

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL

UNE APPLICATION DE LA PHOTOMÉTRIE STELLAIRE À L'OBSERVATION
DE NUAGES OPTIQUEMENT MINCES À EUREKA, NU

MÉMOIRE

PRÉSENTÉ

COMME EXIGENCE PARTIELLE

DE LA MAÎTRISE EN SCIENCES DE L'ATMOSPÈRE

PAR

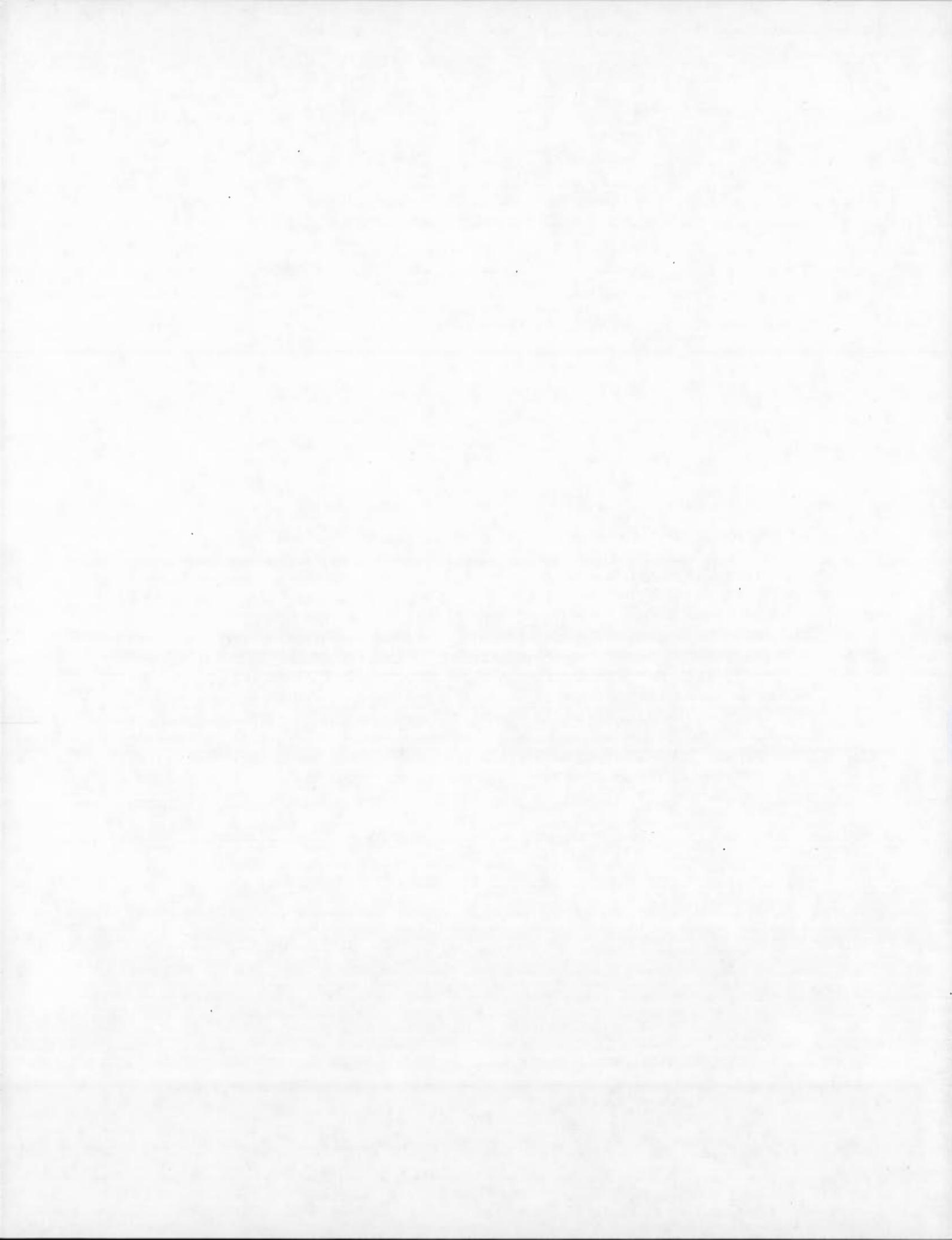
LIVIU IVĂNESCU

SEPTEMBRE 2015

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL
Service des bibliothèques

Avertissement

La diffusion de ce mémoire se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire *Autorisation de reproduire et de diffuser un travail de recherche de cycles supérieurs* (SDU-522 – Rév.07-2011). Cette autorisation stipule que «conformément à l'article 11 du Règlement no 8 des études de cycles supérieurs, [l'auteur] concède à l'Université du Québec à Montréal une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de [son] travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, [l'auteur] autorise l'Université du Québec à Montréal à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de [son] travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de [la] part [de l'auteur] à [ses] droits moraux ni à [ses] droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, [l'auteur] conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont [il] possède un exemplaire.»



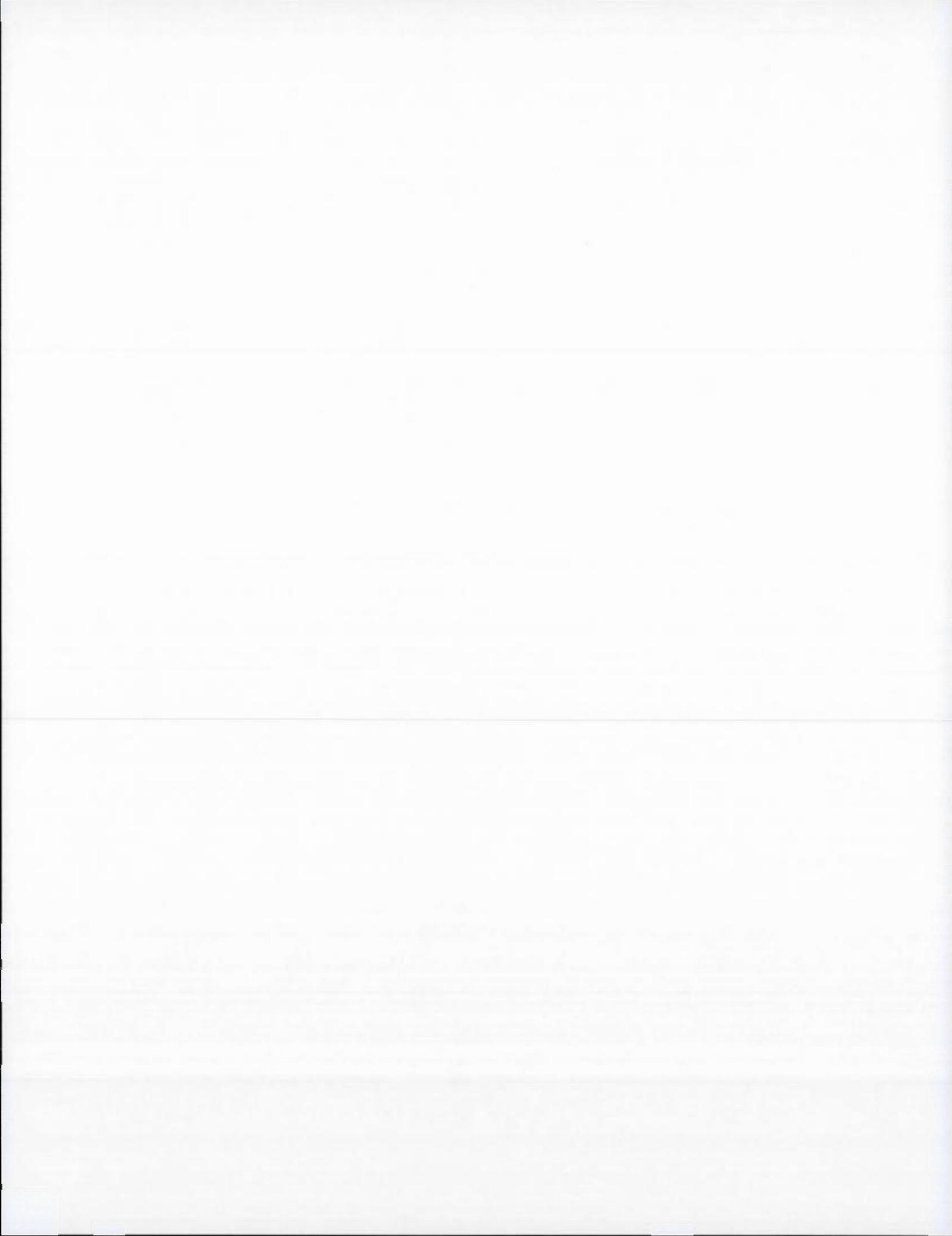
REMERCIEMENTS

En tant qu'avant-propos, ce travail est une synthèse de tous les efforts déployés, au cours de la mise en œuvre du photomètre stellaire à Eureka, pour comprendre la signification et la qualité des observations des nuages arctiques. J'ai dû ainsi corroborer ces observations avec celles d'autres instruments disponibles à Eureka, en essayant de tirer le plus d'information possible.

C'était un travail de long halène qui n'aurait pas été possible sans la patience et le support total de mes superviseurs, le professeur Jean-Pierre Blanchet et le professeur Norm O'Neill. Ils m'ont toujours encouragé et aidé à poursuivre mes propres idées scientifiques, ce qui est la source de ma motivation afin de compléter ce travail. La confiance permanente qu'ils m'ont accordée pour gérer les fréquentes pannes instrumentales m'a aidé aussi à poursuivre dans l'adversité. Leur support financier et celui de CREATE ont été essentiels. L'endroit éloigné qu'est Eureka a impliqué des efforts logistiques très importants et CANDAC (via son directeur Jim Drummond) a été là pour me soutenir à chaque fois. Ce cadre m'a permis de connaître un bon nombre de personnes (collègues d'études et de travail, professeurs, personnel d'Eureka ou d'ailleurs) grâce à qui je crois être devenu un meilleur chercheur.

Même si mentionné en dernier, sans le support de ma femme, Letiția, cette aventure scientifique n'aurait jamais eu lieu. Elle a dû bien souvent prendre sur ses épaules les besoins de notre famille, surtout durant mes longs voyages nordiques. J'aimerais aussi faire une mention spéciale à mes parents, qui ont toujours cru en moi.

À toutes ces merveilleuses personnes, je tiens à exprimer ma gratitude!



à Letiția et à mes filles

à Cătălin

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES FIGURES.....	ix
LISTE DES SYMBOLES.....	xiii
RÉSUMÉ.....	xvii
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I	
PROBLÉMATIQUE.....	3
1.1 Mise en contexte.....	3
1.2 But.....	8
1.3 Hypothèse.....	8
1.4 Objectifs.....	9
1.5 Approche méthodologique.....	9
1.6 Site d'observations.....	10
1.7 Instruments utilisés.....	10
1.8 Scène nuageuse et contexte synoptique.....	12
CHAPITRE II	
TRAITEMENT DES DONNÉES D'OBSERVATIONS.....	15
2.1 Paramètres dérivés des mesures lidar et radar.....	15
2.2 Paramètres dérivés des mesures du "Fluxtower".....	24
2.3 Paramètres dérivés des mesures de radiosondes.....	25
CHAPITRE III	
LE PHOTOMÈTRE STELLAIRE.....	29
3.1 Contexte instrumental.....	29
3.2 L'instrument.....	30
3.3 La méthode de télédétection.....	32
3.4 La méthode à deux étoiles (TSM).....	34

3.5	La méthode à une étoile (OSM).....	35
3.6	Les composantes de l'épaisseur optique	36
3.7	Les composantes spectrales.....	38
3.8	Propagation d'erreurs	42
3.9	Synergie lidar – photomètre stellaire	44
CHAPITRE IV		
	OBSERVATIONS ET PARAMÈTRES DÉRIVÉS	45
4.1	Les observations à partir du sol.....	45
4.2	Les observations satellitaires.....	56
CHAPITRE V		
	ANALYSE MULTI-PARAMÈTRES	61
5.1	Validation des résultats de synergie lidar-radar	61
5.2	Validation des résultats de photométrie stellaire	67
5.3	Synergie lidar – photomètre stellaire	70
5.4	Analyse synoptique	73
5.5	Analyse des nuages optiquement minces	75
CHAPITRE VI		
	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	83
ANNEXE A		
	POTENTIEL DU SITE D'EUREKA POUR UNE ANALYSE SATELLITAIRE	87
ANNEXE B		
	ÉTALONNAGE DU RADIOMÈTRE MICRO-ONDES (225 GHZ)	91
ANNEXE C		
	ÉTALONNAGE DU PHOTOMÈTRE STELLAIRE	97
	RÉFÉRENCES	103

LISTE DES FIGURES

Figure	Page
Figure 1.1 Cycle de vie des aérosols stratosphériques, adapté par Thomason et Peter (2006), à partir de Hamill <i>et al.</i> (1997).....	4
Figure 1.2 Profile vertical d’extinction des aérosols durant la campagne aéroportée AGASP-IV (10 avril 1992, à l’Est de Barrow, Alaska) : aérosols de fond (bleu foncé) et ceux des contributions volcaniques (cyan) (NOAA, 2005).....	6
Figure 1.3 Hauteur géopotentielle à 850 hPa (a) moyennée pour les mois mars-mai entre 2001 et 2011. On y remarque la circulation atmosphérique typique dans la tropopause (gérant le transport des aérosols surtout à l’horizontale), ainsi que les positions des stations de recherche atmosphérique : Ny-Ålesund (N), Alert (A) et Barrow (B). Les systèmes dépressionnaires typiques sont nommés comme : Siberian High (SH), Aleutian Low (AL), Beaufort Anticyclone (BA), North American High (NAH), Icelandic Low (IL), Central Arctic Low (CAL), et Greenland High (GH). Les principales sources d’aérosols, leur localisation en hauteur et le transport vertical suivant le dôme polaire, sont aussi schématisés (b) (Stone <i>et al.</i> , 2014).....	7
Figure 1.4 Carte Google Earth mettant en évidence l’emplacement des installations de CANDAC et de la station météo Eureka.....	11
Figure 1.5 Bas : rétrodiffusion lidar de la scène nuageuse et le temps de passage des satellites CloudSat et CALIPSO (lignes verticales violettes). Haut : contexte synoptique (reanalyses NCEP/NCAR) – hauteur géopotentielle et température à 500 hPa. Les contours des continents y sont superposés pour pouvoir identifier Eureka.	13
Figure 1.6 Scène nuageuse approchant d’Eureka le 5/03/2011 (photo crédit : ACE Arctic Validation Campaign 2011).....	14
Figure 2.1 Variation du N_{eff}/N et N'_{eff}/N en fonction de k pour les distributions de taille détaillées dans les 13 rangées de la table 8.20, page 287 (Warneck et Williams, 2012), qui est une sélection à partir de (Tampieri et Tomasi, 1976). Les points entourés de cercles rouges (ainsi que les lignes horizontales rouges) mettent en évidence les valeurs identiques de N_{eff} à $k=2$ et 3, ainsi qu’à $k=2$ et 6 pour N'_{eff}	20

- Figure 3.1 Observations d'aérosols par photomètre solaire et stellaire (Pérez-Ramírez Lyamani *et al.*, 2012), dans la ville de Granada (37.16°N, 3.60°W, 680m).30
- Figure 3.2 Gauche : photomètre stellaire d'Eureka installé sur la monture, dans le dôme. Droite : dôme dans l'environnement nocturne arctique.31
- Figure 3.3 La loi d'atténuation la loi Beer–Lambert–Bouguer en termes de magnitudes astronomiques : exemple d'application expérimentale.....33
- Figure 3.4 Exemple d'un spectre d'épaisseur optique et de soustraction de composantes pour retrouver celle des particules.....39
- Figure 3.5 Diagramme de diffusion α'_f en fonction de α_f (mode fin), tel que mesuré avec le photomètre stellaire durant la période 3-10 mars 2011 à Eureka.....41
- Figure 4.1 L'analyse de base de la structure verticale des nuages avec le lidar CRL et le radar MMCR à Eureka (laboratoire OPAL): a) coefficient de rétrodiffusion lidar à 532 nm; b) coefficient de rétrodiffusion lidar à 355 nm; c) réflectivité radar; d) vitesse Doppler radar des particules; e) largeur spectrale de la vitesse Doppler radar.....46
- Figure 4.2 État thermodynamique de l'atmosphère : mesures des radiosondes interpolées et ajustées à celles du "Fluxtower". Les unités sont affichées au-dessus des bars de couleurs. Les courbes violettes indiquent -40 et -60°C. ..48
- Figure 4.3 Synergie lidar-radar : paramètres dérivés primaires (a-c) et secondaires (d-h); voir le texte pour leur description et les échelles d'affichage.49
- Figure 4.4 Évolution de la pression au sol près d'Eureka. Une telle différence de pression est normale, car près des pôles l'atmosphère est plus dense.....51
- Figure 4.5 Effets énergétiques engendrés par la scène nuageuse : a) balance radiative visible et infrarouge; b) température près de la surface.52
- Figure 4.6 La vapeur d'eau précipitable (PWV) (a) mesurée par le radiomètre micro-ondes (RMO) à RidgeLab (courbe noire) et au-dessus de la couche d'inversion (courbe verte, estimation fractionnelle des données de radiosondes (RAD) appliquées aux données RMO). Courbes rouge et bleue, mesures fractionnelles RAD (l'équation 2.39), la rouge étant interpolée à la résolution "Fluxtower"; voir section 2.3 pour détails. Position de la hauteur de la couche d'inversion (b) et l'altitude de RidgeLab.53
- Figure 4.7 Observations d'épaisseur optique totale des particules.....53

- Figure 4.8 Décomposition modale (fin/gros) de l'épaisseur optique du photomètre stellaire (a), ainsi que des paramètres dérivés (b-d) du mode fin. 54
- Figure 4.9 Distribution du coefficient d'Ångström pour la plume troposphérique (vert), avant et après les nuages (contour bleu) et dedans (rouge)..... 55
- Figure 4.10 Images microscopiques : cristaux de glace précipités © L. Ivănescu... 56
- Figure 4.11 Les trois survols satellitaires d'Eureka (5, 6 et 7 mars) : a), c) et e) montrent la rétrodiffusion Calipso; b), d) et e) montrent la réflectivité CloudSat. La ligne violette est le point de passage le plus proche d'Eureka (correspondant aux lignes violettes de la figure 1.5, à partir desquelles on compte 450 km, avant et après). 58
- Figure 4.12 Profils verticaux de taille des particules (comparaison Sat=satellite vs Eur=Eureka), pour les trois survols satellitaires. 59
- Figure 4.13 Profils verticaux de densité numérique des particules (comparaison Sat=satellite vs Eur=Eureka), pour les trois survols satellitaires. 59
- Figure 4.14 Rétrotrajectoires typiques sur 7 jours : a) pour le premier système nuageux partant d'Eureka le 5 mars à 7 km altitude; b) pour le deuxième système nuageux partant d'Eureka le 7 mars à 9 km altitude (Draxler et Rolph, 2015). 60
- Figure 4.15 Verticité potentielle à 850 K par les réanalyses GEOS-5.20, le 5 (a), 6 (b) et 7 (c) mars 2011. Eureka est marquée avec une étoile blanche. 60
- Figure 5.1 Comparaison du taux de précipitation de la synergie lidar-radar (à 10 et 20 min résolution) avec celui détecté au sol par le système Parsivel. 61
- Figure 5.2 Analyse de corrélation des taux de précipitation obtenus par télédétection radar/lidar et par le Parsivel, sur la période 4 – 9 mars 2011. Les lignes noires correspondent à la régression linéaire, la valeur de la légende indiquant le rapport d'amplitude entre les deux types de mesures. 62
- Figure 5.3 Comparaison précipitation journalière (a) par télédétection (lidar-radar) et celle mesurée au sol. Régression linéaire (b), sur deux points, pour trouver la loi de puissance du facteur de remplissage f_r selon la taille de cristaux (unités cgs). 63
- Figure 5.4 Espèces de cristaux analysés, de gauche à droite : rosette de colonnes (ou balles), agrégat de colonnes (ou balles) et plaquettes, cristal en forme stellaire, cristal à branches larges (photos www.snowcrystals.com). 64
- Figure 5.5 Recalcul des trois derniers paramètres dérivés de la figure 4.3. 65

Figure 5.6	Calcul du f_r par rapport aux mesures de Parsivel et du détecteur de précipitation Vaisala (chaque dépression analysée séparément).....	65
Figure 5.7	Estimation de la forme de cristaux en fonction de la vitesse Doppler (radar) et de la taille des particules. En haut : atmosphère libre (1.5-3.5 km). En bas : zone d'inversion de température (<1 km).	67
Figure 5.8	Comparaison vapeur d'eau précipitable : radiomètre/photomètre.	68
Figure 5.9	Observations d'ozone - photométrie stellaire, radiosondes, satellite.	69
Figure 5.10	Obtention rapport lidar par synergie avec le photomètre stellaire : a) coefficient de rétrodiffusion lidar; b) masque des nuages; c) comparaison épaisseur optique lidar et photomètre; d) rapport lidar des nuages; e) rapport lidar des aérosols.	71
Figure 5.11	Indice réel de réfraction des aérosols - régression basée sur la formule semi-empirique proposée par Daou (2014). Les données sont échantillonnées à 10 min, séparément pour la méthode OSM (a) et TSM (b) de photométrie stellaire.	73
Figure A.1	Les traces A-Train d'un cycle sur une carte en projection polaire. Les couleurs mettent en évidence la distance minimale entre chaque trace et Eureka.....	88
Figure A.2	Gauche : calcul de la distance optimale pour maximiser le nombre de survols. Droite : variation de la distance minimale durant la journée, montrant la fenêtre temporelle optimale.	88
Figure B.1	Gauche: étalonnage PWV – atténuation 225 GHz. Droite: profils de vapeur d'eau typiques et atypiques.	93
Figure B.2	Gauche: Atténuation à 225 GHz mesurée par le radiomètre et celle calculée des mesures des radiosondes. Droite : étalonnage du radiomètre avec les mesures des radiosondes.	94
Figure B.3	Vapeur d'eau précipitable obtenue avec le radiomètre à 225 GHz.	95
Figure C.1	Gauche: comparaison spectres stellaires extra-terrestres de l'étoile Véga - catalogue, théorique et mesuré. Droite : comparaison efficacité de détection quantique (fournie par le fabricant) avec la théorique et mesurée.	98
Figure C.2	Vecteurs d'étalonnage du photomètre stellaire : théorique (verte) et mesuré (noir).	99
Figure C.3	Étalonnage PWV du photomètre stellaire avec le radiomètre.	101

LISTE DES SYMBOLES

r	le rayon des particules supposées sphériques [m]
$\langle v \rangle$	volume moyen d'une particule dans l'unité de volume d'air [m ³]
$\langle a \rangle$	surface projetée moyenne d'une particule dans le volume d'air [m ²]
D_{eff}	diamètre effectif [m]
D'_{eff}	diamètre effectif prime [m]
m	indice complexe de réfraction
β_{radar}	coefficient de rétrodiffusion radar [m ⁻¹ sr ⁻¹]
β_{lidar}	coefficient de rétrodiffusion lidar [m ⁻¹ sr ⁻¹]
Z	réflectivité radar [mm ⁶ /m ³]
dBZ	$10 \cdot \log_{10} Z$
Q_{diff}	efficacité de diffusion
C_{diff}	coefficient de diffusion volumique (section efficace - diffusion) [m ²]
α_{diff}	coefficient de diffusion volumique total (toutes les particules) [m ⁻¹]
α_{lidar}	coefficient de diffusion volumique du lidar [m ⁻¹]
N	densité numérique de particules (nombre par l'unité de volume d'air)
$N_{\text{eff}}(k)$	densité numérique issue de : $\langle r^k \rangle \cdot N = (D_{\text{eff}}/2)^k \cdot N_{\text{eff}}(k)$
$N'_{\text{eff}}(k)$	densité numérique issue de : $\langle r^k \rangle \cdot N = (D'_{\text{eff}}/2)^k \cdot N'_{\text{eff}}(k)$
λ_{rad}	longueur d'onde du radar [mm]
λ_{lid}	longueur d'onde du lidar [μm]
x	paramètre de taille (= $2\pi r / \lambda_{\text{rad}}$)
K	= $(m^2 - 1) / (m^2 + 2)$
S	rapport lidar des particules [sr]

S_R	rapport lidar des molécules d'air (Rayleigh) ($= 8\pi/3$) [sr]
IWC	contenu d'eau glacée (<i>Ice Water Content</i>) [kg/m^3]
ρ_g	densité de la glace [kg/m^3]
ρ_e	densité de l'eau liquide [kg/m^3]
f_r	facteur de remplissage des cristaux de glace
$\langle m \rangle$	masse moyenne d'une particule par unité de volume d'air [kg]
IWP	colonne d'eau glacée (<i>Ice Water Path</i>) [kg/m^2]
R	taux de précipitation [m/s]
ω	vitesse verticale des particules [m/s]
p	pression atmosphérique [Pa]
T	température [K]
T_D	point de rosée [K]
e	pression de la vapeur d'eau [Pa]
e_s	pression de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide [Pa]
e_{si}	pression de saturation de vapeur d'eau par rapport à la glace [Pa]
RH	humidité relative par rapport à l'eau liquide [%]
RH_i	humidité relative par rapport à la glace [%]
ρ	densité du gaz [kg/m^3]
M	masse molaire du gaz
R	constante universelle du gaz parfait (8314.5 [J/Kmol/K])
X	rapport de mélange de la vapeur d'eau [kg/kg]
m_v	masse de vapeur d'eau dans l'unité de volume d'air [kg/m^3]
m_d	masse d'air sec dans l'unité de volume d'air [kg/m^3]
ρ_v	densité de la vapeur d'eau [kg/m^3]
ρ_d	densité de l'air sec [kg/m^3]
R_v	constante spécifique de gaz de la vapeur d'eau (461.5 [J/kg/K])
R_d	constante spécifique de gaz de l'air sec (287.0 [J/kg/K])
q	humidité spécifique [kg/kg]

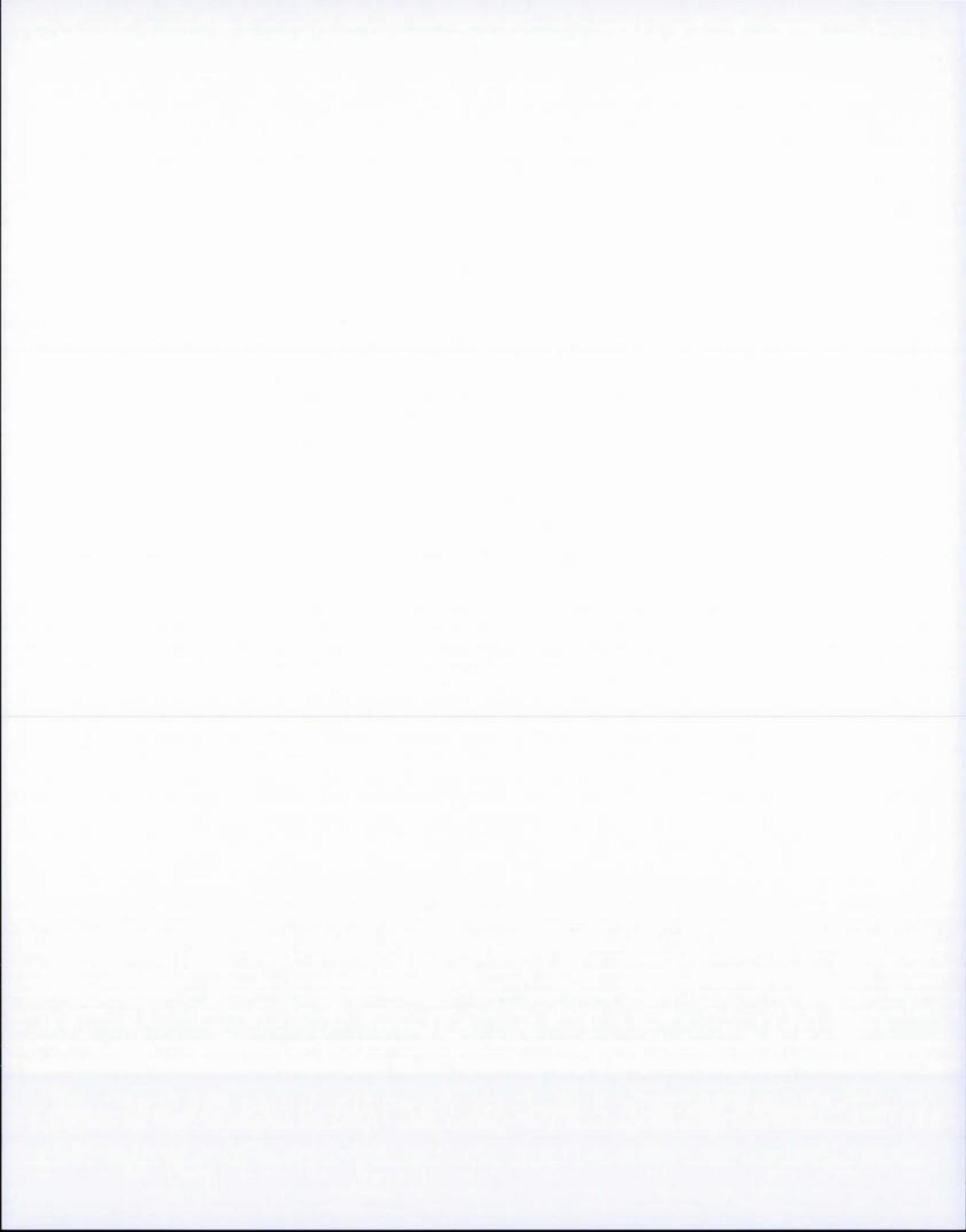
T_v	température virtuelle [K]
θ_{vp}	température virtuelle potentielle [K]
PWV	quantité de vapeur d'eau précipitable (<i>Precipitable Water Vapor</i>) [m]
g_0	accélération gravitationnelle au niveau de la mer (9.80665 [m/s ²])
p_0	pression atmosphérique au niveau de la surface [Pa]
FC	fraction de vapeur d'eau condensée/cristallisée [%]
E	radiance d'une étoile mesurée au sol
E_0	radiance d'une étoile mesurée hors de l'atmosphère
m	masse d'air
τ	épaisseur optique
θ	angle zénithal de l'étoile
M^*	magnitude astronomique apparente atténuée par l'atmosphère
M_0^*	magnitude astronomique apparente non-atténuée (hors atmosphère)
SC	mesure du photomètre stellaire sur l'étoile [comptes numériques]
HC	mesure du photomètre stellaire sur le fond du ciel [comptes]
CN	mesure photométrique (= $SC - HC$)
C	facteur de calibration du photomètre stellaire
τ_m	épaisseur optique des molécules d'air
τ_p	épaisseur optique des particules (aérosols et nuages)
τ_{wv}	épaisseur optique due à l'absorption par la vapeur d'eau
τ_{oz}	épaisseur optique due à l'absorption par l'ozone
τ_{no_x}	épaisseur optique due à l'absorption par les NO _x (surtout NO ₂)
λ	longueur d'onde [m]
Oz	colonne d'ozone [DU, <i>Dobson Unit</i>]
α	exposant d'Angström
β	coefficient de turbidité d'Angström (= $[\tau_p]_{\lambda=1\mu m}$)
τ_c	épaisseur optique des particules du mode gros (surtout nuages)

α_c	exposant d'Angström des particules du mode gros (surtout nuages)
τ_f	épaisseur optique des particules du mode fin (aérosols)
α_f	exposant d'Angström des particules du mode fin (aérosols)
α'_f	dérivée de α_f
R_α	$= (\alpha'_f - 0.2)/(\alpha_f - 0.5)$
k_t	$= (2 \cdot 2\pi \cdot m - 1)/\lambda$
Ψ	$= \tan^{-1} R_\alpha$
$r_{\text{eff},f}$	rayon effectif des particules du mode fin
A_f	abondance des particules fines dans la colonne
$\langle C_{\text{ext}} \rangle$	moyenne de la section efficace d'extinction
ρ	$= k_t r$ (paramètre de Van de Hulst)
$\rho_{\text{eff},f}$	$= k_t r_{\text{eff},f}$
$A_{\text{eff},f}$	abondance issue de $\langle r^4 \rangle A_f = r_{\text{eff},f}^4 \cdot A_{\text{eff},f}$
σ_{CN}	erreur absolue sur CN
σ_τ	erreur absolue sur l'épaisseur optique (τ)
σ_{α_f}	erreur absolue sur α_f
$\sigma_{\alpha'_f}$	erreur absolue sur α'_f
σ_Ψ	erreur absolue sur Ψ
$\sigma_{r_{\text{eff},f}}$	erreur absolue sur $r_{\text{eff},f}$
σ_{τ_f}	erreur absolue sur τ_f
$\sigma_{A_{\text{eff},f}}$	erreur absolue sur $A_{\text{eff},f}$
S_f	rapport lidar des aérosols (mode fin)

RÉSUMÉ

Ce travail a été élaboré durant la mise en œuvre d'un photomètre stellaire capable de supporter l'hiver polaire à la station météorologique Eureka. Il s'agit d'un nouvel instrument, dans un nouvel environnement, et le but est de démontrer son utilité dans le cadre d'une application à l'étude des nuages optiquement minces. Dans ce sens, on veut intégrer les observations d'épaisseurs optiques fournies par le photomètre stellaire dans une analyse multi-paramètres avec toute la panoplie d'instruments disponibles à Eureka (80°N, 86°W, île Ellesmere, Canada). Nous avons suivi une scène nuageuse pendant 6 jours (4-9 mars 2011), engendrée par deux systèmes dépressionnaires consécutifs. Elle est formée des nuages de types TIC-2A (*Thin Ice Clouds* de type 2, définis comme détectables à la fois par le lidar sur le satellite Calipso et le radar sur CloudSat), ayant au-dessus une couche mince de nuages TIC-1 (détectés par Calipso, seulement). Malgré cette dynamique, l'atmosphère reste en stabilité statique, avec advection horizontale de vapeur d'eau et sans soulèvement évident. Grâce aux observations de photométrie stellaire, nous avons suggéré que, dans ce cas, la nucléation serait probablement amorcée par advection verticale d'aérosols, entraînés vers le bas par le vortex polaire, à partir de la basse stratosphère. Les autres instruments précisent qu'elle aurait effectivement lieu au sommet des nuages, près de la tropopause, à des températures moindres que -60°C, à sursaturation par rapport à la glace. Cette hypothèse est renforcée par la mise en évidence que la quantité d'eau cristallisée reste quasi constante entre le sommet des nuages et la surface. L'air ambiant à cet endroit était quasi dépourvu de vapeur d'eau. Il s'agit donc des conditions typiques pour la nucléation des aérosols d'acide sulfurique, tel que décrit par l'effet « rétroaction déshydratation - effet de serre » (RDES) (Blanchet et Girard, 1994). Les types de cristaux engendrés sont, probablement, rosettes de balles (première dépression) et agrégats de plaquettes (deuxième dépression). Le photomètre stellaire a précisé l'évolution des aérosols à l'intérieur des nuages, ce qui ouvre une nouvelle voie pour améliorer la modélisation atmosphérique.

Mots clés : nuages minces, photométrie stellaire, coefficient d'Ångström, synergie, lidar, précipitation, RDES.



INTRODUCTION

Le photomètre stellaire installé à la station Eureka (80°N, 86°W, île Ellesmere, Canada) est un nouveau type d'instrument passif, toujours en développement, qui a dû être adapté pour relever les défis de l'hiver polaire. Il mesure l'épaisseur optique dans le domaine spectral 400-1050 nm en utilisant l'atténuation de la lumière des étoiles. Nous avons fait 8 campagnes de mesures hivernales à Eureka, les données acquises équivalant à des observations continues pendant trois mois. En tant que démonstration de ses performances, nous proposons d'intégrer les observations du photomètre stellaire avec la plupart des instruments disponibles à la station météorologique Eureka (80°N, 86°W). On évalue une telle synergie dans l'étude d'une scène nuageuse nocturne semi-transparente, en essayant de trouver des explications quant à son mécanisme de formation. On fait entre autres l'hypothèse que les mesures de photométrie stellaire, à l'intérieur même des nuages, sont robustes, ce qui serait une première.

Dans cette étude, on se servira d'une large panoplie d'observations directes faites au sol, dans l'air, ou bien par télédétection à partir du sol ou des satellites, ainsi que des réanalyses sur la circulation atmosphérique. Pour mieux saisir les variations de courte durée, tout en avoir aussi une perspective sur les conditions météorologiques synoptiques, on se limitera à quelques jours. En choisissant la période 3-9 mars 2011, elle sera aussi suffisamment étalée pour saisir l'évolution temporelle détectée avec des observations plus rares, comme les radiosondes. Le processus de formation de ce genre de nuages n'est pas bien défini et il manque généralement de support observationnel adéquat durant la nuit polaire pour tester les modèles théoriques. Notre but est de dévoiler les synergies instrumentales qui donneraient un meilleur

support aux modèles de prévision météorologique et climatologique et, dans ce cadre, de démontrer l'utilité du photomètre stellaire. Parmi les voies à explorer on va accorder une attention particulière à la « synergie lidar – radar », « lidar - photomètre stellaire », ainsi que « radiosondes - mesures au sol ». En vue d'interprétation, on va comparer les observations avec les ingrédients requis par la « rétroaction déshydratation effet de serre » (RDES) (Blanchet et Girard, 1994).

A priori, on s'attend à ce que la formation de ces nuages soit démarrée par leur sommet, tel que suggéré par Jouan *et al.* (2012). On veut effectivement confirmer cette hypothèse, mais cette fois on veut aller un peu plus loin, en essayant de trouver aussi une interprétation physique sur les raisons d'être d'un tel processus. De plus, on voudrait si possible quantifier les paramètres impliqués, de sorte qu'on puisse ensuite les intégrer dans un modèle de simulation atmosphérique, qui suivrait au travail de ce mémoire. Dans ce contexte, obtenir des paramètres fiables, avec le photomètre stellaire, sur l'évolution des aérosols, comme leur taille et nombre, serait probablement indispensable.

Le calcul des paramètres physiques à partir des observations, la propagation des erreurs et le développement des différents algorithmes synergétiques, décriront la méthodologie reliée à cette étude dans les chapitres II et III. Les résultats de ce travail seront ensuite présentés dans le chapitre IV. Le chapitre V les mettra alors en contexte, estimera leur pertinence pour l'effet RDES et tirera des conclusions éventuelles concernant les caractéristiques des nuages. Les perspectives de ce travail seront présentées dans les conclusions. Les annexes présentent une analyse sur la qualité de notre site d'observation (Eureka), ainsi que les détails de la calibration instrumentale.

CHAPITRE I

PROBLÉMATIQUE

1.1 Mise en contexte

Les aérosols ont un effet direct de -0.1 à -0.9 W/m^2 sur le bilan radiatif de la Terre, mais aussi une influence indirecte de -0.3 à -1.8 W/m^2 , par le biais des nuages engendrés (IPCC, 2013). L'effet indirect est causé par les aérosols qui servent de noyaux de condensation ou cristallisation pour la vapeur d'eau. Le bilan total de l'effet direct, et surtout de celui indirect, est complexe et difficile à quantifier, dépendant du type d'aérosols, des caractéristiques des particules des nuages (forme, densité, taille) et de celles de l'environnement (altitude, température, humidité, etc.). Les nuages de glace sont particulièrement difficiles à modéliser, en partie à cause des mécanismes de formation méconnus et de la forme toujours incertaine des cristaux (Kärcher et Burkhardt, 2008). L'incertitude sur la contribution directe et indirecte des aérosols conduit à une erreur totale d'environ 50% sur le bilan énergétique total de l'atmosphère (IPCC, 2013), ce qui est un handicap majeur pour estimer correctement la circulation atmosphérique et, conséquemment, les prévisions météorologiques et climatiques. Cette problématique est amplifiée en Arctique, spécialement durant la nuit polaire, quand il y a une incursion importante d'aérosols dans cette zone extrêmement sensible à la pollution (Grenier, 2007). Comme le froid des zones polaires et la chaleur de l'équateur sont les moteurs de la circulation atmosphérique planétaire, tout changement dans la balance énergétique (radiative) des pôles se fera sentir globalement.

La formation de ces nuages durant la nuit polaire est intimement liée à la dynamique des aérosols, en tant que noyaux de cristallisation, qu'on peut classifier comme aérosols stratosphériques et troposphériques. Le cycle de vie des aérosols stratosphériques est présenté dans la figure 1.1 (Thomason et Peter, 2006 et Hamill *et al.* 1997), mettant en évidence l'injection des aérosols dans la stratosphère, près des tropiques. Durant ce cycle on assiste, surtout aux tropiques et aux pôles, à une interaction entre la haute troposphère et la basse stratosphère, phénomène connu sous l'acronyme UTLS (Upper Troposphere Lower Stratosphere) (Fadnavis *et al.*, 2013). Le mécanisme décrit couvre principalement les aérosols de fond de l'atmosphère, ayant des concentrations quasi permanentes. En plus de ces aérosols, on peut aussi avoir des épisodes d'injections importantes dans la stratosphère, dues principalement aux volcans (O'Neill *et al.*, 2012).

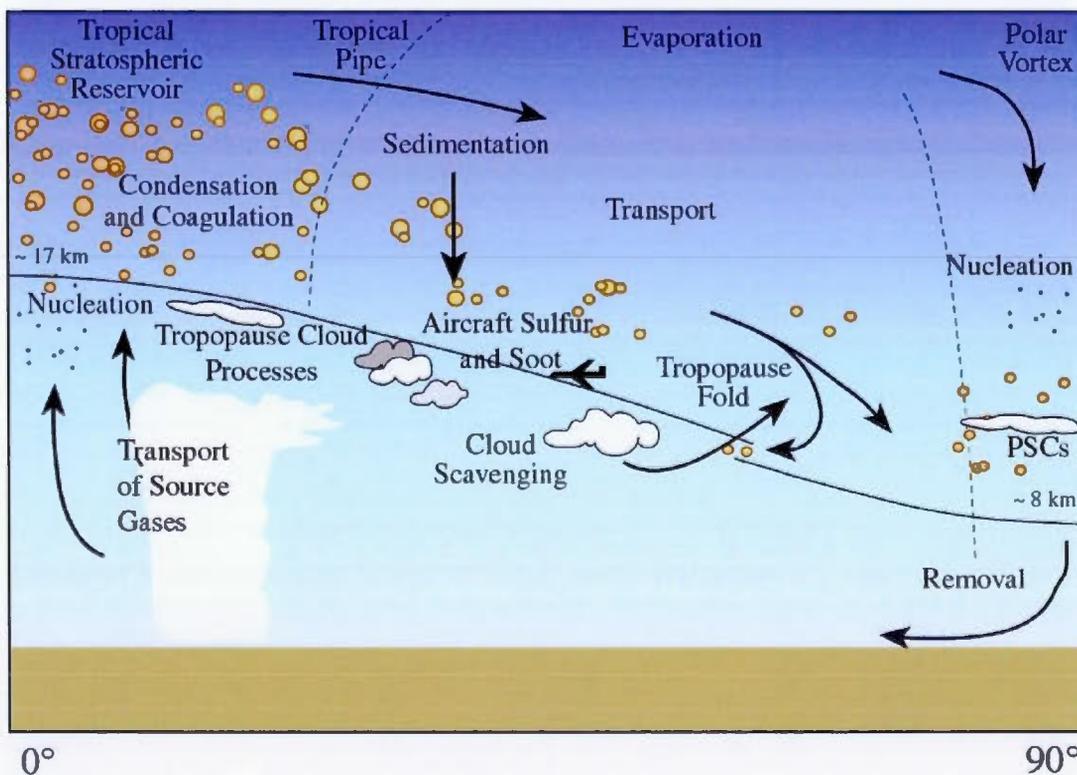


Figure 1.1 Cycle de vie des aérosols stratosphériques, adapté par Thomason et Peter (2006), à partir de Hamill *et al.* (1997).

Bien que le mécanisme décrit dans la figure 1.1 couvre principalement les aérosols de fond d'acide sulfurique, dans la stratosphère polaire on trouve aussi des aérosols d'autres types, comme ceux d'acide nitrique, ayant des concentrations moindres (McCormick *et al.*, 1979). Ils suivent néanmoins ce même cycle décrit dans la figure 1.1 (Hegglin et Shepherd, 2007).

Le mécanisme de formation probable est le soulèvement de la vapeur d'eau, de sulfates, de NO_x etc. (Fadnavis *et al.*, 2013), dû à l'activité convective profonde dans la zone de convergence intertropicale (Hamill *et al.*, 1997). La condensation des gaz dans cette région, suivie de coagulation, forme le réservoir tropical stratosphérique d'aérosols. Une partie de ces gaz et aérosols est ensuite transportée vers les pôles par une circulation atmosphérique appelée Brewer-Dobson (Thomason et Peter, 2006). Durant ce temps, dans la stratosphère, le sulfate, par exemple, en présence de la vapeur d'eau peut se transformer en acide sulfurique (Hamill *et al.*, 1997). Leur condensation dans la région polaire fera alors la nucléation des aérosols liquides acides. Ils sont poussés vers le bas par le vortex polaire et génèrent ainsi la couche d'aérosols de fond, connue en tant que couche de Junge (Hamill *et al.*, 1997), à 15-25 km altitude. Le transport ne se fait pas seulement à grande altitude, mais il a aussi une augmentation de la concentration des aérosols tout au long de la tropopause (Hamill *et al.*, 1997) qui, aux latitudes polaires, descend à environ 8 km.

Les volcans injectent aussi une grande quantité d'aérosols acides (principalement sulfuriques) dans la stratosphère (Thomason et Peter, 2006), qui ont un temps de vie long, allant jusqu'à plusieurs années. Par rapport aux aérosols de fond, cette contribution amplifie la couche de Junge, engendrant souvent les nuages stratosphériques polaires (PSC), ainsi que la couche de la tropopause. La figure 1.2 donne un exemple de profil vertical d'épaisseur optique des aérosols (extinction), discriminée pour chaque couche atmosphérique. On remarque notamment les deux

couches d'aérosols mentionnées : Junge et tropopause. Dans la figure 1.3 on schématise, entre autres, le transport de cette contribution volcanique.

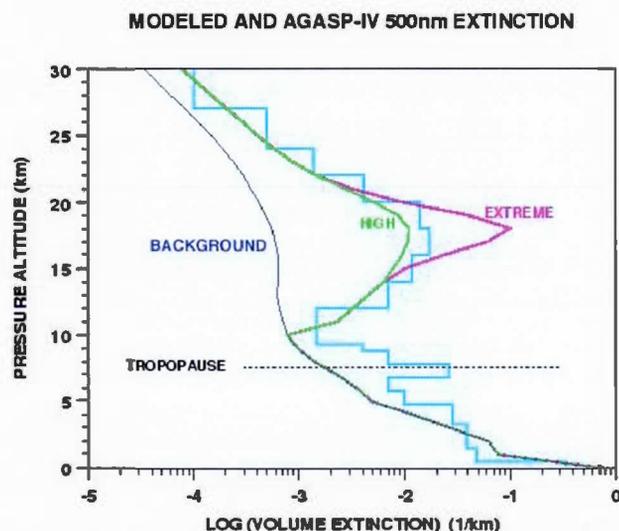


Figure 1.2 Profil vertical d'extinction des aérosols durant la campagne aéroportée AGASP-IV (10 avril 1992, à l'Est de Barrow, Alaska) : aérosols de fond (bleu foncé) et ceux des contributions volcaniques (cyan) (NOAA, 2005).

Le cycle de vie détaillé dans la figure 1.1 met en évidence un des mécanismes d'apparition des aérosols troposphériques en Arctique. Effectivement, une partie de ceux stratosphériques est entraînée par le vortex polaire dans la troposphère (Hamill *et al.*, 1997). D'autres aérosols troposphériques proviennent des latitudes plus basses, transportés par la circulation des systèmes dépressionnaires (figure 1.3, a), tout en suivant les lignes de température potentielle constante qui montent à l'intérieur du vortex polaire (c'est ce qu'on appelle le dôme polaire) (Stone *et al.*, 2014) (figure 1.3, b). On peut remarquer ainsi qu'à Eureka (qui se trouve près de la station Alert (A) dans cette figure) on s'attend à observer, du moins l'hiver et le printemps, plus d'aérosols troposphériques provenant des sites industriels fortement pollués (surtout par SO_2) de la Russie, comme Norilsk (Bauduin *et al.*, 2014), de la Chine ou Alaska, et moins du sud du Canada. L'été, on peut avoir des épisodes d'aérosols carboniques, de feux de forêt, provenant de l'Ouest canadien (Breider *et al.*, 2014).

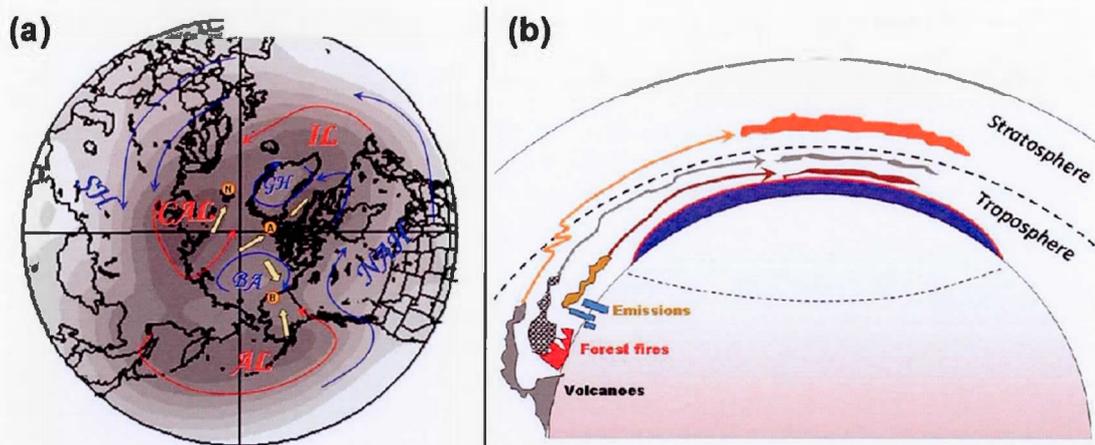


Figure 1.3 Hauteur géopotentielle à 850 hPa (a) moyennée pour les mois mars-mai entre 2001 et 2011. On y remarque la circulation atmosphérique typique dans la tropopause (gérant le transport des aérosols surtout à l'horizontale), ainsi que les positions des stations de recherche atmosphérique : Ny-Ålesund (N), Alert (A) et Barrow (B). Les systèmes dépressionnaires typiques sont nommés comme : Siberian High (SH), Aleutian Low (AL), Beaufort Anticyclone (BA), North American High (NAH), Icelandic Low (IL), Central Arctic Low (CAL), et Greenland High (GH). Les principales sources d'aérosols, leur localisation en hauteur et le transport vertical suivant le dôme polaire, sont aussi schématisés (b) (Stone *et al.*, 2014).

On s'attend alors à avoir principalement deux mécanismes pour la nucléation de nuages polaires : sur les aérosols qui descendent de la stratosphère (surtout sur la couche d'aérosols de la tropopause), comme on peut voir par exemple en O'Neill *et al.* (2012), ou bien sur les aérosols troposphériques advectés par les systèmes dépressionnaires. Des mesures aéroportées ont effectivement mis en évidence le premier processus, faisant la nucléation au sommet des nuages (Jouan *et al.*, 2012). Le deuxième processus concerne probablement des nuages plus bas, comme ceux analysés par Curry *et al.* (2000). Dans le but de préciser ces processus de nucléation, Blanchet et Girard (1994) ont identifié qu'une caractéristique fréquente de la nuit arctique est la formation des nuages de glace semi-transparents (les « TICs » ou Thin

Ice Clouds), formation influencée par la présence d'aérosols ayant souvent un contenu d'acide sulfurique (ou bien recouverts d'une couche d'acide sulfurique). Ces nuages, Grenier *et al.* (2009) les ont discriminés en tant que TIC-1 (cristaux de rayon $< 20 \mu\text{m}$, détectés par le lidar satellitaire Calipso, mais pas par le radar CloudSat) et TIC-2 (cristaux de rayon $> 20 \mu\text{m}$, détectés par les deux instruments). Ils ont peaufiné la nomenclature des TIC-2 par les TIC-2A (ayant une couche de TIC-1 au sommet de TIC-2), TIC-2B (sans présence de TIC-1) et TIC-2C (ayant des particules en phase mixte, liquide et solide). On suggère une rapide croissance de cristaux entraînant une déplétion de la vapeur d'eau dans le cas des nuages TIC-2B, supposément accentués par nucléation acide, entraînant un refroidissement important en altitude provoqué par l'effet RDES, conséquence de l'effet « inhibition du gel induit par les sulfates », IGIS (Blanchet et Girard, 1995). Ce modèle théorique vérifié par simulations numériques manque cependant, pour l'instant, de support adéquat sur le terrain, car les instruments de télédétection utilisés pour caractériser les nuages durant la nuit polaire sont rares et limités en termes de leur potentiel pour l'extraction de paramètres multiples. Un tel support serait nécessaire, par exemple, dans le but de peaufiner les échelles spatiales et temporelles impliquées dans le processus de nucléation, en vue de l'implémenter dans un modèle climatique.

1.2 But

Le travail de ce mémoire s'intègre de manière générale dans les efforts observationnels pour approfondir la compréhension du processus de formation des nuages optiquement minces en Arctique. Plus particulièrement, il essaye de mettre en évidence le potentiel du photomètre stellaire pour supporter une telle analyse.

1.3 Hypothèse

On suppose que si on analyse une scène nuageuse avec l'ensemble d'instruments disponibles, cela montrerait la capacité et les limitations des instruments actuels, de telle sorte qu'on puisse démontrer l'utilité du photomètre stellaire en support aux

autres observations. Particulièrement, on suppose que la nucléation des nuages se fait par leur sommet et que le photomètre stellaire peut mettre en évidence l'évolution des aérosols durant ce processus (taille, concentration), à l'intérieur même des nuages.

1.4 Objectifs

L'objectif général est d'améliorer la compréhension de l'interaction aérosols-nuages, sur cette scène particulière. À partir des observations (y compris nocturnes), on veut obtenir des paramètres intrinsèques sur les aérosols, sur les cristaux de nuages polaires optiquement minces (TICs) et sur l'état thermodynamique de l'atmosphère, de manière à pouvoir rendre une interprétation sur la formation et l'évolution de ces nuages. Dans ce sens, on veut mettre en évidence le type et la dynamique des aérosols impliqués, le type des cristaux engendrés, la dynamique de leur formation, ainsi que l'état thermodynamique atmosphérique associé.

1.5 Approche méthodologique

On cherche à dévoiler la dynamique du processus de formation de TICs, mettant en évidence leur évolution temporelle et spatiale, mais aussi celle des aérosols servants de centres de cristallisation. Dans ce but, on propose d'utiliser à la fois une approche temporelle, par des mesures ponctuelles à partir du sol, ainsi que spatiale, par des mesures satellitaires et de réanalyses NCEP/NCAR. Sur chacun des trois volets (aérosols, nuages, état thermodynamique) on veut développer des méthodes synergétiques pour optimiser les résultats. L'état thermodynamique de l'atmosphère sera surtout basé sur les mesures de radiosondes, mais on essaiera d'améliorer la résolution temporelle en fonction des mesures du "Fluxtower". Pour trouver les paramètres des cristaux de nuages, on développera des algorithmes synergétiques entre le lidar et le radar. Une autre synergie, entre le lidar et le photomètre stellaire, révélera plus d'information sur les aérosols et les cristaux. Les chapitres II et III font une description complète de l'approche méthodologique. Pour s'assurer de rester réaliste, on validera les résultats des différents instruments, là où cela sera possible.

Ensuite, on mettra les résultats en perspective en les comparants à la dynamique atmosphérique, au transport UTLS et à l'effet RDES.

1.6 Site d'observations

Il s'agit du complexe de laboratoires de la station météorologique Eureka, dans la Haute Arctique (80°N, 86°W, île Ellesmere, Canada), à environ 1000 km du pôle Nord. Ce site est géré par l'Environnement Canada, en collaboration avec CANDAC (*Canadian Network for the Detection of Atmospheric Change*) qui gère les laboratoires PEARL (*Polar Environment Atmospheric Research Laboratory*) (figure 1.4) : RidgeLab étant le laboratoire principal, à 610 m altitude et 15 km de la station météo Eureka, OPAL (*Zero Altitude PEARL Auxiliary Laboratory*) à 10 m altitude, près de la station météo et SAFIRE (*Surface and Atmospheric Flux, Irradiance and Radiation Extension*) près de l'aéroport d'Eureka, à 80 m altitude et 4-5 km d'Eureka. Il y existe déjà une multitude d'instruments de mesure au sol et de télédétection (Ivănescu *et al.*, 2014). De plus Eureka, étant près de la latitude maximale des orbites satellitaires polaires, est aussi un site de prédilection pour l'acquisition d'une densité (spatiale et temporelle) de données qui est unique au monde (voir l'annexe A).

1.7 Instruments utilisés

Concernant les mesures à partir du sol on va s'en servir de profileurs comme :

- Radiosondes (Suortti *et al.*, 2008), lancées près de la station météo Eureka, à 10 m altitude, à chaque 12 h UTC. Les radiosondes d'ozone sont en extra, lancées à des moments intermédiaires.
- lidar (*CANDAC Raman Lidar - CRL*) (Nott *et al.*, 2011), faisant des observations de rétrodiffusion à 532 et 355 nm, à OPAL. Dans les deux canaux, on a une limite de détection d'environ $1\text{E-}7.5 \text{ m}^{-1}\text{sr}^{-1}$.
- radar Doppler (*Millimeter Cloud Radar - MMCR*) (Moran *et al.*, 1998), 35 GHz, longueur d'onde de 8.6 mm, faisant des observations à OPAL. La limite de détection est à environ -57 dBz.



Figure 1.4 Carte Google Earth mettant en évidence l'emplacement des installations de CANDAC et de la station météo Eureka.

Pour les mesures au sol on y retrouve aussi :

- radiomètre micro-ondes (225 GHz) pour les mesures de vapeur d'eau, à RidgeLab, opéré par ASIAA (*Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, Taipei, Taiwan*) (Asada *et al.*, 2012)
- radiomètre micro-ondes ARM (21-23 GHz) pour les mesures de vapeur d'eau, à OPAL, opéré par NOAA (Liljegren, 1999)(Turner *et al.*, 2007).
- systèmes Parsivel (disdromètre optique) (Battaglia *et al.*, 2010), POSS (*Precipitation Occurrence Sensor System*) (Sheppard et Joe, 2008) et Vaisala PWD22 (incluant le détecteur RAINCAP® PWR211) dédiés aux mesures de précipitation, installés près d'OPAL et gérés par Environnement Canada. Ici on utilisera les mesures de précipitation de Parsivel et de Vaisala, ainsi que celle de température au sol de POSS.

- “Fluxtower” (Matsui *et al.*, 2012) pour les observations radiatives et d’autres paramètres météo de base (température, humidité, pression etc.), à grande résolution temporelle. Il est installé à SAFIRE.
- Photomètre stellaire (Herber *et al.*, 2002) est un instrument dans lequel nous avons déjà investi beaucoup d’efforts dans les campagnes de mesures. Cet instrument, qui permet des estimations spectrales d’épaisseur optique durant la nuit polaire est installé près de OPAL (plus de détails au chapitre III).
- Station météo d’Eureka, fournissant les mesures de pression, à résolution de 1 h, qui seront interpolées aux données du photomètre stellaire, pour estimer et soustraire la composante moléculaire de l’épaisseur optique (afin de calculer l’épaisseur optique des particules, dont les aérosols et les cristaux de glace).

Pour les observations satellitaires, on s’en sert de :

- CALIPSO (Liu *et al.*, 2009), plateforme satellitaire du lidar Caliop, effectuant des observations de rétrodiffusion à 532 et 1064 nm (limite de détection d’environ $1\text{E-}6 \text{ m}^{-1}\text{sr}^{-1}$), ainsi que des mesures de dépolarisation. Il est membre de la suite des satellites A-Train.
- CloudSat (Stephens *et al.*, 2002), radar à 94 GHz (longueur d’onde de 3.2 mm), limite de détection -26 dBz. Il est aussi membre de l’A-Train.

À part ces mesures directes, on va se servir aussi des réanalyses NCEP/NCAR (Saha *et al.*, 2010) et GEOS-5.20 (Molod *et al.*, 2012) pour comprendre le contexte des conditions météorologiques synoptiques, ainsi que l’évolution du vortex polaire.

1.8 Scène nuageuse et contexte synoptique

La scène nuageuse choisie est étalée sur la période 4-9 mars 2011 (figure 1.5). Cette période est bien couverte par la plupart des instruments disponibles à Eureka, et elle est le produit de deux systèmes de dépressions consécutives (un au sud et un au nord d’Eureka). Elle se trouve encore dans la période hivernale, calme.

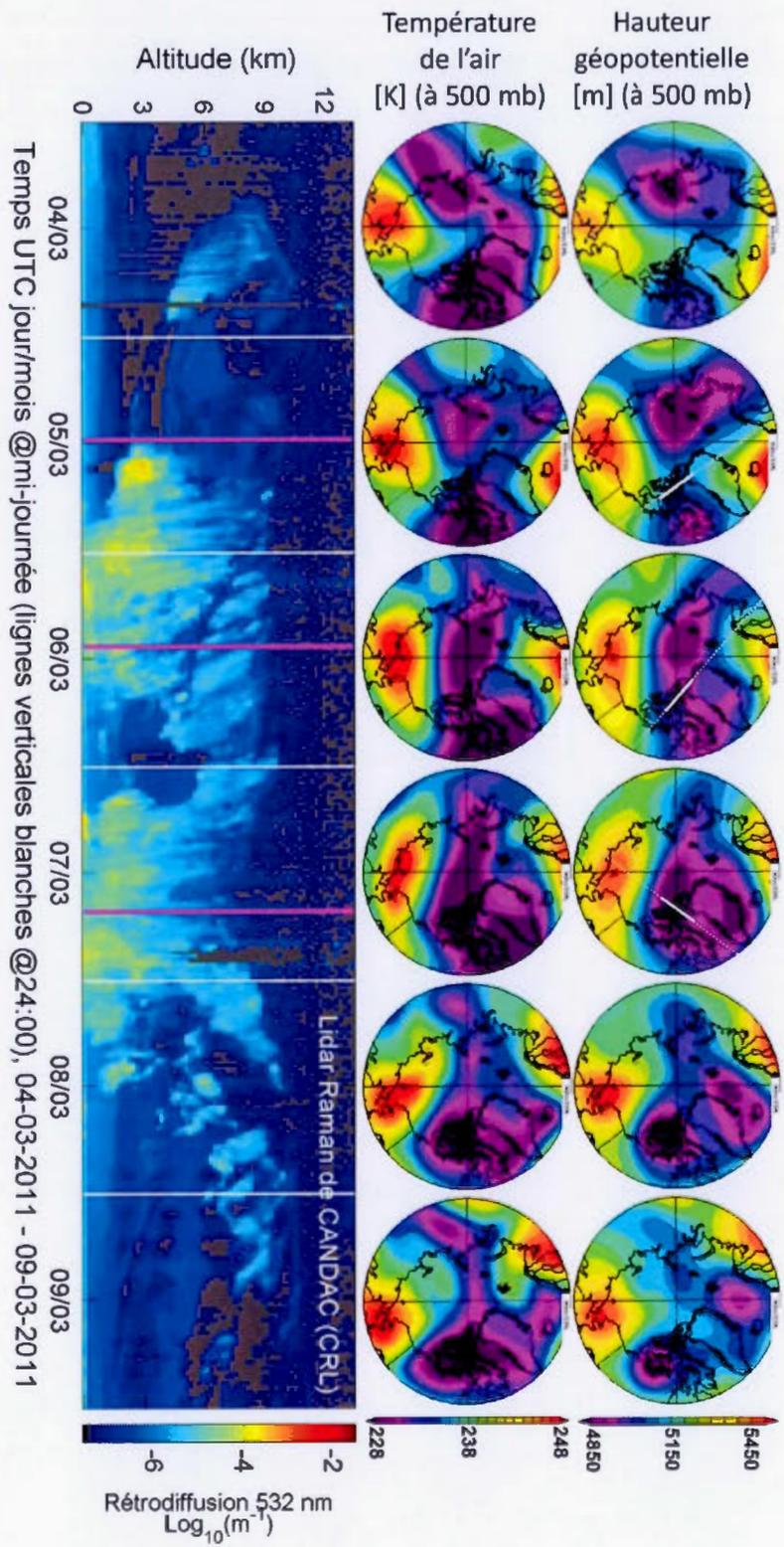


Figure 1.5 Bas : rétrodiffusion lidar de la scène nuageuse et le temps de passage des satellites CloudSat et CALIPSO (lignes verticales violettes). Haut : contexte synoptique (reanalyses NCEP/NCAR) – hauteur géopotentielle et température à 500 hPa. Les contours des continents y sont superposés pour pouvoir identifier Eureka.

Elle sera néanmoins suivie le 16 mars par un puissant blizzard, indiquant le changement de saisons. Étant étalée sur six jours, elle offre l'opportunité de bien analyser la formation de nuages, mais aussi de vérifier s'il y a des différences entre les deux systèmes de dépression. On remarque dans les reanalyses NCEP/NCAR de la figure 1.5 (première rangée de cartes, hauteur géopotentielle à 500 hPa) que la dépression du sud quitte Eureka, tandis que s'y installe celle du nord. La deuxième rangée de cette figure met en évidence la température de l'air ambiant à 500 mb, ayant une évolution spatiale et temporelle similaire à la hauteur géopotentielle. Ceci est probablement dû au fait que les nuages enlèvent une partie de la vapeur d'eau et il y a plus de perte radiative. La carte de rétrodiffusion lidar de la figure 1.5 représente des profils du coefficient de rétrodiffusion du CRL à 532 nm (voir Nott *et al.* (2011), par exemple, pour des détails sur ces mesures et leur traitement). Les lignes verticales violettes coïncident avec les trois survols par les satellites A-Train (Calipso et CloudSat), choisis dans cette étude grâce à leur distance tangentielle minimale par rapport à Eureka. Pour une visualisation type, à la figure 1.6 on montre une photo prise à Eureka le 5 mars, soit au début de la scène nuageuse de la période indiquée sur la figure 1.5.



Figure 1.6 Scène nuageuse approchant d'Eureka le 5/03/2011 (photo crédit : ACE Arctic Validation Campaign 2011).

CHAPITRE II

TRAITEMENT DES DONNÉES D'OBSERVATIONS

2.1 Paramètres dérivés des mesures lidar et radar

Pour quantifier la taille des particules dans le cas d'une distribution de tailles, on utilise souvent le diamètre effectif

$$D_{\text{eff}} = \frac{3 \langle v \rangle}{2 \langle a \rangle} = 2 \frac{\langle r^3 \rangle}{\langle r^2 \rangle} \quad (2.1)$$

où $\langle v \rangle$ est le volume moyen d'une particule (c'est-à-dire le volume total des particules dans l'unité de volume d'air, divisé par le nombre de particules), $\langle a \rangle$ la surface projetée moyenne d'une particule (c'est-à-dire la surface projetée de toutes les particules dans l'unité de volume d'air, divisée par le nombre de particules) (Hansen et Travis, 1974) et r le rayon des particules supposées sphériques. Dans le cas des nuages et aérosols, on n'a pas de méthode de télédétection directe pour l'extraction du D_{eff} . On peut par contre définir une quantité similaire:

$$D'_{\text{eff}} = \left(\frac{9 \langle v^2 \rangle}{\pi \langle a \rangle} \right)^{1/4} = 2 \left(\frac{\langle r^6 \rangle}{\langle r^2 \rangle} \right)^{1/4} \quad (2.2)$$

Celle-ci est une quantité observable par une synergie « lidar – radar », car le retour radar dépend du $\langle r^6 \rangle$, tandis que la celui lidar dépend de $\langle r^2 \rangle$ (Stephens, 1994). Leur rapport sera alors directement proportionnel à $D'_{\text{eff}}{}^4$. Dans l'équation 2.2, le carré à l'intérieur de la moyenne du volume implique un poids plus grand sur les grandes tailles (via une somme de puissances), par rapport à l'équation 2.1. Ça veut dire que, même pour des particules sphériques, $D'_{\text{eff}} > D_{\text{eff}}$. Donovan et van

Lammeren (2001) ont trouvé $D'_{\text{eff}} \cong 1.2 \cdot D_{\text{eff}}$ (pour particules sphériques) et de $1.2 \cdot D_{\text{eff}}$ à $3 \cdot D_{\text{eff}}$ pour les cristaux. En moyenne, pour les nuages de glace, on peut considérer alors $D'_{\text{eff}} \cong 2 \cdot D_{\text{eff}}$.

En réalité, les retours lidar et radar ne dépendent pas seulement de la taille, mais aussi du nombre de particules (Stephens, 1994). Le rapport de ces signaux, comme on verra dans le développement mathématique suivant, permet d'éliminer le nombre et ainsi isoler la taille des particules (D'_{eff}), d'où l'intérêt de la méthode synergétique de télédétection proposée (lidar-radar). Ici on va ignorer les effets d'absorption, car avant tout, les signaux de retour sont basés sur la rétrodiffusion uniquement. De plus, à la longueur d'onde du radar λ_{radar} (8.6 mm pour le MMCR – *Millimeter Cloud Radar* d'Eureka), les cristaux de glace, majoritaires dans les nuages arctiques, ont une absorption pratiquement nulle (indice complexe de réfraction $m \cong 1.785$, la partie imaginaire étant < 0.005 , voir Stephens (1994)).

En pratique, pour pouvoir faire le rapport des signaux radar et lidar, il faut d'abord convertir la réflectivité radar Z (qui est la paramétrisation du retour radar préférée par la communauté météorologique) en coefficient de rétrodiffusion β_{radar} (en $[\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}]$), afin d'être comparable avec le coefficient de rétrodiffusion lidar β_{lidar} (en $[\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}]$). À ces fins, il faut faire d'abord une petite incursion théorique en rappelant quelques notions de base sur la diffusion (voir Stephens (1994) pour les définitions détaillées). La section efficace de diffusion, ou bien le coefficient de diffusion volumique par particule, s'exprime par

$$C_{\text{diff}} = Q_{\text{diff}} \cdot \pi r^2 \quad (2.3)$$

où Q_{diff} est appelée efficacité de diffusion. Le coefficient α_{diff} de diffusion totale volumique (sur toutes les particules de l'unité de volume d'air), en unités $[\text{m}^{-1}]$, s'exprime par

$$\alpha_{\text{diff}} = \langle C_{\text{diff}} \rangle N \quad (2.4)$$

avec les parenthèses angulaires représentant une moyenne sur l'ensemble de la distribution de tailles de particules, N étant la densité numérique de particules (nombre total de particules dans l'unité de volume d'air).

Comme les particules des nuages arctiques sont pratiquement toujours moindres que 1 mm (Fridlind *et al.*, 2011), le paramètre de taille $x = 2\pi r/\lambda_{\text{rad}} < 0.3$ (Ku et Felske, 1984) et la diffusion sera faite en régime Rayleigh, où (van de Hulst, 1981) :

$$Q_{\text{diff}} = \frac{8}{3} x^4 |K|^2 \quad (2.5)$$

avec

$$K = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \quad (2.6)$$

Dans ce régime, le rapport entre le coefficient de diffusion volumique α_{diff} (dans toutes les directions) et la partie rétrodiffusée β_{radar} est une constante $S_R = 8\pi/3$ (Bucholtz, 1995). Alors

$$\beta_{\text{radar}} = \frac{\alpha_{\text{diff}}}{S_R} = \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^4 \frac{|K|^2}{4} \langle (2r)^6 \rangle N = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 |K|^2 \langle r^6 \rangle N \quad (2.7)$$

On retrouve alors, d'une manière un peu différente, l'expression donnée par Donovan et van Lammeren (2001), dans leur équation 13, qui contenait d'ailleurs une erreur ($|K|^2$ était au dénominateur, erreur qu'on peut identifier aussi en suivant le développement entre leurs équations 11 et 13).

D'autre part, la réflectivité radar Z est définie (Stephens, 1994) comme étant :

$$Z = \langle (2r)^6 \rangle N = 2^6 \langle r^6 \rangle N \quad (2.8)$$

ce qui conduit à

$$\beta_{\text{radar}} = \frac{\pi^4}{\lambda_{\text{radar}}^4} \frac{|K|^2}{4} Z \quad (2.9)$$

On trouve ainsi le lien entre β_{radar} et Z , expression donnée aussi par Donovan et van Lammeren (2001), dans leur équation 2, mais qui manquait alors de justification. Il faut noter que le β_{radar} exprimé ainsi est en accord avec les définitions utilisées dans la communauté lidar, pour pouvoir se rapporter ensuite au retour lidar. Il est par

contre moindre d'un facteur 4π par rapport à celui généralement utilisé dans la communauté météorologique (Stephens, 1994).

Afin d'obtenir β_{radar} en unités $[\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}]$ utilisant l'équation 2.9, Z doit être exprimée en unités SI, soit en $[\text{m}^3]$, car elle est normalement exprimée en $[\text{mm}^6/\text{m}^3]$, ou encore en tant que décibels de Z, ou dBZ (qui est d'ailleurs le signal mesuré):

$$\text{dBZ} = 10 \cdot \log_{10} Z \left[\frac{\text{mm}^6}{\text{m}^3} \right] = 10 \cdot (\log_{10} Z[\text{m}^3] + 18) \quad (2.10)$$

Dans l'équation 2.9 on pourra alors remplacer Z par :

$$Z = 10^{\left(\frac{\text{dBZ}}{10} - 18\right)}$$

Pour ce qui est du lidar, il faut d'abord noter que sa longueur d'onde est généralement de l'ordre d'un micron ou moindre. Comme la taille des particules des nuages est généralement plus grande que plusieurs microns (Fridlind *et al.*, 2011), le paramètre de taille $x \gg 1$ et $Q_{\text{diff}} \cong 2$ (Stephens, 1994). Ceci signifie que le coefficient de diffusion volumique du lidar sera :

$$\alpha_{\text{lidar}} = \langle 2\pi r^2 \rangle N = 2\pi \langle r^2 \rangle N \quad (2.11)$$

ayant des unités en $[\text{m}^{-1}]$. En divisant l'équation 2.8 par 2.11 :

$$\frac{Z}{\alpha_{\text{lidar}}} = \frac{2^6 \langle r^6 \rangle N}{2\pi \langle r^2 \rangle N} = \frac{2^5 \langle r^6 \rangle}{\pi \langle r^2 \rangle} = \frac{2^5}{\pi} \left(\frac{D'_{\text{eff}}}{2} \right)^4 \quad (2.12)$$

d'où

$$D'_{\text{eff}} = \left(\frac{\pi Z}{2 \alpha_{\text{lidar}}} \right)^{1/4} \quad (2.13)$$

avec Z en $[\text{m}^3]$. Ceci prouve donc que, même si les retours lidar et radar dépendent à la fois de la taille et de la densité numérique de particules, leur rapport fait éliminer cette dernière, produisant une estimation directe de la taille. Similairement, en divisant les équations 2.7 et 2.11, on remplace Z pour obtenir

$$D'_{\text{eff}} = \left(\frac{2\lambda_{\text{radar}}^4 \beta_{\text{radar}}}{\pi^3 |K|^2 \alpha_{\text{lidar}}} \right)^{1/4} \quad (2.14)$$

Il faut noter que cette méthode synergétique est valide seulement si le lidar et le radar détectent le même nombre de particules. En réalité, ceci peut ne pas être le cas, par exemple, dans la zone de nucléation de nuages où seulement quelques cristaux ont grandi suffisamment pour être détectés par le radar. Dans ce cas, l'équation 2.14 fera une sous-estimation de taille. Dans le cas du lidar, on appelle rapport lidar S (en unités d'angle solide sr) le rapport entre le coefficient de diffusion volumique α_{lidar} (dans toutes les directions) et la partie rétrodiffusée β_{lidar} (qui est le signal mesuré). On aura alors $\alpha_{\text{lidar}} = S\beta_{\text{lidar}}$ et l'équation 2.14 devient :

$$D'_{\text{eff}} = \left(\frac{\pi Z}{2 S \beta_{\text{lidar}}} \right)^{1/4} = \left(\frac{\pi 10^{\left(\frac{\text{dBZ}}{10} - 18\right)}}{2 S \beta_{\text{lidar}}} \right)^{1/4} \quad (2.15)$$

Tel que décrit par les équations 2.11 et 2.8, les signaux de télédétection lidar et radar dépendent de $\langle r^2 \rangle N$ et $\langle r^6 \rangle N$. Aussi, $\langle r^3 \rangle N$ est une mesure du volume total des particules, expression utile dans l'estimation de la quantité d'eau condensée ou gelée. Comme les moyennes de taille susmentionnées ne sont ni directement mesurables, ni largement utilisées théoriquement, il serait plus utile de les remplacer par D_{eff} , ou bien D'_{eff} , de sorte que

$$\langle r^k \rangle N = \left(\frac{D_{\text{eff}}}{2} \right)^k \cdot N_{\text{eff}}(k) = \left(\frac{D'_{\text{eff}}}{2} \right)^k \cdot N'_{\text{eff}}(k) \quad (2.16)$$

avec k un exposant entier, $N_{\text{eff}}(k)$ et $N'_{\text{eff}}(k)$ (associés à D_{eff} et D'_{eff}) étant des mesures de la densité numérique de particules N , afin de préserver l'égalité de l'équation 2.16. De plus, $N'_{\text{eff}}(2)$ et $N'_{\text{eff}}(6)$ (comme D'_{eff}) sont aussi des paramètres directement mesurables par une synergie lidar-radar. Ainsi, pour $k=2$, les équations 2.11 et 2.16 permettent d'obtenir :

$$N'_{\text{eff}}(2) = \frac{\alpha_{\text{lidar}}}{\frac{\pi}{2} D'_{\text{eff}}{}^2} = \frac{2S\beta_{\text{lidar}}}{\pi D'_{\text{eff}}{}^2} = \frac{S\beta_{\text{lidar}}}{\frac{\pi}{2} \left(\frac{\pi Z}{2 S \beta_{\text{lidar}}} \right)^{1/2}} = \frac{(2S\beta_{\text{lidar}}/\pi)^{3/2}}{10^{\left(\frac{\text{dBZ}}{20} - 9\right)}} \quad (2.17)$$

L'équation 2.16 permet d'identifier que $N_{\text{eff}}(2) = N_{\text{eff}}(3)$ et que $N'_{\text{eff}}(2) = N'_{\text{eff}}(6)$. La démonstration est directe en divisant, par exemple, dans le cas N'_{eff} , les deux

expressions issues des deux valeurs de k susmentionnées. On peut facilement confirmer cette affirmation car, pour $k=6$, les équations 2.8 et 2.16 permettent de retrouver la même expression (2.17) pour N'_{eff} :

$$N'_{\text{eff}}(6) = \frac{Z}{D'_{\text{eff}}{}^6} = \frac{Z}{\left(\frac{\pi Z}{2 S \beta_{\text{lidar}}}\right)^{3/2}} = \frac{(2S\beta_{\text{lidar}}/\pi)^{3/2}}{10^{\left(\frac{\text{dBZ}}{20}-9\right)}} \quad (2.18)$$

Il est intéressant maintenant d'évaluer à quel point $N_{\text{eff}}(k)$ et $N'_{\text{eff}}(k)$ sont proches de N . Dans ce sens, la figure 2.1 met en évidence la plage de valeurs possibles de $N_{\text{eff}}(k)/N$ et $N'_{\text{eff}}(k)/N$, pour une variété de 13 distributions de taille de particules de nuage associées à la plupart d'environnements atmosphériques.

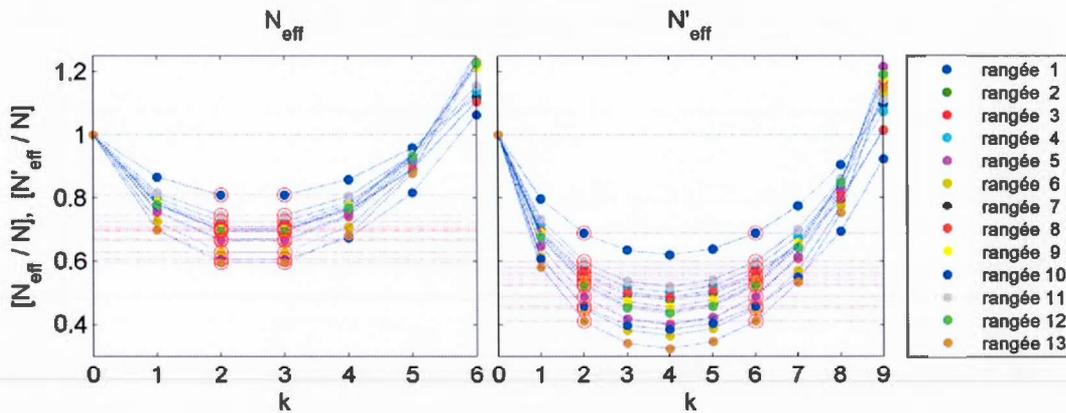


Figure 2.1 Variation du N_{eff}/N et N'_{eff}/N en fonction de k pour les distributions de taille détaillées dans les 13 rangées de la table 8.20, page 287 (Warneck et Williams, 2012), qui est une sélection à partir de (Tampieri et Tomasi, 1976). Les points entourés de cercles rouges (ainsi que les lignes horizontales rouges) mettent en évidence les valeurs identiques de N_{eff} à $k=2$ et 3 , ainsi qu'à $k=2$ et 6 pour N'_{eff} .

On peut d'abord identifier que $N_{\text{eff}}(k)$ et $N'_{\text{eff}}(k)$ sont presque toujours moindre que N pour $k < 6$ et $k < 9$, respectivement. De plus, toujours $N_{\text{eff}}(k) > N'_{\text{eff}}(k)$, tel qu'attendu de l'équation 2.16 si $D_{\text{eff}} < D'_{\text{eff}}$, mentionné précédemment. Il faut noter que $N_{\text{eff}}(k)$ a un minimum pour $k=2$ et $k=3$, tandis que $N'_{\text{eff}}(k)$ a un minimum pour $k=4$, donc à mi-chemin entre 2 et 6. Il est particulièrement intéressant de noter que, peu importe la

distribution de taille, $(D_{\text{eff}}/2)^6$ et $N_{\text{eff}}(6)$ sont pratiquement égaux à $\langle r^6 \rangle$ et N , respectivement, paramètres trouvés dans l'équation radar 2.8. Malheureusement, seulement avec le radar, on ne peut pas les discriminer. On en conclue aussi que N'_{eff} , tel que mesuré par synergie lidar-radar ($k = 2$ ou 6), sous-évaluera la vraie densité numérique N de particules, N'_{eff} étant 40-70% du N . Malgré cette sous-estimation et manque de précision, N'_{eff} reste un paramètre plus utile que N ou N_{eff} parce qu'il est directement mesurable.

Le plus intéressant cependant est le fait que $N'_{\text{eff}}(2)$, ou bien $N'_{\text{eff}}(6)$, tel qu'obtenu par synergie lidar-radar, est une mesure assez précise (surévaluation 0-20% d'après la figure 2.1) de $N'_{\text{eff}}(3)$. D'ailleurs, entre $k=2$ et $k=6$, N'_{eff} présente une évolution assez faible, quasiment un palier. Alors,

$$\langle r^3 \rangle N = \left(\frac{D'_{\text{eff}}}{2}\right)^3 N'_{\text{eff}}(3) \cong \left(\frac{D'_{\text{eff}}}{2}\right)^3 N'_{\text{eff}}(2) \quad (2.19)$$

Il faut noter que cette estimation de $\langle r^3 \rangle N$ (surévaluation 0-20%) est bien plus précise que de s'en servir de $(D_{\text{eff}}/2)^3 \cdot N_{\text{eff}}(3)$ ou de $\langle r^3 \rangle N$ car, d'après la figure 2.1, une mauvaise supposition de la distribution de taille peut conduire à des erreurs d'estimation de $N_{\text{eff}}(3)$ ou de N de $\pm 35\%$. On a alors l'intérêt à utiliser plutôt l'équation 2.19 à ces fins qui est, de plus, bien plus facile à utiliser. Ceci nous amène à pouvoir estimer la masse d'eau condensée (ou bien déposée dans le cas de cristaux) contenue dans les particules de nuages. Pour les nuages nocturnes arctiques, il s'agit surtout d'un contenu d'eau glacée (*IWC, Ice Water Content*). Si $\langle m \rangle$ est la masse moyenne d'une particule de nuage par unité de volume d'air et ρ_g la densité de la particule (indice g pour glace):

$$IWC = \langle m \rangle N = \rho_g \langle v \rangle N = \rho_g \frac{4\pi^3}{3} \langle r^3 \rangle N \quad (2.20)$$

En ce qui suit, on considèrera que l'approximation 2.19 est une égalité. En utilisant les équations 2.17 et 2.13, ceci conduira à (en $[\text{Kg}/\text{m}^3]$):

$$IWC = \rho_g \frac{4\pi}{3} \left(\frac{D'_{eff}}{2}\right)^3 N'_{eff}(Z) = \rho_g \frac{4\pi}{3} \left(\frac{D'_{eff}}{2}\right)^3 \frac{\alpha_{lidar}}{\frac{\pi}{2} D'_{eff}{}^2}$$

$$IWC = \frac{\rho_g}{3} D'_{eff} \alpha_{lidar} = \frac{\rho_g}{3} \left(\frac{\pi}{2} \frac{Z}{\alpha_{lidar}}\right)^{1/4} \alpha_{lidar} = \frac{\rho_g}{3} \left(\frac{\pi}{2} Z\right)^{1/4} \alpha_{lidar}^{3/4} \quad (2.21)$$

Tel que présenté en (Mitchell, 1996), les cristaux de glace ont des espaces vides dans leur structure, ayant un facteur de remplissage, dépendant de leur taille et forme. Pour le prendre en compte, dans le calcul du IWC (équation 2.21), on s'inspire de Mitchell (1996) utilisant cependant D'_{eff} (que nous avons déjà déterminé) à la place de la dimension maximale. On peut alors remplacer, en IWC, $D'_{eff}{}^3$ par un D^3 exprimé :

$$D^3 = \left(\frac{6}{\pi\rho_g}\right) \cdot \alpha D'_{eff}{}^\beta \quad (2.22)$$

où D serait le diamètre de la sphère contenant toute la masse d'un cristal ayant le diamètre D'_{eff} . Les paramètres α et β dépendent de la forme (l'espèce de cristal). Pour simplifier les calculs, on utilisera ici plutôt une expression équivalente :

$$D^3 = f_r(D'_{eff}) \cdot D'_{eff}{}^3 \quad (2.23)$$

$$f_r(D'_{eff}) = [6/(\pi\rho_g)]\alpha \cdot D'_{eff}{}^{\beta-3}$$

avec le facteur f_r de remplissage, mentionné précédemment, mieux mis en évidence.

Par définition, il est donc ≤ 1 . On peut alors récrire

$$IWC = f_r \frac{\rho_g}{3} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/4} (S\beta_{lidar})^{3/4} 10^{\frac{1}{4}(\frac{dBZ}{10}-18)} \quad (2.24)$$

L'évolution du IWC est importante parce qu'elle met en évidence les zones atmosphériques où il existe un gain de masse (condensation ou déposition) ou bien une perte (évaporation ou sublimation), dévoilant ainsi le processus de formation des nuages. À ces fins informatives uniquement, on peut considérer f_r constant, car il a néanmoins une faible dépendance avec la taille (β près de 3) (Mitchell, 1996).

Un paramètre rattaché à IWC serait la colonne d'eau glacée, IWP (*Ice Water Path*), en $[\text{kg}/\text{m}^2]$, qui sera :

$$IWP = \int_0^{\infty} IWC \, dh = f_r \frac{\rho_g}{3} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/4} \int_0^{\infty} (S\beta_{\text{lidar}})^{3/4} 10^{\frac{1}{4}(\frac{\text{dBZ}}{10}-18)} \, dh \quad (2.25)$$

À partir d'IWC et de la mesure de vitesse ω de descente des particules fournie par les radars Doppler, on peut aussi calculer le taux de précipitation. Pour exprimer ceci en eau liquide il faut d'abord transformer la glace (IWC) en volume liquide équivalent, en le divisant par ρ_e (la densité de l'eau liquide). Comme IWC/ρ_e représente la colonne de l'eau liquide par unité de volume d'air, on obtiendra le taux de précipitation R en [m/s] (hauteur d'une colonne d'eau liquide qui traverse une superficie de 1 m^2 par seconde), en multipliant IWC/ρ_e par ω :

$$R = \frac{IWC}{\rho_e} \omega = f_r \frac{1}{3} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/4} \frac{\rho_g}{\rho_e} (S\beta_{\text{lidar}})^{3/4} 10^{\frac{1}{4}(\frac{\text{dBZ}}{10}-18)} \omega \quad (2.26)$$

Pour un calcul en [mm/h], on devra multiplier ce taux par 3.6×10^6 . Pour trouver R dans le cas de la neige, on doit d'abord connaître le type de cristaux et déterminer f_r . Alternativement, on peut s'en servir des mesures faites au sol sur le taux de précipitation. Cela permet de trouver f_r au niveau du sol, ce qui conduira ensuite à trouver α et β en faisant une régression linéaire sur des mesures successives avec :

$$\log f_r = \log([6/(\pi\rho_g)] \cdot \alpha) + (\beta - 3) \log D'_{\text{eff}} \quad (2.27)$$

qui est dérivée des équations 2.22 et 2.23. Cela permettrait d'identifier le type de cristaux de glace (Mitchell, 1996) et on aura ensuite $f_r(D'_{\text{eff}})$ à toute hauteur, en considérant qu'on a le même type de cristaux dans la colonne. De plus, une telle opération servirait aussi d'étalonnage pour l'IWC, IWP et R , pour compenser toute éventuelle erreur d'estimation à cause de l'utilisation du D'_{eff} .

En tant que vérification partielle que notre développement mathématique respecte au moins les ordres de grandeur dans la réalité, on prend d'abord une situation où on garde constante la densité numérique de particule et on fait varier seulement leur taille. Dans ce cadre, compte tenu de l'équation 2.16, pour tout k , $D'_{\text{eff}}{}^k \propto r^k$. On rappelle de plus qu'à partir de l'équation 2.18, $Z^{1/6} \propto D'_{\text{eff}}$. Il faut noter que la

vitesse terminale ω de la chute des grandes particules (rayon $> 600 \mu\text{m}$, comme la pluie) a une dépendance en $\langle r^{1/2} \rangle$ (Pruppacher *et al.*, 1998), tandis que pour la bruine (rayon $< 600 \mu\text{m}$) la dépendance sera en $\langle r \rangle$. Pour les grandes particules, la proportionnalité de l'équation 2.26 peut se récrire alors :

$$R \propto IWC \cdot \omega \propto D'_{\text{eff}}{}^3 \cdot D'_{\text{eff}}{}^{\frac{1}{2}} = D'_{\text{eff}}{}^{\frac{7}{2}} \propto \left(Z^{\frac{1}{6}} \right)^{\frac{7}{2}} = Z^{\frac{7}{12}}$$

ou bien

$$Z \propto R^{\frac{12}{7}} = R^{1.7} \quad (2.28)$$

De point de vue général, pas seulement sur l'arctique, pour la bruine par exemple, cette formule devient $Z \propto R^{\frac{3}{2}} = R^{1.5}$. Comme entre Z et N il y a une relation linéaire (équation 2.8), N aura une influence seulement sur le facteur multiplicatif de proportionnalité de cette relation, pas sur l'exposant. La plupart des relations expérimentales liant Z à R dans la littérature (Uijlenhoet et Pomeroy, 2001) proposent empiriquement des exposants entre les deux limites théoriques mises en évidence ici, 1.5 et 1.7, le plus populaire étant 1.6 (Marshall *et al.*, 1955). Ceci n'est pas seulement un support à notre approche, mais on s'ouvre un peu aussi sur le pourquoi de ces relations empiriques.

2.2 Paramètres dérivés des mesures du "Fluxtower"

Le "Fluxtower" se trouve un peu plus haut (80 m) que le niveau de la mer. On se servira de ses mesures météorologiques à grande résolution temporelle pour interpoler et y ajuster les profils des radiosondes (voir section suivante). Le "Fluxtower" fournit, en plus des mesures météorologiques, les mesures radiométriques de flux en bande large (W/m^2), dans le visible (spectre « solaire ») et l'infrarouge (spectre « terrestre »), en provenant du ciel ou de la surface. La balance radiative, dans le visible ou dans l'infrarouge, est calculée en soustraire du flux reçu par la Terre, celui qui s'échappe vers le ciel. Une balance négative signifie donc une perte d'énergie.

2.3 Paramètres dérivés des mesures de radiosondes

Les paramètres de base, tels que fournis par les mesures des radiosondes, sont les profils verticaux de: pression (p), température (T) et point de rosé (T_D). Ceux-ci permettent de calculer d'autres paramètres thermodynamiques encore plus indicatifs pour l'étude des nuages. On commence par déterminer les pressions de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide (e_s) et à la glace (e_{si}) avec les formules empiriques suivantes (Murphy et Koop, 2005) :

$$\ln e_s = \tanh[0.0415 (T - 218.8)] \cdot \left(53.878 - \frac{1331.22}{T} - 9.44523 \ln T + 0.014025 T \right) - \frac{6763.22}{T} - 4.210 \ln T + 0.000367 T + 54.842763 \quad (2.29)$$

et

$$\ln e_{si} = 9.550426 - \frac{5723.265}{T} + 3.53068 \ln T - 0.00728332 T \quad (2.30)$$

avec T en (K) et les pressions e_s et e_{si} en (Pa).

La pression partielle de la vapeur d'eau (e) se calcule à partir de l'équation 2.29 simplement en remplaçant T par T_D . On n'utilise pas l'équation 2.30 (pour la glace) à ces fins, car T_D est le point de rosé (condensation), pas celui de givrage. Alors les humidités relatives par rapport à l'eau liquide RH et à la glace RH_i se calculent avec :

$$RH = \frac{e}{e_s} \quad (2.31)$$

et

$$RH_i = \frac{e}{e_{si}} \quad (2.32)$$

Bien que l'humidité relative aide bien à la compréhension de la formation des nuages arctiques, on poursuit avec d'autres paramètres thermodynamiques. Il faut d'abord rappeler la loi des gaz parfaits, exprimée en tant que (Tsonis, 2007) :

$$p = \rho \frac{R}{M} T \quad (2.33)$$

avec p en (Pa) et T en (K), ρ la densité du gaz [kg/m^3], R la constante universelle du gaz parfait (8314.5 [J/Kmol/K]) et M la masse molaire du gaz. Les expressions du

rapport de mélange de la vapeur d'eau (X), défini comme la masse m_v de vapeur d'eau par kg d'air sec (par m_d), et de l'humidité spécifique (q), définie comme la masse de vapeur d'eau par kg d'air mixte (air sec et vapeur d'eau) (Tsonis, 2007):

$$X = \frac{m_v}{m_d} = \frac{\rho_v}{\rho_d} = \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{p-e}{R_d T}} = \frac{R_d}{R_v} \frac{e}{p-e} = 0.622 \frac{e}{p-e} \quad (2.34)$$

et

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_d} \cong \frac{m_v}{m_d} = X \quad (2.35)$$

avec l'indice « v » spécifiant la vapeur d'eau et « d » l'air sec. On a utilisé ci-haut la constante spécifique de gaz de l'air sec $R_d = R/M_d = 287.0$ (J/kg/K) et celle de la vapeur d'eau $R_v = R/M_v = 461.5$ (J/kg/K). On a $q \cong X$ car $m_d \gg m_v$.

Pour investiguer si les nuages sont ou non formés par soulèvement de masses d'air, on analyse aussi la stabilité verticale statique de l'air non-saturé, qui est donnée par le gradient vertical de la température virtuelle potentielle θ_{vp} . La température virtuelle T_v est donnée par (Tsonis, 2007):

$$T_v = T \frac{X + 0.622}{0.622(1 + X)} \quad (2.36)$$

La température virtuelle potentielle associée sera alors :

$$\theta_{vp} = T_v \left(\frac{1000}{p} \right)^{0.286} \quad (2.37)$$

Un autre paramètre d'intérêt est la quantité de vapeur d'eau précipitable (PWV, *Precipitable Water Vapor*), mesurée en [m]. Ceci représente la hauteur qu'aurait la couche engendrée si toute la vapeur d'eau de l'atmosphère précipitait sous forme liquide (Tsonis, 2007):

$$PWV = \frac{1}{\rho_e} \int_{z_0}^{\infty} \rho_v dz = \frac{1}{\rho_e} \int_{z_0}^{\infty} q \rho dz \quad (2.38)$$

rappelant que ρ_e est la densité de l'eau liquide, ρ_v est la densité de la vapeur d'eau, ρ celle de l'air ambiant et z la coordonnée verticale (le niveau de la surface étant z_0).

Dans l'approximation d'équilibre hydrostatique ($dp \cong -\rho g dz$) et étant donné que même à la hauteur maximale des radiosondes l'accélération gravitationnelle est toujours $g \cong g_0$ au niveau de la mer (9.80665 m/s^2), l'équation 2.38 s'exprime par:

$$PWV \cong \frac{1}{\rho_e g_0} \int_0^{p_0} q dp \cong \frac{1}{\rho_e g_0} \int_0^{p_0} X dp \quad (2.39)$$

avec p_0 la pression atmosphérique au niveau de la surface.

Comme les mesures des radiosondes sont à très basse résolution temporelle (généralement à 12 h), on peut faire une estimation à 1 min de résolution temporelle à partir des profils (0-20 km) des radiosondes (pression, température absolue et rapport de mélange de la vapeur d'eau) en les ajustant aux mesures du "Fluxtower". Dans ce sens on effectue une interpolation linéaire des profils des radiosondes à une résolution temporelle de 1 min. Ensuite on calcule le coefficient d'ajustement en divisant la valeur donnée par l'interpolation des profils (dans le temps et en altitude, au niveau du "Fluxtower") par la valeur mesurée par le "Fluxtower" à 1 min de résolution. En divisant ensuite les profils interpolés par ce coefficient, on obtiendra des profils dont les valeurs au niveau du "Fluxtower" coïncident avec les mesures de ce dernier.

En tant que synergie entre les mesures lidar-radar et les radiosondes, on calcule aussi la fraction de vapeur d'eau condensée (cristallisée). En divisant IWC (kg/m^3) par ρ_d (kg/m^3) on obtient d'abord la masse d'eau cristallisée par kg d'air sec. Ensuite, en additionnant à cette quantité le rapport de mélange X, on obtient la quantité totale d'eau (condensée et vapeur) comprise dans un kg d'air sec. La fraction condensée/cristallisée FC sera alors donnée par :

$$FC = \frac{\frac{IWC}{\rho_d}}{\frac{IWC}{\rho_d} + X} \quad (2.40)$$

Ce paramètre sera utile pour mettre en évidence les régions dépourvues de vapeur d'eau suite à la condensation/cristallisation.

CHAPITRE III

LE PHOTOMÈTRE STELLAIRE

3.1 Contexte instrumental

À l'origine des effets atmosphériques qu'on veut étudier avec le photomètre stellaire se trouvent les aérosols. Ils s'agglomèrent en trois modes de taille à environ 0.001–0.01 μm (mode de nucléation et des particules Aitken), 0.1–1 μm (mode d'accumulation, éliminé éventuellement par précipitations) et 10–100 μm (mode d'aérosols gros, éliminés par sédimentation) (Mahowald *et al.*, 2014). Le mode des grosses particules est presque indépendant des deux autres et son temps de vie dans l'atmosphère est court sous l'action de la sédimentation. Le mode d'accumulation est constamment reformé par coagulation des aérosols du premier mode et ce sera surtout lui qui engendre les nuages, en tant que conséquence indirecte de la présence des aérosols. Il est donc particulièrement utile de surveiller les caractéristiques et la dynamique de ce mode. La méthode la plus commune de caractériser les aérosols est à partir d'une mesure d'extinction, dont l'épaisseur optique des aérosols, ou l'AOD (Aerosol Optical Depth), est un indicateur de l'extinction dans une colonne verticale de l'atmosphère. D'ailleurs, sur le plan radiatif, ce mode présente l'efficacité d'extinction prédominante (Penner *et al.*, 2001). Les mesures spectrales d'AOD, dans le domaine 300–1100 nm, permettent de discriminer les caractéristiques de la composante d'accumulation (mode fin) de celle du mode gros (O'Neill *et al.*, 2001). La méthode photométrique (Stephens, 1994) est la seule capable de faire une mesure directe d'épaisseur optique. L'organisation AERONET (y compris sa filiale

canadienne AEROCAN), utilisant un réseau de photomètres solaires (Holben *et al.*, 2001), mesure l'effet des aérosols à un bon nombre de sites dans le monde.

La principale limite du photomètre solaire (basé sur la méthode photométrique la plus commune) est de permettre l'observation seulement durant le jour. Il nous manque donc une partie significative de l'information pour compléter le bilan radiatif et pour la modélisation des effets des aérosols. Ce problème devient encore plus critique aux pôles où durant quelques mois est la nuit polaire. Cependant, le photomètre stellaire (Leiterer *et al.* 1995, Herber *et al.* 1996) peut compenser cette limite (figure 3.1). Nous avons investi beaucoup d'efforts pour le développement d'un tel instrument à la station météo Eureka (Ivănescu *et al.* 2014, Baibakov 2014).

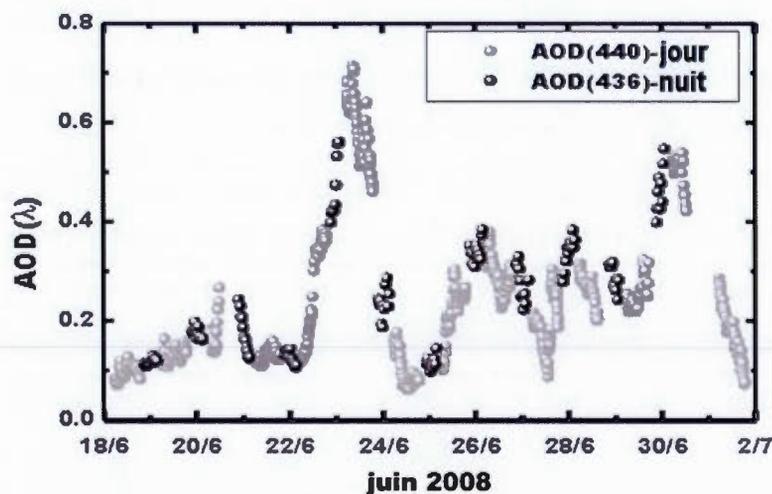


Figure 3.1 Observations d'aérosols par photomètre solaire et stellaire (Pérez-Ramírez Lyamani *et al.*, 2012), dans la ville de Granada (37.16°N, 3.60°W, 680m).

3.2 L'instrument

Le photomètre stellaire d'Eureka (figure 3.2), mesurant l'épaisseur optique dans 17 canaux (420 - 1041 nm), a été conçu par la compagnie allemande Dr. Schulz & Partner GmbH (modèle SPST09). Il est basé sur le spectromètre scientifique QE65000 développé par Ocean Optics, utilisant un détecteur CCD S7031-1006 (1044 × 64 pixels) de Hamamatsu. Ce photomètre est attaché derrière un télescope de 280

mm diamètre (11 pouces). La procédure d'acquisition des étoiles est basée sur deux caméras CCD de type ST-402ME-C2, produites par la compagnie SBIG, une œuvrant à basse résolution et grand champ de vue (FOV = 57.4', minutes d'arc, ayant 20.5''/px, seconds d'arc par pixel), suivie par une caméra à haute résolution angulaire (8.3' FOV, ayant 3''/px). Le spectromètre est desservi par une fibre optique ayant un FOV de 20''. Le dôme a été spécialement construit pour résister aux conditions environnementales arctiques par la compagnie allemande Baader Planetarium. La monture alt-azimut du télescope (modèle AZA-2000) a été développée par la compagnie italienne 10Micron. La surface du miroir du photomètre stellaire (diamètre 28 cm) accumule environ 10^3 fois plus de photons (soit environ 7 magnitudes astronomiques – voir définition dans la section suivante) que la lentille collectrice du photomètre solaire (diamètre 1 cm).

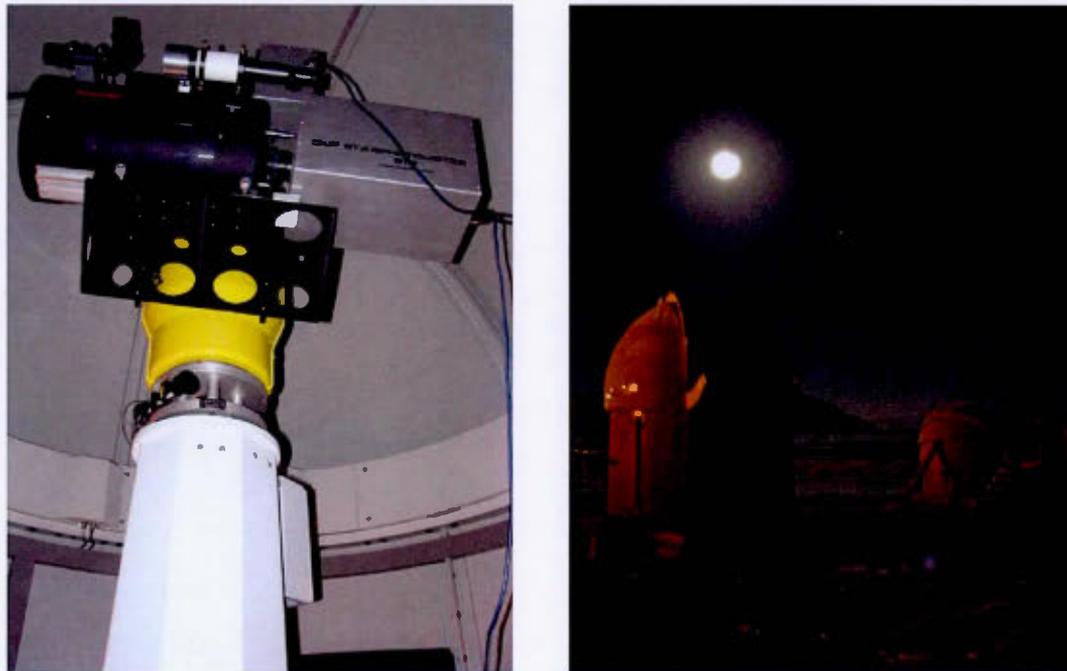


Figure 3.2 Gauche : photomètre stellaire d'Eureka installé sur la monture, dans le dôme. Droite : dôme dans l'environnement nocturne arctique.

Le photomètre solaire fait une mesure durant environ 1 sec par filtre, tandis que celui stellaire la fait habituellement en 18 s, simultanément sur tous les filtres. Cela fera gagner 18 fois plus de radiation, soit 3 magnitudes de plus. Malgré cela, la radiation collectée restera presque 100 millions de fois moindre que celle provenant du Soleil (20 magnitudes de différence). Le photomètre stellaire aura donc nécessairement une mesure plus bruitée, même étant limité aux étoiles les plus brillantes (magnitude <3 dans le visible), dont la luminosité est stable.

3.3 La méthode de télédétection

Le principe de mesure est basé sur la loi Beer–Lambert–Bouguer (Liou, 2002), appliquée à l'atténuation (extinction) du rayonnement d'une étoile à travers l'atmosphère. Cette atténuation est due à l'absorption et à la diffusion de la lumière hors de la direction incidente par les particules atmosphériques se trouvant entre le photomètre stellaire et l'étoile. Elle s'exprime par:

$$E = E_0 e^{-m\tau} \quad (3.1)$$

où E et E_0 sont les irradiances d'une étoile quelconque mesurées, respectivement, par un photomètre au sol et par un photomètre qui aurait été placé hors de l'atmosphère. L'épaisseur optique (de toutes les composantes atmosphériques) dans une colonne verticale est représentée par τ . La masse d'air m représente le rapport entre la quantité d'air contenue dans une colonne orientée dans la direction θ (l'angle zénithal de l'étoile) par rapport à une colonne vers le zénith ($m\tau$ étant alors l'épaisseur optique dans la direction θ). Dans l'approximation d'atmosphère plane-parallèle et homogène (Liou, 2002), $m = 1/\cos \theta$. Tant que $m < 4$, ou $\theta < 75^\circ$ (Kasten et Young, 1989), cette approximation engendre des erreurs systématiques sur τ moindre que 0.01 (qui est la précision du photomètre stellaire, tel que spécifiée par le manufacturier (Herber *et al.*, 2002)). Au-delà de $m=4$ il faut considérer une atmosphère ayant une géométrie sphérique, où m aura une relation d'ordre supérieur en fonction de θ .

Comme le photomètre stellaire utilise les étoiles en tant que source de radiation, il est plus approprié et pratique d'exprimer les irradiances en termes de magnitudes astronomiques. Pour éviter la confusion avec la masse d'air m , on va noter ici par M^* la magnitude astronomique apparente atténuée par l'atmosphère, tel que l'on obtient à partir de la loi de l'atténuation des irradiances :

$$\log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right) = -\frac{M^* - M_0^*}{2.5} = -m\tau \log_{10} e \quad (3.2)$$

où M_0^* est la magnitude apparente non-atténuée, extra-atmosphérique de l'étoile, telle que fournie par le catalogue de l'Observatoire astronomique Pulkovo (Alekseeva, et al., 1996). Ceci signifie donc que la loi exponentielle se transforme dans une relation linéaire en termes de magnitudes apparentes (loi de Langley) :

$$M^* = M_0^* + 2.5 \log_{10} e m\tau = M_0^* + \frac{1}{0.921} m\tau \quad (3.3)$$

Il devient alors évident qu'en mesurant la magnitude M^* à différentes masses d'air m , la régression linéaire permettra de retrouver l'épaisseur optique (la pente de la régression) et la magnitude non-atténuée M_0^* , à l'interception de l'axe vertical (figure 3.3).

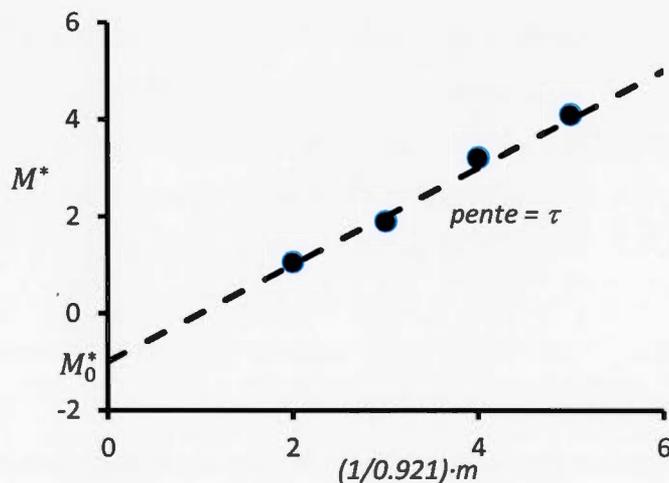


Figure 3.3 La loi d'atténuation la loi Beer-Lambert-Bouguer en termes de magnitudes astronomiques : exemple d'application expérimentale.

Ceci est d'ailleurs la méthode classique pour mesurer la constante solaire à partir du sol (Liou, 2002). En fait, il suffit de mesurer la magnitude de seulement deux étoiles ayant des masses d'air différentes pour identifier la relation linéaire susmentionnée. En pratique, le photomètre mesure plutôt une magnitude instrumentale :

$$M = -2.5 \log_{10} CN \quad (3.4)$$

où $CN = SC - HC$, étant des comptes numériques [comptes/seconde], SC la mesure photométrique sur l'étoile et HC celle sur le fond du ciel. Comme CN est directement proportionnel à la radiance de l'étoile, c'est-à-dire que CN et la radiance diffèrent par un facteur multiplicatif, le lien entre la magnitude instrumentale et celle astronomique sera un facteur additif C , caractéristique à l'instrument :

$$\begin{aligned} M^* &= M + C \\ M_0^* &= M_0 + C \end{aligned} \quad (3.5)$$

où M_0 serait la mesure du photomètre stellaire s'il était à l'extérieur de l'atmosphère.

3.4 La méthode à deux étoiles (TSM)

La méthode TSM (*Two Star Method*) implique la mesure successive de deux étoiles : une étoile haute, à une masse d'air d'environ 1-2, et une étoile basse, à 3-5 masses d'air. Malgré la prise en compte de la géométrie sphérique, on n'utilisera pas des étoiles encore plus basses, car au-delà de 5 les problèmes liés à la variation du signal avec un petit changement d'angle deviennent progressivement plus sévères. La loi de l'atténuation 3.3 permet alors de retrouver l'épaisseur optique avec :

$$\tau = 0.921 \frac{(M_1^* - M_2^*) - (M_{01}^* - M_{02}^*)}{(m_1 - m_2)} \quad (3.6)$$

Les indices « 1 » et « 2 » se réfèrent à l'étoile basse et haute, respectivement. En remplaçant les magnitudes astronomiques atténuées non connues (M^*) par celles instrumentales (M), utilisant la formule 3.5, le facteur C disparaîtra dans la différence et on en aura

$$\tau = 0.921 \frac{(M_1 - M_2) - (M_{01}^* - M_{02}^*)}{(m_1 - m_2)} \quad (3.7)$$

Comme la masse d'air est connue par la position des étoiles, la méthode à deux étoiles (TSM) permet donc de retrouver de façon absolue, sans aucun étalonnage, l'épaisseur optique atmosphérique. Il faut cependant préciser que, idéalement, la méthode fonctionne seulement si la turbidité du ciel est horizontalement uniforme, c'est-à-dire que l'épaisseur optique dans la direction d'une étoile varie seulement selon la masse d'air.

Une fois τ trouvé, on peut ensuite calculer le vecteur C contenant les valeurs d'étalonnage de tous les canaux spectraux. Dans ce sens, on transforme d'abord la loi 3.3 dans une relation en termes de quantités instrumentales, utilisant les relations 3.5 :

$$M_0 = M - \frac{m\tau}{0.921} \quad (3.8)$$

ce qui conduit à trouver le vecteur C (caractéristique constante de l'instrument):

$$C = M_0^* - M_0 = M_0^* - M + \frac{m\tau}{0.921} \quad (3.9)$$

L'annexe C fait une démonstration de cet étalonnage en pratique.

3.5 La méthode à une étoile (OSM)

Une fois l'étalonnage réalisé par la méthode à deux étoiles, l'épaisseur optique pourra être trouvée plus facilement et rapidement, avec l'observation d'une seule étoile (OSM, *One Star Method*). À partir des formules 3.3 et 3.5:

$$\tau = 0.92 \frac{M^* - M_0^*}{m} = 0.92 \frac{M + C - M_0^*}{m} \quad (3.10)$$

où M est la magnitude instrumentale observée (équation 3.4) et M_0^* la magnitude astronomique fournie par le catalogue. On peut d'ailleurs appliquer cette formule pour discriminer les mesures photométriques de chaque étoile individuelle du mode observationnel à deux étoiles (TSM). La méthode OSM n'est pas sensible aux variations non-homogènes entre deux étoiles et permet un suivi plus rapide et directionnel de l'évolution de l'épaisseur optique atmosphérique. Notons néanmoins que dans le cas de déposition de cristaux de glace ou de la condensation sur la fenêtre d'entrée du télescope, on affecte les performances photométriques de l'ensemble

photomètre-télescope et, conséquemment, sa constante d'étalonnage C changera. Les observations d'épaisseur optique OSM obtenues avec la formule (3.10) seront donc aussi affectées. Un tel évènement n'affectera par contre pas la méthode à deux étoiles (TSM), car le vecteur C n'intervient pas dans sa formule (3.7). Une autre façon d'exprimer cette indépendance de C est que l'aspect relatif de la méthode TSM élimine les perturbations du système optique qui sont communes entre les deux étoiles. Pour ce qui est de la condensation, la méthode TSM sera donc plus appropriée, tant que le ciel reste optiquement uniforme. Par contre, la déposition de flocons de neige est associée à la présence de nuages, impliquant déjà un ciel non-uniforme. Une telle situation reste donc un défi observationnel.

3.6 Les composantes de l'épaisseur optique

L'épaisseur optique atmosphérique est formée de plusieurs composantes, soit: l'extinction τ_m par diffusion Rayleigh des molécules de l'air (« outscattering »), l'extinction τ_p par diffusion et absorption par les particules (aérosols ou nuages) et l'absorption par certains gaz traces, essentiellement la vapeur d'eau (τ_{wv}), l'ozone (τ_{oz}) et les oxydes d'azote NO_x (τ_{nox}), particulièrement NO_2 . Le domaine spectral en photométrie stellaire s'étend typiquement de l'UV au proche infrarouge (420 - 1040 nm). À une longueur d'onde déterminée, on aura, dans l'ordre décrit ci-haut:

$$\tau = \tau_m + \tau_p + \tau_{wv} + \tau_{oz} + \tau_{nox} \quad (3.11)$$

L'extinction τ_p , dans le domaine spectral du photomètre stellaire, est surtout due à la diffusion. Elle a une composante d'absorption négligeable dans le cas de nuages de glace (Yang *et al.*, 2012), mais non-négligeable dans le cas des aérosols (Gueymard, 2001). Pour trouver τ_p à partir du τ mesuré, il faut, avant tout, éliminer la composante τ_m de diffusion moléculaire (Rayleigh). Heureusement, elle peut être calculée avec une précision de 0.1-0.2% à partir de la pression atmosphérique P_0 (hPa) au niveau du sol et la longueur d'onde λ , par le biais d'une formule empirique (Bucholtz, 1995):

$$\tau_m = \frac{P_0 \cdot 0.00865 \cdot \lambda^{-\left(3.916 + 0.074 \cdot \lambda + \frac{0.05}{\lambda}\right)}}{1013.25} \quad (3.12)$$

Le profil spectral de l'absorption par les gazes est bien connu (Rothman *et al.*, 2009). Ainsi, en sachant la quantité de la composante absorbante moléculaire (vapeur d'eau, ozone, NO₂) par d'autres moyens de mesure, on peut soustraire leur contribution τ_{wv} , τ_{oz} et τ_{nox} . On peut déterminer alors l'épaisseur optique spectrale des particules. Alternativement, on peut se baser sur l'épaisseur optique des particules seulement dans les canaux non affectés par l'absorption moléculaire et faire une interpolation optimale pour les canaux manquants (Leiterer et Schulz, 1987). D'ailleurs cette approche permettra d'estimer aussi les composantes des gaz traces avec les mesures du photomètre, dans les canaux qui sont affectés par l'absorption moléculaire.

En général, le spectre d'absorption du NO₂ est considéré négligeable parce qu'il faut avoir une concentration hors du commun pour qu'il ajoute une perturbation ~ 0.01 à l'épaisseur optique totale (la précision typique de détection d'un photomètre stellaire). On peut confirmer cela, par exemple, en prenant en compte les mesures de NO₂ faites à Eureka (Lindenmaier *et al.*, 2011), à la fin de l'hiver et printemps (notre période d'observation).

L'épaisseur optique due à l'ozone, τ_{oz} , est directement proportionnelle à la colonne d'ozone Oz (en DU, *Dobson Unit*), utilisant la formule empirique (Schulz, 2009) :

$$Oz = 1000 \tau_{oz} \quad (3.13)$$

τ_{oz} étant l'épaisseur optique de l'ozone dans le canal d'absorption maximale, tel que moyenné sur la largeur du canal (canal 7, $\lambda = 605.4$ nm). On peut utiliser donc cette formule dans les deux sens : trouver Oz à partir de τ_{oz} obtenu par la différence entre la mesure et l'interpolation optimale (ce que nous faisons), ou bien obtenir τ_{oz} à partir d'Oz fourni ailleurs (climatologie, mesures satellitaires etc.).

Similairement, concernant la contribution de la vapeur d'eau, on peut trouver la quantité de vapeur d'eau précipitable dans l'atmosphère, PWV, par le biais de la formule (Pérez-Ramírez Navas-Guzmán *et al.*, 2012) :

$$PWV = a \cdot (\tau_{wv})^b \cdot m^{b-1} \quad (3.14)$$

Ici « a » et « b » sont des constantes d'étalonnages, présentées dans l'annexe C (a=154.5, b=1.18), tandis que m est la masse d'air et τ_{wv} étant l'épaisseur optique de la vapeur d'eau dans le canal d'absorption maximale, tel que moyenné sur la largeur du canal 15 ($\lambda = 952.8$ nm). En soustrayant les contributions spectrales de l'ozone et de la vapeur d'eau, basées sur les quantités trouvées précédemment, on pourra alors trouver l'épaisseur optique spectrale des particules. Dans la figure 3.4, on montre un exemple de spectre d'épaisseur optique τ , tel que mesuré par le photomètre stellaire sur une scène nuageuse. Pour une meilleure interprétation, ce graphique est représenté dans une échelle logarithmique. La courbe en bleu présente l'épaisseur optique spectrale, telle que mesurée. Après avoir soustrait les contributions spectrales de l'ozone et de la vapeur d'eau, on obtient la courbe rouge (notée « OD sans absorption »). Après avoir éliminé aussi la contribution de la composante moléculaire (diffusion Rayleigh), on obtient la courbe en noir (notée « OD des particules »), représentant l'épaisseur optique spectrale des particules (τ_p).

3.7 Les composantes spectrales

On constate dans la figure 3.4 que le spectre τ_p présente une pente croissante vers les petites longueurs d'onde. En fait, il s'agit d'une variation en puissance de λ , caractéristique pour la diffusion par des petites particules (Stephens, 1994) :

$$\begin{aligned} \tau_p &= \beta \cdot \lambda^{-\alpha} \\ \ln \tau_p &= \ln \beta - \alpha \ln \lambda \end{aligned} \quad (3.15)$$

Ici λ est la longueur d'onde en microns, β est le coefficient de turbidité d'Ångström (c'est-à-dire l'épaisseur optique à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, ou $\beta = [\tau_p]_{\lambda=1\mu\text{m}}$) et α est l'exposant

d'Ångström qui est environ 4 pour les molécules, 1.3 pour les aérosols et près de zéros pour les gouttelettes d'eau et les cristaux qui composent les nuages et la précipitation (Stephens, 1994).

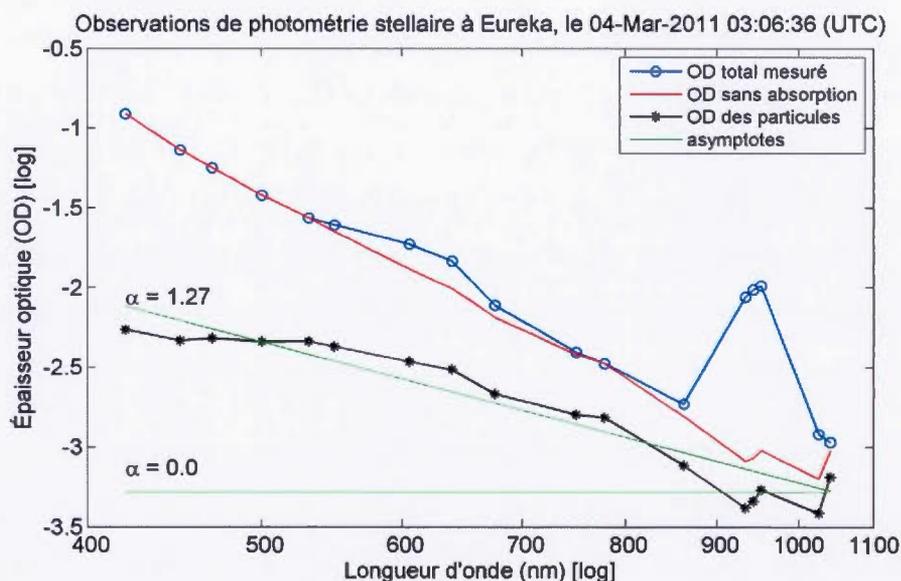


Figure 3.4 Exemple d'un spectre d'épaisseur optique et de soustraction de composantes pour retrouver celle des particules.

En pratique, on a plutôt une distribution de taille des particules, potentiellement avec deux modes, fin et gros. Comme dans le cas bimodal Ångström décrit en O'Neill *et al.* (2001), on aura alors un α spectral, pondérée entre les deux modes. La dépendance linéaire de l'équation 3.15 sera retrouvée seulement en tant qu'asymptotes aux deux extrémités du spectre (vers UV pour le mode fin et en infrarouge proche pour le mode gros). La figure 3.4 montre un tel exemple où α approche effectivement $\alpha_c = 0$ (asymptote horizontale) vers 1000 nm (dû au mode gros associé aux particules de nuages) et poursuit avec une pente moyenne $\alpha_f = 1.3$ vers 400 nm. En réalité, la courbe noire présente une certaine courbure, tel que montré dans la figure 3.4, car les aérosols ont un comportement spectral $\alpha_f(\lambda)$ d'ordre supérieur (cas bimodal général en O'Neill *et al.* (2001)). Alors, la dépendance linéaire de l'équation 3.15 ne serait qu'une approximation. O'Neill *et al.* (2001) ont développé un algorithme, nommée

SDA (*Spectral Deconvolution Algorithm*), pour l'extraction de la contribution τ_f du mode fin, ainsi que de celle du mode gros τ_c , à partir d'un spectre d'épaisseurs optiques similaire à la courbe noire présentée ci-haut. La méthode permet de dériver aussi les caractéristiques spectrales du mode fin (dont le coefficient d'Angstrom α_f , et sa dérivée α'_f , à une longueur d'onde de référence) afin d'obtenir de l'information sur la nature des particules du mode fin, notamment la taille (O'Neill *et al.*, 2008). Les paramètres impliqués dans ce calcul sont expliqués en détail dans cette référence, mais on doit néanmoins les mentionner brièvement ici, pour expliquer notre calcul sur la propagation d'erreurs (voir section suivante). Le rayon effectif des particules du mode fin sera donné alors :

$$r_{\text{eff},f} = \frac{a_0 + a_1 \cdot \Psi + a_2 \cdot \Psi^2}{k_t} \quad (3.16)$$

où $a_0 = 0.31593$, $a_1 = 1.25050$, $a_2 = 0.52859$,

$$\Psi = \tan^{-1} R_\alpha \quad (3.17)$$

où

$$R_\alpha = \frac{\alpha'_f - 0.2}{\alpha_f - 0.5} \quad (3.18)$$

et

$$k_t = \frac{2 \cdot 2\pi \cdot |m - 1|}{\lambda} \quad (3.19)$$

Nous avons considéré ici la longueur d'onde de référence comme étant $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ et $m = 1.5 - 0i$. Un tel indice de réfraction est associé avec des aérosols de sulfate qu'on s'attend à trouver en Arctique (Lang-Yona *et al.*, 2009). Pour d'autres types d'aérosols et pour différentes humidités relatives, m peut varier un peu (Raut et Chazette, 2007), mais ici on s'intéresse plutôt à l'évolution relative temporelle de $r_{\text{eff},f}$, plutôt qu'à sa valeur absolue précise.

L'abondance des particules A_f représente la densité numérique des particules du mode fin, intégrée verticalement dans la colonne, telle que définie en O'Neill *et al.*, (2005) dans leur équation B1 :

$$A_f = \frac{\tau_f}{\langle C_{\text{ext}} \rangle} \quad (3.20)$$

où $\langle C_{\text{ext}} \rangle$ représente la moyenne sur la distribution de taille de particules de la section efficace d'extinction. Restant dans la même approximation où $\mathbf{m} = 1.5-0i$, donc avec la partie imaginaire négligeable (reliée à l'absorption), C_{ext} sera composée seulement de la partie diffusion, donc $C_{\text{ext}} \cong C_{\text{diff}} = Q_{\text{diff}} \cdot \pi r^2$ (équation 2.3).

Pour les mesures effectuées durant la période de référence, dans la figure 3.5 on montre un diagramme α'_f en fonction de α_f , similaire au diagramme détaillé par O'Neill *et al.* (2005). On y identifie d'abord que les points suivent bien une évolution caractéristique pour une particule sphérique de $\mathbf{m} = 1.5-0i$, ayant un cœur faiblement absorbant (moindre que la suie, par exemple). De plus, comme on verra plus loin, durant la période de référence on aura, approximativement, un $r_{\text{eff},f}$ entre 0.2 et 0.4 μm (ou bien x entre 2.5 et 5). Ça signifie alors que dans le calcul de l'abondance A_f , on ne peut pas considérer un régime pur Rayleigh pour expliciter Q_{diff} .

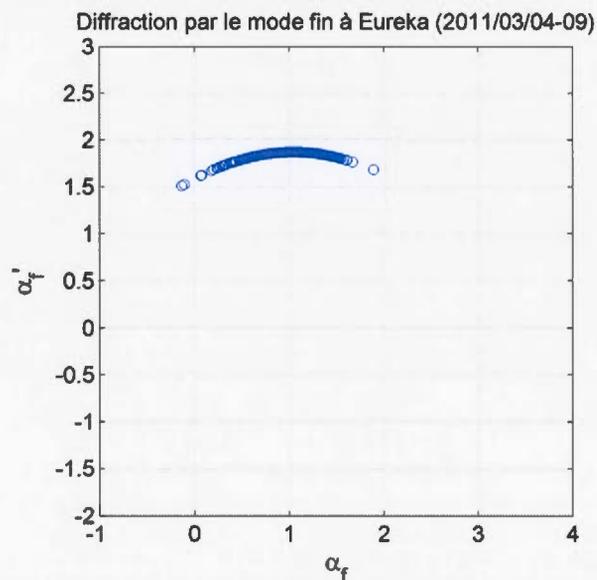


Figure 3.5 Diagramme de diffusion α'_f en fonction de α_f (mode fin), tel que mesuré avec le photomètre stellaire durant la période 3-10 mars 2011 à Eureka.

On peut néanmoins faire appel au régime de diffusion anormale (van de Hulst, 1981), qui fera une estimation de Q_{diff} précise à 15-20% (Farone et Robinson, 1968):

$$C_{\text{diff}} = Q_{\text{diff}} \cdot \pi r^2 = \left(2 - \frac{4}{\rho} \sin \rho + \frac{4}{\rho^2} (1 - \cos \rho) \right) \cdot \frac{\pi}{k_t^2} \rho^2 \quad (3.21)$$

avec $\rho = k_t r$. Seulement pour faciliter le calcul des erreurs, si ρ est petit, $Q_{\text{diff}} \cong 1/2 \cdot \rho^2$ (van de Hulst, 1981) :

$$\langle C_{\text{diff}} \rangle \cong \left\langle \frac{1}{2} \rho^2 \cdot \frac{\pi}{k_t^2} \rho^2 \right\rangle = \frac{\pi}{2k_t^2} \langle \rho^4 \rangle = \frac{\pi k_t^2}{2} \langle r^4 \rangle \quad (3.22)$$

On peut récrire alors $\langle C_{\text{diff}} \rangle = b \cdot \langle r^4 \rangle$, avec b un paramètre qui ne dépend pas de la taille. Similairement à l'équation 2.13, mais cette fois-ci considérant la densité numérique de particules intégrée sur la colonne plutôt que par unité de volume d'air, on peut récrire l'équation 3.20 comme

$$\tau_f / b = \langle r^4 \rangle A_f = r_{\text{eff},f}^4 \cdot A_{\text{eff},f} \quad (3.23)$$

où $A_{\text{eff},f}$ est une abondance conçue pour faire respecter l'égalité. En analysant la figure 2.1, comme on a déjà vu pour N_{eff} , $A_{\text{eff},f}$ fera une légère sous-évaluation de A_f . En pratique cela sera tout à fait négligeable, car les erreurs sur A_f sont plutôt en terme de puissance de 10. Compte tenu de la taille assez grande d'aérosols, pour trouver A_f on va s'en servir plutôt de l'expression complète 3.21 (pas de sa version abrégée, l'équation 3.22), avec $\rho_{\text{eff},f} = k_t r_{\text{eff},f}$. Alors :

$$A_{\text{eff},f} \cong \frac{k_t^2}{\pi} \cdot \frac{\tau_f}{\left(2 - \frac{4}{\rho_{\text{eff},f}} \sin \rho_{\text{eff},f} + \frac{4}{\rho_{\text{eff},f}^2} (1 - \cos \rho_{\text{eff},f}) \right) \rho_{\text{eff},f}^2} \quad (3.24)$$

3.8 Propagation d'erreurs

Il existe deux types d'erreurs en général : les erreurs systématiques (les erreurs "fixes" ou des "biais") et les erreurs aléatoires (voir, par exemple, Taylor (1997)). Le premier type d'erreur, dans le cas de la photométrie stellaire, peut être dominé par l'erreur qui résulte de l'incohérence entre la calibration originale et le vrai état du

système optique qui souffre d'une dégradation systématique. Ce problème peut affecter le mode d'observation OSM, ainsi que la dérivation de l'épaisseur optique de chaque étoile individuelle du mode TSM. Ceci peut arriver souvent à Eureka à cause de la déposition de cristaux. Il n'est pas possible d'éliminer cet effet car on ne connaît jamais l'état précis de la déposition. Pour éviter de mauvaises interprétations des résultats, on compare tout le temps les épaisseurs optiques individuelles des deux étoiles qui sont impliquées dans une série TSM (épaisseurs optiques calculées à partir l'équation 3.10 du régime OSM) avec l'épaisseur optique de la méthode TSM (l'équation 3.7). Cette dernière n'est pas assujettie à une erreur systématique, mais peut souffrir de la non-uniformité optique du ciel.

Le deuxième type d'erreurs est typiquement dominé par la variabilité naturelle de l'épaisseur optique, ainsi que par le bruit de mesure. Nous avons pris en compte globalement ce genre de variabilité en calculant l'écart type σ_{CN} . Cette valeur est estimée ici à partir des trois mesures consécutives de CN (valeur calculée à chaque mesure d'épaisseur optique). L'erreur absolue en termes d'épaisseur optique, sera alors donnée par (Schulz, 2009) (en suivant un développement en série):

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{m} \frac{\sigma_{CN}}{CN} \left(1 + 0.5 \left(\frac{\sigma_{CN}}{CN} \right)^2 \right) \quad (3.25)$$

La méthode SDA peut intégrer cette erreur σ_{τ} pour calculer ensuite les erreurs σ_{τ_f} , σ_{τ_c} , σ_{α_f} et $\sigma_{\alpha'_f}$, associées à τ_f , τ_c , α_f et α'_f . La propagation d'erreurs dans la formule 3.16 conduira alors à une erreur sur le rayon effectif :

$$\sigma_{r_{eff,f}} = (a_1 + 2a_2 \cdot \Psi) \cdot \sigma_{\Psi} \quad (3.26)$$

où

$$\sigma_{\Psi} = \frac{R_{\alpha}}{1 + R_{\alpha}^2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\alpha'_f}}{\alpha'_f - 0.2} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\alpha_f}}{\alpha_f - 0.5} \right)^2} \quad (3.27)$$

D'autre part, pour faciliter le calcul des erreurs sur l'abondance des particules, on va s'en servir ici plutôt de l'équation abrégée 3.23 :

$$A_{\text{eff},f} = \frac{\tau_f}{\langle C_{\text{diff}} \rangle} \cong \frac{1}{b} \frac{\tau_f}{r_{\text{eff},f}^4} \quad (3.28)$$

D'où,

$$\sigma_{A_{\text{eff},f}} = A_{\text{eff},f} \left(\frac{\sigma_{\tau_f}}{\tau_f} - 4 \frac{\sigma_{r_{\text{eff},f}}}{r_{\text{eff},f}} \right) \quad (3.29)$$

3.9 Synergie lidar – photomètre stellaire

L'inversion lidar nécessite la connaissance du paramètre rapport lidar (Weitkamp, 2005), qui est habituellement calculé par des méthodes analytiques, comme Klett (Klett, 1985), ou bien trouvé par des méthodes observationnelles (Raman, HSRL), ou simplement supposé (comme dans le cas de Calipso : 15-29 sr) (Baibakov *et al.*, 2015). Comme il dépend de l'asymétrie de cristaux (Del Guasta, 2001) et du type d'aérosol (Müller *et al.*, 2007), il serait très intéressant d'associer ce paramètre avec les aérosols et les cristaux de notre scène nuageuse. Le lidar CRL fourni, en tant que produit, un rapport lidar S obtenu par la méthode Raman. Malheureusement, quand le retour lidar est faible (comme dans le cas des petits cristaux et des aérosols, ou bien au sommet des nuages), il est très bruité, avec des valeurs excessivement grandes. Tel quel, il n'est donc pas approprié dans le calcul de l'épaisseur optique. On calcule celle-ci notamment avec la formule :

$$\tau = \int_0^{\infty} S \beta_{\text{lidar}} dh \quad (3.30)$$

Par rapport à d'autres instruments (comme le photomètre solaire), le photomètre stellaire a l'avantage de pouvoir observer une étoile près de la ligne de visée du lidar. Ceci est particulièrement utile dans le cas d'une scène nuageuse, qui a généralement une homogénéité optique horizontale plus restreinte que les plumes d'aérosols. On s'attend alors que les deux instruments produisent une épaisseur optique similaire. On peut alors contraindre l'intégrale de l'équation 3.30 à la valeur τ du photomètre stellaire pour obtenir un meilleur rapport lidar S (tout en considérant que S soit constant pour aérosols et les nuages dans chaque profil vertical analysé).

CHAPITRE IV

OBSERVATIONS ET PARAMÈTRES DÉRIVÉS

La période d'intérêt, 4-9 mars 2011, a été analysée avec la plupart des instruments disponibles, y compris le photomètre stellaire. On se concentre surtout sur les mesures prises au sol, à Eureka, pour bénéficier de la synergie d'instruments ayant, comme on verra plus tard, une plus grande sensibilité que les senseurs satellitaires, tout en intégrant celles-ci dans la structure spatiale dérivée des données satellitaires et des réanalyses.

4.1 Les observations à partir du sol

On présentera d'abord les mesures du lidar, du radar et des radiosondes, fournissant les informations prioritaires qui déterminent la structure verticale de l'atmosphère. Seulement ensuite on présentera celles de photométrie stellaire, afin de mettre en évidence leur intégration avec les autres observations. Les paramètres de base fournis par le lidar (CRL) et le radar (MMCR) sont présentés dans la figure 4.1, les deux ré-échantillonnés à une résolution temporelle de 20 min et verticale de 200 m. On y met aussi en évidence les périodes de la concordance d'observations par photométrie stellaire, qui sont discriminées par modes d'observation, soit OSM et TSM. Les graphiques montrent principalement, de haut en bas, les mesures du coefficient de rétrodiffusion lidar à 532 et 355 nm, (a) et (b), ainsi que la réflectivité radar (c) et les paramètres Doppler associés (la vitesse verticale des particules (d) et l'écart-type de la variation de cette vitesse linéaire (e), connue en tant que « largeur spectrale »).

L'échelle de l'affichage est logarithmique, là où il a été nécessaire, afin de mieux visualiser les faibles valeurs. Comme décrit dans le chapitre II, à part la largeur spectrale, toutes ces données servent dans cette étude pour la dérivation des paramètres plus intimement liés aux particules d'aérosols et de nuages.

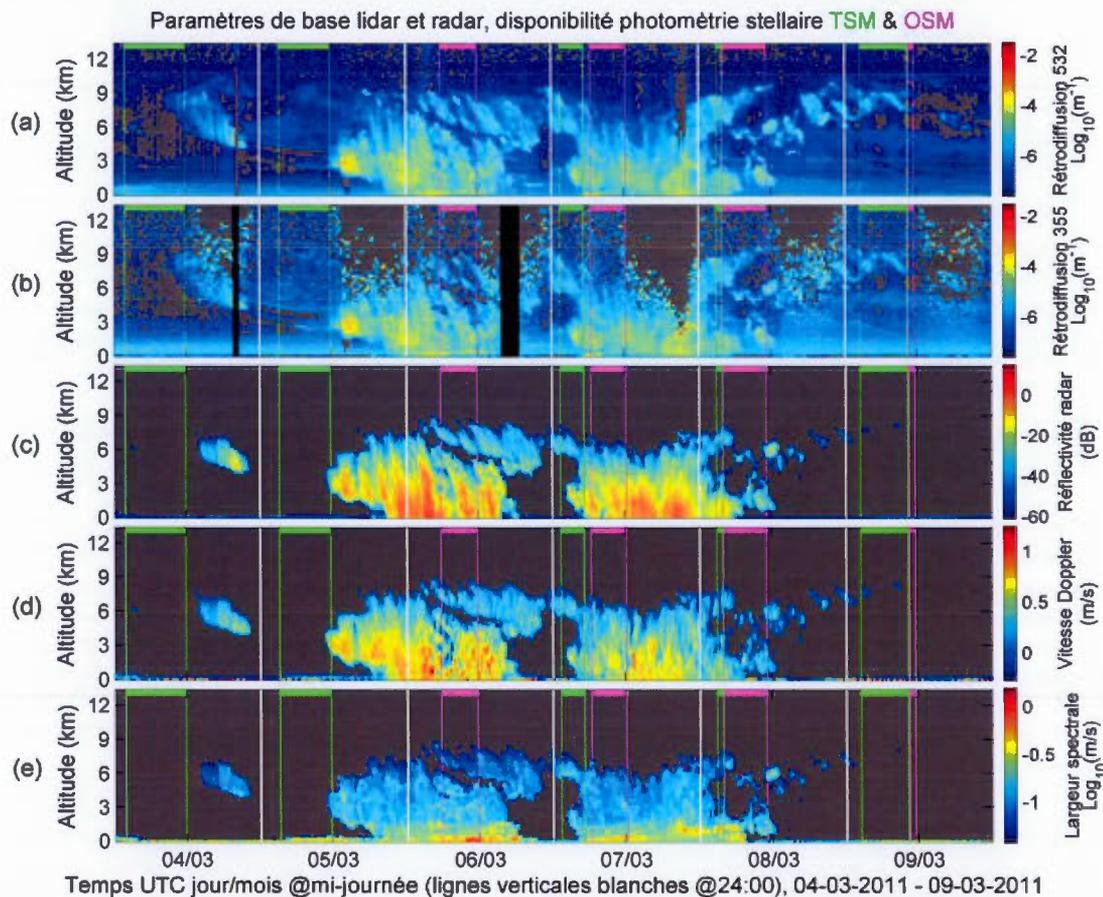


Figure 4.1 L'analyse de base de la structure verticale des nuages avec le lidar CRL et le radar MMCR à Eureka (laboratoire OPAL) : a) coefficient de rétrodiffusion lidar à 532 nm; b) coefficient de rétrodiffusion lidar à 355 nm; c) réflectivité radar; d) vitesse Doppler radar des particules; e) largeur spectrale de la vitesse Doppler radar.

Pour mieux mettre en évidence le contour de nuages et du panache d'aérosols, on a mis du fond gris là où le signal se perdait dans le bruit de mesure. Cette limite est de $10^{-7.5} \text{ m}^{-1}$ pour les mesures du lidar, qui est la limite de détection prescrite (voir

chapitre I). Pour le radar, on a mis cette limite à -80 dBZ, encore plus basse que la limite de détection prescrite (-57 dBZ), étant donné que le radar en détecte moins que le lidar. On a marqué en noir les périodes où il manque des données. Avant de poursuivre la dérivation mentionnée, examinons la structure thermodynamique de l'atmosphère, telle que fournie par les radiosondes (figure 4.2). Les contours des nuages sont superposés sur chaque carte, en noir, pour lier la thermodynamique aux nuages. Afin de les obtenir, sans manquer même les nuages non détectés par le radar (TIC-1), on considère, grossièrement, nuage tout signal lidar $> 4 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ (Baibakov *et al.*, 2015), ou tout signal radar $> -57 \text{ dBZ}$ (limite de détection). Les radiosondes sont généralement lancées à chaque 12 h, avec 2-3 radiosondes d'ozone supplémentaires. Comme ces cartes sont conçues par ajustement des profils des radiosondes aux mesures au sol prises par le "Fluxtower" (voir chapitre II) et interpolées à la résolution lidar/radar, on y présente aussi, en ligne quasi verticale noire, les trajets des vols des radiosondes, en tant que référence, car les données météorologiques dans le voisinage de ces trajets devraient être les plus proches de la réalité. On y montre aussi en violet l'altitude où la température baisse au-dessous de -40°C (point de congélation homogène) et -60°C (point de congélation homogène de H_2SO_4 de concentration 20% (Ettner *et al.*, 2004), typique pour les aérosols). Les paramètres présentés sont : la température (a), le rapport de mélange de la vapeur d'eau (b), la stabilité statique (c), l'humidité relative par rapport à l'eau liquide (d) et par rapport à la glace (e).

La figure 4.3 présente, principalement, les paramètres dérivés par synergie lidar, radar, radiosondes et "Fluxtower". L'échelle d'affichage est adaptée en fonction de la distribution de grandeurs du paramètre présenté : linéaire, logarithmique, ou même en racine carré, quand ni celle linéaire, ni celle logarithmique étaient appropriées. Les trois premiers paramètres (a-c) proviennent uniquement du lidar, étant intimement liés à la forme et à la taille des particules. Il s'agit notamment du rapport de couleur (a), défini comme le rapport entre les coefficients de rétrodiffusion à 532 et 355 nm.

Il est principalement une indication de la taille des particules, permettant entre autres de discriminer les aérosols des nuages optiquement minces.

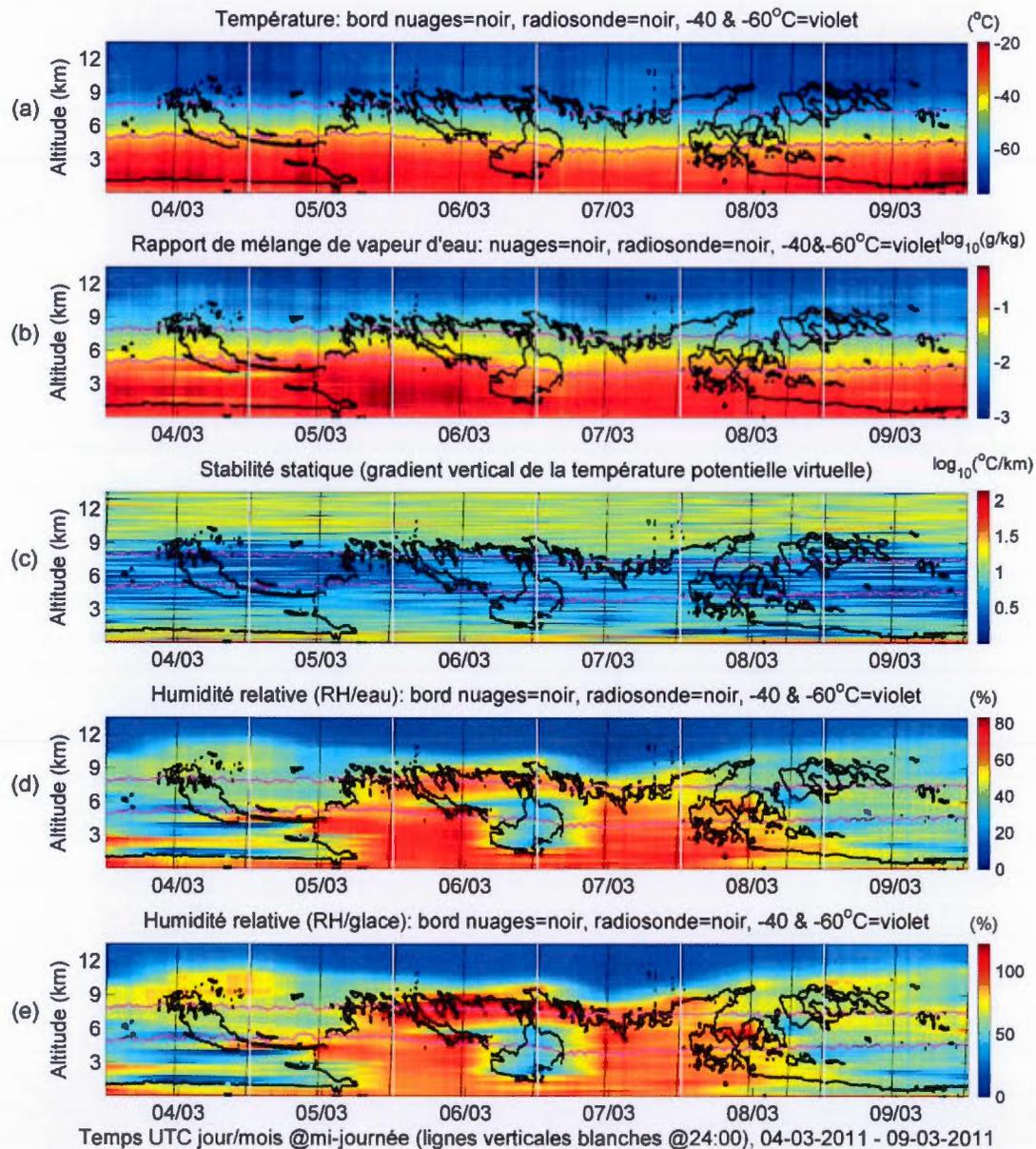


Figure 4.2 État thermodynamique de l'atmosphère : mesures des radiosondes interpolées et ajustées à celles du "Fluxtower". Les unités sont affichées au-dessus des bars de couleurs. Les courbes violettes indiquent -40 et -60°C.

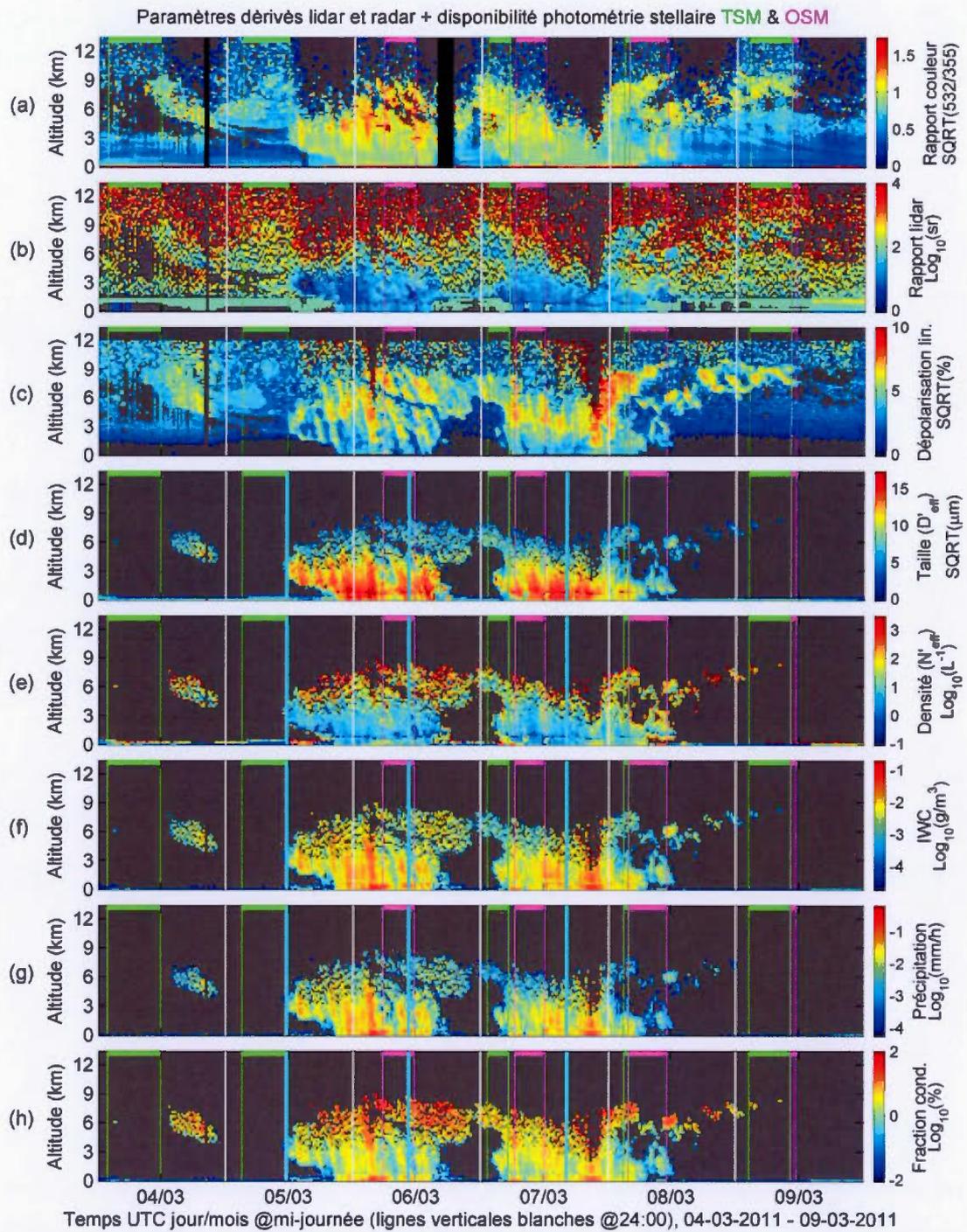


Figure 4.3 Synergie lidar-radar : paramètres dérivés primaires (a-c) et secondaires (d-h); voir le texte pour leur description et les échelles d'affichage.

Le suivant, le rapport lidar (b), représente le rapport entre les coefficients d'extinction (principalement de diffusion) et rétrodiffusion (rapport obtenu par la méthode Raman, voir Nott *et al.* (2011)), lié principalement à la forme des particules. En dessous de 1.5-2 km, il n'est pas disponible et on le remplace par des valeurs déduites par la méthode Klett (Klett, 1981). Il permet aussi de discriminer les aérosols des nuages, car les nuages ont des valeurs < 50 sr, tandis que pour les aérosols il est à > 50 sr (Anderson *et al.* 2000, Chen *et al.* 2009). Ensuite on présente la dépolarisation linéaire (c), étant le rapport entre le retour lidar polarisé perpendiculairement à celui polarisé parallèlement par rapport au faisceau initial. Elle est fortement reliée à la forme de particules. Cela permet de discriminer les aérosols du mode fin (O'Neill *et al.*, 2008) et les gouttelettes (dépolariation $< 3\%$), par rapport aux cristaux des nuages (dépolariation $> 20\%$), entre les deux valeurs étant des nuages en phase mixte (Bourdages *et al.*, 2009). Les cinq paramètres subséquents (d-h) sont les fruits du développement algébrique du chapitre II. On y retrouve donc le diamètre effectif prime (d), la densité numérique N'_{eff} des particules (e), ainsi que le contenu de glace (f) (IWC, équation 2.24, avec $f_r=1$) pour mettre en évidence des régions éventuelles de déposition ou de sublimation. La carte subséquente (g) montre la structure verticale de la précipitation (la quantité R de l'équation 2.26, avec $f_r=1$). La dernière (h) présente le rapport entre la quantité d'eau gelée (trouvée par synergie lidar-radar) et l'eau totale dans la parcelle d'air, incluant la vapeur d'eau, telle que fournie par les radiosondes (la quantité FC de l'équation 2.40, avec $f_r=1$). Elle donne le pourcentage d'eau cristallisée, pour mettre en évidence les régions dépourvues de vapeur d'eau, probablement due à la nucléation.

La dynamique des systèmes dépressionnaires est fournie, figure 4.4, par la variation de pression mesurée à la station météo Eureka et par le "Fluxtower". On identifie ainsi une tendance à la baisse le 5 mars, suivie d'une autre encore plus profonde le 7 mars 2011.

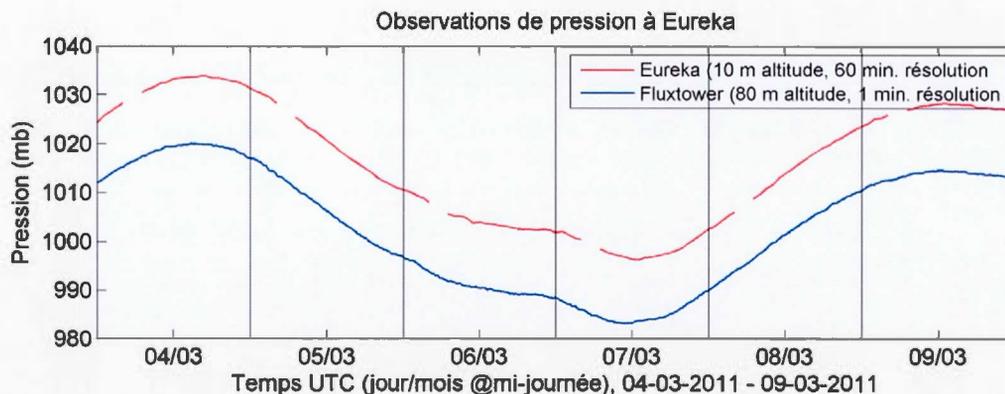


Figure 4.4 Évolution de la pression au sol près d'Eureka. Une telle différence de pression est normale, car près des pôles l'atmosphère est plus dense.

Pour comprendre les effets énergétiques engendrés par l'état de l'atmosphère, on montre dans la figure 4.5 (a) le bilan radiatif obtenu grâce aux mesures du "Fluxtower". On y présente ensuite (b) la température près de la surface, à différentes hauteurs : sur le "Fluxtower" (à 2 et 10 m, qui est lui-même à 80 m par rapport au niveau de la mer) et à OPAL. Les données d'OPAL proviennent du système POSS, qui est dédié principalement à la mesure de la précipitation, mais on s'en sert néanmoins, car la station météo ne fait des mesures de température qu'une fois par heure.

Dans le même sens, on veut suivre aussi l'évolution temporelle de la vapeur d'eau, mise en évidence par la quantité de vapeur d'eau précipitable (PWV) contenue dans la colonne (figure 4.6, a). Elle a été mesurée avec un radiomètre micro-ondes (225 GHz) installé, pendant la période 11/02–11/05 (2011), au Ridgelab. L'étalonnage de cet instrument, par rapport aux radiosondes, est décrit dans l'annexe B. À partir des mesures de radiosondes on estime aussi l'étendue de la zone d'inversion de température (figure 4.6, b), car une partie de la vapeur d'eau est généralement piégée dans cette couche limite d'une épaisseur de jusqu'à 2 km au-dessus de la surface, avec peu d'interaction avec l'atmosphère libre. La hauteur de la couche d'inversion semble diminuer en corrélation avec l'évolution de la pression, avec augmentation soudaine en hauteur aux minimums des deux dépressions. On remarque notamment

que RidgeLab, situé à 610 m d'altitude, se trouve parfois dans cette zone d'inversion. Afin de quantifier l'apport des basses couches, on a estimé la PWV en dessous et au-dessus de la hauteur de la couche d'inversion, ainsi que par rapport à RidgeLab (figure 4.6, a).

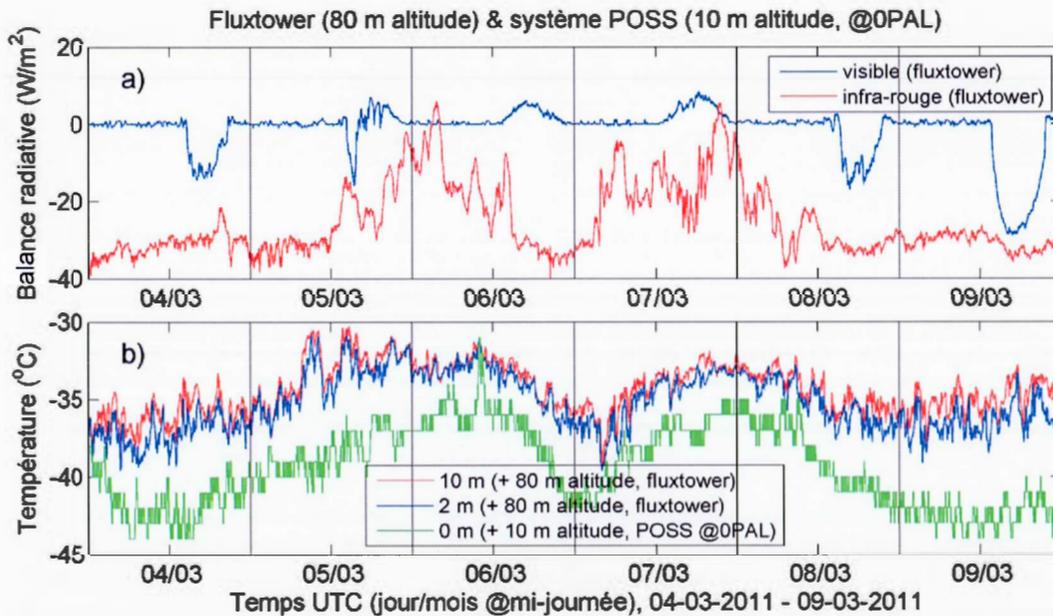


Figure 4.5 Effets énergétiques engendrés par la scène nuageuse : a) balance radiative visible et infrarouge; b) température près de la surface.

Après avoir montré les observations de tous ces instruments à partir du sol, on présente finalement les résultats de notre propre instrument, le photomètre stellaire. C'est un nouveau type d'instrument, toujours en développement, qui a du relever les défis de l'hiver polaire. Nous avons fait au total 8 campagnes de mesures hivernales à Eureka, entre 2010 et 2014. L'instrument et son dôme ont subis plusieurs pannes techniques, suivis par des périodes de réparations en Allemagne et réinstallation. Malgré cela, nous avons pu recueillir des données équivalant à des observations continues pendant trois mois. Cela a été possible, en partie, grâce à des outils que nous avons installés pour un contrôle à distance, par internet. Les observations utilisées pour cette étude ont été réalisées justement dans ce mode de contrôle à

distance. La figure 4.7 présente les résultats d'épaisseur optique durant notre période de référence. On y retrouve les mesures à une étoile (OSM), ainsi que la décomposition par étoile individuelle de la méthode à deux étoiles (TSM), et de celle standard TSM.

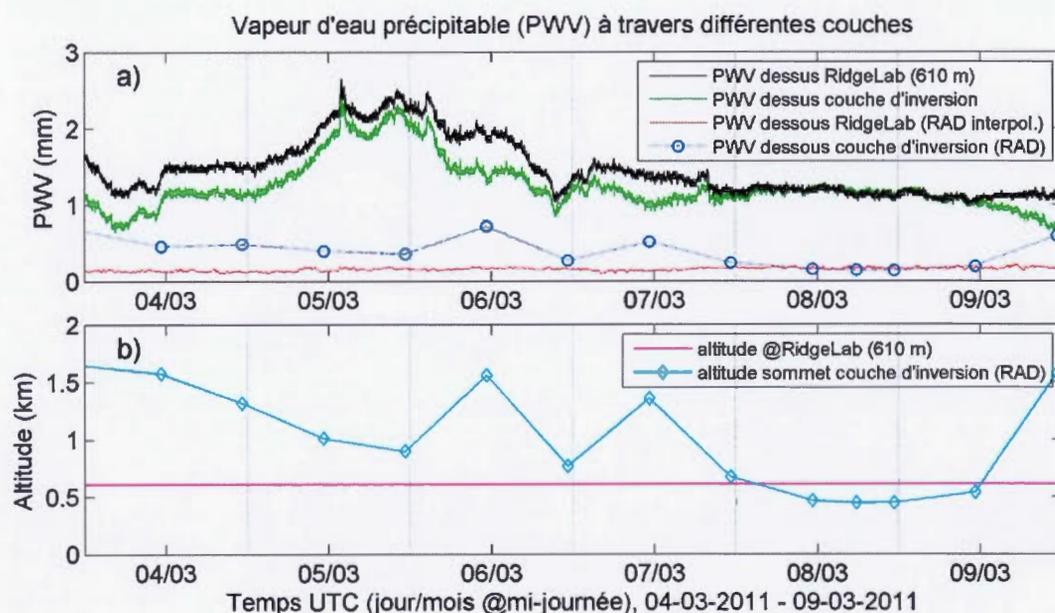


Figure 4.6 La vapeur d'eau précipitable (PWV) (a) mesurée par le radiomètre micro-ondes (RMO) à RidgeLab (courbe noire) et au-dessus de la couche d'inversion (courbe verte, estimation fractionnelle des données de radiosondes (RAD) appliquées aux données RMO). Courbes rouge et bleue, mesures fractionnelles RAD (l'équation 2.39), la rouge étant interpolée à la résolution "Fluxtower"; voir section 2.3 pour détails. Position de la hauteur de la couche d'inversion (b) et l'altitude de RidgeLab.

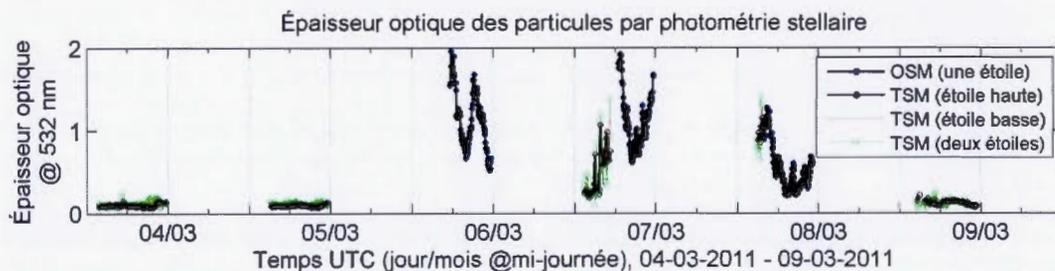


Figure 4.7 Observations d'épaisseur optique totale des particules.

L'algorithme SDA permet ensuite une discrimination aérosols/nuages en termes d'épaisseur optique (figure 4.8, a), ainsi que de dévoiler une vue plus intime sur les caractéristiques des aérosols (figure 4.8) : le coefficient d'Ångström (b), le rayon effectif (c) et l'abondance des particules du mode fin (d).

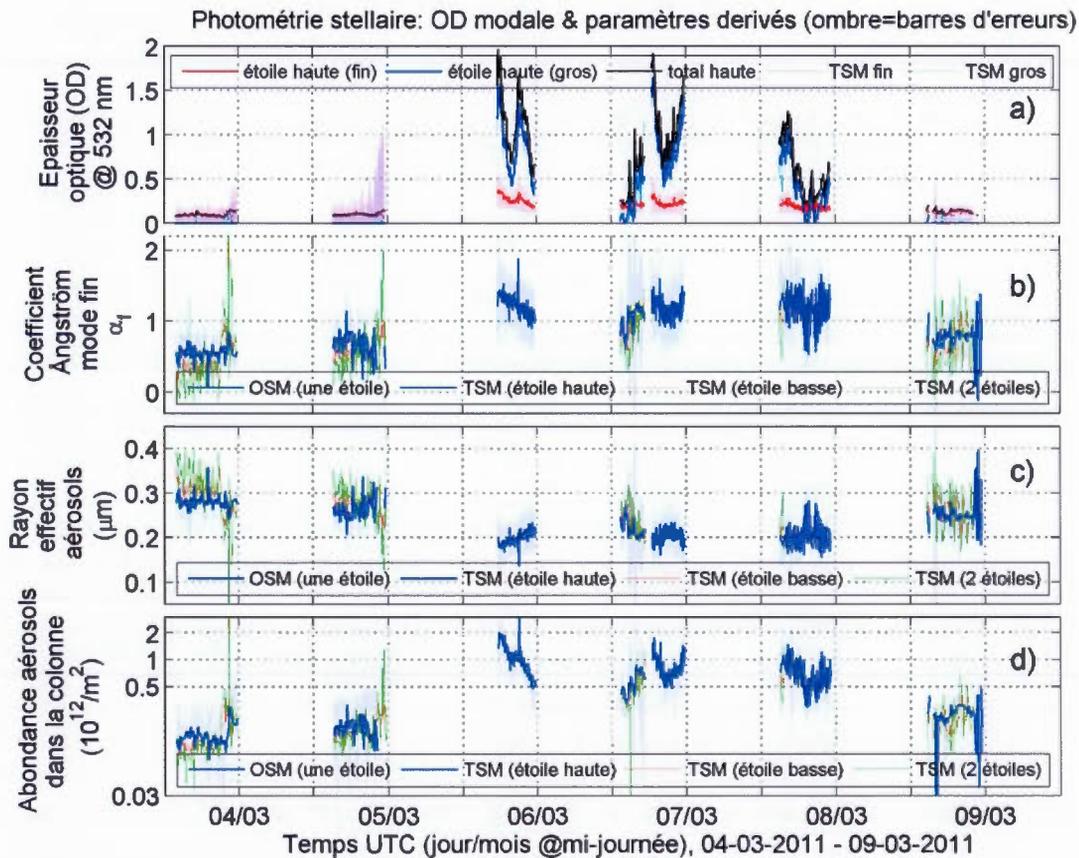


Figure 4.8 Décomposition modale (fin/gros) de l'épaisseur optique du photomètre stellaire (a), ainsi que des paramètres dérivés (b-d) du mode fin.

Le coefficient d'Ångström présente des valeurs distinctes entre les observations à travers les nuages et celles d'avant ou d'après, mais il ne semble pas faire une différence entre les deux systèmes dépressionnaires. Un cas spécifique concerne l'avant-midi du 4 mars, où la seule plume visible se trouve seulement à la tropopause (vers 10-11 km d'altitude). Pour mieux mettre ceci en évidence, on présente dans la

figure 4.9 la distribution coefficient d'Ångström pour chaque cas mentionné, séparément pour le premier (a) et le deuxième (b) système dépressionnaire.

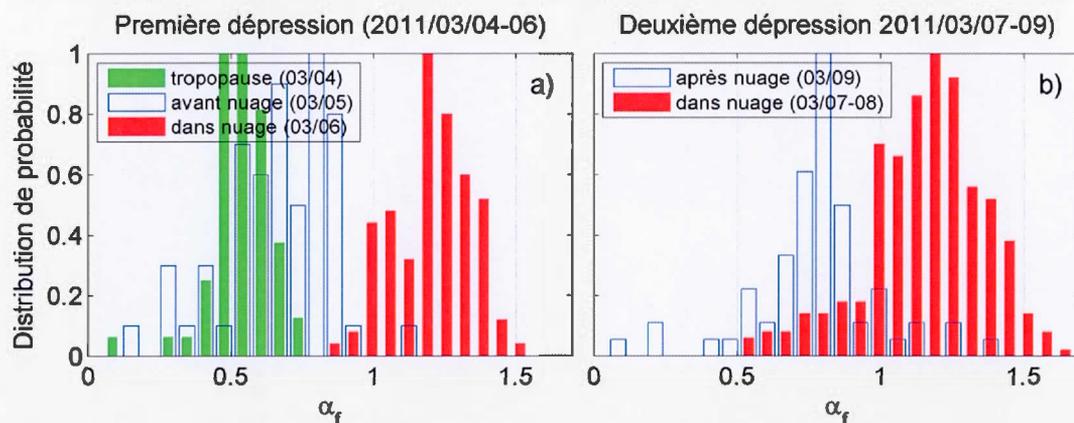


Figure 4.9 Distribution du coefficient d'Ångström pour la plume troposphérique (vert), avant et après les nuages (contour bleu) et dedans (rouge).

Les observations de photométrie stellaire permettent d'obtenir aussi la quantité de gaz traces dans la colonne atmosphérique, la vapeur d'eau (PWV) et l'ozone, faisant ainsi un suivi rapide de leur évolution temporelle (résolution 3-6 min). La validation de mesures de PWV et d'ozone sera faite au chapitre suivant. Comme le photomètre présente une mesure un peu plus bruitée, ne couvrant pas toute la période, dans cette étude on s'en tiendra aux mesures PWV du radiomètre seulement (figure 4.6).

Toutes les données précédentes, essentiellement basées sur la télédétection, sont donc pour faire une synthèse d'information physique à partir des mesures optiques, radar et météorologiques, qui nous permettra de mieux comprendre la dynamique des cristaux de glace et leur lien avec les aérosols (jouant le rôle de noyaux de cristallisation). Ultiment, on veut comparer les conclusions de l'analyse avec la réalité, quant à la taille et la forme de cristaux de glace précipités, en se basant sur des observations microscopiques au sol (figure 4.10) que nous avons pris à Eureka avec un microscope spécialement bricolé afin d'utiliser la caméra d'un téléphone intelligent. Ces échantillons de cristaux ont été pris en février 2014, mais ils sont néanmoins typiques et représentent une bonne référence pour la scène nuageuse étudiée ici.

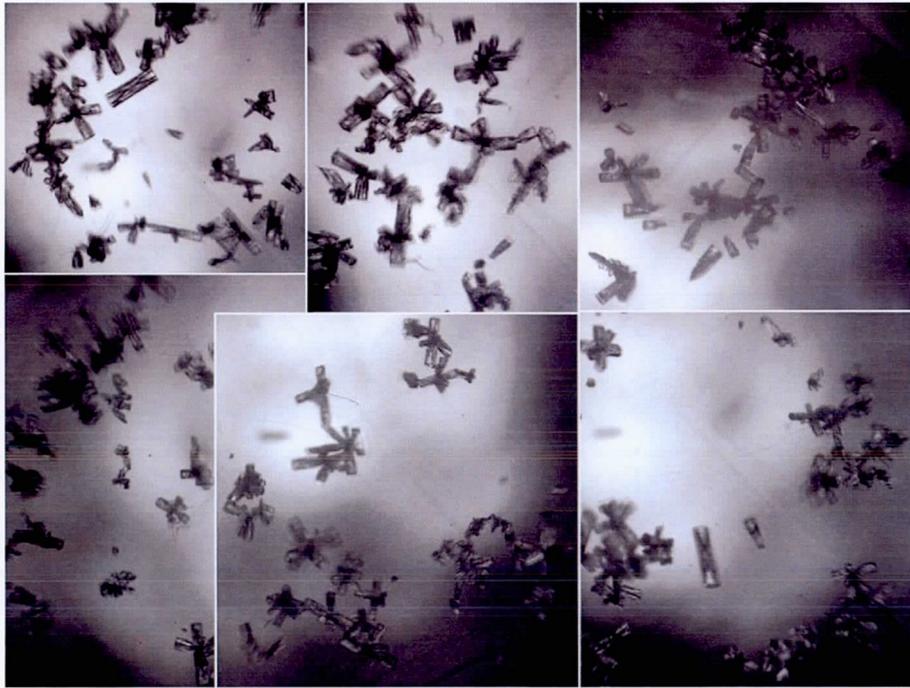


Figure 4.10 Images microscopiques : cristaux de glace précipités © L. Ivănescu.

4.2 Les observations satellitaires

Avant tout, les réanalyses NCEP/NCAR (Earth System Research Laboratory, 2015) de la hauteur géopotentielle et de la température à 500 hPa, couvrant toute la région Arctique (dans une projection polaire) ont été présentées au chapitre I, figure 1.5. Elle met en évidence la dynamique synoptique, particulièrement la position et la profondeur de deux systèmes dépressionnaires touchant Eureka. Les trois survols satellitaires Calipso/CloudSat choisis pour mettre en évidence l'aspect spatial de la structure nuageuse sont présentés dans la figure 4.11. Dans la partie supérieure, pour tous les trois cas (a, c, e), on y montre le coefficient de rétrodiffusion lidar, à 532 nm, dont on a soustrait la composante de rétrodiffusion moléculaire pour une meilleure visibilité des particules. Dans la partie inférieure (b, d, f) on montre la réflectivité radar correspondante. Ces figures couvrent une distance de 900 km (450 km avant et après le point de l'orbite la plus proche d'Eureka), pour avoir une tranche à l'échelle

synoptique dans la masse nuageuse. Dans le but d'effectuer une comparaison, et une vérification de nos méthodes de mesures et d'analyses, les figures 4.12 et 4.13 montrent les profils verticaux de taille et de densité numériques des particules dans la colonne. Comme les survols ne sont pas parfaitement colocalisés à Eureka, pour que les profils soient représentatifs on a effectué une moyenne temporelle dans le cas des mesures à partir du sol, et une moyenne spatiale dans le cas des satellites. Pour que les deux types de moyennes soient grossièrement équivalents, on applique un facteur de conversion spatio-temporelle de 5.7 m/s (Ivănescu *et al.*, 2014), signifiant que 1 minute dans les mesures au sol serait équivalente à un échantillon de 333 m du satellite. Ce facteur de conversion est 1/3 du celui déduit à partir de l'hypothèse d'équivalence spatio-temporelle de Taylor (Brownson, 2014) dans le cas des systèmes nuageux (17 m/s, ou 1 km/min). Nous avons dû réduire ce facteur, car pour certaines orbites très près d'Eureka, la moyenne temporelle aurait été sur une période bien trop courte pour être représentative. La moyenne est appliquée sur une distance deux fois plus grande que la distance minimale de la trajectoire du satellite par rapport à Eureka, toujours pour s'assurer que la moyenne reste représentative (figure 4.11). Ainsi, pour les trois passages le 5, 6 et 7 mars (a, b et c dans les figures 4.12 et 4.13), la distance minimale est de 75.5, 74.5 et 81.5 km respectivement. La moyenne sera faite alors sur 151, 149 et 163 km, respectivement, au long de l'orbite Calipso/CloudSat. Dans l'espace CRL/MMCR (mesures au sol) cette moyenne sera équivalente avec une moyenne sur 7h33min, 7h27min et 8h09min, respectivement. Pour mettre en évidence la variabilité des profils, on a effectué aussi des écarts-type sur les données utilisées pour calculer les profils moyens. Ils ont été mis dans les graphiques en tant qu'ombre de la couleur du profil correspondant. Dans le cas des mesures satellitaires, près du sol il manque 1.1 km car on a besoin d'une marge pour éviter de prendre en compte dans les calculs la réflexion du sol. Dans le cas des observations au sol, on garde aussi une marge similaire, car le rapport lidar est plus incertain dans cette région (figure 4.3, b).

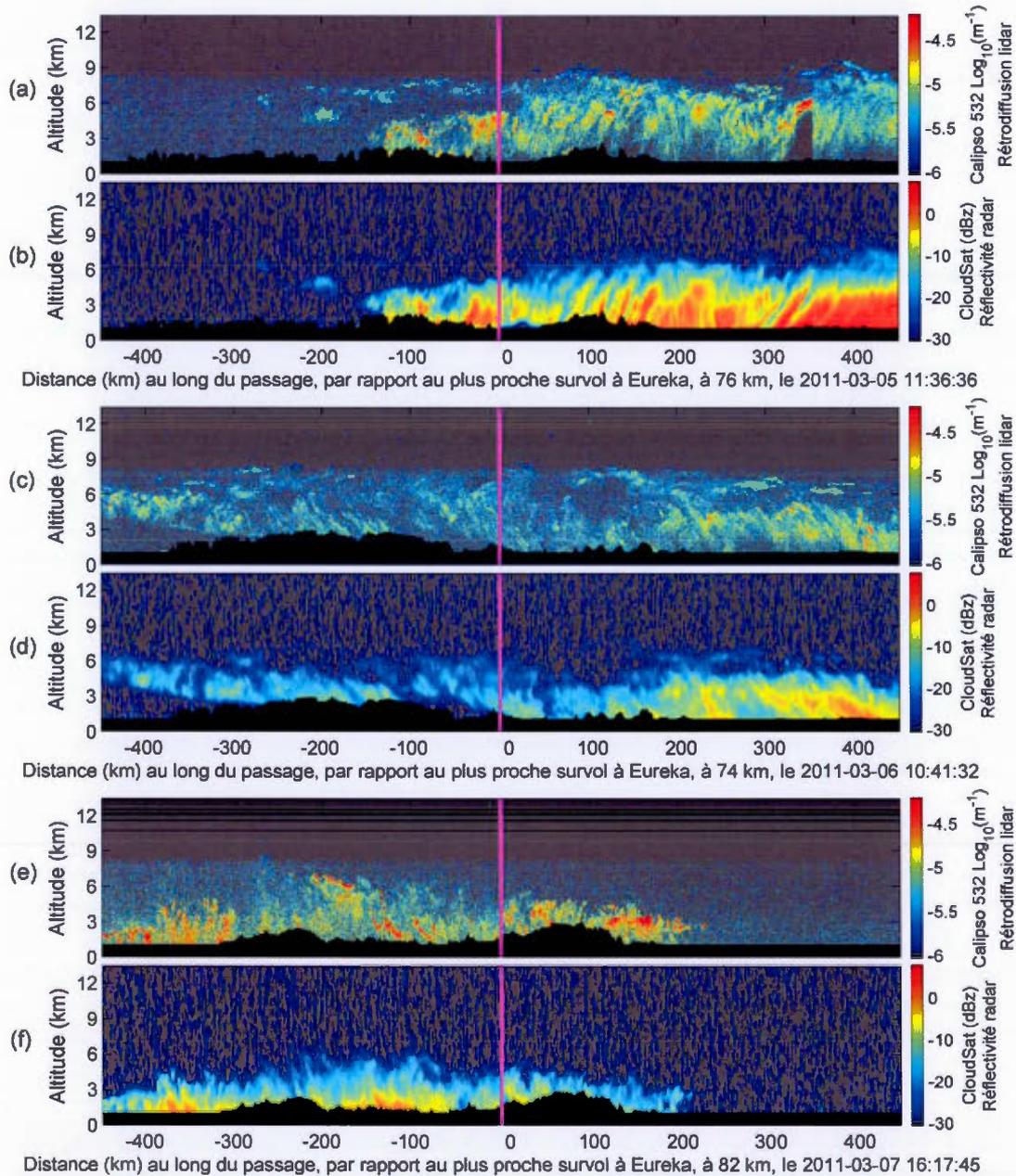


Figure 4.11 Les trois survols satellitaires d'Eureka (5, 6 et 7 mars) : a), c) et e) montrent la rétrodiffusion Calipso; b), d) et e) montrent la réflectivité CloudSat. La ligne violette est le point de passage le plus proche d'Eureka (correspondant aux lignes violettes de la figure 1.5, à partir desquelles on compte 450 km, avant et après).

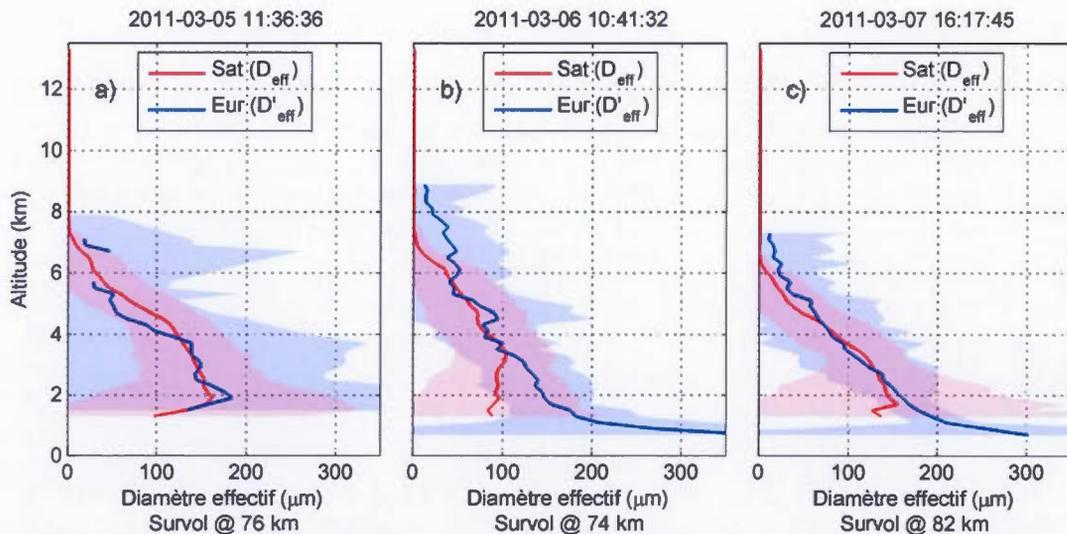


Figure 4.12 Profils verticaux de taille des particules (comparaison Sat=satellite CloudSat « radar only – RO » vs Eur=Eureka), pour les trois survols satellitaires.

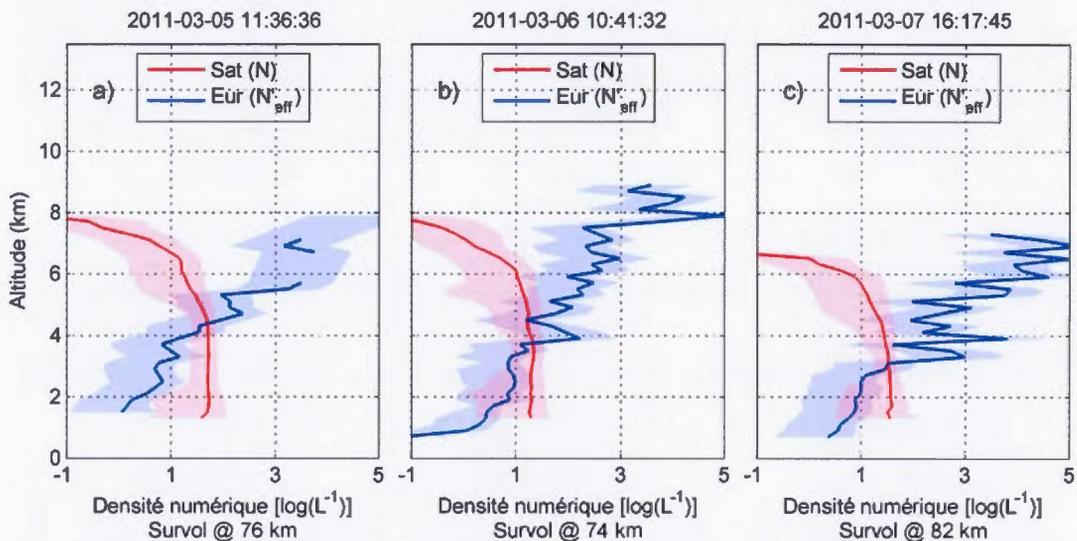


Figure 4.13 Profils verticaux de densité numérique des particules (comparaison Sat=satellite CloudSat RO vs Eur=Eureka), pour les trois survols satellitaires.

Dans le but de comprendre la source (et éventuellement le type) des aérosols, la figure 4.14 présente les rétrotrajectoires directement issues du modèle HYSPLIT (Air Resources Laboratory, 2015). Comme les réanalyses de la figure 1.5 montrent deux systèmes dépressionnaires touchant Eureka durant la période analysée, on présente ici

les rétrotrajectoires influencées par ces deux systèmes. Par exemple, on peut noter, pour le cas du 5 mars, le mouvement contre le sens de l'horloge autour du détroit de Béring, correspondant à la basse pression vue dans la figure 1.5.

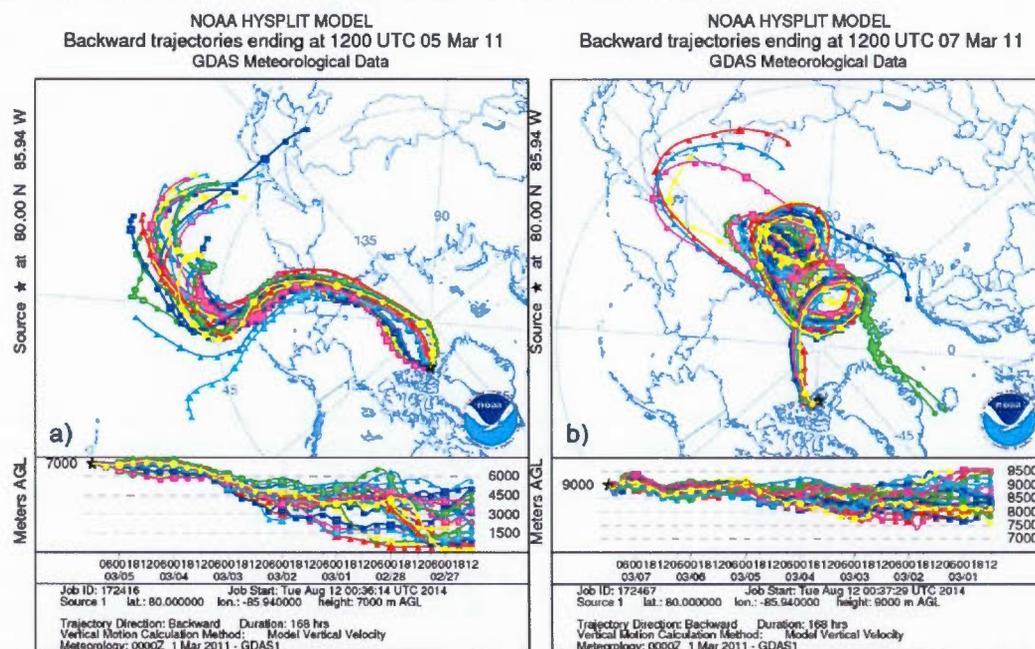


Figure 4.14 Rétrotrajectoires typiques sur 7 jours : a) pour le premier système nuageux partant d'Eureka le 5 mars à 7 km altitude; b) pour le deuxième système nuageux partant d'Eureka le 7 mars à 9 km altitude (Draxler et Rolph, 2015).

L'évolution du vortex polaire au-dessous d'Eureka, fournie par les réanalyses GEOS-5.20, est montrée dans la figure 4.15, pour le 5 (a), 6 (b) et 7 (c) mars 2011.

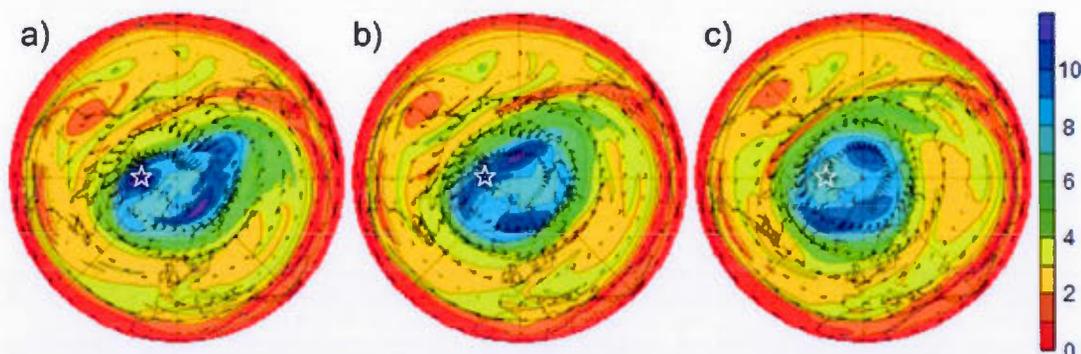


Figure 4.15 Verticité potentielle à 850 K par les réanalyses GEOS-5.20, le 5 (a), 6 (b) et 7 (c) mars 2011. Eureka est marquée avec une étoile blanche.

CHAPITRE V

ANALYSE MULTI-PARAMÈTRES

Avant de procéder avec l'interprétation des résultats, on présentera la vérification de résultats et, ainsi, valider les développements algébriques des chapitres II et III. Par la suite nous procéderons à l'analyse des résultats des nuages optiquement minces.

5.1 Validation des résultats de synergie lidar-radar

Pour valider l'ensemble du développement algébrique du chapitre II, on analyse d'abord les résultats les plus complets de l'algorithme, soit le taux de précipitation. On présente dans la figure 5.1 le taux de précipitation calculé près du sol (moyenné en altitude sur 0-200 m), pour un facteur de remplissage $f_r=1$. On les compare ici avec celui mesuré près du sol avec le disdromètre optique Parsivel, présent à OPAL (ayant 1 min de résolution temporelle).

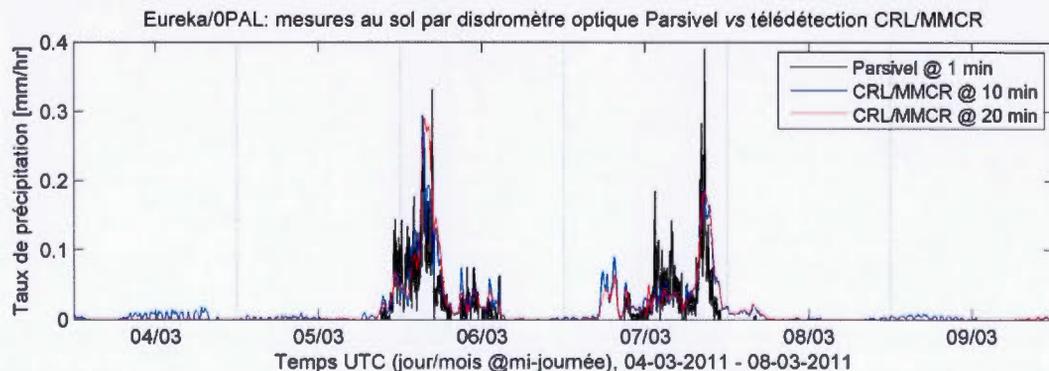


Figure 5.1 Comparaison du taux de précipitation de la synergie lidar-radar (à 10 et 20 min résolution) avec celui détecté au sol par le système Parsivel.

Les mesures du Parsivel ne peuvent pas être utilisées en tant que référence absolue pour une comparaison précise, car il s'agit toujours d'une méthode de télédétection (même s'il s'en est une de proximité), basée sur des lasers horizontaux. Ça donne néanmoins une référence relative près du sol, obtenue par une méthode indépendante. Pour vérifier la robustesse et la représentativité des estimations lidar-radar on a réalisé une analyse avec deux résolutions temporelles et verticales, soit 10 minutes (50 m sur la verticale) et 20 minutes (200 m sur la verticale). Dans la figure 5.2 (a), on analyse la corrélation des taux de précipitation, qui confirme une bonne concordance, avec un coefficient de corrélation R au sol de ~ 0.9 , malgré une légère différence d'amplitude. En effet, la méthode lidar-radar (CRL/MMCR) avec $f_r=1$ surestimerait $\sim 30\%$ plus de précipitation. Ceci est mis en évidence par les lignes noires, faisant la régression linéaire (figure 5.2, b et c). Les lignes vertes montrent seulement le cas d'une correspondance parfaite entre les deux types de mesures. Il faut noter aussi que la corrélation se maintient aussi en altitude (par rapport aux mesures Parsivel près du sol), jusqu'à au moins 3 km. Par rapport aux profils des figures 4.12 et 4.13, dans ce profil vertical on se rapproche un peu plus du sol, en utilisant le rapport lidar Klett.

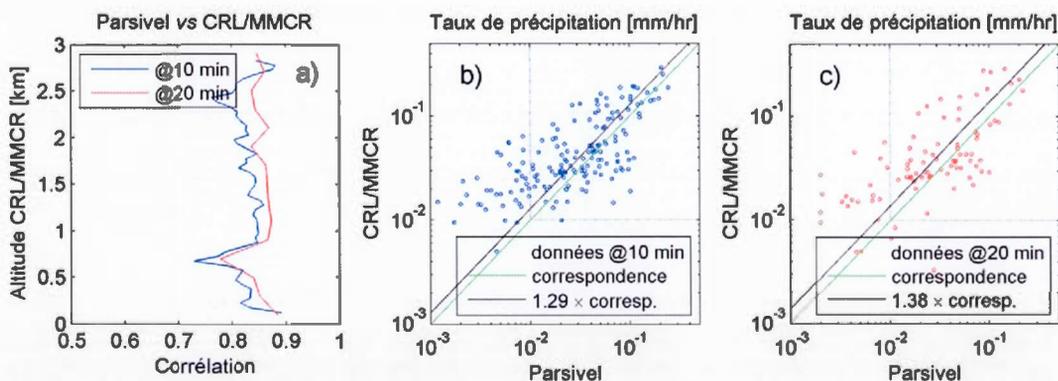


Figure 5.2 Analyse de corrélation des taux de précipitation obtenus par télédétection radar/lidar et par le Parsivel, sur la période 4 – 9 mars 2011. Les lignes noires correspondent à la régression linéaire, la valeur de la légende indiquant le rapport d'amplitude entre les deux types de mesures.

Une possible explication pour la différence de magnitude, entre les deux types de mesures, serait qu'au niveau du sol il y aurait une sublimation rapide de cristaux, compte tenu de l'environnement arctique sec et du vent au sol. Les profils de la figure 4.12 montrent néanmoins une croissance des cristaux dans la zone d'inversion de température le 6 et 7 mars, ce qui serait à l'encontre de l'hypothèse de sublimation. De plus, le vent à la surface (qui pourrait être un facteur amplificateur de la sublimation) était pratiquement imperceptible durant presque toute la période de référence. Une autre explication serait le fait d'avoir utilisé D'_{eff} en tant qu'approximation de taille moyenne de cristaux dans le calcul de la quantité d'eau gelée. Ça pourrait effectivement expliquer le petit écart de précipitation trouvé ici. Cependant, ça ne pourra pas expliquer un écart bien plus important, un factor ~ 4 , par rapport aux mesures d'accumulation de neige de la station météo (figure 5.3, a), ou du Raincap. L'explication la plus plausible reposerait alors sur le facteur de remplissage de cristaux $f_r < 1$, tel que proposé dans la section 2.1, équations 2.23. On obtient f_r en faisant simplement le rapport entre les taux de précipitation obtenus par télédétection (lidar-radar) et celui journalier mesuré au sol, à la station météo Eureka. Ce facteur f_r va compenser aussi, automatiquement, pour toute approximation concernant la taille des particules dans la section 2.1, ce qui est équivalent à faire un étalonnage.

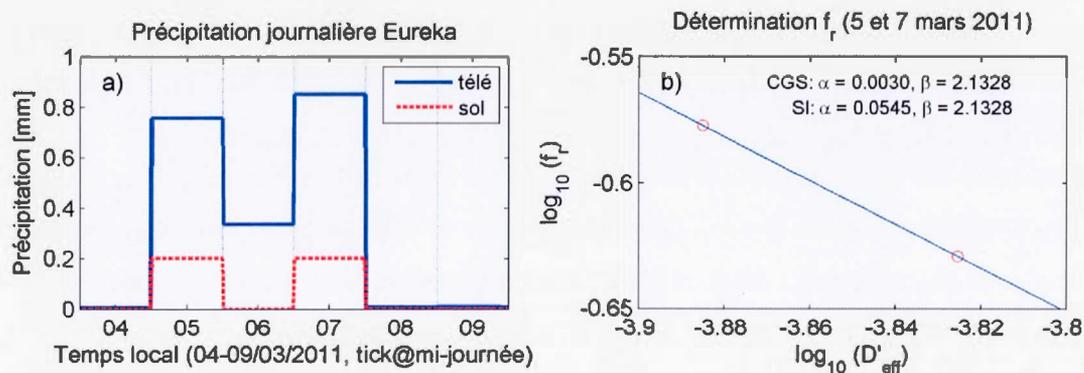


Figure 5.3 Comparaison précipitation journalière (a) par télédétection (lidar-radar) et celle mesurée au sol. Régression linéaire (b), sur deux points, pour trouver la loi de puissance du facteur de remplissage f_r selon la taille de cristaux (unités cgs).

La régression linéaire de la figure 5.3 (b), basée sur l'équation 2.27, permettra ensuite de trouver les paramètres $\alpha=8699.3$ et $\beta=2.133$ de loi de puissance de f_r en fonction de la taille [μm]. On exprime ces paramètres en unités cgs aussi ($\alpha=0.003$, $\beta=2.133$), pour pouvoir les comparer avec celles de Mitchell (1996). Pour correspondre avec la résolution des mesures de précipitation au sol, le D'_{eff} a été moyenné sur une journée (en temps local), dans l'esprit d'estimation de masse gelée, en tant que volume avec $(\langle D'_{\text{eff}}{}^3 \rangle)^{1/3}$. Les paramètres α et β sont reliés à l'espèce de cristaux, tels que montrés en Mitchell (1996). Le calcul précédent signifie alors qu'on a supposé, grossièrement, le même type de cristal durant le passage des deux systèmes dépressionnaires. Dans la plage de tailles mesurées, les valeurs α et β trouvées correspondent à un cristal de type (d'espèce) rosette de colonnes ou bien agrégats de colonnes et/ou de plaquettes (figure 5.4). Pour les cristaux de grande taille, tel qu'on trouve près de la surface et qu'on a utilisé dans cette analyse, il y a aussi un certain rapprochement vers les formes aplaties, comme celle stellaire ou à branches larges.

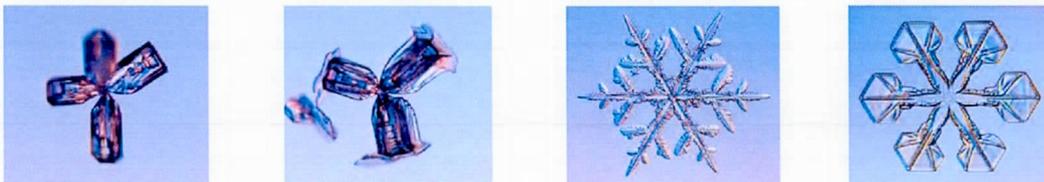


Figure 5.4 Espèces de cristaux analysés, de gauche à droite : rosette de colonnes (ou balles), agrégat de colonnes (ou balles) et plaquettes, cristal en forme stellaire, cristal à branches larges (photos www.snowcrystals.com).

En considérant ensuite que l'espèce de cristal ne change pas, non plus, en altitude, on peut recalculer les trois derniers paramètres dérivés de la figure 4.3 en fonction du f_r trouvé précédemment (figure 5.5), en utilisant des unités SI pour ρ_g et D'_{eff} :

$$f_r = \frac{0.1041}{\rho_g} \cdot D'_{\text{eff}}{}^{-0.8672} \quad (5.1)$$

Même si les mesures du Parsivel, ainsi que celle du détecteur Raincap de Vaisala, ne peuvent pas être utilisées en tant que référence absolue, on peut néanmoins s'en servir

de leur plus grande résolution temporelle, en tant que référence relative, pour estimer s'il y a une différence d'espèce de cristal entre les deux systèmes dépressionnaires. La légère différence de pente observée dans la figure 5.6 suggère qu'il pourrait y avoir effectivement une faible variation d'espèce de cristal. Il faut noter que la pente cette fois est positive, probablement car les deux systèmes, Parsivel et Raincap, manquent la contribution des moindres particules, surtout dans ces conditions de très faible précipitation. Ce qu'on observe est, approximativement, une dépendance supplémentaire de leur taux de précipitation sur la taille des particules au cube.

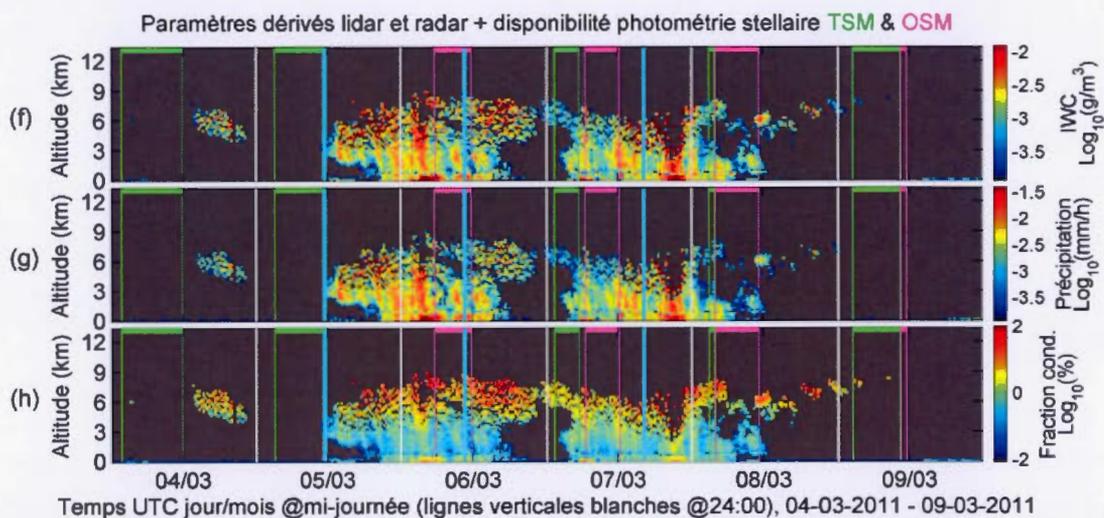


Figure 5.5 Recalcul des trois derniers paramètres dérivés de la figure 4.3.

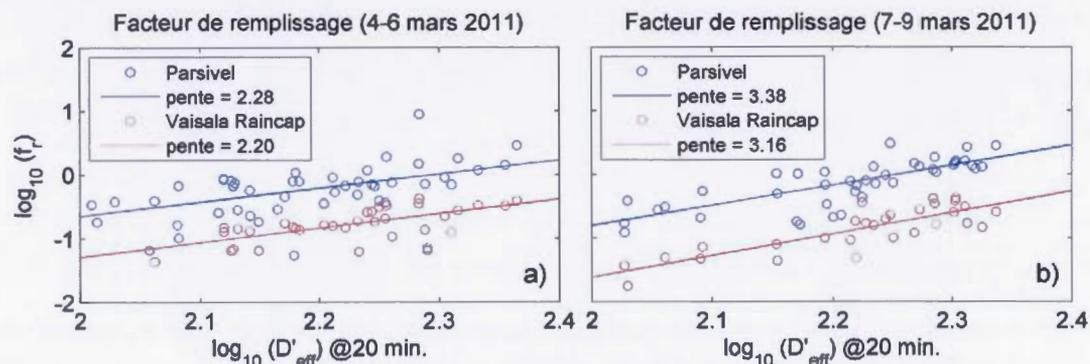


Figure 5.6 Calcul du f_r par rapport aux mesures de Parsivel et du détecteur de précipitation Vaisala (chaque dépression analysée séparément).

La vitesse limite de descente des particules dépend, à part la taille, de leur forme (Eloranta, 2007). Ceci permettrait aussi de discriminer les espèces de cristaux précipitants, analysant la vitesse Doppler (radar) vs taille (D'_{eff}). Comme cette approche est basée sur la vitesse limite de descente, il faut que les cristaux atteignent cette limite. De plus, la région d'inversion de température a une dynamique différente (température plus basse, plus d'humidité, plus de turbulence). Dans ce sens, on va séparer alors l'analyse sur deux plages d'altitudes (basée entre autres sur la figure 4.12), soient 1.5-3.5 km pour l'atmosphère libre (figure 5.7, a, b) et <1 km pour la zone d'inversion (figure 5.7, c, d), tout en discriminant aussi les deux systèmes dépressionnaires (points bleus et rouges). À gauche (figure 5.7, a, c) on y superpose les courbes théoriques d'Eloranta (2007), mettant en évidence les espèces de cristaux. Une autre manière d'analyser les cristaux est de les modéliser en tant que sphéroïdes aplatis, de hauteur h (la moindre dimension) et diamètre D . Dans le graphique de droite (figure 5.7, b, d), on analyse la forme suivant une loi de puissance de l'asymétrie $h = aD^\zeta$. Au-dessus de la zone d'inversion (dans la figure 5.7, a), on remarque une certaine tendance de suivre la courbe des cristaux de type rosette de colonnes (surtout pour le premier système dépressionnaire) et, probablement, un peu plus vers les agrégats de plaquettes pour le deuxième système. Ceci pointerait alors dans le sens des résultats sur les espèces obtenus avec le facteur f_r . Dans la zone d'inversion de température (dans la figure 5.7, c), les cristaux tendent vers une forme plus aplatie, tout en notant une vitesse moins bien définie (probablement à cause de plus de turbulence près de la surface).

La modélisation en tant que sphéroïdes aplatis veut compenser pour les espaces vides des cristaux ($f_r < 1$). La figure 5.7 (b, d) superpose, sur les données, des courbes théoriques de ζ (Eloranta et Shupe, 2009). Les données des deux périodes se trouvent autour $\zeta=1$, du moins dans l'atmosphère libre, même s'il y a toujours une légère différence entre elles. Ceci signifie que, dans cette zone, du point de vue de cette approche, la forme restera essentiellement la même à toute échelle de tailles.

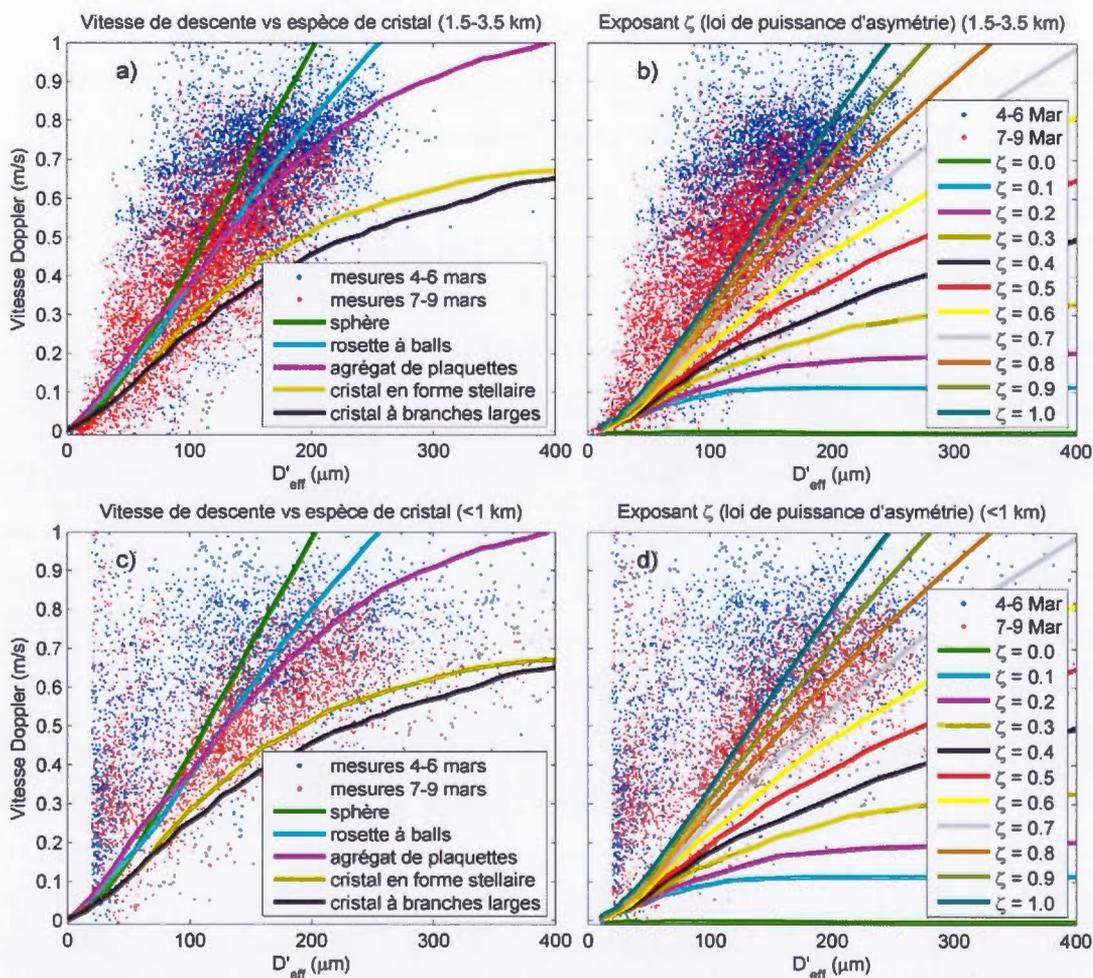


Figure 5.7 Estimation de la forme de cristaux en fonction de la vitesse Doppler (radar) et de la taille des particules. En haut : atmosphère libre (1.5-3.5 km). En bas : zone d'inversion de température (<1 km).

5.2 Validation des résultats de photométrie stellaire

Une première validation concerne les aérosols de fond (le 4 mars, par exemple) où on trouve une abondance dans la colonne (10^{11} m^{-2}), qui est en très bon accord avec le niveau (10 cm^{-1}) des estimations précédentes (Pinnick *et al.*, 1976).

La figure 5.8 met aussi en évidence la bonne concordance entre les mesures de vapeur d'eau précipitable obtenues par le radiomètre à 225 GHz de RidgeLab (estimées au niveau de la mer à partir des estimations fractionnaires des radiosondes) et par la photométrie stellaire. Ceci montre la fiabilité de l'algorithme d'extraction de la composante d'épaisseur optique liée à la vapeur d'eau (avec une différence d'écart-type par rapport au radiomètre de 0.16 et 0.12 mm, pour l'étoile haute et l'étoile basse, respectivement). Il met en évidence aussi qu'en absence d'un radiomètre, on peut se fier aux mesures PWV du photomètre stellaire. Il est capable de détecter des variations rapides et de petite amplitude.

Comme mentionné dans l'annexe C, les mesures du radiomètre à 225 GHz de RidgeLab sont beaucoup plus précises (bruit de mesure 10-20 fois moindre) que celles obtenues dans la bande 21-23 GHz par le radiomètre ARM d'OPAL. Pour ce dernier, toutes les petites variations de PWV, mettant éventuellement en évidence l'influence de la nucléation et de la condensation subséquente, sur la quantité totale de vapeur d'eau, sont vraisemblablement noyées dans le bruit de la mesure. Celui de RidgeLab serait donc plus approprié pour tester les performances du photomètre stellaire, malgré le fait qu'il soit à une altitude 600 m plus haute. On couvre dans ce cas la partie en dessous de RidgeLab par les valeurs PWV des radiosondes (interpolées aux pas de temps du radiomètre).

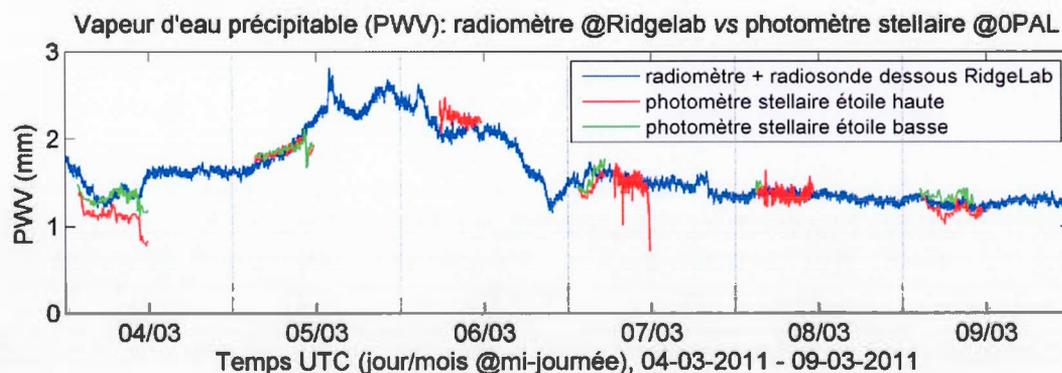


Figure 5.8 Comparaison vapeur d'eau précipitable : radiomètre/photomètre.

Les observations d'ozone par photométrie stellaire sont présentées dans la figure 5.9, en rouge. Pour s'assurer de la validité du traitement de données, on les a comparées avec celles obtenues des radiosondes (en noir et vert), et celles obtenues par le spectromètre SCIAMACHY à bord du satellite Envisat (en bleu). Ces dernières sont obtenues en mesurant la radiance solaire (aux limbe et nadir) ou lunaire (en occultation), transmise, réfléchié ou diffusée dans la plage spectrale 214-2380 nm (Rohen *et al.*, 2006). Les radiosondes étant limitées en altitude, il est nécessaire d'extrapoler le profil d'ozone au-delà de l'altitude maximale des radiosondes (~40 km), courbe verte, en supposant une variation logarithmique avec l'altitude. Il faut noter que l'extrapolation des mesures des radiosondes présente une certaine incertitude. De plus, les radiosondes se déplacent latéralement durant le vol sur plusieurs dizaines de km. Comme la couche principale d'ozone se trouve au-delà de 15 km en altitude, durant l'ascension les radiosondes peuvent se déplacer horizontalement, dépendant de la vitesse du vent, même sur plus de 100 km. Ainsi, les valeurs d'ozone mesurées peuvent ne pas être représentatives, malgré la supposition d'une certaine stabilité horizontale de l'ozone. D'autre part, les données SCIAMACHY pour Eureka sont obtenues par interpolation spatiale entre plusieurs orbites successives, lissant donc toute variation locale.

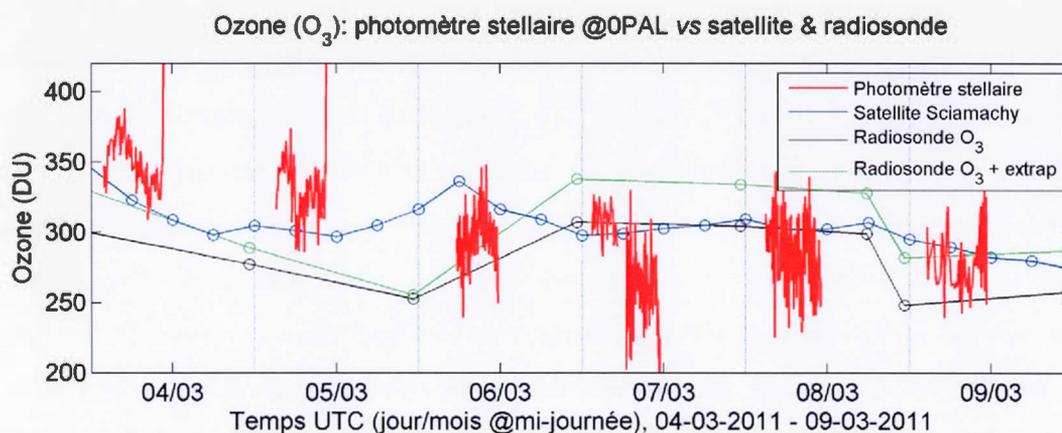


Figure 5.9 Observations d'ozone - photométrie stellaire, radiosondes, satellite.

Néanmoins, la concordance suggère que notre traitement de données du photomètre stellaire soit raisonnable. De plus, le photomètre stellaire offre la possibilité de faire le suivi de l'ozone à plus grande résolution temporelle, même en présence des nuages minces, ce qui est une contrainte importante pour d'autres instruments, comme le spectromètre Brewer (Kerr, 2010) ou Bruker (Lindenmaier *et al.*, 2010).

5.3 Synergie lidar – photomètre stellaire

À ces fins, on fait d'abord une séparation nuage/aérosols basée sur un seuil du coefficient de rétrodiffusion à 532 nm (figure 5.10, a). Comme mentionné aussi au chapitre IV, le seuil choisi est $4 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ (Baibakov *et al.*, 2015), ce qui permet d'obtenir le masque des nuages (figure 5.10, b). Dans l'esprit que l'espèce de cristaux ne change pas beaucoup dans la colonne, on peut considérer que le rapport lidar Raman à la base de nuages reste presque le même pour toute la partie nuage de la colonne. Le lidar CRL produit aussi un rapport lidar des nuages obtenu par la méthode Klett, toujours ayant une valeur unique par profile. On présente ces deux rapports lidar dans le graphique de la figure 5.10 (d). Pour les aérosols on considère aussi une valeur unique de rapport lidar (60 sr), tel qu'on s'attend à trouver dans le cas des aérosols de la brume arctique (Müller *et al.*, 2007), ou pour les aérosols de sulfate (O'Neill *et al.*, 2012). Avec une telle valeur pour les aérosols et celle Raman pour les nuages (une valeur constante par profile), on peut calculer l'épaisseur optique lidar (figure 5.10, c, à 532 nm) discriminée en tant qu'aérosols du mode fin (CRL fin) et nuages (ou aérosols gros, CRL gros). On les compare ensuite avec l'épaisseur optique du photomètre stellaire (STP), calculée à une longueur d'onde de 532 nm et discriminée, elle aussi, en mode fin, gros et total (fin+gros). Ceci permet enfin de calculer le rapport lidar synergétique recherché (noté « Inversion STP » dans les graphiques d et e), séparément pour les nuages et les aérosols. Dans le cas des nuages (figure 5.10, d) il faut noter que, durant le premier système dépressionnaire (6 mars), toutes les trois méthodes convergent vers une valeur similaire (~ 15 sr). Pour le deuxième système (7-8 mars) la valeur est un peu plus élevée (~ 20 sr) et il semble y

en avoir aussi un peu plus de variabilité d'estimation entre les différentes méthodes. La croissance de rapport lidar observée ainsi signifie qu'il a une variation d'asymétrie des cristaux (Del Guasta, 2001), renforçant l'hypothèse de variation d'espèce de cristaux entre les deux dépressions.

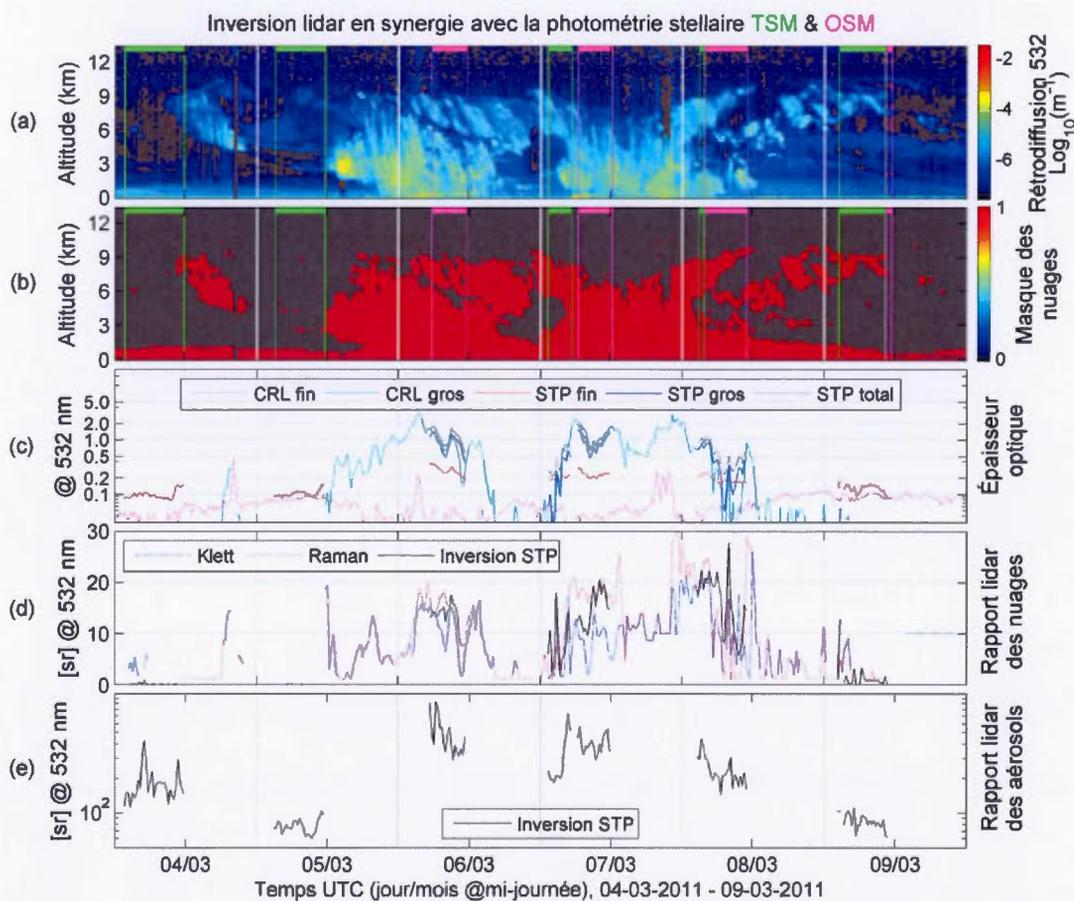


Figure 5.10 Obtention rapport lidar par synergie avec le photomètre stellaire : a) coefficient de rétrodiffusion lidar; b) masque des nuages; c) comparaison épaisseur optique lidar et photomètre; d) rapport lidar des nuages; e) rapport lidar des aérosols.

La discrimination aérosols-nuages en fonction d'un seuil de rétrodiffusion lidar ne permet pas d'analyser les aérosols à l'intérieur même des nuages (tel que le fait le photomètre stellaire). On peut faire confiance au rapport lidar du mode fin (S_f) (figure

5.10, e) mais seulement à celui obtenu avec des profils sans nuages, comme avant (4-5 mars) et après les nuages (9 mars). Le 4 mars, à part les aérosols de la zone d'inversion, la seule plume sur la ligne de visée est celle de la tropopause, mentionnée précédemment. On y trouve un rapport lidar ~ 150 sr. Le 4 et le 9 mars on observe des plumes plus basses, près des nuages, avec un rapport lidar vers ~ 70 sr, variant probablement en fonction de l'humidité relative (Ackermann, 1998) ou avec la taille, via le coefficient d'Ångström α_f (Daou, 2014). Les valeurs moindres se rapprochent de celle proposée (59 sr) pour les aérosols de sulfate (O'Neill *et al.*, 2012).

Pour les aérosols du mode fin, on peut tester aussi les résultats de S_f par rapport à l'indice réel de réfraction m_r (figure 5.11), tel que proposé par Daou (2014). Pour les scènes juste avant et après les nuages (le 5 et le 9 mars), on obtient des indices m_r entre 1.39 et 1.42, dépendant du mode d'observation du photomètre stellaire : (a) OSM et (b) TSM. On compare toujours avec la méthode TSM, surtout dans l'étude des aérosols, car elle est libre des problèmes éventuels de calibrations mentionnés au chapitre III (malgré le fait que cette méthode soit néanmoins affectée par toute inhomogénéité horizontale).

Un indice réel de réfraction si faible est similaire à celui des aérosols recouverts d'une couche d'acide sulfurique (Hand et Kreidenweis, 2002). Dans ce cas, l'acide devrait avoir des concentrations plutôt élevées, $\sim 50\%$ (Tisdale *et al.*, 1998). Concernant la scène du 4 mars, impliquant surtout la couche d'aérosols de la tropopause, on obtient un indice réel de réfraction bien trop faible ($m_r = \sim 1.20$) pour être réaliste. Une possible explication serait que ces aérosols soient absorbants, exagérant ainsi le S_f correspondant. Dans ce cas, une amélioration éventuelle de la dépendance $S_f(\alpha_f, m_r)$ proposée par (Daou, 2014), de sorte qu'elle prenne aussi en compte la partie imaginaire de l'indice de réfraction, serait souhaitable.

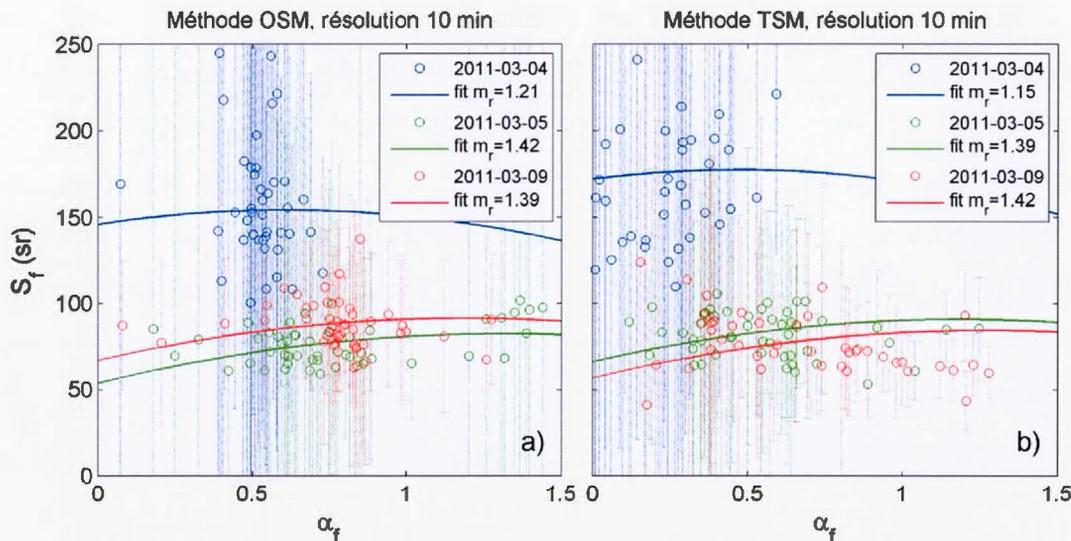


Figure 5.11 Indice réel de réfraction des aérosols - régression basée sur la formule semi-empirique proposée par Daou (2014). Les données sont échantillonnées à 10 min, séparément pour la méthode OSM (a) et TSM (b) de photométrie stellaire.

5.4 Analyse synoptique

En regardant les conditions météorologiques synoptiques de notre scène nuageuse (figure 1.5), telles que données par la hauteur géopotentielle à 500 hPa des réanalyses NCEP/NCAR, il est évident qu'elle soit associée à deux systèmes dépressionnaires, dont un, à partir du 4 mars, au sud, dans la mer de Baffin, quittant Eureka, et un provenant du pôle Nord en s'approchant d'Eureka. Aucun des deux systèmes ne passe pas directement au-dessus d'Eureka. Le déplacement de ces dépressions est suivi par un mouvement similaire d'une zone plus froide, ayant des températures d'environ -50 à -60°C , dans la troposphère moyenne (à 500 hPa, donc à ~ 5 km). Dans les profils de rétrodiffusion du CRL (figure 1.5) on peut associer ceci selon deux structures nuageuses assez distinctes, qui s'enchaînent rapidement, une le 5-6 mars et l'autre le 7-8 mars. La figure 4.4 confirme effectivement deux chutes de pression qui se chevauchent.

La circulation de la dépression du sud, tournant contre les aiguilles de la montre, a le potentiel d'apporter une quantité importante de vapeur d'eau des latitudes moyennes. La principale source de vapeur d'eau dans cette région serait l'océan (ou plus particulièrement la mer de Baffin), dont la surface n'est pas gelée. Une telle advection a été effectivement mise en évidence dans les analyses des radiosondages (figure 4.2, b et figure 5.8). Due à la proximité d'Eureka, on s'attend à ce que cette advection de masses d'air (y compris vapeur d'eau) ne monte pas trop au-dessus du dôme polaire, suivant les lignes de température potentielle constante (voir chapitre I). En effet, elle reste bien en dessous de ~6 km et à des températures supérieures à -40°C. Dans la haute troposphère, on devrait alors avoir des masses d'air provenant des régions plus éloignées. Les rétrotrajectoires (figure 4.14, a) suggèrent qu'elles proviendraient de l'océan Pacifique, plus particulièrement de la côte est de l'Asie.

Concernant le deuxième système, il provient de l'océan arctique, dont la surface est gelée et où, généralement, il y a peu et très faibles sources de vapeur d'eau. La seule possibilité pour entraîner de la vapeur d'eau vers Eureka viendrait des côtes de la Norvège. Les rétrotrajectoires notent une telle possibilité (figure 4.14, b), mais elle précipiterait sans doute en chemin. Ceci justifierait alors que, durant cette deuxième période, il n'y a presque pas d'advection de vapeur d'eau (figure 4.2, b et figure 5.8).

La tropopause, au-delà de 8 km d'altitude, semble être déjà découplée de ces systèmes dépressionnaires, car les rétrotrajectoires ont à ce niveau un déplacement quasi horizontal. Certaines rétrotrajectoires de l'ensemble se dirigent même légèrement dans la stratosphère. En analysant l'évolution du vortex polaire dans la stratosphère (figure 4.15), on se rend compte que le bord du vortex, qui serait la partie entraînée, est toujours près d'Eureka durant la période de référence. On peut alors supposer, tel que mentionné aussi par Hamill *et al.* (1997), que le vortex peut entraîner des masses d'air de la stratosphère vers la troposphère (en accord alors avec certaines de ces rétrotrajectoires).

5.5 Analyse des nuages optiquement minces

Le but principal de ce travail est d'identifier le potentiel du photomètre stellaire à contribuer au contenu d'information associé aux nuages polaires optiquement minces et d'établir la meilleure façon de l'intégrer aux observations des autres instruments. Dans ce sens, on analysera la contribution du photomètre stellaire seulement après avoir interprété les données de ces autres instruments.

L'état thermodynamique de l'atmosphère à Eureka a été estimé à partir des mesures de radiosondes (figure 4.2). Dans la première carte aérologique, le graphique (a), on remarque que le sommet des nuages, qui est entre 6 et 9 km selon le graphique de rétrodiffusion du CRL de la figure 4.1, se trouve au-delà de la ligne violette délimitant le niveau de -60°C . D'ailleurs, cette limite est pratiquement près de la base de la tropopause. Ceci suggère déjà que, si on a de la nucléation dans cette région, elle devrait être faite par le sommet, sur des aérosols acidifiés provenant de la stratosphère. D'ailleurs, -60°C est le point de congélation homogène de H_2SO_4 de concentration 20% (Ettner *et al.*, 2004). Au-delà de cette limite, les aérosols devraient donc être encore plus acides. En support à cette hypothèse, les mesures de rétrodiffusion lidar (figure 1.5) à 532 nm du CRL montrent effectivement une couche de faible rétrodiffusion près de la tropopause, à environ 8-10 km d'altitude. Elle a été d'ailleurs identifiée durant plusieurs hivers et elle a une très faible dépolarisation linéaire ($<10\%$). Il y a alors des fortes chances qu'il s'agit d'une couche d'aérosols tout juste au-dessus de nos nuages, car les aérosols ont effectivement de si faibles dépolarisations linéaires ($<20\%$, à voir O'Neill *et al.* (2012)). L'analyse de la figure 5.11 suggère des concentrations de H_2SO_4 assez élevées ($\sim 50\%$) pour les plumes basses (dans la troposphère) et peut-être encore plus élevées pour la tropopause. Cependant, il faut considérer ces estimations avec caution, car l'analyse de la figure 5.11 semble exagérer les valeurs de l'indice réel de réfraction, probablement à cause de l'absorption qui ne peut pas être prise en compte.

La deuxième carte aérologique, figure 4.2 (b), appuyée par la figure 5.8, met en évidence que le premier système dépressionnaire produit une advection importante de vapeur d'eau, entre midi le 5 mars et midi le 6 mars, essentiellement sous le niveau de 5 km. La carte aérologique suivante (c) présente la stabilité statique de l'atmosphère. Elle n'affiche que des valeurs positives, même si à l'intérieur des nuages elles sont moindres, suggérant une atmosphère stable, stratifiée, tel qu'attendu pour un environnement polaire hivernal. Ceci signifie que, durant cette période, le transport vertical de la vapeur d'eau serait plutôt limité, n'étant pas un facteur déterminant pour la formation des nuages. D'ailleurs, ni même l'advection horizontale de vapeur d'eau ne serait pas un bon facteur, car durant le deuxième système dépressionnaire on a justement une advection très faible. Il devrait donc y avoir un autre processus déterminant dans la formation de ces nuages. Les cartes NCEP/NCAR de température à 500 hPa (figure 1.5) montre la présence des zones froides accompagnant les dépressions. En tant qu'explication, il ne peut s'agir d'un refroidissement typique au sommet des nuages, car le niveau de 500 hPa se trouve en plein dans les nuages. Il serait plus plausible par contre que le refroidissement serait dû à la perte de radiation, en tant que conséquence de la perte de vapeur d'eau par nucléation et croissance de cristaux dans un nuage semi-transparent. Ce mécanisme suivrait alors le modèle RDES, impliquant des aérosols revêtis d'acide sulfurique. Malheureusement, le déplacement des zones froides associées manque Eureka et cet effet n'est pas visible dans les radiosondages de la figure 4.2.

Les deux cartes aérologiques suivantes, figure 4.2 (d-e), mettent en évidence que les contours de nuages suivent assez bien les zones d'humidité relative élevée. Pour la survie du nuage (et de la précipitation) il est en fait nécessaire d'avoir une humidité relative élevée sur toute leur extension verticale afin d'éviter la sublimation des cristaux. Il faut remarquer aussi qu'on trouve sursaturation seulement par rapport à la glace et seulement au sommet des nuages, en bas de -60°C . D'une part, ceci concorde avec l'observation indiquant que les nuages polaires se formeraient d'abord par le

sommet (Jouan *et al.*, 2012). D'autre part, compte tenu de la sursaturation par rapport à la glace, on pourrait penser qu'il ne devrait y avoir que des nuages de glace. Cette hypothèse reste à vérifier, car les aérosols fortement acidifiés peuvent aussi bien engendrer des gouttelettes, ou en phase mixte, même à cette température (Shupe, 2011).

Parmi les produits dérivés des mesures lidar (les trois premiers graphiques de la figure 4.3, a-c) le premier (le rapport de couleur, a) sert ici seulement à discriminer les nuages des aérosols, tandis que le troisième (rapport lidar, c) sera utilisé pour obtenir les paramètres subséquents qui sont, comme indiqué dans les chapitres II et III, des produits de la synergie « lidar - radar » ou « lidar - photomètre stellaire ». La deuxième carte aérologique (b), affichant la dépolarisation linéaire, confirme qu'il s'agit bel et bien des particules de glace dans ces nuages (dépolarisation linéaire > 20%) (Bourdages *et al.*, 2009).

Notre interprétation concernait jusqu'ici le processus de nucléation. Les cinq profils subséquents de la figure 4.3 (d-h), nous dévoilent ensuite des aspects sur l'évolution de ces nuages. On peut remarquer alors, dans la carte aérologique de tailles de particules (d), qu'il y aurait une croissance de cristaux à partir du haut du nuage vers la base, bien évidente au-dessus d'environ 4 km d'altitude, suivie d'une quasi-stagnation dans le cas du premier système dépressionnaire, dans la zone ~1-4 km (pratiquement des filaments verticaux de taille quasi-constante). La zone de croissance s'étale sur plusieurs kilomètres dans la verticale (~ 8 à 4 km), ce qui serait à l'encontre de la prédiction du modèle RDES dans le cas des nuages TIC-2B (c'est-à-dire, la formation explosive des cristaux de type TIC-2B). Par contre, ceci concorde assez bien avec la prédiction d'une scène TIC-2A, ayant une couche TIC-1 au sommet, caractéristique pour une scène faiblement polluée. La discrimination TIC-1/TIC-2 a été originellement proposée à partir des observations satellitaires Calipso/CloudSat (Grenier *et al.*, 2009), avec séparation vers une taille de 20 μm . Les

observations CRL/MMCR à partir du sol (figure 4.1) sont bien plus sensibles (détection MMCR même à taille $< 10 \mu\text{m}$) pour appliquer le même algorithme. On doit se servir alors, à ces fins, des observations Calipso/CloudSat (figure 4.11) qui montrent une certaine étendue verticale nuageuse un peu plus grande dans le cas de Calipso que CloudSat (déTECTANT TIC-1 et TIC-2, en comparaison avec CloudSat déTECTANT TIC-2 seulement). On aurait alors des scènes TIC-1/TIC-2A durant toute la période. La croissance des cristaux dans la région $\sim 4\text{-}8 \text{ km}$, principalement avant le 7 mars, suivie d'une zone de quasi-stagnation en dessous (~ 1.5 à 4 km), est confirmée aussi dans les profils verticaux de la figure 4.12 (a, b). Il ne faut pas considérer ici la zone à $\sim < 1.5 \text{ km}$, car là il s'agit de phénomènes caractéristiques à la zone d'inversion. Cette quasi-stagnation, confirmée par les observations satellitaires et à partir du sol, peut être expliquée par une légère baisse d'humidité relative par rapport à la glace dans cette région (sursaturation au sommet seulement entre 5 et 7 mars, à midi, figure 4.2). Comme mentionné précédemment, par rapport aux profils satellitaires, ceux à partir du sol sont bien plus sensibles aux petites particules des nuages, étant capables de détecter même une partie des TIC-1. Dans la région de moindres cristaux, au sommet, les observations du sol suggèrent aussi que la densité numérique de cristaux augmente avec l'altitude (figures 4.3 e, et 4.13). Les données pour cette région, au sommet des nuages, sont assez bruitées et même un peu exagérées à cause de l'utilisation dans l'algorithme de calcul d'un rapport lidar obtenu par la méthode Raman. Il s'agit d'une mesure directe du rapport lidar qui ne performe pas très bien à faible rétrodiffusion, comme c'est le cas de ces particules fines (voir la figure 4.3, b). On doit néanmoins utiliser ce paramètre (plutôt qu'une valeur trouvée par la méthode de Klett (1985)), car il met en évidence une variation verticale manquante autrement. La croissance verticale de densité numérique vers le sommet est néanmoins réaliste, du moins qualitativement, car on détecte effectivement dans cette zone des cristaux que les observations satellitaires n'y arrivent pas (voir le sommet des profils de taille dans la figure 4.12). D'ailleurs, le

modèle RDES prédit aussi une telle croissance de densité numérique dans une situation TIC-1/TIC-2A (Keita et Girard, 2014). En se référant toujours à la figure 4.3 (f), ou encore mieux à la figure 5.5 (f), la carte de la quantité d'eau solide (IWC) confirme que, par rapport au sommet, il n'y a presque pas de condensation/déposition supplémentaire entre ~ 1.5 et 4 km, durant toute la période de référence. Ceci justifie donc la corrélation en hauteur du taux de précipitation avec les mesures au niveau du sol (voir la figure 5.2 et noter que, selon l'équation 2.26, cette corrélation indique une vitesse assez uniforme des particules, tel que montré aussi dans la figure 4.1). La zone de quasi-stagnation sur la croissance de la taille de particules (figure 4.3, d et figure 4.12, a, b) suggère aussi qu'il n'y pas d'agrégation de cristaux le 5 mars et probablement peu le 6 mars. Par contre, à partir du 7 mars (voir figure 4.12, c), il y a une certaine augmentation de taille qu'on pourrait expliquer par l'agrégation. Ceci va donc dans le sens des résultats indicatifs sur les espèces de cristaux déduits dans les sections 5.1 et 5.2. La figure 4.10 montre des images microscopiques typiques sur les cristaux précipités à Eureka. On y remarque effectivement des cristaux en forme de rosettes de colonnes ou balles et d'agrégats de colonnes et plaquettes.

La dernière carte de la figure 4.3 (h) ou celle améliorée de la figure 5.5 (h) montrent la fraction d'eau cristallisée par rapport à toute l'eau disponible (y compris la vapeur d'eau). Elle met alors en évidence les régions dépourvues de vapeur d'eau, quand cette fraction approche 100%. On remarque alors qu'une telle situation se trouve au sommet des nuages, là où on a identifié la région probable de nucléation. Ceci concorde d'ailleurs avec les prédictions du modèle RDES (Blanchet et Girard, 1995).

Les implications radiatives de ces nuages ont été montrées dans la figure 4.5. On y remarque que la balance radiative dans l'infrarouge est bien reliée à la présence des nuages. Celle dans le visible est non-zéro durant les quelques heures de soleil, comme attendu. L'interprétation de sa variabilité est néanmoins difficile à cause de la géométrie particulière près des pôles, ayant le soleil toujours près de l'horizon.

Heureusement, comme elle n'est pas directement reliée aux nuages, l'interprétation de ces observations n'est pas requise ici. D'autre part, les observations de PWV sont plutôt reliées à l'évolution de la vapeur d'eau qu'à la présence des nuages, comme qu'indiqué par une comparaison de la figure 5.8 et de la figure 4.2, b (le PWV étant l'intégrale du rapport de mélange de la vapeur d'eau, comme indiqué par l'équation 2.39). Il faut néanmoins remarquer que le radiomètre micro-ondes à 225 GHz peut discerner les petites baisses rapides de PWV associées à l'apparition de cristaux, tel que la baisse de 0.2-0.5 mm d'après-midi du 5 mars.

Les mesures d'ozone produites par le photomètre stellaire (figure 5.9) suggèrent une légère perte d'ozone durant (et après) notre scène nuageuse. Ces mesures sont assez bruitées et on ne peut pas en tirer des conclusions fermes. Il semble néanmoins qu'une perte d'ozone soit possible en présence de vapeur d'eau (J. G. Anderson *et al.*, 2012). De ce point de vue, on pourrait alors penser qu'il y aurait une perte d'ozone près de surface (où il y a normalement une augmentation d'ozone), associée à cette advection, telle que mise en évidence précédemment (c'est à dire, l'augmentation de vapeur d'eau entre midi du 5 mars et midi du 6 mars). Cette explication n'est cependant pas unique, car d'autres réactions chimiques, notamment avec le brome, peuvent conduire à des résultats similaires (Grenier, 2007).

Après avoir examiné l'état thermodynamique et la dynamique de notre scène nuageuse, on essaie d'y intégrer des informations complémentaires venant du photomètre stellaire. Il ajoute une vue unique sur les aérosols du mode fin (voir figure 4.8) par l'évolution de leur épaisseur optique et de leurs paramètres intrinsèques (coefficient d'Ångström, rayon effectif et abondance dans la colonne), en les observant à l'intérieur même des nuages. La dérivation des propriétés du mode fin dans la présence d'un signal dominé par les nuages minces a un historique de validation presque non existant dans la littérature. Pour s'assurer de la robustesse de nos inversions SDA, un premier test a été de vérifier que les analyses sur les étoiles

individuelles concordent avec celle en mode TSM. Alors, dans les limites des barres d'erreurs dans la figure 4.8, on remarque que la taille des aérosols n'augmente pas durant toute la période nuageuse (au contraire même), mais leur abondance évolue selon l'épaisseur optique des nuages. Ceci suggère une modulation via une advection d'aérosols correspondant aux périodes nuageuses et impliquant que la nucléation serait amorcée ou amplifiée ainsi durant l'évolution de la scène. Cette conclusion peut être renforcée en analysant la distribution du coefficient d'Ångström α_f avant, pendant et après les nuages. La figure 4.9 fait une telle distinction, en analysant séparément les deux systèmes dépressionnaires, ainsi que la couche d'aérosols de la tropopause. On met alors en évidence des aérosols ayant un maximum de distribution de α_f autour de 0.6 (pour la plume de la tropopause) et 0.8 (avant et après les nuages). On détecte par contre à l'intérieur des nuages un α_f autour de 1.3, s'approchant ainsi de ce à quoi on s'attend pour les aérosols du mode fin. Ceci renforce d'abord l'hypothèse que la photométrie stellaire peut faire des bonnes mesures d'aérosols fins à travers les nuages. D'autre part, ceci concorde aussi avec l'hypothèse d'advection de nouveaux aérosols pour former les nuages. La moindre valeur de α_f avant et après les nuages suggère probablement des aérosols grossis par déposition de vapeur d'eau, mais pas encore au point de faire une nucléation de cristaux. L'ajout du photomètre stellaire aux autres instruments (lidar, radar etc.) nous suggère que le processus de formation des nuages serait démarré (ou amplifié) par advection d'aérosols, selon un processus de nucléation par le sommet. Ceci est d'ailleurs aussi une hypothèse récemment avancée par Eck *et al.* (2014).

La section précédente suggère que la source probable d'aérosols serait la couche près de la tropopause, qui proviendrait soit des émissions de surface des régions éloignées (comme l'est de la Russie ou de la Norvège), soit par un transport de type UTLS de la stratosphère. Ce dernier est un mécanisme constant durant l'hiver grâce au vortex polaire. Comme il est justement au-dessus d'Eureka durant la période de référence, on conclut que la source la plus probable d'aérosols pour notre couche nuageuse

serait une advection verticale, provenant de la tropopause. La légère différence entre les deux systèmes dépressionnaires (par exemple, concernant la forme de cristaux) pourrait être due surtout à la différence dans la quantité de vapeur d'eau disponible (plus dans le cas de la dépression du sud). Cette illustration est néanmoins un peu trop phénoménologique et il est difficile à faire une conclusion nette. D'ailleurs, c'est bien connue, à partir des profils lidars au-dessus d'un site de la haute Arctique, comme Eureka, que la variation des profils de turbidité des aérosols témoigne d'une dispersion complexe et difficile à caractériser dans l'absence d'un panache bien localisée (voir par exemple O'Neill *et al.* (2008)).

On conclut alors que le mécanisme le plus probable pour la formation de la scène nuageuse étudiée est une infusion d'aérosols acides de la tropopause, qui serait due au vortex polaire. La formation sera alors démarrée au sommet des nuages. Les cristaux engendrés semblent être légèrement différents entre les deux systèmes dépressionnaires identifiés, possiblement à cause de la différence de vapeur d'eau.

Il existe d'autres mécanismes de formation de nuages en Arctique. Par exemple, occasionnellement, des sources de chaleur des pollinies peuvent induire de la convection. Cependant, dans notre analyse on n'a pas identifié de telles convections. De plus, la grande taille du nuage (vue sur les données CALIPSO) écarte cette hypothèse, car les pollinies sont généralement de petite taille. On pourrait aussi former des nuages par perte de chaleur par radiation thermique, mais dans ce cas on devrait, peut-être, identifier une plus grande zone de formation sur la verticale.

En revenant sur notre hypothèse de travail, cette étude a bien démontré la capacité et les limitations des instruments actuels dans l'analyse des nuages et nous avons identifié l'originalité et l'utilité du photomètre stellaire pour approfondir notre compréhension des nuages TICs. Ses observations à l'intérieur même de nuages sont crédibles, ce qui est, à ma connaissance, une première. On peut conclure alors que les objectifs de ce travail sont atteints.

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons investi beaucoup d'efforts dans le développement d'un nouvel instrument pour l'environnement polaire, le photomètre stellaire. Il était initialement dédié à l'étude des aérosols, mais on met ici en évidence son utilité dans l'étude des nuages optiquement minces. Pour mieux encadrer sa contribution dans cette quête, nous avons fait une analyse multi-paramètres sur la formation et l'évolution d'une scène nuageuse de TICs avec l'ensemble d'instruments disponibles à Eureka, NU. On montre qu'une telle approche permet de mettre en évidence l'apport complémentaire du photomètre stellaire, permettant une meilleure compréhension du processus de formation des particules qui composent les nuages optiquement minces. Pour y arriver, nous avons même consolidé l'apport des instruments actuels sur l'analyse de nuages par des nouveaux algorithmes synergétiques (chapitre II et III).

En analysant une scène nuageuse entre le 4 et 9 mars 2011 (pendant laquelle on a identifié deux systèmes dépressionnaires qui se suivent, un provenant du sud-est d'Eureka et un provenant de l'Océan Arctique), nous avons trouvé des indications que les nuages seraient de glace, de type TIC-1/TIC-2A, formés par advection verticale d'aérosols acides, à partir de la tropopause, engendrant de la nucléation au sommet des nuages, autour de -60°C et à sursaturation par rapport à la glace. La nucléation a probablement engendré une haute atmosphère à faible contenu en vapeur d'eau, tel que suggéré par le modèle RDES. On conclut que, par rapport au sommet, il n'y aurait pas de condensation supplémentaire dans les basses altitudes, malgré la

présence d'une plus importante quantité de vapeur d'eau, grâce à la sous-saturation (par rapport à la glace et à l'eau liquide). Dans le cas du premier système dépressionnaire, la taille de cristaux reste quasi-constante entre ~ 1.5 et 4 km et on s'attend à avoir des cristaux en forme de rosettes de balles. Seulement dans la couche d'inversion, où la température diminuait à nouveau et l'humidité relative augmente, on aurait alors une nouvelle augmentation de taille de particules. Dans le cas du deuxième système, on a une augmentation de taille plus évidente dans la région ~ 1.5 et 4 km, sans pour autant augmenter la IWC, suggérant ainsi une agrégation de cristaux plus évidente (qu'on suppose avoir un peu plus de plaquettes dans ce cas, ou des cristaux un peu plus aplatis que dans le cas de la première dépression).

Dans ce cadre, l'apport du photomètre stellaire a permis d'identifier, à travers les nuages (ce qui est une observation originale), que la taille des aérosols n'augmentait pas pour justifier l'augmentation d'épaisseur optique du mode fin, mais plutôt que leur densité numérique suivait le processus de nucléation en présence des nuages. On a supposé alors qu'il y avait une advection verticale de nouveaux aérosols, entraînés vers le bas à partir de la stratosphère par le vortex polaire, durant les deux systèmes dépressionnaires. Le photomètre stellaire nous a permis aussi d'identifier une légère variation de la forme de cristaux entre les deux systèmes dépressionnaires, basée entre autres sur la variation du rapport lidar des cristaux. D'ailleurs, ce rapport, obtenu par une synergie avec le lidar, correspond bien à celui obtenu par les méthodes indépendantes Raman et Klett. Bien qu'il n'existe que très peu de validation du SDA dans la littérature dans des cas dominés par des nuages optiquement minces (et aucune appliquée à la photométrie stellaire), nos mesures semblent néanmoins être assez robustes.

On peut conclure que l'effort synergétique multi-instrumental est avantageux, en fournissant de précieuses données complémentaires. Tout d'abord, on a démontré que les outils actuels de télédétection peuvent conduire à évaluer et, à titre expérimental,

vérifier les prédictions des modèles théoriques, même pour un cas d'observations aussi difficile que les TICs. De plus, le photomètre stellaire a un apport particulier et essentiel pour comprendre le processus de nucléation. D'autre part, notre étude montre à quel point nous avons besoin de plusieurs instruments pour pouvoir développer une bonne compréhension des nuages polaires et identifier la source du processus de nucléation. On ouvre alors la voie pour peaufiner les modèles théoriques, introduisant des paramétrisations appropriées, en vue d'une meilleure concordance avec la réalité.

L'approche actuelle a comporté quelques limitations. Une d'elles a été le rapport lidar obtenu par la méthode Raman, qui était exagéré vers le sommet des nuages, affectant le calcul de la taille et de la densité numérique des particules à cet endroit. Malgré cela, il mettait en évidence, qualitativement, la variation verticale recherchée, qu'on ne pouvait pas obtenir avec la méthode Klett (fournissant seulement une valeur constante par profile). Une possible solution pour avoir un rapport lidar plus précis serait d'utiliser un lidar de type HSRL (de Boer et Eloranta, 2007). En ce sens, nous bénéficions de quelques données à Eureka et Barrow. Leur utilisation pourrait donc être une extension de cette étude.

Ayant un bon rapport lidar signifie aussi pouvoir dériver des profils verticaux lidar du coefficient d'extinction volumique (α , voir section 2.1). Dans le cas de lidars à plusieurs longueurs d'onde (comme Raman et HSRL), on pourrait alors tenter une analyse SDA (voir section 3.7) tout au long du profil vertical. Une telle inversion lidar multispectrale (Baibakov *et al.*, 2015) produirait des cartes mettant en évidence la dynamique spatiale des propriétés intensives des aérosols du mode fin.

Une autre voie potentielle, hors du mandat de ce mémoire, serait d'intégrer d'autres observations dans une telle analyse, comme des observations aéroportées avec des mesures du rayonnement thermique et de la microphysique in-situ, à l'intérieur même des nuages et, si possible, à l'intérieur de leur zone de nucléation. Ce genre de

données est d'ailleurs disponible pour quelques récentes campagnes aéroportées panarctiques (comme la campagne NETCARE/AWI 2015). Malheureusement, ces mesures ne sont pas faites en même temps, ni au-dessus des endroits où il y a des observations lidar et radar à partir du sol.

Une autre approche, qui fait maintenant l'objet d'une proposition de nouvel instrument pour Eureka, cible en tant que paramètre clé la forme des cristaux. Il s'agit de la prise et le traitement automatisé des photographies microscopiques des cristaux précipités (similaires à celles de la figure 4.9). On pourrait ainsi obtenir des distributions de taille de particules et des taux de précipitation discriminés en fonction des espèces de cristaux. Cela permettra d'approfondir le lien entre les types de nuages et l'espèce engendrés, créant ainsi une nouvelle valeur ajoutée à la synergie des instruments pour l'étude des nuages de glace. Particulièrement, ceci peut contraindre les espèces de cristaux associées aux nuages, ce qui n'a pas été très évident avec l'approche actuelle. Il s'agit d'un paramètre très important (Hashino, 2007) dans les calculs de balance radiative, avec des implications sur la modélisation de la dynamique atmosphérique à l'échelle planétaire.

En fin, cette étude reste limitée à la période nuageuse particulière analysée, étalée sur 6 jours seulement. Si on veut l'utiliser en tant que référence pour développer une quelconque paramétrisation, on doit démontrer d'abord sa robustesse sur une période plus longue ou durant d'autres événements nuageux. Néanmoins, il serait probablement utile d'essayer déjà d'intégrer ce genre d'analyse dans les modèles numériques pour guider éventuellement le choix de systèmes nuageux nécessaires à étudier. Il serait particulièrement intéressant de modéliser une infusion d'aérosols de la tropopause, dont la nucléation serait contrainte par la variation observée en altitude de la taille et de la concentration de cristaux engendrés. Une autre contrainte utile à intégrer dans les modèles serait la perte de PWV observée ici durant la nucléation.

ANNEXE A

POTENTIEL DU SITE D'EUREKA POUR UNE ANALYSE SATELLITAIRE

Le site d'Eureka est avant tout le meilleur endroit dans la Haute Arctique pour effectuer des observations atmosphériques à partir du sol. Ceci est dû aux infrastructures déjà implémentées (accessibilité, énergie électrique, hébergement, internet). Le site est géré par Environnement Canada, en collaboration avec CANDAC (*Canadian Network for the Detection of Atmospheric Change*) qui gère les laboratoires d'observations.

Les observations de télédétection à partir du sol font une mesure ponctuelle dans l'espace, mais variable dans le temps. Pour mieux comprendre la dynamique des nuages, il est utile d'avoir aussi une vision à grande échelle spatiale autour du site d'observations. Le groupe de satellites A-train (CloudSat, Calipso, particulièrement), fournit ce genre d'information. Il reste à déterminer si notre site d'observation, Eureka, bénéficie de survols fréquents.

A-train présente des orbites presque-polaires, faisant 233 révolutions/cycle en 16 jours (figure A.1). La projection au sol de ces orbites, les traces, est toujours tangente au cercle de latitude 81.83° N. Ceci signifie qu'il n'y a pas de survols au nord de ce cercle. Pour n'importe quel point sur la surface, le nombre de survols/jour considérés dépend de la distance minimale considérée acceptable entre le site et les traces. Cette distance est a priori une valeur arbitraire, mais il s'avère que pour chaque site il y a une distance qui maximise le nombre de survols considérés (figure A.2).

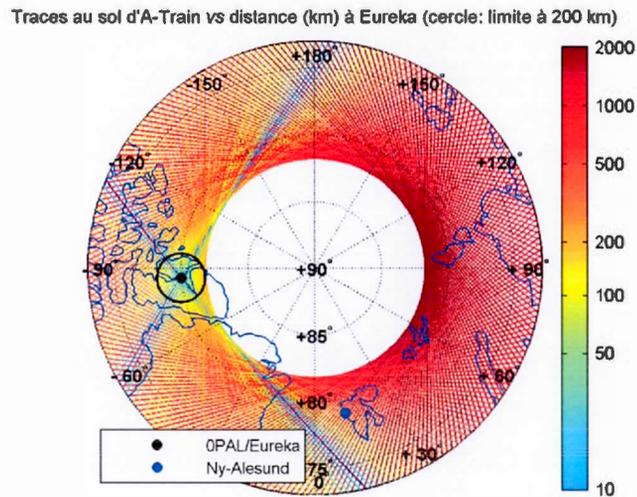


Figure A.1 Les traces A-Train d'un cycle sur une carte en projection polaire. Les couleurs mettent en évidence la distance minimale entre chaque trace et Eureka.

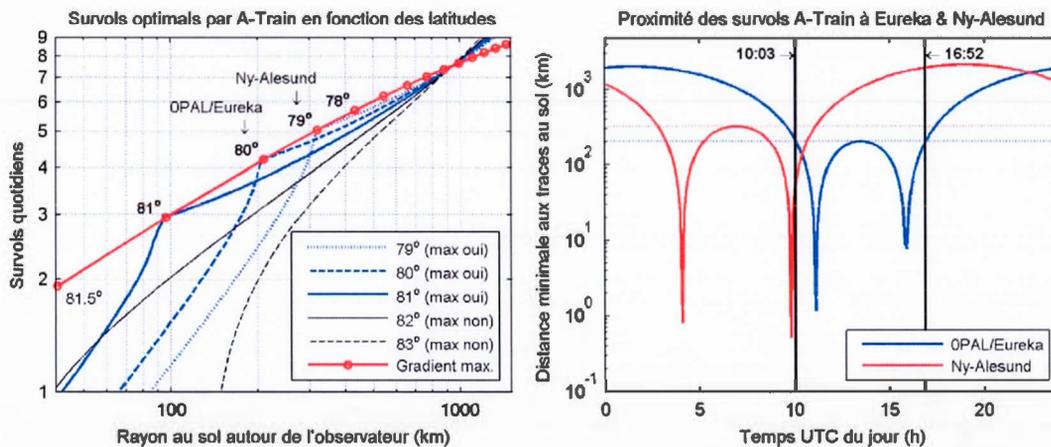


Figure A.2 Gauche : calcul de la distance optimale pour maximiser le nombre de survols. Droite : variation de la distance minimale durant la journée, montrant la fenêtre temporelle optimale.

On fait ici une analyse principalement pour notre site Eureka (80°N , 86°W , île Ellesmere, Canada), mais qui montre par comparaison le potentiel d'un autre site d'intérêt dans l'Arctique, Ny-Ålesund (79°N , 12°E , îles Svalbard, Norvège). Dans la figure A.2, gauche, on montre, pour chaque latitude, le nombre de survols en fonction de la taille considérée acceptable d'une zone autour du site. Ceci met en évidence qu'il existe une taille où ce nombre présente un maximum local, par rapport à une asymptote à cette courbe. De plus, les maximums obtenus pour chaque latitude forment le lieu géométrique donné par la courbe rouge. Ceci permettra alors de déterminer pour n'importe quel site, le nombre de survols par jour et la taille optimale de la zone à considérer autour du site. Si la latitude baisse, ce nombre augmente, mais la zone optimale (dans le sens de maximiser les survols) sera peut-être moins représentative scientifiquement. Le rayon de cette zone est en fait la distance entre le site d'observation et le cercle de latitude 81.83°N . Dans le cas d'Eureka cette zone a un rayon de 204.6 km, significativement moindre donc que l'échelle synoptique (1000 km). La pertinence de cette taille dépendra de l'échelle du phénomène physique observé. Néanmoins, la courbe rouge montre le nombre de survols correspondants à chaque jour.

Dans la figure A.2 (droite), on montre la proximité des survols durant la journée, pour Eureka et Ny-Ålesund. Pour Eureka, on peut remarquer alors que les survols à l'intérieur de la zone optimale se passent environ entre 10:00 et 17:00 UTC, sur une plage horaire de 6h48, avec des possibilités occasionnelles d'avoir des survols très proches vers 11:00 et vers 16:00 UTC.



ANNEXE B

ÉTALONNAGE DU RADIOMÈTRE MICRO-ONDES (225 GHz)

Cet étalonnage concerne un radiomètre micro-ondes (225 GHz), installé à Eureka (RidgeLab, 610 m altitude), par l'institut sud-coréen ASIAA (*Academia Sinica Institut of Astronomy and Astrophysics*), avec le support de CANDAC (*Canadian Network for the Detection of Atmospheric Change*). Il a effectué des observations sur la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère durant la période 11 février – 11 mai 2011. Le principal produit de ses mesures sur la vapeur d'eau est l'atténuation, en dB, à 225 GHz. Pour faire une transformation en neppers (unité typique dans les modèles d'absorption) il faudrait multiplier cette quantité par $\ln(10)/10$.

Plusieurs auteurs (Thomas-Osip *et al.*, 2008) ont mis en évidence que l'atténuation à 225 GHz, tel qu'obtenue par un radiomètre, a une dépendance linéaire avec la quantité de vapeur d'eau précipitable (PWV, *Precipitable Water Vapor*). Cependant, au-delà de l'étalonnage pur instrumental, le rapport de cette dépendance varie aussi en fonction de la forme des profils verticaux de pression, température et rapport de mélange de vapeur d'eau. Ainsi, le rapport d'étalonnage serait spécifique aux conditions climatiques locales, éventuellement en fonction de saisons, et de l'altitude du site d'observation. Pour obtenir un tel coefficient de dépendance, spécifique à RidgeLab, on a besoin de deux modèles : un modèle d'atmosphère et un modèle absorption.

Le modèle d'atmosphère doit fournir les profils verticaux de pression, température et rapport de mélange de vapeur d'eau. Les modèles standards, tel que le modèle standard américain, ou même un dédié aux régions subpolaires (faute de vrai modèle polaire), sont loin des conditions arides de la Haute Arctique. Les modèles synthétiques, développés pour un site spécifique (Thomas-Osip *et al.*, 2008) permettent d'obtenir des précisions d'étalonnage de l'ordre de 10%. La meilleure option serait cependant d'utiliser de vrais profils, tel que mesurés par les radiosondes, si une telle option était disponible. Dans le cas de RidgeLab, on a la chance d'avoir des lancements réguliers de radiosondes à la station météo Eureka, 15 km plus au sud.

Concernant les modèles d'absorption, il en existe plusieurs, certains sophistiqués et chers, comme MOTRAN/HITRAN. Ils sont des incontournables pour la multitude de raies dans le visible et l'infrarouge. Par contre, dans les micro-ondes, à 225 GHz, il suffit d'utiliser un modèle simple, disponible publiquement, facile à intégrer dans le traitement de données (Rosenkranz, 1988), utilisé ici avec sa mise à jour de 2002.

B.1 Étalonnage PWV - atténuation

Cet étalonnage ne comprend pas pour l'instant celui de l'instrument. Il établit seulement le lien entre ces deux quantités, dans les conditions météorologiques locales. On se base ici sur les mesures de radiosondes uniquement (11 février – 11 mai 2011), en utilisant seulement les profils au-delà de 610 m (l'altitude du RidgeLab), allant au-delà de 17.5 km (pour bien échantillonner la haute atmosphère). À partir de ces profils, on calcule la PWV et l'atténuation à 225 GHz correspondantes, telles que causées par l'absorption de la vapeur d'eau (sans l'atténuation de l'air sec).

La figure B.1 (gauche) confirme la dépendance linéaire entre la PWV et l'atténuation à 225 GHz qui, dans le cas de RidgeLab, montre une pente de 16.6 mm/neppers (72.1 mm/dB), avec une précision de 4%. Dans la figure B.1 (droite) on met en évidence

deux profils verticaux typiques de vapeur d'eau (courbes rouge et verte, ayant une dépendance près de 16.6 mm/neppers avec la PWV) et un profil atypique (courbe bleue). On observe que celui atypique (20.1 mm/neppers) présente beaucoup de vapeur d'eau dans la haute atmosphère, où il y a moins d'absorption. Un tel évènement d'advection importante de vapeur d'eau dans la haute atmosphère n'arrive pas souvent durant l'hiver ou le printemps (les périodes les plus claires et sèches). Même pour un évènement aussi atypique, l'erreur reste autour de 20%. Durant l'été, après le dégel de l'Océan Arctique, ce type de scène sera plus présent et il sera nécessaire de calculer un autre étalonnage.

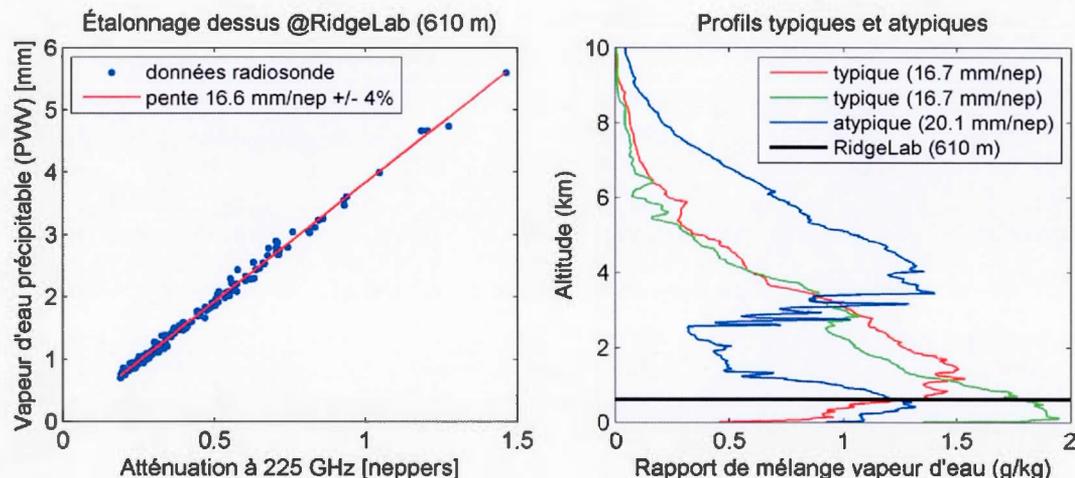


Figure B.1 Gauche: étalonnage PWV – atténuation 225 GHz. Droite: profils de vapeur d'eau typiques et atypiques.

B.2 Étalonnage du radiomètre

La figure B.2 (gauche) compare les mesures d'atténuation à 225 GHz du radiomètre et les valeurs déduites des mesures de radiosondes. Elles contiennent les contributions de la vapeur d'eau et de l'air sec. Généralement on montre une bonne corrélation entre les deux jeux de données, à part quelques évènements autour de 20 février. Malgré cette bonne correspondance, on identifie cependant dans la figure B.2 (droite)

que les valeurs des radiosondes sont 88.1% moindres que celles du radiomètre. D'ailleurs, on peut aussi observer que les radiosondes ne saisissent pas bien des événements de courte durée, ayant une importante quantité de vapeur d'eau.

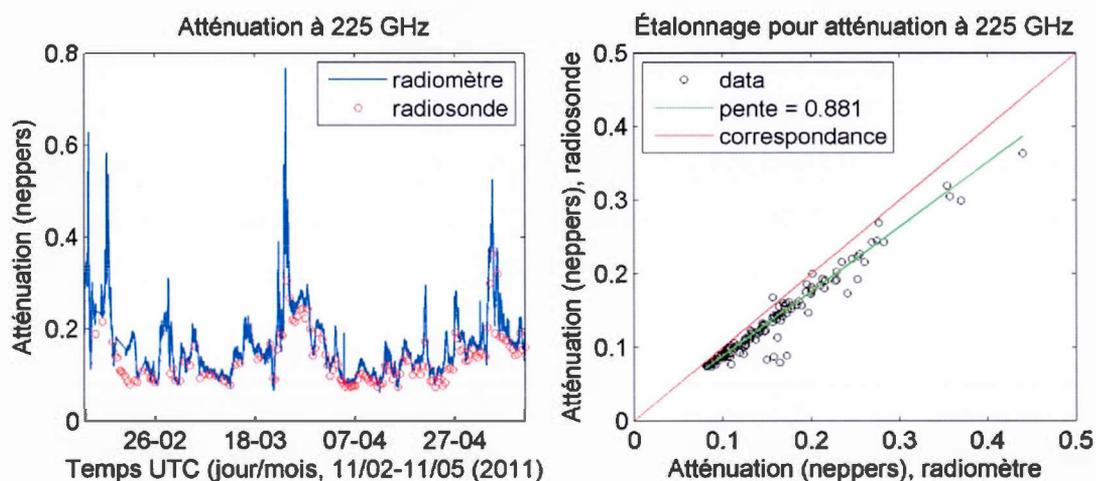


Figure B.2 Gauche: Atténuation à 225 GHz mesurée par le radiomètre et celle calculée des mesures des radiosondes. Droite : étalonnage du radiomètre avec les mesures des radiosondes.

B.3 Résultats PWV du radiomètre

L'erreur d'étalonnage, telle que calculée sur la pente de la figure B.2 (droite) est de 3.4%, si on soustrait les cas atypiques se déportant de plus de 10% de la régression linéaire, tels que les données autour de 20 février. En considérant tous les données, l'erreur sera alors de 9%. En considérant maintenant aussi l'erreur de modèle de 4%, montrée dans la figure B.1 (gauche), l'erreur totale devient 5.2%. En considérant tous les cas atypiques, l'erreur totale sera de 9.8%. Ceci sera donc similaire au 10% de précision obtenue avec les modèles atmosphériques synthétiques et HITRAN en tant que modèle d'absorption.

Le coefficient d'étalonnage final nécessaire à transformer les mesures d'atténuation du radiomètre en PWV, sera 88.1% fois 16.6, soit 14.6 mm/neppers (63.4 mm/dB).

En multipliant alors l'atténuation (neppers) par 14.6, suivie de la soustraction de l'atténuation de l'air sec, telle que calculée des données de radiosondes, on obtient la PWV à RidgeLab (figure B.3). Ceci met en évidence que RidgeLab présente des valeurs PWV moyennes très petites, similaires aux régions les plus arides du monde (Caneo *et al.*, 2011).

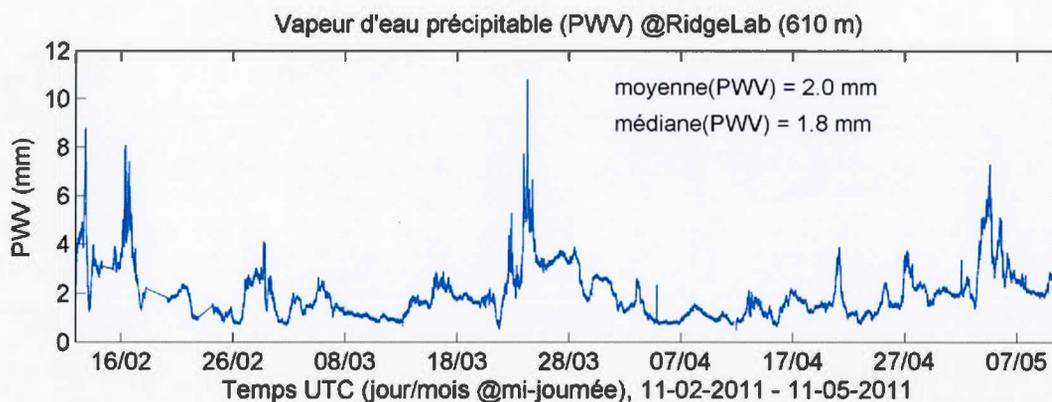


Figure B.3 Vapeur d'eau précipitable obtenue avec le radiomètre à 225 GHz.

ANNEXE C

ÉTALONNAGE DU PHOTOMÈTRE STELLAIRE

Cette analyse a pour but d'évaluer les performances de détection du photomètre stellaire et, par ce fait même, de trouver aussi les valeurs d'étalonnage. Dans ce sens on a besoin d'une scène de ciel dégagé, avec une épaisseur optique quasi uniforme dans toutes les directions et quasi stable dans le temps. Pour y arriver, le critère de sélection choisi est d'avoir une scène avec une épaisseur optique < 0.1 à la longueur d'onde de référence pour nos études (500 nm, canal 4), tel que mesurée avec le photomètre stellaire en mode à deux étoiles (mode qui n'a pas besoin d'étalonnage), et d'avoir une stabilité temporelle d'une mesure d'épaisseur optique à la suivante < 0.02 dans tous les canaux, qui est la précision attendue d'un tel instrument (Herber *et al.*, 2002). Une attention particulière doit être accordée à l'absorption par la vapeur d'eau dans les canaux 13-15 (933-953 nm). La vapeur d'eau peut avoir aussi une non-uniformité spatiale et temporelle. Pour limiter cet effet, on met une contrainte aussi pour avoir une scène très sèche, dont l'épaisseur optique due à la vapeur d'eau (canaux 13-15) soit à la limite de la détection (< 0.02). Parmi les scènes sélectionnées, on choisira alors la plus performante pour faire notre analyse de détection et effectuer l'étalonnage.

La figure C.1 montre les observations effectuées sur une telle scène en observant Véga, qui est la plus brillante étoile dans le ciel arctique parmi notre jeu d'étoiles stables. Cette figure présente l'analyse des performances de détection. Pour une meilleure compréhension on fait la mesure dans tous les 1000 canaux du détecteur

(400 – 1156 nm, résolution 0.7 nm), pas seulement dans les 17 canaux standards. Le graphique de gauche compare l'estimation extra-terrestre du spectre mesuré (courbe noire), avec le flux spectral du catalogue Pulkovo (Alekseeva *et al.*, 1996) (courbe bleue, à 10 nm résolution) et celui escompté (théorique – courbe verte), calculé à partir de celui du catalogue en tenant compte de la transmission du télescope, de la fibre optique et des performances du détecteur (l'efficacité quantique telle que présentée par le manufacturier Hamamatsu). L'efficacité de détection correspondante (spectre mesuré ou théorique divisé par celui du catalogue) est montrée dans le graphique de droite, en les comparant à l'efficacité quantique (courbe rouge). Les 17 canaux standards sont les petits cercles noirs.

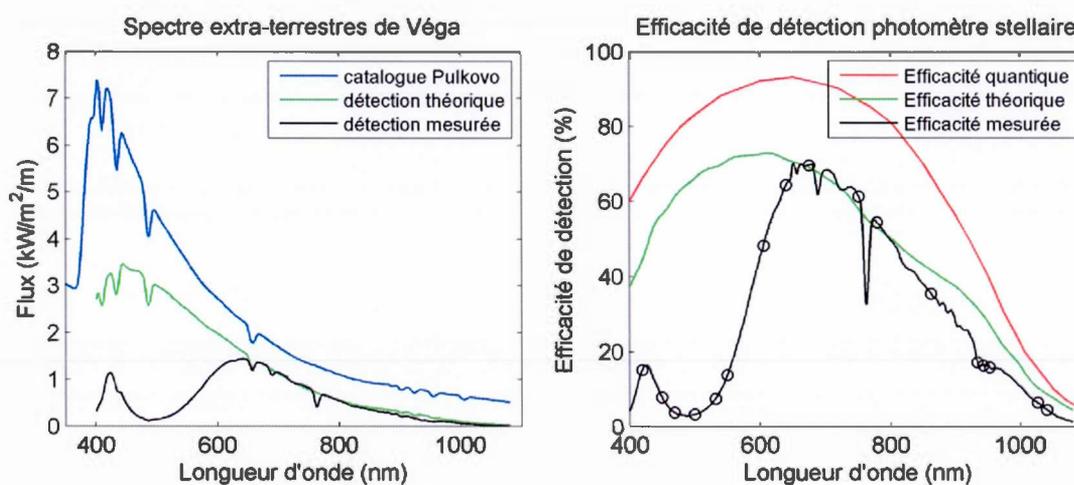


Figure C.1 Gauche: comparaison spectres stellaires extra-terrestres de l'étoile Véga - catalogue, théorique et mesuré. Droite : comparaison efficacité de détection quantique (fournie par le manufacturier) avec la théorique et mesurée.

En comparant la courbe noire et la courbe verte dans le graphique de droite on identifie des performances de détection très faibles aux longueurs d'onde < 600 nm. Ceci met en évidence une limitation importante de l'instrument dans le domaine spectral le plus sensible à l'analyse d'aérosols, qui est le but principal de cet instrument. Il s'est avéré que ceci est dû à un revêtement antiréflexif des lentilles qui

néglige cette partie du spectre. Entre temps cette limitation a été corrigée par un nouveau système optique. Notre étude, qui fait l'objet du mémoire, a été faite avant l'amélioration. Pour compenser partiellement cela, on choisira comme données fiables celles obtenues en utilisant la plus brillante paire d'étoiles (Véga et Altair).

Les résultats de l'algorithme d'étalonnage du photomètre stellaire, tel que décrit dans le chapitre III (équation 3.9: $C = M_0^* - M + 1.086 \cdot m\tau$), permet de trouver le vecteur d'étalonnage montré par les petits cercles noirs dans la figure C.2. Cet étalonnage comprend une composante de variation spectrale due à l'efficacité de détection, telle que montrée dans la figure C.1, plus un coefficient de transformation du signal mesuré (comptes/s) en unités ($W/m^2/m$). L'étalonnage escompté (théorique) est en vert.

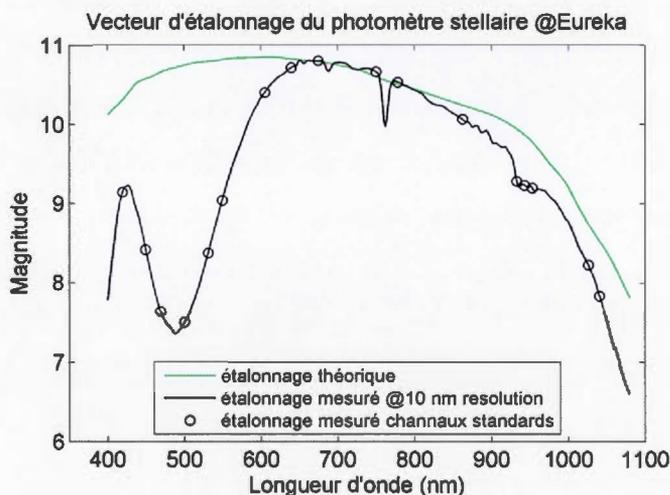


Figure C.2 Vecteurs d'étalonnage du photomètre stellaire : théorique (verte) et mesuré (noir).

À part l'étalonnage nécessaire à calculer l'épaisseur optique, il faut aussi faire l'étalonnage pour la mesure de vapeur d'eau. L'absorption τ_{wv} dans les canaux 13-15 peut être déterminée à partir de la différence entre l'épaisseur optique mesurée à 933-953 nm et celle en absence d'absorption (estimée par interpolation avec les canaux

adjacents). Pour une meilleure précision, on fait une pondération des canaux 13-15 par le coefficient théorique d'absorption. Dans la littérature (Pérez-Ramírez Navas-Guzmán *et al.*, 2012) on propose une expression liant la quantité de vapeur d'eau précipitable dans la colonne (PWV) à l'excès d'épaisseur optique τ_{wv} :

$$PWV = a(\tau_{wv} \cdot m)^b / m$$

avec m la masse d'air. Les constantes a et b font donc l'objet de l'étalonnage, étant spécifiques à l'instrument et au site d'observation, car elles dépendent des caractéristiques spectrales des canaux et des profils verticaux atmosphériques. En principe, l'étalonnage peut se faire avec les mesures de radiosondes, mais le nombre des situations où on a des mesures de photométrie stellaire durant le vol des radiosondes est restreint (< 20). Comme l'équation précédente présente deux inconnues à déterminer par étalonnage, cette approche ne donne pas des résultats satisfaisants en pratique (variations de $> 100\%$ des constantes). Pour compenser ce problème, on va s'en servir des mesures PWV d'un radiomètre à micro-ondes. Durant l'hiver-printemps 2011 il y avait deux radiomètres disponibles à Eureka, un à OPAL, 10 m altitude (radiomètre ARM dans la bande 21-23 GHz) et un à RidgeLab, 610 m altitude (radiomètre à 225 GHz). Pour faire un étalonnage précis du photomètre stellaire, on a donc choisi d'utiliser celui de RidgeLab, malgré le fait qu'il ne soit pas à la même altitude que le photomètre stellaire, qui était à OPAL, en couvrant la partie en dessous de RidgeLab par les valeurs PWV interpolées des radiosondes. Pour minimiser les erreurs on va sélectionner seulement les conditions de ciel dégagé (telles qu'observées par le radar à nuages MMCR), avec la contrainte $\tau_{wv} \cdot m > 0.02$ pour les étoiles hautes (plus grande que la précision de l'instrument), ou > 0.04 pour les étoiles basses car m sera plus grand. Pour faciliter l'étalonnage, on transforme la formule précédente dans une dépendance linéaire :

$$\ln(PWV \cdot m) = a + b \cdot \ln(\tau_{wv} \cdot m)$$

L'étalonnage par régression linéaire conduira alors à trouver $a = 154.5$ et $b = 1.19$ (figure C.3). Les unités du PWV (par exemple mm) seront aussi les unités du paramètre a .

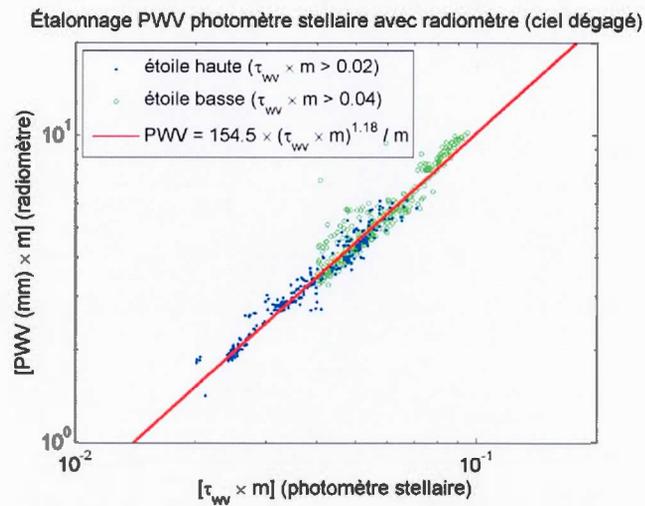


Figure C.3 Étalonnage PWV du photomètre stellaire avec le radiomètre.

RÉFÉRENCES

- Ackermann, J. (1998). The Extinction-to-Backscatter Ratio of Tropospheric Aerosol: A Numerical Study. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15(4), 1043-1050.
[http://dx.doi.org/10.1175/1520-0426\(1998\)015<1043:TETBRO>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0426(1998)015<1043:TETBRO>2.0.CO;2)
- Air Resources Laboratory. (2015). *HYSPLIT, Hybrid Single Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model*. de <http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>
- Alekseeva, G. ~A., Arkharov, A. ~A., Galkin, V. ~D., Hagen-Thorn, E. ~I., Nikanorova, I. ~N., Novikov, V. ~V., Novopashenny, V. ~B., Pakhomov, V. ~P., Ruban, E. ~V. et Shchegolev, D. ~E. (1996). The Pulkovo Spectrophotometric Catalog of Bright Stars in the Range from 320 TO 1080 NM. *Baltic Astronomy*, 5, 603-838.
- Anderson, J. G., Wilmoth, D. M., Smith, J. B. et Sayres, D. S. (2012). UV Dosage Levels in Summer: Increased Risk of Ozone Loss from Convectively Injected Water Vapor. *Science*, 337(6096), 835-839.
<http://dx.doi.org/10.1126/science.1222978>
- Anderson, T. L., Masonis, S. J., Covert, D. S., Charlson, R. J. et Rood, M. J. (2000). In situ measurement of the aerosol extinction-to-backscatter ratio at a polluted continental site. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 105(D22), 26907-26915. <http://dx.doi.org/10.1029/2000JD900400>
- Asada, K., Martin-Cocher, P. L., Chen, C.-P., Matsushita, S., Chen, M.-T., Huang, Y.-D., Inoue, M., Ho, P. T. P., Paine, S. N. et Steinbring, E. (2012). Opacity measurements at Summit Camp on Greenland and PEARL in northern Canada with a 225 GHz tipping radiometer. Dans *Proceedings of SPIE* (Vol. 8444, p. 84441J-84441J-10). Récupéré de <http://dx.doi.org/10.1117/12.925793>
- Baibakov, K. (2014). *Pan-Arctic Characterization of Polar Winter Aerosols*. Université de Sherbrooke and University of Bremen.
- Baibakov, K., O'Neill, N. T., Ivanescu, L., Duck, T. J., Perro, C., Herber, A., Schulz, K.-H. et Schrems, O. (2015). Synchronous starphotometry and lidar

- measurements at Eureka in High Canadian Arctic. *Atmos. Meas. Tech. Discuss.*, 8(2), 2013-2065. <http://dx.doi.org/10.5194/amtd-8-2013-2015>
- Battaglia, A., Rustemeier, E., Tokay, A., Blahak, U. et Simmer, C. (2010). PARSIVEL Snow Observations: A Critical Assessment. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(2), 333-344. <http://dx.doi.org/10.1175/2009JTECHA1332.1>
- Bauduin, S., Clarisse, L., Clerbaux, C., Hurtmans, D. et Coheur, P.-F. (2014). IASI observations of sulfur dioxide (SO₂) in the boundary layer of Norilsk. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(7), 4253-4263. <http://dx.doi.org/10.1002/2013JD021405>
- Blanchet, J.-P. et Girard, E. (1994). Arctic « greenhouse effect ». *Nature*, 371(6496), 383. Récupéré de <http://dx.doi.org/10.1038/371383a0>
- Blanchet, J.-P. et Girard, E. (1995). Water vapor-temperature feedback in the formation of continental Arctic air: its implication for climate. *Science of The Total Environment*, 160-161, 793-802. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0048-9697\(95\)04412-T](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0048-9697(95)04412-T)
- Bourdages, L., Duck, T. J., Lesins, G., Drummond, J. R. et Eloranta, E. W. (2009). Physical properties of High Arctic tropospheric particles during winter. *Atmos. Chem. Phys.*, 371(18), 6881-6897. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-9-6881-2009>
- Breider, T. J., Mickley, L. J., Jacob, D. J., Wang, Q., Fisher, J. A., Chang, R. Y.-W. et Alexander, B. (2014). Annual distributions and sources of Arctic aerosol components, aerosol optical depth, and aerosol absorption. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(7), 4107-4124. <http://dx.doi.org/10.1002/2013JD020996>
- Brownson, J. (2014). *Taylor's Hypothesis. EME 810: Solar Resource Assessment and Economics*. de <https://www.e-education.psu.edu/eme810/node/583>
- Bucholtz, A. (1995). Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Appl. Opt.*, 34(15), 2765-2773. Récupéré de <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-34-15-2765>
- Caneo, M., Pozo, D., Illanes, L. et Curé, M. (2011). A comparison between sounding data and WRF forecasts at APEX site. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 41, 59-62. Récupéré de http://www.astroscu.unam.mx/rmaa/RMxAC..41/PDF/RMxAC..41_mcaneco.pdf

- Chen, W.-N., Chang, S.-Y., Chou, C. C.-K. et Fang, G.-C. (2009). Total scatter-to-backscatter ratio of aerosol derived from aerosol size distribution measurement. *International Journal of Environment and Pollution*, 37(1), 45-54.
<http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.2009.02447>
- Curry, J. A., Hobbs, P. V., King, M. D., Randall, D. A., Minnis, P., Isaac, G. A., Pinto, J. O., Uttal, T., Bucholtz, A., Cripe, D. G., Gerber, H., Fairall, C. W., Garrett, T. J., Hudson, J., Intrieri, J. M., Jakob, C., Jensen, T., Lawson, P., Marcotte, D., Nguyen, L., Pilewskie, P., Rangno, A., Rogers, D. C., Strawbridge, K. B., Valero, F. P. J., Williams, A. G. et Wylie, D. (2000). FIRE Arctic Clouds Experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 81(1), 5-29.
[http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(2000\)081<0005:FACE>2.3.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(2000)081<0005:FACE>2.3.CO;2)
- Daou, D. N. M. (2014). *Caractérisation des aérosols par inversion des données combinées des photomètres et lidars au sol*. Université de Sherbrooke.
- De Boer, G. et Eloranta, E. W. (2007). The University of Wisconsin Arctic High-Spectral Resolution Lidar: General Information and Data Examples. Dans *The 2nd Antarctic Meteorological Observation, Modeling, and Forecasting Workshop (AMOMF 2007)* (p. 6). Rome, Italy.
- Del Guasta, M. (2001). Simulation of LIDAR returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of « face tracing ». *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 106(D12), 12589-12602.
<http://dx.doi.org/10.1029/2000JD900724>
- Donovan, D. P. et van Lammeren, A. C. A. P. (2001). Cloud effective particle size and water content profile retrievals using combined lidar and radar observations: 1. Theory and examples. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 106(D21), 27425-27448. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD900243>
- Draxler, R. R. et Rolph, G. D. (2015). *HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory) Model*. NOAA Air Resources Laboratory. Récupéré le 8 septembre 2015 de <http://www.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>
- Earth System Research Laboratory. (2015). *NCEP/NCAR Reanalysis*. de <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html>
- Eck, T. F., Holben, B. N., Reid, J. S., Arola, A., Ferrare, R. A., Hostetler, C. A., Crumeyrolle, S. N., Berkoff, T. A., Welton, E. J., Lolli, S., Lyapustin, A., Wang, Y., Schafer, J. S., Giles, D. M., Anderson, B. E., Thornhill, K. L., Minnis, P.,

- Pickering, K. E., Loughner, C. P., Smirnov, A. et Sinyuk, A. (2014). Observations of rapid aerosol optical depth enhancements in the vicinity of polluted cumulus clouds. *Atmos. Chem. Phys.*, 14(21), 11633-11656. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-14-11633-2014>
- Eloranta, E. W., Garcia, J., Razenkov, I. et J, H. (2007). Particle Size Measurements Using Data from a High Spectral Resolution Lidar and a Millimeter Wavelength Radar. Dans *Seventeenth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting*. ARM : Monterey, California.
- Eloranta, E. W. et Shupe, M. (2009). An Improved Model for Snowfall Measurement Using Lidar and Radar. Dans *Nineteenth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting*. ARM : Louisville, Kentucky.
- Eloranta, E. W., Uttal, T. et Shupe, M. (2007). Cloud particle size measurements in Arctic clouds using lidar and radar data. *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2007. IGARSS 2007. IEEE International*. <http://dx.doi.org/10.1109/IGARSS.2007.4423292>
- Ettner, M., Mitra, S. K. et Borrmann, S. (2004). Heterogeneous freezing of single sulfuric acid solution droplets: laboratory experiments utilizing an acoustic levitator. *Atmos. Chem. Phys.*, 4(7), 1925-1932. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-4-1925-2004>
- Fadnavis, S., Semeniuk, K., Pozzoli, L., Schultz, M. G., Ghude, S. D., Das, S. et Kakatkar, R. (2013). Transport of aerosols into the UTLS and their impact on the Asian monsoon region as seen in a global model simulation. *Atmos. Chem. Phys.*, 13(17), 8771-8786. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-13-8771-2013>
- Farone, W. A. et Robinson, M. J. (1968). The Range of Validity of the Anomalous Diffraction Approximation to Electromagnetic Scattering by a Sphere. *Applied Optics*, 7(4), 643-645. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.7.000643>
- Fridlind, A. M., van Diedenhoven, B., Ackerman, A. S., Avramov, A., Mrowiec, A., Morrison, H., Zuidema, P. et Shupe, M. D. (2011). A FIRE-ACE/SHEBA Case Study of Mixed-Phase Arctic Boundary Layer Clouds: Entrainment Rate Limitations on Rapid Primary Ice Nucleation Processes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(1), 365-389. <http://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-11-052.1>

- Grenier, P. (2007). *Études de l'effet d'inhibition du gel induit par les sulfates dans les nuages arctiques à l'aide des mesures satellitaires de CloudSat et CALIPSO*. UQAM.
- Grenier, P., Blanchet, J.-P. et Muñoz-Alpizar, R. (2009). Study of polar thin ice clouds and aerosols seen by CloudSat and CALIPSO during midwinter 2007. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 114(D9), D09201. <http://dx.doi.org/10.1029/2008JD010927>
- Gueymard, C. A. (2001). Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance. *Solar Energy*, 71(5), 325-346. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0038-092X\(01\)00054-8](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0038-092X(01)00054-8)
- Hamill, P., Jensen, E. J., Russell, P. B. et Bauman, J. J. (1997). The Life Cycle of Stratospheric Aerosol Particles. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(7), 1395-1410. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(1997\)078<1395:TLCOSA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(1997)078<1395:TLCOSA>2.0.CO;2)
- Hand, J. L. et Kreidenweis, S. M. (2002). A New Method for Retrieving Particle Refractive Index and Effective Density from Aerosol Size Distribution Data. *Aerosol Science and Technology*, 36(10), 1012-1026. <http://dx.doi.org/10.1080/02786820290092276>
- Hansen, J. et Travis, L. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16(4), 527-610. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00168069>
- Hashino, T. (2007). *Explicit simulation of ice particle habits in a Numerical Weather Prediction Model*. The University of Wisconsin - Madison.
- Hegglin, M. I. et Shepherd, T. G. (2007). O₃-N₂O correlations from the Atmospheric Chemistry Experiment: Revisiting a diagnostic of transport and chemistry in the stratosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 112(D19), n/a-n/a. <http://dx.doi.org/10.1029/2006JD008281>
- Herber, A., Debatin, S., Graeser, J., Gernandt, H., Schulz, K.-H., Naebert, A., Gundermann, J. et Alekseeva, G. (1996). Measurements of the spectral optical depth of aerosol with moon and starlight during polarnight 1994/95 and 1995/96 in Ny-Ålesund, Spitzbergen. Dans K. Smith, William Lee; Stamnes (dir.), *IRS '96, Current problems in atmospheric radiation: Proceedings of the International Radiation Symposium, Fairbanks, Alaska, 19-24 August 1996* (p. 19-22). A. Deepak Publishing : Hampton, Va., USA.

- Herber, A., Thomason, L. W., Gernandt, H., Leiterer, U., Nagel, D., Schulz, K.-H., Kaptur, J., Albrecht, T. et Notholt, J. (2002). Continuous day and night aerosol optical depth observations in the Arctic between 1991 and 1999. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D10), AAC 6-1-AAC 6-13. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD000536>
- Holben, B. N., Tanré, D., Smirnov, A., Eck, T. F., Slutsker, I., Abuhassan, N., Newcomb, W. W., Schafer, J. S., Chatenet, B., Lavenu, F., Kaufman, Y. J., Castle, J. Vande, Setzer, A., Markham, B., Clark, D., Frouin, R., Halthore, R., Karneli, A., O'Neill, N. T., Pietras, C., Pinker, R. T., Voss, K. et Zibordi, G. (2001). An emerging ground-based aerosol climatology: Aerosol optical depth from AERONET. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 106(D11), 12067-12097. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD900014>
- IPCC. (2013). Climate Change 2013: The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I. Dans T. F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. M. B. Tignor, S. K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, et P. M. Midgley (dir.), *Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (p. 1535). Cambridge University Press : Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. Récupéré de www.cambridge.org/9781139899642
- Ivănescu, L., Baibakov, K., O'Neill, N. T., Blanchet, J.-P., Blanchard, Y., Saha, A., Rietze, M. et Schulz, K.-H. (2014). Challenges in operating an Arctic telescope. Dans *Proc. of SPIE* (Vol. 9145, p. 21 - 49). <http://dx.doi.org/10.1117/12.2071000>
- Jouan, C., Girard, E., Pelon, J., Gulpepe, I., Delanoë, J. et Blanchet, J.-P. (2012). Characterization of Arctic ice cloud properties observed during ISDAC. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 117(D23), D23207. <http://dx.doi.org/10.1029/2012JD017889>
- Kärcher, B. et Burkhardt, U. (2008). A cirrus cloud scheme for general circulation models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(635), 1439-1461. <http://dx.doi.org/10.1002/qj.301>
- Kasten, F. et Young, A. T. (1989). Revised optical air mass tables and approximation formula. *Appl. Opt.*, 28(22), 4735-4738. Récupéré de <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-28-22-4735>
- Keita, S. et Girard, E. (2014). Importance of physico-chemical properties of aerosols in the formation of Arctic ice clouds. Dans *AGU Fall Meeting*. San Francisco. Récupéré de <https://agu.confex.com/agu/fm14/meetingapp.cgi#Paper/2858>

- Kerr, J. B. (2010). The Brewer Spectrophotometer. Dans W. Gao, J. Slusser, et D. Schmoldt (dir.), *UV Radiation in Global Climate Change SE - 6* (p. 160-191). [s.l.] : Springer Berlin Heidelberg.
http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-03313-1_6
- Klett, J. D. (1981). Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Appl. Opt.*, 20(2), 211-220. Récupéré de
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-20-2-211>
- Klett, J. D. (1985). Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Appl. Opt.*, 24(11), 1638-1643. Récupéré de
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-24-11-1638>
- Ku, J. C. et Felske, J. D. (1984). The range of validity of the Rayleigh limit for computing mie scattering and extinction efficiencies. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 31(6), 569-574.
[http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073\(84\)90062-1](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073(84)90062-1)
- Lang-Yona, N., Rudich, Y., Segre, E., Dinar, E. et Abo-Riziq, A. (2009). Complex Refractive Indices of Aerosols Retrieved by Continuous Wave-Cavity Ring Down Aerosol Spectrometer. *Analytical Chemistry*, 81(5), 1762-1769.
<http://dx.doi.org/10.1021/ac8017789>
- Leiterer, U., Naebert, A., Naebert, T. et Alekseeva, G. (1995). A new star photometer developed for spectral aerosol optical thickness measurements in Lindenberg. *Contributions to atmospheric physics*, 68(2), 133-141.
- Leiterer, U. et Schulz, K.-H. (1987). Experimental data on aerosol optical thickness in Antarctica in summer 1984/85. *Zeitschrift für Meteorologie*, 17(6), 315-321.
- Liljegren, J. C. (1999). Automatic Self-Calibration of ARM Microwave Radiometers. Dans *Ninth ARM Science Team Meeting Proceedings* (p. 7). San Antonio, Texas.
- Lindenmaier, R., Batchelor, R. L., Strong, K., Fast, H., Goutail, F., Kolonjari, F., Thomas McElroy, C., Mittermeier, R. L. et Walker, K. A. (2010). An evaluation of infrared microwindows for ozone retrievals using the Eureka Bruker 125HR Fourier transform spectrometer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111(4), 569-585.
<http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.10.013>

- Lindenmaier, R., Strong, K., Batchelor, R. L., Bernath, P. F., Chabrillat, S., Chipperfield, M. P., Daffer, W. H., Drummond, J. R., Feng, W., Jonsson, A. I., Kolonjari, F., Manney, G. L., McLinden, C., Menard, R. et Walker, K. A. (2011). A study of the Arctic NO_y budget above Eureka, Canada. *J. Geophys. Res.*, 116(D23), D23302. <http://dx.doi.org/10.1029/2011JD016207>
- Liou, K. N. (2002). *An introduction to atmospheric radiation* (2^e éd.). [s.l.] : Elsevier Academic Press.
- Liu, Z., Vaughan, M., Winker, D., Kittaka, C., Getzewich, B., Kuehn, R., Omar, A., Powell, K., Trepte, C. et Hostetler, C. (2009). The CALIPSO Lidar Cloud and Aerosol Discrimination: Version 2 Algorithm and Initial Assessment of Performance. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26(7), 1198-1213. <http://dx.doi.org/10.1175/2009JTECHA1229.1>
- Mahowald, N., Albani, S., Kok, J. F., Engelstaeder, S., Scanza, R., Ward, D. S. et Flanner, M. G. (2014). The size distribution of desert dust aerosols and its impact on the Earth system. *Aeolian Research*, 15, 53-71. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.aeolia.2013.09.002>
- Marshall, J. S., Hirschfeld, W. et Gunn, K. L. S. (1955). Advances in Radar Weather. Dans *Advances in Geophysics*, 2 (p. 1-56). [s.l.] : Elsevier. [http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2687\(08\)60310-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2687(08)60310-6)
- Matsui, N., Long, C. N., Augustine, J., Halliwell, D., Uttal, T., Longenecker, D., Niebergall, O., Wendell, J. et Albee, R. (2012). Evaluation of Arctic broadband surface radiation measurements. *Atmos. Meas. Tech.*, 5(2), 429-438. <http://dx.doi.org/10.5194/amt-5-429-2012>
- McCormick, M. P., Hamill, P., Chu, W. P., Swissler, T. J., McMaster, L. R. et Pepin, T. J. (1979). Satellite Studies of the Stratospheric Aerosol. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 60(9), 1038-1046. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(1979\)060<1038:SSOTSA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(1979)060<1038:SSOTSA>2.0.CO;2)
- Mitchell, D. L. (1996). Use of Mass- and Area-Dimensional Power Laws for Determining Precipitation Particle Terminal Velocities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(12), 1710-1723. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1996\)053<1710:UOMAAD>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1996)053<1710:UOMAAD>2.0.CO;2)
- Molod, A., Takacs, L., Suarez, M., Bacmeister, J., Song, I.-S. et Eichmann, A. (2012). *The GEOS-5 Atmospheric General Circulation Model: Mean Climate*

and Development from MERRA to Fortuna. Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation, 28.

- Moran, K. P., Martner, B. E., Post, M. J., Kropfli, R. A., Welsh, D. C. et Widener, K. B. (1998). An Unattended Cloud-Profiling Radar for Use in Climate Research. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(3), 443-455.
[http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0443:AUCPRF>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0443:AUCPRF>2.0.CO;2)
- Müller, D., Ansmann, A., Mattis, I., Tesche, M., Wandinger, U., Althausen, D. et Pisani, G. (2007). Aerosol-type-dependent lidar ratios observed with Raman lidar. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 112(D16), D16202.
<http://dx.doi.org/10.1029/2006JD008292>
- Murphy, D. M. et Koop, T. (2005). Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(608), 1539-1565. <http://dx.doi.org/10.1256/qj.04.94>
- NOAA. (2005). *Pinatubo effects in the Arctic as derived from Airborne and Surface observations. NOAA ESRL Global Monitoring Division.* Récupéré le 8 septembre 2015 de <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/grad/agasp2.html>
- Nott, G. J., Duck, T. J., Doyle, J. G., Coffin, M. E. W., Perro, C., Thackray, C. P., Drummond, J. R., Fogal, P. F., McCullough, E. et Sica, R. J. (2011). A Remotely Operated Lidar for Aerosol, Temperature, and Water Vapor Profiling in the High Arctic. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 29(2), 221-234. <http://dx.doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00046.1>
- O'Neill, N. T., Dubovik, O. et Eck, T. F. (2001). Modified Angstrom exponent for the characterization of submicrometer aerosols. *Applied Optics*, 40(15), 2368-2375. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.40.002368>
- O'Neill, N. T., Eck, T. F., Holben, B. N., Smirnov, A., Dubovik, O. et Royer, A. (2001). Bimodal size distribution influences on the variation of Angstrom derivatives in spectral and optical depth space. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 106(D9), 9787-9806.
<http://dx.doi.org/10.1029/2000JD900245>
- O'Neill, N. T., Pancrati, O., Baibakov, K., Eloranta, E. W., Batchelor, R. L., Freemantle, J., McArthur, L. J. B., Strong, K. et Lindenmaier, R. (2008). Occurrence of weak, sub-micron, tropospheric aerosol events at high Arctic latitudes. *Geophysical Research Letters*, 35(14),
<http://dx.doi.org/10.1029/2008GL033733>

- O'Neill, N. T., Perro, C., Saha, A., Lesins, G., Duck, T. J., Eloranta, E. W., Nott, G. J., Hoffman, A., Karumudi, M. L., Ritter, C., Bourassa, A., Abboud, I., Carn, S. A. et Savastiouk, V. (2012). Properties of Sarychev sulphate aerosols over the Arctic. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 117(D4), D04203. <http://dx.doi.org/10.1029/2011JD016838>
- O'Neill, N. T., Thulasiraman, S., Eck, T. F. et Reid, J. S. (2005). Robust optical features of fine mode size distributions: Application to the Québec smoke event of 2002. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110, 11207. <http://dx.doi.org/10.1029/2004JD005157>
- O'Neill, N. T., Thulasiraman, S., Eck, T. F. et Reid, J. S. (2008). Correction to « Robust optical features of fine mode size distributions: Application to the Québec smoke event of 2002 ». *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 113(D24), D24203. <http://dx.doi.org/10.1029/2008JD011334>
- Penner, J., Andreae, M., Annegarn, H., Barrie, L. J. et Feichter, D. H. Jayaraman, A. (2001). Aerosols, their Direct and Indirect Effects. Dans *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (p. 289-348). Cambridge University Press : Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Pérez-Ramírez, D., Lyamani, H., Olmo, F. J., Whiteman, D. N. et Alados-Arboledas, L. (2012). Columnar aerosol properties from sun-and-star photometry: statistical comparisons and day-to-night dynamic. *Atmos. Chem. Phys.*, 12(20), 9719-9738. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-12-9719-2012>
- Pérez-Ramírez, D., Navas-Guzmán, F., Lyamani, H., Fernández-Gálvez, J., Olmo, F. J. et Alados-Arboledas, L. (2012). Retrievals of precipitable water vapor using star photometry: Assessment with Raman lidar and link to sun photometry. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 117(D5), D05202. <http://dx.doi.org/10.1029/2011JD016450>
- Pinnick, R. G., Rosen, J. M. et Hofmann, D. J. (1976). Stratospheric Aerosol Measurements III: Optical Model Calculations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(2), 304-314. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1976\)033<0304:SAMIOM>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<0304:SAMIOM>2.0.CO;2)
- Pruppacher, H. R., Klett, J. D. et Wang, P. K. (1998). Microphysics of Clouds and Precipitation. *Aerosol Science and Technology*, 28(4), 381-382. <http://dx.doi.org/10.1080/02786829808965531>

- Raut, J.-C. et Chazette, P. (2007). Retrieval of aerosol complex refractive index from a synergy between lidar, sunphotometer and in situ measurements during LISAIR experiment. *Atmos. Chem. Phys.*, 7(11), 2797-2815. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-7-2797-2007>
- Rohen, G., von Savigny, C., Llewellyn, E. J., Kaiser, J., Eichmann, K. U., Bracher, A., Bovensmann, H. et Burrows, J. P. (2006). Upper stratospheric / lower mesospheric ozone retrieved from SCIAMACHY limb spectra: theory, first validation and ozone depletion at the solar proton event in Oct./Nov. 2003. *Advances in Space Research*, 37(12), 2263-2268.
- Rosenkranz, P.-W. (1988). Water Vapor Microwave Continuum Absorption: a Comparison of Measurements and Results. *Radio Science*, 33(4), 919-928.
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barbe, A., Benner, D. C., Bernath, P. F., Birk, M., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Champion, J.-P., Chance, K., Coudert, L. H., Dana, V., Devi, V. M., Fally, S., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Goldman, A., Jacquemart, D., Kleiner, I., Lacome, N., Lafferty, W. J., Mandin, J.-Y., Massie, S. T., Mikhailenko, S. N., Miller, C. E., Moazzen-Ahmadi, N., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V. I., Perrin, A., Predoi-Cross, A., Rinsland, C. P., Rotger, M., Šimečková, M., Smith, M. A. H., Sung, K., Tashkun, S. A., Tennyson, J., Toth, R. A., Vandaele, A. C. et Vander Auwera, J. (2009). The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110(9-10), 533-572. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.02.013>
- Saha, S., Moorthi, S., Pan, H.-L., Wu, X., Wang, J., Nadiga, S., Tripp, P., Kistler, R., Woollen, J., Behringer, D., Liu, H., Stokes, D., Grumbine, R., Gayno, G., Wang, J., Hou, Y.-T., Chuang, H.-Y., Juang, H.-M. H., Sela, J., Iredell, M., Treadon, R., Kleist, D., Van Delst, P., Keyser, D., Derber, J., Ek, M., Meng, J., Wei, H., Yang, R., Lord, S., Van Den Dool, H., Kumar, A., Wang, W., Long, C., Chelliah, M., Xue, Y., Huang, B., Schemm, J.-K., Ebisuzaki, W., Lin, R., Xie, P., Chen, M., Zhou, S., Higgins, W., Zou, C.-Z., Liu, Q., Chen, Y., Han, Y., Goldberg, M. (2010). The NCEP Climate Forecast System Reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(8), 1015-1057. <http://dx.doi.org/10.1175/2010BAMS3001.1>
- Schulz, K.-H. (2009). *Star-photometer user manual*. Dr. Schulz & Partner GmbH.
- Sheppard, B. E. et Joe, P. I. (2008). Performance of the Precipitation Occurrence Sensor System as a Precipitation Gauge. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 25(2), 196-212. <http://dx.doi.org/10.1175/2007JTECHA957.1>

- Shupe, M. D. (2011). Clouds at Arctic Atmospheric Observatories. Part II: Thermodynamic Phase Characteristics. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 50(3), 645-661. <http://dx.doi.org/10.1175/2010JAMC2468.1>
- Stephens, G. L. (1994). *Remote sensing of the lower atmosphere: An introduction*. New York : Oxford University Press.
- Stephens, G. L., Vane, D. G., Boain, R. J., Mace, G. G., Sassen, K., Wang, Z., Illingworth, A. J., O'Connor, E. J., Rossow, W. B., Durden, S. L., Miller, S. D., Austin, R. T., Benedetti, A., Mitrescu, C. et CloudSat Science Team, T. (2002). THE CLOUDSAT MISSION AND THE A-TRAIN - A New Dimension of Space-Based Observations of Clouds and Precipitation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83(12), 1771-1790. <http://dx.doi.org/10.1175/BAMS-83-12-1771>
- Stone, R. S., Sharma, S., Herber, A., Eleftheriadis, K. et Nelson, D. W. (2014). A characterization of Arctic aerosols on the basis of aerosol optical depth and black carbon measurements. *Elementa: Science of the Anthropocene*, 22. <http://dx.doi.org/10.12952/journal.elementa.000027#sthash.8fDVKaIT.dpuf>
- Suortti, T. M., Kivi, R., Kats, A., Yushkov, V., Kämpfer, N., Leiterer, U., Miloshevich, L. M., Neuber, R., Paukkunen, A., Ruppert, P. et Vömel, H. (2008). Tropospheric Comparisons of Vaisala Radiosondes and Balloon-Borne Frost-Point and Lyman- α Hygrometers during the LAUTLOS-WAVVAP Experiment. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 25(2), 149-166. <http://dx.doi.org/10.1175/2007JTECHA887.1>
- Tampieri, F. et Tomasi, C. (1976). Size distribution models of fog and cloud droplets in terms of the modified gamma function. *Tellus*, 28(4), 333-347. <http://dx.doi.org/10.1111/j.2153-3490.1976.tb00682.x>
- Taylor, J. R. (1997). *An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements* (2^e éd.). [s.l.] : University Science Books.
- Thomason, L. et Peter, T. (dir.). (2006). *SPARC Assessment of Stratospheric Aerosol Properties (ASAP)*. SPARC Report (Vol. No. 4). SPARC Office. Récupéré de <http://www.sparc-climate.org/publications/sparc-reports/>
- Thomas-Osip, J., McWilliam, A., Phillips, M. et Osip, D. (2008). Calibration of the Relationship Between Precipitable Water Vapor and 225 GHz Atmospheric Opacity via Optical Echelle Spectroscopy at Las Campanas Observatory. Dans A. Kaufer et F. Kerber (dir.), *The 2007 ESO Instrument Calibration Workshop*

SE - 61 (p. 447). [s.l.] : Springer Berlin Heidelberg.
http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-76963-7_61

- Tisdale, R. T., Glandorf, D. L., Tolbert, M. A. et Toon, O. B. (1998). Infrared optical constants of low-temperature H₂SO₄ solutions representative of stratospheric sulfate aerosols. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D19), 25353-25370. <http://dx.doi.org/10.1029/98JD02457>
- Tsonis, A. (2007). *An Introduction to Atmospheric Thermodynamics* (2^e éd.). [s.l.] : Cambridge University Press.
- Turner, D. D., Clough, S. A., Liljegren, J. C., Clothiaux, E. E., Cady-Pereira, K. E. et Gaustad, K. L. (2007). Retrieving Liquid Water Path and Precipitable Water Vapor From the Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Microwave Radiometers. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*.
<http://dx.doi.org/10.1109/TGRS.2007.903703>
- Uijlenhoet, R. et Pomeroy, J. H. (2001). Raindrop size distributions and radar reflectivity-rain rate relationships for radar hydrology. *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, 5(4), 615-628. <http://dx.doi.org/10.5194/hess-5-615-2001>
- Van de Hulst, H. C. (1981). *Light Scattering by Small Particles (Dover Books on Physics)* (2^e éd.). [s.l.] : Dover Publications.
- Warneck, P. et Williams, J. (2012). *The Atmospheric Chemist's Companion: Numerical Data for Use in the Atmospheric Sciences* (1^{re} éd.). [s.l.] : Springer Netherlands. <http://dx.doi.org/10.1007/978-94-007-2275-0>
- Weitkamp, C. (dir.). (2005). *Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. [s.l.] : Springer Series in Optical Sciences. Récupéré de citeulike-article-id:7713729
- Yang, P., Bi, L., Baum, B. A., Liou, K.-N., Kattawar, G. W., Mishchenko, M. I. et Cole, B. (2012). Spectrally Consistent Scattering, Absorption, and Polarization Properties of Atmospheric Ice Crystals at Wavelengths from 0.2 to 100 μm . *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(1), 330-347.
<http://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-12-039.1>