous intéressent, un rayon lumineux se déplace indéfiniment en ligne droite. Lorsqu'il traverse un milieu comme l'air de l'atmosphère ou de l'eau par exemple, il interagit avec les particules composant le milieu. Lors de ces interactions, il peut être diffusé ou absorbé. Au final, lorsque le rayon lumineux a traversé le milieu, son énergie aura changée en fonction de la quantité absorbée ou diffusée par le milieu. Lorsque le milieu n'émet pas de lumière supplémentaire, son énergie a diminué.

Ici, la taille des particules r n'a de sens que lorsque comparée à la longueur d'onde de la lumière λ . On définit alors un paramètre sans dimension $\rho = r/\lambda$. Chaque particule constituant le milieu est définie par une section efficace d'extinction C_{ext} , d'absorption C_{abs} et de diffusion C_{sca} exprimées en m². Ces dernières représentent la quantité de lumière absorbée ou diffusée. Au total, la quantité de lumière retirée au rayon lumineux incident est appelée l'extinction. C'est la somme de l'absorption et de la diffusion ($C_{ext} = C_{abs} + C_{sca}$). L'albédo de la particule est défini comme $\bar{\omega} = C_{sca}/C_{ext}$ et représente la fraction de lumière diffusée.

Lorsque l'on décrit la diffusion par une particule, on introduit le concept de plan de diffusion. C'est le plan contenant le rayon incident, la particule et le rayon diffusé. Il sert de référence pour pouvoir parler de polarisation.

Enfin, la fonction de phase Φ d'une particule exprime la probabilité que la diffusion se fasse dans une direction donnée. La direction de diffusion est codée par l'angle de diffusion θ entre la direction incidente et la direction diffusée. La fonction de phase est normalisée à 4π lorsque elle est intégrée dans toutes les directions. Tous ces paramètres caractérisent une particule du milieu, et dépendent bien sûr de la composition et de la géométrie des particules, mais aussi de la longueur d'onde et de l'état de polarisation de la lumière. A partir de là, et en faisant quelques hypothèses sur le milieu, on peut calculer la quantité de lumière qui traverse un milieu, ou qui est diffusée dans une direction donnée par exemple.

Pour un milieu isotrope ne contenant qu'un type de particule et une lumière monochromatique non polarisée, on peut aisément définir les grandeurs suivantes. En multipliant la section efficace d'extinction d'une particule par la concentration de particules dans le milieu n (en m^{-3}), on obtient le coefficient d'extinction $c_{ext} = nC_{ext}$. De même pour le coefficient de diffusion c_{sca} et d'absorption c_{abs} tels que $c_{ext} = c_{sca} + c_{abs}$. Un milieu peut contenir différent types de particule i avec des sections efficaces $C_{ext,i}$ et des concentrations n_i . On somme alors sur toutes les particules tel que $c_{ext} = \sum c_{ext,i} = \sum_i n_i C_{ext,i}$, idem pour c_{sca} et c_{abs} . Alternativement, on peut aussi utiliser une particule effective. Sa concentration est alors $n_{eff} = \sum_i n_i$ et ses sections efficaces $C_{eff} = \sum_i n_i C_i / n_{eff}$.

Lors de la traversée d'une couche infinitésimale de taille ds perpendiculaire au faisceau, la variation de l'intensité énergétique dI s'écrit alors :

$$dI = -c_{ext}I_0 ds \quad (5.4)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau entrant en W/sr et c_{ext} est le coefficient d'extinction du milieu en m^{-1} . Après intégration sur tout le trajet \mathcal{S} dans le milieu, on trouve que l'intensité énergétique I qui aura traversé le milieu est :

$$I = I_0 e^{-\tau_{ext}} \quad (5.5)$$

avec I_0 l'intensité entrante et $\tau_{ext} = \int_{\mathcal{S}} c_{ext}(s) ds$ la profondeur optique du milieu. La transmittance quant à elle est $\exp(-\tau_{ext})$. Enfin, l'intensité diffusée par un volume dV dans un angle solide $d\Omega$:

$$dI = I_0 c_{sca} \frac{P(\theta)}{4\pi} dV d\Omega \quad (5.6)$$

où I_0 est l'intensité incidente et θ l'angle de diffusion.

Lorsque la lumière incidente est polarisée, les choses se compliquent. En particulier, la fonction de phase et les sections efficaces de particules non sphériques dépendent de la direction de polarisation incidente. Dans ce cas, la fonction de phase peut varier suivant la polarisation de la lumière incidente et le plan de diffusion considéré. On utilise alors le calcul matriciel et les paramètres de Stokes (HULST, 1981). De cette manière, des matrices de diffusion permettent de décrire de façon complète la diffusion polarisée par n'importe quelle particule.

Pour ce travail, nous considérons la pollution lumineuse comme non polarisée à l'émission, c'est à dire comme une source incohérente. En effet, la lumière des villes, bien que réfléchi sur de nombreuses surfaces (routes, fenêtres, etc..) mélange toutes ces contributions pour les échelles considérées. Nous n'étudions pas l'effet d'une surface d'immeuble vitrée en particulier, mais considérons les émissions d'une ville

de façon globale. Nous utiliserons donc une fonction de phase simple dépendante de l'angle de diffusion seulement. Comme expliqué, cette approximation n'est pas valide dans tout les cas (lumière polarisée, particules non-sphériques), et peut être corrigée dans l'avenir en utilisant des matrices de diffusions plus complexes. Cette correction est, je pense, mineure, et ne devrait pas induire de différences majeures dans les résultats du modèle. Elle est aussi difficile à mettre en place, puisque la polarisation de la lumière incidente n'est pas connue : la lumière des villes est considérée non polarisée à l'émission et la polarisation de la lumière aurorale est ce que l'on cherche. Il n'est pour l'instant pas envisageable de l'implémenter, et elle ne constitue pas une priorité face à d'autres approximations comme la diffusion simple par exemple. D'autre part, nous ne considérerons que la diffusion élastique, ce qui veut dire que la longueur d'onde de la lumière diffusée est la même que la lumière incidente (KATTAWAR, YOUNG et HUMPHREYS, 1981 ; van DEELEN, LANDGRAF et ABEN, 2005).

L'atmosphère terrestre autour de laquelle ce travail se construit est composée de deux types de particules. D'abord, les molécules de l'air, dont la taille est inférieure au nanomètre et donc aux longueurs d'onde visible. Leur nature est bien connue (diazote, dioxygène et trace d'autres gaz).

Ensuite, les aérosols regroupent toutes les particules suffisamment légères pour être liées dynamiquement aux mouvements de l'air. Elle ne se déposent pas sur le sol mais volettent au moindre souffle. Cette fois, leur taille varie du nanomètre au micron, voir au millimètre. Leur composition est extrêmement variable suivant le lieu et l'heure. Cela peut être des particules de pollution émises par les voitures, des poussières fines, des virus et des bactéries ou des minéraux pour n'en citer que quelques unes. Nous traiterons ces deux types de particules séparément au vu de leurs propriétés optiques différentes. En effet, un paramètre crucial pour définir la fonction de phase d'une particule est la taille (r) relative de la dite particule par rapport à la longueur d'onde étudiée (λ). C'est le paramètre $\rho = r/\lambda$. Dans le cas général, pour toutes les tailles, la théorie de Mie fournit des outils mathématiques puissants mais complexes. Dans le cas où la taille de la particule est petite face à la longueur d'onde ($\rho \ll 1$), on peut en utiliser une approximation appelée la diffusion Rayleigh. Cette approche facilite grandement les calculs et fonctionne très bien pour décrire la diffusion par les molécules de l'air. Nous verrons dans la suite plus en détails la théorie de la diffusion de Mie et Rayleigh.

5.2.2 Diffusion de Mie

La théorie de diffusion de Mie est un modèle général décrivant le comportement de la lumière lorsqu'elle interagit avec des petits corps, comme des gouttelettes d'eau par exemple. La théorie de Mie donne la distribution angulaire de l'intensité de la lumière diffusée par une particule. Elle tient compte de toutes les propriétés de la lumière et des particules. Une description complète de la théorie n'est pas nécessaire dans le cadre de cette thèse. Cependant, nous rappellerons quelques notions de base.

La diffusion de Mie est très générale. La fonction de phase d'une particule est unique et dépend de la taille, de la forme et de la composition de la particule, ainsi que de la longueur d'onde de la lumière et de sa polarisation. Ici par simplicité, nous considérons des particules sphériques. Cette approximation tient à leur diversité et à leur orientation aléatoire. En effet, les aérosols sont transportés dans l'air et n'ont pas de raison de s'orienter dans une direction particulière dans le cas général. Ce n'est pas toujours vrai, et des alignements de cristaux de glace par exemple peuvent être à

l'origine de phénomènes optiques rares comme les piliers lumineux (GREENLER et al., 1972) ou les parhélies. Comme discuté plus loin (voir Section 5.3), nous considérons aussi la lumière incidente comme non polarisée. Cela permet de ne pas tenir compte de l'origine du rayon incident dans le calcul de la polarisation de la lumière diffusée. Ainsi, la fonction de phase de nos aérosols a une dépendance sur l'angle de diffusion, leur taille relative à la longueur d'onde et leur indice optique.

Même si le rayon incident n'est pas polarisé, le rayon diffusé peut l'être. Deux possibilités s'offrent à lui : une polarisation dans le plan de diffusion ou une polarisation perpendiculaire, c'est à dire normale au plan de diffusion. La Figure 5.3 montre le cas d'une polarisation perpendiculaire (en rouge). En vert, l'onde est polarisée dans le plan. On utilise une fonction de phase polarisée Φ_p en plus de la fonction de phase décrite plus haut. Cette nouvelle fonction de phase nous renseigne sur la quantité de lumière polarisée diffusée dans une certaine direction. De cette façon, $\Phi_p(\theta)/\Phi(\theta)$ nous donne le *DoLP* de la lumière diffusée. Pour connaître la direction de polarisation, il est commun d'autoriser Φ_p à être négative. Dans ce cas, une polarisation perpendiculaire au plan de diffusion est positive alors qu'une polarisation dans le plan est négative. Le *DoLP* peut alors aussi prendre des valeurs négatives. Cependant, dans le cadre de ce travail, par cohérence, nous garderons la notation de *DoLP* et d'*AoLP* donnée au Chapitres 1 et 2. Une polarisation perpendiculaire aura un *AoLP* = 0° alors qu'une polarisation dans le plan un *AoLP* = 90°. Le *DoLP* quant à lui sera toujours positif. Cette notation est cohérente avec les données des *Petits Crus*. En effet, l'instrument est toujours dans le plan de diffusion puisqu'il se trouve le long du rayon diffusé. Le zéro de son *AoLP* est fixé à la verticale, donc toujours normal au plan de diffusion (voir Figure 5.3).

Il existe des scénarios où la théorie de la diffusion de Mie se simplifie. En particulier, lorsque la taille des particules est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière ou plus petite, les équations se simplifient et nous entrons dans le régime dit de diffusion Rayleigh.

La Figure 5.2 illustre cette complexité avec deux types d'aérosols différents, respectivement appelé 1-low et 2-high (voir article ci-après). Ils sont caractérisés ici par leurs tailles. On utilise une distribution de tailles allant de 1 nm à 50 μm représentée par l'équation 6 de l'article suivant. En moyenne, 1-low est composé d'aérosols d'environ 150 nm, contre 557 nm pour 2-high. Cela permet d'avoir des particules de l'ordre de grandeur des longueurs d'ondes étudiées ici. En particulier, la taille des aérosols du modèle 2-high est calquée sur l'émission aurorale verte à 557.7 nm.

Tout d'abord, on peut voir sur la colonne de gauche (Figures 5.2a et 5.2c) que la fonction de phase est plus piquée lorsque ρ est grand (c'est à dire lorsque la taille des particules est grande par rapport à la longueur d'onde). Alors, la majorité de la lumière diffusée le sera vers l'avant. En comparaison, la diffusion Rayleigh a une fonction de phase symétrique vers l'avant et vers l'arrière. A droite ((Figures 5.2b et 5.2d)), on voit le *DoLP* de la lumière diffusée. Pour la diffusion Rayleigh, la lumière diffusée à 90° est entièrement polarisée, alors que la lumière diffusée vers l'avant ou l'arrière ne l'est pas du tout. Le *DoLP* est toujours positif (*AoLP* = 0°, c'est à dire normal au plan de diffusion). Pour Mie, lorsque ρ diminue, le *DoLP* se rapproche du cas Rayleigh (rouge en haut à droite). Il s'en éloigne rapidement, et présente des *DoLP* négatifs pour les grands angles de diffusions (*AoLP* = 90°, c'est à dire contenu dans le plan de diffusion). Dans l'ensemble, le *DoLP* est plus faible que pour la diffusion Rayleigh et ne dépasse pas les 50% dans les 2 cas présentés ici.

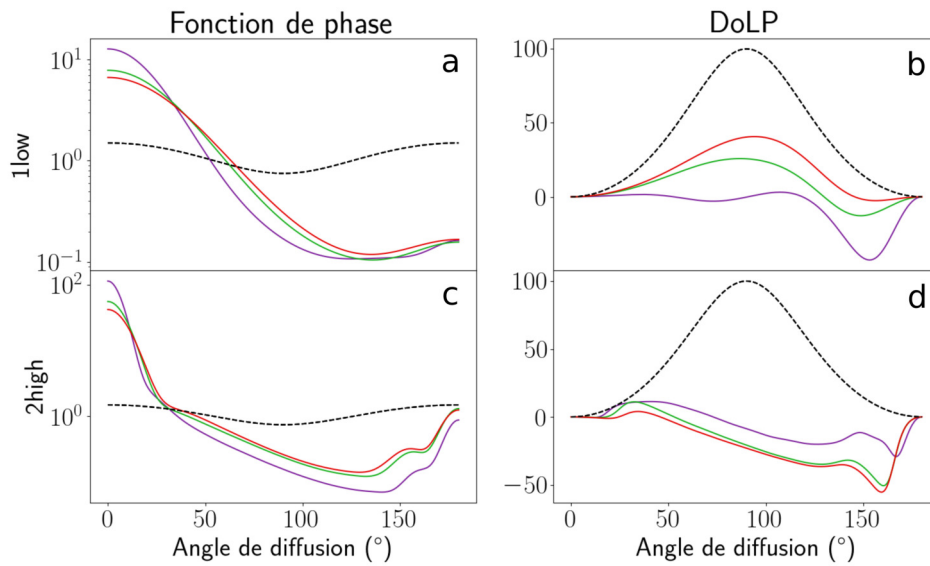


FIGURE 5.2 – Fonction de phase pour deux types d’aérosols : 1-low (a et b) et 2-high (c et d) utilisés dans l’article suivant et pour trois longueurs d’ondes : bleu à 391.4 nm, vert à 557.7 nm et rouge à 630 nm. A gauche (a et c) la fonction de phase normalisée à 4π , et à droite (b et d) le $DoLP$ du rayon diffusé. Les couleurs codent la longueur d’onde. En pointillés noirs, les valeurs pour la diffusion Rayleigh.

5.2.3 La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un cas particulier de diffusion de Mie où la particule a une taille comparable à la longueur d’onde de la lumière ou plus petite. L’exemple le plus célèbre est la diffusion par les molécules de l’atmosphère à l’origine de la couleur bleue du ciel. Le travail suivant utilise la théorie de la diffusion Rayleigh dans le contexte de la diffusion atmosphérique également. Ainsi, la description de la théorie sera adaptée à cet effet. Pour une discussion plus approfondie et plus générale sur la diffusion de Rayleigh, voir HULST, 1981. La théorie de Mie étant grandement simplifiée dans ce cas, nous rentrerons plus en avant dans les détails mathématiques que pour le cas général.

Classiquement, la section efficace de diffusion Rayleigh (ici en cm^2) pour l’air standard est (PENNDORF, 1957; BUCHOLTZ, 1995) :

$$C_{sca} = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N_s^2} \left(\frac{m_s^2 - 1}{m_s^2 + 2} \right)^2 \frac{6 + 3\rho_n}{6 - 7\rho_n}, \quad (5.7)$$

avec λ la longueur d’onde, N_s la concentration moléculaire (ici pour l’air standard $N_s = 2.54743 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), m_s l’indice de réfraction de l’air standard à λ et ρ_n le facteur de dépolarisation tenant compte de l’anisotropie des molécules et dépendant de la longueur d’onde.

L’intensité de la diffusion est proportionnelle à $1/\lambda^4$, ce qui signifie que les longueurs d’onde plus courtes sont beaucoup plus diffusées que les longueurs d’ondes plus longues. C’est notamment cette particularité qui est à l’origine de la couleur du ciel. Dans les travaux suivants, nous utilisons une définition plus adaptée à nos besoins :

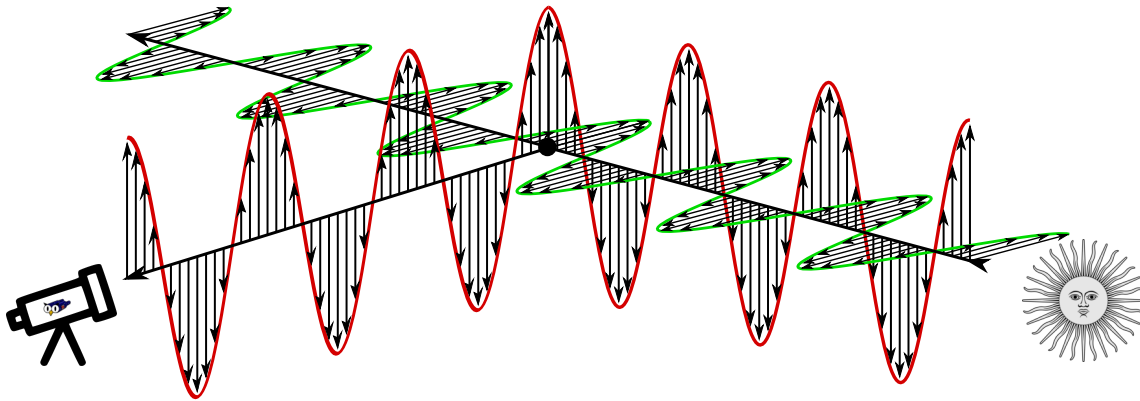


FIGURE 5.3 – Représentation schématique de la diffusion Rayleigh. Deux ondes lumineuses incidentes arrivent du coin inférieur droit avec deux directions de polarisations perpendiculaires (représentées en vert et rouge pour mieux les distinguer). Un diffuseur plus petit que la longueur d'onde est placé sur son chemin. Le plan de diffusion est le plan contenant le rayon incident et le rayon diffusé. Un observateur placé à gauche ne recevra que de la lumière polarisée verticalement (ici en rouge). Généralement, ce sera vrai pour n'importe quel observateur positionné dans un plan horizontal. On remarque que si l'observateur se place en face de la source, alors il verra les deux polarisations à la fois, soit un $DoLP$ de 0%.

le coefficient de diffusion volumique β en cm^{-1} comme :

$$\beta = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(m_s^2 - 1)^2 N}{\lambda N_s^2} \frac{6 + 3\rho_n}{6 - 7\rho_n'} \quad (5.8)$$

avec N la concentration de l'air en fonction de la pression et de la température. β est utile pour travailler avec des volumes car elle exprime la section efficace Rayleigh par unité de volume ($[\text{cm}^2/\text{cm}^3] = [\text{cm}^{-1}]$).

Pour une longueur d'onde et un modèle d'air standard, on peut calculer la valeur du coefficient de diffusion volumique Rayleigh au niveau du sol β_0 avec la pression standard $P_0 = 1013,25$ hPa et la température $T_0 = 288,15$ K (15°C). Alors, pour toute pression P et température T , on peut exprimer β comme :

$$\beta = \beta_0 \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T} \quad (5.9)$$

La fonction de phase de la diffusion Rayleigh est :

$$\Phi(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\theta)). \quad (5.10)$$

Elle est donc symétrique avec autant de lumière diffusée vers l'avant que vers l'arrière. Le minimum de diffusion se trouve à un angle de 90° (voir Figure 5.2).

La diffusion Rayleigh dépend fortement de la polarisation de la lumière incidente. Dans le cas d'une polarisation perpendiculaire au plan de diffusion, la fonction de

phase est isotrope, c'est à dire constante pour tout angle de diffusion. Mais dans le cas d'une polarisation contenue dans le plan de diffusion, la fonction de phase est proportionnelle à $\cos^2(\theta)$. Pour une lumière non polarisée, la fonction de phase est la somme de ces dernières, proportionnelle à $1 + \cos^2(\theta)$ (voir équation 5.10). Un faisceau lumineux non polarisé, diffusé selon un angle θ , est polarisé perpendiculairement au plan de diffusion ($AoLP = 0^\circ$, voir Figure 5.2 et 5.3). La lumière diffusée est polarisée avec un $DoLP$ de :

$$DoLP = \frac{\sin^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta)}. \quad (5.11)$$

La $DoLP$ vaut 1 pour un angle de diffusion de 90° et est nul pour la diffusion vers l'avant et vers l'arrière. À titre d'exemple quotidien, la lumière du soleil dans le ciel (encore une fois) est polarisée différemment en fonction de sa distance angulaire par rapport au Soleil. Si l'on regarde directement le Soleil, elle n'est pas polarisée. Mais si l'on regarde à 90° du Soleil, le ciel bleu est polarisé. Les insectes s'en servent pour s'orienter pendant la journée (ou la nuit avec la lune).

5.3 Un Cru virtuel

A partir de ces bases, il est possible de construire un modèle de transfert radiatif simple pour simuler une observation d'un *Cru*. Nous en résumerons ici les fondations, décrites plus en détail dans l'article ci-dessous.

Pour recréer un environnement d'observation réel, il faut cependant de nombreuses autres informations. Tout d'abord, la position et l'orientation de l'instrument, ainsi que ses caractéristiques comme la surface du détecteur et son ouverture. Je dispose bien sûr de toutes ces informations puisque j'ai participé à toutes les campagnes d'observation utilisées ici, et que j'ai suivi le développement instrumental de près.

Ensuite, il faut savoir où se trouvent les sources lumineuses à prendre en compte. Des photos satellites de la Terre pendant la nuit existent. Elles donnent les sources principales de pollution moyennées sur un an. Elles sont traitées de façon à enlever toute source éphémère, comme les aurores, les feux de forêts ou les véhicules.

Pour les autres sources que sont les aurores et la lumière directe (non diffusée dans l'atmosphère), on utilise des caméras plein ciel spécialisées dans l'observation des aurores. Il y a une caméra à l'observatoire de Skibotn et au Svalbard, ce qui permet au modèle de reproduire les observations faites sur les deux sites.

Enfin, les modèles d'atmosphère sont standards pour une latitude et une saison donnée. Les aérosols sont plus difficiles à cerner de par leur grande variété. Toutes sortes de tailles et de compositions suivant le lieu et la saison existent dans la nature. Dans un premier temps, nous utilisons donc des modèles standards relativement libres pour pouvoir les adapter à notre cas.

Le modèle est organisé de la façon suivante :

- Tout d'abord, chaque source est discrétisée. Pour une image des aurores ou une carte d'émission au sol, chaque pixel est considéré séparément comme une source de luminance et de surface donnée. Le nombre de pixel total est N_S . Les sources proches de l'instrument sont plus petites que les lointaines pour gagner en résolution là où c'est nécessaire. En effet, des sources lointaines contribuent

moins au signal total et n'ont pas besoin d'être résolues dans les détails. Cependant, une source proche peut avoir un impact fort sur la polarisation si elle est mal modélisée (voir Section 5.5.3).

- Une fois toutes les sources connues, la ligne de visée de l'instrument est elle aussi discrétisée. De la même façon, les tronçons sont plus courts proche de l'instrument qu'à haute altitude. Au total, on obtient N_R points de diffusions.
- Ensuite, pour une source au point E , on calcule le flux énergétique F qui parvient jusque sur le capteur de l'instrument A en passant par un point de diffusion R le long de la ligne de visée. On prend en compte l'extinction le long des chemins de E vers R puis de R vers A , ainsi que les propriétés atmosphériques au point de diffusion R (concentration de l'air et des aérosols).
- L'opération est répétée $N = N_R N_S$ fois pour chaque point le long de la ligne de visée, et pour chaque source contenue dans nos cartes d'émissions. Ainsi, la contribution de chaque source est enregistrée et peut permettre d'étudier quelle région participe le plus au flux total ou à la polarisation par exemple.
- Une fois additionnées, toutes ces contributions donnent le flux total, le $DoLP$ et l' $AoLP$ mesurés par notre *Cru virtuel*.
- Il ne reste alors "plus qu'à" comparer le résultat du modèle avec une observation réelle faite avec un instrument. Pour cela, il a fallu habiller le code de transfert radiatif de base décrit ci-dessus pour reproduire la grande variété d'observations possible. Sans changer la physique du modèle, il faut une couche d'emballage pour pouvoir changer l'orientation du *Cru virtuel* ou supporter les variations temporelles des aurores par exemple.

Tout cela est décrit en profondeur dans l'article qui suit. Le détail des calculs, ainsi que les tests de validation du modèle y sont présentés.

5.4 Article

Cet article a été soumis au Journal of Geophysical Research dans sa seconde version en Juin 2021. Il est en cours de révision par les pairs et il n'est donc pas présenté ici dans sa version finale.

Je suis à l'origine de l'entièreté du code de transfert radiatif décrit ici, à l'exception des calculs des propriétés optiques des aérosols via la théorie de Mie. Cela inclut la recherche et le traitement des données nécessaires en entrée, l'architecture générale du code et la production des résultats et l'utilisation. J'ai pris un rôle majeur dans l'écriture de cet article.

Night light polarization: modeling and observations of light pollution in the presence of aerosols and background skylight or airglow

Léo Bosse¹, Jean Lilensten^{1,5}, Nicolas Gillet², Colette Brogniez³, Olivier Pujol³, Sylvain Rochat¹, Alain Delboulbé¹, Stéphane Curaba¹, Magnar G. Johnsen⁴

¹Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) CNRS – UGA, France

²Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, IRD, UGE, ISTerre, 38000 Grenoble, France

³Univ. Lille, CNRS, UMR 8518 – LOA – Laboratoire d'Optique Atmosphérique, F-59000 Lille, France

⁴Tromsø Geophysical Observatory, UiT - the Arctic University of Norway, Tromsø, Norway

⁵Honorary astronomer at Royal Observatory of Belgium, Brussels

Key Points:

- First polarized radiative transfer code for night light and atmospheric studies including Lorenz-Mie and Rayleigh polarized scattering.
- Application to aerosols, light pollution and thermospheric nightglow studies.
- Validation through specific measurements at different wavelengths

Corresponding author: Léo Bosse, leo.bosse@univ-grenoble-alpes.fr

Abstract

Aurorae and nightglow are faint atmospheric emissions visible during night-time at several wavelengths. These emissions have been extensively studied but their polarization remains controversial. A great challenge is that light pollution from cities and scattering in the lower atmosphere interfere with polarization measurements. We introduce a new polarized radiative transfer model able to compute the polarization measured by a virtual instrument in a given nocturnal environment recreating real world conditions (atmospheric and aerosol profiles, light sources with complex geometries, terrain obstructions). The model, based on single scattering equations in the atmosphere, is tested on a few simple configurations to assess the effect of several key parameters in controlled environments. Our model constitutes a proof of concept for polarization measurements in nocturnal conditions, that calls for further investigations. In particular, we discuss how multiple-scattering (neglected in the present study) impacts our observations and their interpretation, and the future need for inter-calibrating the source and the polarimeter in order to optimally extract the information contained in this kind of measurements. The model outputs are compared to field measurements in five wavelengths. A convincing fit between the model predictions and observations is found in the three most constrained wavelengths despite the single scattering approximation. Several applications of our model are discussed that concern the polarization of aurorae, the impact of light pollution, or aerosols and air pollution measurements.

Plain Language Summary

The darkest night is not black. It is actually quite luminous: The upper atmosphere emits its own glow, called *nightglow*; there is also the light from the stars, that from artificial sources, and their possible reflections, on snow for example. All these lights are further scattered in the atmosphere by the air molecules and/or the aerosols (dust, ice crystals, droplets...). This scattering makes the light waves oscillate in a privileged direction: it becomes *polarized*. In this article, we use a dedicated instrument that we developed (a polarimeter), along with a numerical code called POMEROL that accounts for all the above sources. We show that polarization may be used for studying the nightglow, light pollution or aerosols, with several possible applications in ecology, atmospheric sciences and space weather.

1 Introduction

The main auroral emissions are due to the atomic oxygen and molecular ion nitrogen N_2^+ . The former produces the red (630 nm) and green (557.7 nm) light at the altitudes of about 220 and 110 km respectively. The latter emits in a large band amongst which the most prominent emissions are the blue (427.8 nm) and the purple (391.4 nm) radiation, around an altitude of 85 km. They mainly originate in the collisions between precipitated electrons and the ambient atmosphere (see for example Banks & Kockarts, 1973).

These emissions are pronounced at high latitudes, in the auroral ovals. At other latitudes, emissions of the upper atmosphere are called *nightglow* (Leinert et al., 1998). The literature is abundant and here we only refer to some recent works. They exist at all latitudes (Parihar et al., 2018). Their origin is due to chemical reactions (Plane et al., 2012) and collisions, either between neutral molecules or atoms, or between ambient ionospheric electrons and gases (Tashchilin & Leonovich, 2016). The drivers may be gravity waves (Vargas, 2019) or ionospheric currents (Dymond et al., 2019).

For the last decade, a serie of experiments have shown that the red emission, when measured from the ground, is polarized (Lilensten et al., 2016, and references herein). The direction of polarization for this red line was shown theoretically to be parallel to the magnetic field (Bommier et al., 2011). Correlations between variations in the magnetic field and in the angle of linear polarization (*AoLP*) had indeed been observed experimentally, but not systematically, with a first prototype of auroral polarimeter (Lilensten et al., 2008).

Recently, a new nightglow polarimeter has been developed in order to observe low radiant flux emissions (i.e. not limited to bright aurorae). It also allows to target simultaneously several atmospheric emissions (for a full description, see Bosse et al., 2020). Three findings by Bosse et al. (2020) lead us to reconsider our first understanding of the upper atmosphere polarization:

- All of the four auroral emission lines appear polarized when measured from the ground,
- Although in several circumstances this polarization appears to be linked to the local magnetic activity and to the state of the ionosphere, it is far from being systematically aligned on the apparent direction of the magnetic field, as foreseen theoretically,
- Light pollution from nearby cities significantly impacts, via scattering, the polarization measurements.

These series of observations questioned the geophysical origin of the polarization: how much is it affected by light pollution scattering in the lower atmosphere? Are auroral lights polarized at the emission or during their propagation toward to the instrument? To answer these questions, it is necessary to develop a polarized radiative transfer code able to account for sources potentially spread all over both the sky and the ground.

In this paper, we describe the first code developed to this purpose, called ‘POMEROL’ (standing for ‘POLarisation par Mie Et Rayleigh des Objets Lumineux’).. It takes into account the light emitted in the upper atmosphere, as well as all possible pollution sources on the ground. We present some examples of applications, with comparisons to geophysical data obtained in the French Alps. In this paper the code is restricted to a single scattering approximation (SSA). The goal here is to prove the feasibility of night-time polarisation measurements. Thus, the model is currently kept as simple as possible. We show that even in this relatively simple configuration, it is possible to reproduce quite well the measurements and to deduce physical parameters behind the polarization. However, we also discuss the limitations of this first approach, and what improvements could be brought by considering a polarized multiple scattering radiative scheme. In this first paper about night-time polarization, we think it is useful to know what the single scattering approximation can give before diving into the complexity of multiple scattering. We will see that the SSA can already catch the essence of the physics at hand. Our study paves the way to future investigations of the night-light polarization, and calls for evolution of the model, including in particular multiple scattering.

Such a code is not designed only to better understand the upper atmosphere. It could also help to characterize aerosols in a passive experimental way in the absence of the moon or the sun. It may also lead to more accurate monitoring of light pollution, which represents a growing concern over the last decades. The area covered by light from human origin is spreading, along with its impacts on life (Grubisic et al., 2018), energy consumption (Kyba et al., 2017) or astronomy. Among the literature displaying a varied list of negative effects, we can cite the insect population decline and the “Ecological Armageddon” (Grubisic et al., 2018) or health issues (Garcia-Saenz et al., 2018; Zielinska-Dabkowska, 2018). Most of the studies concentrates on the exposure rate and magnitude. However, we lack studies on light pollution polarization (Horvath et al., 2009; Kyba et al., 2011). Yet it plays an important role for vast groups of insects that use it to navigate.

Below, we briefly describe the instrument in Section 2. We then present the principles of the radiative transfer model in Section 3.2 (the full details are given in Appendix A). Next we provide in Section 4 a series of synthetic experiments in order to assess the influence of the input parameters: effect of a localized source on the ground, of atmospheric properties (ozone, aerosols) and of multiple scattering. In Section 5, we compare the measurements from an experimental campaign at mid-latitude to the model outputs. Finally, we discuss our findings in Section 6.

2 Description of the polarimeter

Here is a brief overview of the experimental set-up. The polarimeter used in this study has been fully described in Bosse et al. (2020). We therefore only recall here its basics.

The incoming light along the line of sight is filtered through a narrow optical filter (of 2 nm width for the red line and 10 nm width for all other lines). Behind it a polarizing lens rotates at 2 Hz. The light passing the lens then hits a photomultiplier and is converted into an electrical current with a 1 kHz sampling rate. Data are smoothed over a given time window during which the polarization is assumed constant (10 seconds for all data presented here). A lock-in analysis is performed in real time. This powerful method allows a fast and accurate computation of the polarization. However, when the degree of linear polarization (*DoLP*) becomes too small, typically below 0.5%, the *AoLP* can hardly be computed and becomes very noisy. Both the *DoLP* and *AoLP* have been calibrated, but not the radiant flux.

We note F_0 the incident radiant flux received at a given wavelength. The *DoLP* ranges between 0 and 1 (or, in the figures, 0 to 100%), and we define the *AoLP* with respect to the vertical (0° being upward, $\pm 90^\circ$ horizontal as it is π -periodic). φ_t is the angle of the polarizing filter with the vertical at time t . We suppose F_0 , *DoLP* and *AoLP* to not change during one rotation of the polarizing filter. From basic optics, the radiant flux passing through the polarizing filter can be decomposed in two parts: a polarized one that varies as $\cos^2(\varphi_t - AoLP)$, and an unpolarized part, assumed to be constant over one rotation. For an incident radiant flux F_0 , the polarized and unpolarized fluxes are

$$\begin{cases} F_0^{pola} = DoLP \times F_0 \\ F_0^{unpola} = (1 - DoLP) \times F_0 \end{cases} . \quad (1)$$

Following Malus Law, after the polarizing filter they become

$$\begin{cases} F_t^{pola} = F_0^{pola} \cos^2(\varphi_t - AoLP) \\ F_t^{unpola} = F_0^{unpola} / 2 \end{cases} . \quad (2)$$

The 1/2 factor on the unpolarized radiant flux comes from the averaging of Malus law on all *AoLP*. The radiant flux measured at time t can therefore be written as:

$$F_t = F_t^{pola} + F_t^{unpola} = F_0 \left(DoLP \times \cos^2(\varphi_t - AoLP) + \frac{1 - DoLP}{2} \right) . \quad (3)$$

Over one rotation of period T_r , this allows computing the Stokes parameters in spherical coordinates as:

$$\begin{cases} I = \frac{1}{T_r} \int_0^{T_r} F_t dt \\ Q = \frac{1}{T_r} \int_0^{T_r} F_t \cos 2\varphi_t dt \\ U = -\frac{1}{T_r} \int_0^{T_r} F_t \sin 2\varphi_t dt \end{cases} . \quad (4)$$

Note that we do not consider circularly polarized light, such that the last Stokes parameter $V = 0$. Injecting (3) in (4), one deduces the polarization parameters:

$$\begin{cases} F_0 = 2I \\ DoLP = \frac{2}{I} \sqrt{Q^2 + U^2} \\ AoLP = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right) \end{cases} \quad (5)$$

The data may be smoothed over time by averaging I , Q and U over the desired number of rotations and then calculating the corresponding polarization values.

3 The radiative transfer model

In order to interpret the data from the instrument described in Section 2, we need to solve the polarized radiative transfer equations. This is the goal of the POMEROL code. We describe its inputs in Section 3.1 while the polarized radiative transfer equations are summarized in Section 3.2 and fully described in Appendix A. For the purpose of the present study, our analysis is based on single scattering. The limits of this approximation are discussed later on in Section 4.4. We aim at modeling the polarization observations under different configurations. We thus consider potentially several sources of light: direct light (from the nightglow, or the star-light), single scattered light (e.g. from cities, or auroral lights at high latitude).

3.1 Inputs of the model

3.1.1 Instrument related entries

The experimental characteristics are the first inputs, in particular the surface $\Sigma = 20 \text{ cm}^2$ of the detector and its half aperture angle $\varepsilon = 1^\circ$, as well as its geographical position (latitude, longitude and altitude) and its pointing direction. This latter is defined by the elevation e (angle between the horizontal and the line of sight) and the azimuth a , reckoned with respect to the North, positive Eastward, i.e. clockwise rotation. One can specify discrete azimuths and elevations, or span over an *almucantar* (i.e. a full rotations in azimuth at a constant elevation) automatically.

3.1.2 Cities and pollution map

The model also takes as input a light pollution map. These are ground images of Earth at night produced by the NOAA Earth Observations Group, using satellite data from the Visible Infrared Imaging Radiometer Suite Day/Night Band. These images sum the emissions for wavelengths from 500 to 900 nm (Mills et al., 2013; Miller et al., 2013). The maps are processed by their authors to remove ephemeral light and are averaged over one year. They are provided by their authors in two modes, with the minimum emission set to zero or not. At high latitudes, auroral light are not always removed with other ephemeral lights, thus emission maps are overestimated. To better suppress the auroral contribution to the ground emission map, we use the second mode. At mid-latitude, the difference is minimal and we use the same mode for consistency. We use the most recent release from 2016. The ground emission are in units of $\text{nW/m}^2/\text{sr}$.

The map is centered on the instrument in polar coordinates (see Figure 8). The maximum range from the instrument (typically up to 200 km) and the number of bins (the best resolution being that of the map, namely 46 m) are adjustable parameters. To reduce artifacts due to digitization, the size of the bins increases with the square root of the distance to the instrument.

We can also consider instead synthetic emission maps. For example, these may consist of a point source of given radiance at a given distance, azimuth and elevation with respect to the instrument, or a uniform emission map of given radiance.

3.1.3 Natural background

In the following, the *natural background* light designates any source of light from the sky that we approximate as constant and isotropic. It includes two main contributions: the nightglow (Leinert et al., 1998) and the integrated starlight (e.g. Staude, 1975). The nightglow is specific as it is well defined in wavelengths (see Table 2). Its emissions can change with time and it can be highly structured. All-sky camera images, which are unfortunately not available in the present study, could be used to model the nightglow more precisely. The integrated starlight covers a wide spectrum over all observed wavelengths and is unpolarized. It varies with the time and place and could be recovered with astronomical tools in up-coming studies.

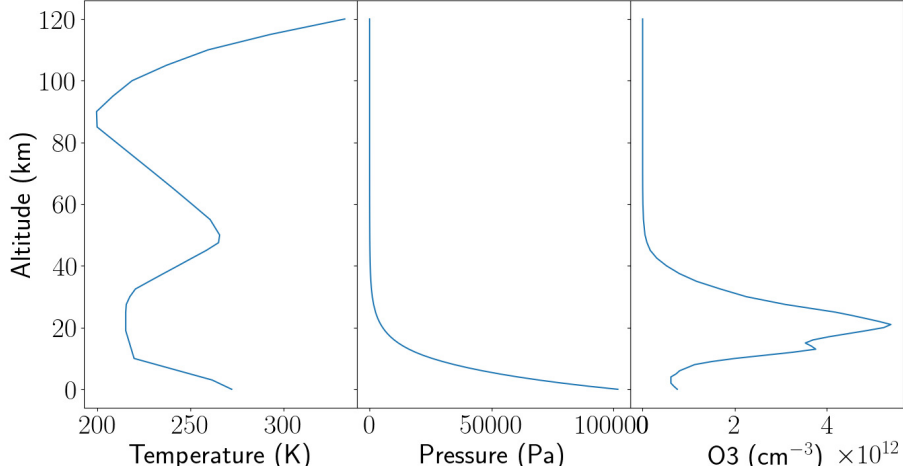


Figure 1: Mid-Latitude night time atmospheric profiles from the 2001 MIPAS model (see text for details). From left to right: temperature [K], pressure [Pa], Ozone number density [cm^{-3}].

For now on, since the absolute values of these contributions cannot be estimated, and also because the absolute radiant flux measured by the instrument is not calibrated, we cannot disentangle the several background contributions from the confrontation of our measurements with the model outputs. Thus, the background contribution may be considered to account for the model uncertainties. These are different for each wavelengths, time and location of observation.

3.1.4 Atmospheric properties

To compute the Rayleigh scattering in the atmosphere, we need different atmospheric parameters. We use the 2001 MIPAS Model Atmospheres (Remedios et al., 2007) up to the lower thermosphere, at 120 km of altitude. It provides the temperature $T(z)$ and pressure $P(z)$ vertical profiles (z is the altitude) as well as an ozone vertical profile. For the present purpose, we use their standard night-time mid-latitude profiles, displayed in Figure 1.

To account for the influence of the aerosols, we consider a Lorenz-Mie scattering model (Lorenz, 1890; Mie, 1908; Born & Wolf, 1999; van de Hulst, 1981). This implies a wide range of input parameters, such as the complex refractive index, the aerosol sizes and their vertical profiles. Three aerosol models are considered in this paper, named 1-low, 2-high and 3-mid, whose parameters are listed in Table 1. We use complex optical indices from Dubovik et al. (2000) assumed to be the same for all wavelengths considered in this paper. The size distribution $n(\ln(r))$ of the aerosol is supposed to be log-normal,

$$n(\ln(r)) = \frac{dN}{d\ln(r)} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\ln(\sigma)} \exp\left(-\frac{\ln^2(r/R)}{2\ln^2(\sigma)}\right), \quad (6)$$

with r the aerosol radius (in μm), N the total number of aerosols, R the mode radius (the radius where the distribution is maximal) and $\ln(\sigma)$ controls the dispersion of the aerosol sizes around R . The vertical number density distribution of aerosol $n(z)$ is given by

$$n(z) = n_0 \left[\exp\left(\frac{-z}{H}\right) + \left(\frac{n_B}{n_0}\right) \right], \quad (7)$$

with n_0 the number density at the surface (in cm^{-3}), n_B the minimum number density when z tends to infinity (in cm^{-3}) and H the scale height (in m). The values chosen for the above

Aerosol profile name	Complex refractive index		Size distribution		Vertical number density profile		
	Real	Imaginary	R (μm)	$\ln(\sigma)$	H (m)	n_0 (cm^{-3})	n_B (cm^{-3})
1-low	1.45	0.0035	0.15	0.29	440	4000	10
2-high 3-mid	1.61	0.03	0.557	0.266	500	$\frac{1000}{500}$	1

Table 1: Parameters used to define the aerosol model (see text for details).

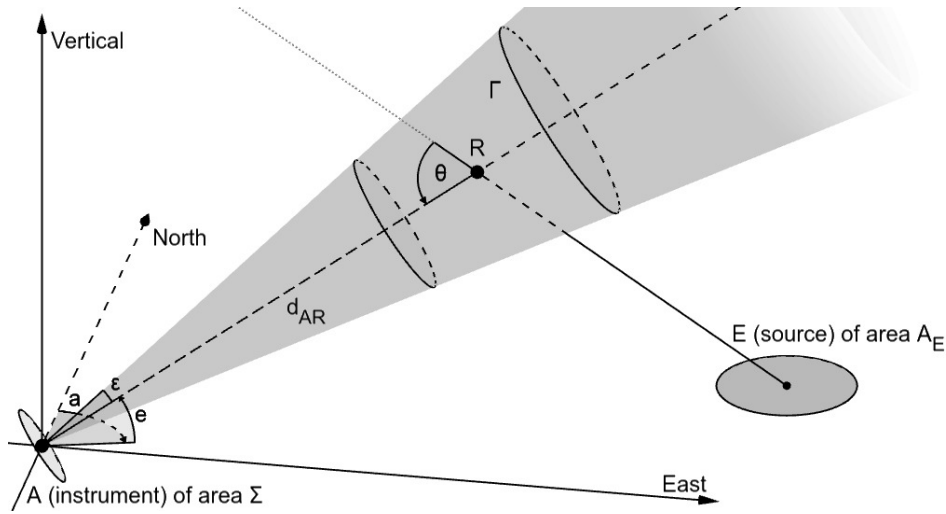


Figure 2: Geometry of the problem for a light source in E of area A_E , a scattering volume (Γ) centered at R and the instrument in A of area Σ and half aperture angle ϵ . The instrument pointing direction is defined by its azimuth a and elevation e . θ is the scattering angle.

parameters are taken from Jaenicke (1993). In the context of the present paper, we consider these standard aerosol profiles to be sufficient in order to illustrate our purpose. However, in future studies they could be recovered from independent measurements (e.g. LIDAR) or using an inversion scheme in order to best fit polarization data.

3.1.5 Topographic map

Our model also incorporates the topography around the instrument. It is used for the computation of occultation: when a light beam hits the ground between the emission and the scattering point, its contribution to the light received by the instrument is set to zero. The topographic altitude data are taken from ALOS GLocal Digital Surface Model AW3D30 DSM of the Japan Aerospace Exploration Agency (Tadono et al., 2016). It has a resolution of 30 m, which can be downgraded in order to reduce the computation time.

3.2 One-dimensional radiative transfer model

3.2.1 Computations for a single point source over a single scattering volume

In a first step, we describe the properties of the light (at a given wavelength) reaching our modeled instrument located at point A (hereafter called *virtual instrument*), coming from a single emission point source E , and scattered at a single point R along the line of sight (see Figure 2).

In this scenario, we shortly discuss here the computation of the radiant flux F_A measured by the instrument, as well as the $DoLP$ and $AoLP$ of the light scattered towards it.

Firstly, the radiant flux F_A measured by the virtual instrument depends on many physical quantities described in detail in Appendix A. It takes into account Rayleigh and Lorenz-Mie scattering, the atmospheric model via particle concentration and phase function, the optical extinction along the path, as well as the general geometry of the problem.

Secondly, the $DoLP$ of a light beam scattered at an angle θ via Rayleigh scattering is (McFarlane, 1974)

$$DoLP^{ray}(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (8)$$

Thirdly, the associated $AoLP^{ray}$ is determined by the direction \mathcal{D}^{ray} perpendicular to the plane defined by the incoming (ER) and the scattered (RA) light beams (see Fig. 2). The $DoLP$ for the same incoming light beam scattered now by aerosols at the same angle θ , $DoLP^{aer}(\theta)$, is given by the Lorenz-Mie scattering theory. Its direction of polarization \mathcal{D}^{aer} , always perpendicular to the line of sight, is either parallel to \mathcal{D}^{ray} (in which case with our conventions $DoLP^{aer} \in [0, 1]$) or perpendicular to \mathcal{D}^{ray} (i.e. $DoLP^{aer} \in [-1, 0]$).

Thus, when the polarized radiant flux along the line of sight from Rayleigh scattering dominates over that from Lorenz-Mie scattering ($F_A^{ray} DoLP^{ray}(\theta) \geq F_A^{aer} |DoLP^{aer}(\theta)|$), following the Rayleigh scattering theory, the measured $AoLP$ is $AoLP^{ray}$. In the alternative configuration, the $AoLP$ is $AoLP^{aer}$ determined by \mathcal{D}^{aer} , possibly 90° off with respect to $AoLP^{ray}$. In all cases, the $DoLP$ for the sum of the Rayleigh and aerosol scattered radiant fluxes is

$$DoLP(\theta) = \frac{|F_A^{ray} DoLP^{ray}(\theta) + F_A^{aer} DoLP^{aer}(\theta)|}{F_A}. \quad (9)$$

$DoLP(\theta)$ is always taken as positive. The sign of $DoLP^{aer}$ gives information on the direction of polarization of the light. This is not useful here because the direction of polarization is given by the $AoLP$ in the following work. To keep consistency with the real instrument, we set the zero of the $AoLP$ along the vertical direction, and thus $AoLP = \pm 90^\circ$ in the horizontal direction, when the virtual instrument points horizontally. The $AoLP$ is positive in the trigonometric direction (anti-clockwise) when looking towards the source. The $AoLP$ is π periodic, such that we define it in the interval $[-90^\circ, 90^\circ]$.

3.2.2 Integration over all sources and along the entire line of sight

Once the light polarization characteristics for a single path are computed (the radiant flux F using equation A17, the $DoLP$ and the $AoLP$ using equation 9), the model repeats this computation for every point R along the line of sight and every point source E given in input. We then integrate along the line of sight and over all point sources by summing all these contributions. However, this integration is not straightforward, since the $DoLP$ and $AoLP$ are not linear quantities. For example, the resulting $DoLP$ from the mix of two light rays with different $DoLPs$ is not their average if the $AoLPs$ are different. In order to maintain the same formalism between the virtual and the real instruments, we use the Stokes parameters in spherical coordinates (McMaster, 1954; van de Hulst, 1981), which are equivalent to equation

(4):

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{F}{2}, \\
 Q &= \frac{F \text{ DoLP}}{4} \cos(2 \text{ AoLP}), \\
 U &= \frac{F \text{ DoLP}}{4} \sin(2 \text{ AoLP}).
 \end{aligned} \tag{10}$$

When integrating over the line of sight (*l.o.s.*) and over all the sources given in input, we can add up the Stokes parameter and get back to the resulting *DoLP* and *AoLP* via the relations given in equation (5). In the end, the final polarisation parameters are:

$$\begin{aligned}
 I^{total} &= \sum_{sources} \sum_{l.o.s.} I, \\
 Q^{total} &= \sum_{sources} \sum_{l.o.s.} Q, \\
 U^{total} &= \sum_{sources} \sum_{l.o.s.} U.
 \end{aligned} \tag{11}$$

4 Model validation and influence of the parameters

In this section we study:

- i) The influence of a localized source on the ground (such as a cities), at several distances from the instrument, and in the absence of any source in the sky ;
- ii) The influence of the atmospheric parameters (absorption by O_3 , aerosols) for a localized source on the ground;
- iii) The effect of a uniform source in the sky, polarized or not, in the absence of any source on the ground.
- iv) The domain of validity of the single scattering approximation (in comparison with multiple scattering) by comparing POMEROL outputs with modeling and observations provided by Pust & Shaw (2011).

These reduced configurations have been chosen so as to illustrate the most important factors that impact ground-based polarization measurements. In the following, we present results by means of clockwise almucantars of elevation 45° , the starting direction being the North. The virtual instrument parameters (Σ and ε) correspond to that of the real polarimeter (see Section 3.1.1). We show here results at $\lambda = 557.7$ nm (auroral green line, Table 2). In the following series of tests, we use a polarized Lorenz-Mie scattering model for scattering by aerosols (see Section 3.1.4). The comparison between the aerosols models and real data is shown later on in Section 5.1.2. The atmospheric profile used for the tests is the MIPAS standard night-time mid-latitude profile (see Section 3.1).

4.1 Influence of a localized source on the ground in absence of any source in the sky.

We consider an isotropic point source on the ground of radiance $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$, at different distances d_{AE} away South of the virtual instrument. The purpose of this arbitrary setup is only to showcase the influence of a point source on the ground at different distances from the instrument. Thus, the radiance is arbitrary and the distances are chosen to be representative of a real environment (between 1 and 100 km). There is no mountain obstruction. The ground surface takes the Earth curvature into account. Only Rayleigh scattering and ozone absorption are taken into account, no aerosols are present in the atmosphere. The ozone is taken into account through its number density vertical profile (Figure 1) and its absorption cross sections as a function of the wavelength (Figure A1). For a source located 100 km away from the observation point, the ozone decreases the measured radiant flux by less than 3%. There is no effect on the *AoLP* since this angle depends only on the scattering plane (defined

by the emission and scattering direction). The effect on the *DoLP* is smaller than 0.4%, and the closer the source, the lower the effects. More complex sources than a point may slightly increase these values. From now on, we take into account the impact of O_3 .

In Figure 3, we show the polarization results for $d_{AE} = 1, 5, 10, 50$ and 100 km. In all such figures, the upper panel shows the radiant flux measured by the virtual instrument, representing the energy per unit time on the collector, the middle panel shows the *DoLP* and the lower panel the *AoLP*.

The further the source, the lower the measured radiant flux. However, the effect is not merely a decrease as $1/\sqrt{d_{AE}}$, because the source illuminates points at all altitudes along the line of sight that are integrated on the virtual instrument. Moreover, the light parameters change during its crossing into the atmosphere from the source to the line of sight, and along the line of sight. As seen in Figure 1, the concentration in ozone peaks at about 20 km. As an example, the decreasing factor between a source lying at 1 and 10 km is about 25 (and not 10^2 if only the effects of the distance were considered). It becomes approximately 5 000 (and not 10^4) with a source at 100 km compared to 1 km. Because of the exponential decrease of the atmospheric pressure with the altitude, this effect is less important when the source moves away from the polarimeter. However, in all cases, the radiant flux is maximum in the Southern direction, i.e. toward the source.

Geometrically, for a single point source and a given line of sight, the *AoLP* of every scattering point is the same. In this particular case, we do not have to use the I , Q and U notation (equations 11). The total *DoLP* integrated along the line of sight is an average of the *DoLP*(θ_i) of each scattering points i weighted by the scattered radiant flux F_i as

$$DoLP = \frac{\sum_i F_i DoLP_i(\theta_i)}{\sum_i F_i}, \quad (12)$$

where θ_i is the scattering angle at point i , F_i follows equations (A17) and $DoLP_i$ equation (9). In the limit of a source infinitely far away from the instrument (on a flat surface), all paths from the source to the instrument are parallel. Thus, the scattering angle is the same everywhere on a given line of sight. The total *DoLP* measured by the virtual instrument should then follow equation (8) (dashed line in Figure 3, middle) since there is no aerosols in this case. When looking eastwards and westwards, the value of the *DoLP* reaches 100% as expected from the theory. When the source gets closer to the virtual instrument, each point along the line of sight has a different scattering angle, which smooths the variations along the almucantar. On a flat surface, the *AoLP* is the same whatever the distance from the source (Figure 3, bottom).

4.2 Influence of the aerosols for a localized source on the ground

The aerosols are taken into account through their number density vertical profiles and their cross sections (Table 1). The aerosol cross section depends on the wavelength as computed using Lorenz-Mie theory (Lorenz, 1890; Mie, 1908; Born & Wolf, 1999). For the sake of simplicity, we consider the aerosol refractive index to be the same for all wavelengths. A variation of the refractive index with wavelength could be taken into account, but is out of the scope of the present study.

In order to illustrate the effect of the aerosols, we consider three different profiles listed in Table 1: 1-low, 2-high, 3-mid. The impact of the aerosol profiles is drastic, but not straightforward to interpret. It is illustrated in Figure 4, for a point source located 5 km South from the observation point. With the 1-low model (lowest aerosol contribution), the radiant flux is increased by 600% (with respect to the case with no aerosols) when pointing above the source, and by 40% in the opposite direction. Using the 2-high profile (highest aerosols contribution), the radiant flux is increased by 150% when pointing above the source, and decreased by 40% in the opposite direction. With the 2-mid model, the radiant flux above the source increases by 120%, against 10% in the opposite direction. The ratio of the maximum to minimum radiant flux along the almucantar is in all cases amplified by the presence of aerosols.

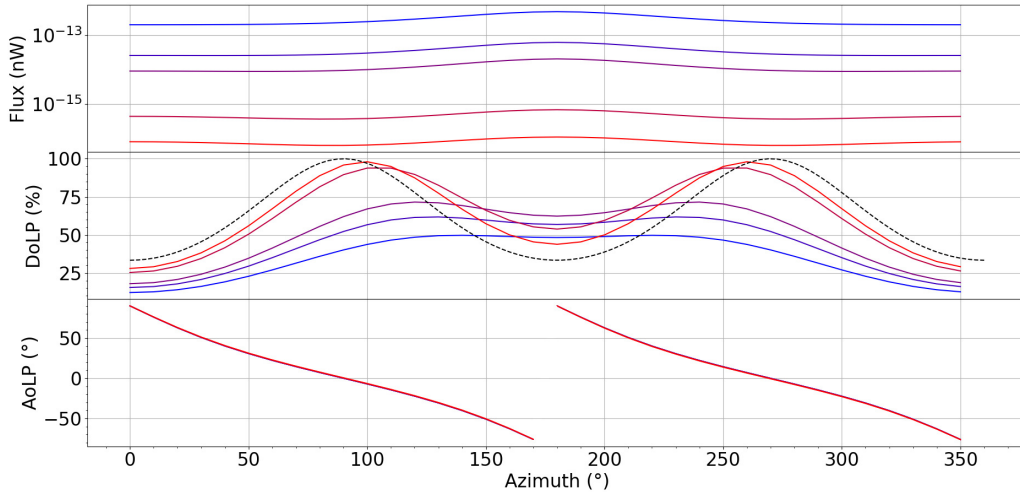


Figure 3: Almucentar for $e = 45^\circ$, for a point source on ground, on a flat Earth surface, South of the instrument at varying distances d_{AE} (with no aerosols). Upper panel: measured radiant flux [nW] for a source of radiance $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$. Middle panel : DoLP [%]. Lower panel: AoLP [$^\circ$]. From blue to red: $d_{AE} = 1, 5, 10, 50, 100$ km. In the upper panel, the highest value (in blue) corresponds to the closest source position and the lowest value (in red) to the most distant point source. Similarly, in the middle panel, the most distant point source has two very marked maxima (in red) while the closest is the flattest (in blue). The dashed line in the middle panel corresponds to a theoretical case for a source at infinite distance.

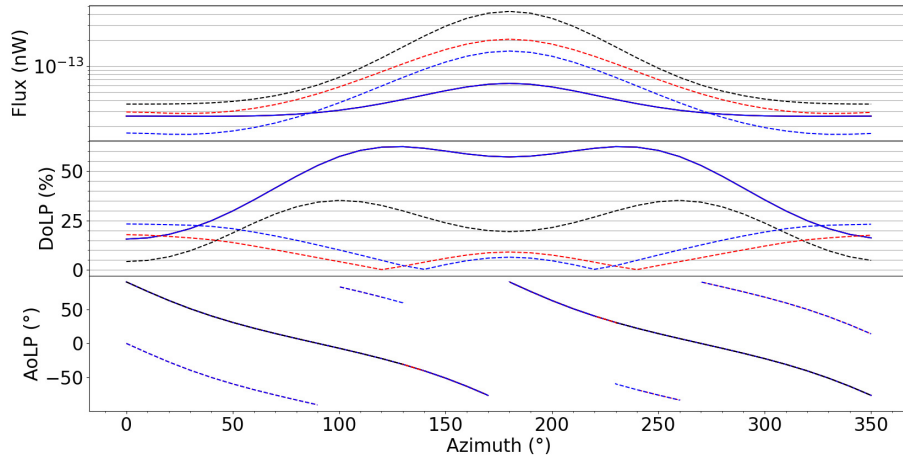


Figure 4: Almucentar for $e = 45^\circ$, for different aerosol profiles. A point source is located 5 km South of the instrument. The continuous line is the case without aerosols (similar to Figure 3). The dashed lines correspond to three different aerosol models listed in Table 1: 1-low (black), 2-high (blue) and 3-mid (red).

For an increasing aerosol contribution, the *DoLP* decreases in the direction of the source. With the 1-low model, it decreases by about 50%, with the two maxima along the almucantar still present. The *AoLP* does not change since the aerosol radius is small compared to the wavelength, and the polarization direction is the same as for Rayleigh scattering (*AoLP^{ray}*). However, when the aerosol size is large compared to the wavelength (2-high and 3-mid), the *DoLP* behavior changes drastically, with a maximum at about 25% when pointing away from the source. The *AoLP* is shifted by 90° when pointing away from the source due to larger aerosol size, while it is the same as *AoLP^{ray}* when pointing towards the source. The impact of aerosols on the virtual instrument observations is complex. They may for instance either increase or decrease the intensity depending on their size or on the scattering angle. They do therefore play a major role. Spanning all possible aerosol models is not a crucial point for this study, and we limit ourselves to the three models presented here.

4.3 Influence of the skylight with different polarization parameters

We document here the effect of a simple skylight (nightglow and/or integrated star light). It is modeled as an infinitely thin uniform sky emission of arbitrary intensity at 110 km of altitude. The model computes the sum of the non scattered light and the single Rayleigh scattered light measured by the instrument. In order to prepare for further auroral studies (out of the scope of this article), we allow this emission to be polarized (Bommier et al., 2011). Figure 5 shows the model outputs over an almucantar (with no aerosols), for a nightglow either unpolarized, or polarized with a $DoLP = p_{source} = 1\%$ (arbitrary choice) along several directions: East-West (EW), North-South (NS) or along the magnetic field (B). For this last case, the instrument is positioned at latitude 45.2123°N and longitude 5.9369°E and we use the CHAOS-6 internal magnetic field model (Finlay et al., 2016) evaluated in 2019. The atmospheric profile described in Section 3.1 is used. As the background skylight is isotropic, the measured radiant flux does not change over an almucantar.

In cases where the nightglow is polarized, the *DoLP* depends on the angle α between the line of sight and the polarization direction, as $DoLP = p_0 + p_1 \sin \alpha$. For the EW and NS cases, $p_0 \approx 0.85p_{source}$ and $p_1 \approx 0.1p_{source}$. When the nightglow is polarized along the magnetic field lines, the behaviour is much different as the lines are close to vertical, with $p_0 \approx 0.6p_{source}$ and $p_1 \approx 0.3p_{source}$. For a uniform sky emission and in the absence of other sources, Figure 5 shows that the polarization from Rayleigh scattering in the atmosphere is relatively small compared to the polarization of the non scattered light. Thus, in this simple configuration, any polarized source in the sky with a *DoLP* higher than the instrument noise level should be detectable.

The *AoLP* (lower panel) for the unpolarized nightglow emission (continuous black line) is undefined (it is set to zero by default, with no physical meaning). The EW and NS cases show an *AoLP* regularly rotating over all 360° with the same behavior, but shifted in azimuth by 90°. As expected from the *DoLP* definition, the maximum *DoLP* corresponds to a 90° *AoLP*. When the nightglow polarization direction is aligned along the magnetic field, the magnitude of the *AoLP* variations along an almucantar is significantly weaker, within $\pm 40^\circ$, which led Bosse et al. (2020) to reject this single source as the origin of the measured polarization of auroral lights.

4.4 On the impact of multiple scattering

The model described here does not consider the effects of multiple scattering. We recall that the main goal of this approach is to test the feasibility of night-time polarisation measurements and modelisation, and not to develop a new state of the art radiative transfer code. However, these effects can not be neglected, in particular at the shortest wavelengths, and we document here their impact. The literature on the atmospheric polarization is already large, both in term of observation and modeling. The reader may refer to the seminal work of Hovenier (1971) and Hansen & Hovenier (1971) on the modelisation of terrestrial and planetary

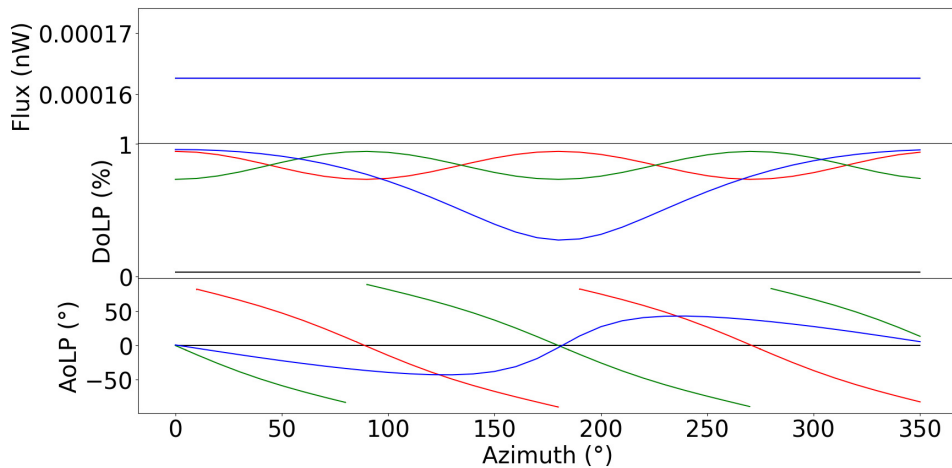


Figure 5: Polarization parameters for an almucantar at $e = 45^\circ$ in the presence of an isotropic skylight of radiance taken at $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ at 557.7 nm . No aerosols are present in the model. The direct radiant flux is taken into account, with different polarization parameters. No polarization of the skylights (black line), with a 1% polarization along the East-West (red) and North-South (green) directions, and along the magnetic field direction (blue).

clouds enlightened by the sun. It is known that single scattering models of the atmosphere miss part of the measured polarization properties, especially at short wavelengths. The limitations of the single scattering approach was for instance addressed by Hansen & Travis (1974) who showed the early improvements brought by multiple scattering (MS). Polarization properties are not erased by MS (Hansen, 1971). Generally, in comparison with single scattering, MS tends to enhance the radiant flux and reduce the *DoLP*, with relative effects that depend on the optical depth, the solar elevation and the wavelength (Hovenier, 1971). An order of magnitude of the MS effect is proposed for instance by Staude (1975) who mentioned an increase in the radiant flux ranging from 10 to 45%, and a drop in the *DoLP* from 5 to 20%, depending on the optical depth. It is acknowledged that simply using a scaling factor to accurately match *DoLP* and radiant flux observations with single scattering is over-simplistic (Hansen & Hovenier, 1971). In atmospheric optics, the SSA is more of an issue towards short wavelengths (e.g. Hovenier, 1971), while it can give decent predictions for red and longer wavelengths. There are several approaches to polarized MS, such as adding-doubling methods with several levels of refinement, Monte-Carlo methods, etc. (de Haan et al., 1987; King, 1986; Ramella-Roman et al., 2005). For a review of multiple scattering of waves from the theoretical perspective, see for example Lax (1951).

Several studies addressed the comparison between single and multiple scattering of polarized light in the atmosphere. One can cite Evans & Stephens (1991), but also a series of balloon experiments (Herman et al., 1986; Santer et al., 1988), which interpretation was first based on a single scattering approach, and later on refined with MS. Ugolnikov & Maslov (2002), followed by Ugolnikov et al. (2004) proposed a thorough study on the impact of MS as a function of the wavelength in the visible range. They conclude to a radiant flux contribution from single scattering ranging from about 55% in the blue to over 80% in the red (slightly less than theoretical estimates). A comprehensive study over a wide range of wavelengths and zenith angles can also be found in Pust & Shaw (2011) (mentioned as PS11 hereafter), in various aerosols conditions.

However, the configuration of our experiment significantly differs with most of the already documented work. PS11 for instance evaluate the polarization of the solar light scattered in the atmosphere. They do not study the *AoLP*, and only provide measurements of the maximum *DoLP*, i.e. in a direction at approximately 90° from the Sun direction. Many of such studies also consider the rising Sun only. In our case, we consider a mixture of sources, either extended or localised, during the night-time, and observed over a multiplicity of angles.

Then, because our study constitutes a first approach to a fully new principle of night-time atmospheric observations, we wish to keep our set-up as simple as possible, although realistic, and we do not account for MS in this prototype version of the POMEROL model. Its effect is out of the scope of the present work, and should constitute a dedicated future study. As we will see later, already a large part of our night-time measurements can be interpreted in the single scattering approximation, which means that the SSA already catch a great part of the phenomenon we are dealing with. This is particularly true not only for the *DoLP* profiles along one almucantar, but also for the *AoLP* data, a quantity that is almost never considered in the literature. Meanwhile, we provide below an estimate of the uncertainty level associated with this limitation of our model, by presenting comparisons of POMEROL with previously published observations and MS model predictions from PS11.

These authors studied the output of the MODTRAN-P model (e.g. Berk et al., 2014), accounting or not for the effect of MS. Their model was tested against measurements corresponding to various aerosol contents: a clear day with low aerosol content, another day following a forest fire with high aerosol content and finally shortly after the fire, a day with moderate aerosol content. For each day, they measured the *DoLP* of the sky with an all-sky camera at different wavelengths, and compared the maximum *DoLP* found in the sky with their model prediction, as a function of solar elevation. They found that single scattering overestimates the *DoLP*, while it is under-predicted by unpolarized MS. However, in low aerosol conditions, the SSA is sufficient to reproduce their data for long wavelength (> 630 nm).

We report their measurements in Figure 6 at three representative wavelengths (630, 530 and 450 nm) and for the two extreme days with low and high aerosol content. We see a decrease of the maximum *DoLP* with increasing solar elevation. This effect is more important for high aerosols conditions and stronger for large elevations and short wavelengths. To reproduce the above configuration with POMEROL, we set a point source at a given elevation representing the Sun, and compute the *DoLP* for each observation direction in the sky. We then take the maximum *DoLP*, which is always found in a direction around 90° of the Sun for low aerosol contents. No ground reflections are taken into account. We use the 1-low aerosol profile for the day before the fire, and the 2-high aerosol profile for the time just after the fire. Note that the vertical concentration profiles have been tweaked so that the optical depth matches that of the aerosol profiles considered by PS11.

In the first case with low aerosol content, POMEROL overestimates the maximum *DoLP* for short wavelengths: at 450 nm, the modeled *DoLP* is $\sim 20\%$ too high (in relative values). At 630 nm however, single scattering predictions from POMEROL are much closer to the observations, although our model does not reproduce the $\sim 10\%$ relative increase seen in the maximum *DoLP* for low elevation angles. This result is overall consistent with the behavior of MODTRAN-P by PS11 in similar conditions: single scattering model with a low aerosol content (see Figure 7). The several low aerosol models considered by PS11 give a hint of the sensitivity to this parameter, with a spread of the predicted maximum *DoLP* that ranges from 5% to 8% from 450 to 630 nm (i.e. less than $\sim 10\%$ in relative values).

In the case with high aerosol content the observed maximum *DoLP* decreases from around 45% at low solar elevation down to $\sim 30\%$ at 630 nm and it decreases from 35% to 15% at 450 nm for solar elevation above 20° . This trend is overall recovered with POMEROL that shows a net decrease in the *DoLP* at solar elevation above 20° in all wavelength (see Figure 6). At 450 nm, the maximum *DoLP* is well reproduced at high and low solar elevation, but is overestimated in between. At 630 nm and 530 nm, the *DoLP* is overestimated for all

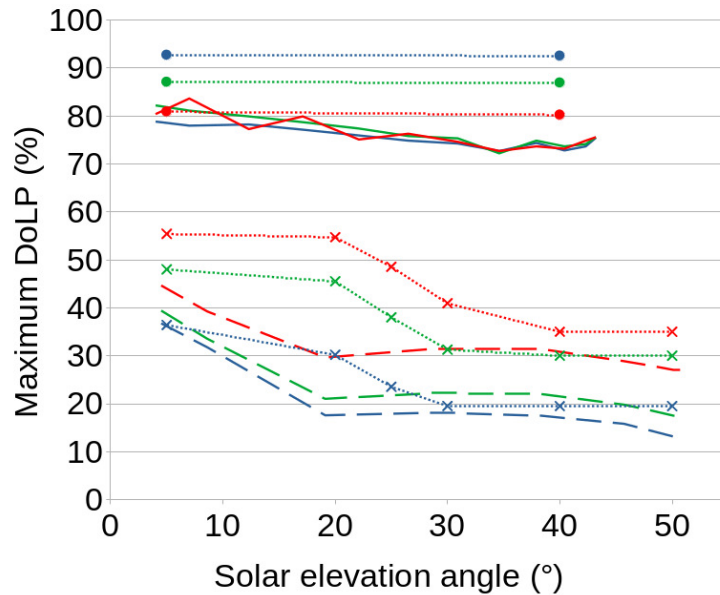


Figure 6: Maximum *DoLP* found over the sky as a function of solar elevation angle at three wavelengths: 630 nm (red), 530 nm (green) and 450 nm (blue). Observations from PS11 are shown in plain lines (resp. dashed lines) for a low (resp. high) aerosols content. Predictions from POMEROL are shown in dotted lines with circled (resp. crosses) for low (resp. high) aerosols content.

angles, with larger differences around 20° solar elevation. In comparison, the single-scattering model predictions by PS11 overestimate the maximum *DoLP* by a factor as large as ~ 2 at 450 nm (see Figure 7). Here again the difference with our model might come from distinct aerosol profiles used in both studies.

As shown with the above example, POMEROL tends to overestimate the *DoLP* for a day-like environment, i.e. a single point source at infinity. This effect is sensitive to the aerosol profile, the wavelength and whether or not MS is considered in PS11. The benefits that we could gain by implementing MS is expected to be larger at short wavelengths. Meanwhile, we notice that the above test situation differs from our experimental environment in several ways. During the day, the Sun is approximated as a single point source because it dominates other light sources. By night on the contrary, light pollution from urban lightning and spread emissions from the integrated star light and airglow are mixed all together. In this case, the measured polarization depends heavily on the relative contributions of the different sources rather than on the absolute contribution of each one. We thus expect MS impact on the *DoLP* and *AoLP* to decrease for night-time scenarios.

MS can not be neglected in most cases, particularly at short wavelengths ($\approx < 600$ nm). The conditions of our experiment corresponds to a low aerosol content. In this case, only a moderate sensitivity to the source angle has been reported, and we can expect MS to decrease the *DoLP* by at most about 20% at 450 nm, and less for longer wavelengths. MS is thus expected to result in a more isotropic contribution than single scattering, with a lower *DoLP*. For the sake of simplicity, we then incorporate its effect together with that of the uniform, isotropic and unpolarized emission in the sky (both tend to reduce the *DoLP* and increase the radiant flux). One consequence of this coarse approximation is that we cannot isolate unambiguously the signature of the airglow and/or starlights. Still, this parsimonious approach

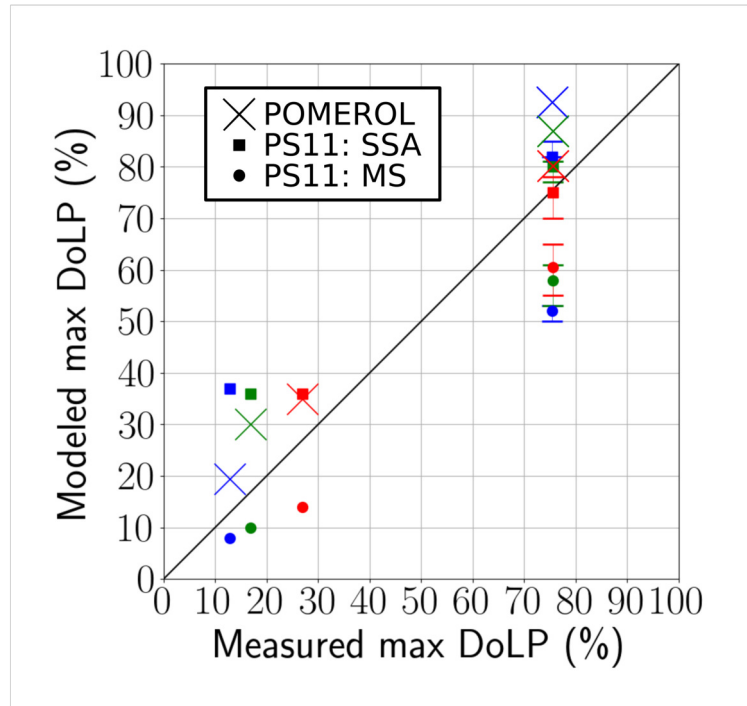


Figure 7: Comparison of POMEROL and MODTRAN-P maximum *DoLP* with the PS11 observations at maximum solar elevation, at three wavelengths: 630 nm (red), 530 nm (green) and 450 nm (blue). The group of points with *DoLP* < 40% correspond to a high aerosol content, while symbols in the upper right quadrant correspond to a low aerosol content. Crosses represent the result of POMEROL. Single (resp. multiple) scattering predictions obtained with MODTRAN-P by PS11 are indicated with squares (resp. circles). The spread within the several low aerosol contents investigated by the authors is indicated by errorbars.

Name	Wavelength (nm)	Instrumental width (nm)	Atmospheric source	Layer
Orange	620	2	OH	High Mesosphere (< 80 km)
Green	557.7	10	O	Thermosphere (110 km)
Blue	427.8	10	N_2^+	Ionosphere (90 km)
Turquoise	413	10	O_2	Mesosphere (< 80 km)
Purple	391.4	10	N_2^+	Ionosphere (85 km)

Table 2: List of emission lines observed during the January, 2021 campaign (see text). All emissions are present in the light pollution spectrum.

appears to be enough to account for a significant part of our observations for wavelengths down to the blue line at 427.8 nm, as we shall see later.

5 Comparison with geophysical measurements at mid-latitude

In order to validate our model, we performed a series of observations in the French Alps. In the following, we focus on the night from 19 to 20 January, 2021 when the moon was down (below -10° elevation during the whole observation). The latitude is 45.2123° and longitude 5.9369° . The altitude is 770 m. The nearest city is Grenoble 15 km away with downtown at an azimuth of 260° . However, the valleys around this bright city produce also some light pollution. Figure 8 shows the geographical configuration with lines of constant elevation at 500 m, 1000 m and 2000 m.

The light pollution was clearly visible with the naked eyes. At the time of the observations, the snow was covering the ground above about 500 m elevation. The altitudes below $h \approx 1500$ m are mostly covered with forests in the mountains which lowers the albedo significantly, even though some snow remains on the trees. The air temperature was below 0°C all over the surrounding area, and reached about -5°C at the point of observation. The modeling below takes the relief into account (see Section 3.1). We could observe simultaneously five wavelengths, summarized in Table 2: three of them concern emissions bands emitted in the upper atmosphere, either in the thermosphere (green, due to the O^{1S} excitation state) or in the thermosphere (blue and purple, due to the $1^{st} N_2^+$ negative band). The "orange" band around 620 nm is not present in the thermosphere, but is emitted in the mesosphere by OH(5-0) and OH(9-3), though with a relatively lower radiant flux (Broadfoot & Kendall, 1968; Bellisario et al., 2014, 2020). Finally, the turquoise line can be produced by Herzberg and Chamberlain O_2 lines and/or ground light pollution. The former indeed induce spectral lines of weak intensity (Broadfoot & Kendall, 1968; Leinert et al., 1998), while the latter, which we account for, might be related to the presence of Hg in city lights. The two contribution are likely weak, and the main Hg line falls outside the filter bandwidth.

We show below the results of an almucantar at a constant elevation $e = 45^\circ$ from 1:18 UT to 3:35 UT taken with the real instruments and compared to the virtual one (i.e. the modeling). We rotate clockwise from North to the East and back to North with 10° increments in azimuth. At each step in azimuth, we record the radiant flux, $DoLP$ and $AoLP$ during about $1'30''$. We recall that our instrument provides the relative (uncalibrated) measurements of the radiant flux, and the calibrated $DoLP$ and $AoLP$. The orientation angles e and a are set using stars as references, together with a compass (to help on the increments in azimuth) and an inclinometer (for the elevation). We consider the accuracy to be of the order of $\pm 2^\circ$.

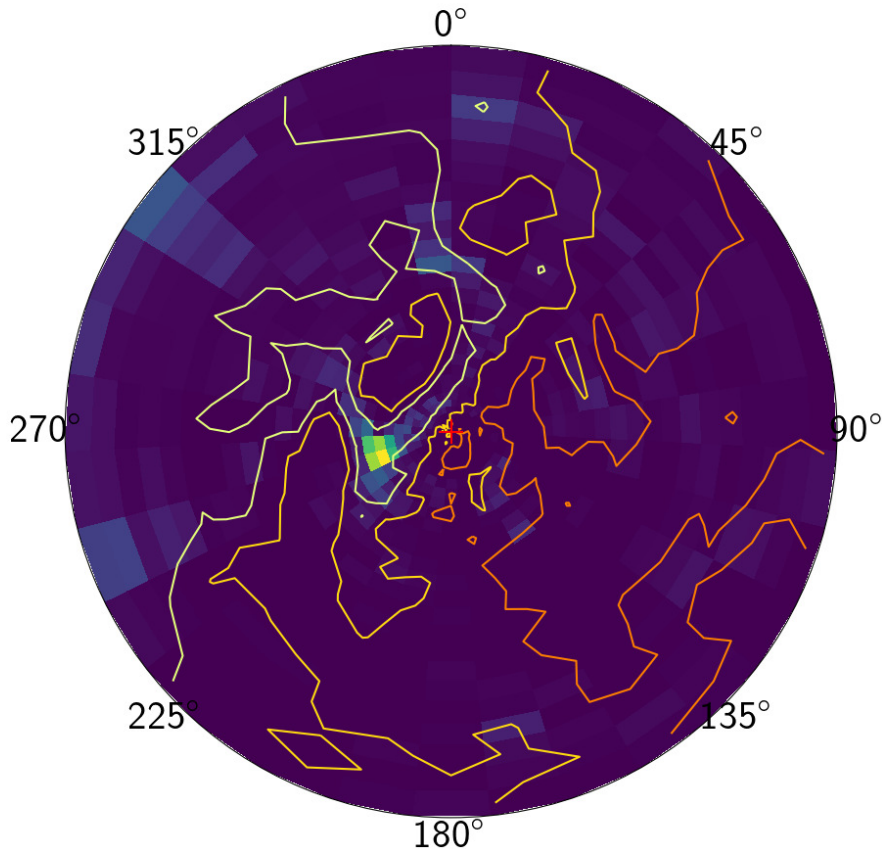


Figure 8: Input emission map and contour of the elevation map for altitudes 500 m (white), 1000 m (yellow) and 2000 m (orange). The instrument is at the center of the map (red cross). Grenoble is the bright emission west to the instrument. The map covers 100 km around the instrument.

We focus first on a single wavelength (the green line, see Section 5.1) for which we detail our analysis of the observations. We next discuss the full picture in Section 5.2.

5.1 Model predictions versus observations in the green line

Figure 9 shows an almucantar in the green line. The radiant flux maximizes above downtown Grenoble ($a = 260^\circ$, this is clearer in Figure 10). In the theoretical case of a point source, the *DoLP* maximizes at $\pm 90^\circ$ of the direction of this point (see Section 4 and Figure 3). Here, the *DoLP* shows a single maximum near 240° in azimuth, illustrating the influence of an extended pollution source. The value of its measured maximum is around 12%. The *AoLP* rotates regularly with a behaviour very similar to that of a point source on the ground westward with respect to the instrument.

5.1.1 In the absence of aerosols and background skylight

We first run our POMEROL model with the light pollution as single input (i.e. with neither aerosol nor natural background skylight). We use a ground emission map composed of 1000 pixels mapping an area of 100 km radius around the instrument. The elevation map

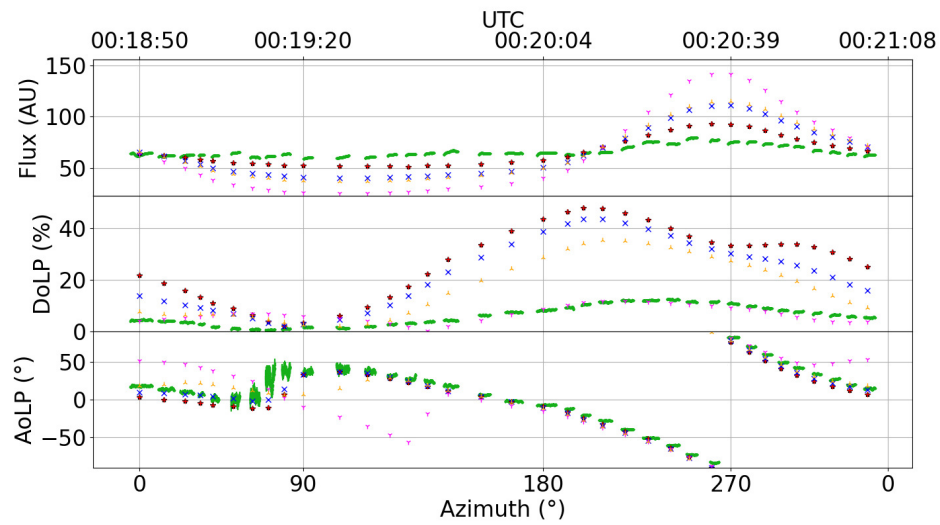


Figure 9: Comparison between model outputs and observational data. Measured data are shown in green, the width of the lines indicating the errorbars (for their computation, we refer to Bosse et al., 2020). Errors on the azimuth due to the pointing direction are of the order of a few degrees (not shown). The other symbols indicate the model output for a ground light pollution map (see text for details). Several aerosol profiles are considered. (see Table 1): without aerosols nor background lights (black ★); without aerosols and with background lights adjusted to fit the radiant flux variations (red +); without background lights and with aerosols model 1-low (blue ×), 2-high (magenta ▽) and 3-mid (purple ▲). Abscissa are given as the pointing direction under the bottom panel (azimuth where 0 is North, 90 is East) and the corresponding time in UTC format above the top panel.

covering the same area is used to model the mountain obstructions, with a 30 m resolution. Note that the emission maps are not intercalibrated with our instrument, so that the units for the radiant fluxes are arbitrary. The ozone is taken into account, although its effect remains small. The results are shown in Figure 9 (black stars). Both the modeled and measured radiant fluxes peak around the same azimuth (260°). However, the radiant flux variations along one almucantar are significantly larger for the model: the maximum radiant flux is 110% higher than the minimum for the model, with respect to only 43% for the measurement.

The modeled *DoLP* reaches 47% at its maximum around 200° azimuth, about 4 times higher than the highest measured *DoLP*, and is offset by 40° in azimuth. A second local maximum at 300° azimuth is also present in the model, and absent from the measurements. Two maxima in the *DoLP* are indeed expected for a point source (see Figure 3) and are due to the scattering in the first few kilometers of atmosphere. Here it is smoothed out because of the multiple light sources and the occultation from the mountains. This feature is not present in the data and may hint that the model overestimates the scattering below 10 km.

The modeled *AoLP* is very similar to the measurement, showing the same rotation pattern at almost the same angles, except around 90° in azimuth (i.e. pointing away from Grenoble). This difference can be explained by the poor quality of the data in this direction where the radiant flux is minimal and the *DoLP* close to zero, inducing large uncertainties on the *AoLP* measurements (see Bosse et al., 2020).

This first simple approach does not take into account one or more additional sources. We will now show the effects of introducing either a natural background light or the aerosols.

5.1.2 Impacts of aerosols and background skylight

The fact that the model overestimates the radiant flux variations and the *DoLP* in the case above is an indication that non-polarized (or little-polarized) additional sources must be taken into account. Such sources exist naturally: they are the nightglow and the integrated star light. This trend can also be due to the lack of multiple scattering in the model (see Section 4.4). The exact contributions of these effects is delicate to evaluate at this point, so we fit them as a whole called a *background skylight* in such a way that the relative variations of the modeled radiant flux match the measured ones. This method constitutes therefore an indirect estimate of this background skylight (see red + in Figure 9). Here, it is considered constant, isotropic and unpolarized (these approximations could be reconsidered in the future by estimating each contribution from independent measurements or more accurate models, see Section 3.1.3). Averaged over an almucantar, this results in approximately doubling the total radiant flux received by the instrument. This is not visible in Figure 9 because of the Arbitrary Unit radiant flux scale. As expected, the *DoLP* is decreased in any direction by about 50%, peaking at 25% around 220° in azimuth. The two maxima in the modeled *DoLP* over one almucantar are still present, although the secondary maximum appears attenuated. The *AoLP* is unchanged in comparison with the previous case with no background sky, which is expected since the natural background is not polarized.

We now turn to a case with no background skylight, but with the aerosol polarized models included (see Section 3.1.4). The amplitude of the modeled radiant flux variation along the almucantar become larger, whatever the aerosol model, as seen with the synthetic case in Figure 4. The higher the aerosol contribution, the higher the radiant flux variations. The modeled *DoLP* decreases when the aerosol contribution increases, so that it is possible to find a model (2-high: magenta λ) that matches the measured *DoLP*. However, this makes the modeled *AoLP* depart from the measurements, so that it is not possible to find a set of aerosol parameters that allows fitting the measured radiant flux, *AoLP* and *DoLP* at once.

5.2 Comparison of the observations and the modeling in five wavelengths.

From the results presented above, we deduce that even though both additional sources (background and aerosols) significantly affect the polarization parameters, none of them reproduce the measurements alone. We consider below the model predictions for a combination of those two contributions. We first have to choose an aerosol profile. We use the 1-low aerosol model, as it fits best the measurements when combining with background skylight. It could already be intuited from Figure 9 as the 1-low profile affects less the *AoLP* than the other ones. This choice is also coherent as we observe in the Alps at an altitude where the air is very clean. We show hereafter model outputs with this aerosol profile together with a natural background skylight. At all wavelengths, the modeled radiant flux is the highest in the direction of the city of Grenoble, and the model predictions for the *AoLP* convincingly fit the observed values (see Figures 10 to 14).

The magnitude of the signal from the ground is likely very small in the purple (391.4 nm) and turquoise (413 nm), because in these wavelengths the radiant flux of city lights is in average very weak (see for instance the spectral analysis of Fig. 6 in Bosse et al. (2020) and references herein). The *DoLP* observed for almucantars in these two lines are therefore associated with large error bars. This in turn also affects the uncertainty level for the *AoLP*. The changes of their *DoLPs* with the azimuth appear rather flat, but are also less tightly constrained. Combined with the stronger limitation of the single scattering approach towards short wavelengths, it explains that the model fails at predicting the low values of the *DoLP* observed in the direction of Grenoble at these two wavelengths. Furthermore, ground emissions maps are less sensitive in these wavelengths (Miller et al., 2013), so that the map used in the model might also differ from the real emissions.

Examination of Figure 8 shows that, without any contribution from the background or aerosols, significantly larger values of the *DoLP* are modeled in the green line (557.7 nm). The blue (427 nm) and the orange lines (620 nm) behave similarly. For these three wavelengths, the measured radiant fluxes are fitted when adding the 1-low aerosol model and respectively 114% (Figure 10), 213% (Figure 11) and 43% (Figure 12) of natural background radiant flux (integrated star light and/or nightglow, plus the effect of MS). The percentages are calculated with respect to the maximum radiant flux measured by the instrument around azimuth $a = 260^\circ$. Interestingly, for these three colours we now reproduce also the minima and maxima of the observed *DoLP* along one almucantar, without adding any further complexity to the model. If slight discrepancies remain for the shape of *DoLP*(a) between the model and measurements for the blue line, this characteristic is very convincingly reproduced by the model in the green and orange lines.

It is striking that we manage to replicate these observations with our model in three different wavelengths simultaneously, as they are affected differently by light pollution, the natural background from the sky, not speaking of MS. Indeed, there exist some orange emissions in the star light and in the mesospheric nightglow (Bellisario et al., 2014, 2020). The green and the blue lines exist both in the stellar light and the natural nightglow originating in thermospheric / ionospheric emissions. From Broadfoot & Kendall (1968), the orange is the tiniest of the three. The blue in the urban light spectrum is much dimmer than the green or the orange. These considerations are compatible with our results.

Finally, the misfit in the *DoLP* observed for shorter wavelengths (turquoise and purple) might require adjusted aerosol profiles (see e.g. Bergstrom et al., 2003, Figure 3). For example a different size distribution which would influence differently the shorter and the longer wavelengths. This would demand a thorough study of aerosols contribution, which is out of the scope of this paper. It is also likely related to the stronger impact of MS towards short wavelengths (see Section 4.4).

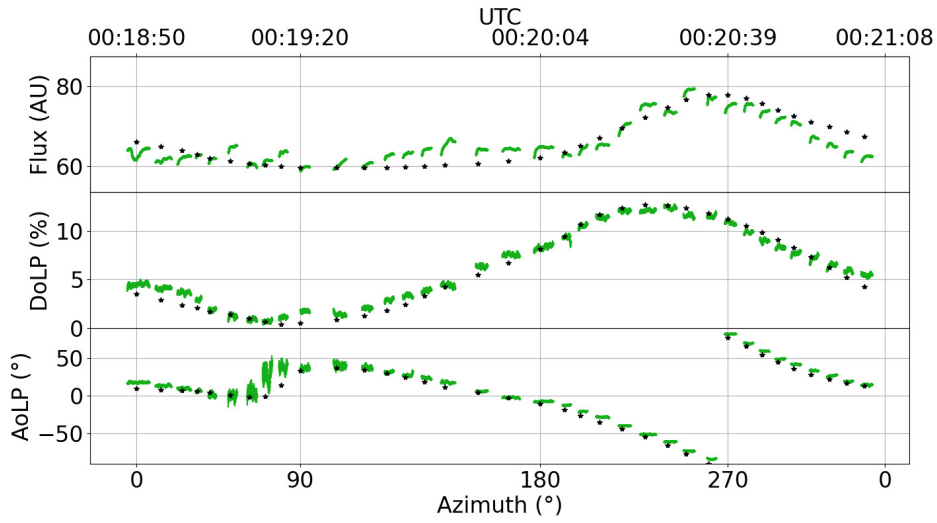


Figure 10: Almicantar in the green line. Measured data are shown in green, the width of the lines indicating the errorbars. Errors on the azimuth due to the pointing direction are of the order of a few degrees (not shown). Model predictions (black stars) are obtained with the 1-low aerosol profile plus an unpolarized, isotropic background skylight adjusted so as to fit the radiant flux (see text).

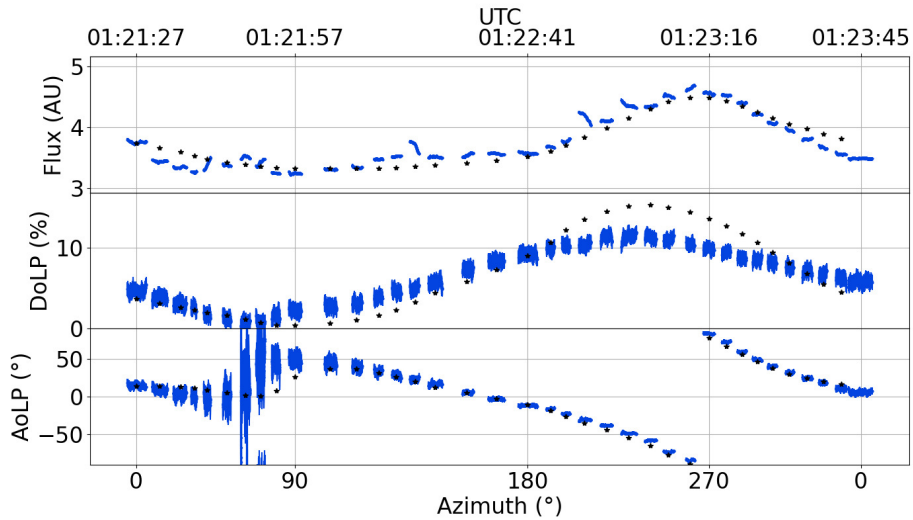


Figure 11: Same as Figure 10 for the blue line.

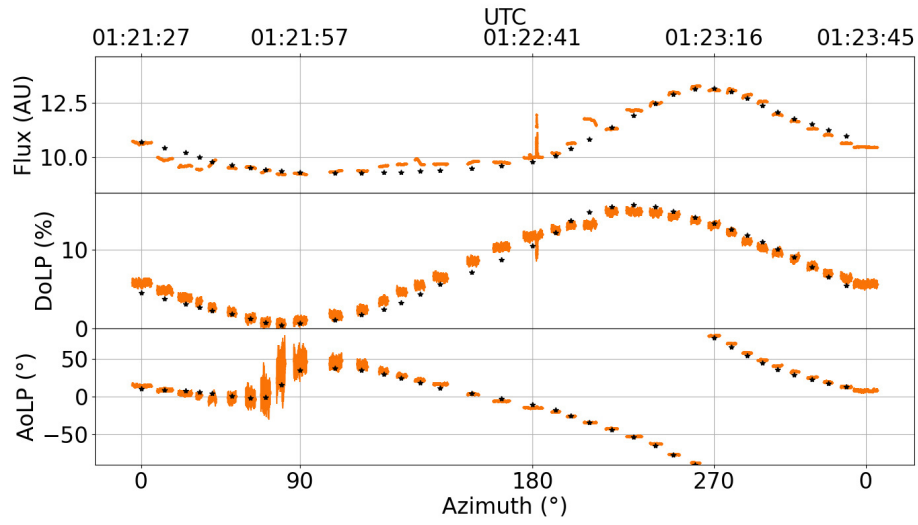


Figure 12: Same as Figure 10 for the orange line.

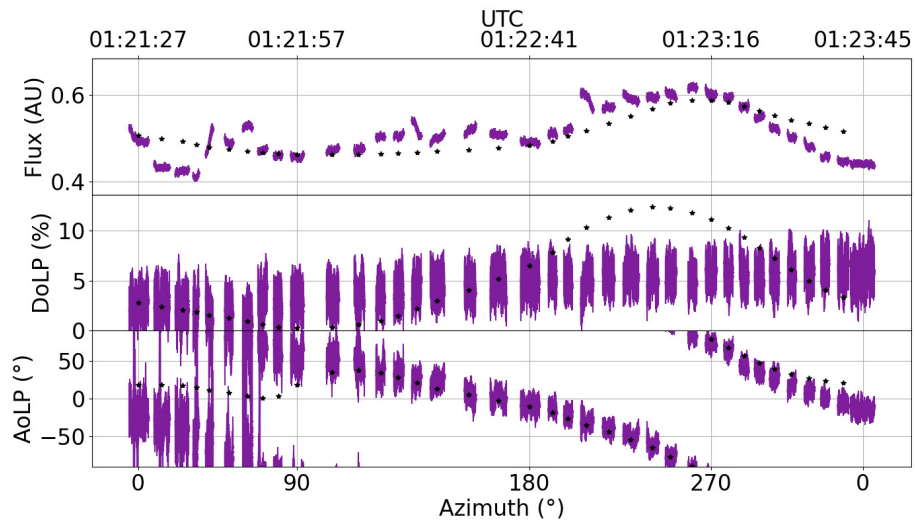


Figure 13: Same as Figure 10 for the purple line.

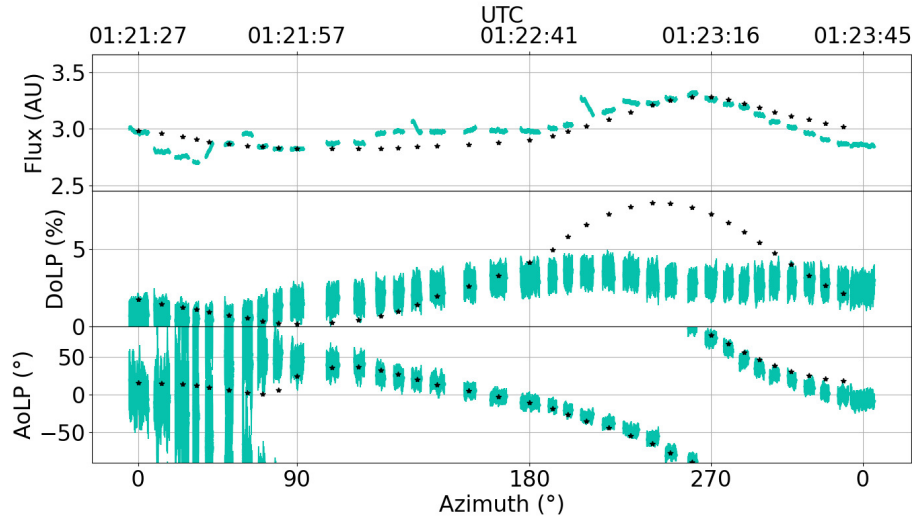


Figure 14: Same as Figure 10 for the turquoise line.

6 Discussion

We have presented in this study a polarized radiative transfer model in the single scattering approximation, which can account for a spread light pollution from the ground (including the surrounding topography), natural skylights (from stars or the nightglow) and the effect of aerosols. To our knowledge, it is the first time that such a radiative transfer code, that combines Rayleigh and Lorenz-Mie scattering, is applied to answer the question of the nightlight and its polarization. We have confronted this model to measurements performed at mid-latitudes in the French Alps in five different wavelengths, either within or outside the lines of emissions for the natural nightglow. We obtain a convincing comparison between the model outputs and the observations of the relative radiant flux, degree and angle of the linear polarization in the three wavelengths with the highest signal-to-noise ratio (green, orange and blue lines).

The results presented in this paper show the feasibility of nocturnal polarization measurements and modelisation. Our model, although currently limited to a single scattering scheme, is doomed to evolve, and constitutes a proof of concept that paves the way to further investigations of the night-sky light polarization.

Our results show that several contributions must be considered in order to explain observations: extended sources on the ground (light pollution from the nearby cities) and sources in the sky (the background) via two possible mechanisms (starlight and nightglow), plus a correction for multiple scattering. Furthermore, the atmospheric model must include Rayleigh scattering and Lorenz-Mie scattering by aerosols. We discuss below several potential applications of this model.

First, it will be used to interpret properties of the polarized lights measured at high latitudes under auroral conditions (Bosse et al., 2020), to validate or not a polarization when these are emitted in the ionosphere (Lilensten et al., 2016). The present study shows that the use of wavelengths outside the ionospheric emissions lines is crucial to determine a correct profile of aerosols, as this latter is of prime importance to understand the measured radiant flux and *DoLP*. Furthermore, in auroral conditions, ionospheric lights will strongly dominate over the integrated starlight. As a consequence, the complex picture of these emissions (2D maps) will be needed as an entry of the model. We can also imagine that in these countries

where wide areas are covered with snow, the reflection of auroras on the ground might be of importance. These effects will be accounted for in an upcoming study.

In the above interpretation of mid-latitude observations, considering an unpolarized background source and the 1-low aerosol model seem compulsory to explain most of our measurements. It is difficult at this stage to reach a definitive conclusion on its origin, because we lack an absolute measure of the radiant flux. However, in the absence of any other source, we have shown that our code can also handle a polarized background source, and that its signature (if any) should be detectable despite the Rayleigh and Lorenz-Mie scattering. We have shown that a horizontally polarized uniform sky source produces *AoLP* changes along an almucantar that resemble to the ones produced by scattering within the atmosphere. It might thus be insightful to consider the possibility of the polarization by horizontal ionospheric electrical currents. These can be partially reconstructed from ground-based magnetometers (e.g. Amm & Viljanen, 1999; Pulkkinen et al., 2003). This possibility is motivated by the observation of coherent fluctuations in time series for both the polarization parameters of auroral lights, and the electron density content in the ionosphere (Bosse et al., 2020). This may have further consequences for the study of the equatorial airglow, below the electrojet.

We have shown that the relative contribution of background lights to scattering strongly varies with the wavelength: from +43% for the longest one (orange), to +114% in the green and +219% in the shortest one (blue). Measuring how much this means in absolute units would require the knowledge of the city light spectrum (that is not provided with the input maps) as well as the instrument transfer function (such a calibration would require a dedicated study, as it depends on the photo-sensors and on the opacity of the filters used in the instrument). This higher background contribution at shorter wavelengths can be a sign that the uniform, isotropic and unpolarized background partly corrects for the effect of multiple scattering. Indeed, its contribution is expected to be higher at short wavelengths. This result is also compatible with the expected relative contributions from the city lamps, the nightglow and the starlight. On the one hand, the city contribution is likely higher in the green and orange than in the blue (i.e. the same sky emission for all three lines should lead to a relatively higher contribution for the blue). On the other hand, if we were to detect a contribution from the nightglow, we would expect relatively higher radiant fluxes in the blue and green than in the orange (which is not emitted in the ionosphere), for a constant contribution of the cities at the observation point. Thus our results are fully compatible with the nightglow emissions, showing that the method may be used for such studies. Moreover, adjusting the modeling to the observations requires a contribution from the integrated starlight (at least that for the orange). The combined contributions of the nightglow and the starlights can therefore be detected with this method even in the presence of light pollution, although we cannot distinguish yet between the two sources.

Another major result is the influence of the aerosols. The good fit between the model and the measurements at several wavelengths comes with a determination of the size distribution, profile distribution and refractive index of the aerosols. Any attempt to change drastically these parameters degrades the fit. The precise determination of the aerosol parameters is out of scope of this preliminary study. It would require for example using independent measurements (such as LIDAR) or dedicated inversion schemes in order to optimize the input model parameters. Nevertheless, we showed that the measurement of the light polarization constitutes an original way for aerosol studies at night.

Of course our model suffers from limitations, the first of which being the omission of multiple scattering. However, we have shown that this can be partly accounted for via the unpolarized isotropic background for the blue and longer wavelengths, without ruling out our model. Then, pollution maps are not provided for all wavelengths (but these might be calibrated with in situ measurements). Also, although we found that an isotropic sky was enough to fit our observations in the green and orange lines, a more complex model of starlight and nightglow that takes into account variations in time and space could further improve the model.

Nevertheless, our results suggest that our single-scattering polarized radiative transfer model together with our polarimeter may be used during night-time to detect light pollution even in remote areas, and to diagnose the aerosol content with for instance potential applications concerning the quality of air. The experimental technique is passive, contrary to lidars, low power consumption (less than 5 W), fully transportable in a suitcase, and can use any kind of visible source (artificial or natural such as the moon, the skylight, the airglow). These polarimeters may be deployed over a large area, thus allowing in the future a global coverage.

Acknowledgments

This work was partly funded by the French polar institute IPEV under program POLARLIS 3, number 1026. It was also funded by the Prematuration CNRS program and by the Maturation program CM180023, project PTCU Number 180018M from the SATT company Linksium. The polarimeter is patented by the CNRS and valorised by Linksium (international patent number 1873378). We thank the Programme National Soleil-Terre for its financial support. NG was partially supported by the French Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) for the study of Earth's core dynamics in the context of the Swarm mission of ESA.

We thank Pierre Simoneau (ONERA) for usefull discussions on the mesospheric night-glow.

The source code will be freely available online as opensource as soon as it is documented and portable. Ground emission maps are available here: <https://eogdata.mines.edu/products/vn1/>

Atmospheric profiles are available here: <http://eodg.atm.ox.ac.uk/RFM/atm/>

Elevation data are available here: <https://www.eorc.jaxa.jp/ALOS/en/aw3d30/index.htm>

References

- Amm, O., & Viljanen, A. (1999). Ionospheric disturbance magnetic field continuation from the ground to the ionosphere using spherical elementary current systems. *Earth, Planets and Space*, 51(6), 431–440.
6
- Banks, P. M., & Kockarts, G. (1973). *Aeronomy*. Springer.
1
- Bellisario, C., Keckhut, P., Blanot, L., Hauchecorne, A., & Simoneau, P. (2014, June). O₂ and OH night Airglow emissions derived from GOMOS-EnvisatInstrument. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(6), 1301-1311. doi: 10.1175/JTECH-D-13-00135
.1
5, 5.2
- Bellisario, C., Simoneau, P., Keckhut, P., & Hauchecorne, A. (2020, March). Comparisons of spectrally resolved nightglow emission locally simulated with space and ground level observations. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 10, 21. doi: 10.1051/swsc/2020017
5, 5.2
- Bergstrom, R. W., Pilewskie, P., Schmid, B., & Russell, P. B. (2003). Estimates of the spectral aerosol single scattering albedo and aerosol radiative effects during safari 2000. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 108(D13).
5.2
- Berk, A., Conforti, P., Kennett, R., Perkins, T., Hawes, F., & Van Den Bosch, J. (2014). Modtran® 6: A major upgrade of the modtran® radiative transfer code. In *2014 6th workshop on hyperspectral image and signal processing: Evolution in remote sensing (whispers)* (pp. 1–4).
4.4
- Bommier, V., Sahal-Brechot, S., Dubau, J., & Cornille, M. (2011). The theoretical impact polarisation of the O I 6300 Å red line of Earth Aurorae. , 9.

- 1, 4.3
- Born, M., & Wolf, E. (1999). *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*.
3.1.4, 4.2, Appendix A
- Bosse, L., Liliensten, J., Gillet, N., Rochat, S., Delboulbé, A., Curaba, S., ... Frédérique, A. (2020). On the nightglow polarisation for space weather exploration. *Submitted to the Journal of Space Weather and Space Climate*, -.
1, 2, 4.3, 9, 5.1.1, 5.2, 6
- Broadfoot, A. L., & Kendall, K. R. (1968, January). The airglow spectrum, 3100-10,000 Å. *Journal of Geophysical Research*, 73(1), 426–428. doi: 10.1029/JA073i001p00426
5, 5.2
- Bucholtz, A. (1995, May). Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Applied Optics*, 34(15), 2765–2773. doi: 10.1364/AO.34.002765
Appendix A, Appendix A, A1, Appendix A, Appendix A
- Burrows, J. P., Richter, A., Dehn, A., Deters, B., Himmelmann, S., Voigt, S., & Orphal, J. (1999, March). Atmospheric remote-sensing reference data from GOME—2. temperature-dependent absorption cross sections of O₃ in the 231–794 nm range. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 61(4), 509–517. doi: 10.1016/S0022-4073(98)00037-5
Appendix A
- Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative Transfer*. Dover Publications Inc. Retrieved 2020-02-07, from <http://archive.org/details/RadiativeTransfer>
Appendix A, Appendix A
- de Haan, J. F., Bosma, P., & Hovenier, J. (1987). The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astronomy and astrophysics*, 183, 371–391.
4.4
- Dubovik, O., Smirnov, A., Holben, B. N., King, M. D., Kaufman, Y. J., Eck, T. F., & Slutsker, I. (2000). Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and sky radiance measurements. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 105(D8), 9791–9806. doi: 10.1029/2000JD900040
3.1.4
- Dymond, K. F., Nicholas, A. C., Budzien, S. A., Stephan, A. W., Coker, C., Hei, M. A., & Groves, K. M. (2019, June). A Comparison of Electron Densities Derived by Tomographic Inversion of the 135.6-nm Ionospheric Nightglow Emission to Incoherent Scatter Radar Measurements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 124(6), 4585–4596. doi: 10.1029/2018JA026412
1
- Evans, K. F., & Stephens, G. L. (1991, January). A new polarized atmospheric radiative transfer model. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 46(5), 413–423. doi: 10.1002/4073/91
4.4
- Finlay, C. C., Olsen, N., Kotsiaros, S., Gillet, N., & Tøffner-Clausen, L. (2016, December). Recent geomagnetic secular variation from Swarm and ground observatories as estimated in the CHAOS-6 geomagnetic field model. *Earth, Planets and Space*, 68(1). doi: 10.1186/s40623-016-0486-1
4.3
- García-Saenz, A., Sánchez de Miguel, A., Espinosa, A., Crespo, A., Aragónés, N., Llorca, J., ... Kogevinas, M. (2018, April). Evaluating the association between artificial light-at-night exposure and breast and prostate cancer risk in Spain (MCC-Spain study). *Environmental Health Perspectives*, 126. doi: 10.1289/EHP1837
1
- Grubisic, M., van Grunsven, R., Kyba, C., Manfrin, A., & Hölker, F. (2018, September). Insect declines and agroecosystems: Does light pollution matter? *Annals of Applied Biology*, 173, 180–189. doi: 10.1111/aab.12440

1

Hansen, J. E. (1971). Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres part ii. sunlight reflected by terrestrial water clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 28(8), 1400–1426.

4.4

Hansen, J. E., & Hovenier, J. W. (1971, January). The doubling method applied to multiple scattering of polarized light. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 11(6), 809–812. doi: 10.1016/0022-4073(71)90057-4

4.4

Hansen, J. E., & Travis, L. D. (1974, October). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16(4), 527–610. doi: 10.1007/BF00168069

4.4

Herman, M., Balois, J. Y., Gonzalez, L., Lecomte, P., & Lenoble, J. (1986, October). Stratospheric aerosol observations from a balloon-borne polarimetric experiment. *Applied Optics*, 25, 3573–3584. doi: 10.1364/AO.25.003573

4.4

Horvath, G., Kriska, G., Malik, P., & Robertson, B. (2009, August). Polarized light pollution: A new kind of ecological photopollution. *Frontiers in Ecology and the Environment*, 7, 317–325. doi: 10.1890/080129

1

Hovenier, J. W. (1971, June). Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres. *Astronomy and Astrophysics*, 13, 7.

4.4

Jaenicke, R. (1993). Chapter 1 Tropospheric Aerosols. In *International Geophysics* (Vol. 54, pp. 1–31). Elsevier. doi: 10.1016/S0074-6142(08)60210-7

3.1.4

King, M. D. (1986). Comparative accuracy of selected multiple scattering approximations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 43(8), 784–801.

4.4

Kyba, C., Kuester, T., Sanchez de Miguel, A., Baugh, K., Jechow, A., Hölker, F., ... Guanter, L. (2017, November). Artificially lit surface of Earth at night increasing in radiance and extent. *Science Advances*, 3, e1701528. doi: 10.1126/sciadv.1701528

1

Kyba, C., Ruhtz, T., Fischer, J., & Hölker, F. (2011, December). Lunar skylight polarization signal polluted by urban lighting. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 116, 24106-. doi: 10.1029/2011JD016698

1

Lax, M. (1951). Multiple Scattering of Waves. , 23(4), 287–310. Retrieved 2021-05-18, from <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.23.287> doi: 10.1103/RevModPhys.23.287

4.4

Leinert, C., Bowyer, S., Haikala, L. K., Hanner, M. S., Hauser, M. G., Lévassieur-Regourd, A.-C., ... Witt, A. N. (1998, January). The 1997 reference of diffuse night sky brightness. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 127(1), 1–99. doi: 10.1051/aas:19981051, 3.1.3, 5

Lilensten, J., Barthélemy, M., Besson, G., Lamy, H., Johnsen, M. G., & Moen, J. (2016, July). The thermospheric auroral red line Angle of Linear Polarization: Auroral angle of linear polarization. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(7), 7125–7134. doi: 10.1002/2016JA022941

1, 6

Lilensten, J., Moen, J., Barthélemy, M., Thissen, R., Simon, C., Lorentzen, D. A., ... Sigernes, F. (2008, April). Polarization in aurorae: A new dimension for space environments studies. *Geophysical Research Letters*, 35(8). doi: 10.1029/2007GL033006

1

- Lorenz, L. (1890). Lysbevaegelsen i og uden for en af plane lysbolger belyst kugle”. det kongelige danske videnskabernes selskabs skrifter. 6. , 6. *Bind* (1, 1–62).
3.1.4, 4.2, Appendix A
- McFarlane, S. C. (1974, September). A Bethe theory for the polarization of impact radiation. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 7(13), 1756-1771. doi: 10.1088/0022-3700/7/13/021
3.2.1
- McMaster, W. H. (1954, September). Polarization and the Stokes Parameters. *American Journal of Physics*, 22(6), 351-362. doi: 10.1119/1.1933744
3.2.2
- Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330(3), 377–445. doi: 10.1002/andp.19083300302
3.1.4, 4.2, Appendix A, Appendix A
- Miller, S. D., Straka, W., Mills, S. P., Elvidge, C. D., Lee, T. F., Solbrig, J., ... Weiss, S. C. (2013, December). Illuminating the Capabilities of the Suomi National Polar-Orbiting Partnership (NPP) Visible Infrared Imaging Radiometer Suite (VIIRS) Day/Night Band. *Remote Sensing*, 5(12), 6717–6766. doi: 10.3390/rs5126717
3.1.2, 5.2
- Mills, S., Weiss, S., & Liang, C. (2013, September). VIIRS day/night band (DNB) stray light characterization and correction. In J. J. Butler, X. J. Xiong, & X. Gu (Eds.), *SPIE Optical Engineering + Applications* (p. 88661P). San Diego, California, United States. doi: 10.1117/12.2023107
3.1.2
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., & Lacis, A. A. (2002). *Scattering, absorption, and emission of light by small particles*. Cambridge University Press.
Appendix A
- Ougolnikov, O. S., & Maslov, I. A. (2002, May). Multicolor Polarimetry of the Twilight Sky: The Role of Multiple Light Scattering as a Function of Wavelength. *Cosmic Research*, 40(3), 224-232.
4.4
- Parihar, N., Radicella, S. M., Nava, B., Migoya-Orue, Y. O., Tiwari, P., & Singh, R. (2018, May). An investigation of the ionospheric F region near the EIA crest in India using OI 777.4 and 630.0 nm nightglow observations. *Annales Geophysicae*, 36(3), 809-823. doi: 10.5194/angeo-36-809-2018
1
- Plane, J., Oetjen, H., de Miranda, M., Saiz-Lopez, A., Gausa, M., & Williams, B. (2012, January). On the sodium D line emission in the terrestrial nightglow. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 74, 181–188. doi: 10.1016/j.jastp.2011.10.019
1
- Pulkkinen, A., Amm, O., & Viljanen, A. (2003). Ionospheric equivalent current distributions determined with the method of spherical elementary current systems. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 108(A2).
6
- Pust, N. J., & Shaw, J. A. (2011). Comparison of skylight polarization measurements and MODTRAN-P calculations. *Journal of Applied Remote Sensing*, 5, 18.
4, 4.4
- Ramella-Roman, J. C., Prah, S. A., & Jacques, S. L. (2005). Three monte carlo programs of polarized light transport into scattering media: part i. *Optics Express*, 13(12), 4420–4438.
4.4
- Rayleigh, J. W. S. B. (1871). On the scattering of light by small particles. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 41, 447–454. doi: 10.1080/14786447108640507
Appendix A

- Remedios, J., Leigh, R., Waterfall, A., Moore, D., Sembhi, H., Parkes, I., ... Hauglustaine, D. (2007). Mipas reference atmospheres and comparisons to v4. 61/v4. 62 mipas level 2 geophysical data sets. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 7(4), 9973–10017.
3.1.4
- Santer, R., Herman, M., Tanre, D., & Lenoble, J. (1988, November). Characterization of stratospheric aerosol from polarization measurements. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 93(D11), 14,209-14,221. doi: 10.1029/JD093iD11p14209
4.4
- Staudte, H. (1975). Scattering in the earth's atmosphere: Calculations for milky way and zodiacal light as extended sources. *Astronomy and Astrophysics*, 39, 325.
3.1.3, 4.4
- Tadono, T., Nagai, H., Ishida, H., Oda, F., Naito, S., Minakawa, K., & Iwamoto, H. (2016, June). *Generation of the 30 m-mesh global digital surface model by alos prism* (Vol. XLI-B4). <https://doaj.org>. Copernicus Publications. doi: 10.5194/isprs-archives-XLI-B4-157-2016
3.1.5
- Tashchilin, A., & Leonovich, L. (2016, September). Modeling nightglow in atomic oxygen red and green lines under moderate disturbed geomagnetic conditions at midlatitudes. *Solar-Terrestrial Physics*, 2(4), 94-106. doi: 10.12737/21491
1
- Ugolnikov, O. S., Postlyakov, O. V., & Maslov, I. A. (2004, September). Effects of multiple scattering and atmospheric aerosol on the polarization of the twilight sky. *Journal of Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer*, 88, 233-241. doi: 10.1016/j.jqsrt.2003.12.033
4.4
- van de Hulst, H. C. (1981). *Light scattering by small particles*. New York: Dover Publications.
3.1.4, 3.2.2
- Vargas, F. (2019, November). Traveling Ionosphere Disturbance Signatures on Ground-Based Observations of the O(¹D) Nightglow Inferred From 1-D Modeling. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 124(11), 9348-9363. doi: 10.1029/2019JA027356
1
- Zielinska-Dabkowska, K. (2018, January). Make lighting healthier. *Nature*, 553. doi: 10.1038/d41586-018-00568-7
1

Appendix A Computation of the radiant flux measured by our virtual instrument

In this appendix, we compute the radiant flux measured by a virtual instrument in A when the light is emitted by a single point source E , and scattered at a single point R along the line of sight (see Figure 2). We describe each intermediate step in order for the reader to understand and reproduce our results.

We use here the units used by POMEROL, with the scale factor implemented in the code. The scale factor has no effect on the dimensional analysis, but are kept here for more transparency on the code.

First, the source is fully described by its radiance L_E in $\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$ as given by the input map (see section 3.1), and its surface area A_E in km^2 . It is considered small enough to be approximated as a point source of radiant intensity $I_E = L_E A_E$ in nW/sr . Its emission is considered isotropic. From this, the irradiance reaching the scattering volume in R is (in nW/m^2):

$$E_E = L_E \Omega_E \exp(-\tau_{ER}) \quad (\text{A1})$$

$$= L_E \frac{A_E}{d_{ER}^2} \exp(-\tau_{ER}) \quad (\text{A2})$$

where $\Omega_E = A_E/d_{ER}^2$ is the solid angle of the emission surface as seen from the scattering point at a distance d_{ER} (in km), and τ_{ER} is the effective optical depth of the atmosphere between the emission in E and the scattering in R (see equations A21 to A24).

The radiant intensity I_R (in nW/sr) scattered by the volume Γ of air or aerosol around R is:

$$I_R = E_E \sigma \frac{\Phi(\theta)}{4\pi} \quad (\text{A3})$$

where σ (in km^2) is the total scattering coefficient, θ is the scattering angle and $\Phi(\theta)$ is the scattering phase function of the molecules or particles (see equation A5 and following text). By definition the phase function Φ is dimensionless and normalized across a sphere (e.g. Mishchenko et al. (2002); Chandrasekhar, S. (1960)), such that, Ω being a solid angle:

$$1 = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \Phi(\Omega) d\Omega \quad (\text{A4})$$

It ensues that $\Phi(\theta)/(4\pi)$ has units of sr^{-1} . The phase function Φ and total scattering coefficient σ to consider is different whether we consider Rayleigh scattering on air molecules or Lorenz-Mie scattering on aerosols.

$$\Phi_{ray}(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (\text{A5})$$

is the Rayleigh phase function (Bucholtz, 1995). It does not take into account molecular anisotropy effects. This approximation does not affect our results significantly, but could be improved in the future if necessary using a formula from Chandrasekhar (Chandrasekhar, S., 1960). The aerosol phase function $\Phi_{aer}(\theta)$ is computed using Lorenz-Mie scattering theory (Lorenz, 1890; Mie, 1908; Born & Wolf, 1999) and depends on the aerosol model parameters listed in Table 1. For the air molecules, the total scattering coefficient is

$$\sigma_{ray} = \beta \Gamma \quad (\text{A6})$$

and for the aerosols, it is:

$$\sigma_{aer} = \bar{\omega} C_{ext} \Gamma \quad (\text{A7})$$

with β the Rayleigh scattering volume coefficient in km^{-1} as described in Bucholtz (1995) (see equations A18 to A20), $\bar{\omega}$ the single scattering albedo of the aerosol, C_{ext} the extinction coefficient of the aerosol in km^{-1} and Γ the scattering volume in km^3 . Γ , the scattering volume

Coefficient	$0.2 < \lambda (\mu m) < 0.5$	$0.5 < \lambda (\mu m)$
A_{ray}	7.68246×10^{-4}	10.21675×10^{-4}
A_{op}	6.49997×10^{-3}	8.64145×10^{-3}
B	3.55212	3.99668
C	1.35579	0.00110298
D	0.11563	0.0271393

Table A1: Parameters used in equation (A20). (Bucholtz, 1995)

centered around R (see Fig. 2), is a truncated cone defined by ε the half aperture angle of the virtual instrument (similar to that of the real polarimeter), d_{AR} and l the half-height of the cone. It is given by

$$\Gamma = \frac{\pi}{3} \tan^2(\varepsilon) l (3d_{AR}^2 - l^2/4) . \quad (A8)$$

Finally, the radiant flux in nW measured by the virtual instrument in A is:

$$F_A = I_R \Omega_A \exp(-\tau_{AR}) \quad (A9)$$

$$= \frac{I_R \Sigma}{d_{AR}^2} \exp(-\tau_{AR}) \quad (A10)$$

Where Ω_A is the solid angle (in sr) of the detector as seen from the scattering volume in R , Σ is the surface area of the detector (in m^2), d_{AR} is the distance from the scattering point to the detector (in km) and τ_{AR} is the effective optical depth along the path from R to A . Developing I_R into the initial parameters gives us:

$$F_A = I_R \frac{\Sigma}{d_{AR}^2} \exp(-\tau_{AR}) \quad (A11)$$

$$= E_E \sigma \frac{\Phi(\theta)}{4\pi} \frac{\Sigma}{d_{AR}^2} \exp(-\tau_{AR}) \quad (A12)$$

$$= L_E \frac{A_E}{d_{ER}^2} \exp(-\tau_{ER} - \tau_{AR}) \sigma \frac{\Phi(\theta)}{4\pi} \frac{\Sigma}{d_{AR}^2} \quad (A13)$$

$$= \frac{L_E A_E \Sigma}{4\pi d_{ER}^2 d_{AR}^2} \exp(-\tau_{ER} - \tau_{AR}) \sigma \Phi(\theta) \quad (A14)$$

At this point, we replace the scattering coefficient by the corresponding expression, whether we consider the Rayleigh scattering on air molecules, or the Mie scattering on aerosols. This gives:

$$F_A^{ray} = \frac{L_E A_E \Sigma}{4\pi d_{ER}^2 d_{AR}^2} \exp(-\tau_{ER} - \tau_{AR}) \Gamma \beta \Phi_{ray}(\theta) \quad (A15)$$

and:

$$F_A^{aer} = \frac{L_E A_E \Sigma}{4\pi d_{ER}^2 d_{AR}^2} \exp(-\tau_{ER} - \tau_{AR}) \Gamma \bar{\omega} C_{ext} \Phi_{aer}(\theta) \quad (A16)$$

The total radiant flux measured by our virtual instrument is then the sum of both contributions as:

$$F_A = \frac{L_E A_E \Sigma}{4\pi d_{ER}^2 d_{AR}^2} \Gamma \exp(-\tau_{ER} - \tau_{AR}) [\beta \Phi_{ray}(\theta) + \bar{\omega} C_{ext} \Phi_{aer}(\theta)]$$

(A17)

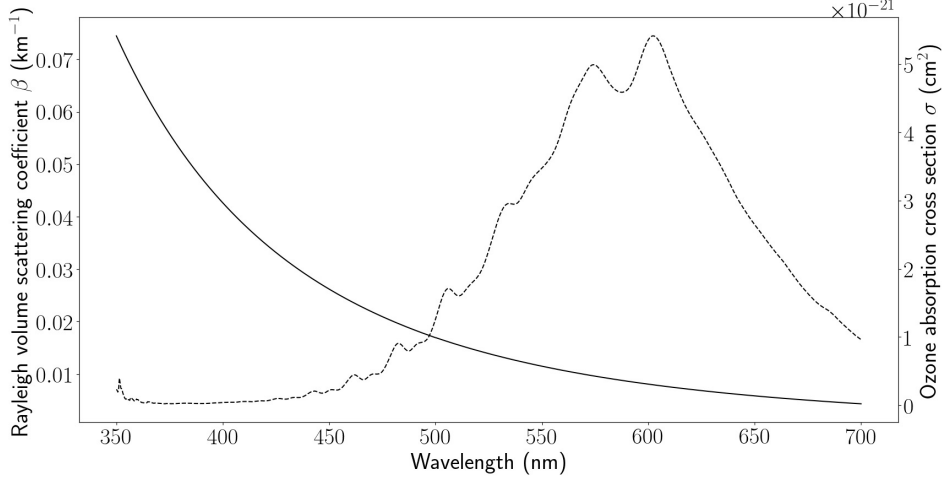


Figure A1: Rayleigh volume scattering coefficient at sea level $\beta_0(\lambda) = \beta(\lambda, z)|_{z=0}$ (full line, left, see equation A19), and ozone absorption cross section $\sigma_{O_3}(\lambda)$ (dashed line, right), as a function of wavelength.

We describe below in more detail the computations of all the physical quantities used to compute F_A . Classically, the Rayleigh scattering cross section per molecule is (Rayleigh, 1871; Mie, 1908; Bucholtz, 1995):

$$C^{ray} = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N_s^2} \left(\frac{m_s^2 - 1}{m_s^2 + 2} \right)^2 \frac{6 + 3\rho_n}{6 - 7\rho_n}, \quad (\text{A18})$$

with λ the wavelength, N_s the molecular number density for standard air, m_s the refractive index of standard air at λ and ρ_n the depolarization factor. In our model, this is accounted for via the Rayleigh volume scattering coefficient $\beta(\lambda, z)$ (in km^{-1}). Following Bucholtz (1995), it is approximated as

$$\beta(\lambda, z) = \beta_0(\lambda) \frac{P(z)}{P_0} \frac{T_0}{T(z)}, \quad (\text{A19})$$

with $P(z)$ and $T(z)$ the atmospheric pressure and temperature profiles. $P_0 = 101\,325$ Pa and $T_0 = 288.15$ K are the pressure and temperature at sea level, and

$$\beta_0(\lambda) = A_{ray} \lambda^{-(B+C\lambda+D/\lambda)}, \quad (\text{A20})$$

with λ the wavelength (in μm). This approximation takes into account the depolarization (or King) factor. Values for coefficients A_{ray} , B , C and D are given in Table A1, and $\beta(\lambda, z)|_{z=0}$ is shown in Figure A1.

The effective optical depth τ of the atmosphere between E and R (and similarly between R and A), is the sum of three contributions from Rayleigh scattering, ozone absorption and aerosol extinction:

$$\tau = \tau_{ray} + \tau_{O_3} + \tau_{aer}. \quad (\text{A21})$$

The optical depth from Rayleigh scattering between E and R is

$$\tau_{ray}(z, \lambda) = \frac{\tau_0(\lambda)}{P_0} \int_E^R P(z') dz', \quad (\text{A22})$$

where $\tau_0(\lambda)$ follows equation (A20) with A_{ray} replaced by A_{op} (value given in Table A1). The optical depth for ozone absorption is

$$\tau_{O_3}(z, \lambda) = \sigma_{O_3}(\lambda) \int_E^R N_{O_3}(z') dz', \quad (\text{A23})$$

where $N_{O_3}(z)$ is the ozone number density at altitude z (provided with the atmospheric profile, see Figure 1) and $\sigma_{O_3}(\lambda)$ (shown in Figure A1) is the ozone absorption cross section at wavelength λ and a fixed temperature of 273 K (Burrows et al., 1999). This is an approximation which could be refined in future versions with a dependence on temperature. The optical depth for aerosols is

$$\tau_{aer}(z, \lambda) = \int_E^R C_{ext}^{aer}(z', \lambda) dz'. \quad (\text{A24})$$

5.5 Études supplémentaires

Une description détaillée de POMEROL a été donnée dans l'article précédent (Bosse et al, JGR, soumis). Une analyse des résultats dans des configurations simples et une étude de ses limites montre que POMEROL peut être utilisé pour étudier la polarisation de la pollution lumineuse dans des environnements dominés par la lumière d'une ville. Cette section complète l'étude soumise dans JGR avec des cas limites et des tests qui n'ont pas été présentés. En particulier :

- Le cas d'une source proche du point de diffusion,
- Une étude de la convergence pour l'intégration le long de la ligne de visée,
- Une étude de la convergence pour les cartes d'émission au sol.

5.5.1 Cas d'une source proche du volume de diffusion

Le cas limite où une source au point E est très proche du volume de diffusion V au point R pose problème. En effet, dans ce cas le volume de diffusion ne peut pas être approximé comme un point. D'un bord à l'autre du volume de diffusion, l'angle et le plan de diffusion varient de façon importante, ce qui peut avoir un effet direct sur le flux et la polarisation modélisés. Dans ce cas, des comportements erratiques peuvent apparaître et rendre le code inutilisable. Heureusement, des solutions existent et sont implémentés dans la version utilisée pour tous les travaux présentés dans ce travail. Une première solution à ce problème a été de subdiviser le volume de diffusion en parties plus petites et de traiter chacune d'entre elles comme une unité de diffusion (voir Figure 5.4). Nous décrivons ici la méthode utilisée pour traiter ce cas dans POMEROL.

Le volume de diffusion V centré en R est la portion du cône de la ligne de visée définie par le demi-angle d'ouverture de l'instrument ϵ , la distance à l'instrument d_{AR} et l la demi-hauteur du cône. Le volume V est alors :

$$V = \frac{\pi l}{3} \tan^2(\epsilon) \left(3d_{AR}^2 - \left(\frac{l}{2}\right)^2 \right). \quad (5.12)$$

La distance entre la source et le point de diffusion est considérée comme faible par rapport au volume lorsque $\sqrt[3]{V} \gtrsim d_{ER}$. Dans ce cas, en pratique, je définis le nombre de sous-divisions N comme :

$$N = \left\lfloor \frac{4a}{\alpha} \right\rfloor^3 + 1, \quad (5.13)$$

où $a = \arctan(\sqrt[3]{V}/d_{ER})$ est l'angle apparent du volume de diffusion vu depuis la source et α l'angle apparent maximal au-dessus duquel nous voulons subdiviser le volume. Il s'agit cependant d'une approximation, car le volume n'est pas une sphère et son véritable angle apparent dépend de son orientation par rapport à la source. Calculer l'angle exact rend les calculs beaucoup plus complexes, ce qui n'est pas utile ici. Pour diviser le volume, nous définissons le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) avec r le rayon cylindrique (la distance à la ligne de visée), θ l'angle polaire autour de la ligne de visée et z la distance à l'instrument le long de la ligne de visée. Le volume est ensuite divisé en $\sqrt[3]{N}$ portions le long de chaque coordonnée. Le volume

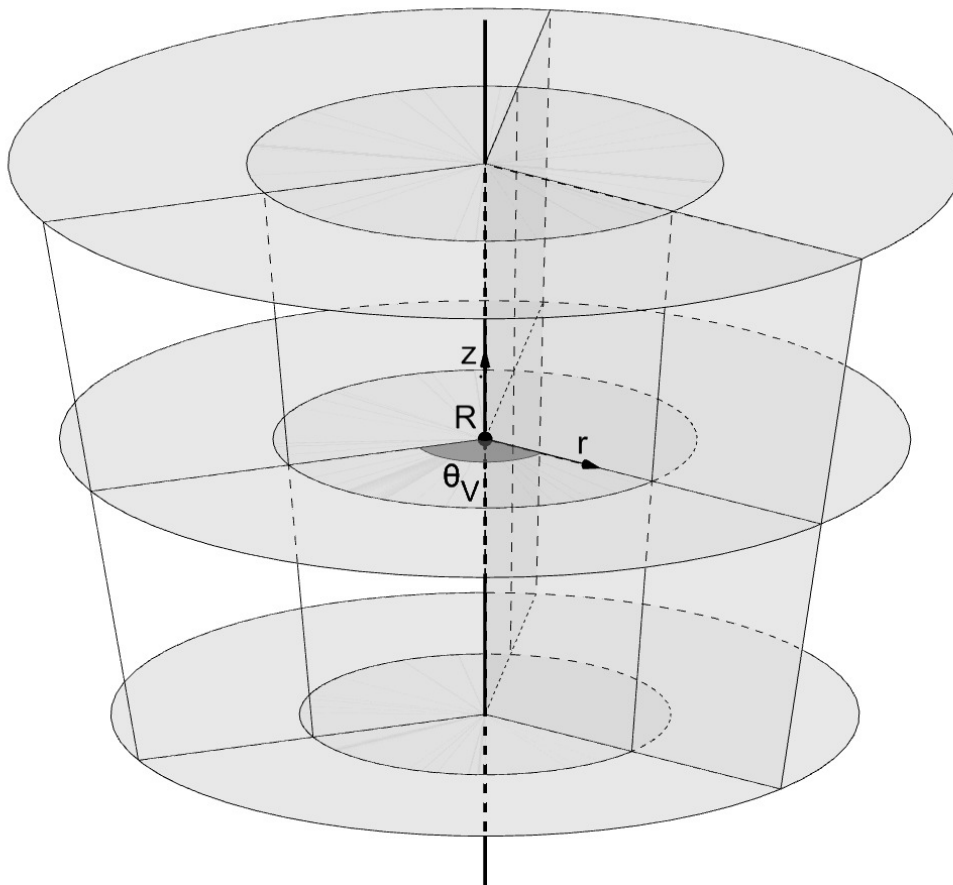


FIGURE 5.4 – Exemple d'une sous-division du volume de diffusion V en plusieurs sous-volumes. En coordonnées cylindriques centrées en R autour de la ligne de visée, r représente la distance à l'axe, θ_V l'azimut autour de l'axe et z la distance à R le long de l'axe. Ici, V est divisé en 12 sous-volumes : 2 le long de r , 2 le long de z et 3 le long de θ_V .

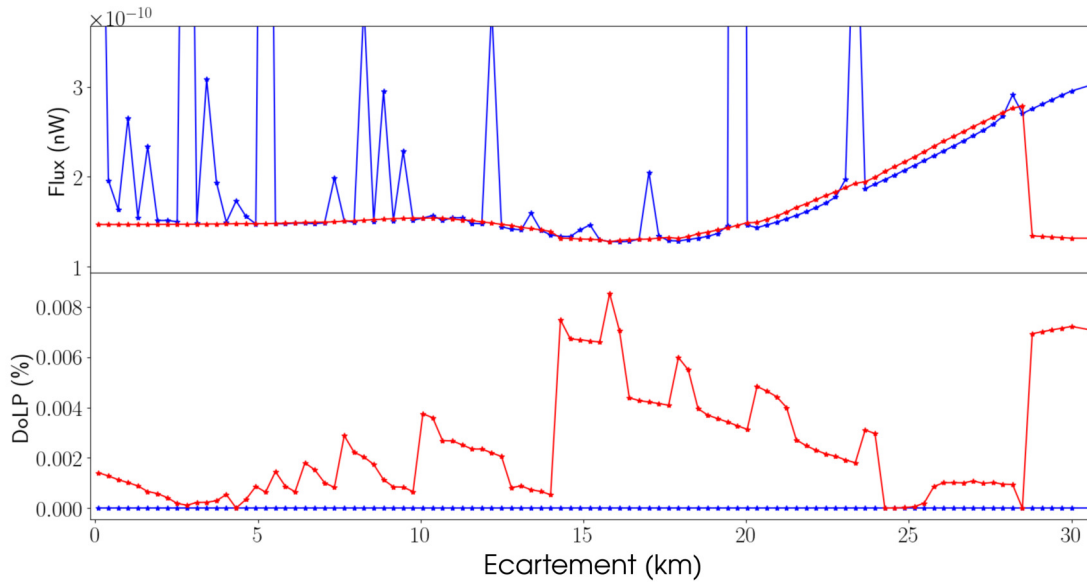


FIGURE 5.5 – Flux et $DoLP$ diffusés à partir d'une source située sur la ligne de visée de l'instrument. En abscisse, l'écartement de deux points de diffusion le long de la ligne de visée. En bleu, le volume de diffusion n'est pas divisé quelque soit sa distance à la source. En rouge, il est subdivisé tel que chaque sous-volume a un angle apparent inférieur à 1° vu depuis la source.

d'une subdivision est obtenu par :

$$V_{sub} = \frac{1}{3}(\theta_M - \theta_m)(z_M^3 - z_m^3)(r_M - r_m), \quad (5.14)$$

avec $r_{m,M}$, $\theta_{m,M}$ et $z_{m,M}$ les limites minimales (m) et maximales (M) du sous-volume le long de chaque coordonnée. Cela permet d'approximer chaque sous-volume comme un point, et de les traiter comme autant de volumes de diffusion "classiques".

La Figure 5.5 rend compte de ce phénomène. On place un point source sur la ligne de visée dont on calcule le flux diffusé jusqu'à l'instrument et son $DoLP$. Seule la diffusion moléculaire est prise en compte, il n'y a pas de diffusion de Mie ici. Ce n'est pas nécessaire pour illustrer ce point, bien qu'il soit valide pour tous types de diffusion. Le flux direct (non diffusé) n'est pas pris en compte.

Varié la discrétisation de la ligne de visée se fait en réglant la distance entre deux points de diffusion. Ainsi, la distance de la source au point de diffusion le plus proche est le reste de la division euclidienne de la distance entre l'instrument et la source par l'écartement des points de diffusion. Lorsque cet écartement est petit, il est garanti que certains points de diffusion soient très proches de la source.

On voit que lorsque le volume de diffusion n'est pas divisé (en bleu), le flux diffusé varie beaucoup, parfois de plusieurs ordres de grandeurs, en fonction de l'écartement. En particulier, aucune convergence n'est observée lorsque l'on augmente la résolution de la ligne de visée.

Implémenter la division en sous-volumes permet de résoudre le problème (en rouge). Dans ce cas, on utilise un angle apparent maximum de 1° . Cette fois, une convergence est bien visible lorsque la distance entre les points tend vers zéro. Lorsque la distance entre les points de diffusion est trop grande ($\gtrsim 10$ km), le flux diffusé varie en fonction

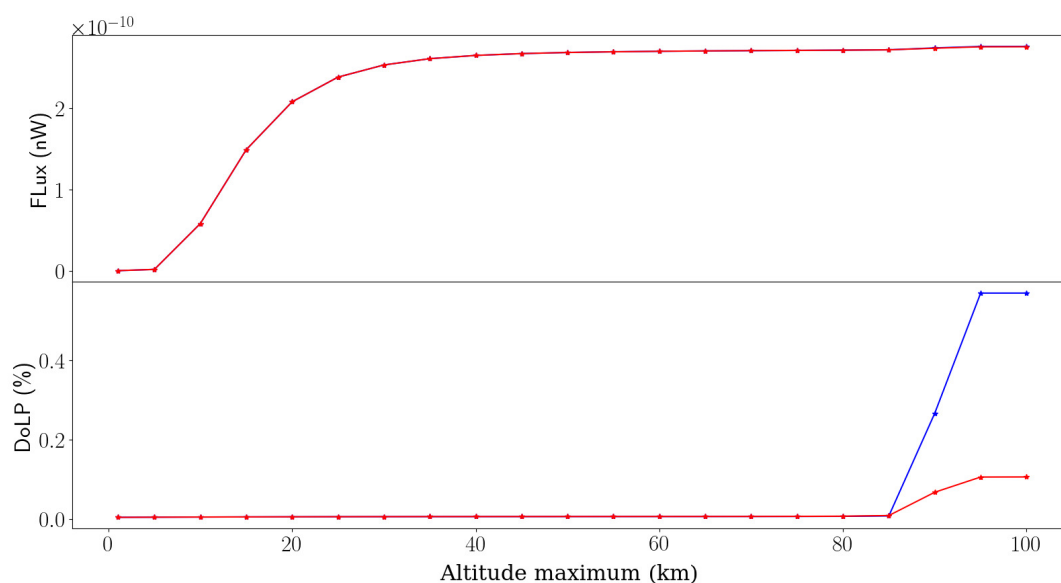


FIGURE 5.6 – Flux et *DoLP* diffusé en fonction de l'altitude maximum de l'atmosphère considérée.

de la distance de la source avec le point le plus proche.

Le *DoLP* de la lumière diffusée se comporte de façon opposée. Il est plus stable lorsque le volume n'est pas subdivisé. En effet, dans ce cas, le point de diffusion est toujours sur l'axe de visée, aligné avec la source. De ce fait, l'angle de diffusion est toujours parfaitement égal à zéro, ce qui donne un *DoLP* nul. Cependant, lorsque le volume est divisé, certains sous-volumes se retrouvent légèrement décalés par rapport à l'axe de visée, et ainsi l'angle de diffusion n'est plus parfaitement égal à zéro. On introduit ainsi de la polarisation dans la lumière diffusée. Cette polarisation est négligeable dans la totalité des cas traités dans ce travail, avec des *DoLP* $< 0.01\%$. Les incertitudes attendues pour le modèle et les mesures sont largement supérieures, de l'ordre du pourcent au moins.

Au final, on a vu que la division en sous-volumes est nécessaire pour les applications qui nous intéressent. Elle permet d'atteindre une convergence sur le flux diffusé, sans impact significatif sur le *DoLP*.

Le désavantage d'une telle méthode est le temps de calcul supplémentaire requis. Lorsque le modèle est utilisé sur des sources aurorales en particulier, si l'émission se trouve dans la couche atmosphérique considérée par le modèle, les calculs deviennent trop long : jusqu'à une dizaine de minutes par source, ce qui, multiplié par le nombre de sources atteint facilement plusieurs heures. Dans ce cas, une approche permet de réduire le temps de calcul tout en gardant des résultats cohérents et valides. Elle repose sur le fait que les aurores sont émises au-dessus de 80 km d'altitude. Là-haut, la concentration atmosphérique est très faible comparée aux basses altitudes, et la diffusion est moindre.

La Figure 5.6 montre que la majeure partie du flux observé par l'instrument virtuel ($> 95\%$) est diffusé dans les 50 premiers kilomètres de l'atmosphère. Ici, un point source de luminance $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ et de longueur d'onde 491.4 nm est placé sur la ligne de visée à 90 km d'altitude. On fait ensuite varier la hauteur maximale de

l'atmosphère de 0 à 100 km. La Figure 5.6 représente le flux et le $DoLP$ diffusés, le flux direct n'étant pas pris en compte.

Le flux converge lorsque l'altitude augmente, en utilisant des sous-volumes ou non. Par contre, le $DoLP$ ne converge pas et arbore un saut lorsque l'atmosphère dépasse 90 km d'altitude et englobe l'émission. Sans subdivisions, le $DoLP$ des valeurs de l'ordre de 0.5%. Le saut est moindre en utilisant la méthode des sous-volumes ($DoLP < 0.1\%$). Cette valeur est assimilable à zéro. Dans un modèle complet prenant en compte la lumière directe et d'autres sources, ces écarts à zéro sont négligeables. Cependant, pour réduire un maximum le risque d'incohérences et de non convergence, il est préférable de résoudre le problème. Pour cela, il est possible d'utiliser la méthode des sous-volumes qui ne garantit pas un résultat parfait, mais améliore grandement la qualité du modèle. L'autre solution est d'empêcher les sources d'émissions de se trouver trop près de la ligne de visée. Dans le cas auroral, il est possible de considérer l'atmosphère jusqu'à une altitude maximale plus basse que l'émission (typiquement 80 km). Cela résout le problème simplement sans rallonger le temps de calcul, tout en garantissant un résultat cohérent et dont j'ai vérifié le domaine de validité. Au final, dans la totalité des modèles présentés dans ce travail, la division en sous-volumes n'est pas utilisée pour des raisons de temps de calculs. A la place, l'atmosphère est coupée en dessous de l'émission aurorale (en général 80 km). Cela n'influence pas les résultats principaux puisque la convergence est atteinte avant.

5.5.2 Intégration analytique

Pour tester la convergence du modèle, des tests ont été conduits en utilisant une intégration le long de la ligne de visée suivant deux méthodes. La première est celle présentée dans le papier, qui consiste à discrétiser la ligne de visée en cônes tronqués, puis à calculer la lumière diffusée dans chacun : c'est la méthode discrète. Cela permet de traiter le cas limite où une source est trop proche du volume de diffusion par la méthode des sous-volumes.

Cependant, une formule analytique d'intégration le long de la ligne de visée peut apporter plusieurs améliorations en terme de temps de calcul, simplicité algorithmique et convergence du modèle. Nous proposons donc d'intégrer le flux diffusé le long de la ligne de visée de l'instrument dans une configuration simple. C'est à dire, pour un point source, en ne prenant que la diffusion Rayleigh en compte.

L'instrument virtuel en A est orienté dans une direction donnée avec un azimut a_i et une élévation e_i . Une source ponctuelle est située en E à une distance d_{AE} , un azimut a_E et une élévation e_E . La distance entre l'instrument et le point de diffusion R est notée $d_{AR} = r$. Géométriquement, on connaît l'angle $\widehat{RAE} = \arccos(\vec{AE} \cdot \vec{AR})$. Les deux vecteurs sont exprimés en coordonnées cartésiennes centrées en A et calculés à partir de l'azimut et de l'élévation de l'instrument et de la source. La distance d_{ER} dépend de r et est trouvée à l'aide du théorème de Pythagore généralisé :

$$d_{ER}^2(r) = r^2 + d_{AE}^2 - 2d_{AE}r \cos(\widehat{RAE}). \quad (5.15)$$

Le dernier paramètre géométrique est l'angle de diffusion trouvé via la loi des sinus dans un triangle :

$$\theta(r) = \widehat{ERA}(r) = \arcsin\left(\frac{d_{AE}}{d_{ER}} \sin(\widehat{RAE})\right). \quad (5.16)$$

L'élément du volume de diffusion associé au point R est :

$$dV(r) = \frac{2\pi}{3}(1 - \cos(\alpha))r^2 dr. \quad (5.17)$$

La pression $P(r)$ et la température $T(r)$ sont trouvées à l'altitude $z = r \sin(e_i)$ à partir du profil atmosphérique standard utilisé par le modèle et défini par l'utilisateur. P_0 et T_0 dénotent respectivement la pression et la température au sol. BUCHOLTZ, 1995 nous donne la section efficace de diffusion volumique :

$$\beta(r) = \beta_0 \frac{P(r)}{P_0} \frac{T_0}{T(r)}, \quad (5.18)$$

ainsi que la profondeur optique verticale de l'atmosphère à l'altitude z :

$$\tau_z(r) \approx \tau_0 \frac{P(r)}{P_0}. \quad (5.19)$$

Géométriquement, la profondeur optique pour le segment AR et ER est respectivement $\tau_{AR}(r) = \tau_z(AR) / \sin(e_i)$ et $\tau_{ER}(r) = \tau_z(ER) d_{ER} / (r \sin(e_i))$. En faisant la somme des deux, la profondeur optique totale de l'atmosphère le long de l'ensemble du trajet est :

$$\tau(r) = \frac{\tau_0}{P_0 \sin(e_i)} \left(|P_R - P_E| + \frac{d_{ER}}{r} |P_R - P_A| \right) \quad (5.20)$$

où P_X est la pression au point X .

La fonction de phase de la diffusion Rayleigh est la suivante :

$$P_r(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\theta)). \quad (5.21)$$

En utilisant le fait que $\cos(\arcsin(a)) = \sqrt{1 - a^2}$ et en injectant l'équation 5.16 dans l'équation 5.21, on obtient :

$$P_r(\theta) = \frac{3}{4} \left(2 - \frac{d_{AE}^2}{d_{RE}^2} \sin^2(\widehat{RAE}) \right). \quad (5.22)$$

Le flux F_A mesuré par l'instrument virtuel est l'intégrale du flux diffusé sur la ligne de visée (*l.o.s.* pour "Line Of Sight") :

$$\begin{aligned} F_A &= \int_{l.o.s.} dF_A(r) \\ &= \int_{l.o.s.} L_E \frac{A_E}{d_{RE}^2} \frac{\Sigma}{r^2} \frac{P(\theta)}{4\pi} \beta(r) dV(r) e^{-\tau(r)} dr \\ &= K_0 \int_{l.o.s.} \frac{P(r)}{T(r)} \frac{1}{d_{RE}^2} \left(2 - \frac{K_1}{d_{RE}^2} \right) e^{-\tau(r)} dr, \end{aligned} \quad (5.23)$$

où :

$$\begin{aligned} K_0 &= \frac{1}{8} \Sigma A_E L_E \frac{\beta_0 T_0}{P_0} (1 - \cos(\alpha)) \\ K_1 &= d_{AE}^2 \sin^2(\widehat{RAE}), \end{aligned} \quad (5.24)$$

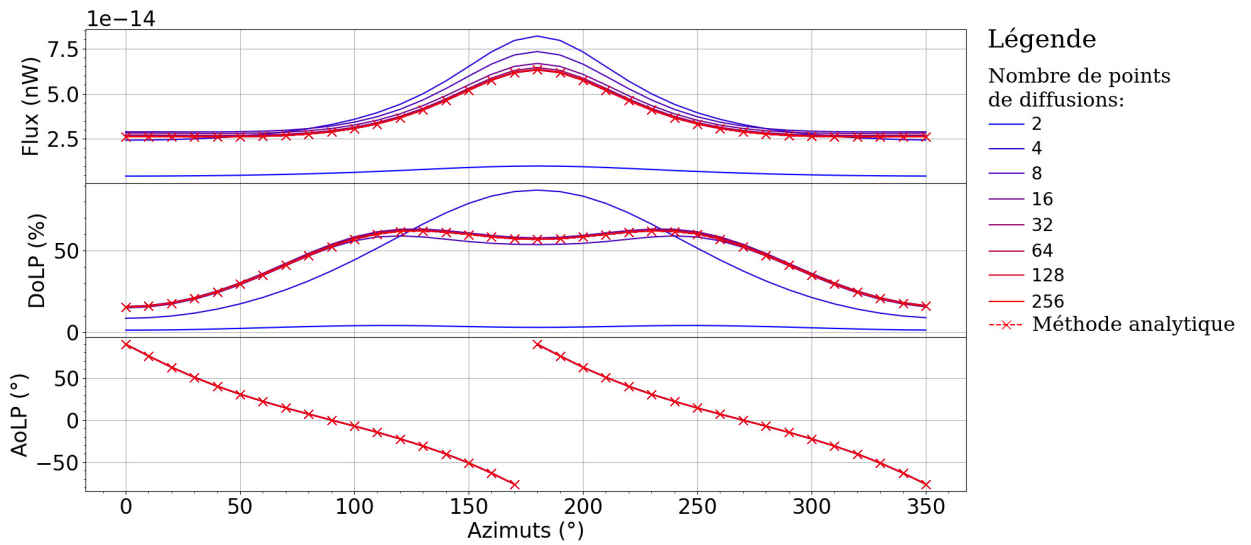


FIGURE 5.7 – Flux, $DoLP$ et $AoLP$ modélisés par la méthode analytique (pointillés rouges) et par la méthode discrète (lignes pleines). Pour la seconde, on fait varier le nombre de points de diffusions le long de la ligne de visée, de 2 (ligne bleue) à 256 (ligne rouge, confondue avec les pointillés de la méthode analytique). La convergence est atteinte pour environ 32 points le long de la ligne de visée.

et où Σ est la surface du détecteur en m^2 , A_E en km^2 la surface de la source, L_E la luminance de la source en $nW/m^2/sr$, α l'angle de demi-ouverture de l'instrument. Le $DoLP$ mesuré par l'instrument est alors :

$$F_A = \int F_A(r) DoLP(r) dr, \quad (5.25)$$

où

$$DoLP(r) = \frac{\sin^2 \theta(r)}{1 + \cos^2 \theta(r)}. \quad (5.26)$$

Même sous sa forme la plus simplifiée, la solution de l'intégrale n'a pas d'expression analytique. Nous utilisons la bibliothèque `scipy`¹ en python pour la calculer.

La Figure 5.7 nous montre la convergence atteinte par la méthode discrète lorsque l'on augmente le nombre de points de diffusions le long de la ligne de visée. L'instrument effectue un almucantar à 45° d'élévation. Un point source de luminance arbitraire $100 nW/m^2/sr$ se trouve au sol à 5 km au Sud. On fait ensuite varier le nombre de points de diffusions le long de la ligne de visée (de 2 à 256 en passant par tout les multiples de 2, lignes pleines, du bleu au rouge). La méthode analytique est donnée en pointillées rouges (confondus avec les meilleures discrétisations.) On voit que pour 16 points de diffusions ou moins le long de la ligne de visée, le comportement du flux et du $DoLP$ sont éloignés de ce que donne la méthode analytique, et la convergence n'est pas atteinte. Cependant, à partir de 32 points le long de la ligne de visée, la différence entre les différentes discrétisations et la méthode analytique ne dépasse pas $\sim 2\%$ pour le flux. La même précision sur la convergence du $DoLP$ est atteinte plus tôt, à partir de 16 points de diffusions. Dans cette configuration

¹La documentation dédiée aux fonctions d'intégrations se trouve ici : <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/integrate.html>

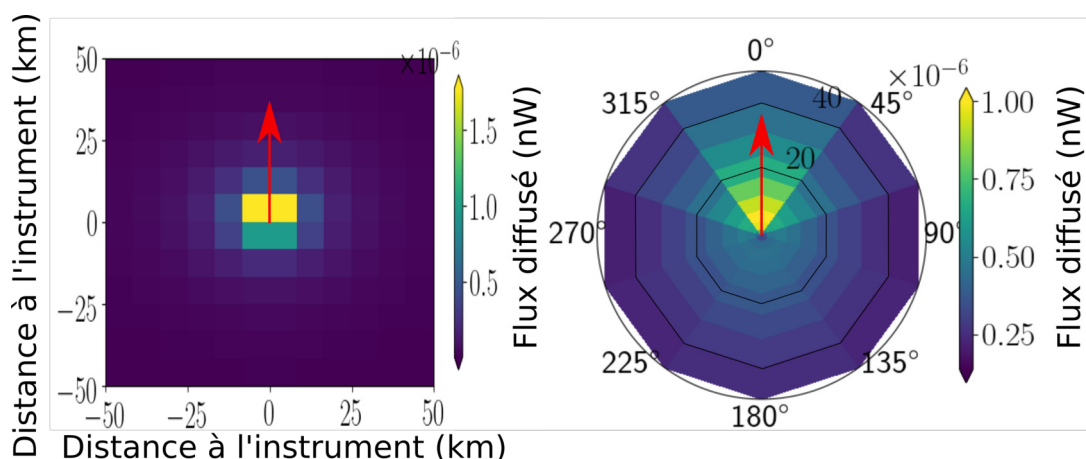


FIGURE 5.8 – Comparaison d’une carte d’émission en coordonnées polaire (à droite) et en coordonnées cartésiennes (à gauche). L’instrument est au centre, pointant à 45° d’élévation au Nord (flèches). Les distances de 20 et 40 km sont indiquées en noir sur la carte polaire. La carte d’émission est uniforme sur un rayon de 50 km avec une luminance arbitraire de $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$. Ici est représenté le flux diffusé jusqu’à l’instrument depuis chaque pixel de la carte. Les sources les plus proches de l’instrument contribuent le plus au flux total mesuré. Celles au dessous de la ligne de visée (au Nord), contribuent plus que celles au Sud. On voit que pour la carte en coordonnées cartésiennes, pointer au Nord-Est et au Nord entraînera des différences dues à la forme même des pixels et de la carte.

simple, l’*AoLP* reste inchangé quelque soit la discrétisation. C’est attendu puisqu’il ne dépend, dans le cas d’un point source, que de l’orientation de la ligne de visée par rapport à la source.

Au final, cette méthode n’est pas utilisée pour des cas complexes. En effet, le seul avantage notable est sa simplicité algorithmique, qui diminue la probabilité d’une erreur informatique. Elle n’apporte pas de gain de temps de calcul puisqu’il n’y a pas de formule analytique disponible. L’intégration se fait automatiquement par une librairie tierce. Cela garantit une convergence, mais celle-ci peut être atteinte facilement par la méthode discrète. En pratique, on utilise 100 points de diffusions dans tous les modèles présentés dans ce travail. Enfin l’approche analytique impose aussi des contraintes. Par exemple, la méthode des sous-volumes présentées précédemment n’est pas compatible avec cette façon de faire.

Malgré le fait qu’elle ne soit pas utilisée, cette étude nous a permis de valider et de vérifier que POMEROL converge bien et qu’aucune erreur ne s’est glissée dans cette partie du code.

5.5.3 Géométrie des cartes d’émissions au sol

Les cartes d’émissions au sol sont données sur une grille suivant les longitudes et latitudes terrestres. A relativement petite échelle (inférieure à quelque centaine de km), leur transformation en coordonnées cartésiennes peut être à l’origine de soucis de convergence.

En effet, la représentation des sources proches par des pixels carrés n’est pas adaptée au problème qui nous intéresse (voir Figure 5.8). Particulièrement lorsque la carte d’émission a une résolution réduite (dans le but de diminuer le temps de calcul

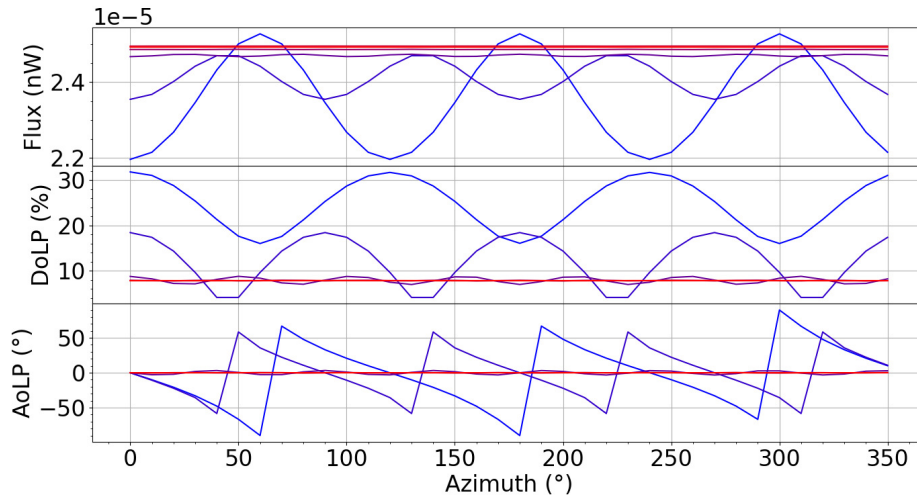


FIGURE 5.9 – Flux, $DoLP$ et $AoLP$ mesuré sur un almucantar. La carte d'émission en coordonnées polaire est uniforme avec un rayon maximal de 50 km et une luminance arbitraire de $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$. Du bleu au rouge, le nombre de pixels de la carte d'émission augmente (valeurs exactes : 10, 20, 50, 100, 500, 1000). La convergence est atteinte sur tout les paramètres dès 100 pixels (1% pour le flux, $< 5\%$ pour le $DoLP$ et $< 0.2^\circ$ pour l' $AoLP$).

par exemple), des effets étranges apparaissent lors d'almucantars. Dans notre cas, la géométrie du problème est cruciale pour calculer la polarisation de la lumière diffusée, surtout pour l' $AoLP$.

En particulier, l'azimut et la distance à la source sont des paramètres cruciaux. Ainsi, une carte en coordonnées cartésiennes introduit une dissymétrie rotationnelle entre les sources situées à 45° d'azimut et celles situées à 0° (ce qui reste vrai modulo 90°); c'est à dire entre les sources le long des diagonales des pixels, et celles le long des points cardinaux. De ce fait, lors d'un almucantar, des artefacts peuvent apparaître en fonction de l'azimut observé. Ainsi, une carte en coordonnées cartésiennes est moins bien adaptée qu'une carte en coordonnées polaires.

En coordonnées polaires, tous les pixels proches de l'instrument sont à égale distance. De plus, les sources lointaines sont plus espacées sans que cela cause une perte de précision sur l' $AoLP$. Cela permet de réduire grandement les artefacts créés lors d'un almucantar tout en utilisant une carte d'émission plus adaptée à notre problème. Ici, la taille angulaire de chaque pixel (la distance angulaire entre les bords d'un pixel) est la même à tout les azimuts. La taille radiale des pixels varie avec la distance à l'instrument virtuel. Ainsi, les sources proches bénéficient d'une meilleure résolution, tandis que les sources lointaines, qui ont une influence moindre sur la mesure, sont plus espacées. La distance Δ_r entre le rayon interne r_i et externe r_{i+1} d'une source est donné par :

$$\Delta_r = r_{i+1} - r_i = \frac{R_{max}}{N_R^2} (2i + 1) \quad (5.27)$$

où R_{max} est le rayon maximal de la carte considérée, N_R le nombre de pixels le long du rayon, et i le numéro du pixel, de 0 à $N_R - 1$. Cela permet une convergence rapide des résultats lorsque l'on augmente le nombre de pixels, c'est à dire lorsque l'on améliore la résolution de la carte d'émission, tout en minimisant le nombre de sources à considérer pour gagner du temps de calcul.

La Figure 5.9 montre l'effet du nombre de pixels d'une carte d'émission polaire uniforme sur le modèle lors d'un almucantar à 45° d'élévation. Dans ce cas, l'environnement ayant une symétrie par rotation, on s'attend à ce que le modèle soit constant pour tout azimut. Pour une carte contenant moins de 100 pixels, on voit des variations de flux, $DoLP$ et $AoLP$ qui ne devraient pas exister. Cependant, à partir de 100 pixels, les variations s'aplatissent et une convergence est atteinte. Dans ce cas, l'émission est complètement uniforme, ce qui n'arrive jamais pour des configurations réelles plus complexes. Dans tout les modèles complexes, on utilise au moins 1000 pixels par cartes. Cela garantit une résolution suffisante pour ne pas confondre des sources proches importantes.

Chapitre 6

POMEROL : Applications en conditions aurorales

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous utiliserons POMEROL en conditions aurorales. Nous l'avons présenté au chapitre précédent dans des cas simples pour validation, puis dans un cas réel à moyenne latitude. Malgré la simplicité du modèle et ses limites, on a vu qu'il permet de reproduire les données des *Petits Crus* pour une observation dominée par la pollution lumineuse. Les exemples étudiés au chapitre précédent ne prennent en compte que des sources d'émissions au sol et un ciel uniforme et isotrope. Maintenant, il est temps de complexifier le problème en y ajoutant des sources aurorales.

Pour ce faire, nous utilisons des photos de caméra plein ciel qui sont calibrées autour de la raie verte et rouge (à 557.7 nm et 630.0 nm respectivement). De plus, cette émission peut être réfléchiée sur le sol enneigé de l'hiver norvégien. Ainsi, une nouvelle fonctionnalité est introduite : la possibilité de réfléchir les émissions du ciel sur le sol en utilisant une carte d'albédo.

L'article qui suit est organisé de la même manière que le précédent. Les nouvelles fonctionnalités et leurs conséquences sur le modèle sont décrites en détail dans des cas simples pour validation. Ensuite, on compare les résultats de POMEROL à des observations d'aurores prises par *Grand Cru* et *Carmen Cru* en 2020 et 2019. La première étape est de définir un modèle d'albédo à partir des observations en dehors des raies aurorales (en orange à 620 nm). Ensuite, les différentes sources de diffusion dans la basse atmosphère sont testées séparément, puis combinées ensemble. Le modèle parvient à reproduire l'observation orange à partir des sources au sol et d'un ciel uniforme. Contrairement au cas précédent à moyenne latitude, il échoue à reproduire les observations aurorales vertes et mauves.

Pour aller plus loin, une dernière source de polarisation est introduite : la polarisation venant de la haute atmosphère. Cette source lumineuse est déjà prise en compte par le modèle, c'est la lumière directe, non diffusée, qui arrive dans l'instrument. Cependant, jusque là, elle était considérée comme non polarisée. Ici, on garde le flux direct inchangé en lui associant un *DoLP* et un *AoLP*. En suivant l'idée qu'une telle polarisation est due à la direction incidente privilégiée des électrons, la polarisation est définie par une direction et un *DoLP* maximum. La direction est un vecteur défini par un azimut et une élévation et représente la direction privilégiée des électrons. Elle permet de calculer le *DoLP* et l'*AoLP* de la lumière aurorale en fonction de son angle avec la ligne de visée et son angle apparent sur le capteur de l'instrument. Cette nouvelle source de polarisation permet de se rapprocher des mesures de façon très encourageante dans toute les longueurs d'ondes aurorales observées dans l'article (391.4, 427.8 et 557.7 nm).

6.2 Article

Cet article a été soumis au Journal of Space Weather and Space Climate le 29 Juillet 2021. Il est en cours de révision.

Ma participation à cet article est, en plus de l'écriture de POMEROL, son utilisation et le traitement des modélisations ainsi produites. J'ai aussi pris part à l'analyse des données et aux réflexions qui en ont découlé avant d'arriver à ces conclusions. Enfin, j'ai aussi pris part à l'écriture de l'article.

At the source of the polarisation of auroral emissions: experiments and modeling

Léo Bosse¹, Jean Lilensten^{1,5}, Nicolas Gillet², Colette Brogniez³, Olivier Pujol³, Sylvain Rochat¹, Alain Delboulbé¹, Stephane Curaba¹, and Magnar G. Johnsen⁴

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) CNRS – UGA, France

² Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, IRD, UGE, ISTerre, 38000 Grenoble, France

³ Univ. Lille, CNRS, UMR 8518 – LOA – Laboratoire d'Optique Atmosphérique, F-59000 Lille, France

⁴ Tromsø Geophysical Observatory, UiT - the Arctic University of Norway, Tromsø, Norway

⁵ Honorary astronomer at Royal Observatory of Belgium, Brussels

ABSTRACT

A polarised radiative transfer model (POMEROL) has been developed to compute the polarisation measured by a virtual instrument in a given nocturnal environment. This single-scattering model recreates real world conditions (atmospheric and aerosol profiles, light sources with complex geometries at ground and in the sky, terrain obstructions...). It has been successfully tested at mid latitudes where sky emissions are of weak intensity. We show here a series of comparisons between POMEROL predictions and polarisation measurements during two field campaigns in the auroral zone, in both quiet and active conditions. These comparisons show the strength of the model to assess the aerosol characteristics in the lower atmosphere by using a mesospheric line. They also show that three main upper atmosphere emissions must be polarised, namely the green atomic oxygen line at 557.7 nm and the 1st N_2^+ negative band at 391.4 nm (purple) and 427.8 nm (blue). This polarisation can be either created directly at the radiative de-excitation, or may occur when the non-polarised emission crosses the ionospheric currents. We provide some of the potentialities it offers in the frame of space weather.

Key words. auroral lights; linear polarisation; radiative transfer; ionospheric environment

1. Introduction

Since the first half of the 20th century, several attempts were made to observe the polarisation properties of upper atmospheric emissions, such as aurorae or nightglow (Harang, 1933; Duncan, 1959). However, the lack of accepted physical model and the variety of measurements could not deliver a definite answer (Chamberlain, 1959; Harang, 1960). Recently, Lilensten et al. (2006) have dug up the problem: are the upper atmospheric emissions polarised? And if so, can we measure and use it to draw conclusions on the processes at play at the emission?

Indeed, the Earth upper atmosphere forms a dynamical frontier between space and ground. It is at the origin of observational difficulties for the study of the Earth internal magnetic field (Finlay et al., 2017). A better understanding and modeling of the upper atmosphere could also improve space weather forecasting (Akmaev, 2011). A remaining issue is the inaccessibility of the upper atmosphere, where balloons and rockets can barely fly high enough, while Low Earth Orbits (LEOs) are still too high for in-situ measurements. Some indirect methods of observation exist, such as radars (Appleton, 1924; Lehtinen et al., 2002; Chisham et al.), but they demand huge and costly instrumentation. Monitoring the upper atmosphere dynamics from ground polarisation measurements could improve the spatial and time coverage of observational constraints, as well as reduce the costs of the required technologies.

We recently developed a radiative transfer code designed to examine the nightglow polarisation (Bosse et al., 2021). This single-scattering model incorporates the contributions of light pollution from ground, as well as the background sky glow (stars and airglow). It takes into account mechanisms such as Mie scattering by aerosols, Rayleigh scattering by air molecules, and possibly a polarisation at the emission. This model was successfully tested at mid latitudes thanks to polarisation measurements at different wavelengths. It could reproduce observations in a light polluted environment using only surrounding emissions map, an aerosol profile and a constant and uniform skylight contribution.

Bosse et al. (2020) have conducted a series of experiments at high latitude to measure the polarisation of auroral lights as seen from the ground in the green (557.7 nm), blue (427.8 nm) and purple (391.4 nm) lines. They show that part of the polarisation is undoubtedly acquired along the line of sight through Rayleigh and/or Mie scattering. However, the complexity of their records also suggests some possible polarisation of auroral emissions already in the ionosphere. The aim of this paper is to assess this possibility by modeling several polarisation sources (see Fig. 1): in the upper atmosphere or through scattering in the lower atmosphere. The latter may be due either to pollution sources on ground, or to indirect illumination of the instrument by auroral emissions all over the sky, or finally to the reflection of the aurorae on the snowy landscape. Compared with the polarisation induced by Mie and Rayleigh scattering, our understanding of the processes at play for the one originating at the emission of auroral lights is still in its infancy and requires heavy investigation. We envision three possible physical processes that may cause an auroral polarisation in the upper atmosphere. First directly at the emission, as the impacting electrons can follow a magnetic or an electric field (circle 1 and 2 of Figure 1). Then, in both cases the polarisation direction can be either perpendicular (circle 1) or parallel (circle 2) to the incoming electron direction. The third hypothesis (circle 3) is a polarisation occurring while the light crosses a current. This current would act as a polarising filter that would absorb or deflect preferentially a specific polarisation direction. Note that these processes are not mutually exclusive.

The manuscript is organized as follows. In Section 2 we recall the main characteristics of the polarimeter, of the POMEROL model, and our strategy to account for the several sources of light. Next we describe in Section 3 our measurements obtained in the auroral zone, and in Section 4 their interpretation as seen through the POMEROL model. Finally we discuss in Section 5 the geophysical implications of our results.

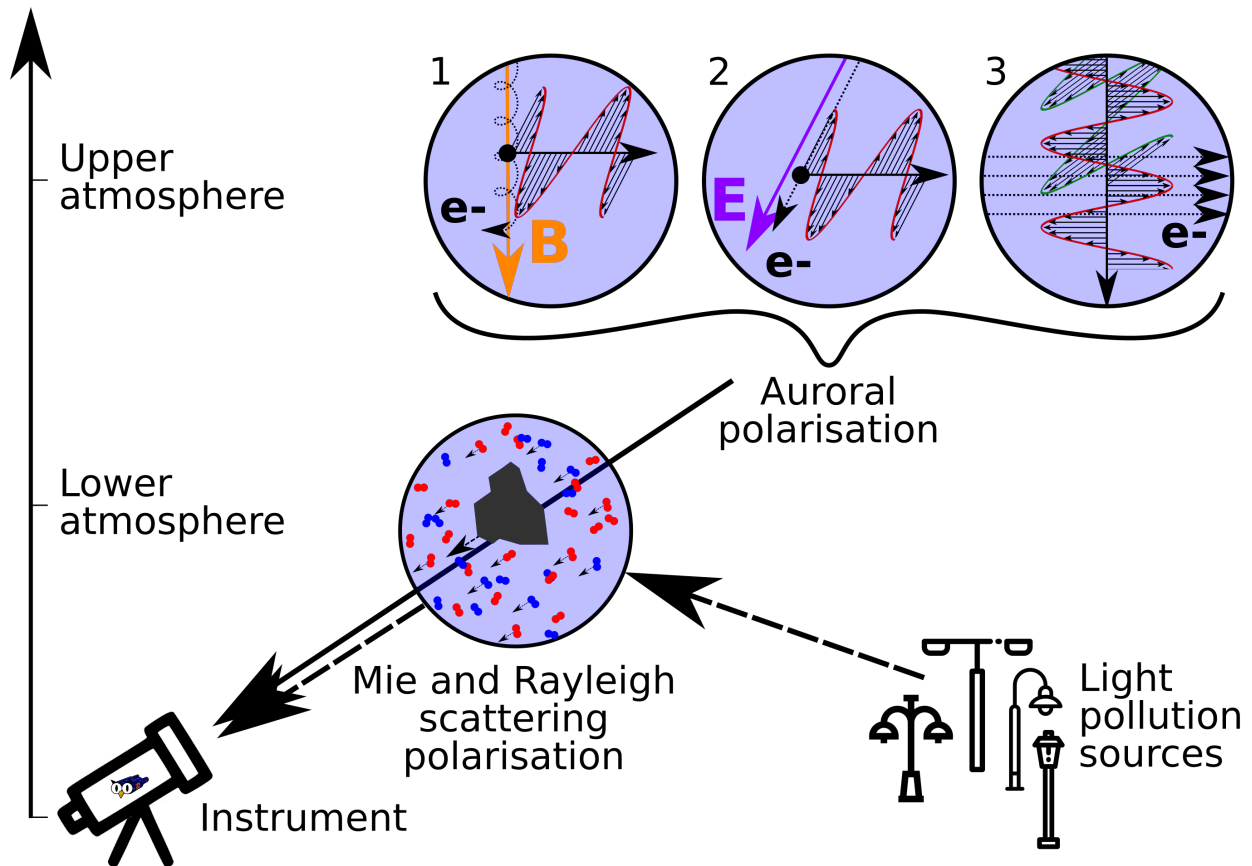


Fig. 1: Representation of the main physical processes at play in the following article. The instrument (lower left corner) observes two main light sources: the aurora (solid black arrows) and the scattering of another source of light in the lower atmosphere (dashed black arrows). The latter is represented by the center circle representing Mie and Rayleigh scattering on aerosol and air molecules. Its origin is shown here as street lamps, but could be due to any other sources like snow reflection or aurorae. The auroral polarisation model is uncertain at this point and could follow any of the three models represented in the top right numbered 1, 2, and 3. In those, the electrons motion direction is the thin dotted lines, in 1 the magnetic field is the orange line (B) and in 2 the electric field the purple line (E). Auroral emission is the thin black line with a polarisation direction represented by the red and green waves.

2. Description of the instrument and of the POMEROL model

A complete description of the POMEROL model (standing for ‘Polarisation par Mie Et Rayleigh des Objets Lumineux’) is given in (Bosse et al., 2021) for midlatitude applications where sky emissions (nightglow, skylight) are faint and mainly isotropic. This approximation does not hold anymore at high latitudes where aurorae are bright and show a complex geometry. We complete here the description of the model in order to take into account these environmental changes.

2.1. Short description of the instrument

The polarimeter used in this study has been fully described in (Bosse et al., 2020). Therefore we only recall its basics. The auroral light is filtered through a polarising lens rotating at 2 Hz. Immediately after, it passes through a narrow 10 nm width optical filter centered around the observed wavelength. The light enters then a photomultiplier with a sampling frequency of 1 kHz. A lock-in analysis is performed in real time. The measured Degree of Linear Polarisation (*DoLP*) and Angle of Linear Polarisation (*AoLP*) are calibrated, however the flux is only given in arbitrary units. In the end, there are two data points per seconds, which are then smoothed using a sliding window of 10 seconds to reduce the error bars. In the following figures, we only show the averaged data for clarity.

2.2. Main characteristics of the model

The model takes as input several parameters: the virtual instrument setup (location, orientation, wavelength, aperture angle), the atmospheric model (vertical profiles for the air pressure, temperature and aerosol content), and the emissions by light sources that surround the instrument. For a complete description of each of these inputs, see Bosse et al. (2021). Surrounding emission maps are deduced from broad-band satellite images of Earth taken during night-time and post-processed so as to remove ephemeral lights (Mills et al., 2013; Miller et al., 2013). Each pixel of these images is treated as an isotropic point source. Originally, the pixels are 46 m wide, but this resolution is downgraded to reduce unnecessary computation time. In this study, pixel sizes vary between 100 m \times 20 m close to the instrument to 7 km \times 20 km on the map border (100 km away from the instrument). These measures correspond to a polar grid with 31 radial and 31 azimuthal bins. The radial length of each pixel is defined to increase with its distance to the instrument. The altitude of the terrain around the instrument can also be specified in order to compute the occultation by surrounding mountains. Given a set of entries for the instrumental set-up, the atmospheric properties and emissions maps, POMEROL integrates the contributions of all point sources along the line of sight to compute the flux, the *DoLP* and the *AoLP* of the light measured by the virtual instrument. An isotropic and unpolarised sky emission can be added to account for nightglow and starlight.

Note that multiple scattering in the atmosphere is not taken into account in the running version of POMEROL. A full discussion on the main impact expected when including multiple (with respect to single) scattering is provided in Bosse et al. (2021), and summarized hereafter. Overall, we can expect multiple scattering to decrease the modeled *DoLP* by a factor of 0.8 in the short wavelengths (blue and purple lines) compared to the single scattering, and to increase the flux by less than 20%. However, we expect multiple scattering and scattering in the atmosphere as a whole to play a relatively weaker role in auroral conditions. Indeed in such a configuration, the proportion of scattered light should be relatively smaller than at mid-latitudes because brighter emissions will directly hit the instrument. As a consequence, if lights emitted by aurorae are unpolarised, then the *DoLP* measured by the instrument (due to scattered light) should be lower. On the contrary, if lights emitted by aurorae carry some polarisation (as discussed below), this polarisation should be relatively less affected by (single or multiple) scattering.

Figure 2 shows a flowchart of the full POMEROL model. It includes additional inputs (in comparison with Bosse et al., 2021) necessary in the auroral conditions. These are described thereafter. From top to bottom, it represents the environmental inputs (in blue), the emission maps (pink), the computation of the ground and sky contributions (in green) via the radiative transfer code described

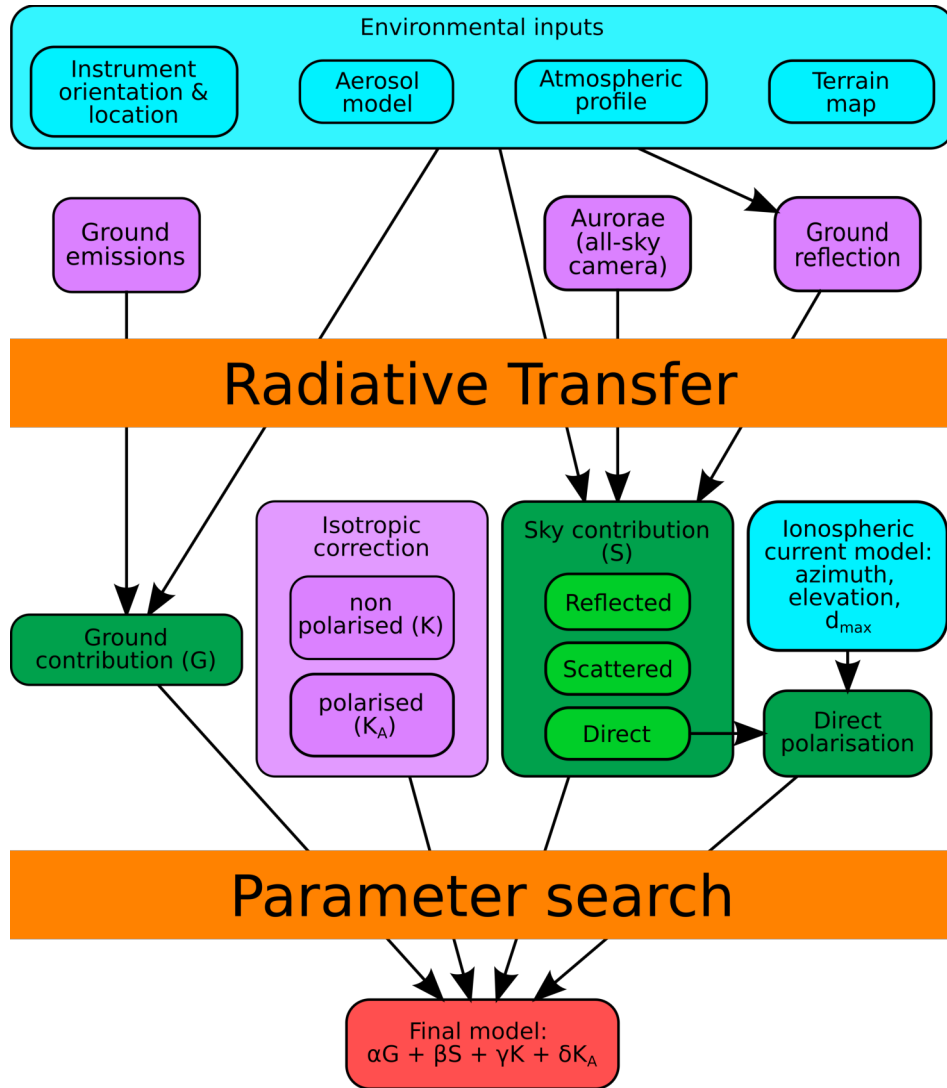


Fig. 2: POMEROL flowchart. Blue boxes : additional environmental inputs. Pink boxes: input emissions. Green boxes: Ground (G) and sky (S) models. Orange bands: main steps of the process. Red box: Final outputs in the same format as the measurements.

in Bosse et al. (2021) and finally, the final model made of the linear combination of the previous contributions (see section 2.4).

2.3. Additional inputs at high latitudes

2.3.1. All sky camera images

In order to account for the complex geometries of aurorae, the model considers as input all-sky camera images from the University of Oslo All-Sky Imager located at the Observatory (available here: <http://tid.uio.no/plasma/aurora/data.php>). The images are calibrated in radiance and are available at two wavelengths, 557.7 nm and 630.0 nm. A calibration file gives the position (in azimuth and elevation) of each pixel in the sky. Several images are available per minute.

Skylights from all directions indirectly hit the polarimeter, via scattering in the atmosphere. The model is able to take a list of images as input in order to compute the evolution of the light properties as seen by the instrument. The raw data having a high resolution, the model predictions may require significant computation time. It may be reduced as the user can control the number of pixels used in the input maps. In this work, the image is downgraded to a thousand of pixels. To test the model, several synthetic emissions can be considered. One may replace all-sky pictures with more simple configurations such as a point source emission, an isotropic emission, or more complex shapes such as controlled auroral arcs.

2.3.2. Impact of the albedo

Since the current observations take place in winter at high latitudes, the ground is covered with snow. For fresh snow, the albedo can reach values as high as 0.9 in the visible range, so that the re-emission of auroral lights on ground potentially constitutes a significant source of light. Because of the geographical properties of the terrain with clear limits between the forest and the meadow, the ground albedo primarily depends on the altitude. In general, the albedo is small for the sea and forest at low altitudes, and increases when trees get scarcer. The model uses the sky emission map (from all-sky cameras) to compute its reflection on the ground. For sources s of radiance L_s in $\text{nW/m}^2/\text{sr}$ and area A_s in the sky, a point on the ground with albedo a re-emits over the upper half sphere with radiance

$$L = \frac{a}{2\pi} \sum_s \frac{L_s A_s}{D_s^2} \sin \theta_s, \quad (1)$$

where D_s is the distance between the emission and the reflection point on the ground, and θ_s is the elevation angle of the source as seen from the ground. The reflection on the ground is considered lambertian, hence the 2π normalization. The radiance of each pixel of the ground albedo map is computed and is considered as an additional isotropic point source.

We study specifically the case of the reflection of the nightglow on the ground, potentially important on snowy surfaces. Considering the reflection on the snow to be polarised with a *DoLP* of the order of a few percents (Lv and Sun, 2014) could in principle be achieved, but increases the complexity of the model tremendously for minimal effects on the main results obtained here. Thus, it is not implemented for now. However, the reflection on the ground then acquires polarisation from Rayleigh scattering by the air molecules and from Mie scattering by aerosols.

The ground albedos are taken from Henderson-Sellers and Wilson (1983). The typical average values are 0.8 for the snow, 0.2 for a forest. We perform a simulation in the case of a virtual instrument surrounded by mountains corresponding to the Skibotn landscape (Norway) where the real experiments will be conducted (see Section 3 and the map in Appendix A). We study three different albedo profiles shown in Figure 3.

In the case of a uniform sky, the effect of the ground albedo on the measured *DoLP* is negligible (smaller than 0.3%, not shown). However, in the presence of an aurora, when the emissions in the sky become very bright and anisotropic, one cannot rule out a significant impact of ground re-emissions. We therefore simulate an unpolarised auroral arc (see Figure 4, top) as input for the model. This arc expands in the East-West direction at 45° elevation, Northward. Its relative intensity is 10 times brighter than the dark surrounding sky (respectively 100 and 10 $\text{nW/m}^2/\text{sr}$). We perform an almucantar (360° rotation of the virtual instrument at a given elevation) at an elevation of 45° .

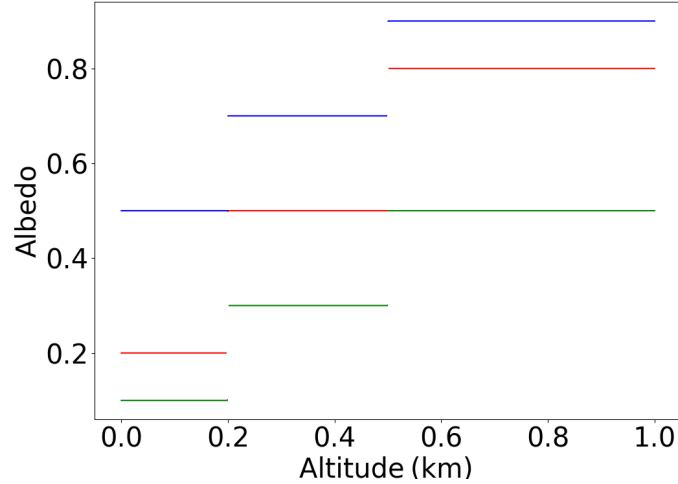


Fig. 3: Albedo profiles with altitude used throughout this study. The values increase with the altitude to match sea, forest (low albedo) and snow (high albedo) areas on the real terrain.

The flux, $DoLP$ and $AoLP$ as seen by the virtual instrument are shown in Figure 4. The direct light (i.e. not scattered in the atmosphere) is the main contributor to the flux measured by the virtual instrument (no changes are perceptible with or without albedo in the flux). As long as the instrument points straight to the auroral arc, the direct unpolarised light has a preponderant effect on the $DoLP$, which is then close to zero. When pointing to the dark sky, the $DoLP$ is enhanced, due to scattering in the atmosphere. There the $DoLP$ is significantly affected when the albedo is taken into account. This effect is maximum in the opposite direction from the arc (Southern direction, or azimuth of 180°). For the three profiles considered in Figure 3, the choice of albedo profile seems of secondary importance. The effect of the albedo on the $AoLP$ is of the order of 10° at maximum. This occurs when pointing further away from the arc. In the following we use the mean model (red line in Figure 3), with albedo values of 0.2 below an altitude of 200 m, 0.5 from 200 m and 500 m, and 0.8 above 500 m. These values match the tree line (around 400 m) where the observations are performed (Skibotn, Norway).

2.4. Inter-calibration of the sky and ground emissions

To model the polarisation properties of one observed spectral line, POMEROL takes as input a static ground emission map that results from the integration over a wide range of wavelengths (for details, see Bosse et al., 2021). Its contribution is called G . Thus for a specific spectral line of interest, we do not have access to a calibrated such map. In a wavelength outside the auroral spectrum, there may still be some light (e.g. the integrated star light). In this case we consider as in Bosse et al. (2021) a uniform background source in the sky, called K . For the green line, the model additionally considers a calibrated all-sky image of the aurora $S_s(t)$ provided as a function of time. Note that for this green line, S_s implicitly accounts for K . From the all sky camera image (and the static ground albedo map), POMEROL computes a time-dependent re-emission map on the ground $S_g(t)$, which

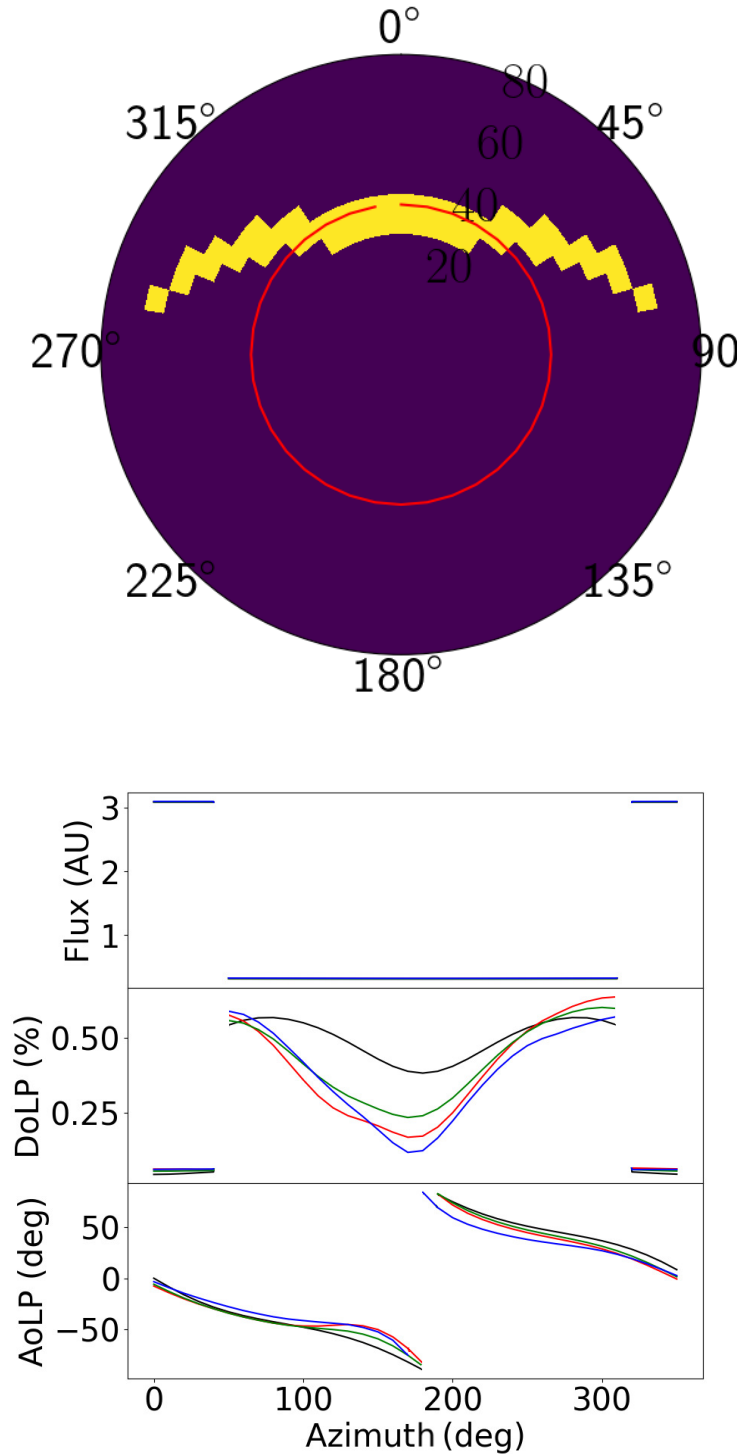


Fig. 4: Top: All-sky image for an East-West synthetic aurora spanning the sky at 45° elevation Northward. The red curve shows the pointing direction of the instrument along a 45° almucantar. The radiance of the aurora (in yellow) is $100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$, against $10 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ for the background. Bottom: Almucantar under a synthetic aurora. Comparison using different albedo curves from Figure 3. In black: no albedo. Other colors match the profiles shown in Figure 3. Azimuths are indicated with respect to the Northern direction, positive eastward.

is inter-calibrated with the sky emissions. The contribution of the sky emissions (all-sky image) plus its reflection on ground is then $S(t) = S_s + S_g$.

The model computes separately the contributions from the ground G , from a uniform sky K and from the auroras $S(t)$. Since S , G and K are not inter-calibrated, one cannot simply add them together. Depending on the measured wavelength, we face several configurations:

- In the green line, because the all-sky camera is photographing the sky in the 557.7 nm band, no extra contribution from the background sky is required and K is set to zero. A linear combination $T = \alpha G + \beta S$ (with α and β positive real numbers) is then performed to build the model predictions to the observed flux variations.
- In a non-auroral line (e.g., the orange at 620 nm), the model predictions reduce to a linear combination of the form $T = \alpha G + \gamma K$, with $\gamma > 0$ (the reflection on ground from K is ignored as we found it to be negligible compared with the light coming directly from the sky).
- For an auroral line different from the green (purple and blue lines), no all-sky pictures are available. We then derive an approximated auroral emission map from images acquired in the green. In this case, the isotropic background contribution K is added to S . A last contribution must be added as well, called K_A . It is a correction of the contrast of the green input all-sky image (relative difference between the dimmest and brightest pixel of the image). This "auroral background" contribution is assumed to be part of the aurora which can not be captured by the green all-sky camera. Its polarisation is a free parameter in the code. The total flux received by the virtual instrument is then $T = \alpha G + \beta S + \gamma K + \delta K_A$. Note that δ can be positive or negative, respectively reducing or increasing the contrast of the green image.

This approach suffers from the fact that the ground light pollution maps are averaged (1000 pixels mapping an area of 100 km radius around the instrument) over a full year (2016) and integrated in wavelengths (see [Bosse et al., 2021](#)).

3. Campaigns in auroral conditions

A series of experiments were conducted in March 2019 and February 2020 at the Skibotn Astronomical Observatory in Norway (69.34812°N, 20.36322°E). Their main characteristics are summarized in Table 1. The 2019 records have already been reported in [Bosse et al. \(2020\)](#). The Skibotn observation site is located 5 km South-West from Skitbon. The northern conditions are difficult to predict and can vary from minutes to minutes. During these two campaigns, we could gather successful observations at different wavelengths. Unfortunately, we failed in observing the oxygen red line at 630 nm. This is unfortunate as this wavelength was the only one observed with a former instrument ([Lilensten et al., 2015](#), and references therein). However, we could get observations at other wavelengths of interest. Some are present in the nightglow. Some are present in the urban lighting (an average spectrum of this light pollution in Skibotn is given in [Bosse et al. \(2020\)](#)). We summarize below the main specificities for the several spectral lines considered in our study:

- i)* The Orange filter at 620 nm ± 5 nm corresponds to OH emissions in the high altitude mesosphere. It exists everywhere and is assumed stationary ([Bellisario et al., 2014](#)). It is expected not to be

Line	Date	Start (UT)	Duration (mn)	Wavelength (nm)	Azimet (deg)	Elevation (deg)
Purple	2019-3-8	00:32	7	391.4	Almucantar	45
Green	2019-3-8	01:20	7	557.7	Almucantar	45
Blue	2019-3-8	02:12	7	427.8	Almucantar	45
Orange	2020-2-27	22:25	6	620	Almucantar	52
Green	2020-2-27	22:25	6	557.7	Almucantar	52
Purple	2020-2-27	22:25	6	391.4	Almucantar	52

Table 1: List of the observations considered throughout this study.

polarised at the emission, and is hardly sensitive to the solar activity (Bellisario et al., 2020). It is also widely present in the urban lighting.

- ii) The purple (391.4 nm \pm 5 nm) and blue (427.8 nm \pm 5 nm) filters corresponds to bright emissions of the $1^{st} N_2^+$ negative band. They constitute therefore ionospheric emissions originating typically between 85 and 90 km altitude. In the auroral zone, they are expected to be much brighter than the star emissions. Although Bosse et al. (2020) already measured an indisputable polarisation in these wavelengths, the source of this polarisation – either at the emission or by Rayleigh or Mie scattering – is not ascertained and is not documented in the scientific literature. These wavelengths are absent, or very weak, in the urban lights.
- iii) The green line is the most intense auroral line at 557.7 nm due to the $O^{1S} \rightarrow O^{1D}$ transition. It is therefore a thermospheric emission, maximum around 110 km. Following Bommier et al. (2011), it should not be theoretically polarisable. However, its polarisation has also been observed from the ground (Bosse et al., 2020), and assessing whether the polarisation is created at the emission or after the emission is a key point to better understand the behaviour of the atomic oxygen. The 557.7 nm emission is also present in Skibotn lamps spectra, with an intensity about 75% smaller than in the 620 nm band. Our filter has a bandwidth of 10 nm.

The solar activity conditions were quiet to unsettled in 2019 with a $f_{10.7}$ index of 69 (<https://www.spaceweather.gc.ca/solarflux/sx-en.php>) and a magnetic index $A_p=12$ (<http://isgi.unistra.fr/>). There was some auroral activity during the full night and the sky remained clear. The geophysical conditions were quieter in February 2020, with a decimetric index $f_{10.7} = 63$, an A_p varying between 2 and 3 and no auroral activity (therefore rather stationary observation conditions). In 2019, we used a one channel instrument. The color filters had then to be switched manually, forbidding to observe several wavelengths at the same time. In 2020, we could use a multi-channel instrument.

4. Results: observations versus model predictions

Observations obtained in February 2020 gather simultaneously three wavelengths, namely Orange (620 nm), Green (557.7 nm) and Purple (391.4 nm). Figure A.1 shows the ground emission map used as input for the POMEROL model, together with the constant altitude lines corresponding to the albedo definition. The all-sky camera picture showing the green aurora present at the time of observations is shown in Figure A.2. The state of the auroral emissions was supposed stationary during the whole observation period (around 6 minutes) so that only one all-sky picture was used.

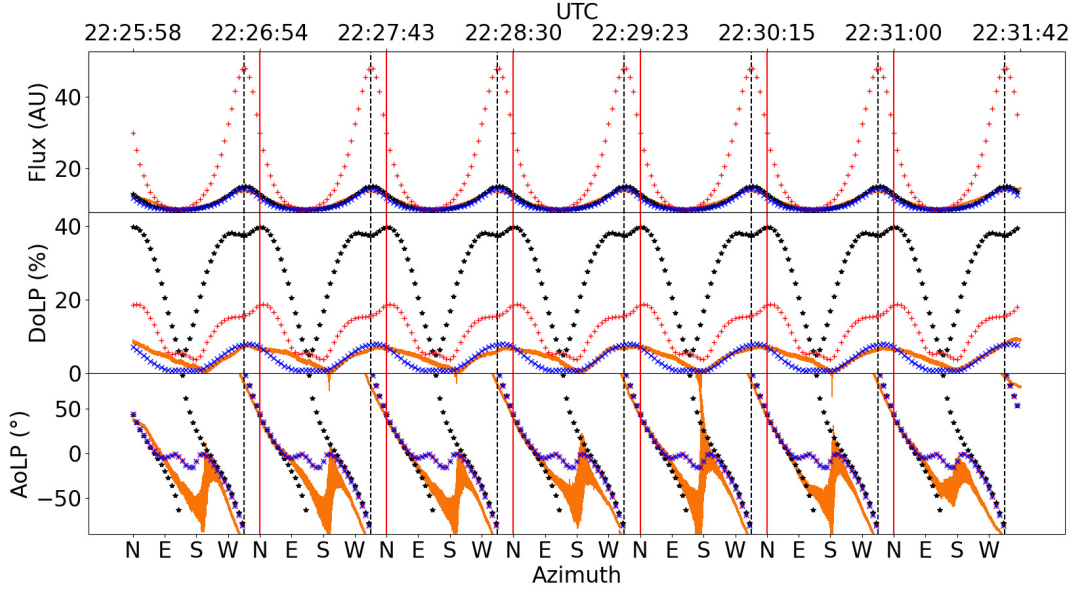


Fig. 5: In orange the observations of the polarisation flux (top), $DoLP$ (middle) and $AoLP$ (bottom) at 620 ± 5 nm over 7 almucantars (the thickness of the line indicates the uncertainties). A sliding average of 10 seconds is applied. Black stars (\star): model without aerosols (no Mie scattering) nor isotropic background ($\gamma = 0$). Red plus ($+$): idem but model with aerosols. Blue (\times): same as red with an isotropic background set to fit the flux. The vertical dashed lines shows the Skibotn direction.

4.1. Estimation of the aerosol model from the 620 ± 5 nm observations

We focus here on the observations with the orange filter made on February 27th, 2020 during seven successive almucantars (see Figure 5). These almucantars were performed by hand, rotating the instrument as smoothly as possible. Each almucantar lasts around 50 seconds. We recall that there is two data points per seconds averaged using a sliding window of 10 seconds. The observed flux (top panel) maximizes above the village of Skibotn in the NW direction. The $DoLP$ (middle panel) reaches values as high as $7.5 \pm 0.5\%$. It peaks above Skibotn. The $AoLP$ (bottom panel) spans twice the $[-90^\circ, +90^\circ]$ range per almucantar, as expected from the Rayleigh scattering theory, with a value of $\pm 90^\circ$ above Skibotn and in the SSW direction.

In Figure 5, we compare the observations with the model outputs under several assumptions. When the model takes neither the background (stars and nightglow) nor the aerosols into account (but still Rayleigh scattering by the atmosphere), or $\beta = \gamma = 0$, the flux reproduces the data. The $DoLP$ reaches values up to 40% around the northern direction, with a double peak signature, indicating a predominant point source located in the direction of Skibotn (see Bosse et al., 2021). The $AoLP$ rotates regularly with the azimuth and fits the data very well except between the East and South-West direction.

Adding aerosol scattering into the model changes drastically the model predictions. The amplitudes of the flux variations increases by a factor of about 3: from 8 to 14 (resp. 8 to 47, in arbitrary units) without (resp. with) aerosols. The $DoLP$ variations along one almucantar is divided by 2,

peaking at values around 20% around the Skibotn direction, still significantly larger than the observations. The *AoLP* is modified only in the direction of the unidentified contribution. It does not fit the data in this direction better than without aerosols.

Finally, combining the aerosol scattering and the isotropic background ($\gamma > 0$), we obtain the last model. The background flux is computed to fit the flux variations with a value of 43 AU (effectively doubling the average model flux). The *DoLP* is again reduced by a factor ≈ 2 , with a peak now at 8% in the direction of Skibotn, very similar to the observations. The modeled *DoLP* fits the data except around the eastward direction, where we suspect an unidentified contribution. Because the background is unpolarised, the *AoLP* is the same as that predicted by the model with aerosols but without background.

In Figure 6, we show a zoom on the best fit of the model. We tested a series of aerosol parameters. They are characterized by their complex refractive index, size distributions and vertical profiles. The full discussion provided in Bosse et al. (2021) is not repeated here. The three models used in this previous study of mid-latitude observations were unsuccessful to reproduce the observations. We adjusted the ‘1-low’ aerosol model by Bosse et al. (2021) with a new complex refractive index of $1.6 + i0.0035$. A real part of 1.6 is a high refractive index but still in the range of typical values (from 1.4 to 1.7, see Ebert et al., 2004; Dubovik et al., 2000; Lenoble et al., 2013). The other parameters define the log-normal size distribution of the aerosols with a mode radius $R = 150$ nm and a dispersion $\ln(\sigma) = 0.29$, as well as the vertical concentration profile with a scale height $H = 440$ m, a ground concentration $n_0 = 4000 \text{ cm}^{-3}$ and a background concentration $n_B = 10 \text{ cm}^{-3}$. We cannot state that our choice is the unique combination that would fit the data. For example, lowering the refractive index can be compensated with a higher concentration and vice-versa. However, the modeled *DoLP* and *AoLP* are highly dependent on the aerosol size distribution, which is thus better constrained.

At this stage, the comparison at 620 nm between modeling and observations allows drawing some conclusions:

- A reasonable aerosol model from the fit between the modeled and measured flux and *DoLP*. This solution is probably not unique, but this paves the way for an original and promising approach to characterize the aerosols (size distribution, concentration, optical index).
- The relative intensity of the background flux in the orange line.
- The existence of an additional light source that does not exist in the light pollution maps in the SE direction. This unidentified source (which may be ephemeral) is evidenced through its effects on the flux.

4.2. Observations in the green line require a polarisation at the source

We have now a good estimate of the aerosol model, which we adopt for all other observations. At 557.7 nm, we can also make use of the all sky camera observations to determine the total sky intensity S . In the polariser, this source is merged with that of the nearby village G . The combination of those two contributions on the instrument is shown in Figure 7, and compared to observations over 7 almucantars. We adjust the linear combination (values of α and β) in order to best fit the flux observations in the same approach as for the orange above. This gives 30% for G the ground contribution and 70% for S the sky one. However, this proportion is badly constrained and the ground

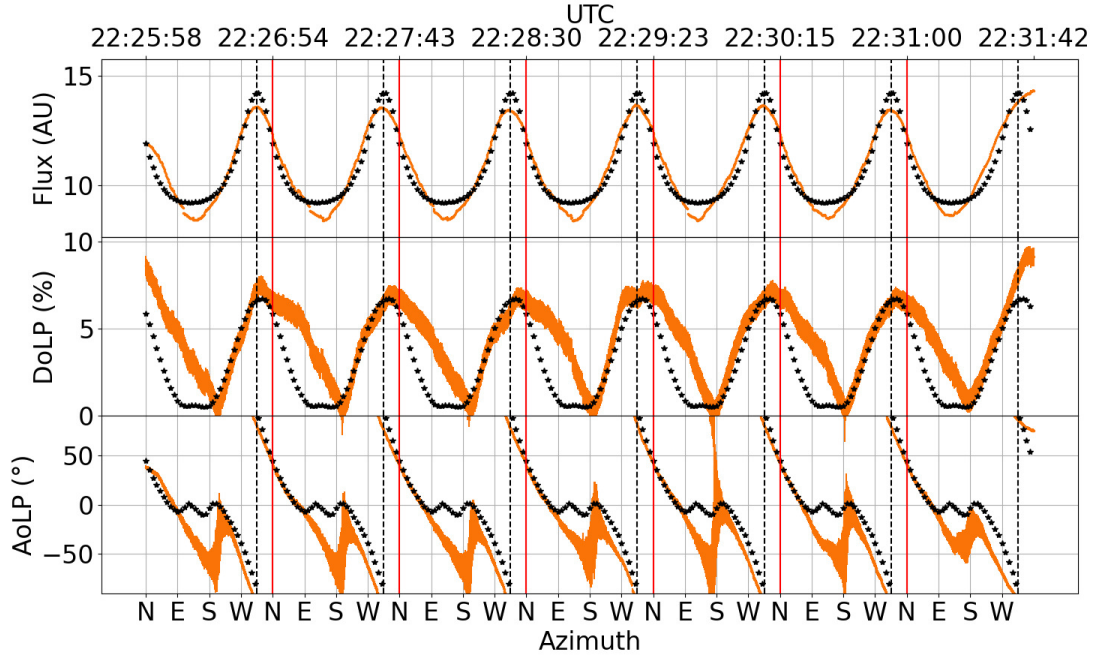


Fig. 6: Same as Figure 5 for the aerosols profile offering the best fit to the data (see text for details).

contribution can be decreased to values as low as 20% without impacting significantly the fit of the flux. In all cases, the resulting computations of the *DoLP* and *AoLP* show a strong discrepancy with the measurements. First, the *AoLP* is always controlled by that of the village, with a strong phase shift over one almucantar. Second, the modeled *DoLP* maximum is largely overestimated in comparison with the measured *DoLP*. Furthermore, the measured *DoLP* peaks in the SE direction, while the *DoLP* of the linear combination peaks in the Western direction. In the green line, incorporating the effect of multiple scattering in the atmosphere should tend to only slightly decrease the *DoLP*. However, we do not see how it could shift that much the peak of *DoLP*, nor rotate the *AoLP* enough to correct for the observed discrepancies. Furthermore, as it was the case for both the green and orange lines observed at mid-latitude (Bosse et al., 2020), auroral observations in the orange line can be interpreted without a proper account of multiple scattering. We thus see no reason for it to be necessary for the green line, and the discrepancies must come from another source. Thus, two conclusions can be drawn from this study:

- i) In the absence of a polarised source, it is the contribution from ground light pollution that controls the *DoLP* and *AoLP* modeled along one almucantar. Contrary to what is observed at 620 nm, we cannot fit the observed polarisation measurements in the green line this way.
- ii) In order to better model the observed *DoLP* and *AoLP*, we need to add another contribution. The only option that we foresee is to add a direct polarisation produced in the upper atmosphere.

We then perform a second linear combination between the different sources, adding a polarised contribution from the thermospheric green line (Figure 7, blue curve). Since the green line is emitted in the conductivity layer, we assume that this polarisation is due to electron collisions with

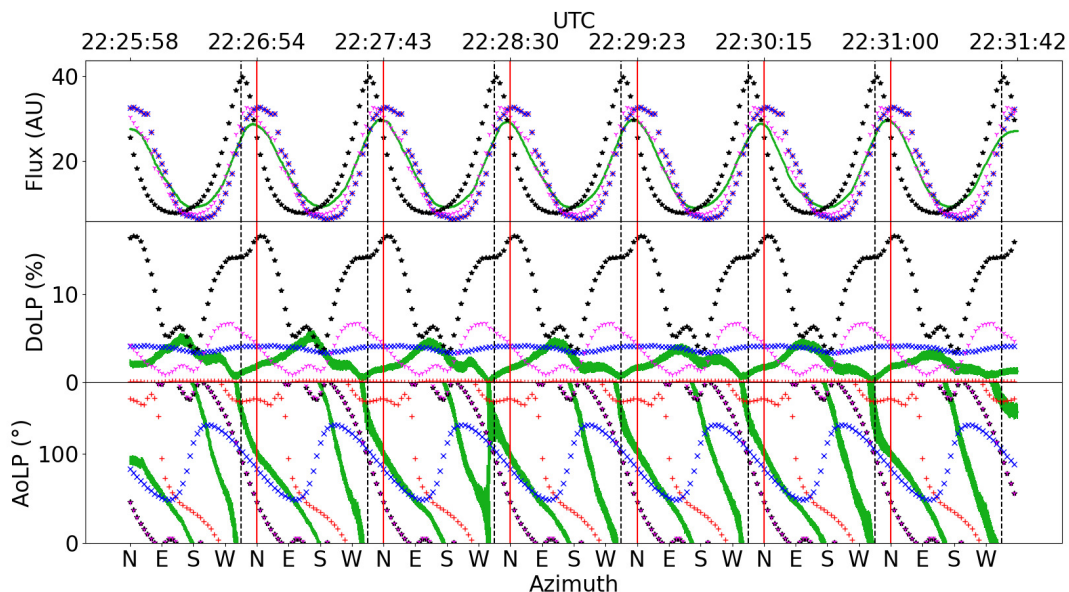


Fig. 7: In green the observations of the polarisation flux (top), $DoLP$ (middle) and $AoLP$ (bottom) at 557.7 ± 5 nm over 7 almucantars (the thickness indicates the uncertainties). A sliding average of 10 seconds is applied. Black stars (\star): Contribution of the ground emissions G . Red plus ($+$): Contribution of the sky emission and its reflection on the snow S . Pink (γ): Linear combination of the ground and sky contributions that best fits the flux variations. Blue crosses (\times): Direct light only (i.e. not scattered in the atmosphere, no other sources that could be scattered by the atmosphere are taken into account) with a polarisation at the emission (here $d_{max} = 5\%$ and the electrons motion direction is 50° azimuth and -20° elevation). The dashed vertical black line indicates the direction of Skibotn. The picture of the sky at 557.7 nm at the time of the observation is shown in Appendix A.

the atomic oxygen, the impacting electrons being a combination of horizontal currents (Hall and Pedersen), with a possible vertical motion along the magnetic line. We consider a minimal model with only three additional parameters: the direction of the electron flux (azimuth and elevation), and a maximum $DoLP$ at the source. All three are supposed constant over the whole sky during the whole observation. The numerical method for the search of the model parameters is detailed in Appendix B. We show in Figure 8 the final model using one of the best set of parameters that we could find with a non-systematic search. It is likely that this solution is not unique. A systematic numerical search for the best fit is out of scope of this paper: what we aim at showing is that the observations cannot be modeled without a polarisation source in the upper atmosphere. For the solution illustrated here, the village contribution is of 20%, against 80% for the sky. Within this latter, a partial polarisation with a $d_{max} = 5\%$ is found. The motion of the electrons at the source of the emission is set with an azimuth of 50° and -20° elevation (North-East, downwards). Remains the issue of the phase function describing in which plane the angle of polarisation occurs. In the absence of any information on this parameter, we use the same as for the Rayleigh scattering. The

DoLP of a light beam scattered at an angle θ is (McFarlane, 1974)

$$DoLP(\theta) = d_{max} \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (2)$$

The associated *AoLP* is determined by the direction perpendicular to the plane defined by the incoming electrons (potentially a current) and the emitted light beams.

In Figure 8, the modeled intensity (top panel) fits reasonably well the measurements. The modeled *DoLP* (middle panel) is in the same range as the measured one. It furthermore exhibits, as the observations, two maxima over each almucantar. One (in the southern direction) is reasonably well reproduced while the second one (in the NW direction) is shifted and overestimated when compared to the observed *DoLP*. The modeled *AoLP* reproduces relatively well the measured one excepted in the SW quadrant where we fail in reproducing the magnitude of the second maximum in the *DoLP*. From this comparison, several conclusions can be drawn:

- The confrontation of the POMEROL model and the observations requires a green (557.7 nm) thermospheric auroral emission that is polarised at the source.
- In the circumstances of the 2019 campaign, this polarisation peaks at about 5%.
- The source of the excitation prevailing to this polarised emission is mainly horizontal, suggesting ionospheric currents. A vertical component exists as well, possibly explained by a component of the electron trajectory along the magnetic field lines.

4.3. Observations in the purple line require a polarisation at the source

We now consider observation in the purple line (391.4 nm \pm 5 nm), recorded simultaneously as the orange and green lines above. We follow the same approach as for the green line detailed in the previous section. Again, it turns out to be impossible to fit the model and the measurements without considering a polarisation at the source. To estimate it, we use the same current parameters as found for the green line, since the purple emission occurs at the bottom of the high conductivity layer. In this case, the best fitting maximum *DoLP* value for the source is $d_{max} = 11\%$, larger than that of the green line, for the same electron direction. The results of the best fit are shown in Figure 9. The contribution of the village on the intensity is now about 10%. The predicted flux nicely reproduces the observed one despite a weak contribution from the city lights pollution. This is coherent with the fact that the purple intensity is smaller in the village lamps than the green and orange ones. Since we used the green line all sky camera as sky input, this shows that in this particular event, the dynamics was likely close at 110 km (green emission) and at 85 km (purple emission).

The modelled and observed *DoLP* not only range within the same magnitudes. The model also replicates the two peaks observed by the polarimeter over one almucantar. The minimum to the North is well reproduced, while that to the SW is shifted. Given the simplicity of the source model that we considered (a single orientation for the polarisation at the source), the obtained fit is remarkable.

The modeled *AoLP* (bottom panel) fails in reproducing the data in the Western quadrant. This direction corresponds to the minimum *DoLP*, i.e. where the *AoLP* data are the noisiest (see Bosse et al., 2020). In other directions, the model predictions and observations are overall coherent. Note

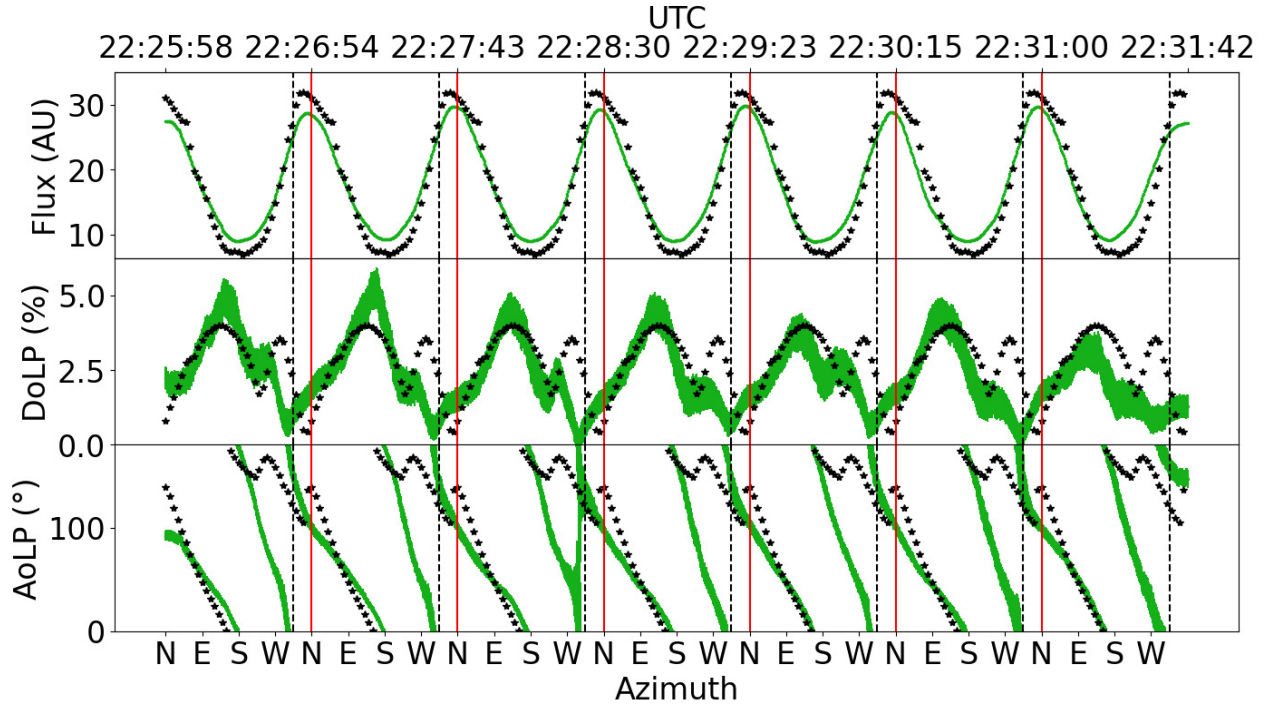


Fig. 8: 7 almucantar observations at 557.7 ± 5 nm (March 2020): observations (in green) and predictions for the model that best fits the data (Black stars \star). The model is a linear combination of ground and sky (including albedo) for a 5% polarised sky emission in a direction defined by an azimuth of 50° and -20° elevation (see text for details). The dashed vertical black line indicates the direction of Skibotn. The picture of the sky at 557.7 nm is shown in Appendix A.

that the fit to the data might still be improved with a more sophisticated model of the polarisation at the emission. The conclusions are:

- The confrontation of the POMEROL model and the observations requires a purple (391.4 nm) ionospheric auroral emission that is polarised at the source.
- This polarisation maximizes at about 11%, i.e. it is apparently larger than that of the green line.

4.4. Model versus observations under intense auroral activity

We now turn to the observations collected in 2019 under more active auroral conditions. This series of measurements have been described in Bosse et al. (2020). We were not able to measure the emissions simultaneously. We could perform sequentially observations in the purple, green and blue lines (respectively Figures 10, 11 and 12). We only show below the best fits between the observations and the POMEROL model outputs over three almucantars. No observation outside the auroral emissions (e.g. orange at 620 nm) are available for the 2019 campaign. Without further information, we thus use the aerosol model derived from the 2020 orange observation. The main interest in showing these measurements lies in the auroral conditions, which were very active, with a bright and dynamic aurora (while the sky was very dark during the February 2020 campaign documented

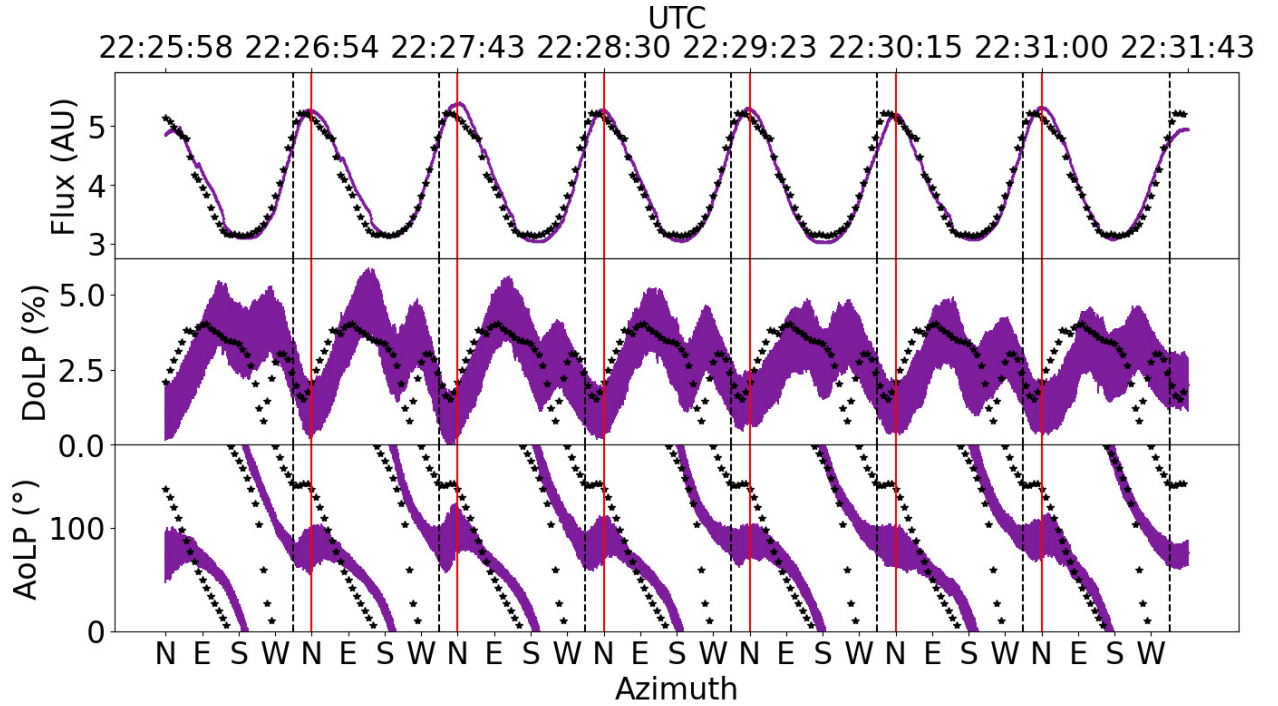


Fig. 9: 7 almucantar observations at 391.4 ± 5 nm (March 2020): observations (in purple) and predictions for the model that best fits the data (Black stars \star). The model is a linear combination of ground and sky (including albedo) for a 11% polarised sky emission in a direction defined by an azimuth of 50° and -20° elevation (see text for details). The dashed vertical black line indicates the direction of Skibotn. The picture of the sky at 557.7 nm is shown in Appendix A. The emissions at 391.4 nm (purple) are considered to be similar.

above). The all-sky camera used as input for modeling the green and purple almucantars are shown in Figure A.3. The aurora extends from East to West in a series of curtains. This results in two maxima in the measured flux per almucantar.

To obtain the fit shown in Figure 10 for the purple line, the village contribution is 10%, similar to that of 2020 in spite of the fact that the purple line intensity looks much higher in 2019 than in 2020. However, Figure 10 shows the flux in arbitrary units since the photomultipliers were different from one year to another, with no intercalibration. Moreover, the absence of all sky camera at 391.4 nm prevents from intercomparing the intensities of these different aurorae. It is then hazardous to go further in the interpretation of this number. The direct polarisation of the purple line is smaller than that obtained in the quieter case in 2020, maximizing at only $d_{max} = 3\%$. The comparison of modeling and observation of the polarisation parameters in the green line is shown in Figure 11. The village contribution is reduced to 7.1%, which is coherent with the fact that the green thermospheric line is very bright, and the maximum source polarisation is now $d_{max} = 1.3\%$. For the blue line (Figure 12) the model uses a maximum source polarisation of $d_{max} = 5.9\%$ and a ground contribution of 26%. For the purple, blue and green lines, the best fitting electron incoming direction are close: respectively 249° , 232° and 244° in azimuth and 2.3° , 0° and 5° in elevation, i.e. almost horizontal, South-West (or North-East, as the direction is symmetrical). In the purple

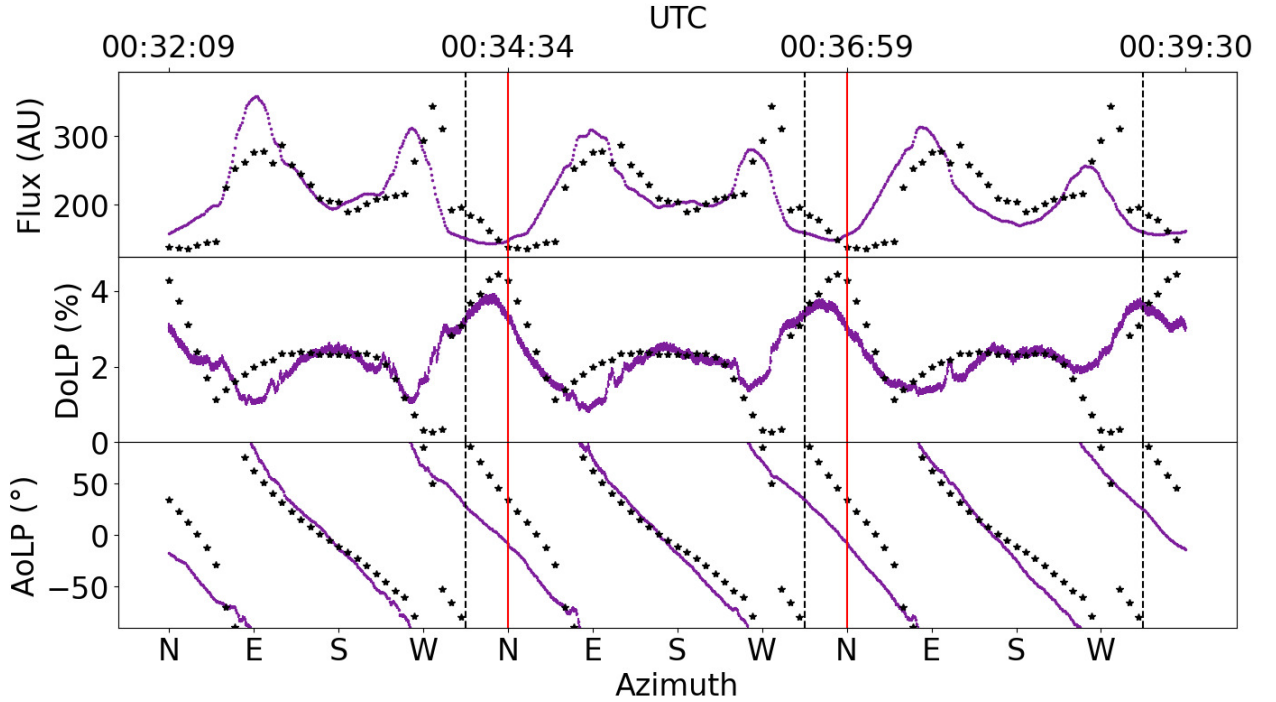


Fig. 10: 3 almicantar observations at 391.4 ± 5 nm (Feb. 2019): observations (in purple) and predictions for the model that best fits the data (Black stars \star). The model is a linear combination of ground and sky (including albedo) for a 3% polarised sky emission in a direction defined by an azimuth of 35° and -3° elevation (see text for details). The dashed vertical black line indicates the direction of Skibotn. The picture of the sky at 557.7 nm is shown in Appendix A. The emissions at 391.4 nm (purple) are considered to be similar.

and blue lines, the flux and the *DoLP* are remarkably well reproduced by the model, in spite of the dynamics of the aurora. The *AoLP* is well reproduced for the purple line, but not for the blue. The comparison is less convincing in the green line, with some misfit for the *DoLP* in the Eastern direction, and some shift in the *AoLP* in the SW quadrant.

The above analysis shows that the polarisation rate at the emission required to fit the observations is higher in quiet geomagnetic conditions than in active conditions. Two competing mechanisms may explain it: (i) the polarisation at the source may be due mainly to low energy electrons impacting the atmospheric targets. In the 2020 case, during a quiet night, these electrons constituted the major part of the incoming precipitation. They were still present in 2019 during an active auroral event, but in a proportionally smaller quantity. (ii) The polarisation of the emissions is the same, whatever the impacting electron energy, but there are more depolarisation due (e.g.) to collisions during active conditions.

5. Summary of the main results

Using an improved version of the POMEROL radiative transfer model by Bosse et al. (2021), we have presented an analysis of night sky polarisation observations at auroral latitudes, during two

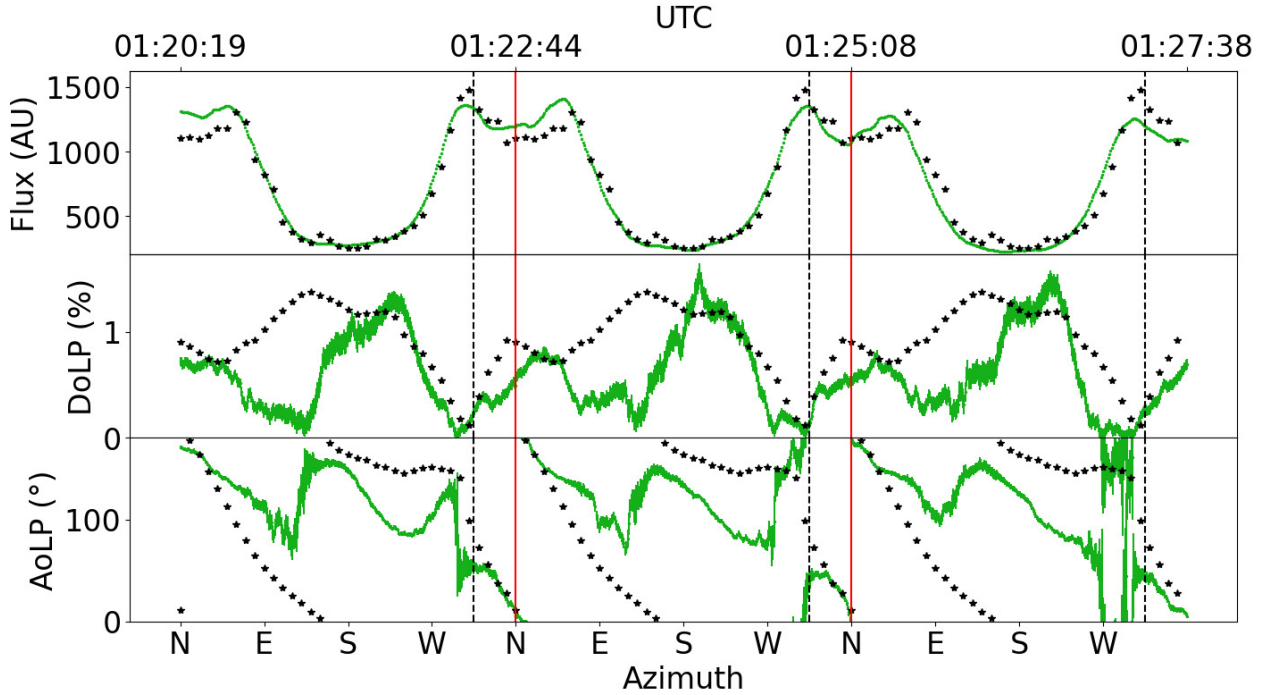


Fig. 11: 3 almicantar observations at 557.7 ± 5 nm (Feb. 2019): observations (in green) and predictions for the model that best fits the data (Black stars \star). The model is a linear combination of ground and sky (including albedo) for a 1.3% polarised sky emission in a direction defined by an azimuth of 35° and -3° elevation (see text for details). The dashed vertical black line indicates the direction of Skibotn. The picture of the sky at 557.7 nm is shown in Appendix A.

dedicated campaigns in March 2019 and February 2020. This comparison allows to separate the effects of the light pollution due to the scattering in the lower atmosphere to that of the natural skylight. We showed that:

1. This technique is a proxy of aerosol properties (refractive index, size and number density) in the lower atmosphere by using a mesospheric line (here, OH at 620 nm) as background skylight.
2. The confrontation of the model predictions with the observations requires that the green (thermospheric), blue and purple (ionospheric) auroral emissions are polarised.
3. The polarisation angle seems associated with the interaction between the atmospheric targets and the incoming electrons. The incoming electron motion has both vertical (along the magnetic field lines) and horizontal (due to the ionospheric currents) components. If confirmed, the angle of polarisation can become a unique way to measure the ionospheric currents in real time from the ground, a parameter of great interest in many space weather applications.
4. The polarisation rate is larger in quiet auroral conditions, showing that either low energy electrons are more efficient to create the polarisation or that depolarisation is taking place in active conditions. If confirmed, the *DoLP* may become a way to estimate the energy of the incom-

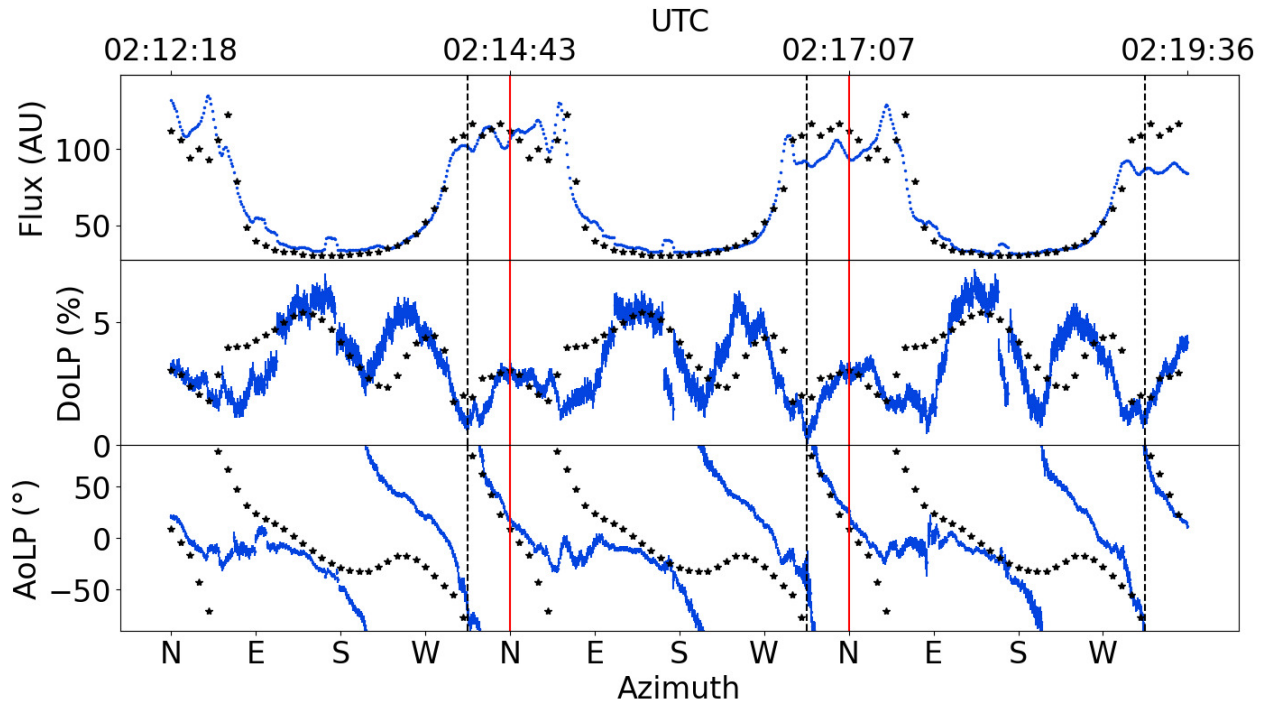


Fig. 12: 3 almicantar observations at 427.8 ± 5 nm (Feb. 2019): observations (in blue) and predictions for the model that best fits the data (Black stars \star). The model is a linear combination of ground and sky (including albedo) for a 6% polarised sky emission in a direction defined by an azimuth of 50° and 10° elevation (see text for details). The dashed vertical black line indicates the direction of Skibotn. The picture of the sky at 557.7 nm is shown in Appendix A.

ing electrons (precipitated or in the ionospheric currents), another important space weather parameter.

5. The purple line polarisation rate (*DoLP*) seems larger than that of the green line. This conclusion however depends significantly on the best fit criterium (detailed in appendix B), and ought to be confirmed with further experiments and a systematic search for the best fit.

Our study, which shows the necessity to consider auroral lights as polarised, should be considered as a first attempt. More experiments are necessary to dig out the above conclusions. In particular, the search for optimal solutions requires an improved strategy (the model predictions are nonlinearly related to the input parameters). Further experimental and numerical efforts should allow to make the determination of the aerosol parameters more automatic (conclusion 1). As it is already done during day-time (Hasekamp, 2010; Snik et al., 2014), night-time polarisation measurements along with the POMEROL model could be used to determine atmospheric aerosol composition. This would require a thorough validation and calibration process using independent aerosol measurements. They should also help to better determine what electron parameters (energy, direction) can be drawn from the polarisation measurements (conclusions 2, 4 and 5). In particular, observing the same emission volume from different locations with three polarimeters will be of great help.

Of course our model remains imperfect, in particular as it does not account properly for multiple scattering, a mechanism that should be implemented in the future. Indeed, its effect on the *DoLP* may help reduce the discrepancies between the model predictions and the observations, after the addition of the direct polarisation. However, we argue that to explain our observations, multiple scattering in the atmosphere is unlikely to replace a polarisation originating in the upper atmosphere (conclusion 2). Indeed, the needed correction must increase and/or decrease the *DoLP* and turn the *AoLP*, depending on the observed azimuth. Thus, this complex behaviour can hardly be due to the multiple scattering addition alone.

The confrontation of the POMEROL model with our observations leads us to propose that the origin of the auroral emission polarisation is intimately related to the preferential motion direction of the electrons in the upper atmosphere (conclusions 2 and 3). However, the exact physical mechanism producing such a polarisation remains uncertain. For the sake of the demonstration, we considered here a very simple model for this polarised emission, which should be further explored in the future. To this purpose, a better comprehension of the upper atmospheric processes producing such a polarisation is needed. We foresee two possibilities: the polarisation is produced directly at the emission, during the desexcitation process, or it is acquired while the light ray travels across ionospheric currents. Both hypotheses can co-exist and the question is then to know the contribution of each effect on the polarisation, and how this can bring new information on the upper atmosphere.

Conclusion 3 is supported by the fact that in previous measurements (Bosse et al., 2020) the *AoLP* in different wavelengths were found to be sometimes parallel to the magnetic field line. In order to confirm and eventually definitely prove this point 3, we need simultaneous red, green, blue and purple line measurements. Experiments with measurements of the *AoLP* in the red line (630 nm) are also requested, because this emission occurs above 110 km, where there are hardly any horizontal current. Finally, we also need to introduce the currents measured by other instruments (magnetometer, Incoherent Scatter radar) since the model used here (with a uniform direction) is probably too simple to represent the auroral ionosphere dynamics (Pulkkinen et al., 2003). This will be the topics for a continuation of this polarisation study.

Acknowledgements. This work was partially funded by the IPEV project on the high latitude polarisation of the auroral emissions POLARLIS (project number 1026). It was also funded by the Prematuration CNRS program and by the Maturation program CM180023, project PTCU Number 180018M from the SATT company Linksiium. This work was supported by the Programme National PNST of CNRS/INSU co-funded by CNES and CEA. The polarimeter is patented by CNRS and valorised by Linksiium (international patent number 1873378). We thank the EISCAT board who selected our proposal for the invited science program PP. EISCAT is an international association supported by research organisations in China (CRIRP), Finland (SA), Japan (NIPR and ISEE), Norway (NFR), Sweden (VR), and the United Kingdom (UKRI). We also thank the University of Oslo for providing the all-sky imager data.

References

Akmaev, R. A., 2011. Whole Atmosphere Modeling: Connecting Terrestrial and Space Weather. **49**(4). [10.1029/2011RG000364](https://doi.org/10.1029/2011RG000364). 1

- Appleton, E. V., 1924. Geophysical Influences on the Transmission of Wireless Waves. **37**(1), 16D–22D. [10.1088/1478-7814/37/1/312](https://doi.org/10.1088/1478-7814/37/1/312). 1
- Bellisario, C., P. Keckhut, L. Blanot, A. Hauchecorne, and P. Simoneau, 2014. O₂ and OH night Airglow emissions derived from GOMOS-EnvisatInstrument. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **31**(6), 1301–1311. [10.1175/JTECH-D-13-00135.1](https://doi.org/10.1175/JTECH-D-13-00135.1). i)
- Bellisario, C., P. Simoneau, P. Keckhut, and A. Hauchecorne, 2020. Comparisons of spectrally resolved nightglow emission locally simulated with space and ground level observations. *Journal of Space Weather and Space Climate*, **10**, 21. [10.1051/swsc/2020017](https://doi.org/10.1051/swsc/2020017). i)
- Bommier, V., S. Sahal-Bréchet, J. Dubau, and M. Cornille, 2011. The Theoretical Impact Polarization of the O I 6300 Å Red Line of Earth Aurorae. **29**(1), 71–79. [10.5194/angeo-29-71-2011](https://doi.org/10.5194/angeo-29-71-2011). iii)
- Bosse, L., J. Lilensten, N. Gillet, B. Colette, P. Olivier, S. Rochat, A. Delboulbé, S. Curaba, M. G. Johnsen, and N. Camille, 2021. Night light polarization: modeling and observations of light pollution in the presence of aerosols and background skylight or airglow. *Submitted to the Journal of Geophysical Research*, -. 1, 2, 2.2, 2.4, 4.1, 4.1, 5
- Bosse, L., J. Lilensten, N. Gillet, S. Rochat, A. Delboulbé, et al., 2020. On the nightglow polarisation for space weather exploration. *Journal of Space Weather and Space Climate*, -. [10.1051/swsc/2020036](https://doi.org/10.1051/swsc/2020036). 1, 2.1, 3, ii), iii), 4.2, 4.3, 4.4, 5
- Chamberlain, J., 1959. On the polarisation of the oxygen red line in aurorae. *Planetary and Space Science*, **2**(1), 73–75. [10.1016/0032-0633\(59\)90063-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(59)90063-7). 1
- Chisham, G., M. Lester, S. E. Milan, M. P. Freeman, W. A. Bristow, et al., ????. A Decade of the Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN): Scientific Achievements, New Techniques and Future Directions. **28**(1), 33–109. [10.1007/s10712-007-9017-8](https://doi.org/10.1007/s10712-007-9017-8). 1
- Dubovik, O., A. Smirnov, B. N. Holben, M. D. King, Y. J. Kaufman, T. F. Eck, and I. Slutsker, 2000. Accuracy Assessments of Aerosol Optical Properties Retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and Sky Radiance Measurements. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **105**(D8), 9791–9806. [10.1029/2000JD900040](https://doi.org/10.1029/2000JD900040). 4.1
- Duncan, R., 1959. polarisation of the red oxygen auroral line. *Planetary and Space Science*, **1**(2), 112–IN3. [10.1016/0032-0633\(59\)90006-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(59)90006-6). 1
- Ebert, M., S. Weinbruch, P. Hoffmann, and H. M. Ortner, 2004. The Chemical Composition and Complex Refractive Index of Rural and Urban Influenced Aerosols Determined by Individual Particle Analysis. *Atmospheric Environment*, **38**(38), 6531–6545. [10.1016/j.atmosenv.2004.08.048](https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2004.08.048). 4.1
- Finlay, C. C., V. Lesur, E. Thébault, F. Vervelidou, A. Morschhauser, and R. Shore, 2017. Challenges Handling Magnetospheric and Ionospheric Signals in Internal Geomagnetic Field Modelling. **206**(1), 157–189. [10.1007/s11214-016-0285-9](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0285-9). 1
- Harang, L., 1933. Eine Untersuchung der Polarisation des Nordlichtes. *Zs. Geophysik*, **9**, 162–164. 1
- Harang, O., 1960. An investigation of the state of polarisation of the red and green 3-lines in polar aurorae. *Tech. rep.*, Oslo Univ (Norway). 1

- Hasekamp, O. P., 2010. Capability of Multi-Viewing-Angle Photo-Polarimetric Measurements for the Simultaneous Retrieval of Aerosol and Cloud Properties. *3*(4), 839–851. [10.5194/amt-3-839-2010](https://doi.org/10.5194/amt-3-839-2010). 5
- Henderson-Sellers, A., and M. F. Wilson, 1983. Surface Albedo Data for Climatic Modeling. *Reviews of Geophysics*, *21*(8), 1743. [10.1029/RG021i008p01743](https://doi.org/10.1029/RG021i008p01743). 2.3.2
- Lehtinen, M., J. Markkanen, A. Väänänen, A. Huuskonen, B. Damtie, T. Nygrén, and J. Rahkola, 2002. A New Incoherent Scatter Technique in the EISCAT Svalbard Radar. *37*(4), 1–15. [10.1029/2001RS002518](https://doi.org/10.1029/2001RS002518). 1
- Lenoble, J., L. Remer, and D. Tanre, eds., 2013. *Aerosol Remote Sensing*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-642-17724-8. [10.1007/978-3-642-17725-5](https://doi.org/10.1007/978-3-642-17725-5). 4.1
- Lilensten, J., V. Bommier, M. Barthélemy, H. Lamy, D. Bernard, J. I. Moen, M. G. Johnsen, U. P. Løvhaug, and F. Pitout, 2015. The Auroral Red Line Polarisation: Modelling and Measurements. *Journal of Space Weather and Space Climate*, *5*, A26. [10.1051/swsc/2015027](https://doi.org/10.1051/swsc/2015027). 3
- Lilensten, J., C. Simon, M. Barthélémy, J. Moen, R. Thissen, and D. A. Lorentzen, 2006. Considering the Polarization of the Oxygen Thermospheric Red Line for Space Weather Studies. *Space Weather*, *4*(11), n/a–n/a. [10.1029/2006SW000228](https://doi.org/10.1029/2006SW000228). 1
- Lv, Y., and Z. Sun, 2014. The Reflectance and Negative Polarization of Light Scattered from Snow Surfaces with Different Grain Size in Backward Direction. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *133*, 472–481. [10.1016/j.jqsrt.2013.09.010](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.09.010). 2.3.2
- McFarlane, S. C., 1974. A Bethe theory for the polarization of impact radiation. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, *7*(13), 1756–1771. [10.1088/0022-3700/7/13/021](https://doi.org/10.1088/0022-3700/7/13/021). 4.2
- Miller, S. D., W. Straka, S. P. Mills, C. D. Elvidge, T. F. Lee, J. Solbrig, A. Walther, A. K. Heidinger, and S. C. Weiss, 2013. Illuminating the Capabilities of the Suomi National Polar-Orbiting Partnership (NPP) Visible Infrared Imaging Radiometer Suite (VIIRS) Day/Night Band. *Remote Sensing*, *5*(12), 6717–6766. [10.3390/rs5126717](https://doi.org/10.3390/rs5126717). 2.2
- Mills, S., S. Weiss, and C. Liang, 2013. VIIRS Day/Night Band (DNB) Stray Light Characterization and Correction. In J. J. Butler, X. J. Xiong, and X. Gu, eds., *SPIE Optical Engineering + Applications*, 88661P. San Diego, California, United States. [10.1117/12.2023107](https://doi.org/10.1117/12.2023107). 2.2
- Nash, S. G., 1984. Newton-Type Minimization via the Lanczos Method. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, *21*(4), 770–788. [10.1137/0721052](https://doi.org/10.1137/0721052). B
- Pulkkinen, A., O. Amm, and A. Viljanen, 2003. Ionospheric equivalent current distributions determined with the method of spherical elementary current systems. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *108*(A2). [10.1029/2001JA005085](https://doi.org/10.1029/2001JA005085). 5
- Snik, F., J. H. H. Rietjens, A. Apituley, H. Volten, B. Mijling, et al., 2014. Mapping Atmospheric Aerosols with a Citizen Science Network of Smartphone Spectropolarimeters. *41*(20), 7351–7358. [10.1002/2014GL061462](https://doi.org/10.1002/2014GL061462). 5

Appendix A: Environment maps

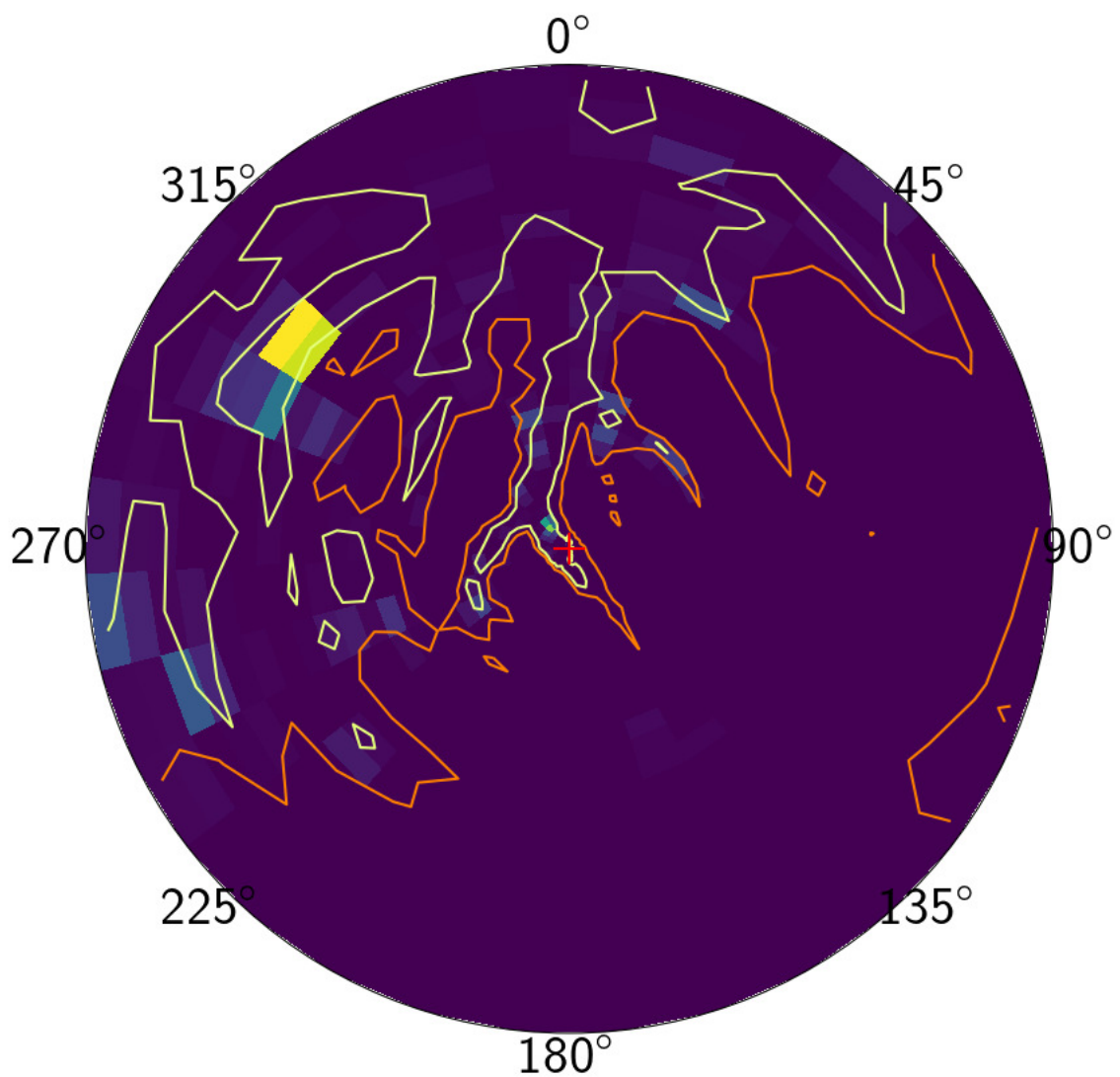


Fig. A.1: Ground map used for the model in a 100 km radius around the instrument (red cross). The emissions are shown in yellow (we can note the small patch of Skibotn just North-West from the instrument and the larger area covered by Tromsø further away). Superposed are the lines of constant altitudes at 200 m (yellow) and 500 m (orange). These are the altitudes used for the albedo definition.

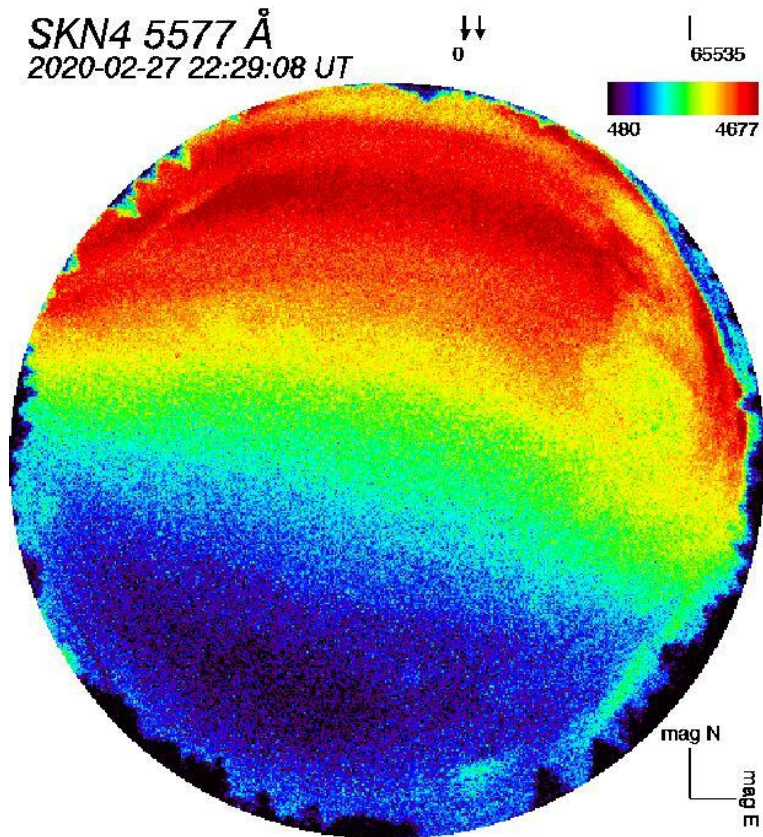


Fig. A.2: All sky camera image of the auroral emissions in the 557.7 nm line used as input of the model for the observations on February 27th, 2020. The color scale gives the emission photon flux in Rayleigh unit (10^{10} photons/m²/s/sr).

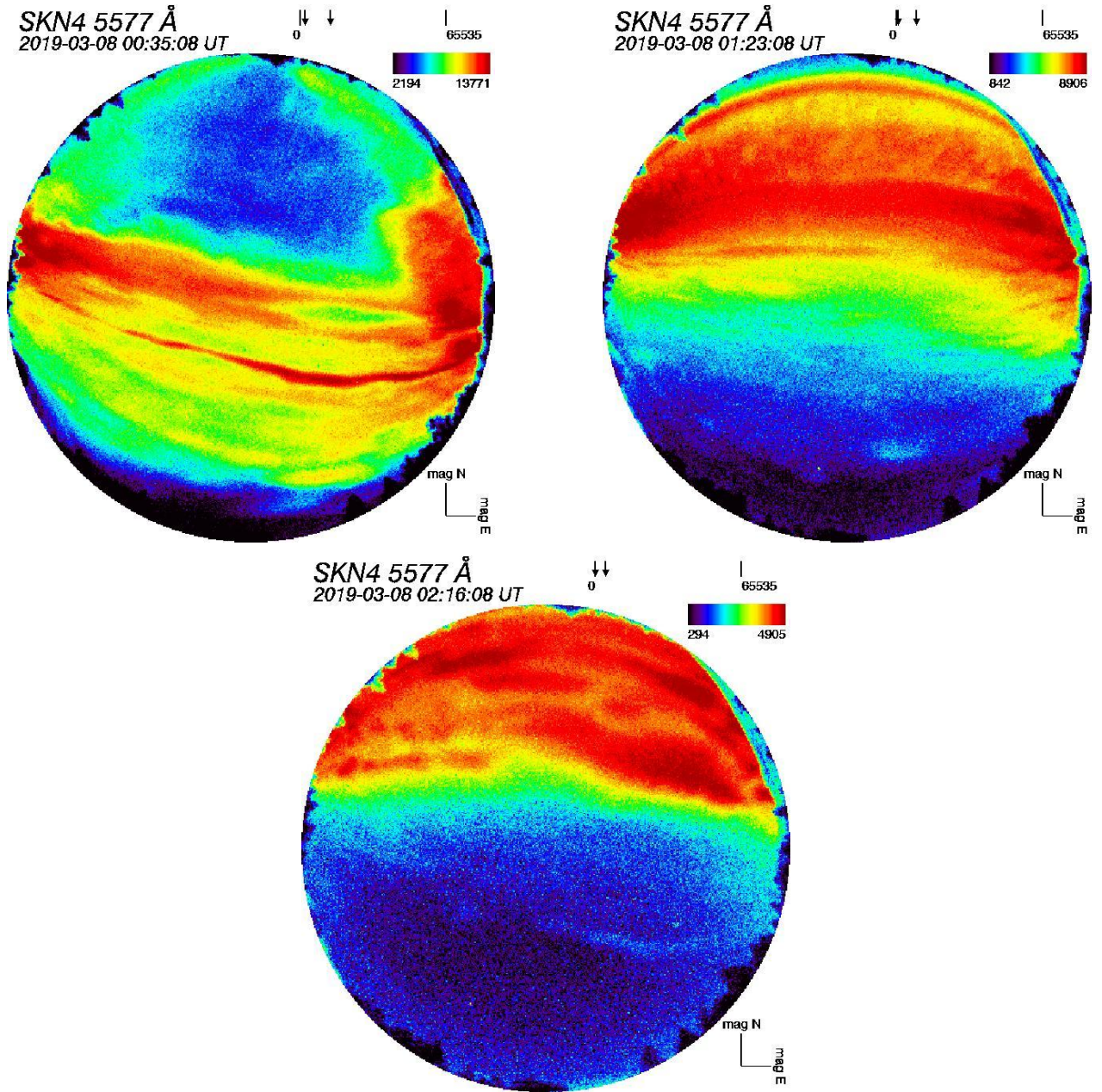


Fig. A.3: All sky camera images of the auroral emissions in the 557.7 nm line used as input of the model for the purple (top left) green (top right) and blue (bottom) observations on March 8th, 2019. The color scale gives the emission photon flux in Rayleigh units (10^{10} photons/m²/s/sr).

Appendix B: Fitting procedure

In order to fit the POMEROL outputs to the polarisation data (intensity, *AoLP* and *DoLP*) we have six free parameters detailed in the following paragraphs:

- Direction (azimuth and elevation) of the electron flux (or current) exciting the neutral atmospheric targets (see section 4.2).
- The maximum *DoLP* of the source polarisation (d_{max} , see section 4.2).
- The contribution of ground emissions G with respect to sky source S , as well as the background emissions (K and K_A) (see section 2.4)

Their effects are non linear. Finding the optimal set of parameters is a full modeling work per se, out of the scope of this work. Still, we use the following numerical procedure.

To build a complete model taking into account all possible sources (G , S , K , see Section 2.4), we start by adding the ground G and sky S contributions with a linear combination defined by a single parameter α as $T = \alpha G + (1 - \alpha)S$. In the case where an extra background contribution is needed (i.e., purple and blue lines), this model is completed as $T_K = T + \gamma K + \delta K_A$, where γ and δ are positive or negative. Note that K_A represents an auroral emission not detected on the green all-sky camera. This total model T has now a direct (not scattered) auroral contribution from S and K_A that can be polarised, a direct unpolarised contribution from K and a scattering contribution from G and S . To determine the polarisation of the auroral direct contribution, three additional parameters are defined. The direction of the current (azimuth and elevation) and d_{max} the maximum *DoLP* that can be produced by the aurora. From these, we retrieve the *DoLP* and *AoLP* of the auroral direct contribution as detailed in Section 4.2.

Once this model is all set, we perform a least square fit on the data (flux, *DoLP* and *AoLP* normalized by their uncertainties) using the truncated Newton algorithm (Nash, 1984) (implemented in the python scipy library) using the following cost function :

$$C = \sum_i \sum_t \frac{(D_i(t) - M_i(t))^2}{\sigma_i^D(t)^2 + \sigma_i^M(t)^2}, \quad (\text{B.1})$$

where i denotes the three light parameters (flux, *DoLP* and *AoLP*), t denotes the time, $D_i(t)$ is the observed value and $M_i(t)$ is the model value. $\sigma_i^D(t)$ is the error associated with the observation and $\sigma_i^M(t)$ is the error associated with the model. Relative uncertainties on the flux measurements are much smaller than those for the *DoLP* and *AoLP*. As a consequence without considering model errors, the fit is mainly driven by the flux. This causes the *DoLP* and *AoLP* to be neglected by the automatic fitting procedure, and leads to inconsistent results. However, we have seen that our forward model likely suffers from uncertainties (ground and sky maps, terrain, effect of multiple scattering, etc.) As a consequence, we introduce a modelisation error on the modeled flux, considered for the sake of simplicity as $\sigma_{Flux}^M(t) = \frac{M_{Flux}(t)}{10}$. This way, the model fit all three quantities (Flux, *DoLP* and *AoLP*) together. We do not consider any errors on the modeled *DoLP* and *AoLP* (i.e. $\sigma_{DoLP}^M(t) = \sigma_{AoLP}^M(t) = 0$), as observation errors are already significant in comparison with the signal.

In the case of the 2020 green observation, we present a detailed study of the parameter search for the best direct polarisation model. In Figure B.1, we fix the elevation at -20° and the azimuth at 50° to study the relative influence of the ground contribution and d_{max} . The problem is badly constrained, with many different couple of values that give similar misfit values. In Figure B.2, we

fix the ground contribution at 20% and $d_{max} = 5\%$ to study the influence of the electron motion orientation on the fit. The azimuth varies around 360° (0° is the North, 90° the East) while the elevation is defined positive. This is sufficient since the orientation is defined modulo 180° (in 3D). We see a clear minimum around azimuth $\sim 230^\circ$ and elevation around $\sim 20^\circ$ (or azimuth 50° and elevation -20°). The orientation is better constrained than the ground contribution and the d_{max} parameters.

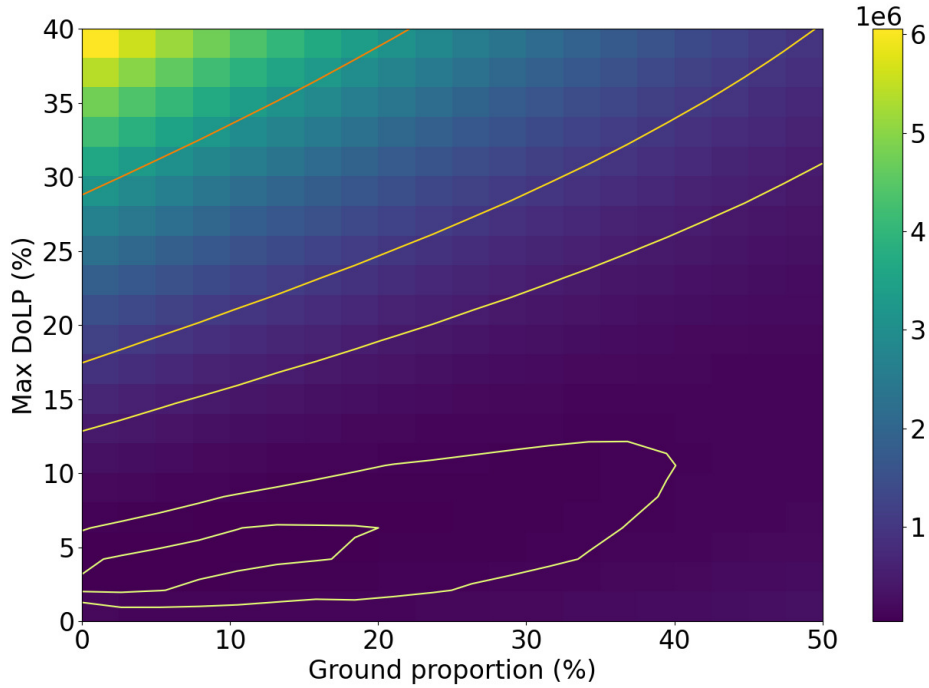


Fig. B.1: Normalized square differences between the observations (2020 green line, see Figure 8) and the model as a function of the ground proportion and the d_{max} parameter. The azimuth is fixed at 50° and the elevation at -20° . The contour shows the lines of constant cost at 0.05 , 0.1 , 0.5 , 1 and 3×10^6 .

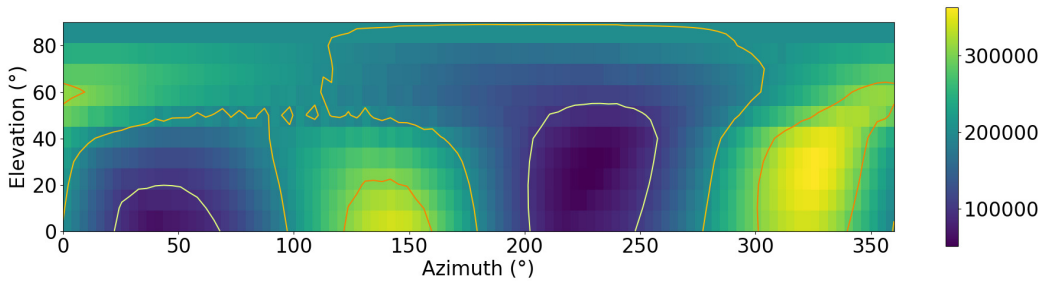


Fig. B.2: Normalized square differences between the observations (2020 green line, see Figure 8) and the model as a function of the electron motion direction. The ground contribution is fixed at 20% and $d_{max} = 5\%$. The contour shows the lines of constant cost at 1 , 2 and 3×10^5 .

6.3 Résumé

Nous avons vu dans cet article que POMEROL permet de reproduire l'environnement des mesures à haute latitude. Il s'avère que les sources de diffusion dans la basse atmosphère ne suffisent pas à reproduire les mesures de polarisation dans les raies aurorales. Pour cela, il faut introduire une nouvelle source de polarisation : les aurores elles-mêmes. Des hypothèses physiques simples nous permettent de construire un modèle de polarisation dans la haute atmosphère à partir de la direction incidente des électrons. Ces résultats nous amènent à conclure que la polarisation observée par les *Petits Crus* n'est pas exclusivement due à des sources lumineuses diffusées dans la basse atmosphère. Une partie au moins de cette polarisation tire son origine de la haute atmosphère. Cependant, les processus physiques à l'origine de cette polarisation sont modélisés très simplement par manque de modèles physiques à utiliser.

Le *DoLP* de l'aurore est défini par rapport à l'angle entre la ligne de visée et la direction incidente des électrons suivant la même loi que la diffusion Rayleigh. L'*AoLP* est défini comme la direction perpendiculaire à la fois à la direction incidente des électrons et à la ligne de visée, de façon similaire à la diffusion Rayleigh. Ces définitions sont arbitraires et ne reposent que sur le fait qu'elles permettent de rapprocher le modèle des mesures tout en restant relativement simples.

D'autres solutions sont envisageables, par exemple un *AoLP* défini comme l'angle apparent de la direction incidente des électrons. On peut aussi imaginer une polarisation qui dépend, entre autre, de l'énergie des électrons, de l'angle entre leur trajectoire et la ligne de visée, des propriétés de la particule et de la transition électronique à l'origine de l'émission. Cette complexité n'est pas modélisable en l'état actuel car elle introduit de nombreux paramètres libres qui permettent au modèle de simuler n'importe quelle observation. C'est pourquoi il faut pousser l'étude de la polarisation par la haute atmosphère plus loin et contraindre les caractéristiques de cette polarisation.

Pour continuer dans ce sens, plusieurs méthodes s'offrent à nous. D'abord, plus d'observations multi-instrumentales dans toutes les longueurs d'ondes (spécialement la rouge à 630.0 nm, peu utilisée dans ce travail par manque d'observations utilisables). Pour cela, l'utilisation d'EISCAT et des courants équivalents pour obtenir la direction privilégiée des électrons est un atout majeur. Ensuite, un modèle plus précis des mécanismes à l'origine de la polarisation dans la haute atmosphère est nécessaire. Cela permettrait de mieux contraindre la polarisation originaires de la haute atmosphère avant de l'incorporer dans POMEROL.

6.4 Étude supplémentaire

Dans la suite, nous étudierons quelques observations de 2019 déjà présentées dans les chapitres précédents. Ces travaux préliminaires sont effectués pour tenter de contraindre la polarisation de la haute atmosphère via le modèle des courants équivalents. Pour cela, le modèle de polarisation de la lumière aurorale est basé sur les courants équivalents calculés à partir de magnétomètres au sol par Magnar G. Johnsen. C'est raisonnable lorsque les émissions sont originaires de la couche E où les courants horizontaux de Hall et de Pedersen sont présents, mais ce n'est plus valide pour la raie rouge émise dans la région F de la haute atmosphère où les courants dominants sont alignés au champ magnétique pratiquement vertical à ces latitudes.

Pour produire le modèle présenté dans les figures 6.1, 6.2 et 6.3, j'ai utilisé la même méthode que celle de l'article de ce chapitre : le même profil d'aérosol et les mêmes sources au sol ainsi que le même albédo de terrain. Les caméras plein ciel observant la raie verte des aurores sont utilisées comme cartes des émissions du ciel pour les trois longueurs d'ondes. Ces sources sont identiques à celles décrites dans l'article, et peuvent être utilisées ensemble via des combinaisons linéaires. Dans les modèles suivants, la recherche des meilleurs paramètres se fait de manière automatique via la méthode des moindres carrés. La méthode est décrite en détail dans l'appendix C de l'article de ce chapitre. Pour rappel, les différentes sources (sol, ciel et background isotrope) sont combinées par combinaison linéaire dont les facteurs sont laissés libres. Ensuite, pour les deux modèles utilisant une polarisation directe, le modèle de courant est paramétré par la direction des courants (azimut, élévation) et le $DoLP$ maximum atteignable. La dépendance de l' $AoLP$ et du $DoLP$ par rapport au courant est fixée par l'utilisateur et ne fait pas partie de la recherche automatique. Tous les paramètres utilisés ci-dessous sont donnés dans le tableau 6.1 pour chaque longueur d'onde et chaque modèle. Dans le tableau, α est la proportion relative de la contribution des sources au sol comparée aux sources du ciel. Il est donc disponible pour tous les modèles. K en unités arbitraire et la correction totale du flux. Il mélange la contribution des étoiles et du fond du ciel, à celle des aurores pour les observations bleues et mauves. Cette correction est isotropique. Elle est non polarisée pour le fond du ciel, mais peut l'être dans le cas de la correction des aurores. K_A est le pourcentage de K attribué aux aurores. Ce pourcentage peut être polarisé de la même façon que les aurores. d_{max} est le $DoLP$ maximum atteignable par le modèle de polarisation auroral. L'azimut et l'élévation du courant à l'origine de la polarisation sont donnés dans les colonnes suivantes pour le modèle "courant libre". Enfin, la colonne "Distance carrée" donne la valeur de la fonction coût minimisée par l'algorithme de recherche de paramètre donnée dans l'appendice de l'article de ce chapitre. Dès que c'est possible, la valeur du paramètre est accompagnée d'une valeur entre parenthèse. Cette dernière est le jacobien de la fonction coût associé au paramètre. Plus cette valeur sera éloignée de zéro, plus le paramètre jouera un rôle important dans la fonction coût, et mieux il sera contraint lors de la minimisation. Au contraire, pour un jacobien de 0, le paramètre n'a aucune influence sur la fonction coût et le paramètre peut donc prendre n'importe quelle valeur.

6.4.1 Modèle "simple" sans polarisation aurorale

En premier lieu, voyons ce que donne la combinaison linéaire des sources au sol G et des sources aurorales S tel que le modèle total $T = \alpha G + (1 - \alpha)S$: c'est le modèle "simple". Cette combinaison linéaire est superposée aux mesures dans les figures 6.1, 6.2 et 6.3. Les valeurs du paramètre α utilisé dans la combinaison linéaire de chaque observation sont données dans le tableau 6.1. Pour ce modèle, et seulement dans le bleu et le mauve, deux valeurs sont données, une "manuelle" et une "automatique", résultats d'une recherche à la main et à l'œil pour la première et automatisée pour la seconde. La recherche automatique produit objectivement un modèle plus proche des données par la méthode des moindres carrés (voir dernière colonne du tableau 6.1 et appendix B). Cependant, le modèle manuel nous permettra de mettre en avant un comportement curieux. Pour le modèle simple manuel, la proportion des sources au sol est de 9.1%, 15% et 20% pour le vert, bleu et mauve respectivement. Pour le modèle simple automatique, la proportion des sources au sol est de 9.1%, 29.2% et 43.8% pour le vert, bleu et mauve respectivement. De fait, pour le vert, les recherches automatique et manuelle donnent les mêmes résultats. Le $DoLP$ se comporte de

façon comparable aux mesures : très stable sur la période intermédiaire, et présentant des fluctuations pendant les dix premières et dernières minutes. L'*AoLP* du modèle recoupe de façon très précise l'*AoLP* observé pendant la période intermédiaire. Cependant il tourne de 10 à 20 degrés pendant les deux événements auroraux quand les observations montrent des rotations de 60 à 90 degrés. Dans toutes les longueurs d'ondes, on remarque que le flux modélisé est très proche du flux mesuré, quelle que soit la recherche. On s'y attend, car, de la même façon que pour les observations de l'article présenté plus haut, il est directement calculé à partir des caméras plein ciel et est dominé par le flux de lumière directe.

Dans le bleu et le mauve, le *DoLP* est sous-estimé d'environ un facteur deux pour la recherche manuelle, ce qui n'est pas le cas pour la recherche automatique. Cependant, même pour cette dernière, les fluctuations modélisées du *DoLP* sont bien plus faibles que celles observées. Dans ces longueurs d'onde, l'*AoLP* du modèle est très proche de l'*AoLP* observé pour la recherche manuelle, avec un écart inférieur à dix degrés. Ce n'est pas le cas de la recherche automatique qui produit un *AoLP* certes proche des observations, mais décalé (pour le mauve) et dont les variations sont trop faibles (pour le bleu et le mauve). Ainsi, on a un modèle manuel qui reproduit chaque variation de l'*AoLP* mais sous-estime le *DoLP* d'un facteur deux ; et un modèle automatique qui est globalement plus proche des observations, mais ne reproduit pas aussi bien l'*AoLP* et les variations temporelles. Ce modèle "simple" permet donc de reproduire seulement une partie des observations.

Dans le vert, il atteint ses limites aux moments de fortes activités, sur la prédiction de l'*AoLP* lors des événements auroraux par exemple. Dans le bleu et le mauve, deux modèles sont en concurrence, qui reproduisent soit le *DoLP* soit l'*AoLP*, mais pas les deux en même temps. Soit respectivement : le modèle automatique avec une contribution du sol importante ($> 30\%$) et le modèle manuel où cette contribution est environ deux fois moindre.

Le modèle manuel reproduit étonnamment bien l'*AoLP*. Ce comportement laisse penser que ce modèle est plus proche des observations que le modèle automatique, et qu'il existe quelque part un levier qui pourrait corriger le *DoLP*. Ce levier pourrait être une erreur de programmation, une nouvelle contribution à laquelle personne n'a pensé jusqu'ici, ou des entrées du modèle non adaptées. On pourrait argumenter que le profil d'aérosol n'est pas adapté (il est calibré sur les observations de 2020 présentées dans l'article), et pourrait peut-être corriger le *DoLP* ici. Cependant, bien que cela puisse être vrai dans ce cas particulier, il est difficile de contraindre les paramètres du modèle d'aérosol sans observations hors des raies aurorales. De plus, dans le cas des almucantars de l'article, différents modèles d'aérosols ont été testés et aucun ne permet de reproduire les observations. Personne n'est à l'abri d'une erreur informatique, cependant les multiples tests et comparaisons effectuées dans ce chapitre et le précédent me laissent croire à la validité de POMEROL. Ces deux solutions alternatives peuvent être envisagées ici de par le fait que les observations sont fixes, c'est à dire que l'instrument ne fixe qu'un point du ciel.

Comme on le verra, l'introduction d'une nouvelle source sous la forme d'une polarisation ionosphérique permet aussi d'améliorer le *DoLP*, comme pour les observations de l'article. C'est ce que nous développerons dans la suite avec les modèles "courants libres" et "courants équivalents".

6.4.2 Modèle "courant libre"

En suivant le même protocole que dans l'article ci-dessus, nous rajoutons la contribution d'un background isotrope grâce aux paramètres K et K_A . Le fond isotrope n'est

utilisé que pour le bleu et le mauve puisque l'on ne dispose pas de caméra plein ciel dans ces longueurs d'ondes. Ils sont là comme correction de l'image aurorale verte. Pour rappel, K est le flux constant et isotrope total qui représente le fond du ciel étoilé et la correction de l'image verte. K_A est la proportion de K représentant la lumière aurorale qui corrige l'image aurorale verte. K_A venant de l'aurore, cette contribution peut être polarisée si l'aurore l'est, comme expliqué dans la suite.

Une polarisation originale de la haute atmosphère est ajoutée au flux direct (non diffusé). Son $DoLP$ dépend de l'angle θ entre la direction incidente des électrons et la ligne de visée tel que :

$$DoLP_{\theta} = DoLP_{max} \frac{\sin^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta)}, \quad (6.1)$$

où $DoLP_{max}$ est un paramètre libre du modèle. L' $AoLP$ de la polarisation aurorale est calculé comme la direction perpendiculaire au "plan de diffusion", c'est à dire perpendiculaire à la direction incidente des électrons et de la ligne de visée.

Dans un premier temps, la direction incidente des électrons est laissée libre, c'est le modèle "courant libre". Elle est définie par un azimut et une élévation. Les valeurs de tous les paramètres libres du modèle sont données dans le tableau 6.1. Le modèle ainsi obtenu est superposé aux observations des figures 6.1, 6.2 et 6.3. Pour la raie verte, aucune différence n'est visible entre ce modèle et le modèle "simple". En effet, introduire une polarisation aurorale ne permet pas d'améliorer le modèle, et aucune source de fond n'est utilisée ($K = K_A = 0$). Pour le bleu et le mauve cependant, des différences avec le modèle "simple" sont visibles. Tout d'abord le $DoLP$ n'est plus sous-estimé et ressemble au $DoLP$ du modèle "simple" automatique : les variations du modèle sont plus petites que les variations du $DoLP$ observé, mais le $DoLP$ a le bon ordre de grandeur. L' $AoLP$ quant à lui ne reproduit pas aussi bien les mesures qu'avec le modèle "simple" manuel, même si les écarts restent relativement faibles (20° au maximum).

On peut noter la similarité du modèle "courant libre" dans la raie bleue et mauve : le $DoLP_{max}$ est de 4.1% et 6.4% respectivement et l'orientation du courant est similaire avec un azimut au Sud-Ouest et une élévation d'environ 20° . A 180° près en trois dimensions, c'est équivalent à un courant pointant au Nord-Est avec une élévation de -20° . Dans les deux cas, le fond isotrope est négligeable (~ 0 quand le flux observé atteint quelques centaines (en unité arbitraires)). C'est pourquoi la valeur de K_A n'est pas contrainte.

6.4.3 Modèle "courant équivalent"

Enfin, le dernier modèle dit "courant équivalent" est similaire au modèle "courant libre" à l'exception près que la direction du flux d'électrons est fixée par les courants équivalents. Ces courants sont présentés au chapitre 4, où l'on peut voir leur force et leur angle apparent sur la figure 4.1. Le modèle est superposé aux données dans les figures 6.1, 6.2 et 6.3. Pour l'observation verte, ce nouveau modèle est très similaire aux deux autres sur le flux et la polarisation. C'est normal puisque la polarisation associée est très faible ($DoLP_{max} = 0.34\%$). Dans le bleu et le mauve cependant, le $DoLP$ de la lumière directe est plus faible ($DoLP_{max}$ baisse d'environ 2%) mais le comportement du $DoLP$ est très proche du modèle de "courant libre". Le $DoLP$ ne varie que très peu au cours des observations et ne reproduit pas correctement les variations de $DoLP$ observées. De même pour l' $AoLP$ qui est proche du modèle de

“courant libre”, avec une exception autour de 23h44 dans la raie mauve, où les trois *AoLP* sont clairement différents.

Ce comportement similaire dans le bleu et le mauve entre les deux modèles incluant une polarisation dans la haute atmosphère selon la direction incidente des électrons s’explique par le fait que les deux modèles utilisent une direction similaire. En effet les courants équivalents calculés pour les trois observations ont un azimut qui oscille autour de 250° (leur élévation est fixée à zéro par construction). Les “courants libres” quant à eux sont calculés de manière à reproduire au mieux les observations et sont laissés libres de s’orienter dans toute les directions. Toutefois, la direction privilégiée est proche des courants équivalents, avec un azimut de 223° pour le bleu et 246° pour le mauve et une élévation d’environ 20° .

6.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, plusieurs points sont à noter :

1. POMEROL permet de reproduire une observation en orange (à 620 nm) en dehors du spectre auroral, même aux hautes latitudes. Il peut donc être utilisé comme modèle de la pollution lumineuse, avec de possibles applications à l’étude des aérosols.
2. Les résultats tendent à prouver que la diffusion dans la basse atmosphère ne suffit pas à expliquer les observations dans les trois longueurs d’onde aurorales (verte à 557.7 nm, bleue à 427.8 nm et mauve à 391.4).
3. Ajouter une polarisation non nulle à la lumière aurorale non diffusée améliore la ressemblance du modèle aux données dans les trois longueurs d’ondes.
4. L’ajout de polarisation de la haute atmosphère prédit des directions incidentes cohérentes entre les différentes longueurs d’ondes pour des observations proches.

Cependant, il reste beaucoup d’améliorations à apporter au modèle avant de pouvoir vraiment remonter aux courants de la haute atmosphère à partir des données de polarisation. En effet, beaucoup de comportements observés ne sont pas reproduits par le modèle, surtout pendant les périodes de forte activité aurorale (voir 6.1 et article). Cela peut être le signe que notre modèle de polarisation aurorale est trop simple, et ne prend pas en compte les subtilités du processus. Pour ne citer que quelques exemples, la polarisation peut varier avec l’énergie d’impact de l’électron, de la raie observée ou de l’altitude de l’émission. On peut d’ores et déjà complexifier ce modèle arbitrairement, mais cela ne fait que rajouter des paramètres libres qui, sans contraintes, permettent d’obtenir des résultats arbitrairement complexes. Il faut donc pouvoir baser ces développements sur des modèles physiques de polarisation existants, comme celui développé par BOMMIER et al. (2011) pour la raie rouge. Aujourd’hui, nous avons à notre disposition le modèle de courant équivalent, ainsi que les mesures multi-instrumentales à notre disposition pour essayer de contraindre cette polarisation directe. Cependant, je pense qu’un modèle de physique atomique et moléculaire est nécessaire pour pouvoir mieux comprendre l’origine d’une telle polarisation.

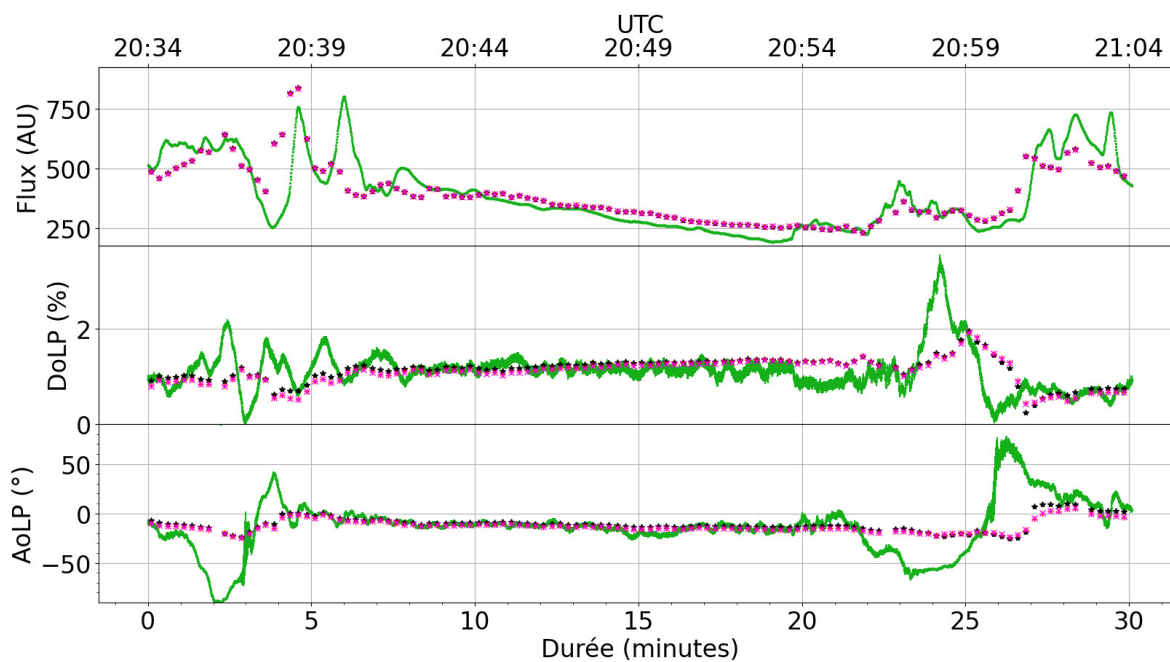


FIGURE 6.1 – Observation verte (557.7 nm) du 7 Mars 2019 déjà présentées dans BOSSE et al. (2020). *Carmen Cru* pointe avec un azimut de 164° et une élévation de 45° . Croix roses (\times) : modèle simple. Plus rouges ($+$) : Modèle “courant libre”. Étoiles noires (\star) : modèle “courant équivalent”.

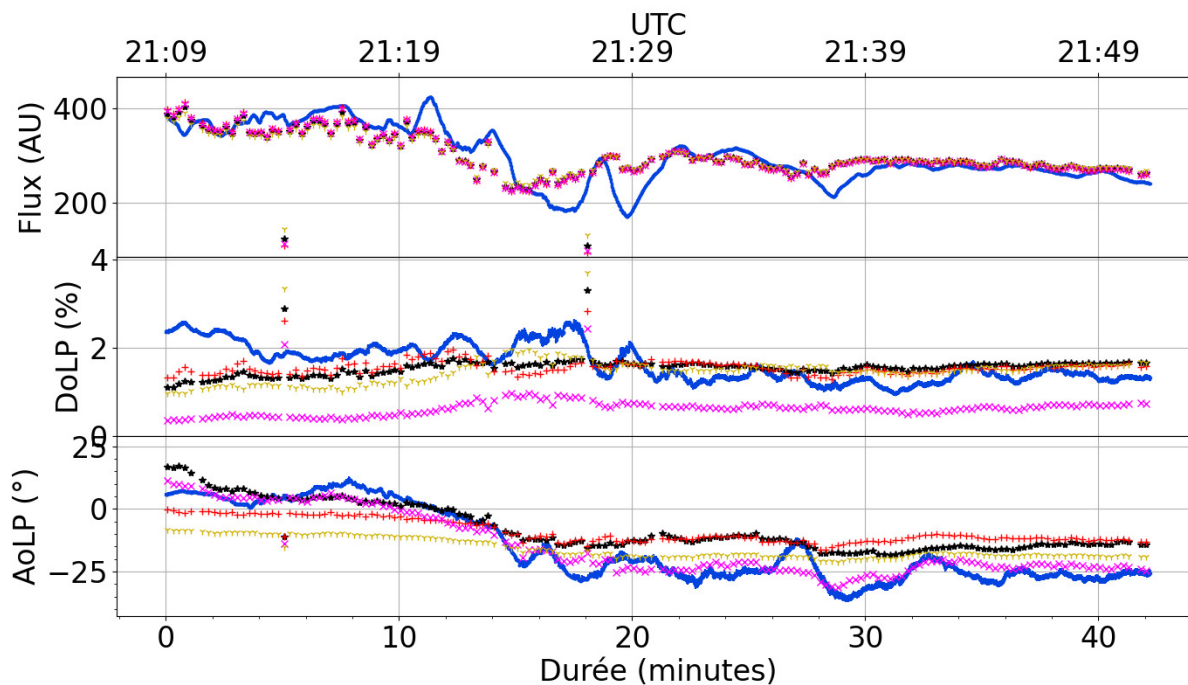


FIGURE 6.2 – Observation bleue (427.8 nm) du 7 Mars 2019 déjà présentées dans BOSSE et al. (2020). *Carmen Cru* pointe avec un azimut de 164° et une élévation de 45° . Croix roses (\times) : modèle simple manuel. Tridentes jaunes (γ) : modèle simple automatique. Plus rouges ($+$) : Modèle “courant libre”. Étoiles noires (\star) : modèle “courant équivalent”.

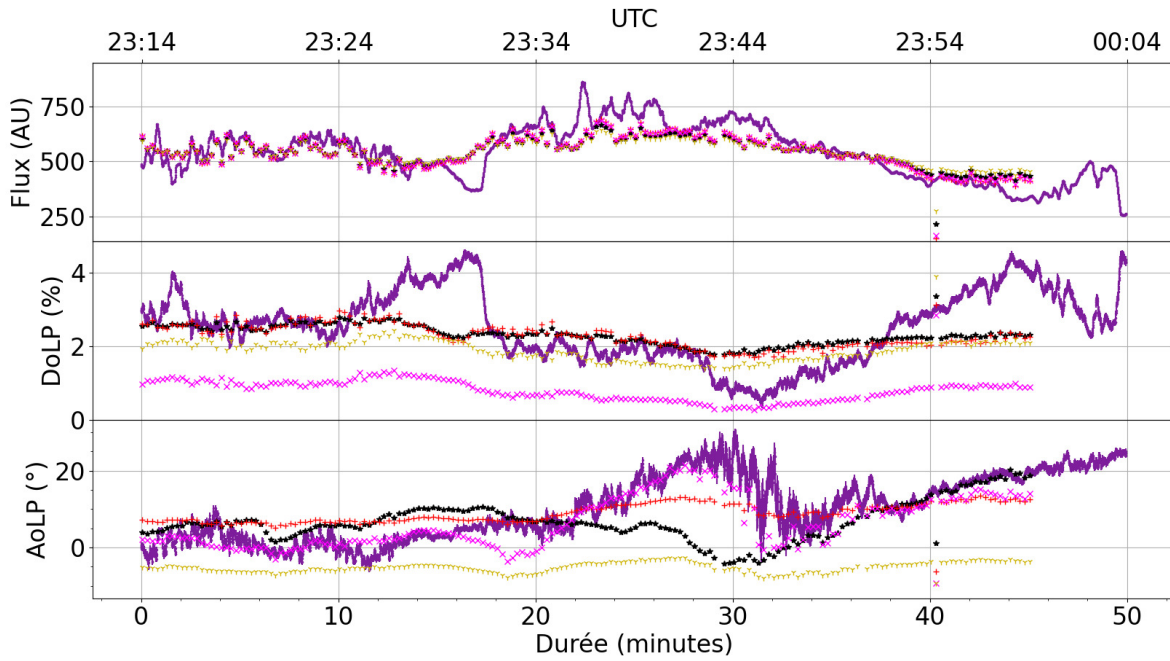


FIGURE 6.3 – Observation mauve (391.4 nm) du 7 Mars 2019 déjà présentées dans BOSSE et al. (2020). *Carmen Cru* pointe avec un azimut de 164° et une élévation de 45° . Croix roses (×) : modèle simple. Tridents jaunes (∨) : modèle simple automatique. Plus rouges (+) : Modèle “courant libre”. Étoiles noires (★) : modèle “courant équivalent”.

Observation	Modèle	α (%)	K (AU)	K_A (%)	$d_{\{max\}}$ (%)	Azimut	Élévation	Distance carrée
Vert (557.7 nm)	Simple	9.13	/	/	/	/	/	656041
	Courants libres	9.13 (0.0116)	/	/	0 (1.44e5)	/	/	656041
	Courants équivalents	8.35 (0)			0.34 (0.02)			648753
Bleu (427.8 nm)	Simple	Manuel : 15 Auto : 29.2	/	/	/	/	/	Manuel : 2999168 Auto : 1925529
	Courants libres	13 (-18)	8.13e-09 (2583)	1 (0)	4.1 (-287)	223 (981)	21.8 (1231)	1211808
	Courants équivalents	19.7 (-26262)	9.26e-15 (1079)	1 (0)	2.9 (-8719)	/	/	1096386
Mauve (391.4 nm)	Simple	Manuel : 20 Auto : 43.8	/	/	/	/	/	Manuel : 3688531 Auto : 3091041)
	Courants libres	17.28 (5074)	8.01e-04 (-1223)	0.99 (-2.37)	6.4 (2036)	246 (730)	19.7 (857)	1100699
	Courants équivalents	21.4 (0)	74.2 (-0.046)	1 (-98556)	4.9 (0)	/	/	1119514

TABLE 6.1 – Liste des paramètres utilisés dans les modèles des figures 6.1, 6.2 et 6.3. Trois modèles sont calculés pour chaque longueur d’onde (voir le texte pour les détails). Entre parenthèses est indiqué le jacobien de la fonction coût associé à chaque paramètre produit par l’algorithme de minimisation. Lorsque aucune valeur n’est indiquée, c’est que le paramètre n’a pas été utilisé par le modèle, ou n’a aucun effet.

Chapitre 7

Conclusion

Voici venu le temps de la conclusion. Je reviendrai d'abord sur les résultats de ces travaux, chapitre par chapitre, en résumant leurs enseignements principaux. Je continuerai en parlant de tout ce que je n'ai pas pu mener à terme pendant ces trois ans, et les questions que j'ai laissées en suspens. Enfin, nous discuterons des travaux futurs à envisager pour aller plus loin dans notre compréhension de la polarisation du ciel nocturne et des aurores.

Récapitulation intégrale

Observe-t-on de la polarisation ?

La problématique principale de cette thèse tourne autour de la polarisation des émissions de la haute atmosphère. Peut-on confirmer ou infirmer les mesures du siècle dernier avec un nouvel instrument plus performant ? Et puis, dans le cas où une polarisation est effectivement mesurée, peut-on s'en servir pour compléter nos connaissances sur la haute atmosphère ? Ces questions sont larges et m'ont laissé un grand champ d'action pour y répondre. Je les présente au chapitre 1, accompagnées des connaissances nécessaires en météorologie de l'espace pour mieux saisir leur contexte et leurs enjeux. Les chapitres suivants s'attellent à y répondre.

Le chapitre 2 présente en détail le concept de polarisation et les méthodes de mesure existantes et celles utilisées dans ce travail. Une brève présentation de la flotte d'instruments utilisés décrit leurs différentes caractéristiques ainsi que leurs avantages sur leurs prédécesseurs. Entre autres, on peut citer une meilleure sensibilité aux faibles flux et *DoLP*, de par leurs composants et leur traitement de données. De plus, ils sont plus maniables et peuvent observer dans plusieurs longueurs d'ondes (parfois simultanément), ce qui ouvre des portes pour l'étude de la polarisation des différentes émissions aurorales.

Le chapitre 3 est construit autour du premier article publié au cours de cette thèse dans le *JSWSC*. Il rapporte les premiers résultats d'observations aurorales dans quatre longueurs d'ondes, et répond immédiatement à la première partie de la problématique : quelques pourcents de polarisation sont observés dans toutes les raies spectrales. Cependant, cette polarisation ne correspond pas aux deux modèles disponibles à ce moment. Le premier nous dit que la direction d'une polarisation originaire de la haute atmosphère doit être parallèle aux lignes de champ magnétique. La seconde prédit l'*AoLP* d'une polarisation produite dans la basse atmosphère par diffusion Rayleigh d'une source ponctuelle proche, comme une ville. Cependant, au vu de la simplicité des deux modèles qui étaient disponibles et que je pouvais aisément tester à cette date, ni l'un ni l'autre ne permettaient de rendre compte de la complexité des

observations, si bien que l'origine de la polarisation reste en suspens. Trois hypothèses sont formulées :

1. La polarisation tire son origine de la haute atmosphère et est liée à la direction incidente des électrons. Dans ce cas, celle-ci n'est pas forcément alignée sur les lignes de champ magnétique, mais plutôt sur les courants parcourant la haute atmosphère.
2. La diffusion de la lumière urbaine dans la basse atmosphère crée suffisamment de polarisation pour être mesurée par nos instruments et interfère avec la lumière aurorale. Cette contribution est fixe dans le temps, et les variations observées sont dues aux variations de la lumière aurorale non diffusée.
3. Enfin, de la même façon qu'au point précédent, c'est cette fois-ci la lumière aurorale qui est diffusée dans la basse atmosphère. Cela expliquerait les variations observées en lien avec l'activité aurorale.

Bien sûr, ces trois hypothèses ne s'excluent pas mutuellement, et n'importe quelle combinaison de ces trois sources est envisageable.

La problématique change donc ici de façon subtile. Nous n'essayons plus de savoir s'il est possible de mesurer la polarisation des émissions aurorales, mais d'identifier l'origine de la polarisation observée par nos instruments.

D'où vient donc cette polarisation ?

La première tentative de réponse à cette question, au chapitre 4, consiste à conduire des observations multi-instrumentales dans le but de lier les mesures de polarisation avec le comportement de la haute atmosphère (deuxième article soumis au JSWSC). De fait, le flux, le *DoLP* et l'*AoLP* sont corrélés avec les mesures d'EISCAT de vitesse ionique et de densité électronique, ainsi qu'avec les courants équivalents calculés à partir des variations du champ magnétique au sol. Cependant, corrélation n'est pas causalité, et ces observations ne suffisent pas à elles seules à garantir l'origine aurorale de la polarisation.

Pour ça, la solution choisie au chapitre 5 est de développer un code de transfert radiatif polarisé nommé POMEROL, dédié à l'étude de la pollution lumineuse et des aurores (soumis au JGR). Malgré certaines approximations (en particulier concernant la diffusion multiple), il permet de reproduire fidèlement des observations à moyennes latitudes, où la pollution lumineuse urbaine domine les mesures. Il est jugé suffisamment avancé pour être appliqué en condition aurorale à haute latitude au chapitre 6 et fait l'objet d'un article qui devrait être soumis cet été au JSWSC. Dans ce cas plus complexe, il parvient toujours à reproduire les observations dominées par la pollution lumineuse (dans une raie hors du spectre auroral), en ne considérant que la diffusion dans la basse atmosphère comme source de polarisation. Cependant, il échoue à reproduire de façon convaincante les observations des raies aurorales, du moins sans rajouter de polarisation à la lumière directe émise dans la haute atmosphère. Un modèle de polarisation dans la haute atmosphère est alors ajouté au modèle final, qui permet de se rapprocher des mesures de *DoLP* et d'*AoLP* dans toutes les longueurs d'onde. Ainsi, cela nous permet de prédire une direction de propagation préférentielle des électrons de l'ionosphère et un *DoLP* induit lors des collisions. Ce modèle de polarisation ionosphérique reste aujourd'hui relativement simple, et néglige une grande partie de la complexité du phénomène. En effet, il ne dépend que d'une direction et d'un *DoLP* maximum fixes, alors que ces paramètres

peuvent varier dans le temps et l'espace, mais aussi en fonction de la raie d'émission, de l'énergie de l'électron impactant ou de l'altitude. Tous ces paramètres ne peuvent pas être ajoutés librement dans le modèle, sous peine de pouvoir reproduire n'importe quelle observation en ajoutant suffisamment de degrés de liberté. C'est pourquoi des travaux supplémentaires sont nécessaires pour contraindre un modèle de polarisation ionosphérique en fonction de tous les paramètres listés plus haut. Une fois fait, on peut imaginer utiliser ce modèle pour remonter à tous ces paramètres de la haute atmosphère à partir des mesures de polarisation.

Un travail préliminaire est effectué à la fin du chapitre 6 en utilisant le modèle de courant équivalent comme direction incidente des électrons. Cela donne un résultat proche du modèle de polarisation ionosphérique libre, avec des directions optimales automatiques proches des courants équivalents. C'est un résultat encourageant pour la suite, qui laisse à penser que l'étude de la polarisation pourra être utilisée pour observer indirectement l'état de la haute atmosphère.

Pendant ces trois années, la problématique de départ a bien évolué et s'est complexifiée. Des réponses ont pu être apportées sur certains points. En particulier, on sait aujourd'hui que de la polarisation est observable dans les quatre longueurs d'ondes aurorales observées depuis le sol. Cependant, son lien avec la haute atmosphère est beaucoup plus complexe que ce qui était envisagé au départ. Le développement de POMEROL et les campagnes d'observations multi-instrumentales ont permis d'établir une forte corrélation entre les deux. Pour confirmer définitivement ces résultats, des travaux supplémentaires sont néanmoins nécessaires.

Pour aller plus loin

Plus de données

Tout d'abord, un grand nombre de mesures emmagasinées au cours de ces trois années avec la flotte des *Crus* ne sont pas montrées dans cette thèse. Ces observations rentrent dans deux catégories : celles écartées volontairement par faute de place ou par redondance des conclusions, et celles qui n'ont pas encore été analysées en profondeur faute de temps. Les premières sont légions et ne doivent pas être oubliées. Les secondes sont au moins aussi nombreuses, et demandent à être étudiées en détail. En particulier, des observations faites depuis Ny Ålesund, au Svalbard. Là-bas, le niveau de pollution lumineuse est extrêmement faible et on se situe à la limite de l'ovale auroral et de la calotte polaire. De plus, des mesures automatisées sur tout un hiver sont disponibles. Ces données permettraient d'attaquer le problème sous un angle statistique, en menant des études sur les données de tout un hivernage. Ce travail demande beaucoup de temps pour dépouiller et trier les données récoltées. Le développement d'une base de données adaptée et d'outils d'analyses plus poussés est en cours. Ensuite, la comparaison des observations du rayonnement nocturne dans la calotte polaire et dans l'ovale auroral est potentiellement riche en découvertes si le comportement de la polarisation est différent dans ces deux régions.

En parallèle avec le grand Nord, des observations ont été conduites aux latitudes équatoriales, à côté de Thiès, au Sénégal. Ces données, bien que peu nombreuses, sont les seules disponibles en région équatoriale. Leur analyse a été repoussée en attendant que POMEROL soit opérationnel, ce qui est aujourd'hui le cas. Une comparaison de ces données avec les données polaires peut se révéler encore une fois très fructueuse. En particulier, proche de l'équateur, le champ magnétique dans l'ionosphère est

quasi-horizontale, alors que vers les pôles il se rapproche de la verticale. Le système de courants ionosphériques est aussi complètement différent, avec l'électro-jet équatorial notamment, et l'absence de fortes précipitations électroniques. Ces observations permettront peut-être de confirmer le lien entre les mouvements électroniques dans la haute atmosphère et la polarisation. De plus le peu de pollution lumineuse autour du lieu d'observation garantit des résultats de qualité.

Malgré le retard que prend l'analyse sur les mesures, des observations supplémentaires se révéleront cruciales. D'abord, réussir à observer la polarisation en un point de la haute atmosphère avec plusieurs *Crus* espacés au sol. C'est ce qui a été tenté durant la campagne d'observation de 2020, mais qui a été impossible à réaliser à cause des mauvaises conditions météorologiques. Cette mesure permettrait de mieux comprendre d'où vient la polarisation observée, si les mesures sont compatibles avec la diffusion Rayleigh de la pollution lumineuse, ou si elles le sont avec un modèle de courants ionosphériques.

En parallèle, le développement instrumental de la flotte des *Crus* permettra de réaliser de nouvelles observations, toujours plus performantes. En particulier, on peut imaginer des instruments basés sur de l'imagerie qui permettent de prendre des photos polarisées de larges régions du ciel, ou un successeur à *Premier Cru*, le spectrographe utilisé par BARTHELEMY et al. (2019) pour mesurer la polarisation dans un large spectre de longueur d'onde.

Ensuite, pour se débarrasser du problème de la pollution lumineuse, plusieurs options peuvent être envisagées : des mesures en mer, à bord d'un bateau équipé de lampes qui n'émettent pas dans les longueurs d'ondes observées ; ou des mesures en altitude utilisant un ballon ou un avion qui permet de monter un instrument dans les dix premiers kilomètres de l'atmosphère, pour passer au-dessus des couches les plus diffusantes et chargées d'aérosols.

Une alternative est d'étudier des raies hors du spectre d'émission de la pollution lumineuse, dans l'UV ou l'infrarouge par exemple. Cependant, cela demande des développements instrumentaux conséquents, et ces longueurs d'ondes apportent aussi leur lot de complications (sensibilité à la chaleur, capteurs complexes, etc...).

En parallèle, des travaux préliminaires sont en cours pour essayer de reproduire dans un environnement contrôlé la production de lumière polarisée par les aurores. Les expériences utilisent la Planeterrella, un simulateur d'aurores boréales, qui permet de produire de la lumière via un courant électrique traversant une cloche à vide et contenant des aimants. En utilisant les *Crus*, des mesures de la polarisation de ces "aurores synthétiques" sont envisageables. Cependant, les défis sont nombreux : la lumière traverse une cloche en verre dont les propriétés sont mal connues, les reflets sont omniprésents, la géométrie et les configurations sont complexes, les gaz utilisés ne sont pas identiques. Cependant, si des solutions sont trouvées, cela permettra d'observer la polarisation en milieu contrôlé, et ainsi de plus facilement observer le phénomène, en comprendre les limites et les points cruciaux.

Enfin, des observations en zones hautement polluées pourraient aider à mieux comprendre l'effet des aérosols et de la pollution lumineuse sur les mesures. Cela permettra de tirer profit de la capacité de POMEROL à déduire un profil d'aérosol via les mesures de polarisation. Cependant, pour que ce modèle soit fiable et utilisable, beaucoup de travaux supplémentaires sont nécessaires. Entre autres, une comparaison inter-instrumentale avec des mesures d'aérosols déjà validées, et un développement de POMEROL pour faciliter la recherche des paramètres.

Plus de transfert radiatif

Au sujet de POMEROL justement, pousser le développement plus loin est nécessaire. La priorité est, je crois, à mettre sur deux points : le temps de calcul et l'implémentation de la diffusion multiple. En effet, même si aujourd'hui, le temps de calcul n'est pas un frein majeur pour la quantité de donnée et la précision recherchée, il peut vite le devenir. Je pense notamment à des observations aurorales étendues sur toute une nuit, ou à l'ajout de fonctionnalités supplémentaires comme la diffusion multiple. Dans ce cas, le temps de calcul se compterait en heures plutôt qu'en minutes, et la construction d'un modèle peut vite devenir extrêmement coûteuse. Plusieurs pistes s'offrent à nous, à commencer par une meilleure optimisation du code déjà écrit. Il permet déjà de paralléliser les calculs, et l'utilisation d'un serveur de calcul est envisageable, mais il est écrit entièrement en python, langage de programmation notoirement lent. Plusieurs bibliothèques existent pour gagner facilement en temps d'exécution, et certaines fonctions particulièrement coûteuses pourraient être ré-écrites dans un autre langage plus rapide (en C ou C++ par exemple). Toutes ces méthodes combinées devraient permettre de diviser le temps de calcul suffisamment pour implémenter de nouvelles fonctionnalités et augmenter la résolution des entrées du modèle.

Le second développement majeur est l'implémentation de la diffusion multiple. Comme on a pu s'en rendre compte lors du processus de publication de l'article du chapitre 5, c'est un point crucial pour la communauté du transfert radiatif atmosphérique. La plupart des codes existants l'ont implémenté, sous une forme ou une autre suivant leur usage et leur but d'utilisation. Une implémentation par un code Monte-Carlo ou par méthode additive est envisageable.

En supplément et comme mentionné plus haut, il faudra aussi améliorer la recherche de paramètres pour déterminer un modèle d'aérosol. Aujourd'hui, c'est un processus qui se fait à la main : plusieurs modèles sont testés, puis comparés puis le meilleur est sélectionné. Un algorithme automatique permettra d'accélérer grandement la recherche d'un modèle optimal, non biaisé par l'appréciation humaine. Cependant, comme pour la diffusion multiple, cela demande une plus grande vitesse d'exécution si on veut pouvoir converger en des temps raisonnables. Dans un futur proche, je prévois de le rendre disponible sous licence open-source, c'est à dire dès que je l'aurais commenté proprement, et arrangé tel qu'il soit facilement portable sur une autre machine.

Plus d'études théoriques

Enfin, avec l'aide de ces observations supplémentaires et d'une version améliorée de POMEROL, il est crucial de mieux comprendre l'origine et la formation de la polarisation des émissions de la haute atmosphère. Ce travail a permis de la lier aux courants ionosphériques observés et/ou modélisés indépendamment, mais notre modèle physique reste simple, voir simpliste. Il me semble important de reprendre le travail initié par BOMMIER et al. (2011) pour la raie rouge, et de l'étendre aux raies verte, bleue et mauve. La première est particulièrement intrigante, puisque son modèle classique interdit toute polarisation à l'émission. Cependant, nos mesures tendent à montrer que l'émission aurorale verte est polarisée dans la haute atmosphère. Si cela se confirme, un processus nouveau devra être pris en compte pour expliquer ce phénomène. Les raies bleue et mauve n'ont pas encore été étudiées et aucun modèle de polarisation n'est disponible à notre connaissance. En particulier, il

serait intéressant de connaître le lien entre la direction incidente de l'électron impactant et la direction de polarisation du photon émis. De plus, est-ce que cet angle varie avec l'énergie de l'électron comme prédit pour la raie rouge ? Et ensuite, à quel degré de polarisation peut-on s'attendre dans chaque raie, et comment celui-ci varie-t-il avec l'énergie de l'électron, l'angle entre la ligne de visée et la direction de l'électron, la concentration de la haute atmosphère ?

Applications

Au final, le jour où le lien entre la polarisation observée et les aurores aura été confirmé et que la mesure indirecte de la haute atmosphère sera fiable, les applications ne manqueront pas. En voici un aperçu :

1. L'étude de la haute atmosphère
2. La détection et la classification des aérosols
3. L'étude de la pollution lumineuse polarisée

À la météorologie de l'espace

Tout d'abord, les *Crus* pourront être utilisés pour l'étude et la surveillance passive de la haute atmosphère. Leur maniabilité et relative facilité d'utilisation en font des candidats idéals pour être laissés en observation en autonomie complète ou avec une connexion internet pour être pilotés à distance. Ainsi, on peut imaginer que les données seront utilisées de façon complémentaire aux caméras plein ciel par exemple. Si leur intérêt se révèle important, on peut imaginer une grande flotte d'instruments répartis sur tout le globe, qui donneront une carte globale de la haute atmosphère. Bien que les mesures soient limitées par la couverture nuageuse et la présence de pollution lumineuse (Soleil, Lune, ville, etc...), elles permettent plus de mouvement que les grandes antennes radars actuelles. En particulier, obtenir une carte globale de la concentration électronique, ou au moins de ses variations, est crucial pour les communications radio haute fréquence. En effet, cette technologie repose sur la réflexion dans l'ionosphère des ondes radio émises pour transporter le signal de l'autre côté de la planète. Connaître la concentration électronique sur le chemin du signal est donc vital pour choisir une fréquence qui sera transmise le plus loin possible.

De plus, l'étude des courants ionosphériques, et du mouvement des électrons dans la haute atmosphère en général, est capital en météorologie de l'espace. Aujourd'hui, les seules mesures disponibles sont très ponctuelles temporellement et spatialement, et permettent difficilement de cartographier la haute atmosphère. De nouvelles mesures permettront de mieux observer et comprendre la dynamique globale de la haute atmosphère et les liens créés avec la magnétosphère et le vent solaire. En particulier, connaître et prévoir l'énergie des électrons est vital pour la sécurité spatiale des satellites et, de plus en plus, des astronautes. Les premiers sont sensibles aux décharges électriques qui peuvent endommager leur électronique et créer des courts-circuits : danger évitable s'il est possible de prévoir l'arrivée et l'énergie ainsi transportée. De plus, les effets sur la santé humaine lors d'une exposition prolongée peuvent être graves. Les mesures de polarisation permettront donc peut-être un jour de mieux comprendre et de mieux prévoir ces événements pour pouvoir nous en protéger.

À l'étude des aérosols

Ensuite, si l'étude des aérosols via POMEROL et les *Crus* se démocratise, on peut imaginer une flotte d'instruments dédiée à l'étude de la polarisation en milieu urbain. La méthode actuelle permet de déduire les propriétés optiques, la distribution de taille et le profil vertical des aérosols, mais pas d'information sur leur masse. Cette dernière information est aujourd'hui privilégiée dans l'étude de la pollution atmosphérique, et nos mesures sont donc complémentaires. Pour cette utilisation précise, il est même possible d'envisager des mesures de jour, ou au moins avec la Lune ou des nuages.

Au contrôle de la pollution lumineuse

Enfin, des mesures de la pollution lumineuse sont aujourd'hui courantes, des cartes mondiales existent et son évolution est surveillée de près. Cependant, la vaste majorité de ces études se concentre sur l'intensité de la pollution, et relativement peu sur sa polarisation. Pourtant, son effet sur le monde vivant est connu et non négligeable, notamment à la source des désorientations d'animaux s'orientant grâce à la polarisation de la lumière lunaire par exemple. La capacité de nos instruments à détecter la polarisation de faibles intensités lumineuses en font de très bons détecteurs de pollution lumineuse, et en particulier de sa polarisation. On peut imaginer des observations dédiées à l'évaluation de la pollution lumineuse en un site, avec, une fois les instruments calibrés, une mesure du flux lumineux et de la magnitude du ciel, tels que peuvent le mesurer aujourd'hui les instruments dédiés à ces études. Avec cependant un ajout capital qui est la mesure de la polarisation. En particulier, la déviation de la polarisation dans un site pollué par rapport à la lumière naturelle émise par la Lune et les étoiles par exemple. Ainsi, une seconde observable pourrait venir affiner les mesures de pollution lumineuse qui aujourd'hui ne se basent que sur une mesure de l'intensité lumineuse.

Et voilà, c'est déjà fini... Je n'ai plus beaucoup de place pour écrire les mots de la fin, alors j'en concentre mille dans la prochaine image.



Bibliographie

- AMM, O. et A. VILJANEN (1999). « Ionospheric Disturbance Magnetic Field Continuation from the Ground to the Ionosphere Using Spherical Elementary Current Systems ». In : *Earth, Planets and Space* 51.6, p. 431-440.
- AMM, Olaf (1997). « Ionospheric Elementary Current Systems in Spherical Coordinates and Their Application ». In : *Journal of geomagnetism and geoelectricity* 49.7, p. 947-955.
- APPLETON, E. V. (jan. 1924). « Geophysical Influences on the Transmission of Wireless Waves ». en. In : *Proceedings of the Physical Society of London* 37.1, p. 16D-22D. ISSN : 1478-7814. DOI : 10.1088/1478-7814/37/1/312.
- BABCOCK, Harold D (1919). « Note on the Polarization of the Night Sky ». In : *The Astrophysical Journal* 50, p. 228.
- BABCOCK, Horace W. (1947). « Zeeman Effect in Stellar Spectra. » In : *The Astrophysical Journal* 105, p. 105.
- BAKER, W. G. et David Forbes MARTYN (1953). « Electric Currents in the Ionosphere - The Conductivity ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 246.913, p. 281-294. DOI : 10.1098/rsta.1953.0016. eprint : <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rsta.1953.0016>.
- BARON, M. (sept. 1986). « EISCAT Progress 1983–1985 ». In : *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 48.9-10, p. 767-772. ISSN : 00219169. DOI : 10.1016/0021-9169(86)90050-4. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0021916986900504> (visité le 23/06/2020).
- BARTHELEMY, M. et al. (juin 2011). « Is the Jovian Auroral H_3^+ Emission Polarised ? » In : *Astronomy & Astrophysics* 530, A139. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : 10.1051/0004-6361/201014314. URL : <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201014314> (visité le 09/12/2019).
- BARTHELEMY, Mathieu et al. (2019). « Measurement of the Polarisation in the Auroral N2+ 427.8 Nm Band ». In : *Journal of Space Weather and Space Climate* 9, A26, A26. ISSN : 2115-7251. DOI : 10.1051/swsc/2019024. URL : <https://www.swsc-journal.org/articles/swsc/abs/2019/01/swsc180018/swsc180018.html> (visité le 24/04/2020).
- BERK, Alexander et al. (2014). « MODTRAN® 6 : A Major Upgrade of the MODTRAN® Radiative Transfer Code ». In : *2014 6th Workshop on Hyperspectral Image and Signal Processing : Evolution in Remote Sensing (WHISPERS)*. IEEE, p. 1-4.
- BERKHOUT, Peter H G, Jos C MUSKENS et Jan W VELTHUIJSEN (2000). « Defining the Rebound Effect ». In : *Energy Policy*, p. 8.
- BERTHELIER, Annick (1993). « The geomagnetic indices : Derivation, meaning and uses in solar-terrestrial physics ». In : *Solar-Terrestrial Predictions–IV, Volume 3* 3, p. 3.
- BIRKELAND, Kristian (1908). *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-1903 : Volume I. On the Cause of Magnetic Storms and the Origin of Terrestrial Magnetism*. T. 1. H. Aschehoug & Company.

- BOMMIER, V. et al. (10 jan. 2011). « The Theoretical Impact Polarization of the O I 6300 Å Red Line of Earth Aurorae ». In : *Annales Geophysicae* 29.1, p. 71-79. ISSN : 1432-0576. DOI : 10.5194/angeo-29-71-2011. URL : <http://www.ann-geophys.net/29/71/2011/> (visité le 09/12/2019).
- BORNEMANN, Patricia L. et al. (1996). « GOES X-Ray Sensor and Its Use in Predicting Solar-Terrestrial Disturbances ». In : *GOES-8 and Beyond*. T. 2812. International Society for Optics and Photonics, p. 291-298.
- BOSSE, Léo et al. (2020). « On the Nightglow Polarisation for Space Weather Exploration ». In : *Journal of Space Weather and Space Climate* 10, p. 35. ISSN : 2115-7251. DOI : 10.1051/swsc/2020036. URL : <https://www.swsc-journal.org/articles/swsc/abs/2020/01/swsc200009/swsc200009.html> (visité le 26/01/2021).
- BROADFOOT, A. Lyle et Kenneth R. KENDALL (1^{er} jan. 1968). « The Airglow Spectrum, 3100-10,000 Å ». In : *Journal of Geophysical Research* 73.1, p. 426-428. ISSN : 01480227. DOI : 10.1029/JA073i001p00426. URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/JA073i001p00426> (visité le 04/01/2021).
- BUCHOLTZ, Anthony (20 mai 1995). « Rayleigh-Scattering Calculations for the Terrestrial Atmosphere ». In : *Applied Optics* 34.15, p. 2765-2773. ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.34.002765. URL : <https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-34-15-2765> (visité le 07/02/2020).
- CHAMBERLAIN, J.W. (oct. 1959). « On the Polarization of the Oxygen Red Line in Aurorae ». In : *Planetary and Space Science* 2.1, p. 73-75. ISSN : 00320633. DOI : 10.1016/0032-0633(59)90063-7. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0032063359900637> (visité le 09/12/2019).
- CHISHAM, G. et al. (jan. 2007). « A Decade of the Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) : Scientific Achievements, New Techniques and Future Directions ». en. In : *Surveys in Geophysics* 28.1, p. 33-109. ISSN : 1573-0956. DOI : 10.1007/s10712-007-9017-8.
- CINZANO, P. et F. FALCHI (21 déc. 2012). « The Propagation of Light Pollution in the Atmosphere ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 427.4, p. 3337-3357. ISSN : 0035-8711. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2012.21884.x. URL : <https://academic.oup.com/mnras/article/427/4/3337/973668> (visité le 22/06/2020).
- CINZANO, P. et al. (1^{er} nov. 2000). « The Artificial Night Sky Brightness Mapped from DMSP Satellite Operational Linescan System Measurements ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 318.3, p. 641-657. ISSN : 0035-8711. DOI : 10.1046/j.1365-8711.2000.03562.x. URL : <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03562.x> (visité le 27/04/2021).
- DAVIES, Thomas W. et al. (2014). « The Nature, Extent, and Ecological Implications of Marine Light Pollution ». In : *Frontiers in Ecology and the Environment* 12.6, p. 347-355. ISSN : 1540-9309. DOI : 10.1890/130281. URL : <https://esajournals.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1890/130281> (visité le 19/05/2021).
- DAVIS, T. Neil et Masahisa SUGIURA (1966). « Auroral Electrojet Activity Index AE and Its Universal Time Variations ». en. In : *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 71.3, p. 785-801. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/JZ071i003p00785.
- DUFAY, J. (1929). « Spectre, couleur et polarisation de la lumière du ciel nocturne ». In : *Journal de Physique et le Radium* 10.6, p. 219-240. ISSN : 0368-3842. DOI : 10.1051/jphysrad:01929001006021900. URL : <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphysrad:01929001006021900> (visité le 30/04/2019).
- DUNCAN, R.A. (avr. 1959). « Polarization of the Red Oxygen Auroral Line ». In : *Planetary and Space Science* 1.2, 112-IN3. ISSN : 00320633. DOI : 10.1016/0032-

- 0633(59)90006-6. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063359900066> (visité le 09/12/2019).
- EMDE, Claudia et al. (1^{er} oct. 2015). « IPRT Polarized Radiative Transfer Model Inter-comparison Project – Phase A ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 164, p. 8-36. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/j.jqsrt.2015.05.007. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407315001922> (visité le 19/05/2021).
- EVANS, K. F. et G. L. STEPHENS (1^{er} nov. 1991). « A New Polarized Atmospheric Radiative Transfer Model ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 46.5, p. 413-423. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/0022-4073(91)90043-P. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002240739190043P> (visité le 19/05/2021).
- FALCHI, Fabio et al. (1^{er} oct. 2011). « Limiting the Impact of Light Pollution on Human Health, Environment and Stellar Visibility ». In : *Journal of Environmental Management* 92.10, p. 2714-2722. ISSN : 0301-4797. DOI : 10.1016/j.jenvman.2011.06.029. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030147971100226X> (visité le 19/05/2021).
- FALCHI, Fabio et al. (1^{er} juin 2016). « The New World Atlas of Artificial Night Sky Brightness ». In : *Science Advances* 2.6, e1600377. ISSN : 2375-2548. DOI : 10.1126/sciadv.1600377. URL : <https://advances.sciencemag.org/content/2/6/e1600377> (visité le 22/06/2020).
- FINLAY, Christopher C. et al. (déc. 2016). « Recent Geomagnetic Secular Variation from Swarm and Ground Observatories as Estimated in the CHAOS-6 Geomagnetic Field Model ». In : *Earth, Planets and Space* 68.1. ISSN : 1880-5981. DOI : 10.1186/s40623-016-0486-1. URL : <http://earth-planets-space.springeropen.com/articles/10.1186/s40623-016-0486-1> (visité le 09/12/2019).
- GARCIA-SAENZ, Ariadna et al. (avr. 2018). « Evaluating the Association between Artificial Light-at-Night Exposure and Breast and Prostate Cancer Risk in Spain (MCC-Spain Study) ». In : *Environmental Health Perspectives* 126. DOI : 10.1289/EHP1837.
- GARSTANG, R. H. (mar. 1986). « Model for Artificial Night-Sky Illumination ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 98, p. 364. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1086/131768. URL : <https://doi.org/10.1086%2F131768> (visité le 21/10/2020).
- GINSBURG, VL (1943). « Polarization of lines in the night sky luminescence spectrum and in the spectrum of northern lights ». In : 38, p. 237-240.
- GJERLOEV, J. W. (2009). « A Global Ground-Based Magnetometer Initiative ». en. In : *Eos, Transactions American Geophysical Union* 90.27, p. 230-231. ISSN : 2324-9250. DOI : 10.1029/2009E0270002.
- GREENLER, Robert G. et al. (1972). « The Origin of Sun Pillars : A Computer Modeling Process Reveals a New Explanation for the Vertical Column of Light Sometimes Seen Passing through the Sun ». In : *American Scientist* 60.3, p. 292-302.
- GRUBISIC, Maja et al. (sept. 2018). « Insect Declines and Agroecosystems : Does Light Pollution Matter? ». In : *Annals of Applied Biology* 173, p. 180-189. DOI : 10.1111/aab.12440.
- HARANG, L. (1933). « Eine Untersuchung Der Polarisierung Des Nordlichtes ». In : *Zs. Geophysik* 9, p. 162-164.
- HARANG, Ove (1960). *An investigation of the state of polarisation of the red and green 3-lines in polar aurorae*. Rapp. tech. Oslo Univ (Norway).

- HORVATH, Gabor et al. (août 2009). « Polarized Light Pollution : A New Kind of Ecological Photopollution ». In : *Frontiers in Ecology and the Environment* 7, p. 317-325. DOI : 10.1890/080129.
- HULST, H. C. van de (1981). *Light Scattering by Small Particles*. New York : Dover Publications. 470 p. ISBN : 978-0-486-64228-4.
- IQBAL, Muhammad (2012). *An Introduction to Solar Radiation*. Elsevier.
- KATTAWAR, G. W., Andrew T. YOUNG et Terry J. HUMPHREYS (1981). « Inelastic Scattering in Planetary Atmospheres. I-the Ring Effect, without Aerosols ». In : *The Astrophysical Journal* 243, p. 1049-1057.
- KAZANTSEV, SA, AV MIKHALEV et AG PETRASHEN (1999). « Spectropolarimetry of Emission of the Upper Atmospheric Layers : III. Polarization of the Radiation of Optical Flares in the Emission of Night Sky ». In : *Optics and Spectroscopy* 86.4, p. 493-497.
- KERRIDGE, David (2001). « INTERMAGNET : Worldwide near-Real-Time Geomagnetic Observatory Data ». In : *Proceedings of the Workshop on Space Weather, ESTEC*. T. 34.
- KHVOSTIKOV, I.A. et K.B. PANSCHIN (1936). « Polarisation de la lumière du ciel nocturne ». In : *Journal de Physique et le Radium* 7.4, p. 187-188. ISSN : 0368-3842. DOI : 10.1051/jphysrad:0193600704018700. URL : <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphysrad:0193600704018700> (visité le 30/04/2019).
- KYBA, Christopher et al. (déc. 2011). « Lunar Skylight Polarization Signal Polluted by Urban Lighting ». In : *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)* 116, p. 24106-. DOI : 10.1029/2011JD016698.
- KYBA, Christopher et al. (août 2015). « Worldwide Variations in Artificial Skyglow ». In : *Scientific Reports* 5. DOI : 10.1038/srep12180.
- KYBA, Christopher et al. (nov. 2017). « Artificially Lit Surface of Earth at Night Increasing in Radiance and Extent ». In : *Science Advances* 3, e1701528. DOI : 10.1126/sciadv.1701528.
- LAMPHAR, Héctor Antonio Solano et Miroslav KOCIFAJ (18 fév. 2013). « Light Pollution in Ultraviolet and Visible Spectrum : Effect on Different Visual Perceptions ». In : *PLOS ONE* 8.2, e56563. ISSN : 1932-6203. DOI : 10.1371/journal.pone.0056563. URL : <https://journals.plos.org/plosone/article?id=10.1371/journal.pone.0056563> (visité le 27/04/2021).
- LAO, Sirena et al. (1^{er} jan. 2020). « The Influence of Artificial Light at Night and Polarized Light on Bird-Building Collisions ». In : *Biological Conservation* 241, p. 108358. ISSN : 0006-3207. DOI : 10.1016/j.biocon.2019.108358. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0006320719312339> (visité le 19/05/2021).
- LE, G., J. A. SLAVIN et R. J. STRANGWAY (2010). « Space Technology 5 Observations of the Imbalance of Regions 1 and 2 Field-Aligned Currents and Its Implication to the Cross-Polar Cap Pedersen Currents ». en. In : *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 115.A7. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/2009JA014979.
- LILENSTEN, Jean et al. (nov. 2006). « Considering the Polarization of the Oxygen Thermospheric Red Line for Space Weather Studies : Polarization of Oxygen Thermospheric Red Line ». In : *Space Weather* 4.11, n/a-n/a. ISSN : 15427390. DOI : 10.1029/2006SW000228. URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2006SW000228> (visité le 09/12/2019).
- LILENSTEN, Jean et al. (19 avr. 2008). « Polarization in Aurorae : A New Dimension for Space Environments Studies ». In : *Geophysical Research Letters* 35.8. ISSN : 0094-8276. DOI : 10.1029/2007GL033006. URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2007GL033006> (visité le 09/12/2019).

- LILENSTEN, Jean et al. (2013). « The Thermospheric Auroral Red Line Polarization : Confirmation of Detection and First Quantitative Analysis ». In : *Journal of Space Weather and Space Climate* 3, A01. ISSN : 2115-7251. DOI : 10.1051/swsc/2012023. URL : <http://www.swsc-journal.org/10.1051/swsc/2012023> (visité le 09/12/2019).
- LILENSTEN, Jean et al. (2015). « The Auroral Red Line Polarisation : Modelling and Measurements ». In : *Journal of Space Weather and Space Climate* 5, A26. ISSN : 2115-7251. DOI : 10.1051/swsc/2015027. URL : <http://www.swsc-journal.org/10.1051/swsc/2015027> (visité le 09/12/2019).
- LILENSTEN, Jean et al. (2016). « The Thermospheric Auroral Red Line Angle of Linear Polarization ». In : *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 121.7, p. 7125-7134. ISSN : 2169-9402. DOI : 10.1002/2016JA022941. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JA022941> (visité le 23/06/2020).
- LILENSTEN, Jean et al. (23 mar. 2021). *Météorologie de l'espace : Vivre demain avec notre Soleil*. Avec la coll. d'Alain CIROU. 1er édition. DE BOECK SUP. 240 p. ISBN : 978-2-8073-3306-2.
- LUNDBERG, E. T. et al. (2012). « Multi-Payload Measurement of Transverse Velocity Shears in the Topside Ionosphere ». en. In : *Geophysical Research Letters* 39.1. ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1029/2011GL050018.
- MCPHERRON, Robert L. (1979). « Magnetospheric Substorms ». In : *Reviews of Geophysics* 17.4, p. 657-681. ISSN : 1944-9208. DOI : 10.1029/RG017i004p00657. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/RG017i004p00657> (visité le 21/05/2021).
- NICOLET, M. et A. C. AIKIN (1960). « The Formation of the D Region of the Ionosphere ». en. In : *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 65.5, p. 1469-1483. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/JZ065i005p01469.
- PALMROTH, Minna et al. (28 nov. 2017). « Tail Reconnection in the Global Magnetospheric Context : Vlasiator First Results ». In : *Annales Geophysicae* 35.6, p. 1269-1274. ISSN : 0992-7689. DOI : 10.5194/angeo-35-1269-2017. URL : <https://angeo.copernicus.org/articles/35/1269/2017/> (visité le 21/05/2021).
- PAWSON, S. M. et M. K.-F. BADER (2014). « LED Lighting Increases the Ecological Impact of Light Pollution Irrespective of Color Temperature ». In : *Ecological Applications* 24.7, p. 1561-1568. ISSN : 1939-5582. DOI : 10.1890/14-0468.1. URL : <https://esajournals.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1890/14-0468.1> (visité le 27/04/2021).
- PENNDORF, Rudolf (fév. 1957). « Tables of the Refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20.0 μ and Their Application to Atmospheric Optics ». EN. In : *JOSA* 47.2, p. 176-182. DOI : 10.1364/JOSA.47.000176.
- REES, M. H. (1989). *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge : Cambridge University Press. ISBN : 978-0-521-36848-3. DOI : 10.1017/CB09780511573118.
- SCHUNK, Robert (sept. 2009). *Ionospheres : Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. English. 2nd edition. Cambridge, UK ; New York : Cambridge University Press. ISBN : 978-0-521-87706-0.
- SORATHIA, K. A. et al. (2019). « Solar Wind Ion Entry Into the Magnetosphere During Northward IMF ». In : *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 124.7, p. 5461-5481. ISSN : 2169-9402. DOI : 10.1029/2019JA026728. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JA026728> (visité le 21/05/2021).

- STEENBECK, Max, F. KRAUSE et K.-H. RÄDLER (1966). « Berechnung Der Mittleren Lorentz-Feldstärke Für Ein Elektrisch Leitendes Medium in Turbulenter, Durch Coriolis-Kräfte Beeinflußter Bewegung ». In : *Zeitschrift für Naturforschung A* 21.4, p. 369-376.
- STERN, David P. (1983). « The Origins of Birkeland Currents ». en. In : *Reviews of Geophysics* 21.1, p. 125-138. ISSN : 1944-9208. DOI : 10.1029/RG021i001p00125.
- STRUTT, Rayleigh J. (oct. 1919). « Polarization of the Night Sky ». In : *The Astrophysical Journal* 50, p. 227. ISSN : 0004-637X. DOI : 10.1086/142499.
- TAPPING, K. F. (2013). « The 10.7 Cm Solar Radio Flux (F10.7) ». In : *Space Weather* 11.7, p. 394-406. ISSN : 1542-7390. DOI : 10.1002/swe.20064. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/swe.20064> (visité le 20/05/2021).
- THÉBAULT, Erwan et al. (27 mai 2015). « International Geomagnetic Reference Field : The 12th Generation ». In : *Earth, Planets and Space* 67.1, p. 79. ISSN : 1880-5981. DOI : 10.1186/s40623-015-0228-9. URL : <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9> (visité le 09/12/2019).
- TØFFNER-CLAUSEN, Lars et al. (juil. 2016). « In-Flight Scalar Calibration and Characterisation of the Swarm Magnetometry Package ». In : *Earth, Planets and Space* 68.1, p. 129. ISSN : 1880-5981. DOI : 10.1186/s40623-016-0501-6.
- TROSHICHEV, Oleg, Alexander JANZHURA et Peter STAUNING (2006). « Unified PCN and PCS Indices : Method of Calculation, Physical Sense, and Dependence on the IMF Azimuthal and Northward Components ». In : *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 111.A5. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/2005JA011402. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005JA011402> (visité le 20/05/2021).
- UMEMOTO, Koichiro et Kei HIROSE (1^{er} fév. 2020). « Chemical Compositions of the Outer Core Examined by First Principles Calculations ». In : *Earth and Planetary Science Letters* 531, p. 116009. ISSN : 0012-821X. DOI : 10.1016/j.epsl.2019.116009. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X19307010> (visité le 20/05/2021).
- Van DEELEN, Rutger, Jochen LANDGRAF et Ilse ABEN (15 oct. 2005). « Multiple Elastic and Inelastic Light Scattering in the Earth's Atmosphere : A Doubling-Adding Method to Include Rotational Raman Scattering by Air ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 95.3, p. 309-330. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/j.jqsrt.2004.11.002. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407304004728> (visité le 28/05/2021).
- WHITEHEAD, J. D. (mai 1989). « Recent Work on Mid-Latitude and Equatorial Sporadic E ». en. In : *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 51.5, p. 401-424. ISSN : 0021-9169. DOI : 10.1016/0021-9169(89)90122-0.
- WITASSE, O. et al. (1999). « Modeling the OI 630.0 and 557.7 Nm Thermospheric Dayglow during EISCAT-WINDII Coordinated Measurements ». en. In : *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 104.A11, p. 24639-24655. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/1999JA900260.
- WU, Lianghai et al. (1^{er} fév. 2015). « Measurements of Skylight Polarization : A Case Study in Urban Region with High-Loading Aerosol ». In : *Applied Optics* 54.4, B256-B265. ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.54.00B256. URL : <https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-54-4-B256> (visité le 19/05/2021).
- ZEEMAN, Dr P. (1^{er} mar. 1897). « XXXII. On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light Emitted by a Substance ». In : *The London, Edinburgh, and*

Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 43.262, p. 226-239. ISSN : 1941-5982. DOI : 10 . 1080 / 14786449708620985. URL : <https://doi.org/10.1080/14786449708620985> (visité le 21/05/2021).

ZIELINSKA-DABKOWSKA, Karolina (jan. 2018). « Make Lighting Healthier ». In : *Nature* 553. DOI : 10.1038/d41586-018-00568-7.