



**HAL**  
open science

# Téledétection micro-onde de surfaces enneigées en milieu arctique : étude des processus de surface de la calotte glaciaire Barnes, Nunavut, Canada

Florent Dupont

## ► To cite this version:

Florent Dupont. Téledétection micro-onde de surfaces enneigées en milieu arctique : étude des processus de surface de la calotte glaciaire Barnes, Nunavut, Canada. Sciences de la Terre. Université de Grenoble; Université de Sherbrooke (Québec, Canada), 2013. Français. NNT : 2013GRENU043 . tel-01070037

**HAL Id: tel-01070037**

**<https://theses.hal.science/tel-01070037>**

Submitted on 30 Sep 2014

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

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

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE



UNIVERSITÉ DE  
SHERBROOKE

## THÈSE EN COTUTELLE

Pour obtenir les grades de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

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

Arrêté ministériel : août 2006

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Spécialité : **Physique de la télédétection**

Arrêté ministériel : mars 1997

Présentée par

**Florent Dupont**

Thèse dirigée par **Michel Fily, Alain Royer et Ghislain Picard,**

préparée au sein du **Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement**

et de l'École Doctorale **Terre, Univers et Environnement**

et du **Centre d'Applications et de Recherches en Télédétection**  
de l'**Université de Sherbrooke**

## Télédétection micro-onde de surfaces enneigées en milieu arctique : étude des processus de surface de la calotte glaciaire Barnes, Nunavut, Canada

Thèse soutenue publiquement le **6 décembre 2013,**  
devant le jury composé de :

**Monsieur, Christian Zdanowicz**

Professeur, DES, Université d'Uppsala, Rapporteur

**Monsieur, Laurent Ferro-Famil**

Professeur, IETR, Université de Rennes1, Rapporteur et Président du jury

**Monsieur, Thierry Pellarin**

Chargé de Recherches, LTHE, CNRS, Examineur

**Monsieur, Hardy Granberg**

Professeur, CARTEL, Université de Sherbrooke, Examineur

**Monsieur, Michel Fily**

Professeur, LGGE, Université Grenoble-Alpes, Directeur de thèse

**Monsieur, Alain Royer**

Professeur, CARTEL, Université de Sherbrooke, Co-Directeur de thèse





# Résumé

La région de l'archipel canadien, située en Arctique, connaît actuellement d'importants changements climatiques, se traduisant notamment par une augmentation des températures, une réduction de l'étendue de la banquise marine et du couvert nival terrestre ou encore une perte de masse significative des calottes glaciaires disséminées sur les îles de l'archipel. Parmi ces calottes glaciaires, la calotte Barnes, située en Terre de Baffin, ne fait pas exception comme le montrent les observations satellitaires qui témoignent d'une importante perte de masse ainsi que d'une régression de ses marges, sur les dernières décennies.

Bien que les calottes glaciaires de l'archipel canadien ne représentent que quelques dizaines de centimètres d'élévation potentielle du niveau des mers, leur perte de masse est une composante non négligeable de l'augmentation actuelle du niveau des mers. Les projections climatiques laissent à penser que cette contribution pourrait rester significative dans les décennies à venir. Cependant, afin d'estimer les évolutions futures de ces calottes glaciaires et leur impact sur le climat ou le niveau des mers, il est nécessaire de caractériser les processus physiques tels que les modifications du bilan de masse de surface. Cette connaissance est actuellement très limitée du fait notamment du sous-échantillonnage des régions arctiques en terme de stations météorologiques permanentes. Une autre particularité de certaines calottes de l'archipel canadien, et de la calotte Barnes en particulier, est de présenter un processus d'accumulation de type glace surimposée, ce phénomène étant à prendre en compte dans l'étude des processus de surface.

Pour palier au manque de données, l'approche retenue a été d'utiliser des données de télédétection, qui offrent l'avantage d'une couverture spatiale globale ainsi qu'une bonne répétitivité temporelle. En particulier les données acquises dans le domaine des micro-ondes passives est d'un grand intérêt pour l'étude de surfaces enneigées. En complément de ces données, la modélisation du manteau neigeux, tant d'un point de vue des processus physiques que de l'émission électromagnétique permet d'avoir accès à une compréhension fine des processus de surface tels que l'accumulation de la neige, la fonte, les transferts d'énergie et de matière à la surface, etc. Ces différents termes sont regroupés sous la notion de bilan de masse de surface. L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit a donc consisté à développer des outils permettant d'améliorer la connaissance des processus de surface des calottes glaciaires du type de celles que l'on rencontre dans l'archipel canadien, l'ensemble du développement méthodologique ayant été réalisé sur la calotte Barnes à l'aide du schéma de surface SURFEX-CROCUS pour la modélisation physique et du modèle DMRT-ML pour la partie électromagnétique.

Les résultats ont tout d'abord permis de mettre en évidence une augmentation significative de la durée de fonte de surface sur la calotte Barnes (augmentation de plus de 30% sur la période 1979-2010), mais aussi sur la calotte Penny, elle aussi située en Terre de Baffin et qui présente la même tendance (augmentation de l'ordre de 50% sur la même période).

Ensuite, l'application d'une chaîne de modélisation physique contrainte par diverses données de télédétection a permis de modéliser de manière réaliste le bilan de masse de surface de la dernière décennie, qui est de  $+6,8 \text{ cm an}^{-1}$  en moyenne sur la zone sommitale de la calotte, qui est une zone d'accumulation. Enfin, des tests de sensibilité climatique sur ce bilan de masse ont permis de mettre en évidence un seuil à partir duquel cette calotte voit disparaître sa zone d'accumulation. Les modélisations effectuées suggèrent que ce seuil a de fortes chances d'être atteint très prochainement, pour une augmentation de température moyenne inférieure à  $1^\circ\text{C}$ , ce qui aurait pour conséquence une accélération de la perte de masse de la calotte.

**Mots clés :** Arctique, Climat, Calotte Barnes, Température de brillance, Télédétection, Modélisation, Fonte, Bilan de masse de surface.

# Abstract

Significant climate change is currently monitored in the Arctic, and especially in the region of the Canadian Arctic archipelago. This climate warming leads to recession of sea-ice extent and seasonal snow cover, and also to large mass loss of the archipelago's ice caps. One of the most southern ice caps, the Barnes Ice Cap, located on the Baffin Island, is no exception to significant mass loss and margins recession as satellite observations exhibited over the last decades.

Despite the relative low sea level potential of the small ice caps located in the Canadian Arctic archipelago in regards to major ice sheets, Antarctica and Greenland, their contribution to the current sea level rise is significant. Climate projections show that this contribution could accelerate significantly over the next decades. However, to estimate the future evolution of these ice caps and their impact on climate or sea level rise, a better characterisation of the surface processes such as the evolution of the surface mass balance is needed. This knowledge is currently very limited, mainly due to the sparse covering of automatic weather stations or in-situ measurements over the Arctic. Furthermore, several ice caps, among with the Barnes Ice Cap, present a superimposed ice accumulation area which particularities have to be taken into account in the surface processes studies.

Given the lack of in-situ data, the approach chosen in this work is to use remote sensing data, that have the advantage to offer a good spatial and temporal coverage. In particular, passive microwave data are very suitable for snowy surfaces studies. To complement these data, physical and electromagnetic snowpack modeling provide a fine characterisation of surface processes such as snow accumulation. The whole work presented in this manuscript thus consisted in developing specific tools to improve the understanding of surface processes of small Arctic ice caps. This methodological development was performed and applied on the Barnes Ice Cap using the surface scheme SURFEX-CROCUS and the electromagnetic model DMRT-ML.

First results highlight a significant increase in surface melt duration over the past 3 decades on the Barnes Ice Cap (increase of more than 30% over 1979-2010 period). A similar trend is also monitored over the Penny Ice Cap, located in the south part of the Baffin Island (increase of more than 50% over the same period).

Then, the surface mass balance over the last decade was modeled by using a physical based modeling chain constrained by remote sensing data. The results give a mean net accumulation of  $+6,8 \text{ cm y}^{-1}$  on the summit area of the ice cap. Finally, sensitivity tests, performed to investigate the climatic sensitivity of the surface mass balance, highlight a threshold effect that may lead to a complete disappearance of the accumulation area of the Barnes Ice Cap. With a temperature increase less than  $1^\circ\text{C}$ , modeling results suggest it is likely that the threshold will be reached rapidly leading to an increase in mass loss from the ice cap.

**Keywords :** Arctic, Climate, Barnes Ice Cap, Brightness temperature, Remote sensing, Modeling, Surface melting, Surface mass balance.

# Remerciements

L'accomplissement d'une thèse est un long chemin semé d'embûches, mes prédécesseurs m'avaient averti et je pourrai en témoigner à mon tour maintenant que cette aventure est finie. Le statut de thésard est des plus particuliers : tantôt étudiant en apprentissage, tantôt jeune chercheur défendant ses idées en conférence, tantôt enseignant... et ces 3 années de transition permettent de passer du stade d'étudiant au stade de chercheur à part entière. Cela fait beaucoup, une telle transition ne se fait pas sans heurts et c'est pourquoi il existe dans toute thèse des périodes plus dures que d'autres. MAIS, heureusement, de nombreuses personnes sont là pour nous aider, nous encourager, nous guider et nous permettre, in fine, de surmonter les difficultés. Je voudrais ici les remercier. Mais avant de me prêter à cet exercice périlleux, je veux aussi m'excuser par avance pour ceux que je vais involontairement oublier.

Avant tout, je ne dérogerai pas à la règle en remerciant chaleureusement mes directeurs de thèse, pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser ce doctorat et m'avoir encadré tout au long de ces 3 années passées ensemble. Merci à Alain pour son enthousiasme débordant et ses très nombreuses idées, suggestions et commentaires, ainsi que pour son accueil toujours très chaleureux lors de mes séjours québécois. Merci à Michel pour sa patience, sa modération, son recul et pour m'avoir fait partager son expérience lors des discussions scientifiques très enrichissantes que nous avons eues ensemble. Sans oublier sa grande humanité. Merci enfin à Ghislain mon troisième directeur, « seulement » co-encadrant de mon travail au début puis devenu au fil du temps co-directeur à part entière tant son expertise technique et scientifique extrêmement pointue et son implication ont été déterminantes, je dirais même indispensables, dans la réussite de ma thèse. Merci à vous trois.

Merci ensuite aux différents membres de mon jury, qu'ils soient rapporteurs (MM. Christian Zdanowicz et Laurent Ferro-Famil) ou examinateurs (MM. Thierry Pellarin et Hardy Granberg). Merci au temps consacré à la lecture et à l'évaluation de mon manuscrit, et merci pour vos nombreuses remarques et suggestions qui m'ont permis de corriger et d'améliorer très significativement ce manuscrit pour sa version finale. Chacun dans votre spécialité vous m'avez apporté un éclairage différent sur mon travail et je vous en remercie.

Dans nos thématiques scientifiques, un travail de thèse ne peut pas être mené à bien sans l'appui des laboratoires et équipes d'accueil. Merci donc aux responsables du LGGE et du CARTEL de m'avoir accueilli dans leurs locaux et de m'avoir donné les moyens matériels nécessaires à l'accomplissement de mon travail. Merci aussi aux différents personnels permanents de ces deux laboratoires pour les riches interactions que j'ai pu avoir avec eux.

Je voudrais maintenant consacrer un paragraphe particulier aux thésards du LGGE, sans qui cette thèse n'aurait pas eu la même saveur. Merci donc à Nico pour les discussions scientifiques et le soutien sans faille, à l'autre Nico pour l'avoir brillamment remplacé,



à Alex pour la théorisation des tenues vestimentaires et pour les débats fondamentaux et hautement philosophiques du RU, à Ambroise, Arsène, Deborah et les autres pour ces même débats, à Adrien, Martin et Quentin pour les (nombreuses) séances de pan, à Hélène et Jean pour l'envoi de mails distrayants à toute heure. Merci à Max pour les balades Glacioclim, bien agréables pour s'aérer un peu l'esprit sur les hautes cimes. Et merci à tous les autres que je n'ai pas cité

Côté Québécois, je tiens à remercier l'ensemble des membres du groupe « neige » du CARTEL pour leur accueil chaleureux à chacun de mes séjours québécois. Un merci tout particulier à Alexandre Roy, alias « Bobby » pour son extrême gentillesse, pour le travail de code (ou de *pitonnage*, en québécois dans le texte) à 4 mains certains jours, mais aussi pour les prêts divers et variés qui m'ont grandement facilité la vie... sans parler de l'après-conférence à Rome en 2012... Merci aussi à l'autre Alex, Alexandre Langlois, ex « GPD » désormais « GPL », pour son enthousiasme en général, et pour m'avoir initié au travail de terrain en conditions climatiques « fraîches ». Grâce à toi j'ai pu apprendre à conduire une moto-neige à Churchill, pays des ours blancs, je me suis posé en Twin Otter sur une calotte glaciaire, j'ai pu vérifier in-situ que le Rhum et le Scotch ne gèlent pas par  $-40^{\circ}\text{C}$ ... certainement de quoi faire de moi un meilleur scientifique. Merci aussi à toi pour m'avoir facilité la vie lors de mes séjours. Je n'oublie bien sûr pas les autres membres du groupe, tels que Patrick, Benoît, Jean, Nathalie, Charles, ainsi que les autres thésards et stagiaires avec qui j'ai pu échanger.

La thèse, comme tout travail m'a certes beaucoup occupé mais ma vie ne s'est pas pour autant limitée au « labo » durant ces 3 années. L'équilibre se trouve aussi ailleurs, par exemple auprès de la famille, laquelle a toujours soutenu mes choix et m'a toujours encouragé dans ma voie. Un grand merci pour cela, cette bienveillance a toujours compté pour moi. En plus de la famille, il ne faudrait pas oublier les amis, je pense ici tout particulièrement à la bande des « ours », Pierre & Estelle, Anaïs & François, Mag, Sylvain, toujours prêts à partager une course en montagne, une tartiflette ou un verre tout simplement... Dans les moments difficiles vous avez toujours été là et je vous en remercie.

Enfin, je conclurai ces remerciements - déjà bien trop longs - par celle qui m'accompagne au quotidien depuis maintenant plus de 12 ans. Julie, je ne te remercierai jamais assez pour ta présence, ton soutien (presque ;) ) sans faille et tous les efforts que tu as fait pour me permettre d'arriver jusque là. Mais aussi pour les deux incroyables cadeaux que tu m'as offerts au cours de ce doctorat et qui contribuent à donner un sens à notre vie : Roxane et Léane. MERCI...

# Note au lecteur

## Sur la rédaction et la forme du manuscrit

Plusieurs articles publiés (ou acceptés pour publications) dans des revues scientifiques sont présentés dans ce manuscrit. Ils sont au nombre de deux dans le corps du manuscrit (article dont je suis premier auteur) et de trois dans les annexes (articles auxquels j'ai contribué, dont la présentation dans ce manuscrit apporte une compréhension élargie du sujet). Afin de ne pas dénaturer ces publications, elles sont intégrées au document en l'état, c'est à dire selon le format définitif propre à chaque revue. Cependant, la numérotation du manuscrit n'est pas interrompue, de même que les en-têtes rappelant les numéros et noms de chapitres, cette continuité ayant pour but d'aider le lecteur à se repérer. Les deux articles présents dans le corps du document sont précédés d'une mise en contexte théorique et bibliographique mais ne comportent pas de résumés étendus en français afin d'éviter une trop grande redondance.

L'utilisation du mot satellite comme substantif est sujette à caution. Quatre formes : image satellite, image-satellite, image satellitaire et image satellitale, sont fréquemment trouvées dans la langue française, ces quatre formes étant correctes en français. La commission ministérielle de terminologie de la télédétection aérospatiale statuait en 1997 sur l'utilisation des termes image-satellite et image satellitale alors que l'académie française plébiscitait les termes image satellite et image satellitaire. Dans ce manuscrit, ces deux formes seront utilisées avec un sens équivalent.

Dernières notes de français, le genre de l'article des acronymes empruntés à l'anglais est celui qu'aurait en français le mot déterminant de la dénomination anglaise (voir la page web <http://www.justice.gc.ca/fra/min-dept/pub/legis/mr-rm/part4/sigle-abbr.html>). Ainsi, l'article devant l'abréviation SBR, pour le terme anglais **S**urface **B**ased **R**adiometer, sera donc masculin. De plus, les anglicismes seront écrits en italique, sauf pour les noms d'organisation, d'instrument et de modèle.

Enfin, une table des matières partielle est insérée au début des 4 chapitres qui composent ce manuscrit. Chacun de ces chapitres débute par une introduction, laquelle en définit clairement les objectifs. Une liste des figures et des tableaux, ainsi qu'une liste des acronymes, complètent ce manuscrit.

La version électronique de ce manuscrit comporte des renvois dynamiques afin de faciliter le déplacement du lecteur dans le document : les objets de la table des matières, les citations de tableaux et figures, les références bibliographiques, les renvois vers les notes de bas de page et autres chapitres, etc comportent des liens cliquables.

## Sur les travaux de recherche

Cette deuxième partie de note précise les contributions respectives à ces travaux de thèse de mes encadrants de thèse, des personnes de l'équipe climat du LGGE, et de l'équipe neige du CARTEL et des collaborations externes. Inversement, une partie des travaux que j'ai réalisés n'est pas décrite.

**Données satellite & atmosphériques.** Les données satellites (données micro-onde SMMR, SSM/I et AMSR-E ainsi que les données MODIS) ont été extraites et mises en forme par Ghislain Picard, tandis que les données QuikScat utilisées dans l'article Dupont et al. (2012) ont été extraites par Alain Royer et en partie traitées par Alicia Gressent et moi-même lors de son stage au CARTEL. Les données du capteur altimétrique ICESat, elles aussi utilisées dans Dupont et al. (2012), sont des données déjà traitées et obtenues via les « supplementary data » de Gardner et al. (2011)

Les données de réanalyses atmosphériques NARR ont été extraites sur le site du NCDC (National Climatic Data Center <http://nomads.ncdc.noaa.gov/>) et traitées par mes soins (de nombreux contrôles qualité ayant été nécessaires sur ces données).

Les données AWS (Automatic Weather Station) de Clyde River utilisées dans Dupont et al. (2012) ont elles aussi été téléchargées sur les serveurs d'Environnement Canada et traitées par mes soins.

**Données spatiales.** Les données d'élévation de la Terre de Baffin sont issues du portail Géobase (<http://geobase.ca/geobase/fr/>) et font partie de la base de données DNEC (Données Numériques d'Élévation du Canada). Disponibles en feuillets de faible extension spatiale offrant une résolution horizontale de 50 m, je les ai extraites et assemblées afin de reconstituer un modèle numérique de terrain de la zone entourant la calotte Barnes. Les données altimétriques issues du programme ATM (Airborne Topographic Mapper) de la NASA ont été traitées par Charles Papasodoro (CARTEL). Ces données, ainsi que les données satellites et toutes les autres données spatiales apparaissant dans ce manuscrit, telles que les éléments vectoriels *Natureearth* (<http://www.natureearthdata.com/>), ont été traitées par mes soins sur le logiciel SIG *open-source* QantumGIS.

**Campagne de terrain & données sur la neige et la glace.** La majorité des données de terrain utilisées dans ce manuscrit provient de la campagne ayant eu lieu du 14 au 23 mars 2011 sur la calotte Barnes. Six personnes ont participé à cette campagne : Alain Royer (CARTEL), Alexandre Langlois (CARTEL), Patrick Cliche (CARTEL), Miroslav Chum (CARTEL), Ghislain Picard (LGGE) et moi-même. Ghislain Picard et moi étions en charge des mesures de la surface spécifique de la neige avec l'instrument POSSSUM, ainsi que des mesures continues de température en surface et à différentes profondeurs dans la neige ainsi que dans la glace. Nous avons par ailleurs réalisé des stratigraphies visuelles dans 3 puits de neige. Alexandre Langlois, Alain Royer et Patrick Cliche ont pour leur part réalisé les mesures radiométriques avec les instruments SBR, les mesures des conditions atmosphériques ainsi que les mesures de densité et température dans les puits de neige. Des mesures complémentaires de surface spécifique de la neige ont par ailleurs été réalisées pour inter-comparaison avec celle de l'instrument POSSSUM, bien qu'elles ne soient pas présentées dans ce manuscrit.

J'ai aussi participé au traitement et à la mise en forme de toutes ces données, ainsi qu'à des inter-comparaisons de données de températures acquises sur le terrain.

Cette campagne de terrain a par ailleurs nécessité un important de travail préparation logistique dont la partie française a été assurée par mes soins. De même, des tests sur le terrain auxquels j'ai participé ont été réalisés sur le glacier de la Girose, à la Grave, durant l'hiver 2011. J'ai aussi réalisé divers réglages et étalonnages en chambre froide en préparation à la mission.

Une deuxième mission de terrain a fourni les données nécessaires à la partie de l'article Dupont et al. (2014) concernant les zones de glace bleue en Antarctique. Cette mission a été menée à bien lors de l'été austral 2012 par Alain Royer et Ghislain Picard, lesquels ont acquis les mesures SBR et de densité de la glace de surface à proximité de la base scientifique franco-italienne Cap Prud'Homme. Les données de température dans la glace ont été fournies par Vincent Favier et Emmanuel LeMeur (LGGE) et sont issues d'instrumentations à demeure sur le site financées par divers programmes de recherche.

**Modélisation numérique.** Le modèle DMRT-ML a été essentiellement développé par Ghislain Picard. Des améliorations ont été réalisées dans le cadre des travaux de thèse de Ludovic Brucker (Cryospheric Sciences Lab., NASA GSFC, États-Unis), et de Nicolas Champollion (LGGE) et Alexandre Roy (CARTEL). Ma contribution à ce modèle concerne essentiellement l'ajout de la partie glace bulleuse.

Le modèle de neige SURFEX-CROCUS est issu, pour sa partie spécifiquement dédiée au manteau neigeux, d'un long développement réalisé au Centre d'Études de la Neige (CEN) de Météo-France (situé à Grenoble) depuis les années 1990, sous la houlette notamment d'Éric brun puis de Samuel Morin avec qui j'ai eu de nombreux contacts lors de sa prise en main. Actuellement, Matthieu Lafaysse assure aussi le soutien de ce modèle, ainsi que de nombreux chercheurs qui y contribuent. Mon travail par rapport à ce modèle a consisté à le modifier pour l'adapter au contexte particulier de mes travaux de recherche.

**Travaux de recherche.** L'ensemble du traitement final des données, ainsi que leur exploitation et leur valorisation dans le cadre des développements méthodologiques présentés dans ce manuscrit, ont été effectués par mes soins, sous les conseils de mes encadrants, Michel Fily, Alain Royer et Ghislain Picard. Des collaborations régulières ont eu lieu avec d'autres personnes, notamment avec Alexandre Roy (CARTEL), Nicolas Champollion (LGGE) et Alexandre Langlois (CARTEL).



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
L'Arctique dans le système climatique . . . . .	1
Le réchauffement climatique de l'archipel canadien . . . . .	3
Problématique de la thèse et approche générale . . . . .	5
Objectifs de la thèse . . . . .	6
Organisation du manuscrit . . . . .	8
<b>1 Site d'étude et données utilisées</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction . . . . .	13
1.2 La calotte Barnes en Terre de Baffin, description générale . . . . .	13
1.3 Campagne de terrain de mars 2011 et mesures in-situ . . . . .	17
1.3.1 Mesure de l'émission micro-onde à la surface de la calotte . . . . .	18
1.3.2 Mesure de la surface spécifique des grains de neige . . . . .	19
1.3.3 Mesure de la masse volumique, de l'équivalent en eau et de la température de la neige . . . . .	20
1.3.4 Stratigraphie visuelle . . . . .	22
1.3.5 Mesure des variables météorologiques . . . . .	23
1.4 Données de télédétection utilisées . . . . .	28
1.4.1 Radiomètre micro-onde AMSR-E . . . . .	28
1.4.2 Radiomètres micro-onde SSM/I et SMMR . . . . .	29
1.4.3 Imageur MODIS . . . . .	29
1.5 Réanalyses atmosphériques NARR . . . . .	30
<b>2 Étude de la durée de fonte de surface sur la calotte Barnes</b>	<b>33</b>
2.1 Introduction . . . . .	35
2.2 Physique du signal micro-onde et fonte de surface . . . . .	35
2.3 Utilisation de la télédétection micro-ondes passive pour le suivi des durées de fonte . . . . .	37
2.3.1 Algorithme XPGR . . . . .	37
2.3.2 Seuillage à 19 GHz en polarisation horizontale . . . . .	38
2.4 Article : Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data . . . . .	41
2.5 Analyse de la significativité statistique des tendances observées . . . . .	52
2.6 Extension à la calotte Penny (Terre de Baffin) . . . . .	53
2.7 Analyse de la corrélation des durées de fonte avec les indicateurs climatiques	57
2.7.1 Corrélation avec l'indice NAO . . . . .	57
2.7.2 Corrélation avec l'indice AO . . . . .	58
2.7.3 Corrélation avec l'indice ENSO . . . . .	60

<b>3</b>	<b>Modélisation de l'émission micro-onde de la glace bulleuse</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction . . . . .	65
3.2	Le modèle DMRT-ML pour la glace bulleuse . . . . .	65
3.3	Article : Modeling the microwave emission of bubbly ice : Applications to blue ice and superimposed ice in the Antarctic and Arctic . . . . .	70
3.4	Corrections atmosphériques des données AMSR-E . . . . .	88
<b>4</b>	<b>Modélisation et analyse des processus d'évolution de la calotte Barnes : accumulation, fonte et bilan de masse de surface</b>	<b>91</b>
4.1	Introduction . . . . .	93
4.2	Bilan de masse glaciaire et bilan de masse de surface . . . . .	93
4.3	Couplage réanalyses NARR - modèle de neige SURFEX-CROCUS - modèle électromagnétique DMRT-ML . . . . .	95
4.3.1	Le modèle de neige SURFEX-CROCUS . . . . .	95
4.3.2	Adaptations du modèle SURFEX-CROCUS pour la glace surimposée	96
4.3.3	Premiers tests du couplage NARR - SURFEX-CROCUS . . . . .	98
4.3.4	Couplage avec le modèle d'émission micro-onde DMRT-ML . . . . .	101
4.4	Processus d'optimisation : méthode Quasi-Monte-Carlo . . . . .	106
4.5	Résultats du processus d'optimisation sur 2002-2006 . . . . .	109
4.6	Validation de l'optimisation sur la période 2006-2011 . . . . .	110
4.6.1	Comparaison avec les données satellites . . . . .	110
4.6.2	Comparaison des durées de fonte modélisées par rapport aux durées de fonte SSM/I . . . . .	113
4.6.3	Comparaison avec les mesures de terrain . . . . .	114
4.7	Discussion sur la validation du processus d'optimisation . . . . .	118
4.8	Étude de la sensibilité climatique du bilan de masse de surface . . . . .	121
4.8.1	Tests de sensibilité par variables . . . . .	121
4.8.2	Tests de sensibilité couplés température - précipitations . . . . .	122
4.8.3	Synthèse des résultats des tests de sensibilité . . . . .	123
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>127</b>
	Conclusion générale . . . . .	127
	Perspectives et travaux futurs . . . . .	130
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>133</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>143</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>151</b>
	<b>Liste des abréviations</b>	<b>155</b>
	<b>Annexes</b>	<b>159</b>
<b>A</b>	<b>Liste des contributions scientifiques</b>	<b>159</b>
<b>B</b>	<b>Article Zdanowicz et al. (2012) « Summer melt rates on Penny Ice Cap, Baffin Island : Past and recent trends and implications for regional climate »</b>	<b>161</b>

C Article Picard et al. (2013) « Simulation of the microwave emission of multi-layered snowpacks using the dense media radiative transfer theory : the DMRT-ML model »	185
--	-----





# Introduction générale et objectifs

## L'Arctique dans le système climatique

L'Arctique est généralement définie comme la région du globe entourant le pôle nord et située à une latitude supérieure à celle du cercle polaire arctique (67° de latitude Nord). Contrairement à l'Antarctique qui est un continent, l'Arctique est caractérisé par la présence d'un océan, l'Océan Glacial Arctique, autour duquel se rejoignent les continents américains et eurasiatiques. L'essentiel de la surface des terres arctiques émergées est couvert de toundra (laquelle représente l'un des grands biomes terrestres, caractérisé par une strate végétale unique et basse, et souvent associé aux zones de sols gelés), de lacs et de zones englacées (Figure A). Parmi ces zones englacées se retrouve notamment la calotte glaciaire du Groenland qui représente la deuxième plus grosse masse de glace terrestre après la calotte Antarctique, mais aussi une multitude de calottes glaciaires de taille plus modeste disséminées sur les îles de l'archipel canadien, de l'archipel du Svalbard, etc... L'Océan Glacial Arctique est partiellement ou totalement recouvert de banquise, selon la saison. Cette banquise, dont l'étendue varie de 6 à 12 millions de km<sup>2</sup> (Stroeve et al., 2012) est, au même titre que la couverture neigeuse saisonnière, une des composantes majeures du système climatique de la Terre. Par exemple, banquise et couverture neigeuse sont des surfaces réfléchissantes qui renvoient la majorité de l'énergie reçue du Soleil vers l'espace. Au contraire, le sol nu et l'océan sont des surfaces qui absorbent la majorité du rayonnement reçu. Cette capacité d'une surface donnée à renvoyer plus ou moins d'énergie vers l'espace est quantifiée via son « albédo ». Ainsi, les variations temporelles et spatiales de couverture neigeuse et d'étendue de la banquise influencent fortement le bilan d'énergie de surface, ce qui peut avoir en retour des effets sur le climat régional mais aussi global. Des effets d'amplification peuvent avoir lieu et sont désignés sous le terme de « boucles de rétroactions » (Screen and Simmonds, 2010). Ces rétroactions peuvent être « positives », comme dans les exemples pré-cités, ce qui signifie que le phénomène initial est amplifié, ou négatives, ce qui tend à apporter une certaine stabilité au système et à modérer les modifications climatiques. La présence de nombreux phénomènes de ce type fait de l'Arctique une région particulièrement sensible aux modifications de conditions climatiques.

L'Arctique est une région sensible aux variations climatiques mais elle a aussi un rôle actif important dans le système climatique global. En effet, l'apport d'eau douce et froide issue de la fonte saisonnière des calottes polaires ainsi que la formation et le dégel de la banquise arctique constituent les principaux moteurs de la circulation thermohaline<sup>1</sup> (Stouffer et al., 2006; Kuhlbrodt et al., 2009). Cette circulation océanique de grande échelle est l'une des composantes essentielles du système climatique terrestre qui assure une partie de la redistribution du surplus d'énergie reçu à basse latitude vers les zones de hautes lati-

---

1. La circulation thermohaline est la circulation permanente à grande échelle de l'eau des océans, engendrée par des écarts de température et de salinité des masses d'eau

tude. Le Gulf Stream, par exemple, courant océanique qui contribue à maintenir un climat tempéré en Europe par rapport à d'autres régions de latitudes équivalentes, est l'une des composantes de cette circulation thermohaline. Celle-ci a aussi une influence sur le cycle du carbone car elle contribue au piégeage d'importantes quantités de CO<sub>2</sub> dans les eaux océaniques, limitant ainsi l'effet de serre (Gregory et al., 2005). Les contrastes thermiques existant entre les régions arctiques et les régions de basse latitude sont eux aussi l'un des moteurs des circulations atmosphériques à grande échelle telles que les cellules de Hadley.

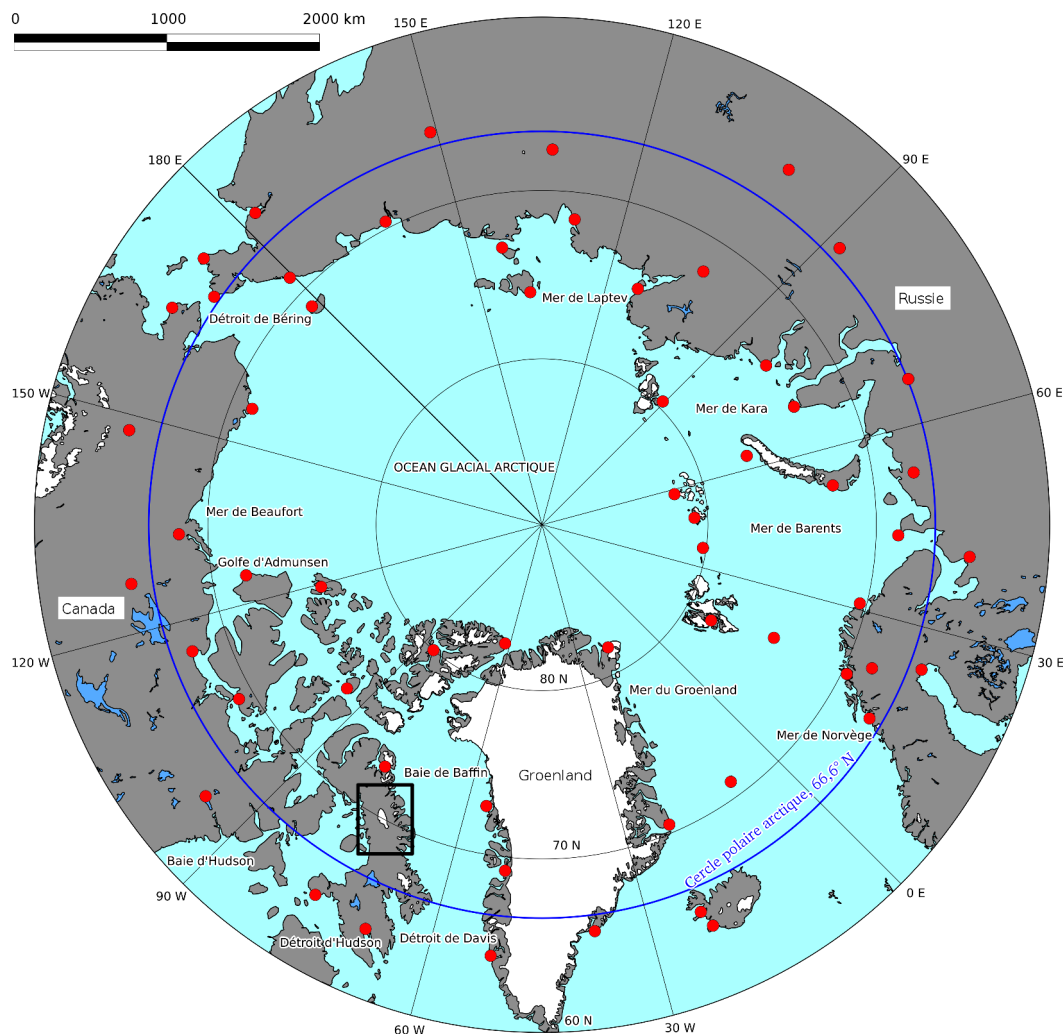


FIGURE A – Carte Générale de l'Arctique (latitude supérieure à 60°N). Les zones englacées sont représentées par les zones blanches, telles que la calotte Barnes (cadre noir), située en Terre de Baffin, dans la région de l'archipel canadien. Les points rouges représentent les principales stations météorologiques automatiques sur l'ensemble de l'Arctique (données issues de Overland et al. (2004)). Données cartographiques vectorielles issues de <http://www.naturalearthdata.com/>.

Les régions arctiques sont donc directement reliées, en terme de climat, au reste de l'hémisphère nord. Cette relation est formalisée par la définition de l'indice climatique de l'« oscillation arctique » (AO) (Cohen et al., 2010). Cet indice fait partie des principaux

indices climatiques tels que l'ENSO (El Niño Southern Oscillation) ou l'AAO (AntArctic Oscillation) (Wolter and Timlin, 2011) qui permettent d'avoir une compréhension qualitative de la variabilité interannuelle du climat dans des zones données. L'AO est défini par la différence de pression, au niveau de la mer, entre 20° de latitude nord et le pôle. Une phase positive de l'AO est caractérisée par une forte différence de pression (haute pression aux basses latitudes et basse pression dans l'Arctique), et a pour conséquences la persistance de températures élevées en Europe et en Asie alors que le nord du continent américain présente une anomalie négative de température. Les situations sont inversées dans la situation d'une phase négative de l'AO (Gong et al., 2011). L'Oscillation Arctique est par ailleurs fortement reliée à un autre indice, l'Oscillation Nord-Atlantique (NAO), lequel est largement considéré dans l'analyse du climat du pourtour du bassin nord-Atlantique (Ambaum et al., 2001).

## Le réchauffement climatique de l'archipel canadien

Les régions arctiques connaissent actuellement d'importantes modifications climatiques. En particulier, une élévation globale des températures est constatée dans l'ensemble de l'Arctique depuis les années 1990 (Hassol, 2004; Solomon, 2007; Overland et al., 2004; Tingley and Huybers, 2013). Ces études, basées sur les enregistrements de température de l'air disponibles en Arctique depuis le début du XX<sup>ième</sup> siècle (Overland et al., 2004) ou sur des mesures de télédétection, par exemple dans le domaine infrarouge (Comiso, 2003), montrent que la variabilité du climat arctique au cours des dernières décennies dépasse la variabilité antérieure des 600 dernières années (Fisher et al., 2012; Tingley and Huybers, 2013). De plus, les tendances observées sont plus marquées que dans le reste du monde. En effet, pour la sous-région de l'archipel canadien, le réchauffement observé est estimé à  $+1,06 \pm 0,22^\circ\text{C}$  /décennie (Hassol, 2004; Comiso, 2003; Solomon, 2007) alors que le réchauffement moyen sur l'ensemble de la planète est estimé à  $+0,43 \pm 0,2^\circ\text{C}$  /décennie (Jin and Dickinson, 2002; Solomon, 2007). Ces tendances très marquées mettent en évidence l'existence de processus complexes d'amplification régionale et de boucles de rétroactions (Solomon, 2007; Serreze et al., 2009). L'ensemble de ces processus est désigné par le terme d'« amplification arctique » (Screen and Simmonds, 2010). Il est intéressant de noter aussi que certaines études (Comiso, 2003) montrent qu'un réchauffement est observé au printemps, en été et en automne, alors que la saison hivernale présente un refroidissement. De même, des études ont montré une augmentation des précipitations sur la deuxième moitié du XX<sup>ième</sup> siècle avec, en particulier, une augmentation de la fraction de précipitation tombant sous forme de neige (Zhang et al., 2000).

Les calottes glaciaires de l'archipel canadien (Figure A) ont fait l'objet d'études s'appuyant sur différentes méthodes permettant notamment de mesurer les variations de volume de ces calottes via des mesures altimétriques ou gravimétriques. Ces études ont permis de mettre en évidence une perte de masse significative et généralisée des calottes de l'archipel (Abdalati, 2004; Sneed et al., 2008; Gardner et al., 2011, 2013), (Figure B). Cette perte de masse observée peut avoir d'importantes conséquences, tant au niveau régional que global. La première de ces conséquences est l'impact de la fonte des glaces polaires sur le niveau des océans. En effet, la masse de glace stockée dans l'ensemble des calottes de l'archipel canadien représente un potentiel de 0,5 m d'augmentation de niveau des océans (le Groenland à lui seul représente environ 7 m, et de l'ordre de 70 m pour la calotte Antarctique) (Shepherd et al., 2012; Gardner et al., 2013). Au cours du XX<sup>ième</sup> siècle, l'élévation moyenne du niveau des océans est estimée à  $+1,7 \pm 0,5 \text{ mm a}^{-1}$  (Bindoff

et al., 2007). La contribution des calottes et glaciers continentaux dans cette élévation est de 40%, le reste de l'augmentation étant essentiellement attribué à la dilatation thermique des océans, bien qu'une part importante reste incertaine (Bindoff et al., 2007; Cazenave and Remy, 2011; Meyssignac and Cazenave, 2012). Bien que les calottes de l'archipel canadien représentent une quantité de glace inférieure d'un ordre de grandeur à celles du Groenland ou de l'Antarctique, leur contribution sur l'élévation récente du niveau de la mer est significative : les calottes des îles de Bylot et de Baffin ont représenté à elles seules une élévation du niveau moyen des océans de 1,7 mm sur la période 1963-2011, dont 0,07 mm sur la seule période 2003-2011 (Gardner et al., 2012). De plus, cette contribution tend à s'accélérer car la perte de masse nette de ces calottes est estimée à  $23,8 \pm 3,1 \text{ Gt a}^{-1}$  pour la période 2003-2011 alors que ce taux était de  $11,1 \pm 1,8 \text{ Gt a}^{-1}$  sur la période 1963-2006 (Gardner et al., 2012).

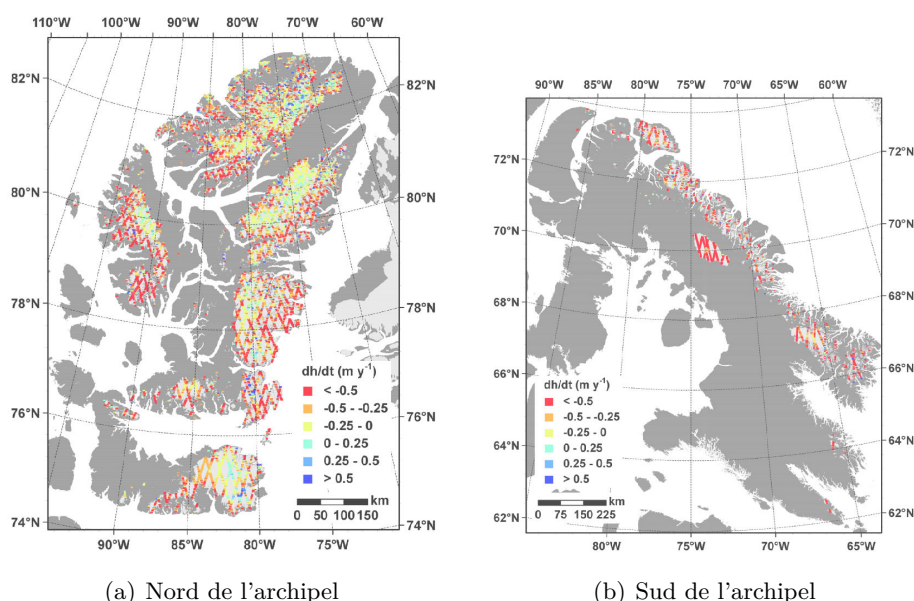


FIGURE B – Variations moyennes d'altitudes (en  $\text{m an}^{-1}$ ) de la surface des calottes de glace de l'archipel canadien entre 2003 et 2009. Ces données sont issues du satellite ICESat (Ice, Cloud, and land Elevation Satellite) de la NASA. La sous-figure a) présente les calottes du nord de l'archipel canadien (îles d'Ellesmere, de Devon, etc) et la sous-figure b) présente les calottes des îles de Baffin et de Bylot, au sud de l'archipel. Figures tirées des *supplementary data* de Gardner et al. (2011).

Cette importante perte de masse a aussi pour conséquence la réduction des surfaces englacées et enneigées, ce qui entraîne une diminution de l'albédo de surface et en retour une augmentation plus forte de la température au niveau régional (Solomon, 2007; Serreze et al., 2009). En effet, les surfaces englacées de l'archipel canadien représentent une surface totale de l'ordre de  $150\,000 \text{ km}^2$  (Gardner et al., 2012). Ce phénomène de rétroaction positive participe à l'amplification arctique (Screen and Simmonds, 2010). De plus, ces changements climatiques peuvent avoir encore d'autres conséquences, telles qu'une modification de la circulation des océans du fait de l'apport massif d'eau douce, une gestion plus difficile de la ressource en eau, une instabilité des sols due au dégel du pergélisol<sup>2</sup>,

2. Le pergélisol désigne un sol gelé de manière permanente durant au moins deux années consécutives

etc (Hassol, 2004).

Ainsi, une bonne connaissance des modifications climatiques récentes (depuis la fin des années 1970) et en cours en Arctique, en particulier en ce qui concerne les calottes glaciaires de l'archipel canadien, est d'un grand intérêt scientifique et sociétal.

## Problématique de la thèse et approche générale

Les études détaillées dans la section précédente permettent d'obtenir une estimation de la perte de masse et donc de l'évolution globale des calottes glaciaires de l'archipel canadien. Cependant, elles ne permettent pas de comprendre l'origine de ces évolutions ni ce qu'il adviendra dans le futur, par manque de connaissance des processus physiques qui les gouvernent. En effet, une perte de masse est synonyme de bilan de masse<sup>3</sup> annuel négatif, mais cette information globale ne donne pas de détails sur la saisonnalité du bilan de masse ou sur les évolutions locales telles que les modifications des processus de surface des zones d'accumulation ou d'ablation. En particulier, les composantes du bilan de masse de surface (accumulation / ablation, reliées à de nombreux paramètres météorologiques tels que les précipitations, les températures, la nébulosité, etc) sont mal connues. En effet, ces études altimétriques à grande échelle ne fournissent pas d'informations sur les processus de surface et ne permettent pas de tenir compte de modifications locales comme par exemple un changement de régime d'accumulation, des variations importantes de densité, etc. Les données gravimétriques fournies par des instruments satellitaires dédiés<sup>4</sup> sont limitées par leur résolution spatiale et ne sont donc pas applicables à une analyse fine à l'échelle des petites calottes de l'archipel canadien (Shepherd et al., 2012).

Cependant, une étude approfondie des processus physiques de surface se heurte à un manque de données dans ces régions peu visitées. En effet, l'Arctique est une région très sous-échantillonnée en terme de stations de mesures météorologiques par rapport aux plus basses latitudes (Overland et al., 2004) (Figure A). De plus, la majorité des stations automatiques disponibles sont implantées à proximité de communautés autochtones, lesquelles sont presque exclusivement côtières. Ces stations ne fournissent donc aucune connaissance des conditions à l'intérieur des terres, d'autant plus que pour un certain nombre d'entre elles, elles sont soumises à des effets de site qui faussent leur représentativité (implantation dans des fjords en bord de mer, avec vents catabatiques<sup>5</sup> persistants, par exemple (Boon et al., 2010)). Il n'existe par ailleurs que peu de programmes permanents de suivis glaciologiques des calottes glaciaires de la région, en particulier pour le secteur de la Terre de Baffin (Boon et al., 2010; Gardner et al., 2011).

Une des solutions afin de palier à ce problème est d'utiliser la télédétection spatiale. En effet, les mesures acquises par les instruments embarqués sur les satellites d'observation

---

3. Le bilan de masse glaciaire représente la somme des contributions positives telles que les précipitations, et négatives telles que la fonte sur une année pour un glacier donné.

4. Par exemple, le satellite GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment), qui permet de mesurer les variations régionales du champ gravitationnel terrestre, lesquelles peuvent être reliées, à grande échelle, aux mouvements océaniques ou aux variations de volume glaciaire

5. Un vent catabatique est un vent d'origine gravitaire se développant lorsqu'une masse d'air se refroidit au contact d'une surface froide et de se fait voit sa densité augmenter. Ce type de vent est caractéristique des environnements glaciaires

de la Terre offrent une couverture spatiale globale ainsi qu'une bonne répétitivité temporelle d'autant plus marquée aux hautes latitudes où les trajectoires des satellites à orbites quasi-polaires<sup>6</sup> convergent et peuvent offrir plusieurs mesures par jour d'un même lieu. Par exemple, pour le suivi de la température de surface, il existe des produits dans l'infrarouge thermique<sup>7</sup> (Wan et al., 2004; Comiso, 2003). Cependant, ces produits sont limités aux périodes de ciel clair car les nuages sont opaques dans cette gamme de fréquence. Il manque donc des données environ 60% du temps correspondant à la couverture nuageuse moyenne en Arctique (Karlsson and Svensson, 2011). Les capteurs opérant dans le domaine des micro-ondes permettent de palier à ce défaut car, à ces fréquences, les nuages sont quasi-transparents. Par exemple, des études ont montré l'intérêt de ces fréquences pour l'amélioration de la connaissance des températures de surface estivales (Fily et al., 2003; Mialon et al., 2007; Royer and Poirier, 2010) en complément des données issues des capteurs infrarouge. Mais l'utilisation de données micro-ondes en période hivernale ou sur une surface englacée reste complexe. En effet, si les micro-ondes offrent l'avantage de réaliser des mesures malgré les nuages, elles ont aussi la particularité de présenter une certaine profondeur de pénétration<sup>8</sup> dans la neige ou la glace (Surdyk, 2002). En période hivernale enneigée, la mesure effectuée n'est donc pas seulement représentative de la surface du manteau neigeux mais d'une certaine épaisseur. Ces données sont donc complexes à exploiter mais aussi particulièrement riches en information. L'une des utilisations principales des données micro-ondes en période hivernale est la détermination de l'équivalent en eau de la neige via des combinaisons de bandes spectrales dont la sensibilité au volume de neige est variable (Derksen et al., 2003, 2010). Cependant, l'utilisation de données micro-ondes en milieu enneigé ou glaciaire peut offrir d'autres informations, concernant notamment les durées de fonte (Zwally and Fiegles, 1994; Abdalati and Steffen, 1997; Torinesi et al., 2003; Picard and Fily, 2006; Wang et al., 2008), la densité de la neige de surface (Surdyk, 2002), la taille des grains de neige (Brucker et al., 2011), etc. Les micro-ondes présentent donc un fort potentiel pour l'étude des caractéristiques et processus de surface et subsurface en milieu enneigé ou englacé, comme par exemple les nombreuses calottes glaciaires de l'archipel canadien. Des données, acquises dans ces fréquences sont donc utilisées dans ce travail.

Enfin, la modélisation du signal micro-ondes émis par les surfaces étudiées associée à la modélisation physique des processus de surface permet de mieux comprendre et interpréter le signal mesuré et d'en tirer une analyse des paramètres géophysiques de surface de la zone étudiée. L'association de ces deux aspects constitue donc l'approche générale de ce travail.

## Objectifs de la thèse

**L'objectif général de ce travail de doctorat est, dans le contexte développé ci-avant de modifications climatiques rapides et de perte de masse des calottes glaciaires de l'archipel canadien, d'améliorer la compréhension des processus de surface liés au couvert nival d'une calotte glaciaire (fonte, bilan de masse**

---

6. Une orbite quasi-polaire est une orbite basse (600 à 1000 km) dont l'axe est proche de la ligne imaginaire reliant les deux pôles.

7. L'infrarouge thermique couvre une gamme de longueur d'onde comprise entre 8 et 14  $\mu\text{m}$ .

8. Le terme de profondeur de pénétration est très largement utilisé dans le domaine de la radiométrie micro-onde passive bien qu'il soit abusif. Il désigne en effet l'épaisseur totale d'où émane le rayonnement électromagnétique. En neige sèche, cette profondeur est de l'ordre de 0,8 m à 37 GHz et de 3,7 m à 19 GHz.

**de surface) en développant une méthodologie spécifique.**

Cette méthodologie est basée sur l'utilisation de données de télédétection d'une part (domaines micro-onde et visible) et sur la modélisation des propriétés physiques et électromagnétiques de la neige et de la glace d'autre part. De plus, une campagne de terrain au mois de mars 2011 a permis de récolter un jeu de données original (mesures des caractéristiques physiques de la neige et de la glace, mesure in-situ de l'émission micro-ondes...) permettant de valider à plusieurs niveaux les résultats du travail de modélisation. Ce développement méthodologique permet d'étudier l'évolution récente et en cours de la calotte choisie comme site d'étude. L'analyse quantitative et physique de ces processus de surface est vue comme une contribution permettant une compréhension plus complète des tendances générales de bilan de masse déduites des mesures altimétriques (Gardner et al., 2011, 2013), (Figure B). L'ensemble de cette étude est réalisée sur la calotte Barnes, en Terre de Baffin (Fig. 1.1), qui représente le principal site expérimental de ce travail de doctorat. Cette calotte présente de nombreux avantages parmi lesquels une taille suffisante pour permettre la télédétection, une surface plane et homogène. C'est de plus une calotte représentative du Sud de l'archipel canadien en terme de taux de fonte (Gardner et al., 2012) qui constitue donc un bon indicateur climatique de cette zone.

Le premier objectif spécifique de la thèse est de déterminer à l'aide de données de télédétection micro-onde l'évolution des durées de fonte sur les dernières décennies. La durée de fonte est en effet un indicateur climatique largement utilisé aussi bien sur des manteaux neigeux saisonniers (Wang et al., 2008) que permanents en Arctique (Abdalati and Steffen, 1997) ou en Antarctique (Torinesi et al., 2003; Picard and Fily, 2006). Son application dans le cas de la calotte Barnes permettra d'analyser l'évolution récente des conditions de surface de la calotte. Une nouvelle méthodologie spécifique par seuillage sur la température de brillance observée sera appliquée afin d'étudier l'évolution des durées de fonte ainsi que des dates de début et de fin de fonte sur la période 1979-2010 (Dupont et al., 2012). De plus, une étude complémentaire des durées de fonte sur la calotte Penny, située au sud de la Terre de Baffin, permettra d'évaluer la robustesse de la méthode utilisée ainsi que la représentativité des résultats obtenus en terme d'indicateur climatique de la région du sud de l'archipel canadien. La calotte Penny étant par ailleurs étudiée depuis plusieurs années, il sera possible de comparer les résultats obtenus avec les mesures in-situ (Zdanowicz et al., 2012). Enfin, une étude des corrélations entre les durées de fonte obtenues et les indices climatiques tels qu'ENSO, l'AO et la NAO sera effectuée, toujours dans le but d'estimer la représentativité climatique des tendances observées.

Le second objectif spécifique de ce travail de thèse est d'améliorer un modèle électromagnétique existant, le modèle DMRT-ML, développé au LGGE, (Picard et al., 2012), afin de modéliser de manière satisfaisante la température de brillance de la glace bulleuse telle que la glace surimposée présente à la surface de la calotte Barnes, par exemple. Ce modèle est basé sur la théorie du transfert radiatif en milieu dense appliquée à un milieu multi-couches (DMRT-ML est un acronyme signifiant « Dense Media Radiative Transfer theory - Multi-Layers »). Cette amélioration sera nécessaire sur la calotte Barnes car celle-ci présente une zone d'accumulation de type glace surimposée (Wright et al., 2007). Or, le modèle DMRT-ML, initialement développé pour une utilisation en Antarctique avec un manteau neigeux considéré comme semi-infini (Brucker et al., 2011) ne permet pas de prendre en compte un substrat de glace. De plus, la glace surimposée présentant une forte concentration en bulles de glace, son émission ne peut être correctement représentée en



considérant un substrat de glace pure. Il sera donc nécessaire d'utiliser la théorie DMRT pour la glace bulleuse (matrice de glace et diffuseurs sous forme de bulles d'air sphériques) de la même manière qu'elle est traditionnellement utilisée pour la neige (matrice d'air et diffuseurs sous forme de billes de glace) afin de modéliser l'émission micro-onde de la calotte Barnes (Dupont et al., 2014).

Le troisième objectif spécifique est l'étude de la sensibilité de la calotte aux conditions climatiques. Pour cela, une chaîne de modélisation sera mise en place, faisant intervenir des données de réanalyses atmosphériques afin de piloter un modèle de neige et finalement de forcer le modèle électromagnétique DMRT-ML. Cette chaîne de modélisation complexe sera contrainte par diverses données de télédétection (albédo, température de surface, température de brillance) afin de reproduire le bilan de masse de surface actuel au sommet de la calotte Barnes. Pour cette chaîne de modélisation, les réanalyses atmosphériques pour l'Amérique du nord NARR (North American Regional Reanalysis) seront utilisées pour piloter le modèle de neige CROCUS développé par Météo-France (intégré au schéma de surface externalisé « SURFEX », il sera dénommé par la suite par l'acronyme « SURFEX-CROCUS » (Vionnet et al., 2012)). Les sorties du modèle de neige seront à leur tour utilisées afin de modéliser, avec le modèle DMRT-ML adapté pour la glace bulleuse, la température de brillance de la calotte. L'assimilation des données satellites à différents niveaux (SURFEX-CROCUS pour les données d'albédo et de température de surface issues des capteurs MODIS ; DMRT-ML pour les données de température de brillance issues du capteur AMSR-E) permettra d'obtenir, via un processus d'optimisation, une estimation réaliste du bilan de masse de surface actuel de la calotte. Cette optimisation, réalisée sur une période donnée, sera ensuite validée à l'aide des données de télédétection durant une période de validation de durée équivalente. Enfin, des tests de sensibilité de la calotte aux conditions climatiques seront effectués à partir des résultats de la modélisation du bilan de masse de surface. Ces tests permettront d'évaluer la sensibilité climatique de la calotte Barnes ainsi que sa vulnérabilité dans le contexte actuel de changements climatiques et ainsi d'estimer l'évolution dans les prochaines décennies du bilan de masse de surface au sommet de la calotte.

## Organisation du manuscrit

Ce manuscrit présente, dans un premier temps, une description détaillée de la calotte Barnes ainsi que des différentes données issues de mesures in-situ ou de mesures de télédétection sur lesquelles s'appuiera l'ensemble du travail. Dans ce premier chapitre sont aussi détaillées les données issues de modèles de réanalyses atmosphériques (NARR) et de projections climatiques (CRCM). Le deuxième chapitre présente l'étude de l'évolution de la durée de fonte estivale en surface de la calotte Barnes à partir des mesures des radiomètres SMMR et SSM/I, sur la période 1979-2010. Dans cette partie est inclus l'un des articles ayant découlé de ce travail de doctorat, mais aussi des études annexes permettant d'avoir une approche plus globale de l'évolution constatée. Dans le troisième chapitre est présenté le modèle DMRT-ML et, à travers le deuxième article publié dans le cadre de ce doctorat, son adaptation pour la modélisation des surfaces de glace bulleuse. Enfin, la modélisation du bilan de masse de surface actuel au sommet de la calotte Barnes à l'aide du modèle SURFEX-CROCUS modifié puis l'étude de sa sensibilité dans le cadre de changements climatiques font l'objet du chapitre 4. Enfin, en annexes sont présentés deux articles scientifiques auxquels j'ai participé comme co-auteur. Le premier de ces articles propose, dans

un cadre d'étude climatologique plus large, une application de l'analyse des durées de fonte sur la calotte Penny, située en Terre de Baffin à quelques centaines de kilomètres au sud de la calotte Barnes (Zdanowicz et al., 2012), et le second article propose une présentation très détaillée du modèle DMRT-ML (Picard et al., 2013).



# Chapitre 1

## Site d'étude et données utilisées

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1.2</b>	<b>La calotte Barnes en Terre de Baffin, description générale</b>	<b>13</b>
<b>1.3</b>	<b>Campagne de terrain de mars 2011 et mesures in-situ</b>	<b>17</b>
1.3.1	Mesure de l'émission micro-onde à la surface de la calotte	18
1.3.2	Mesure de la surface spécifique des grains de neige	19
1.3.3	Mesure de la masse volumique, de l'équivalent en eau et de la température de la neige	20
1.3.4	Stratigraphie visuelle	22
1.3.5	Mesure des variables météorologiques	23
<b>1.4</b>	<b>Données de télédétection utilisées</b>	<b>28</b>
1.4.1	Radiomètre micro-onde AMSR-E	28
1.4.2	Radiomètres micro-onde SSM/I et SMMR	29
1.4.3	Imageur MODIS	29
<b>1.5</b>	<b>Réanalyses atmosphériques NARR</b>	<b>30</b>

---



## 1.1 Introduction

Ce chapitre présente tout d'abord une description d'un point de vue géographique, physique et climatologique de la calotte Barnes, choisie comme site d'étude principal de ce travail de doctorat. Les données récoltées lors de la campagne de terrain effectuée en mars 2011 et régulièrement utilisées tout au long de ce travail sont détaillées. Enfin, une description exhaustive des autres sources de données utilisées dans ce travail est présentée : tout d'abord les données de télédétection (dans les domaines micro-onde passive, infrarouge et visible) et finalement les données issues des réanalyses atmosphériques pour l'Amérique du Nord. Les données issues d'une deuxième campagne de terrain, menée sur la côte Antarctique en 2012, ne sont utilisées qu'au chapitre 3 de ce manuscrit, où une description en est fournie. Cette campagne, n'est pas décrite dans cette section générale.

## 1.2 La calotte Barnes en Terre de Baffin, description générale

La calotte Barnes est une des nombreuses calottes de taille modeste qui jalonnent les îles de l'archipel canadien. La surface totale de ces calottes est d'environ 150 000 km<sup>2</sup> (Gardner et al., 2012), ce qui représente la plus grande surface englacée en Arctique après le Groenland. Le volume d'eau qu'elles représentent est estimé à un équivalent de 0.3 mètres du niveau global des océans (Gardner et al., 2013) et l'on estime qu'elles ont déjà contribué significativement à l'augmentation du niveau des océans depuis 1960 avec un apport équivalent à environ 2 mm. Les tendances actuelles (Gardner et al., 2012) montrent une forte accélération de la perte de masse de ces calottes et les projections climatiques actuelles prévoient une contribution de l'ordre de 10 cm à l'élévation du niveau des océans d'ici 2100 (Church and White, 2006).

La calotte Barnes est située sur l'Île de Baffin (Nunavut - Canada) (Figures 1.1, 1.2). C'est une petite calotte glaciaire (surface d'environ 5700 km<sup>2</sup> (Abdalati, 2004) à 5900 km<sup>2</sup> (Sneed et al., 2008)) et l'une des plus méridionales de l'archipel canadien (69.27° à 70.21°N et 71.45° à 74.38°W). L'altitude varie de 600 m aux marges à 1100 m au sommet de la calotte, soit une épaisseur maximale de glace de l'ordre de 500 m. Elle est considérée comme une rémanence de la grande calotte Laurentide qui couvrait le nord du continent américain lors du dernier maximum glaciaire, au Pleistocène, il y a environ 20 000 ans (Zdanowicz et al., 2002; Briner et al., 2009). Elle a été séparée des autres composantes de cette calotte il y a 8500 ans. C'est une calotte intégralement terrestre, ce qui signifie qu'elle ne présente pas de marges ou de glaciers émissaires atteignant la côte et présentant de phénomène de vèlement d'icebergs. En revanche, de nombreux lacs parsèment son contour (Figure 1.3), ce qui est à prendre en compte lors de l'utilisation de données de télédétection.

Différentes études se sont intéressées à cette calotte. En particulier, des études récentes (Abdalati, 2004; Sneed et al., 2008; Gardner et al., 2011, 2012) réalisées à l'aide de Lidar altimétriques aéroportés ou embarqués sur des plate-formes satellites ont montré que la calotte Barnes connaît actuellement un fort amincissement (jusqu'à -1 m an<sup>-1</sup> à proximité des marges de la calotte) et donc une importante perte de masse (Figure B). Une régression significative des marges est également observée sur les dernières décennies (étude par télédétection spatiale dans l'imagerie visible, (Jacobs et al., 1993, 1997)). L'ensemble de ces études laisse à penser que le bilan de masse total de la calotte est actuellement fortement négatif. Cependant, les études des processus de surface (accumulation et ablation

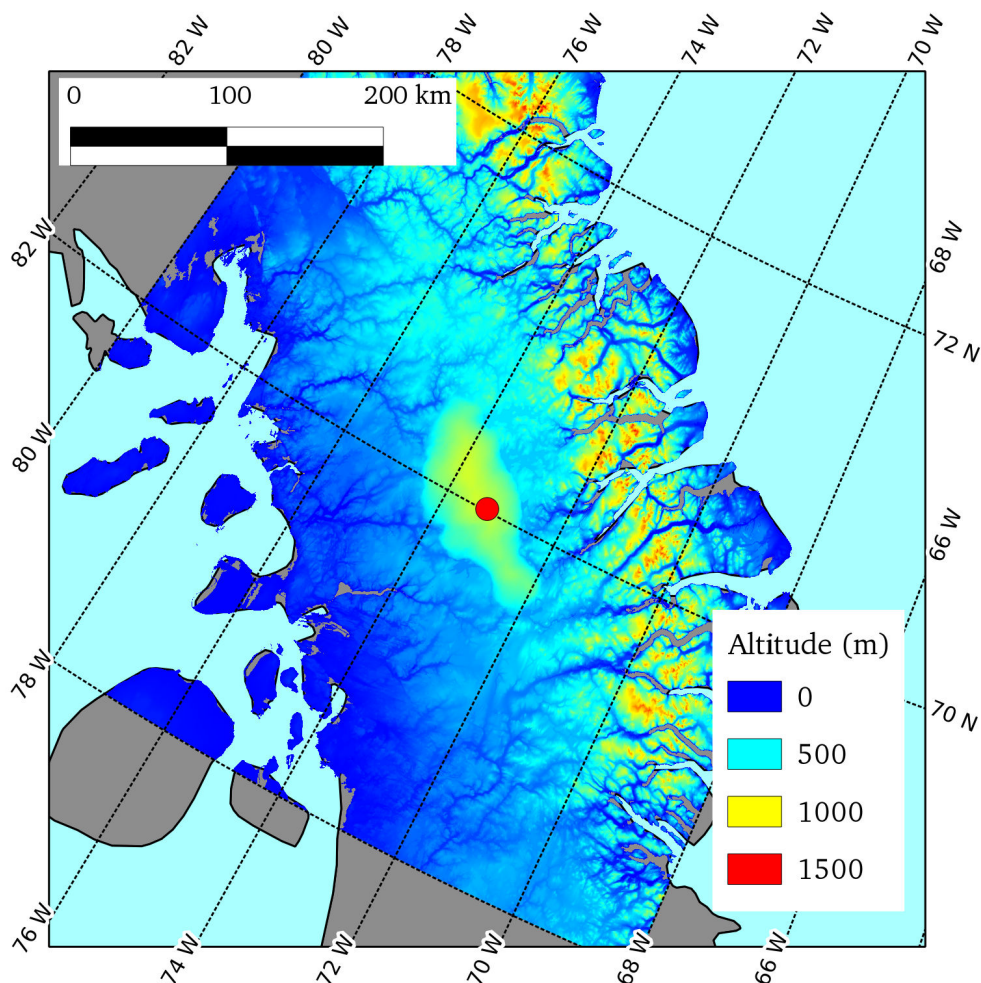


FIGURE 1.1 – Carte de situation de la calotte Barnes, en Terre de Baffin. Le point rouge représente la position du camp de terrain de la campagne de mars 2011. Le modèle numérique de terrain est issu des données Géobase <http://geobase.ca/geobase/fr/>.

en premier lieu) de la calotte via des mesures in-situ sont peu nombreuses et concernent uniquement le dôme sud qui a une dynamique relativement indépendante (Baird et al., 1952; Sneed et al., 2008). De plus, ces données de terrain remontent, respectivement, à 1950 et 1984; le dernier camp de terrain établi sur la calotte datant de l'expédition de 1950 (Figure 1.2). Il n'existe pas d'autre étude dans la littérature s'étant intéressée aux processus de surface de la calotte Barnes.

La perte de masse est généralement attribuée à l'augmentation de l'ablation estivale du fait de l'augmentation des températures (Sneed et al., 2008) étant donné que les tendances en terme de précipitations hivernales sont plutôt à la hausse (Zhang et al., 2000). Cependant, étant donnée la variabilité locale de ces phénomènes en fonction notamment des effets topographiques locaux, il est difficile d'en conclure directement que l'accumulation nette hivernale sur les calottes telles que Barnes est en augmentation. Par exemple, des observations météorologiques disponibles pour le sommet de la calotte Devon montrent que les inversions de température et les vents catabatiques, phénomènes purement locaux,



FIGURE 1.2 – Photographies prises lors de l’expédition de 1950 sur le dôme sud de la calotte Barnes. Haut gauche : le camp de terrain établi sur la calotte entre les mois de mai et d’août. Bas gauche : bédrière en surface de la calotte. Droite : puits de neige mettant en évidence en fin de printemps l’épaisseur de neige saisonnière reposant directement sur la glace vive.

sont d’une importance significative dans les processus d’accumulation et d’ablation (Boon et al., 2010).

La calotte Barnes présente une zone d’ablation qui constitue la majorité de sa surface, où le bilan de masse de surface annuel est négatif, ce qui signifie qu’il y a perte nette de masse, cette perte de masse étant en partie compensée en terme d’élévation par l’apport de masse via la dynamique (fluage) de la calotte depuis la zone sommitale, qui présente elle un bilan de masse de surface positif. Cette zone d’accumulation sommitale est de type « glace surimposée », à l’instar de plusieurs autres calottes de la région (Fisher et al., 2012), car l’accumulation nette ne se fait pas par stockage et densification progressive de la neige qui passe par le stade de névé puis de glace après quelques années, comme sur les grandes calottes ou la plupart des glaciers de type alpin. En effet, l’accumulation se fait par surimposition de glace, ce qui signifie que le manteau neigeux saisonnier (de l’ordre de grandeur d’un mètre d’épaisseur, figure 1.8) repose directement sur la surface de glace. Au printemps, un important saut de température se produit, ce qui entraîne une forte fonte en surface du manteau neigeux. Cette eau liquide percole dans le manteau et regèle à l’interface imperméable glace / neige, entraînant la formation d’une nouvelle couche de glace (Wright et al., 2007). La neige qui ne regèle pas est évacuée latéralement par



ruissellement (la surface de la calotte présente en été, y compris à proximité du sommet, d'importantes bédrières) (Figure 1.3). Un forage dans la glace a permis de constater que cette accumulation de glace représente environ 30 à 40 cm par an, avec des transitions bulleuses très visibles. L'ordre de grandeur de cette accumulation est similaire aux résultats des travaux de Mahaffy (1976) qui estimait une accumulation annuelle de l'ordre de 40 cm par an au sommet de la calotte. De telles zones d'accumulations se retrouvent aussi bien sur d'autres calottes de l'archipel canadien (Boon et al., 2010; Zdanowicz et al., 2012) que sur les zones de transition entre zone d'ablation et zone d'accumulation « classique » avec névé au Groenland (aussi appelées « zones de percolation ») (Nolin and Payne, 2007), ou au Svaldbard (Jonsson and Hansson, 1990; Konig et al., 2002; Nicolaus et al., 2003). Il est aussi intéressant de noter que l'expédition de 1950 sur le dôme sud de la calotte avait déjà conduit à des observations similaires de formation de glace surimposée (Baird et al., 1952).



FIGURE 1.3 – Image satellite en vraies couleurs du dôme sud de la calotte Barnes mettant en évidence la présence de nombreuses bédrières en période estivale partant du sommet de la calotte en direction des marges. Cette image présente une résolution de 10 m, elle a été acquise le 4 septembre 2010 par l'imageur haute résolution ALI (Advanced Land Imager) embarqué à bord du satellite EO-1 (Earth Observing-1) de la NASA. Source : <http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=46304>

### 1.3 Campagne de terrain de mars 2011 et mesures in-situ

Dans l'optique d'améliorer la compréhension physique des grandeurs mesurées par télédétection, et du fait de l'absence de données disponibles, une campagne de terrain a été conduite sur la calotte Barnes. Cette campagne de mesures a eu lieu du 14 au 23 mars 2011 et a été conduite conjointement par 6 membres provenant à la fois du CARTEL et du LGGE. Côté CARTEL les participants étaient : Alain Royer, Alexandre Langlois, Patrick Cliche et Miroslav Chum ; tandis que Ghislain Picard était issu du LGGE. Enfin, j'ai aussi participé à cette campagne, sous la double étiquette CARTEL-LGGE. Un campement temporaire a été monté à proximité du sommet de la calotte ( $70,01^{\circ}\text{N}$  ;  $73,27^{\circ}\text{W}$ , figures 1.1 et 1.4). L'ensemble de cette campagne a été réalisée dans des conditions météorologiques difficiles (températures allant de  $-25^{\circ}\text{C}$  à  $-45^{\circ}\text{C}$  et vents forts interdisant de sortir de la tente certains jours. Durant ces 10 jours, 7 puits de neige avec mesures conjointes SBR (Radiomètres micro-ondes de terrain), taille des grains de neige, masse volumique et température ont été réalisés. De plus, une station météo complète (mesure de la température, de l'humidité, de la vitesse et direction du vent, des rayonnements incidents et réfléchis à courte d'onde) a été installée. Enfin, pour compléter ces mesures, un radiomètre infrarouge a été monté afin de mesurer directement et en continu la température de surface ; et des sondes de température à différentes profondeurs ont été installées afin de réaliser des mesures continues de la température à différents niveaux. La figure 1.13 montre par exemple les variations de température à différentes hauteurs et profondeurs pendant la durée de la mission. L'ensemble de ces données récoltées constitue un jeu de données unique sur cette calotte et permet de caractériser de manière assez complète les caractéristiques physiques de la surface. Elles seront utilisées tout au long de ce travail de doctorat afin de valider les développements méthodologiques. Dans les paragraphes suivants sont détaillées les différentes variables mesurées.



FIGURE 1.4 – Photographie prise lors de la mission de mars 2011 et illustrant les conditions de terrain lors de cette campagne de mesures.

TABLEAU 1.1 – Comparaison entre les températures de brillance mesurées par satellite (produit AMSR-E à 12,5 km de résolution moyenné sur la durée de la campagne et corrigé des contributions atmosphériques, voir chapitre 3, section 3.4 pour le détail des corrections) et les mesures SBR (moyennes de tous les puits de neige, écart-type non donné à 37 GHz car seulement 2 mesures sont disponibles à cette fréquence). L'angle d'incidence est dans les deux cas de 54°.

	19-H	19-V	37-H	37-V
AMSR-E $T_B$ (K)	181 ± 2	212 ± 1	175 ± 2	195 ± 2
SBR $T_B$ (K)	181 ± 7	209 ± 8	176	193

### 1.3.1 Mesure de l'émission micro-onde à la surface de la calotte

Les mesures de l'émission micro-onde passive à la surface de la calotte ont été réalisées à l'aide de deux radiomètres micro-onde de terrain (SBR - Surface Based Radiometers) fonctionnant aux fréquences de 19 et 37 GHz aux deux polarisations, horizontales et verticales (dénommées « H » et « V » dans la suite). Ces fréquences correspondent à celles des instruments SSM/I et AMSR-E embarqués sur des satellites. Les radiomètres ont été calibrés à l'aide d'une cible « chaude » (corps noir à température ambiante) et d'une cible « froide » (azote liquide) selon une méthode éprouvée (Walker et al., 2002). Ces calibrations nécessitent environ 1 heure afin que les cibles soient bien stabilisées en température. Chaque radiomètre a été calibré séparément avec des facteurs de calibration spécifiques. De plus, sur le terrain, des mesures ont été effectuées sur la cible « corps noir » et sur le ciel clair (de très faible émission micro-ondes) afin de détecter toute anomalie. La précision de chaque antenne est estimée à moins de 1 K. Les deux radiomètres ont été montés sur un traîneau léger déplacé manuellement dans un rayon de quelques dizaines de mètres autour du camp de terrain afin de rejoindre les différents puits de neige. Les températures de brillance ont été mesurées à différents angles d'incidence (incluant l'angle de 54° correspondant aux mesures satellites traditionnelles à l'angle de Brewster<sup>1</sup>). Les radiomètres étaient situés à une hauteur d'environ 1,50 m au-dessus du sol (Figure 1.5). Des diagrammes angulaires ont ainsi été obtenus qui seront comparés aux températures de brillance modélisées avec DMRT-ML. Ces diagrammes ont été réalisés de telle sorte que l'empreinte des mesures au sol est restée localisée au même endroit pour tous les angles (mesures réalisées en ajustant la position des radiomètres entre chaque angle). Ces mesures seront notamment utilisés au chapitre 4 de ce manuscrit concernant la modélisation de l'émission micro-onde de la glace bulleuse. L'empreinte au sol des mesures est d'environ 1 x 1 m à un angle d'incidence de 54° du fait de l'ouverture angulaire d'environ 6° des radiomètres. Les premiers résultats montrent que la variabilité spatiale est très faible et que les mesures réalisées au sol correspondent bien aux données satellites (corrigées de l'influence de l'atmosphère selon les relations utilisées dans le modèle de transfert radiatif HUT (Helsinki University of Technology) (Pulliainen et al., 1999), Tableau 1.1).

1. L'angle de Brewster correspond à l'angle d'incidence d'une onde par rapport à une surface donnée pour lequel la réflexion partielle disparaît. En radiométrie micro-ondes cet angle est très utilisé car c'est celui pour lequel la différence entre les polarisations linéaires horizontale et verticale est la plus importante, ce qui permet de maximiser l'information d'une mesure donnée.

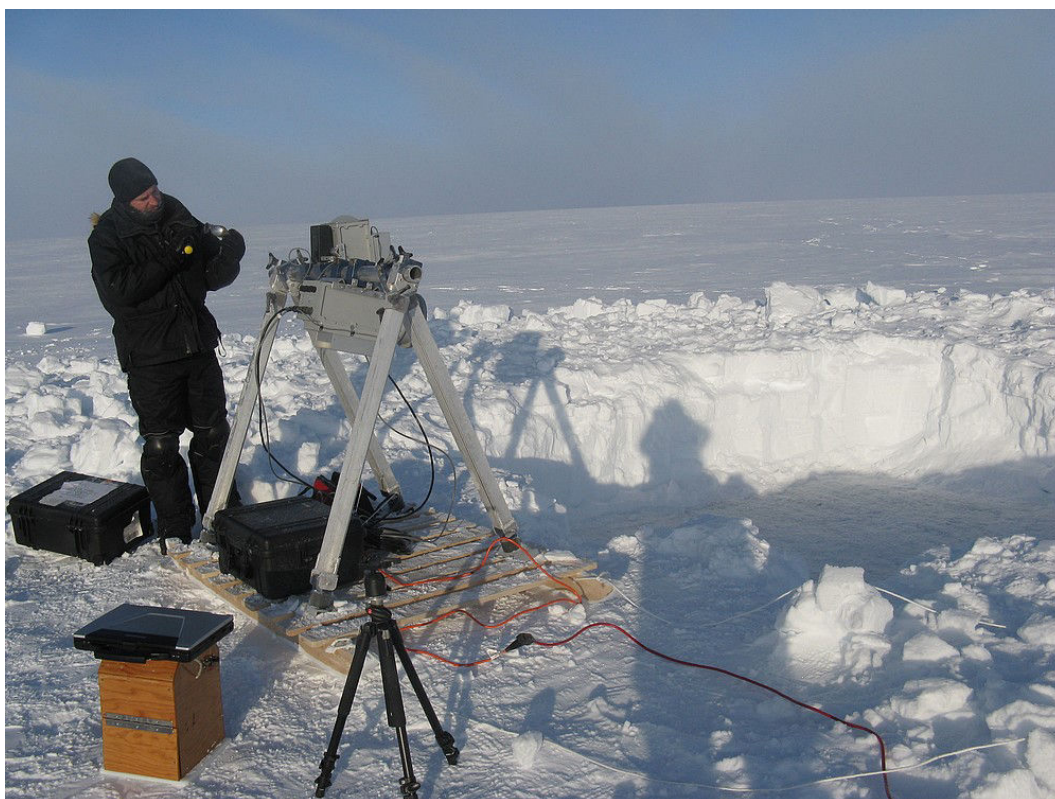


FIGURE 1.5 – Photographie prise lors de la mission de mars 2011 et illustrant l’utilisation des radiomètres de terrain au-dessus d’un puits de neige excavé.

### 1.3.2 Mesure de la surface spécifique des grains de neige

La taille des grains de neige est une variable importante en particulier pour l’émission micro-onde, comme nous allons le voir par la suite, et un des objectifs de cette mission était de la caractériser avec une bonne précision afin de valider les modèles de neige qui seront ensuite utilisés pour fournir cette information. La taille d’un grain de neige est une variable particulièrement difficile à mesurer du fait de la complexité de définir précisément ce qu’est réellement un grain de neige. Pour contourner cette difficulté, de plus en plus d’équipes utilisent une variable appelée « Surface Spécifique » (dénommée par la suite « SSA », de par son acronyme anglophone) (Domine et al., 2006; Gallet et al., 2009; Arnaud et al., 2011). Celle-ci est définie comme le rapport entre la surface disponible pour l’adsorption des gaz et la masse de l’échantillon et s’exprime en  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$  telle que :

$$SSA = \frac{S}{V\rho} = \frac{3}{r\rho}, \quad (1.1)$$

où  $S$  est la surface du grain de neige (en  $\text{m}^2$ ),  $V$  son volume (en  $\text{m}^3$ ),  $\rho$  sa masse volumique ( $\text{kg m}^{-3}$ ) et  $r$  son rayon (défini comme le rayon de la sphère équivalente, exprimé en m), aussi appelé rayon spécifique. Cette surface spécifique étant liée à la réflectance (par l’intermédiaire du rayon optique des grains) de la neige dans l’infrarouge (Domine et al., 2006), des instruments utilisant des méthodes de mesures optiques ont récemment été développés (Gallet et al., 2009). Un de ces instruments, POSSSUM (Profiler Of Snow Specific Surface area Using SWIR reflectance Measurement) (Arnaud et al., 2011), développé au Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l’Environnement (LGGE) de

Grenoble a été utilisé lors de la campagne sur la calotte Barnes. Cet instrument possède la particularité de pouvoir mesurer un profil continu de surface spécifique le long d'un trou de forage préalablement creusé à l'aide d'un carottier (Figure 1.6). On obtient donc un profil continu très détaillé de SSA et donc de taille des grains (résolution verticale de l'ordre du centimètre, figure 1.7). L'incertitude sur la mesure finale délivrée par l'instrument POSSSUM est estimée de l'ordre de 10 à 15% (Arnaud et al., 2011).

L'utilisation de cette grandeur dans les modèles d'émission micro-ondes n'est toutefois pas directe, comme cela sera discuté au chapitre 3 de ce manuscrit.

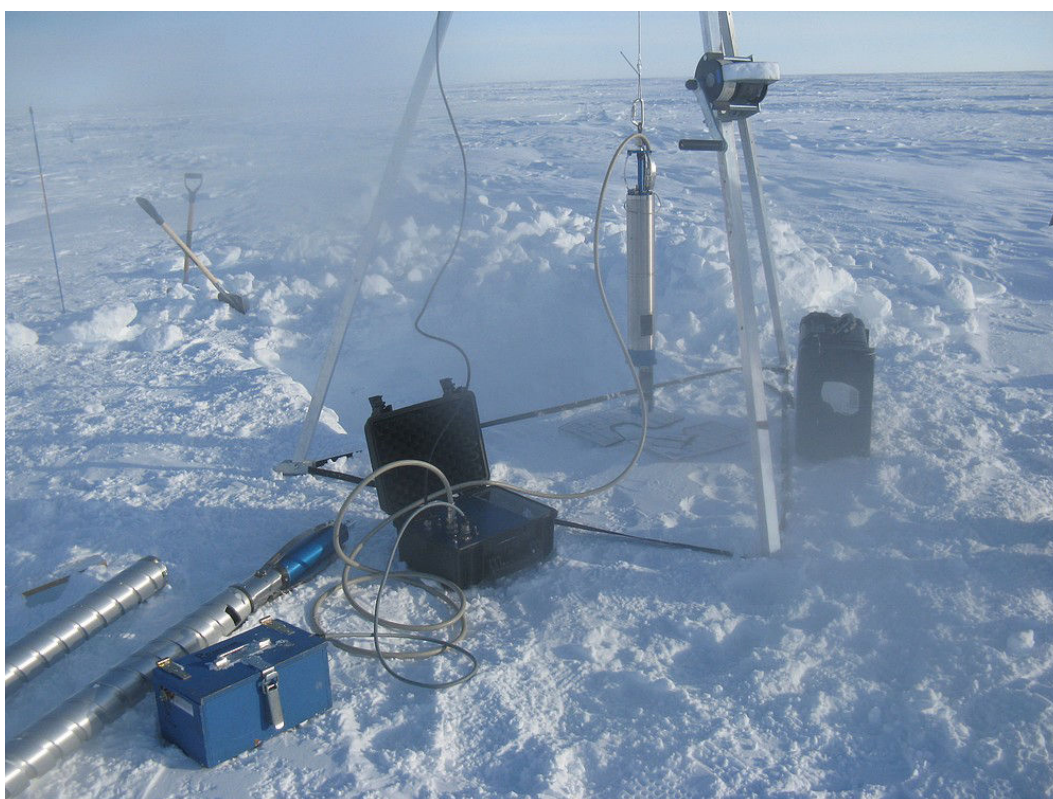


FIGURE 1.6 – Photographie de l'utilisation de l'instrument POSSSUM pour la mesure de la surface spécifique de la neige sur la calotte Barnes.

### 1.3.3 Mesure de la masse volumique, de l'équivalent en eau et de la température de la neige

Les profils de masse volumique et de température de la neige ont été mesurés sur les murs des puits de neige. Afin de réaliser les mesures de température les plus précises possibles, les profils ont été mesurés sur les faces orientées au nord pour éviter l'incidence solaire directe. Ensuite, un découpage arbitraire en niveaux de 3 ou 5 cm est réalisé et la température ainsi que la masse volumique sont mesurées au milieu de chaque niveau (Figure 1.8). La température est mesurée à l'aide d'une sonde « Traceable 2000 digital » (Figure 1.7). La masse volumique est mesurée en prélevant un volume connu de neige dans un échantillonneur (« couteau à densité ») d'un volume de  $185 \text{ cm}^3$  puis en le pesant (Figure 1.7). Enfin, l'équivalent en eau (EEN) de chaque couche est calculé en tenant compte de son épaisseur, et l'EEN total est obtenu en sommant les EEN de chaque

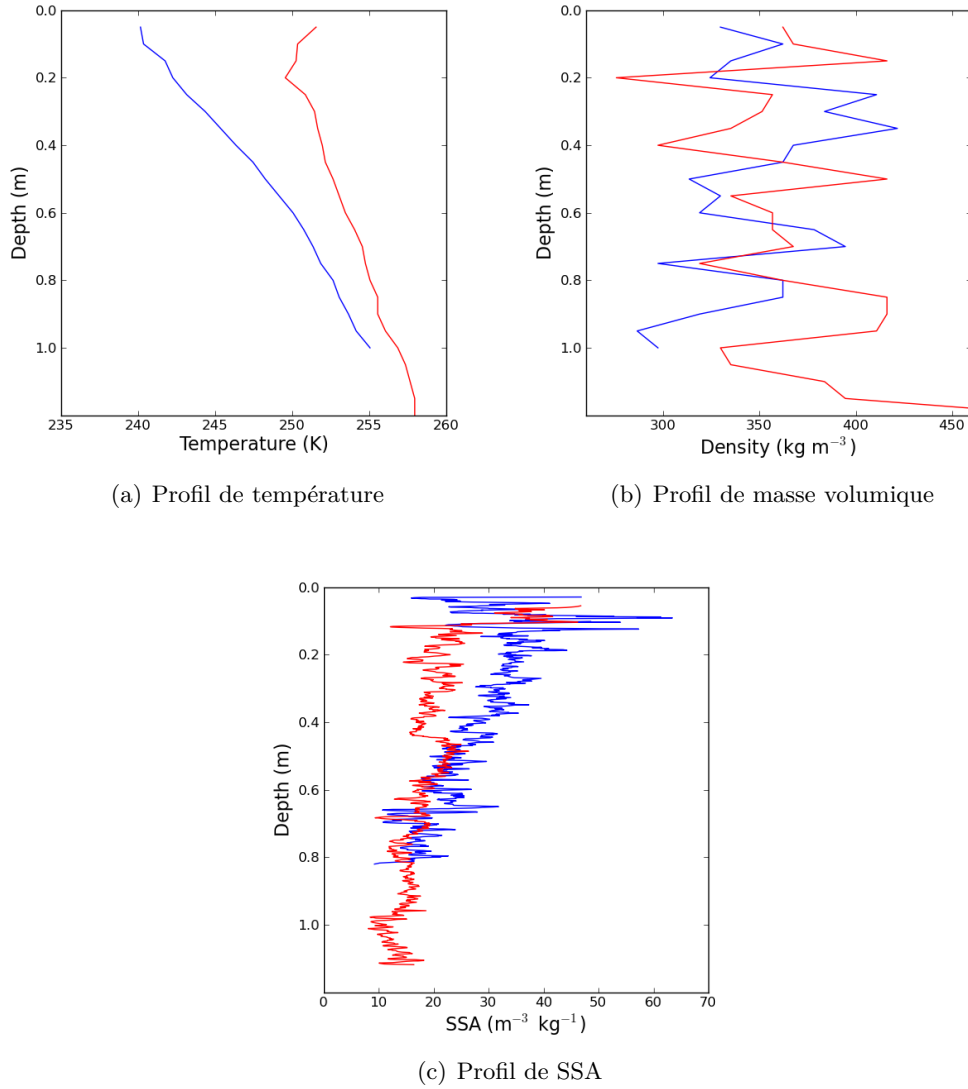


FIGURE 1.7 – Profils typiques de masse volumique, température et surface spécifique de la neige pour deux puits de neige réalisés lors de la mission de terrain sur la calotte Barnes.

couche :

$$EEN_{\text{total}} = \sum_{\text{couches}} EEN_{\text{couche}} = \sum_{\text{couches}} \frac{\text{densite}_{\text{couche}} \times \text{epaisseur}_{\text{couche}}}{0,9167} \quad (1.2)$$

Sur l'ensemble de la campagne, l'EEN moyen mesuré est de  $357 \pm 21$  mm. La hauteur moyenne de neige mesurée sur la calotte (combinant les mesures des 7 puits de neige auxquelles s'ajoutent des mesures le long de transects de quelques centaines de mètres autour du campement, soient 75 mesures au total) est de  $0,99 \pm 0,17$  m. La hauteur maximale mesurée sur ces transects est de 1,5 m et la hauteur la plus faible est de 0,65 m.

La précision des mesures de l'équivalent en eau de la neige est estimée à environ 10% à 15%. En effet, les sources d'incertitudes potentielles lors des mesures de terrain sont

nombreuses : prélèvement d'un volume inexact avec l'échantillonneur à masse volumique, pesée perturbée par le vent, inhomogénéité des couches de neige mesurées, etc.

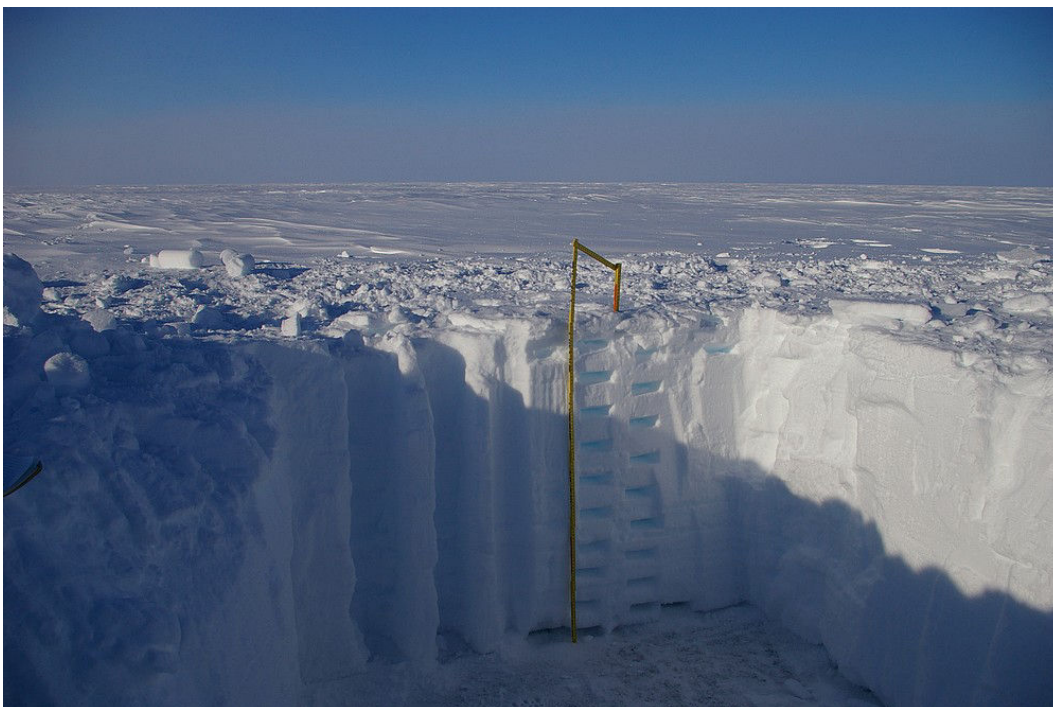


FIGURE 1.8 – Photographie d'un puits de neige typique réalisé sur la calotte Barnes. L'épaisseur de neige est de l'ordre de grandeur d'un mètre et les encoches dans le mur de neige sont les marques de l'échantillonnage réalisé pour la mesure de la masse volumique de la neige.

Des mesures de températures complémentaires aux mesures ponctuelles des puits de neige ont aussi été collectées. Le but de ces mesures était de réaliser un suivi temporel des températures à différentes profondeurs dans la neige jusqu'à l'interface neige - glace. Pour cela, des sondes (PT100) ont été insérées dans le manteau neigeux au début de la campagne afin de permettre un enregistrement continu (section 1.3.5). Ces données permettent d'avoir une estimation plus fiable de la température à l'interface neige - glace mais aussi d'estimer l'atténuation de la pénétration de l'onde de température journalière dans la neige pour ce type de manteau neigeux.

### 1.3.4 Stratigraphie visuelle

Des stratigraphies visuelles détaillées ont été réalisées pour 3 puits de neige, afin de mieux caractériser le type de neige présent et d'apporter un regard critique sur l'interprétation des profils de SSA obtenus avec l'instrument POSSSUM (Figure 1.9). Ces stratigraphies ont permis de mettre en évidence la présence d'une importante couche de givre de profondeur à la base du manteau neigeux, mais aussi, sous ce givre, une zone de transition entre la glace bulleuse et les premiers cristaux de neige difficile à caractériser et dont la présence sera à prendre en compte dans le travail de modélisation.

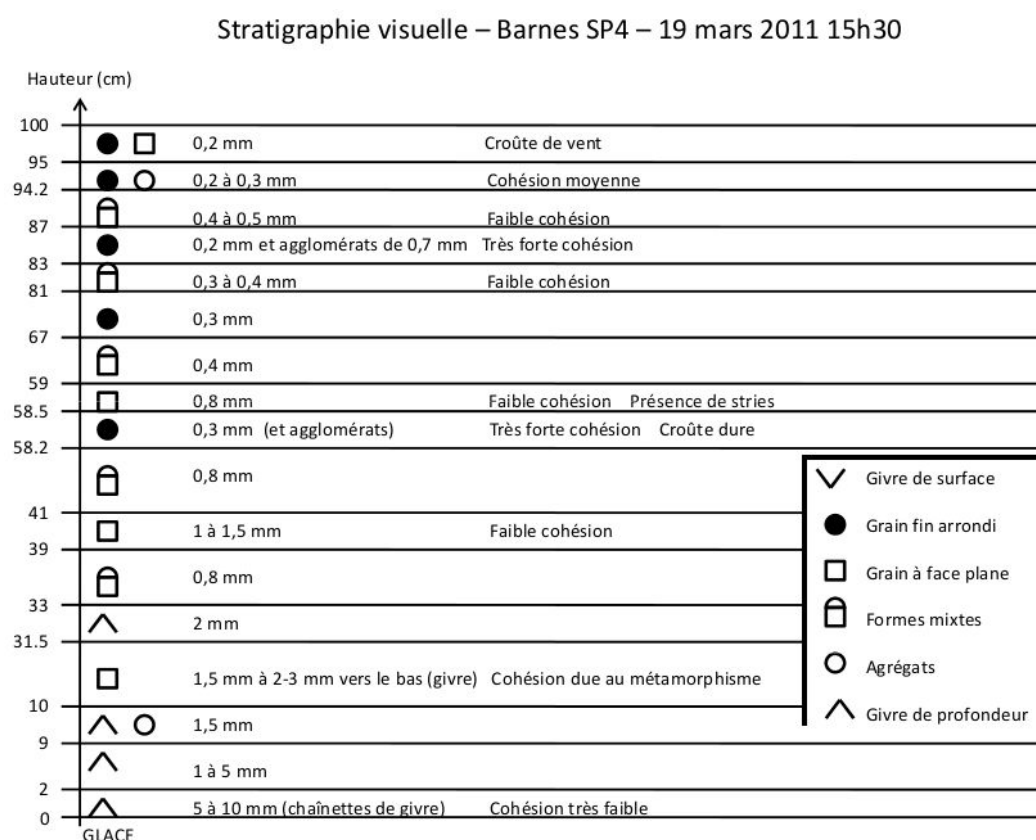


FIGURE 1.9 – Stratigraphie visuelle d'un puits de neige typique au sommet de la calotte Barnes en mars 2011..

### 1.3.5 Mesure des variables météorologiques

Une station de mesures météorologiques a été installée pendant la durée de la campagne à proximité du campement. Cette station automatique a mesuré les principaux paramètres météorologiques standards : température et humidité de l'air à 1,5 m, vitesse et direction du vent à 2 m, rayonnement solaire incident et réfléchi (Figure 1.10). De plus, un radiomètre infrarouge destiné à la mesure de la température de surface a été installé à proximité de cette première station météorologique. Dans les paragraphes suivants sont détaillées ces différentes mesures.

**La température de l'air à 1,5 mètres** La température de l'air à 1,5 m a été mesurée à l'aide d'un capteur de température (S-THB-M002, de la marque HOBO), relié à un *data-logger* (Weather Station - H21-001, de marque HOBO) afin de réaliser un enregistrement en continue des données (Figure 1.10). Le capteur de température est utilisable pour des températures allant de  $-40^{\circ}\text{C}$  à  $+75^{\circ}\text{C}$  et offre une précision absolue moyenne de  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$  sur la gamme allant de  $-20^{\circ}\text{C}$  à  $-40^{\circ}\text{C}$  (données constructeur). Les enregistrements ont fonctionné durant 8 jours, avec une interruption de quelques heures le 16 mars due à une panne du capteur. Ils mettent en évidence le cycle diurne, bien marqué à cette époque de l'année où les périodes de jour et de nuit sont représentées de manière équitable (Figure 1.13). Il faut ensuite noter que les températures globalement froides en début de mission (les données des réanalyses atmosphériques montrent que cette période a coïncidé avec le minimum de l'hiver 2010-2011), ont augmenté lors des derniers jours de la mission



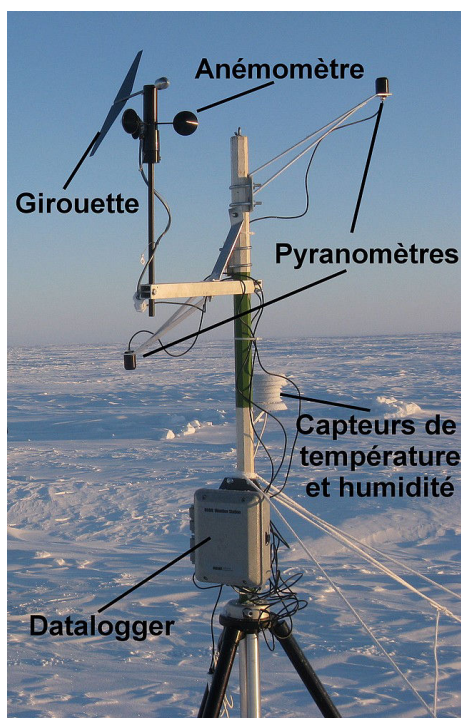


FIGURE 1.10 – Photographie de la station météo montée lors de la mission de terrain de mars 2011.

d'une dizaine de degrés. Ces variations restent toutefois suffisamment faibles pour que la précision du capteur n'ait pas changé entre le début et la fin de l'enregistrement.

**L'humidité de l'air à 1,5 mètres** L'humidité de l'air a été mesurée conjointement avec la température à une hauteur d'environ 1,5 m au-dessus de la surface de neige. Le même capteur que celui de température permet de mesurer l'hygrométrie (Figure 1.10). La variable mesurée est en effet l'humidité relative, qui est définie comme la quantité de vapeur d'eau contenue dans la masse d'air à un instant donné et à une température donnée par rapport à la quantité total de vapeur d'eau que cette masse d'air pourrait contenir avant d'atteindre la saturation. Cette variable, exprimée en pourcentage (%) est donc directement liée à la température de l'air mesurée conjointement. L'humidité relative est donc le rapport entre la pression de vapeur d'eau vraiment présente dans l'air considéré (pression partielle de l'eau dans l'air,  $P_{\text{vap}}$ ) et la valeur de pression saturante ( $P_{\text{sat}}(T)$ ) théorique au-dessus d'une surface d'eau. Ce rapport s'exprime tel que :

$$RH [\%] = \frac{P_{\text{vap}}}{P_{\text{sat}}(T)} \times 100 \quad (1.3)$$

Le capteur utilisé peut fonctionner sur une gamme d'humidité relative allant de 0 à 100%, avec une précision absolue de  $\pm 2,5\%$ . Sur l'ensemble de la campagne, l'humidité relative est restée comprise entre 60 et 80% (Figure 1.11). Il faut cependant noter que la saturation (humidité relative de 100%) a été atteinte à plusieurs reprises lors de la campagne (formation de brouillard et précipitations neigeuses). cela est dû à la définition de la l'humidité relative utilisée ici, qui considère une surface théorique d'eau liquide, alors que la surface enneigée de la calotte s'apparente à de la glace (en terme de phase).

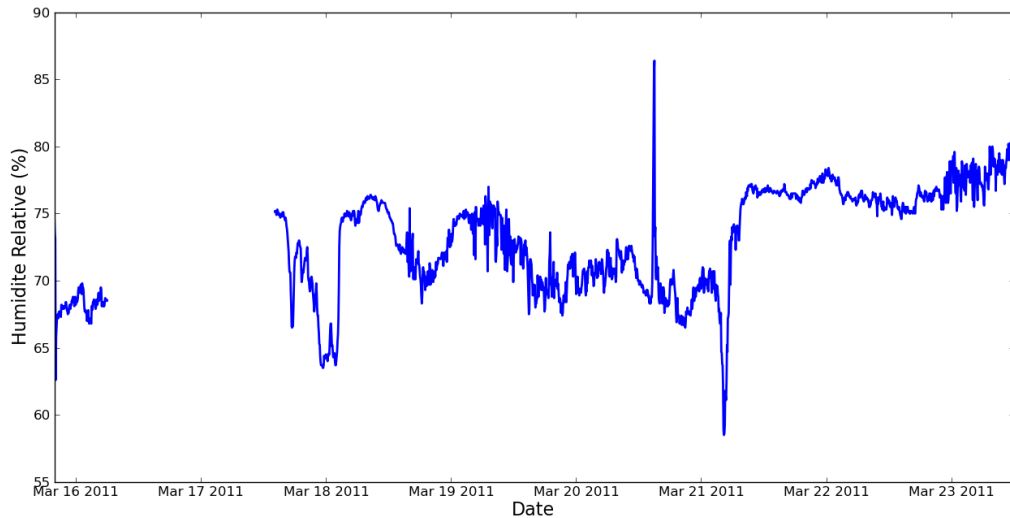


FIGURE 1.11 – Évolution temporelle de l’humidité relative de l’air (définie par rapport à une surface théorique d’eau liquide) mesurée à 1,5 m de haut, lors de la mission de terrain de mars 2011 sur la calotte Barnes.

**La vitesse et la direction du vent à 2 mètres** Les variables relatives aux propriétés du vent en surface ont été mesurées à l’aide d’une girouette pour la direction et d’un anémomètre pour la vitesse (Figure 1.10). Ces deux instruments (S-WCA-M003, de marque HOBO) ont été installés à une hauteur d’environ 1,80 m par rapport à la surface de neige. L’anémomètre fonctionne pour des vitesses du vent allant de 0 à  $44 \text{ m s}^{-1}$  avec une précision fortement variable selon la vitesse considérée, allant de  $\pm 0,5 \text{ m s}^{-1}$  à  $\pm 4\%$  de la vitesse mesurée. La précision de la girouette pour la direction du vent est de  $\pm 5^\circ$ . La figure 1.12 montre que du fait de la position du camp de terrain à proximité immédiate du sommet de la calotte (Figure 1.1), celui-ci n’est pas soumis à un régime de vent dominant de type gravitaire (aussi dénommé vent catabatique) comme cela est souvent le cas sur les flancs des calottes glaciaires. La répartition des directions de vent suit donc globalement les mouvements des masses d’air à grande échelle. La vitesse moyenne du vent enregistrée sur la durée de la campagne est de  $4,8 \text{ m s}^{-1}$ , avec une pointe mesurée à  $12,6 \text{ m s}^{-1}$  (Figure 1.12).

**Le rayonnement solaire incident et réfléchi** Le rayonnement solaire incident et réfléchi est mesuré à l’aide de pyranomètres. Les instruments utilisés (S-LIB-M003, de la marque HOBO) effectuent une mesure des flux de rayonnement (en  $\text{W m}^{-2}$ ) dans un domaine, englobant l’essentiel du spectre solaire, allant des UV-B (300 nm) au proche infrarouge (1100 nm). L’intensité du rayonnement mesuré peut aller de 0 à  $1280 \text{ W m}^{-2}$ . En pratique, deux instruments sont utilisés, l’un étant orienté vers le haut et l’autre en direction de la surface. La premier capteur mesure donc le flux d’énergie incident ( $SW_{down}$ ) tandis que le deuxième mesure le flux réfléchi ( $SW_{up}$ ) par la surface car l’émission d’une surface de neige dans ce domaine spectral peut être considérée comme nulle. La combinaison de ces deux mesures permet donc de calculer l’albédo  $\alpha$  (sans unité) de la surface de neige, défini tel que :

$$\alpha = \frac{SW_{up}}{SW_{down}}. \quad (1.4)$$

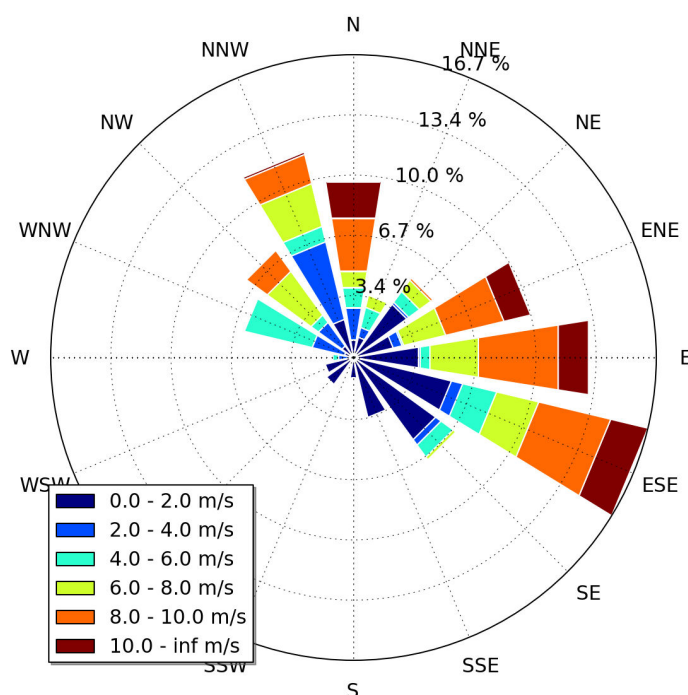


FIGURE 1.12 – Rose des vents représentant l'intensité et la direction du vent mesuré à 2 m de haut, lors de la mission de terrain de mars 2011 sur la calotte Barnes.

L'albédo moyen mesuré sur l'ensemble de la campagne de terrain est de 0,92, ce qui correspond à un albédo élevé de neige fraîche. Cette valeur est calculée sur l'ensemble des mesures disponibles ayant été effectuées lorsque l'angle zénital du Soleil était supérieur à  $15^\circ$ .

**La température de surface par radiométrie infrarouge** La dernière mesure effectuée en continue sur la durée de la campagne est la mesure de la température de surface. Celle-ci a été mesurée à l'aide d'un radiomètre infrarouge (SI-111, de marque Campbell Scientific) monté à une hauteur d'environ 2 m et orienté vers la surface de neige. L'ouverture étant de  $22^\circ$  (valeur du demi-angle), l'empreinte au sol de la mesure est de l'ordre de  $1,5 \text{ m}^2$ . Ce radiomètre fonctionne de  $-55^\circ\text{C}$  à  $+80^\circ\text{C}$ , avec une précision absolue sur la gamme de température inférieure à  $-10^\circ\text{C}$  de  $\pm 0,05^\circ\text{C}$ . Cet instrument permet une acquisition en continue du rayonnement infrarouge émis par la surface de neige, lequel est ensuite directement converti en température. Cette température ainsi mesurée peut donc être considérée, du fait de la très faible profondeur de pénétration du rayonnement infrarouge dans la neige, comme la température de l'interface air / neige. Il peut donc arriver, à l'occasion de très forts refroidissement nocturnes en période de ciel clair et en conditions stables qu'une forte stratification se développe dans les premières dizaines de centimètre au-dessus de la surface de neige, et donc que les températures de surface et de l'air à 1,5 m soient très différentes. Cela a par exemple été le cas les 19 et 20 mars (Figure 1.13).

Le graphe présenté figure 1.13 met en évidence un fort cycle journalier ainsi que l'influence de la nébulosité sur la température de surface : comme mentionné ci-dessus, les températures les plus basses sont obtenues lors d'épisode de ciel clair alors que la présence

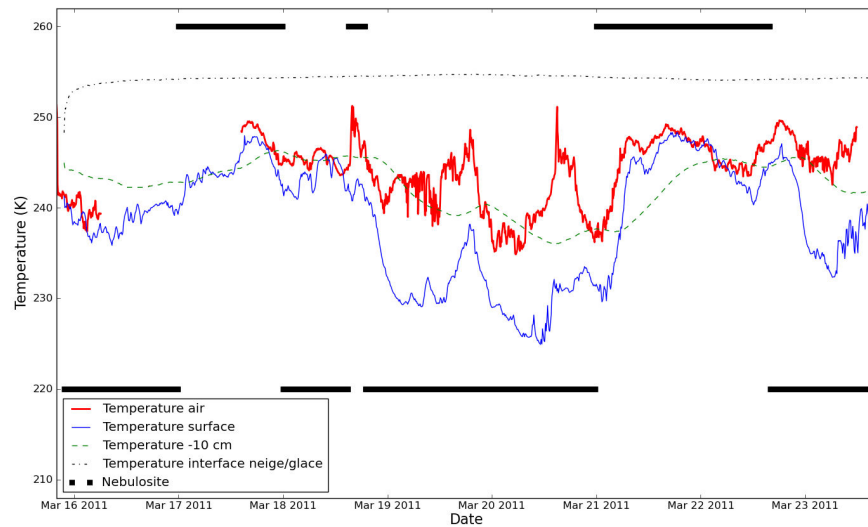


FIGURE 1.13 – Évolution temporelle des températures mesurées dans l'air à 1,5 m de haut, à la surface de la neige par radiométrie infrarouge et à 2 profondeurs différentes dans la neige lors de la mission de terrain de mars 2011 sur la calotte Barnes. Les carrés noirs rendent compte des conditions météorologiques observées simplifiées en 2 extrêmes : nuageux ou blizzard (carrés en haut) et ciel clair (carrés en bas).

de nuages tempère ce refroidissement radiatif.

## 1.4 Données de télédétection utilisées

### 1.4.1 Radiomètre micro-onde AMSR-E

Les données de température de brillance dans le domaine des micro-ondes passives fournies par le radiomètre AMSR-E (Advanced Microwave Scanning Radiometer for Earth Observatory System) ont été largement utilisées dans ces travaux de recherche. Ce radiomètre, développé par l'agence spatiale japonaise JAXA, est embarqué sur le satellite Aqua (NASA) en orbite depuis le printemps 2002. La série temporelle de données commence le 19 juin 2002 et s'arrête le 3 octobre 2011, date à laquelle une panne technique a interrompu le fonctionnement de l'antenne du radiomètre (Figure 1.14). Cet instrument mesurait le rayonnement électromagnétique émis par la surface terrestre à 6 fréquences (6,9 ; 10,7 ; 18,7 ; 23,8 ; 36,5 et 89,0 GHz) aux deux polarisations, verticale et horizontale.

Le satellite Aqua est positionné sur une orbite basse (700 km), circulaire et héliosynchrone (inclinaison de l'orbite de 98°). Cela signifie que le satellite survole chaque point du globe à la même heure locale. Du fait de la large fauchée de l'instrument AMSR-E (1450 km environ), les zones situées aux hautes latitudes présentent plusieurs mesures quotidiennes (jusqu'à 5 mesures à 70° de latitude). Le produit utilisé dans ce travail contient la moyenne journalière de toutes les mesures effectuées (passes ascendantes et descendantes) sur chaque journée (AMSR-E/Aqua Daily L3 12.5 km Brightness Temperatures, Sea Ice Concentration, & Snow Depth Polar Grids product ([http://nsidc.org/data/ae\\_si12.html](http://nsidc.org/data/ae_si12.html)) (Cavaleri et al., 2004)). Ce produit possède une résolution spatiale de 12,5 km qui est plus fine que la résolution native du capteur du fait de traitements complexes de projections et ré-interpolations dans la grille choisie. En effet, la résolution spatiale native des mesures radiométriques dépend de la fréquence considérée. Cette résolution est d'autant plus fine que la fréquence considérée est élevée : pour les deux fréquences considérées dans ce travail, 19 et 37 GHz, elle est respectivement de 27 x 16 km et 14 x 18 km. La précision des mesures du radiomètre AMSR-E est comprise entre 0,66 et 0,68 K, respectivement, à 100 et 250 K, et ce à toutes les fréquences et polarisations. L'angle d'incidence (ou angle d'observation, défini par rapport à une visée au nadir) est de 54,8°.

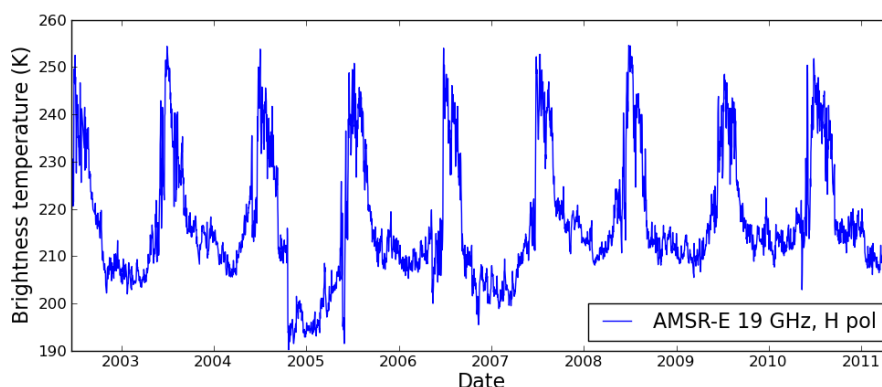


FIGURE 1.14 – Évolution temporelle de la température de brillance au sommet de la calotte Barnes mesurée par le radiomètre AMSR-E à 19 GHz et en polarisation horizontale sur l'ensemble de la série de données disponible pour ce capteur. La résolution horizontale est de 12,5 km.

### 1.4.2 Radiomètres micro-onde SSM/I et SMMR

Pour l'analyse climatique sur la période antérieure aux données AMSR-E (analyse des durées de fonte estivale sur une durée supérieure à 30 ans), les mesures de température de brillance issues de la série des capteurs SSM/I (Special Sensor Microwave Imager) sont utilisées. Ces radiomètres sont des instruments comparables à AMSR-E et opèrent aussi à plusieurs fréquences : 19,35, 22,235, 37,0 et 85,5 GHz. Ces capteurs sont supportés par différents satellites du Defense Meteorological Satellite Program (DMSP) des États-Unis (F8, F10, F11, F12, F13 et F15) dont le premier a été mis en orbite en septembre 1987. Cette série est exceptionnelle de par sa longévité et constitue donc une excellente base de données pour les études climatiques à long terme malgré la résolution spatiale moins bonne que pour le capteur AMSR-E (25 x 25 km pour le produit rééchantillonné mais avec une résolution native de 70 x 45 km et 38 x 30 km, respectivement à 19 GHz et 37 GHz).

Afin de prolonger l'étude climatologique sur la plus grande période temporelle possible, les données de température de brillance provenant du radiomètre SMMR (Scanning Multichannel Microwave Radiometer) ont aussi été utilisées. Ce capteur, embarqué sur le satellite Nimbus 7 a fonctionné entre octobre 1978 et septembre 1987. La résolution et les caractéristiques générales de ces données sont comparables à celle de la série des capteurs SSM/I : les mesures sont effectuées aux deux polarisations et aux fréquences de 6,63, 10,69, 18,0, 21,0, et 37,0 GHz. La principale différence réside dans le fait que les données SMMR sont disponibles seulement un jour sur deux. Les dernières semaines durant lesquelles SMMR a fonctionné ont permis de réaliser des intercomparaisons avec les données provenant des premiers capteurs SSM/I, tout juste mis en orbite (Royer and Poirier, 2010). Ces intercomparaisons permettent d'utiliser, moyennant certaines précautions, la série SMMR-SSM/I dans son ensemble pour certaines applications comme c'est le cas dans ce manuscrit pour l'étude des durées de fonte estivale de surface de la calotte Barnes.

### 1.4.3 Imageur MODIS

Les capteurs MODIS (MODerate resolution Imaging Spectroradiometer) embarqués sur les satellites Aqua et Terra de la NASA réalisent des mesures sur 36 bandes spectrales allant de 0,4  $\mu\text{m}$  à 14,4  $\mu\text{m}$  avec une résolution spatiale allant de 250 m à 1 km. Les caractéristiques orbitales sont les mêmes que celles de l'instrument AMSR-E car celui-ci est embarqué sur la même plate-forme (Aqua). La fauchée moins large que celle d'AMSR-E entraîne une diminution de la répétitivité temporelle des données disponibles qui est cependant compensée par la complémentarité entre les deux instruments. En effet, le satellite Terra orbite sur une trajectoire similaire à Aqua mais avec un décalage temporel permettant une bonne répartition temporelle des données disponibles sur une journée. Dans ce travail seront utilisés deux produits issus de ces instruments. Tout d'abord un produit de température de surface issu de mesures dans le domaine de l'infrarouge (Wan et al., 2004). Les informations détaillées sur ce produit sont disponibles sur le site web de la NASA à cette adresse : [http://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproduct/dataproducts.php?MOD\\_NUMBER=11](http://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproduct/dataproducts.php?MOD_NUMBER=11).

Le deuxième produit utilisé dans ce travail est un produit d'albédo de surface. Du fait de la difficulté à discriminer avec précision les périodes nuages des périodes de ciel clair dans un environnement glaciaire ou enneigé, et afin de minimiser l'incertitude de ce produit, nous avons décidé d'utiliser le produit d'albédo présentant une moyenne pondérée de l'albédo de surface sur 16 jours à une résolution horizontale de 1 km ([http://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproduct/dataproducts.php?MOD\\_NUMBER=43](http://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproduct/dataproducts.php?MOD_NUMBER=43)). Ces deux produits sont utilisés au

chapitre 4 de ce manuscrit afin de contraindre la chaîne de modélisation mise en place pour la modélisation du bilan de masse de surface de la calotte Barnes.

## 1.5 Réanalyses atmosphériques NARR

Les réanalyses atmosphériques fournissent dans ce travail les données d'entrée pour le modèle de neige lors de l'étude du bilan de masse de surface de la calotte Barnes. Les réanalyses atmosphériques combinent des données d'observations et des sorties de modèles atmosphériques. Ces données représentent une des meilleures « images » de l'atmosphère à un instant et à un lieu donné et permettent d'appréhender la dynamique atmosphérique dans son ensemble. Les données utilisées dans ce travail sont les réanalyses NARR (North American Reanalysis) (Mesinger et al., 2006) disponibles pour toute l'Amérique du Nord (<http://www.emc.ncep.noaa.gov/mmb/rrean1/>) à une résolution spatiale de 32 km, avec une résolution temporelle de 3 heures, depuis le 1<sup>er</sup> janvier 1979. Les variables utilisées pour piloter le modèle de neige SURFEX-CROCUS sont détaillées dans le tableau 1.2. Cependant, comme toutes données issues en partie de modèles, même si un certain nombre de mesures apportent une contrainte et empêchent une trop grande dérive des estimations, il est nécessaire de tester la fiabilité de ce type de produits. Par exemple, des études ont montré (Walsh et al., 2009) que le bilan d'énergie de surface est relativement bien modélisé par temps clair alors que les incertitudes augmentent en présence de nuages du fait de la difficulté de bien modéliser leur apparition. Dans ce cas, le bilan d'énergie de surface est moins bien modélisé, et donc le biais sur la température de surface augmente. La représentation des processus de surface est donc encore sujette à améliorations. Les champs de précipitations présentent eux aussi certaines discontinuités, dues notamment aux variations spatiales de la masse volumique de stations de mesures utilisées pour l'assimilation de données de terrain (Langlois et al., 2009).

TABLEAU 1.2 – Variables issues des réanalyses atmosphériques NARR utilisées dans ce travail afin de piloter le modèle de neige SURFEX-CROCUS.

Nom de variable	Unité	Niveau	Notation
Température de l'air	K	2 m	T <sub>2m</sub>
Vitesse du vent	m s <sup>-1</sup>	10 m	U <sub>10m</sub>
Rayonnement incident courte longueur d'onde	W m <sup>-2</sup>	Surface	SW <sub>down</sub>
Rayonnement incident grande longueur d'onde	W m <sup>-2</sup>	Surface	LW <sub>down</sub>
Taux de précipitation	Kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	Surface	P <sub>rate</sub>
Pourcentage de neige	%	Surface	% <sub>snow</sub>
Humidité relative	%	2 m	RH <sub>2m</sub>

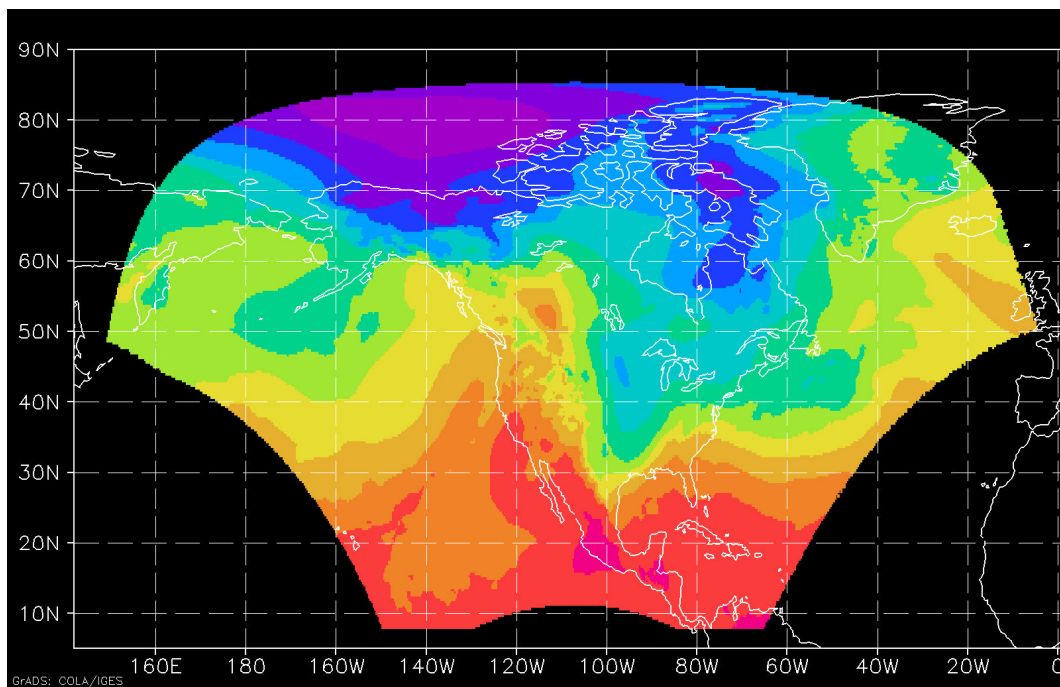


FIGURE 1.15 – Couverture spatiale des réanalyses NARR. Source : <http://nomads.ncdc.noaa.gov/images/grid-221.gif>.





## Chapitre 2

# Étude de la durée de fonte de surface sur la calotte Barnes

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>35</b>
<b>2.2</b>	<b>Physique du signal micro-onde et fonte de surface</b>	<b>35</b>
<b>2.3</b>	<b>Utilisation de la télédétection micro-ondes passive pour le suivi des durées de fonte</b>	<b>37</b>
2.3.1	Algorithme XPGR	37
2.3.2	Seuillage à 19 GHz en polarisation horizontale	38
<b>2.4</b>	<b>Article : Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data</b>	<b>41</b>
<b>2.5</b>	<b>Analyse de la significativité statistique des tendances observées</b>	<b>52</b>
<b>2.6</b>	<b>Extension à la calotte Penny (Terre de Baffin)</b>	<b>53</b>
<b>2.7</b>	<b>Analyse de la corrélation des durées de fonte avec les indicateurs climatiques</b>	<b>57</b>
2.7.1	Corrélation avec l'indice NAO	57
2.7.2	Corrélation avec l'indice AO	58
2.7.3	Corrélation avec l'indice ENSO	60

---



## 2.1 Introduction

L'objectif général de la thèse étant de développer une méthode afin d'améliorer la connaissance des processus de surface en milieu enneigé à partir de données de télédétection micro-ondes passives, il est nécessaire de discriminer les périodes de neige sèche des périodes de fonte lors desquelles de l'eau liquide est présente dans le manteau neigeux. Ceci est possible car le signal micro-onde est extrêmement sensible à la présence d'eau liquide (saut d'une quarantaine de Kelvin de la température de brillance mesurée pour une température physique quasi-inchangée). Cette étude de l'évolution des durées de fonte sur la période 1979-2010 à partir des données issues de la série des radiomètres SMMR et SSM/I s'inscrit donc dans ce cadre. Ce travail a permis de mettre en évidence des tendances très significatives d'augmentation des durées de fonte sur la période d'étude et a donc abouti à l'écriture d'un article (Dupont et al., 2012) paru dans la revue *Hydrological Processes* et présenté ci-après, ainsi qu'à une présentation au congrès *Eastern Snow Conference 2011*. En complément de cet article, une étude détaillée de la significativité statistique des tendances observées sur les durées et dates de début de fin de fonte est présentée. De plus, la même méthodologie a été appliquée sur la calotte Penny, elle aussi située en Terre de Baffin, les résultats obtenus sont présentés à la fin de cette section et comparés avec ceux obtenus sur Barnes. Ces résultats ont été en outre intégrés en tant que contribution mineure à un article (Zdanowicz et al., 2012) qui apparaît en annexe. Enfin, une analyse de la corrélation entre les durées de fonte observées et les indicateurs climatiques régionaux et globaux est proposée.

## 2.2 Physique du signal micro-onde et fonte de surface

La grandeur physique mesurée par les radiomètres micro-onde (fréquence de 1 à 100 GHz environ, ou longueur d'onde de 1 mm à 10 cm), embarqués ou de terrain, est la température de brillance. Cette grandeur est exprimée en Kelvin et se définit comme suit : « La température de brillance d'un corps représente la température qu'aurait un corps noir qui émettrait la même quantité d'énergie ». Les corps naturels n'étant jamais totalement « noirs », leur émissivité est inférieure à 1 et ils émettent donc moins, à température physique égale, qu'un corps noir. Cela se traduit par le fait que la température de brillance d'un corps est toujours inférieure à sa température physique. Cette grandeur représente directement une énergie (dans les micro-ondes, du fait de l'approximation de Rayleigh-Jeans) et peut donc être intégrée comme telle dans les équations du transfert radiatif. La température de brillance se définit donc comme :

$$T_{b_{\nu,\alpha}} = e_{\nu,\alpha} \cdot T, \quad (2.1)$$

où  $\nu$  est la fréquence considérée et  $\alpha$  la polarisation. Dans le cas d'un milieu dense tel que la neige, il est nécessaire de considérer que la température de brillance mesurée en surface ne provient pas uniquement de la surface mais possède une composante « de volume ». C'est pourquoi la température de brillance dépend de la fréquence et de la polarisation.

Les radiomètres effectuent des mesures à différentes fréquences (11, 19 et 37 GHz dans ce manuscrit) mais aussi, le plus souvent, selon les deux polarisations linéaires, horizontale et verticale. En effet, le rayonnement émis par un manteau neigeux est polarisé, ce qui signifie que l'intensité du champ électromagnétique est fonction de l'orientation considérée

par rapport à la direction de propagation de l'onde (Narvekar et al., 2010). Une onde électromagnétique étant constituée d'un champ magnétique et d'un champ électrique oscillant dans des plans perpendiculaires, elle est polarisée linéairement si ces plans gardent la même orientation dans le temps et l'espace (Figure 2.1). La polarisation linéaire d'une onde correspond alors au plan dans lequel oscille le champ électrique de l'onde (Figure 2.1 et 2.2). Une onde électromagnétique peut aussi être polarisée de manière circulaire voire elliptique.

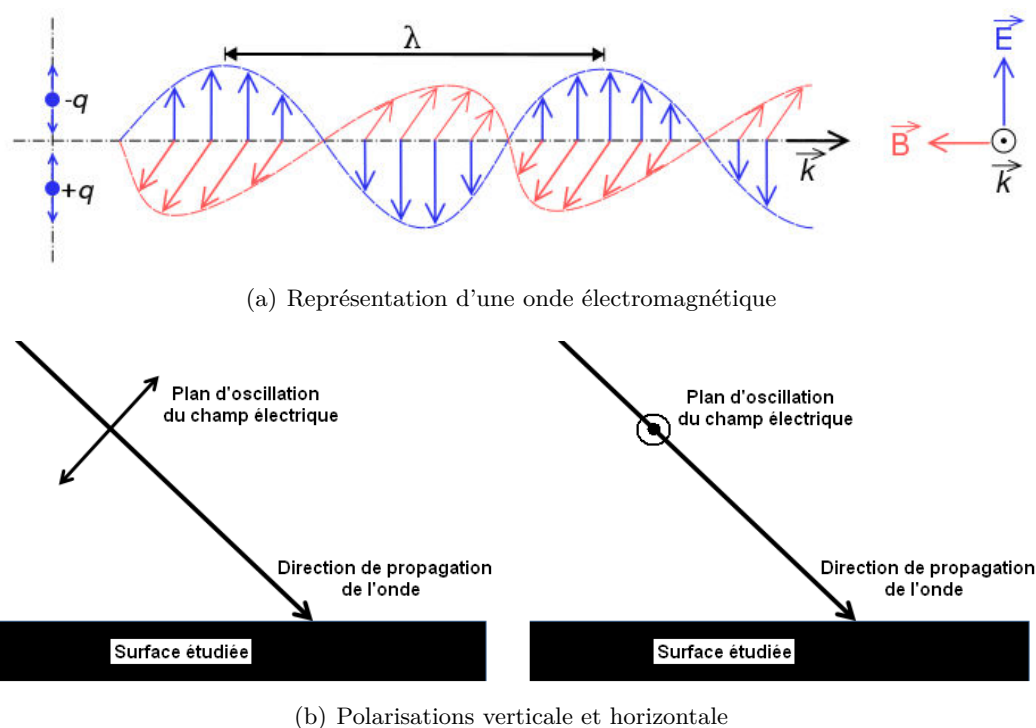


FIGURE 2.1 – (a) Représentation schématique d'une onde électromagnétique polarisée linéairement : oscillation couplée du champ électrique (noté  $\vec{E}$ ) et du champ magnétique (noté  $\vec{B}$ ) par rapport à la direction de propagation de l'onde (vecteur  $\vec{k}$ ) (source : [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/35/Onde\\_electromagnetique.svg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/35/Onde_electromagnetique.svg)). (b) Représentation des polarisations linéaires verticale (à gauche) et horizontale (à droite) d'une onde électromagnétique par rapport à la surface étudiée.

L'écart entre les polarisations horizontale et verticale provient principalement des réflexions au sein du manteau neigeux et à l'interface air - neige (Surdyk, 2002). Ainsi, selon la polarisation considérée, la mesure effectuée n'est pas sensible aux mêmes caractéristiques de l'objet étudié ; par exemple, une mesure de l'émission micro-onde du manteau neigeux en polarisation verticale est moins sensible à la stratigraphie de celui-ci qu'une mesure en polarisation horizontale (lorsque l'observation est effectuée à l'angle de Brewster). Ainsi, les combinaisons entre bandes spectrales et/ou polarisations sont largement utilisées (voir par exemple Abdalati and Steffen (1997); Derksen et al. (2003)) car elles permettent de maximiser l'information.

Lorsque le manteau neigeux est « sec », c'est à dire que sa teneur en eau liquide est nulle, l'évolution temporelle de la température de brillance ne présente pas de variations brusques. Son évolution est principalement le reflet des variations d'émissivité dues au métamorphisme de la neige ou des variations de température de l'air, qui se répercutent dans

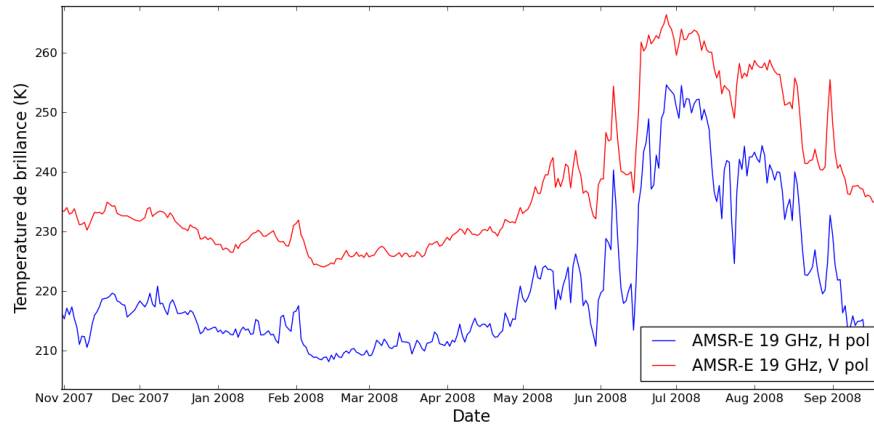


FIGURE 2.2 – Températures de brillance à 19 GHz en polarisations horizontale et verticale mesurées par la radiomètre AMSR-E sur la calotte Barnes.

la température de la neige. Au contraire, on remarque (Figure 2.2) que dès l'apparition d'eau liquide au sein du manteau neigeux, une brusque et très importante augmentation de température de brillance se produit (pouvant atteindre +40 K en une journée). Comme il est physiquement très peu probable que la température physique augmente aussi soudainement dans de telles proportions, il est logique d'attribuer ce phénomène à une variation d'émissivité. En effet, dès que le manteau neigeux s'humidifie en surface, cette couche saturée adopte, dans les micro-ondes, un comportement proche de celui d'un corps noir. C'est à dire qu'elle absorbe la quasi-totalité du rayonnement émis par les couches sous-jacentes pour ensuite le ré-émettre. L'émissivité apparente de la surface augmente donc brutalement, expliquant ce saut de température de brillance, plus ou moins marqué selon la fréquence et la polarisation. Ce phénomène est exploité, comme cela est décrit dans les sections suivantes, afin de discriminer les périodes de neige sèche des périodes de neige humide.

## 2.3 Utilisation de la télédétection micro-ondes passive pour le suivi des durées de fonte

Les données de télédétection dans le domaine des micro-ondes passives sont maintenant disponibles depuis plusieurs décennies, ce qui permet de réaliser des études climatologiques à long terme. Dans ce but, différents algorithmes ont été développés dans une optique de télédétection de la fonte. Ces algorithmes ont été aussi bien appliqués en milieu englacé de type Antarctique avec manteau neigeux permanent qu'en milieu de toundra voire même de climat tempéré avec manteau neigeux saisonnier. Dans les parties suivantes sont présentés quelques-uns de ces algorithmes.

### 2.3.1 Algorithme XPGR

Le XPGR (Cross-Polarized Gradient Ratio, soit « ratio croisé de polarisations ») est un algorithme par seuillage multi-bandes et multi-polarisations développé dans le cadre du suivi de la fonte de surface de la calotte groenlandaise (Abdalati and Steffen, 1997).

L'indice XPGR en lui-même se définit tel que :

$$XPGR = \frac{T_{B-19H} - T_{B-37V}}{T_{B-19H} + T_{B-37V}}. \quad (2.2)$$

Cet indice fait intervenir 2 combinaisons de bande et polarisation ayant un comportement très différent en période de fonte. En effet, le signal à 19 GHz en polarisation horizontale est particulièrement sensible à la fonte alors que celui à 37 GHz en polarisation verticale l'est beaucoup moins (Zwally and Fiegles, 1994). Ainsi, le calcul de l'écart entre ces bandes (normalisé par leur somme) est un très bon indicateur de la fonte.

Cet algorithme a été spécialement développé pour la télédétection de la fonte en périphérie du Groenland (Abdalati and Steffen, 1997) avec un principe de seuillage très simple : en conditions hivernales,  $T_{B-19H}$  est inférieur à  $T_{B-37V}$  alors qu'en période de fonte la présence d'eau liquide dans le manteau neigeux entraînant une brutale augmentation de  $T_{B-19H}$ , la situation est inversée. On peut ainsi considérer qu'il y a fonte lorsque le XPGR est positif (Figure 2.3). En pratique, Abdalati and Steffen (1997) utilisent un seuil différent de zéro (fonte si  $XPGR > -0.0158$ ) sur les données de la série des satellites SSM/I (le seuil est à  $-0.0265$  pour les données SMMR).

Cette technique possède des limitations, par exemple lorsque la surface étudiée présente une surface de glace nue, l'émissivité pouvant être considérée comme environ constante dans toutes les fréquences et polarisations, le XPGR est proche de zéro et peut donc parfois indiquer à tort une période de fonte. En pratique, dans ces zones, la date de fin de fonte est systématiquement détectée avec retard, conduisant à augmenter artificiellement la durée de fonte estimée (Abdalati and Steffen, 1997). Des problèmes de détermination de la fonte sont également observés lors d'épisodes de pluie, ce qui a conduit certaines études à utiliser une variante du XPGR améliorée en ce sens (Fettweis et al., 2007). Cet algorithme donne de bons résultats dans le cas d'une fonte importante comme dans les zones périphériques du Groenland mais semble peu adapté aux fontes plus modérées (Torinesi et al., 2003).

### 2.3.2 Seuillage à 19 GHz en polarisation horizontale

Hormis l'algorithme basé sur l'utilisation du XPGR détaillé ci-avant, de nombreux algorithmes basés sur des seuillage sur la seule température de brillance à 19 GHz en polarisation horizontale ont été développés (Ridley, 1993; Zwally and Fiegles, 1994; Torinesi et al., 2003; Picard and Fily, 2006; Tedesco et al., 2009; Tedesco, 2009). En effet, ces fréquences et polarisations, particulièrement sensibles à la présence d'eau liquide en surface du manteau neigeux, offrent le plus souvent suffisamment d'information pour réaliser une détection précise des épisodes de fonte. Ces méthodes diffèrent principalement entre elles dans la manière de définir le seuil permettant de discriminer les périodes de fonte ainsi que par le caractère constant ou adaptatif de ce seuil.

L'un des premiers algorithmes de ce type a été développé par Ridley (1993) dans une optique de télédétection de la fonte sur les plate-formes glaciaires antarctiques. Il consiste en un seuil constant sur  $T_{B-19H}$ , défini de manière empirique par rapport au maximum de la fonction périodique permettant d'ajuster au mieux les températures physiques mesurées à proximité des zones d'étude considérées. Un événement de fonte est détecté lorsque  $T_{B-19H}$  dépasse cette température physique + 10 K. L'une des principales limitations

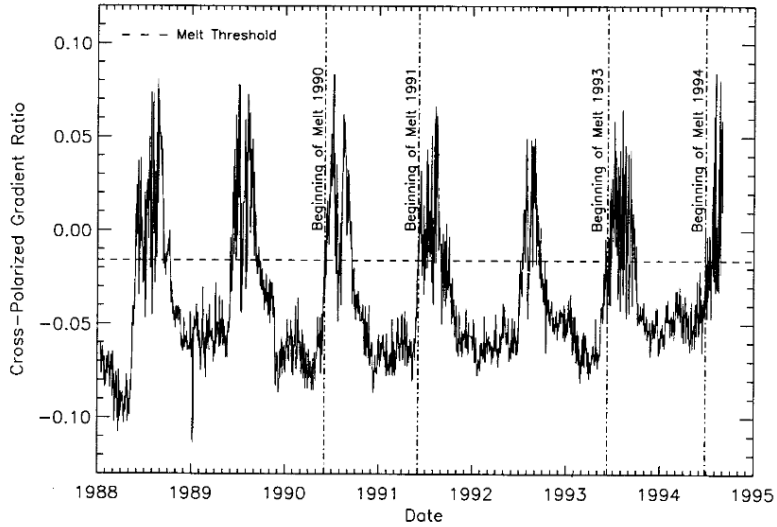


FIGURE 2.3 – Série temporelle de l’indice XPGR sur une zone périphérique du Groenland avec le seuil retenu pour la détection des dates de début et de fin de fonte Source : (Abdalati and Steffen, 1997).

de cette méthode est qu’elle est subordonnée à la présence d’observations in-situ de température de l’air. Or, l’un des principaux intérêts des méthodes de télédétection est de suppléer au manque de stations de mesures. Les algorithmes développés par la suite sont donc indépendants de toute donnée in-situ, hormis en terme de validation.

Dans l’algorithme de Zwally and Fiegles (1994), lui aussi développé pour l’Antarctique, la fonte est détectée lorsque la température de brillance mesurée dépasse un seuil constant défini comme étant la moyenne à long terme de la température de brillance de la zone à laquelle est rajoutée 30 K :

$$T_{B\text{-seuil}} = T_{B\text{-moyen}} + 30K. \quad (2.3)$$

Cette méthode pose le problème de l’objectivité de la définition du seuil, car le delta appliqué, ici de 30 K pourrait, en étant légèrement modifié, donner des résultats différents en terme de durées de fonte.

Ainsi, dans Torinesi et al. (2003) et Picard and Fily (2006), le seuil est variable spatialement et temporellement. Il est défini à partir de la température de brillance moyenne de la dernière saison froide et est proportionnel à l’écart-type du signal mesuré sur cette même période afin de s’affranchir des problèmes de modifications inter-annuelles du manteau (par exemple, cycles de regel aboutissant à la formation d’une lentille de glace impactant le signal micro-onde durant quelques années avant que l’enfouissement progressif ne fasse disparaître cette contribution) :

$$T_{B\text{-seuil}} = T_{B\text{-moyen dernière saison hivernale}} + 2,5 \sigma T_{B-19H}. \quad (2.4)$$

Une telle méthode permet de s’affranchir des modifications spatiales et temporelles des conditions de surface ainsi que d’automatiser la définition du seuil de manière objective,



le seul contrôle étant sur la valeur considérée comme sortant de la variabilité du signal hivernal ( $2\sigma$ ,  $3\sigma$ , etc). Les résultats de ces études montrent que le nombre de jours de fonte n'est pas uniquement corrélé à la température de l'air proche de la surface mais dépend aussi fortement du rayonnement. Les méthodes appliquées dans Zwally and Fiegles (1994); Torinesi et al. (2003); Picard and Fily (2006), indépendantes de mesures de température, semblent donc plus appropriées que celle de Ridley (1993).

Du fait de la forte variabilité diurne du signal micro-ondes sur certaines régions de l'Antarctique, des pics journaliers sont observés correspondant au cycle gel/dégel rapide se superposant à la fonte saisonnière (Figure 2.4). Ces cycles sont pris en compte dans le travail de Picard and Fily (2006).

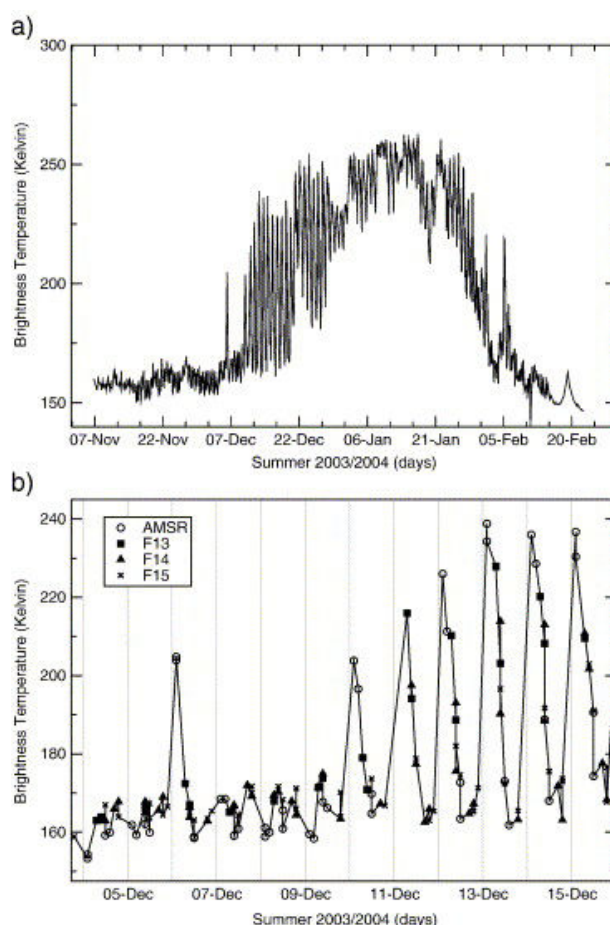


FIGURE 2.4 – Variation temporelle durant l'été 2003/2004 du signal micro-onde à 19 GHz en polarisation horizontale mesuré sur la plate-forme Amery (70,72°E, 70,26°S). Ces données, combinant les mesures de plusieurs radiomètres et de plusieurs passes, mettent en évidence la fonte estivale d'une part et la fonte journalière d'autre part. Source : (Picard and Fily, 2006).

Après différents tests sur la calotte Barnes, et comme un algorithme du type XPGR pose des problèmes sur un manteau neigeux peu épais, il a été décidé d'utiliser une méthode par seuillage à 19 GHz. La méthode retenue tire partie des spécificités de la calotte. Elle présente en effet la particularité d'être basée sur l'analyse de la distribution bimodale des températures de brillance inter-annuelles sur la calotte Barnes (Figure 3, article

#### 2.4 - Article : Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data

---

(Dupont et al., 2012)). Le seuillage sur cette distribution offre l'avantage de permettre une discrimination objective des périodes de fonte. Du fait de la formation annuelle de glace surimposée à la surface de la calotte Barnes, il n'a pas été observé de tendances inter-annuelles significatives en terme de température de brillance mesurée par satellite, ce qui permet l'utilisation de ce seuil constant temporellement. L'ensemble de cette étude est présentée dans la section suivante via l'article (Dupont et al., 2012).

#### **2.4 Article : Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data**

HYDROLOGICAL PROCESSES  
*Hydrol. Process.* (2012)  
 Published online in Wiley Online Library  
 (wileyonlinelibrary.com) DOI: 10.1002/hyp.9382

## Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979–2010 period using active and passive microwave remote sensing data

Florent Dupont,<sup>1,2\*</sup> Alain Royer,<sup>1</sup> Alexandre Langlois,<sup>1</sup> Alicia Gressent,<sup>1,2</sup> Ghislain Picard,<sup>2</sup> Michel Fily,<sup>2</sup> Patrick Cliche<sup>1</sup> and Miroslav Chum<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre d'Applications et de Recherches en Télédétection (CARTEL), Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, J1K 2R1, Canada  
<sup>2</sup> UJF–Grenoble 1/CNRS, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE) UMR 5183, Grenoble, F-38041, France

### Abstract:

The Barnes Ice Cap (BIC) located on Baffin Island (Nunavut, Canada) is one of the most southern ice caps of the Canadian Arctic Archipelago. Observational data provide evidence of increased melting, thinning and contour recession due to recent climate warming in the Arctic. The duration of the summer melt season for the BIC, over the period 1979–2010, was derived using a threshold algorithm for 19 GHz horizontal polarization brightness temperature data; the passive microwave satellite measurements included data from the quasi-daily Scanning Multichannel Microwave Radiometer and the Special Sensor Microwave Imager. Our results show the melt season lengthened by 33% from  $65.6 \pm 6$  days at the beginning of the period (1979–1987) to  $87.1 \pm 7.8$  days towards the end (2002–2010). The interannual variations of the number of melt days were in agreement with those derived from active microwave backscatter data from the QuikSCAT scatterometer for the overlapping 2000–2009 period. In addition, elevation change data from the ICESat altimeter confirmed the thinning of the BIC at a mean rate of  $-0.75$  m/year for the 2003–2009 period. For the 32-year period that we analysed, correlations with summer and annual air temperature and annual sum of positive days were examined for both the North American Regional Reanalysis and the Clyde River Automatic Weather Station data. Correlations with land surface temperature data from MODIS were also examined over the last decade. The results of these investigations showed that these climate indicators did not adequately explain the observed melt variations for the BIC. Ground-based snow and ice measurements collected near the BIC summit during a 10-day field campaign in March 2011 provided insights onto the surface properties and confirm the relevance of the remote sensing invariant threshold algorithm used for melt detection. Copyright © 2012 John Wiley & Sons, Ltd.

KEY WORDS Barnes Ice Cap; surface melting; Arctic climate change; remote sensing; SMMR; SSM/I; QuikSCAT

Received 30 August 2011; Accepted 26 April 2012

### INTRODUCTION

The Barnes Ice Cap (BIC) is one of the most southern ice caps of the Canadian Arctic Archipelago (CAA) and is located on Baffin Island (Nunavut, Canada). Its geographical range extends from  $69.27^\circ$  to  $70.21^\circ$  N and from  $71.45^\circ$  to  $74.38^\circ$  W. The BIC surface area ranges between  $5671$  km<sup>2</sup> (Abdalati *et al.*, 2004) and  $5900$  km<sup>2</sup> (Sneed *et al.*, 2008), and its maximum width is approximately 140 km. It is a relatively flat terrestrial ice cap reaching more than 1100 m a.s.l. at the summit plateau, and its margins terminate on land at approximately 500 m a.s.l. (Figure 1).

Recent studies have shown that the rate of climate warming is faster in the Arctic than the rest of the world (Comiso, 2003; ACIA, 2004; Lemke *et al.*, 2007; Kuzmina *et al.*, 2008; Zdanowicz *et al.*, 2012). For the subregion of the CAA, a warming trend has been observed of more than  $2^\circ$  C since 1975 (Environment Canada), which is significantly higher than the global trend (Serreze *et al.*, 2009).

Recently, significant changes have been observed in the CAA's ice caps (Abdalati *et al.*, 2004; Gardner *et al.*, 2011).

Several studies of the BIC have focused on measurements of elevation and contour changes (Jacobs *et al.*, 1993, 1997; Abdalati *et al.*, 2004; Sneed *et al.*, 2008; Gardner *et al.*, 2011). Observational data for the BIC show evidence of increased melting, thinning and contour recession due to recent climate warming in the Arctic. Sneed *et al.* (2008) showed acceleration in the mean thinning rate over the south dome of the BIC from  $-0.2$  m/year for the 1970–1984 period to  $-1.1$  m/year for the 2004–2006 period. For the southern part of the CAA, Gardner *et al.* (2011) showed a rate of glacier mass loss that significantly increased by 58% (+14 Gt/year) between 2004–2006 and 2007–2009 in direct response to warmer summer temperatures. The cumulative change in glacier mass of the entire CAA would actually contribute to a mean increase of  $0.17 \pm 0.02$  mm/year to sea-level rise (Gardner *et al.*, 2011). Our study extends in time this analysis over a longer period and complements previous studies with the analysis of melt duration. The present study provides insight as to if the mass loss is due to an increase of the summer melting period.

\*Correspondence to: Florent Dupont, Centre d'Applications et de Recherches en Télédétection (CARTEL), Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec J1K 2R1, Canada.  
 E-mail: Florent.Dupont@lgge.obs.ujf-grenoble.fr

## 2.4 - Article : Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data

F. DUPONT *ET AL.*

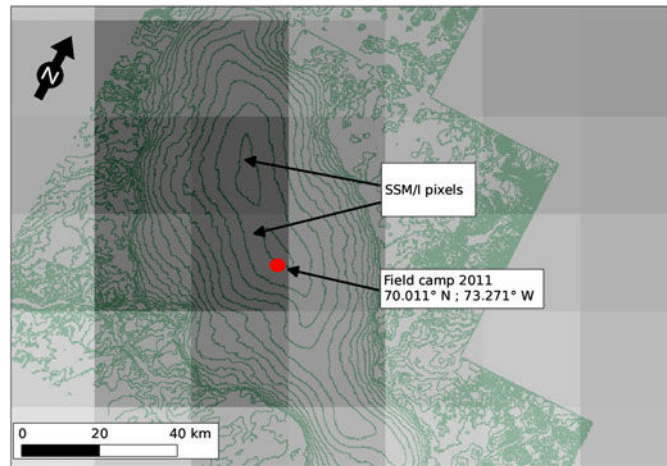


Figure 1. Map of the BIC with a digital elevation model (Canadian Digital Elevation Data at a scale of 1/50 000; [www.geobase.ca](http://www.geobase.ca)) geolocated on the 25 × 25 km SSM/I pixels used in this analysis. This map shows that the SSM/I pixels do not overlay tundra areas outside of the ice cap. The coordinates for the winter 2011 field camp are also indicated

The objective of this study was to monitor changes in the BIC melt season length over several decades to improve our knowledge of recent climatic changes in this Arctic region. The ellipsoid shape and the relatively flat terrain (without mountains) of the BIC make it a good reference target for remote sensing studies, even at low satellite spatial resolution. Combining continuous microwave measurements, available since 1979, allowed us to analyse more than 30 years of data for the microwave brightness temperature from which the melting period can be derived for each year. The passive microwave analysis was also compared with the active microwave signal over the last decade, where both data sets were available, and to laser altimetry ICESat data.

In the following sections, we briefly present the data set used and the methodology used to derive several variables from satellite measurements. We analysed trends in the variations of these variables, and we compared them with trends in the variations of air and land surface temperatures (LST). The results and their uncertainties are finally discussed in the last section.

### DATA

#### *Passive microwave satellite data: Special Sensor Microwave Imager + Scanning Multichannel Microwave Radiometer*

The passive microwave data used in this study were obtained from the following sensors: (i) the Nimbus-7 Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR; [http://nsidc.org/data/docs/daac/smmr\\_instrument.gd.html](http://nsidc.org/data/docs/daac/smmr_instrument.gd.html)), for the 1979–1986 period [National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA)/National Aeronautics and Space Administration (NASA) Nimbus-7 SMMR Pathfinder Polar Gridded Brightness Temperatures data; Knowles *et al.*, 2002]; and (ii) the Defense Meteorological Satellite Program–Special Sensor Microwave Imager

(DMSP SSM/I) (F8, F11, F13 and F17 successively; [http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0001\\_ssmi\\_tbs.gd.html](http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0001_ssmi_tbs.gd.html)), for the 1987–2010 period (NOAA/NASA DMSP SSM/I Polar Gridded Brightness Temperatures database; Maslanik and Stroeve, 2011). This database provided quasi-daily measurements over northern latitudes and had the advantage of not being sensitive to clouds and darkness. For the 1979–1986 period, SMMR provides one measurement every second day, whereas two measurements per day are available with SSM/I for the 1987–2010 period. In the product we used, an average daily brightness temperature was calculated using simple sum and average method (drop-in-the-bucket method) from these two raw measurements. The specific characteristics of the data set used are detailed in Table I. In this study, we used the 18.0-GHz (SMMR) and 19.3-GHz (SSM/I) channels at horizontal polarization (hereafter noted 19H) resampled at a resolution of 25 × 25 km. In this work, the most central pixel of the ice cap was used (Figure 1). Thus, despite the large initial field of view, it was expected that most of the measured signal came from the ice cap (see discussion in the section on Algorithms for Melt Detection).

#### *Active microwave satellite data: QuikSCAT*

For the length of the summer melt season derived from active microwave data, we used the radar backscatter coefficient ( $\sigma^0$ ) data from the descending (PM pass) QuikSCAT scatterometer images at horizontal polarization (offering the greatest sensitivity) provided by the NASA for the July 1999 to November 2009 period (Dr David G. Long, Jet Propulsion Laboratory, Physical-Oceanography Distributed Active Archive Center; [ftp://podaac-ftp.jpl.nasa.gov/allData/quickcat/L3/byu\\_scp/sigma0browse/lite/arctic](ftp://podaac-ftp.jpl.nasa.gov/allData/quickcat/L3/byu_scp/sigma0browse/lite/arctic)) (Dunbar *et al.*, 2001). The QuikSCAT microwave SeaWinds scatterometer measures the fraction of radar

MONITORING THE MELT SEASON LENGTH OF THE BARNES ICE CAP

Table I. Description of the QuikSCAT and NSIDC's SMMR and SSM/I satellite database analysed

Data	Frequency (GHz)	Operating period	Time and frequency of acquisition	Resolution of the product used
SMMR–Nimbus7	18.0	26-10-1978 to 20-08-1987	0000 or 1200 h per 2 days	25 × 25 km
SSM/I–F8	19.3	09-07-1987 to 31-12-1991	0615–1815 h twice daily	25 × 25 km
SSM/I–F11	19.3	03-12-1991 to 30-09-1995	0615–1815 h twice daily	25 × 25 km
SSM/I–F13	19.3	03-05-1995 to 29-04-2009	0542–1742 h twice daily	25 × 25 km
SSM/I–F17	19.3	14-12-2006 to 30-09-2011	0531–1731 h twice daily	25 × 25 km
QuikSCAT	13.4 (Ku-band)	19-06-1999 to 23-11-2009	0600–1800 h daily	5 × 5 km

energy emitted by the satellite antenna at 13.4 GHz (Ku-band) and backscattered by the target toward the antenna (normalized radar cross section,  $\sigma^0$ , with a spatial resolution of 5 km). For a given frequency and polarization, the backscatter depends on the characteristics (shape, condition and composition) of the surface covered by the footprint (Dunbar *et al.*, 2001; Chen and Long, 2001; Ashcraft and Long, 2006; for technical information, see Table I).

*ICESat altimetry satellite data*

For the 2003–2009 period, the Geoscience Laser Altimeter System instrument on the NASA Ice, Cloud and Land Elevation Satellite (ICESat; <http://nsidc.org/data/icesat/index.html>) provides global measurements of polar ice sheet elevation (Zwally *et al.*, 2002, 2010). The laser's footprint is 70 m in diameter, spaced at 170-m intervals along the satellite track. In this study, the mean annual elevation change ( $dh/dt$ ) between consecutive ICESat observations covering the October to November period was derived from the Supplementary Information provided by Gardner *et al.* (2011). The elevation change ( $dh/dt$ ) was estimated for planar rectangles that were fitted to the 700-m-long segments of near-repeat tracks. Details on the methodology and error analysis can be found in the study of Gardner *et al.* (2011).

*MODIS LST satellite data*

The MODIS/Terra product that we used to determine the LST was the 8-day composite image (MOD11A2 product) provided by the NASA-USGS Land Processes Distributed Active Archive Center. The LST measurements more than 8 days were the clear day level 3 averaged LST of the daily MOD11A1 (morning pass) (Wan, 2007). Data were at a 1-km spatial resolution. For the daily analysis corresponding to the period of the field campaign, we used all available morning and afternoon MODIS Terra and AQUA data (MOD11A1 et MYD11A1 products).

*In situ measurements*

From 16 to 25 March 2011, a 10-day field campaign was conducted on the BIC to obtain snow and meteorological measurements. The field camp was near the summit plateau (70°N; 73°16'W; Figure 1).

A mean ± SD snow depth of  $0.99 \pm 0.17$  m ( $n = 75$ ; maximum depth, 1.50 m; minimum depth, 0.65 m) and a mean ± SD snow water equivalent of  $357.2 \pm 21$  mm

were measured above the ice. Without firn, these conditions were similar to those found during Baird's expedition in 1950 to the southern part of the ice cap (Baird *et al.*, 1952) and to data reported by Jacobs *et al.* (1993), where the snowpack completely melted during the spring. A shallow ice core drilling revealed the presence of superimposed ice (ice with a high density of air bubbles, see Boon *et al.*, 2010; Zdanowicz *et al.*, 2012). The snow surface altitude of the camp over 1 m of snow was  $1084 \pm 3$  m (70.0113°N; –73.2712°W) derived from standard GPS measurements.

*Meteorological data*

The meteorological data used in this study were derived from the Clyde River Automatic Weather Station and from the North American Regional Reanalysis (NARR). The weather station at Clyde River (70°29'N; 68°31'W) is located along the northern coast of Baffin Island and is the nearest meteorological station, at a distance of 190 km, from the BIC. Continuous time series of mean daily 2-m level air temperature measurements were provided by Environment Canada (<http://climate.weatheroffice.gc.ca/>) for the study period 1979–2011, except for 2007 and part of 2008 (when data were not available).

The NARR data were provided by the NOAA/OAR/ESRL PSD in Boulder, Colorado (Mesinger *et al.*, 2006). We used the standard output product corresponding to near-surface air temperature (2-m-level air temperature interpolated between the lowest model level and the surface) at a resolution of 0.3° (approximately 32 km) and at a frequency of eight measurements per day (every 3 h).

ALGORITHMS FOR MELT DETECTION

*Passive microwave melt detection algorithm*

The microwave radiometers provided the brightness temperature,  $T_b$ , which is approximately defined as the product of the effective physical temperature of the target ( $T_s$ ), linked to the penetration depth of microwave radiation, and the apparent emissivity ( $e$ ) of the surface:  $T_b = T_s \times e$  (Ulaby *et al.*, 1982). By definition, changes in  $T_b$  can result from changes in the effective surface temperature as well as from the type (soil, snow, water, etc.) and state (dry, wet, frozen, etc.) of the surface influencing the initial emission.

Snow is a dense, layered medium that can be represented as a mix of ice particles (snow grains), water

F. DUPONT *ET AL.*

and air. Snow grains are the most dominant scatterers, and the deeper the snow, the more scattering will occur leading to a decrease in  $T_b$ . The emissivity of dry snow ranges between 0.65 and 0.8, depending mainly on the grain size and the density of the snow layer (Matzler, 1987). The presence of liquid water in the snowpack, even in small amounts, significantly reduces the penetration depth and thus the scattering; as a consequence, the emissivity can increase by up to 0.9 (Zwally and Fiegles, 1994; Cagnati *et al.*, 2004; Picard and Fily, 2006; Ashcraft and Long, 2006).

Assuming the physical temperature in the snowpack at the beginning of a melting period to be approximately 273 K (near-freezing conditions), the 19H  $T_b$  varies from approximately 180 to 200 K for dry snow to approximately 230 to 240 K for wet snow or ice surfaces (Picard and Fily, 2006). This increase of approximately 40 K is clearly visible in time series of the brightness temperature (Figure 2). The observed change in the brightness temperature cannot be due to changes in the physical temperature. We thus assumed that changes in emissivity from the presence of liquid water in the snowpack (from

surface melting) were the main reason causing this behaviour. This study could be conducted at different frequencies such as 37 or 89 GHz, but 19 GHz is traditionally used because it seems to be less noisy than the other frequencies (the transition between winter and summer is clearly seen at 19 GHz; Abdalati and Steffen, 1997). This may be because at higher frequency, the microwave emission is more sensitive to the surface layers and atmospheric contributions.

Numerous algorithms have been developed for detecting melt using this  $T_b$  pattern in wet snow conditions. Some algorithms use a threshold applied to  $T_b$  at one frequency (Zwally and Fiegles, 1994; Torinesi *et al.*, 2003; Picard and Fily, 2006), whereas others use a cross-polarized gradient ratio (Abdalati and Steffen, 1997; Fettweis *et al.*, 2007). Tedesco (2009) conducted a comparison of different approaches for snow melt detection using passive microwave remote sensing. Several studies using these approaches were conducted for monitoring snow melt at a pan-arctic scale (Tedesco *et al.*, 2009; Wang *et al.*, 2011). In this work, we used a threshold on the 19-GHz horizontal polarization brightness temperature for melt detection because this polarization is more affected by surface reflections than the vertical polarization (Surdyk and Fily, 1995).

The histogram of the distribution of all the brightness temperatures on the BIC shows a very clear bimodal distribution (Figure 3a). The main mode is representative of the winter conditions, whereas the second mode corresponds to the summer period (Ramage and Isacks, 2002; Tedesco, 2007). Between these two modes, the low density of the brightness temperature measurements is characteristic of the quick transition between the beginning and the end of the melting period.

Given this behaviour, we defined the threshold at the minimum separating the two modes of the bimodal regression of the distribution of the brightness temperatures (Figure 3a). This analysis was performed for both SMMR and SSM/I data using a different threshold for each sensor: 212 K for SMMR and 217 K for SSM/I. The calculated thresholds are frequency and polarization dependent and are appropriate for 19 GHz frequency at horizontal polarization such as presented in this study.

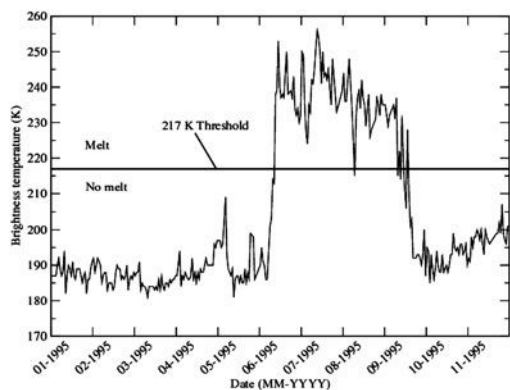


Figure 2. Variation of the BIC brightness temperature (19 GHz horizontal polarization) from January to December 1995. The horizontal line is the threshold that was selected to determine the melting period

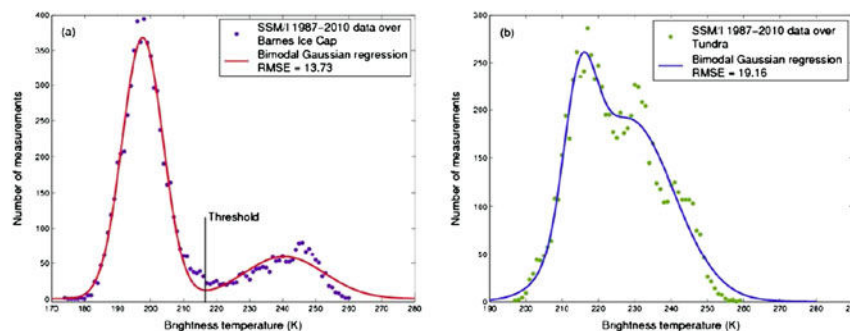


Figure 3. Histograms of the distribution of the 19H brightness temperature for the 1987–2009 period: (a) for a pixel over the BIC and (b) for a pixel over the tundra near the ice cap

MONITORING THE MELT SEASON LENGTH OF THE BARNES ICE CAP

We then calculated the number of days above this threshold to derive the annual melt season duration.

For the SMMR time series analysis, considering that the frequency of image acquisition was lower than for SSM/I (one image every second day instead of daily data acquisition; Table I), a simple linear interpolation scheme was applied between missing point measurements to better capture the date of the melting/freezing events defined by the threshold. The incertitude due to the simple interpolation scheme is small given that the main objective of this study is to retrieve the total melt duration. Generally, two melting periods are observed during summer separated by a colder period. Thus, the cumulative lag induced by the interpolation is less than 4 days over the entire season (if we consider a total melt duration of 60 days, the error is less than 7%). For a simple study of the onset and end melt dates, the uncertainties are also very small, estimated at  $\pm 1$  day.

We also investigated the problem of the pixel cover with regard to the spatial resolution of the satellites. Figure 3b shows the distribution of the  $T_b$  values for all of the 1987–2009 data over tundra near the ice cap. It clearly seems that the tundra  $T_b$  distribution does not exhibit a clear bimodal distribution compared with the ice cap (Figure 3a). Over tundra, it is difficult to identify the transition between the winter (low  $T_b$ ) and the summer (higher  $T_b$ ) because of the heterogeneity of the surface within a pixel due to the topography, vegetation and lake fraction and strong lags in their melting/freezing processes when compared with soil. The  $T_b$  distribution in Figure 3a shows a significant contrast between summer and winter and indicates that the pixel was not affected by the surrounding tundra.

Active microwave melt detection algorithm

Backscattering at the Ku frequency depends on the snow dielectric properties (wetness and density) as well as ice/snow surface roughness and hence is very sensitive to the liquid water content within the snowpack. The liquid water content in the snowpack leads to a decrease of  $\sigma^0$  due to the dominance of surface backscattering (i.e. loss of signal by absorption and from reflection at the surface) when compared with volume scattering in dry snow (Ulaby *et al.*, 1982). Thus, the seasonal variations of the backscatter signal are well marked in the spring and fall corresponding to lower  $\sigma^0$  (date of the onset of snowmelt) and higher  $\sigma^0$  (freezing, date of the end of the melting period), respectively.

Several algorithms were developed to detect snowmelt using the variations in the QuikSCAT backscatter using a threshold method (Nghiem and Tsai, 2001; Kimball *et al.*, 2004; Rawlins *et al.*, 2005; Wang *et al.*, 2005, 2007; Sharp and Wang, 2009; Roy *et al.*, 2011; Royer *et al.*, 2010). For example, Wang *et al.* (2005) used a dynamic average of the backscatter to estimate the Pan-Arctic terrestrial snowmelt. Roy *et al.* (2011) used a dynamic threshold linked to the mean winter (before snowmelt) backscatter coefficient using an empirical linear function. Wismann (2000) and Smith *et al.*, (2003) also used a threshold method to monitor melt over Greenland and small Arctic ice caps, respectively, and results showed the potential of such a study over ice caps. The method we used to assess

the summer melt duration of the BIC was based on the fact that the backscatter coefficient over the BIC was remarkably stable during the freezing periods (Figure 4b). The beginning of the melt period was defined by the first day when  $\sigma^0$  started to decrease ( $-1$  dB) continuously, and the end of the snowmelt corresponded to the day for which a new stable winter level was reached. This method had the advantage of being relative to each winter level before and after the summer period. We subtracted from this period the days for which a refreeze occurred ( $\sigma^0$  reaching the level of the mean winter backscatter value) between short snowmelt events. Short snowmelt events over 2 to 5 days were sometimes observed during spring and fall periods (Figure 4b). Despite these small variations, Figure 4 shows how sharp the transitions were over the 10 years of both  $T_b$  and  $\sigma^0$  variations (Figures 4a and 4b, respectively).

RESULTS

Ten years of melt detection using both active and passive microwave data

We compared the passive and active microwave-derived melt durations over the last decade (2000–2009). The results in Figure 5 show relatively good agreement ( $R^2 = 0.55$  and RMSE = 4.49 days) except for two years, 2000 and 2008,

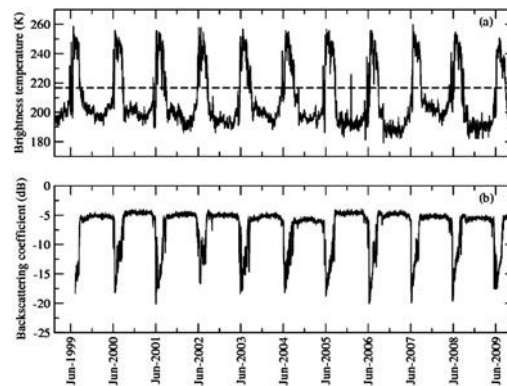


Figure 4. Eleven years of variations: (a) in  $T_b$  (SSM/I) at 19 GHz horizontal polarization (pixel used centred on the summit of the BIC, North-West field camp 2011; see Figure 1) and (b) in the active microwave backscatter signal at Kuband  $\sigma_0$  (QuikSCAT). The horizontal dotted line (a) corresponds to the threshold applied on the  $T_b$  data. For the 10 years analysed (2000–2009), summer periods (high  $T_b$  and low  $\sigma_0$ ) are clearly distinguishable from winter periods (low  $T_b$  and high  $\sigma_0$ )

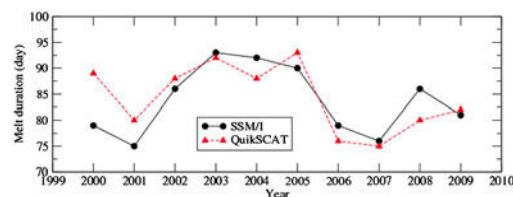


Figure 5. Comparison between the melt duration derived from passive microwave SSM/I data (black dots) and the active microwave QuikSCAT data (triangles) for 10 years of overlapping data

F. DUPONT *ET AL.*

between both data sets, despite a slight bias of  $-0.4$  days for the QuikSCAT data compared with the SSM/I data. This agreement confirmed the usefulness of the approach we used for processing the brightness temperatures. For 2000 and 2008, which showed larger differences ( $-10$  and  $+6$  days, respectively), several melting and refreezing events were identified with 1 or 2 days lag per event, thereby giving a possible cumulative difference of between 5 and 10 days. Moreover, QuikSCAT data were for the descending pass (18 h), whereas data for SSM/I were combined sets of morning and afternoon passes. This difference in time acquisition during the day could induce small variations in  $T_b$  and  $\sigma^0$  temporal changes. Our conclusions are in good agreement with those of Tedesco (2009) and Wang *et al.* (2011), who found good correlation between active and passive melt onset retrievals at a larger spatial scale.

*Monitoring of surface melt over a 32-year period using passive microwave data*

Figure 6 shows the variation of the melt duration derived from the microwave database (number of days with  $T_b >$  threshold) for 32 years between 1979 and 2010 on the BIC. The SMMR data (black dots before 1986) do not exhibit a gap compared with the SSM/I data (black dots after 1987), confirming the consistency of the time series between both sensors. The 5-year running mean shows a significant 33% increase ( $p > 0.995$ ) of the melt duration from  $65.6 \pm 6$  days at the beginning of the period (1979–1987) to  $87.1 \pm 7.8$  days towards the end (2002–2010). Important interannual variability can also be seen, in particular for 2010 and 1998, for which we measured the highest values (101 and 96 melting days, respectively). In 2010, the Canadian Arctic experienced its warmest year and summer on record (highest annual regional temperature departures of  $4.3^\circ\text{C}$  and  $4.2^\circ\text{C}$  above normal for the Arctic Tundra and Arctic Mountains and the Fjords climate region, respectively; Environment Canada, <http://www.ec.gc.ca/adsc-cmda/>). The year 1998 was also one of the warmest

years in northern Canada, which followed the strongest El Niño extreme event (season 1997/98) (see Atkinson *et al.*, 2006), and led to the second highest melt duration since 1979.

The observed variations in the melt duration were compared with the near-surface air temperature variation of the annual sum of positive days (SP) over the same period (Figure 6). We chose to use the SP parameter instead of the positive-degree-day or thawing-degree-day parameter (Braithwaite, 1995), widely used for glaciological studies because the thawing-degree-day parameter is related to the quantity of melt, because we just want to compute the melting days. NARR data set does not confirm the SSM/I-derived melt duration trend: SP averages of  $62.33 \pm 12.2$  days for the 1979–1987 period compared with  $63.0 \pm 9.85$  days for the 2002–2010 period. On the contrary, the Clyde River station data show the same general warming increase as shown by SSM/I-derived melt duration, with SP averages of  $91.44 \pm 12.02$  days for the 1979–1987 period compared with  $106.14 \pm 4.88$  days for the 2002–2010 period. This confirmed the increase in the number of melting days during the summer periods of the last decade.

However, neither temperature data set follows the interannual satellite-derived variations shown in Figure 6. The low correlation between Clyde River-derived SP and the melt duration could be explained by the fact that the coastal Clyde River data were not representative of the conditions within the interior of Baffin Island, as discussed by Abdalati *et al.* (2004). The NARR-derived SP also does not agree with melt duration variability, which can be explained by the uncertainty in the surface scheme of the climate model over the snow and ice cap. Moreover, the surface scheme NARR tile considered over the BIC was identified as ‘tundra’ instead of ice cap and did not take into account the altitude variation within the tile. This may have led to biased surface–atmosphere exchanges. In the following paragraphs, we used the satellite-derived LST data to analyse the climate-induced effect.

Figure 7 shows the variation of the ‘melt onset’ and ‘end melt’ date from the microwave database for 32 years

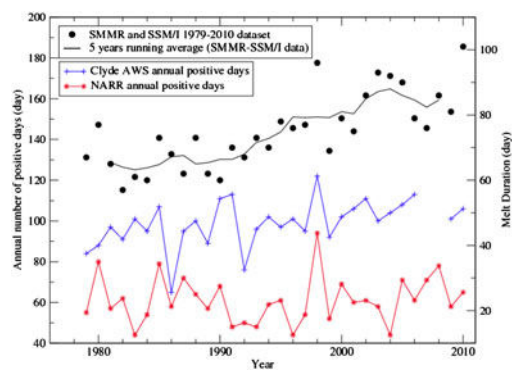


Figure 6. Variation in the melt season duration derived from the microwave brightness temperature (black dots, right scale) compared with the annual sum of positive days (SP) derived from Clyde River meteorological data (+, years 2007 and 2008 missing) and NARR reanalysis data (\*) (left scale). The black line indicates the 5-year running mean for the melt duration data over the 1979–2010 period

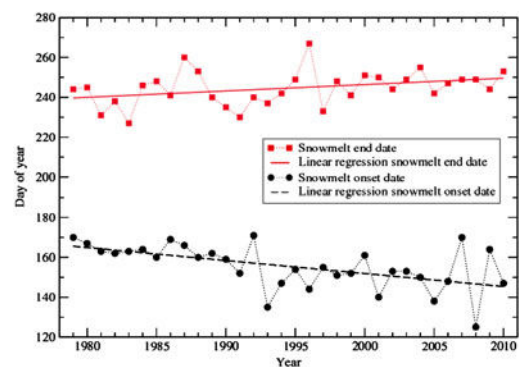


Figure 7. Variation in the snowmelt onset (black dots) and end dates (red squares) derived from the SMMR and SSM/I microwave brightness temperature



MONITORING THE MELT SEASON LENGTH OF THE BARNES ICE CAP

between 1979 and 2010 on the BIC. For this computation, the melt onset date corresponds to the date where  $T_b$  values are higher than the threshold for the first time in the year. The melt end date is the date at which  $T_b$  crosses below the threshold for the last time. The linear regressions show very clear trends ( $-6.5$  days/decade for onset date and  $+3.2$  days/decade for end date) consistent with melt duration analysis described earlier, although the difference between onset and end date is not directly comparable with total melt duration presented in Figure 6. This is mainly due to refreeze events that occurred during spring and fall. This analysis highlights the fact that the increase observed in annual melt duration is mainly due to earlier spring melt whereas the contribution of warmer fall periods is about twice less important. The melt onset dates retrieved using our method were compared with the ones computed by Wang *et al.* (2008) for the corresponding region (Canada Tundra) through the 2000–2005 period. This comparison shows a very good agreement where the mean first melt onset date over 2000–2005 occurred at  $148 \pm 8$  and  $149 \pm 9$  day of year, respectively.

In Figure 8, we plotted the MODIS LST variations against the melt duration for the 2000–2009 period. We considered the annual and the summer (June–July–August–September) averages derived from the composite weekly products. We included September in the summer mean to include the high interannual variability during this period. The summer LST trend exhibits a significant increase over this decade ( $+1.84 \pm 0.48$  K/year). However, the interannual variations of LST are weakly correlated to those of the melt duration (Figure 8), thereby suggesting that the average of the composite weekly measured LST may not be the best parameter for monitoring the ice cap melt. Indeed, the weekly composite product selects only clear sky days within the week, thus generating a positive bias. In contrast, the LST data set could include some images with thin ice clouds that were not identified and

possibly colder than the surface, thus giving a negative bias. Screening for clouds can be difficult over the ice cap due to the similarity between the clouds and the snow albedo as well as the similarity between the low snow or ice surface temperature and the thin ice clouds (see Frey *et al.*, 2008; Ackerman *et al.*, 2008).

The summer trend of MODIS-derived LST seemed to be better defined than the one derived from the annual mean LST. It is interesting to note that the summer variations were sometimes decoupled from the annual variations, such as for 2000 or 2004, where the differences between the summer and the annual means reached approximately 40 K. Finally, the air temperature variations from the Clyde River station were also plotted in Figure 8, showing no correlation with the melt duration, as noted in Figure 6.

ICESat study: elevation change

The rate of elevation change derived from ICESat elevation data showed a mean thinning rate of  $-0.75$  m/year over the 2003–2009 period that we analysed (Figure 9). In Figure 9, we show the frequency distribution of the values: most of the values range between  $-0.2$  and  $-1.0$  m/year. This range is in agreement with previous studies by Abdalati *et al.* (2004) and Sneed *et al.* (2008). Because the ground surveys reported by Hooke *et al.* (1987) show a thinning rate of the order of  $-0.2$  m/year for the 1970–1984 period, it seems that the melting of the ice cap accelerated, as also described by Gardner *et al.* (2011). The map of elevation change (Figure 9) shows spatial variation over the ice cap with a lower thinning near the summit (yellow points:  $-1.0$  to  $0$  m/year) compared with the border (red points  $< -1.0$  m/year). Even if the snow melted completely in the spring and the ice melted during the summer, it seemed that some of the meltwater could have been retained on the summit plateau as superimposed ice. An examination of the superficial ice core that was extracted during the winter 2011 field campaign near the summit plateau revealed alternating bubble layers and pure ice layers, which suggested the accumulation of superimposed ice (see Boon *et al.*, 2010). However, these qualitative visual observations did not allow a quantitative analysis of this process. Similar observations were made by the Baird expedition of the 1950s (Baird *et al.*, 1952).

DISCUSSION

The threshold-based processing methods for retrieving the melting period using either the microwave brightness temperature (in our case using the 19H) or the radar backscattering signal from the QuikSCAT data were relatively similar. In both cases, the threshold was defined by the winter–summer transitions (beginning and end of the sharp transition in  $T_b$  and  $\sigma^0$ ). The method allowed the definition of a systematic and robust threshold. However, the threshold for passive microwave melt detection is applied to one sensor at the same level for all the operating period, inducing the assumption that there are no significant interannual trends in microwave data.

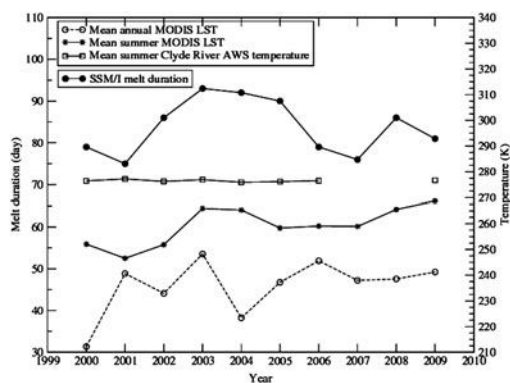


Figure 8. Time variations of the melt duration (number of melting days) derived from passive microwave SSM/I data (black dots), and time variations of the Clyde River air temperature (open squares, years 2007 and 2008 missing) and the LST derived from the 8-day composite MODIS products: mean annual (open dots) and summer (stars) LST values (right scale)

F. DUPONT *ET AL.*

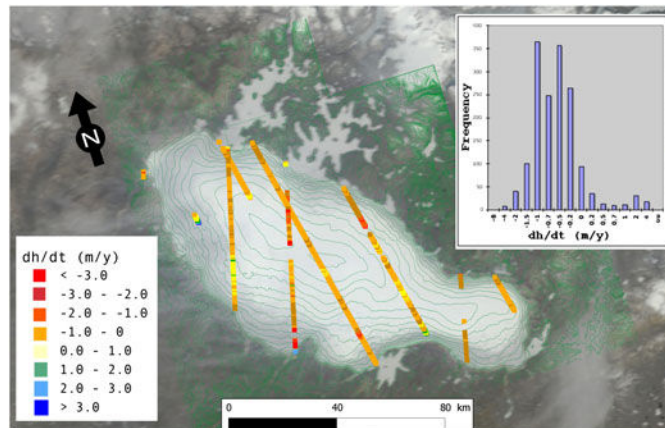


Figure 9. Rate of elevation change ( $dh/dt$ , m/year) along the flight lines of ICESat over the 2003–2009 period overlain on a MODIS image of the BIC (BaffinIsland.A2009192.1530.250 m.jpg) and a digital terrain model (www.geobase.ca). The ICESat elevation change data were derived from the Supplementary Information provided by Gardner *et al.* (2011). The inset is a histogram showing the distribution of the corresponding values

This assumption is consistent in the case of the BIC because *in situ* observations and shallow ice-core drilling during March 2011 field campaign revealed the absence of firm near the summit of the ice cap. Hence, the accumulation is only due to superimposed ice processes. Thus, there is no interannual recording of past weather. Another possible bias that could affect our study is the problem of mixed pixels. Indeed, the initial field of view is larger than the final resolution of the product (presented in Figure 1). Thus, it is possible that the raw measurements include some lakes or tundra areas near the BIC margins. However, a complementary study, using the neighbouring SSM/I pixel corresponding to our field camp (Figure 1), showed a very good correlation ( $R^2 > 0.9$ ) with the data from the main pixel used in this work. Thus, we considered this problem as negligible. Furthermore, the results of our supplementary study about the temporal evolution of onset and end melt dates (Figure 7) are in good agreement with the results to the large scale study of Wang *et al.* (2008) and show significant trends in the increase of melt duration.

We also tested the method proposed by Wang *et al.* (2007) and Sharp and Wang, (2009). Their method consists of computing, for each year, the mean backscatter value during the winter (from December to the beginning of March). From this value ( $\sigma_{\text{winter}}^0$ ), a threshold was defined, such as  $M = \sigma_{\text{winter}}^0 - A$ , where  $A = -3.5$  dB is a fixed coefficient estimated by tuning using air temperature measurements to indicate when melt was occurring (Wang *et al.*, 2007; Sharp and Wang, 2009). Considering here the  $\sigma_{\text{winter}}^0$  average between Julian Day 335 and 60 for each year, the mean melt duration over the 2000–2009 period for the BIC using this latter method is  $68.3 \pm 3.1$  days, which is lower than the mean melt duration derived using our threshold ( $84.1 \pm 6.2$  days) and with SSM/I data ( $83.7 \pm 7.7$  days). The  $-3.5$  dB threshold applied to the  $\sigma_{\text{winter}}^0$  values always seemed below the one we used in this study, which led to an underestimation of the melt

duration. However, when  $\sigma^0$  was noisier compared with the well-marked transitions observed for the BIC (Figure 5), a threshold at a lower level in the transition such as proposed by Wang *et al.* (2005) may be consistent.

We analysed the observed melt duration variation versus the annual sum of positive days from two available meteorological databases: the Clyde River station and the reanalysis NARR data. Neither data set provided a satisfactory explanation for the observed interannual variation because of their nonrepresentativeness, as mentioned earlier (Figures 6 and 8). This nonrepresentativeness is mainly attributed to the coastal location of the Clyde River Automatic Weather Station (AWS) and to the fact that the surface radiative cooling in NARR reanalysis may not be taken adequately into account in the model, thus giving a possible overestimation of the mean daily air temperature from NARR during the winter over the BIC. The comparison between mean summer Clyde River temperature and mean summer MODIS-derived surface temperature over the BIC (Figure 8) highlights the problem of representativeness for the Clyde River data. Furthermore, Figure 8 shows that the mean summer temperature derived from MODIS is in relatively good agreement with SSM/I-derived melt duration. Thus, it could be interesting to make the same annual sum of positive days study with satellite data. However, due to the high quantity of cloud over this Arctic region, we had to use an 8-day composite product; consequently, this study is unfortunately impossible.

## CONCLUSION

We processed more than 30 years of microwave data from the NOAA/NASA SMMR and SSM/I pathfinder daily brightness temperatures database provided by NSIDC to retrieve the number of melting days over the BIC, which is one of the most southern ice caps in the CAA. For the period of the last decade (2000–2009), the processing of

MONITORING THE MELT SEASON LENGTH OF THE BARNES ICE CAP

these data was confirmed by QuikSCAT scatterometer data, which showed a sharp contrast between the winter and the summer periods in the radar backscatter signal and also for the brightness temperatures. The satellite-based melt duration showed a 33% increase since the 2000s as compared with before the 1990s. These results are consistent with those from studies conducted on the Penny ice cap, which is the closest ice cap in Baffin Island (Zdanowicz *et al.*, 2012). The observed interannual variations in the melt duration could not be adequately explained by the annual sum of positive days computed for the nearest meteorological station (Clyde River, which is located 190 km north near the coast) nor by the NARR database. The NARR surface scheme could not adequately resolve the surface energy budget over the ice cap; among other factors (snow, altitude, etc.), the land cover type considered in the model for this site was tundra.

The annual LST variations derived from MODIS satellite data did not follow the interannual melt duration variations observed over the last decade. The LST parameter derived from our composite weekly database may not be the best parameter for monitoring the yearly melt duration. This could result from biases in cloud screening in the satellite data, possibly due to thin ice clouds that were not identified over the ice cap. Despite this drawback, we showed that the MODIS-derived summer temperature is in relatively good agreement with the melt duration. These results highlight the need for the development of an improved method for characterizing the links between melting ice caps and related local climate variables. A better monitoring of climate-induced parameters could help to improve simulations of future trends of ice cap thinning.

Indeed, a temperature–emissivity separation algorithm can theoretically be applied on brightness temperature (Tsang *et al.*, 2000) to derive the surface physical temperature (Picard *et al.*, 2009) and parameters related to the surface state, such as polar snow or firn emissivity (Brucker *et al.*, 2011) or the snow water equivalent in winter (Chang *et al.*, 1976; Foster *et al.*, 2005). Such approaches must take into account numerous thermo-physical parameters on the surface increasing the challenge for retrieval. However, recent advances are very promising in the aim of all-weather surface temperature retrieval.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was funded by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, CNRS, France, the 63e Session Commission Permanente de Coopération Franco-Québécoise (BIENNUM 2011–2012) and partly by the FQRNT Québec (Regroupement Stratégique GEC3). The field campaign was supported by the Natural Resources Canada's Polar Continental Shelf Program (PCSP), the Université de Sherbrooke and the French Polar Institute (IPEV). The authors thank all the organizations that made the data sets available: NSIDC,

NCEP, NASA, Environment Canada and Canadian Council on Geomatics (Geobase). They also thank Dr A. S. Gardner for providing ICESat-based data (Gardner *et al.*, 2011). Finally, they thank two anonymous reviewers of this article for their very helpful suggestions and comments.

REFERENCES

- Abdalati W, Steffen K. 1997. Snowmelt on the Greenland ice sheet as derived from passive microwave satellite data. *Journal of Climate* **10**: 165–175.
- Abdalati W, Krabill W, Frederick E, Manizade S, Martin C, Sonntag J, Swift R, Thomas R, Yungel J, Koerner R. 2004. Elevation changes of ice caps in the Canadian Arctic Archipelago. *Journal of Geophysical Research* **109**. DOI:10.1029/2003JF000045
- ACIA. 2004. Impacts of a warming Arctic. Arctic Climate Impact Assessment. Cambridge University Press, <http://www.acia.uaf.edu>
- Ackerman SA, Holz RE, Frey R, Eloranta EW, Maddux B, McGill M. 2008. Cloud Detection with MODIS: Part II Validation. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **25**: 1073–1086.
- Ashcraft IS, Long DG. 2006. Comparison of methods for melt detection over Greenland using active and passive microwave measurements. *International Journal of Remote Sensing* **27**: 2469–2488.
- Atkinson DE, Brown R, Alt B, Agnew T, Bourgeois J, Burgess M, Duguay C, Henry G, Jeffers S, Koerner R, Lewkowicz, McCourt S, Melling H, Sharp M, Smith S, Walker A, Wilson K, Wolfe S, Woo MK, Young KL. 2006. Canadian cryospheric response to an anomalous warm summer: A Synthesis of the Climate Change Action Fund Project "The State of the Arctic Cryosphere during the Extreme Warm Summer of 1998". *Atmosphere-Ocean* **44**(4): 347–375.
- Baird PD, Ward WH, Orvig S. 1952. The glaciological studies of the Baffin Island Expedition, 1950, Parts 1 & 2. *Journal of Glaciology* **2**(11): 2–23.
- Boon S, Burgess DO, Koerner RM, Sharp MJ. 2010. Forty-seven Years of Research on the Devon Island Ice Cap, Arctic Canada. *Arctic* **63**(1): 13–29.
- Braithwaite RJ. 1995. Positive degree-day factors for ablation on the Greenland ice sheet studied by energy-balance modelling. *Journal of Glaciology* **41**: 153–160.
- Brucker L, Picard G, Arnaud L, Barnola JM, Schneebeli M, Brunjail H, Lefebvre E, Fily M. 2011. Modeling time series of microwave brightness temperature at Dome C. *Journal of Glaciology* **57**(201): 171–182.
- Cagnati A, Crepez A, Macelloni G, Pampaloni P, Ranzi R, Tedesco M. 2004. Study of the snow melt-freeze cycle using multi-sensor data and snow modelling. *Journal of Glaciology* **50**(170): 419–426.
- Chang ATC, Gloersen P, Schumuge T, Wilheit T, Zwally J. 1976. Microwave emission from snow and glacier ice. *Journal of Glaciology* **16**: 23–39.
- Chen R, Long D. 2001. *BYU Daily Browse Images of QuikSCAT Sigma-0 Measurements*. JPL Document D-20412. Jet Propulsion Laboratory: Pasadena, CA.
- Comiso J. 2003. Warming Trends in the Arctic from Clear Sky Satellite Observations. *Journal of Climate* **16**: 3498–3510.
- Dunbar RS, Lungu T, Weiss B, Stiles B, Huddleston J, Callahan PS, Shirliff G, Perry KL, Hsu C, Mears C, Wentz F, Smith D. 2001. QuikSCAT Science Data Product User's Manual. Pasadena, CA: Jet Propulsion Lab., 2001. Version 2.1, JPL Doc. D-18053. [Online]. Available: <http://podaac.jpl.nasa.gov/products/product121.html>
- Fettweis X, van Ypersele J-P, Gallée H, Lefebvre F, Lefebvre W. 2007. The 1979–2005 Greenland ice sheet melt extent from passive microwave data using an improved version of the melt retrieval XPGR algorithm. *Geophysical Research Letters* **34**: L05502. DOI:10.1029/2006GL028787
- Foster J, Sun C, Walker J, Kelly R, Chang A, Dong J, Powell H. 2005. Quantifying the uncertainty in passive microwave snow water equivalent observations. *Remote Sensing of Environment* **94**: 187–203.
- Frey RA, Ackerman SA, Liu Y, Strabala KI, Zhang H, Key J, Wang X. 2008. Cloud Detection with MODIS, Part I: Recent Improvements in the MODIS Cloud Mask. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **25**: 1057–1072.
- Gardner AS, Moholdt G, Wouters B, Wolken GJ, Burgess DO, Sharp MJ, Cogley JG, Braun C, Labine C. 2011. Sharply increased mass loss from glaciers and ice caps in the Canadian Arctic Archipelago. *Nature* DOI:10.1038/nature10089

## 2.4 - Article : Monitoring the melt season length of the Barnes Ice Cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data

F. DUPONT ET AL.

- Hooke RLB, Johnson GW, Brugger KA, Hanson B, Holdsworth G. 1987. Changes in mass balance, velocity, and surface profile along a flow line on Barnes Ice Cap, 1970–1984. *Canadian Journal of Earth Sciences* **24**: 1550–1561.
- Jacobs JD,\* Richard H, Luthert JE. 1993. Recent Changes at the Northwest Margin of the Barnes Ice Cap, Baffin Island, N.W.T., Canada. *Arctic and Alpine Research* **25**(4): 341–352.
- Jacobs JD, Simms EL, Sims A. 1997. Recession of the southern part of Barnes Ice Cap, Baffin Island, Canada, between 1961 and 1993, determined from digital mapping of Landsat TM. *Journal of Glaciology* **43**: 98–102.
- Kimball JS, McDonald KC, Frolking S, Running SW. 2004. Radar remote sensing of the spring thaw transition across a boreal landscape. *Remote Sensing of Environment* **89**: 163–176.
- Knowles KW, Njoku EG, Armstrong RL, Brodzik MJ. 2002. *Nimbus-7 SMMR Pathfinder Daily EASE-Grid Brightness Temperatures*. National Snow and Ice Data Center. Digital media: Boulder, Colorado USA.
- Kuzmina SI, Johannessen OM, Bengtsson L, Aniskina OG, Bobylev LP. 2008. High northern latitude surface air temperature: comparison of existing data and creation of a new gridded data set 1900–2000. *Tellus* **60A**: 289–304.
- Lemke P, Ren J, Alley RB, Allison I, Carrasco J, Flato G, Fujii Y, Kaser G, Mote P, Thomas RH, Zhang T. 2007. *Observations: Changes in Snow, Ice and Frozen Ground*. In: *Climate Change 2007: The Physical Science Basis*. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 337–383.
- Maslaniuk J, Stroeve J. 2011. *DMSP SSM/I-SSMIS Daily Polar Gridded Brightness Temperatures*. National Snow and Ice Data Center. Digital media: Boulder, Colorado USA.
- Mätzler C. 1987. Applications of the interaction of microwaves with the natural snow cover. *Remote Sensing Reviews* **2**: 259–387.
- Mesinger F, DiMego G, Kalnay E, Shafraan P, Ebisuzaki W, Jovic D, Woollen J, Mitchell K, Rogers E, Ek M, Fan Y, Grumbine R, Higgins W, Li H, Lin Y, Manikin G, Parrish D, Shi W. 2006. North American Regional Reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society* **87**(3): 343–360.
- Nghiem SV, Tsai WY. 2001. Global snow cover monitoring with spaceborn Ku-band scatterometer. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **39**: 2118–2134.
- Picard G, Fily M. 2006. Surface melting observations in Antarctica by microwave radiometers: Correcting 26-year time series from changes in acquisition hours. *Remote Sensing of Environment* **104**: 325–336.
- Picard G, Brucker L, Fily M, Gallée H, Krinner G. 2009. Modeling timeseries of microwave brightness temperature in Antarctica. *Journal of Glaciology* **55**(191): 537–551.
- Ramage JM, Isacks BL. 2002. Determination of Melt Onset and Refreeze Timing on Southeast Alaskan Icefields using SSM/I Diurnal Amplitude Variations. *Annals of Glaciology* **34**: 391–398.
- Rawlins MA, McDonald KC, Frolking S, Lammers RB, Fahnestock M, Kimball JS, Vorosmarty CJ. 2005. Remote sensing of snow thaw at the pan-Arctic scale using the SeaWinds scatterometer. *Journal of Hydrology* **312**: 294–312.
- Roy A, Royer A, Turcotte R. 2011. Analyse de l'identification de la fonte de neige printanière avec QuickSCAT dans le Sud du Québec. Canada. *Journal Canadien de Télédétection* **36**(2): 89–98.
- Royer A, Goïta K, Kohn J, DeSève D. 2010. Monitoring dry, wet and no-snow conditions from satellite microwave observations. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters* **7**: 670–674. DOI:10.1109/LGRS.2010.2045733
- Serreze MC, Barrett AP, Stroeve JC, Kindig DN, Holland MM. 2009. The emergence of surface-based Arctic amplification. *The Cryosphere* **3**: 11–19. www.the-cryosphere.net/3/11/2009/
- Sharp M, Wang L. 2009. A Five-Year Record of Summer Melt on Eurasian Arctic Ice Caps. *Journal of Climate* **22**: 133–145, DOI: 10.1175/2008JCLI2425.1
- Smith LC, Sheng Y, Forster RR, Steffen K, Frey KE, Aisdorf DE. 2003. Melting of small Arctic ice caps observed from ERS scatterometer time series. *Geophysical Research Letters* **30**(20), Article no. 2034, DOI:10.1029/2003GL017641
- Sneed WA, Hooke RL, Hamilton GS. 2008. Thinning of the south dome of Barnes Ice Cap, Arctic Canada, over the past two decades. *The Geological Society of America* **36** 71–74, DOI: 10.1130/G240131
- Surdyk S, Fily M. 1995. Results of a stratified snow emissivity model based on the wave approach: application to the Antarctic ice sheet. *Journal of Geophysical Research* **100**(C5): 8837–8848.
- Tedesco M. 2007. Snowmelt detection over the Greenland ice sheet from SSM/I brightness temperature daily variations. *Geophysical Research Letters* **34**: L02504, DOI:10.1029/2006GL028466
- Tedesco M. 2009. Assessment and development of snowmelt retrieval algorithms over Antarctica from K-band spaceborne brightness temperature (1979–2008). *Remote Sensing of Environment* **113**: 979–997.
- Tedesco M, Brodzik M, Armstrong R, Savoie M, Ramage J. 2009. Pan arctic terrestrial snowmelt trends (1979–2008) from spaceborne passive microwave data and correlation with the Arctic Oscillation. *Geophysical Research Letters* **36**: L21402, DOI:10.1029/2009GL039672
- Torinesi O, Fily M, Genthon C. 2003. Interannual variability and trend of the Antarctic summer melting period from 20 years of spaceborne microwave data. *Journal of Climate* **16**(7): 1047–1060.
- Tsang L, Kong JA, Ding K-H. 2000. *Scattering of electromagnetic Waves, vol. 1, Theories and Applications*.
- Ulaby FT, Moore RK, Fung AK. 1982. *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*. Addison-Wesley: Reading, MA.
- Wan Z. 2007. *Collection-5 MODIS Land Surface Temperature Products Users' Guide*. Santa Barbara: ICESat, University of California; 30.
- Wang L, Sharp MJ, Rivard B, Marshall S, Burgess D. 2005. Melt season duration on Canadian Arctic ice caps, 2000–2004. *Geophysical Research Letters* **32**: L19502, DOI:10.1029/2005GL023962
- Wang L, Sharp MJ, Rivard B, Steffen K. 2007. Melt season duration and ice layer formation on the Greenland ice sheet, 2000–2004. *Journal of Geophysical Research* **112**: F04013, DOI:10.1029/2007JF000760.
- Wang L, Derksen C, Brown R. 2008. Detection of pan-Arctic terrestrial snowmelt from QuikSCAT, 2000–2005. *Remote Sensing of Environment* **112**: 3794–3805.
- Wang L, Wolken GJ, Sharp MJ, Howell SEL, Derksen C, Brown RD, Markus T, Cole J. 2011. Integrated pan-Arctic melt onset detection from satellite active and passive microwave measurements, 2000–2009. *Journal of Geophysical Research* **116**: D22103, DOI:10.1029/2011JD016256
- Wismann V. 2000. Monitoring of seasonal snowmelt on Greenland with ERS scatterometer data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **38**(4): 1821–1826.
- Zdanowicz C, Smetny-Sowa A, Fisher D, Schaffer N, Copland L, Eley J, Dupont F. 2012. Summer melt rates on Penny ice cap, Baffin Island: Past and recent trends, and implications for regional climate. *Journal of Geophysical Research - Earth Surface*. **117**. DOI:10.1029/2011JF002248.
- Zwally HJ, Fiegles S. 1994. Extent and duration of Antarctic surface Melting. *Journal of Glaciology* **40**(136): 463–476.
- Zwally HJ, Schutz B, Abshire J, Bentley C, Brenner A, Buftona J, Deziof J, Hancock D, Hardinga D, Minsterh B, Quinning K, Palmi S, Spinhirnea J, Thomasj R. 2002. ICESat's laser measurements of polar ice, atmosphere, ocean, and land. *Journal of Geodynamics* **34**: 405–445.
- Zwally HJ, Schutz R, Bentley C, Bufton J, Herring T, Minster J, Spinhire J, Thomas R. 2010. *GLAS/ICESat LIB Global Elevation Data V031*, 20 February 2003 to 11 October 2009. National Snow and Ice Data Center. Digital media: Boulder, CO.

## 2.5 Analyse de la significativité statistique des tendances observées

En complément des résultats présentés dans l'article paru dans *Hydrological Processes*, une étude de la significativité statistique des tendances observées a été réalisée. La significativité est un indicateur statistique qui permet de rendre compte de la probabilité qu'une relation déduite d'un certain nombre de points (typiquement une régression linéaire sur un nuage de points représentant une évolution temporelle d'une variable donnée, comme par exemple l'évolution des durées de fonte présentée ci-avant) ne soit pas due au hasard. L'analyse de la significativité statistique des tendances obtenues en terme de durée de fonte mais aussi en ce qui concerne les dates de début et de fin de fonte est présentée dans cette section.

La significativité statistique  $t$  de chaque tendance est calculée à partir des coefficients de corrélation et de détermination ( $R$  et  $R^2$ , respectivement) obtenus à partir de la régression linéaire, ainsi que du nombre d'observations, qui correspond, dans le cas d'une série temporelle au nombre d'années ( $N$ ). Ce nombre d'observations permet de déterminer le nombre de degrés de liberté de la relation ( $N - 2$ ). La relation s'écrit donc :

$$t = R \sqrt{\frac{N - 2}{1 - R^2}}. \quad (2.5)$$

Les valeurs de significativité ainsi obtenues sont ensuite comparées à des valeurs standard qui dépendent uniquement du nombre de degrés de liberté du système considéré. Cette analyse est exprimée via la probabilité «  $p$  » : une valeur  $p$  inférieure à 0,01 ou 0,05 indique, respectivement, une présomption très forte ou forte contre l'hypothèse nulle ; la relation obtenue a donc très peu de chances d'être due au hasard. Dans un tel cas, une relation est donc considérée comme statistiquement significative. Le tableau 2.1 récapitule les paramètres pour chacune des 3 relations obtenues dans (Dupont et al., 2012).

L'analyse statistique de la tendance sur la durée de fonte montre que l'évolution observée est solide ( $R^2$  élevé) mais aussi statistiquement très significative (valeur  $p < 0,01$ ). De même, les résultats sur les évolutions des dates de début et de fin de fonte sur la calotte montrent que les tendances sont significatives, bien que les résultats soient moins bons en ce qui concerne les dates de fin de fonte (coefficients de corrélation et détermination aussi moins bons pour cette relation et tendance peu marquée). Cela renforce la conclusion de l'article qui met en avant une tendance nette d'augmentation de la durée de fonte, laquelle est essentiellement attribuée à un début de fonte intervenant plus tôt au printemps et non à un regel plus tardif.

TABLEAU 2.1 – Détail de l’analyse statistique sur les tendances obtenues en terme de durées de fonte et de dates de début et de fin de fonte sur la calotte Barnes. Le nombre de degrés de liberté représente le nombre d’années que comportent les séries de données auquel on retranche 2. Les coefficients de corrélation et de détermination sont calculés à partir des régressions linéaires. La significativité statistique est calculée suivant la relation (2.5) et les critères permettant de déterminer la valeur  $p$  sont issus de : <http://www.ruf.rice.edu/~bioslabs/tools/stats/ttable.html>.

	Nombre de degrés de liberté $N - 2$	Coefficient de corrélation $R$	Coefficient de détermination $R^2$	Significativité $t$	Valeur $p$
Durées de fonte	30	0,75	0,56	6,24	$p < 0,01$
Dates de début de fonte	30	-0,55	0,30	3,61	$p < 0,01$
Dates de fin de fonte	30	0,35	0,12	2,04	$p = 0,05$

## 2.6 Extension à la calotte Penny (Terre de Baffin)

La méthode de détection de la fonte à partir des données micro-ondes développée sur la calotte Barnes a été appliquée à la calotte Glaciaire Penny, elle aussi située en Terre de Baffin (Figure 2.5). Bien que située plus au sud que la calotte Barnes, cette calotte est soumise à un climat très froid, notamment du au fait qu’elle se développe en zone montagneuse (altitude sommitale de l’ordre de 2000 m contre 1000 m pour la calotte Barnes). Elle possède donc, contrairement à la calotte Barnes, une zone d’accumulation « classique » où le gain de masse se fait par accumulation de neige année après année et densification progressive en névé puis glace (Zdanowicz et al., 2012). Malgré ces différences, le signal micro-onde mesuré sur la calotte Penny présente, comme sur Barnes, une distribution bimodale très marquée ce qui permet d’utiliser la même méthodologie que celle développée dans l’article (Dupont et al., 2012). De plus, cette calotte, bien que de forme plus tourmentée que Barnes, présente au moins un pixel du produit SMMR-SSM/I centré sur la zone d’accumulation et ne débordant donc pas des marges de la calotte (Figure 2.5).

Deux seuils distincts sur la température de brillance à 19 GHz ont été définis, l’un pour la période des données SMMR et le second pour la série de données des capteurs SSM/I à partir du minimum de la régression bimodale sur la distribution des températures de brillance mesurées sur la calotte (Figures 2.6 et 2.7). Ces seuils sont de 215 K et 222 K, respectivement, pour SMMR et SSM/I. Il a en effet été nécessaire de dissocier ces deux séries de données car les fréquences considérées et les caractéristiques des instruments étant différents, le niveau moyen des températures de brillance mesurées est lui aussi différent. Cela n’est pas le cas sur la série de données SSM/I bien que cette série ait été acquises à l’aide de différents capteurs car une homogénéité dans les caractéristiques techniques a été maintenue du fait de l’appartenance de tous ces capteurs au même programme, en plus que d’inter-calibrations poussées.

Les résultats montrent une très bonne correspondance entre les durées de fonte esti-

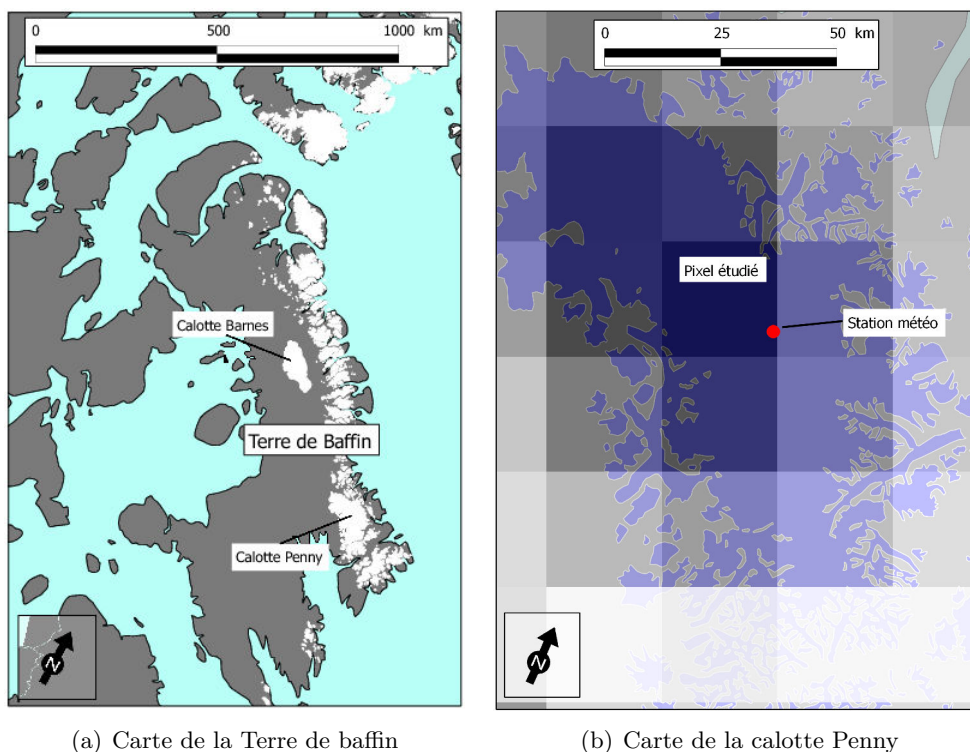


FIGURE 2.5 – Carte de la situation de la calotte Penny au sud de la Terre de Baffin (a) et zoom sur la calotte avec la position de la station météo de l'équipe de C. Zdanowicz (U. alberta) et les pixels du produit SMMR-SSM/I utilisé pour l'analyse des durées de fonte (b).

mées sur Barnes et sur Penny (Figure 2.8, tableau 2.2). Le coefficient de détermination entre les deux séries de données est de :  $R^2 = 0.72$ , ce qui permet de confirmer la robustesse de la méthode par seuillage employée dans ces deux études. On retrouve notamment les durées de fonte extrêmes en 1998 et 2010 résultant d'étés particulièrement chauds dans la région de l'archipel canadien (Tingley and Huybers, 2013). Le calcul de la significativité statistique sur la tendance observée sur la calotte Penny montre que la régression obtenue est très significative ( $p < 0,01$ ). Il faut aussi noter que l'augmentation des durées de fonte est encore plus marquée sur Penny que sur Barnes, avec une augmentation supérieure à 50% entre la moyenne des années 1978-1987 et des années 2002-2010. Enfin, on observe sur les deux calottes que la variabilité inter-annuelle augmente (écart-types des durées de fonte sur 1978-1987 supérieurs à ceux des moyennes calculées sur 2002-2010). Cette

TABLEAU 2.2 – Comparaison entre les tendances observées sur les durées de fonte entre les calottes Barnes et Penny.

	Tendance (j/décennie)	Durée de fonte moyenne 1979-1987	Durée de fonte moyenne 2002-2010	Valeur $p$
Barnes	+9	$66 \pm 6$	$87 \pm 8$	$p < 0,01$
Penny	+12	$50 \pm 3$	$76 \pm 9$	$p < 0,01$

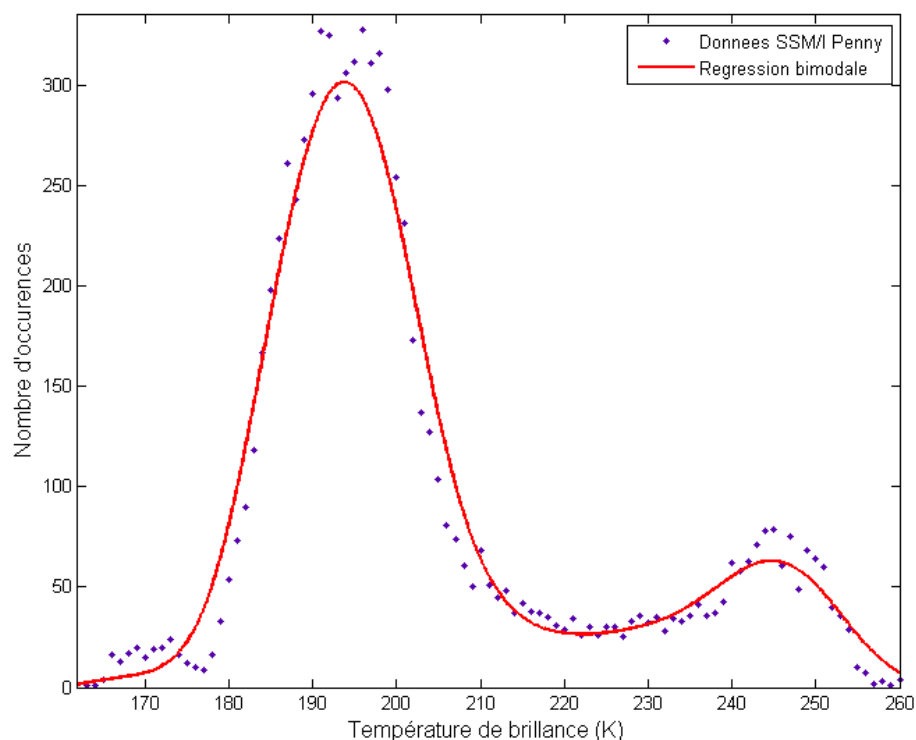


FIGURE 2.6 – Histogramme des températures de brillance mesurées sur la calotte penny sur toute la durée des données SSM/I.

observation est en accord avec les tendances observées sur l'évolution inter-annuelle de la banquise Arctique, dont l'extension présente une variabilité croissante, laquelle étant principalement attribuée au contexte de réchauffement climatique (Kay et al., 2011).

L'évolution des durées de fonte constatée sur la calotte Penny sur la période 1979-2010 est en accord avec les mesures des anomalies de fonte déduites de l'analyse des carottes de glace réalisées à proximité de la station météo automatique par l'équipe de C. Zdanowicz (Zdanowicz et al., 2012). De la même manière que sur la calotte Barnes, il est à noter que les durées de fonte, bien que n'étant pas en contradiction avec les anomalies de température estivale (mesurées sur place ou déduites des réanalyses atmosphériques du centre européen pour les prévisions météorologiques ERA-40) ne présentent pas de corrélation directe avec celles-ci (Zdanowicz et al., 2012).

Les résultats de cette extension ont été inclus dans le travail de C. Zdanowicz, dans l'article publié dans le *Journal of Geophysical Research* : Zdanowicz et al., 2012 « Summer melt rates on Penny Ice Cap, Baffin Island : Past and recent trends and implications for regional climate ». Cet article est présenté en annexe B.



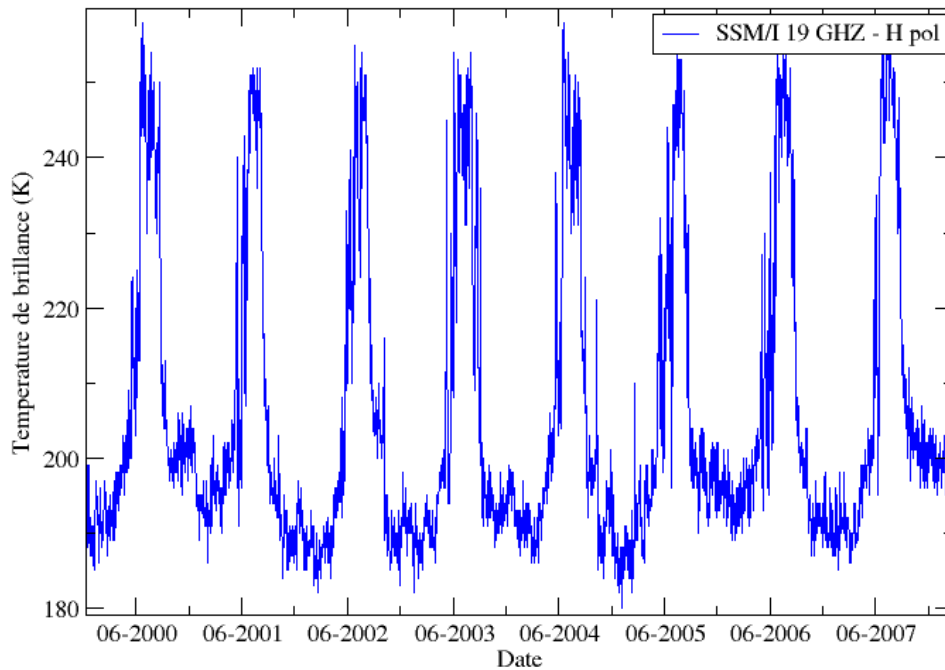


FIGURE 2.7 – Températures de brillance mesurées à 19 GHz en polarisation horizontale sur la calotte penny par les radiomètres SSM/I sur la période 2000-2008. Les périodes de fonte de surface estivale sont mises en évidence correspondent aux période de  $T_B$  supérieure à 220 K alors que les périodes de neige sèche sont caractérisées par des  $T_B$  aux alentours de 190 à 200 K.

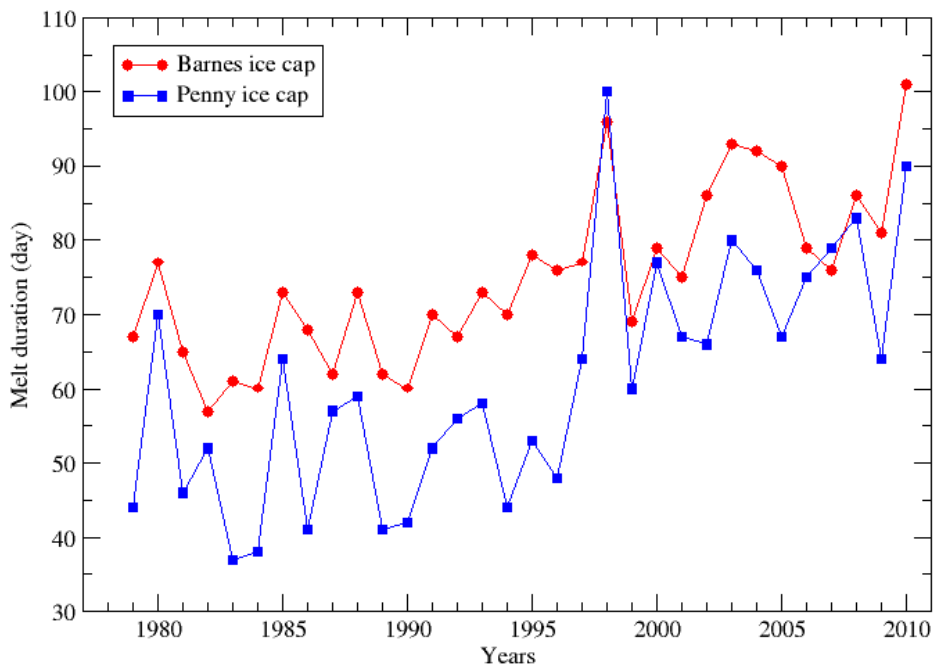


FIGURE 2.8 – Évolution temporelle des durées de fonte sur les calottes glaciaires Barnes et Penny, situées en Terre de Baffin.

## 2.7 Analyse de la corrélation des durées de fonte avec les indicateurs climatiques

Les durées de fonte déduites des températures de brillance satellite présentent une importante variabilité inter-annuelle, que ce soit sur la calotte Barnes ou la calotte Penny. L'analyse conjointe des résultats sur ces deux calottes relativement proches (500 km) montre par ailleurs que, au-delà d'une bonne corrélation générale entre les durées de fonte, les années extrêmes se retrouvent systématiquement sur les deux calottes (années 1998 et 2010 pour les durées de fonte les plus longues, ou années 1999 et 2009 pour les faibles durées de fonte). De plus, les données météorologiques de Clyde River et des réanalyses NARR présentent elles aussi des extrêmes de température de l'air pour ces années, ce qui suggère que cette variable reste le principal paramètre expliquant l'évolution des durées de fonte. Cela est d'ailleurs le cas sur d'autres calottes telles que le Vatnajökull, située en Islande (63,7 à 65,3°N ; 15,0 à 18,3°W et surface de l'ordre de 8000 km<sup>2</sup>) (Flowers et al., 2005; Marshall et al., 2005).

Ces observations suggèrent que la fonte estivale présente une signature régionale reliée aux températures estivales. Il est donc proposé dans cette section d'étudier les éventuelles corrélations entre la fonte de surface de ces calottes et les principaux indicateurs climatiques ayant une influence sur la région de l'archipel canadien que sont l'Oscillation Arctique (AO), l'Oscillation Nord-Atlantique (NAO) et l'indice ENSO (El Niño Southern Oscillation) (Gong et al., 2011; Ambaum et al., 2001; Wolter and Timlin, 2011). En effet, une étude récente (Fettweis et al., 2013) a montré qu'un changement de type de régime de circulation dans la région de l'Atlantique Nord, notamment visible sur les valeurs de NAO estivales, était très certainement relié aux durées de fonte record sur la calotte Groenlandaise observées depuis le milieu des années 2000. C'est donc cet indice qui va être étudié en priorité dans cette section. D'autres études, en particulier réalisées sur la calotte de Devon, au nord de la Terre de Baffin, se sont intéressés à ces corrélations (Gascon et al., 2013).

### 2.7.1 Corrélation avec l'indice NAO

L'indice NAO (Oscillation Nord-Atlantique) est défini comme la différence de pression atmosphérique au niveau de la mer entre les villes de Lisbonne et Reykjavik. Cet indice est largement considéré dans l'étude du climat des zones bordant le bassin océanique nord-atlantique (Ambaum et al., 2001). Les phases positives de NAO se traduisent notamment par des hivers doux et humides en Europe du Nord et aux moyennes latitudes américaines, alors que l'Europe du Sud et le nord-canadien sont soumis à des épisodes de froid sec. La situation est inversée lors des phases négatives. Les valeurs de l'indice NAO sur la période 1979-2010 sont représentées à la figure 2.9 en moyenne glissante sur 5 mois.

La figure 2.10 représente la corrélation entre la valeur moyenne sur les mois de mai à septembre de l'indice NAO et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes. Les durées de fonte ont été normalisées de la tendance globale sur 1979-2010 afin de s'intéresser à la variabilité inter-annuelle. Les données utilisées dans cette analyse et fournies par la NOAA, que ce soit pour l'indice NAO, AO ou ENSO, sont elles aussi normalisées, bien que la période considérée diffère légèrement (1979-2000). La régression linéaire entre ces deux jeux de données montre une corrélation exprimée par un coefficient de détermination de  $R^2=0,38$ . Cela traduit une corrélation sensible et confirme l'idée d'un signal régional

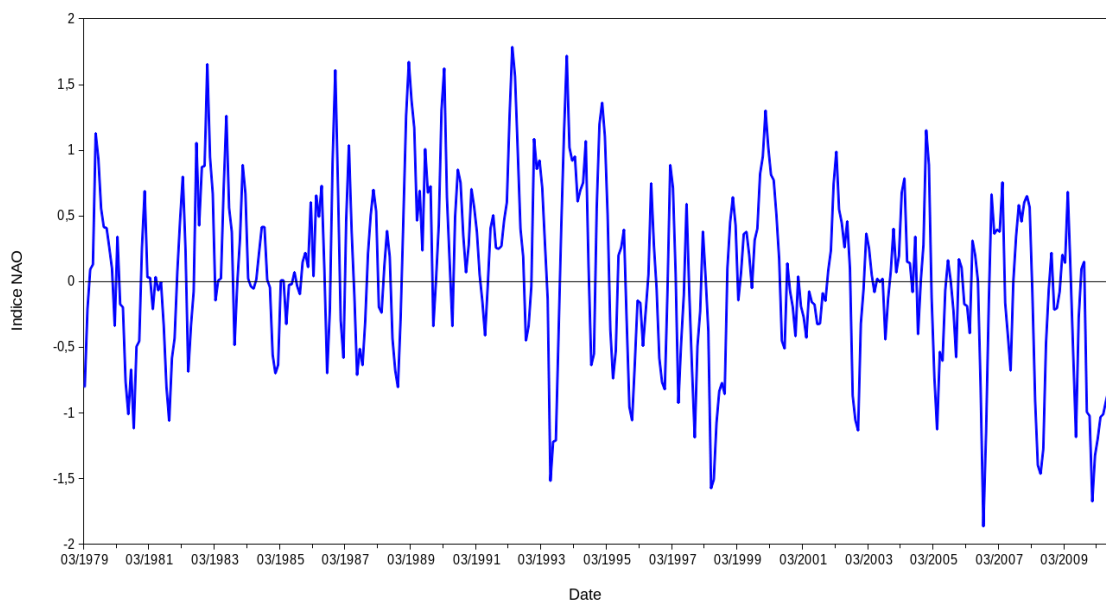


FIGURE 2.9 – Évolution temporelle de la valeur de l'indice NAO sur la période 1979-2010 en moyenne glissante sur 5 mois. Source : NOAA

dans les durées de fonte observées, bien que l'indice NAO soit souvent associé aux types de situations hivernales. Cependant, le fait que  $R^2$  reste inférieur à 0,5 montre aussi que plusieurs facteurs plus locaux doivent aussi rentrer en compte dans le contrôle des durées de fonte.

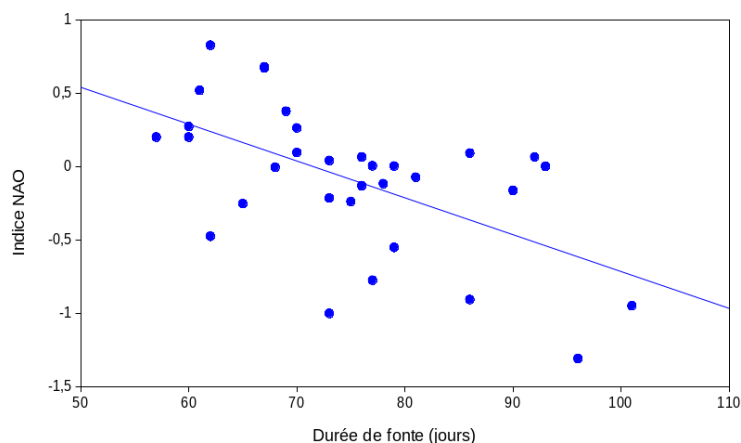


FIGURE 2.10 – Scatterplot entre la valeur moyenne de l'indice NAO sur mai-septembre et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes.

### 2.7.2 Corrélation avec l'indice AO

Bien que des études s'accordent sur le fait que l'AO et le NAO soient des indices fortement liés (Thompson and Wallace, 1998; Ambaum et al., 2001), une analyse de corrélation a été effectuée avec ce dernier indice. A la différence de l'indice NAO, l'AO est défini par la différence de pression, au niveau de la mer, entre 20° de latitude nord et le pôle (Thompson and Wallace, 1998). La figure 2.11 représente les valeurs de l'indice AO sur la période

## 2.7 - Analyse de la corrélation des durées de fonte avec les indicateurs climatiques

1979-2010. Cette figure met en évidence, de même que la figure 2.9, la persistance d'un type donné de situation, avec un indice NAO négatif en moyenne sur la dernière décennie, et un indice AO positif (Fettweis et al., 2013).

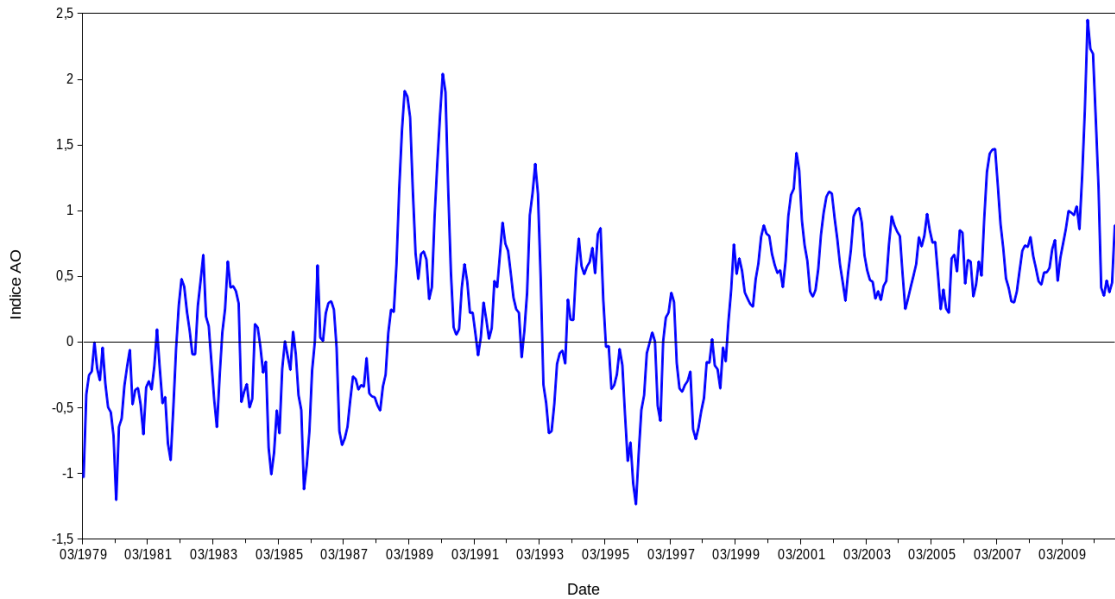


FIGURE 2.11 – Évolution temporelle de la valeur de l'indice AO sur la période 1979-2010 en moyenne glissante sur 5 mois. Source : NOAA

La figure 2.12 représente la corrélation entre la valeur moyenne sur les mois de mai à septembre de l'indice AO et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes. Le coefficient de détermination issu de la régression linéaire est de  $R^2=0,11$ . Cette valeur montre qu'il n'y a pas de corrélation très significative entre l'indice AO et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes.

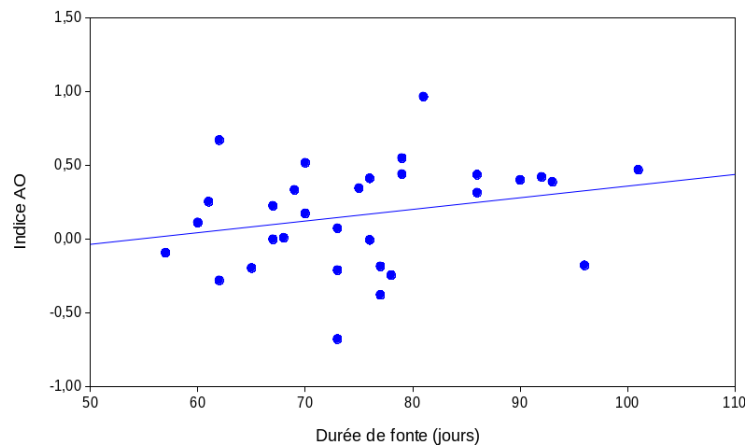


FIGURE 2.12 – Scatterplot entre la valeur moyenne de l'indice AO sur mai-septembre et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes.

### 2.7.3 Corrélation avec l'indice ENSO

L'ENSO (El Niño Southern Oscillation) est un phénomène climatique et océanographique combinant le phénomène El Niño (qui est caractérisé par des anomalies de la température de l'eau de surface du pacifique au large du Pérou et de l'Équateur) et l'oscillation australe de la pression atmosphérique. Cet indice est considéré comme l'un des plus importants dans l'étude du climat et son influence s'étendant bien au-delà du seul hémisphère sud est donc globale. Une analyse similaire à celle effectuée avec les indices AO et NAO n'a pas permis de montrer de corrélations significatives entre la valeur de cette indice et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes. Cela est certainement dû à l'effet d'atténuation de l'influence de cet indice entre l'hémisphère sud où il se définit et l'hémisphère nord où se situe notre site d'étude. Cependant, il est à noter que les durées de fonte extrêmes en surface de la calotte coïncident avec les événements extrêmes d'ENSO, dont le maximum d'intensité a été atteint environ 6 mois avant le début de la fonte (Figure 2.13). C'est le cas, notamment de la fonte de 1998 qui a fait suite à l'ENSO très fortement négatif de 1997-1998, ou de l'année 2010.

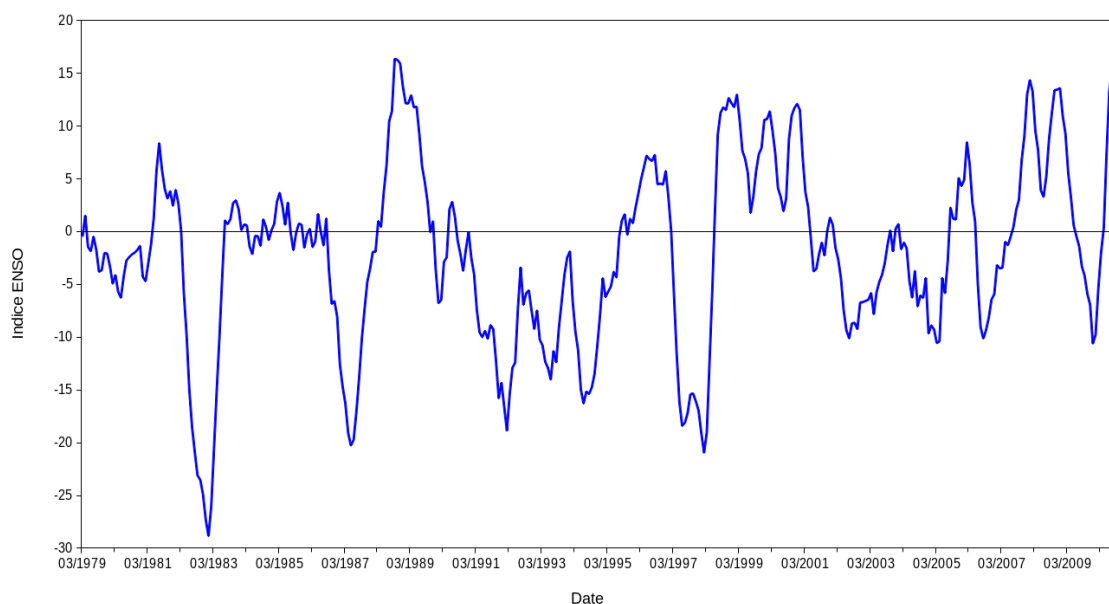


FIGURE 2.13 – Évolution temporelle de la valeur de l'indice ENSO sur la période 1979-2010 en moyenne glissante sur 5 mois. Source : NOAA, base de données *Southern Oscillation Index*.





## Chapitre 3

# Modélisation de l'émission micro-onde de la glace bulleuse

---

3.1	Introduction . . . . .	65
3.2	Le modèle DMRT-ML pour la glace bulleuse . . . . .	65
3.3	Article : Modeling the microwave emission of bubbly ice : Applications to blue ice and superimposed ice in the Antarctic and Arctic . . . . .	70
3.4	Corrections atmosphériques des données AMSR-E . . . . .	88

---





## 3.1 Introduction

La calotte Barnes présente une surface de glace recouverte en période hivernale d'un manteau neigeux saisonnier. L'épaisseur de neige, mesurée notamment lors de la campagne de terrain de mars 2011 ou estimée à partir de données de réanalyses est de l'ordre de grandeur de 1 m. Étant donnée la profondeur de pénétration des micro-ondes dans les fréquences utilisées dans ce travail (de 11 à 37 GHz), la glace sous-jacente contribue au signal mesuré dans des proportions non négligeables, cela étant d'autant plus vrai que la fréquence considérée est basse. Dans la perspective de la mise en place d'une chaîne de modélisation permettant de réaliser une étude physique des processus de surface de la calotte, et afin d'utiliser les données satellites micro-onde, il est nécessaire de modéliser l'émission micro-onde de la calotte. Pour cela, le modèle DMRT-ML, initialement développé pour simuler l'émission micro-onde passive de manteau neigeux semi-infinis en Antarctique est utilisé. Cependant, son utilisation sur la calotte Barnes nécessite des adaptations pour tenir compte de l'émission issue de la glace surimposée. En effet, cette glace bulleuse nécessite d'utiliser la théorie DMRT dans la glace de la même manière que dans la neige car les bulles d'air emprisonnées en grande quantité jouent le rôle de diffuseurs du signal reçu des couches sous et sus-jacentes.

Dans ce chapitre sont donc présentées les principales caractéristiques du modèle DMRT-ML, puis les modifications qui y ont été apportées afin de simuler l'émission micro-onde de la glace bulleuse, le modèle ainsi modifié étant appliqué sur la calotte Barnes, mais aussi sur une zone de « glace bleue » située dans une zone côtière de la Terre Adélie, en Antarctique. Le coeur de cette étude a fait l'objet d'une publication au journal *IEEE Transactions On Geosciences and Remote Sensing* (Dupont et al., 2014) et a aussi contribué à un article publié dans la revue *Geosciences Model Developments* présenté en annexe (Picard et al., 2013) ainsi qu'à deux présentations en conférences internationales (*Micro-rad 2012*, *AGU 2012*). Une section est aussi consacrée aux corrections atmosphériques appliquées aux données AMSR-E, nécessaires afin de valider les données des radiomètres de terrain utilisées pour ajuster certains paramètres physiques de la glace bulleuse.

## 3.2 Le modèle DMRT-ML pour la glace bulleuse

DMRT-ML est un modèle électromagnétique multi-couches basé sur la théorie DMRT (Dense Media Radiative Transfer) (Tsang et al., 2001). Cette théorie permet de modéliser les diffusions multiples ayant lieu dans un milieu granulaire dense, elle a été largement appliquée à la neige (Tsang, 1992; Tsang et al., 2000; Macelloni et al., 2001; Tedesco and Kim, 2006; Grody, 2008; Tsang et al., 2008; Liang et al., 2008). Dans les modèles reposant sur cette théorie, la neige est représentée comme un amas de sphères de glace (qui agissent comme émetteurs et diffuseurs du rayonnement) avec une cohésion (stickiness) variable entre elles. Le modèle DMRT-ML utilisé dans ce travail est une version multi-couches qui a été développée depuis plusieurs années au LGGE ((Brucker et al., 2011; Roy et al., 2013; Picard et al., 2013; Dupont et al., 2014)). Dans ce modèle, le manteau neigeux est représenté par un empilement de couches de neige planes et horizontales aux interfaces non rugueuses. Ce modèle peut donc se décomposer en deux parties distinctes (Figure 3.1) : la première partie, basée sur la théorie DMRT permet de calculer, pour chaque couche, les coefficients d'absorption et de diffusion micro-onde ; la seconde partie, basée sur la méthode DISORT (Discrete Ordinate Transfer Theory), permet de calculer les réflexions aux interfaces et de propager l'énergie entre chaque couche de neige selon un nombre choisi de directions discrètes (64 dans ce travail) (Jin, 1993). Dans le modèle DMRT-ML, chaque

couche de neige, en entrée du modèle, est entièrement décrite par :

- l'épaisseur  $H$  (m)
- la température  $T$  (K)
- la teneur en eau liquide TEL ( $m^3 m^{-3}$ )
- la masse volumique  $\rho$  ( $kg m^{-3}$ )
- le rayon des diffuseurs  $r$  ( $\mu m$ )
- la distribution des diffuseurs (distribution mono-disperse ou de Rayleigh)
- la cohésion des diffuseurs  $\tau$  (paramètre adimensionnel)<sup>1</sup>

Dans le travail présenté dans cette section, consistant à appliquer le modèle DMRT-ML à une zone de glace bulleuse, la TEL des couches est considérée comme nulle, les diffuseurs suivent une distribution mono-dispersée et l'adhérence entre diffuseurs est elle aussi considérée nulle. Ces hypothèse de travail se justifient par le fait que la calotte Barnes est un glacier de type froid (TEL nulle) et que la connaissance du milieu de type glace surimposée suggère que les bulles de glace sont de taille peu variable et ne forment pas d'aggrégats préférentiels (Koerner, 1970; Konig et al., 2002)

DMRT-ML est décrit en détail dans (Picard et al., 2013) (Annexe C) et seules quelques considérations générales sont abordées dans ce manuscrit (dans cette section, mais aussi dans l'article (Dupont et al., 2014), en section 3.3) afin de faciliter la compréhension générale du modèle par le lecteur ainsi que son utilisation pratique.

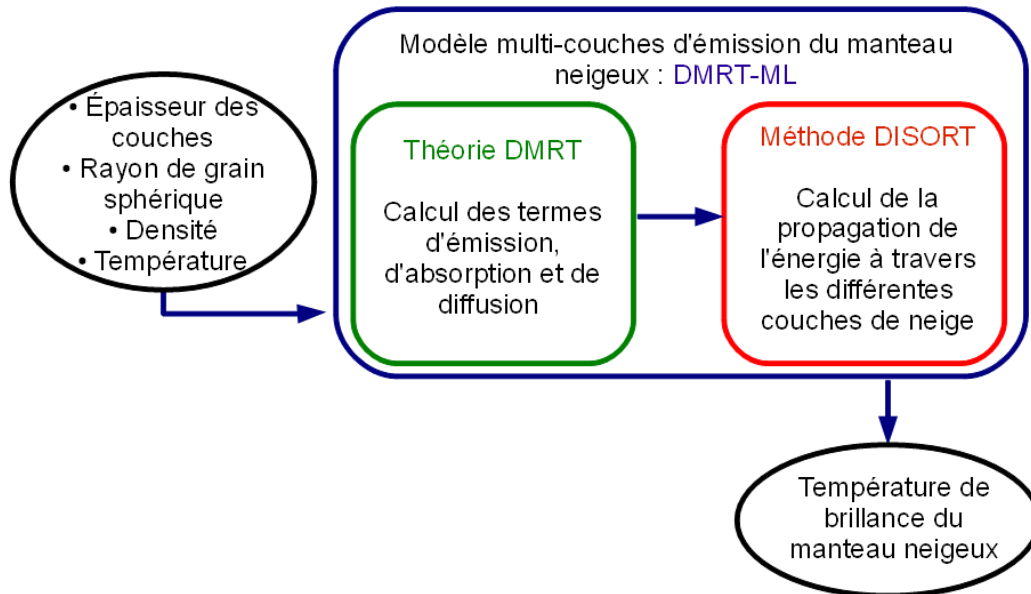


FIGURE 3.1 – Organigramme simplifié de fonctionnement du modèle DMRT-ML. Les paramètres en entrée sont issus de mesures in-situ ou de sorties de modèles de neige. La température de brillance en sortie est calculée à différents angles, incluant l'angle de  $54^\circ$  auquel opèrent les satellites, permettant de tracer des diagrammes angulaires.

1. Le modèle dans son état actuel ne permet pas de représenter une couche dont les grains suivent à la fois une distribution de Rayleigh et sont cohésifs.

Afin d'appliquer le modèle DMRT-ML au cas de la calotte Barnes, la première approche a été de mettre en place la possibilité d'utiliser différents substrats à la base du manteau neigeux (sols de proportions variables en sable, argile et matière organique ou substrat de type glace), cela permettant d'utiliser le modèle dans divers environnements tels que les zones de glaciers sans névé ou les zones de toundra arctique. Ce développement a été réalisé en parallèle du travail d'Alexandre Roy (Roy et al., 2013) qui consistait à appliquer le modèle DMRT-ML à un manteau neigeux saisonnier de type toundra, c'est à dire avec un sol sous-jacent. En effet, dans le cas de manteaux neigeux peu épais (de l'ordre de quelques dizaines de centimètres à quelques dizaines de mètres, selon la fréquence considérée), une part non négligeable du signal mesuré en surface du manteau neigeux provient du substrat sur lequel repose le manteau neigeux (Figure 3.2). Parmi les différents substrats implémentés figure donc un substrat de type glace pure (Picard et al., 2013). Les premiers tests (Figure 5 dans (Dupont et al., 2014)) montrent que cette approche ne donne pas de bons résultats. En effet, les températures de brillance modélisées sont très largement sur-estimées par rapport aux mesures radiométriques de terrain.

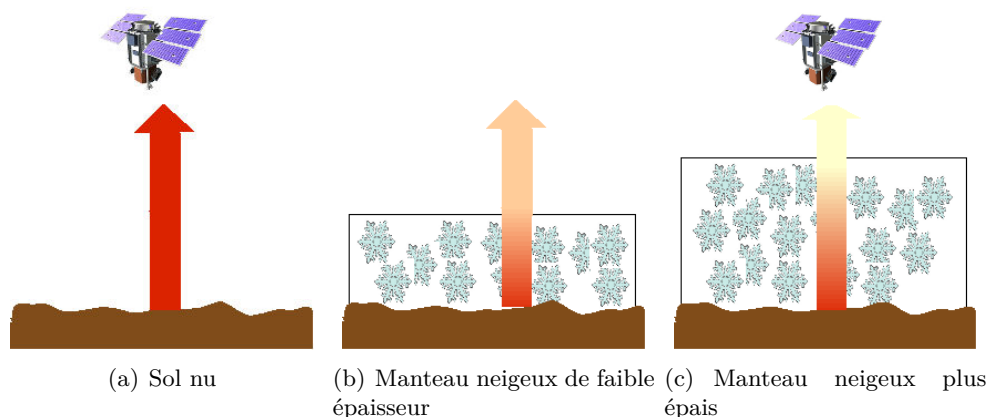


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de l'impact du manteau neigeux sur l'émission micro-ondes d'une surface donnée.

Afin d'améliorer la modélisation de la température de brillance, nous avons alors décidé de prendre en compte les bulles d'air emprisonnées lors de la formation de la glace surimposée dans le calcul des coefficients d'absorption et de diffusion de la glace. En effet, le forage effectué dans la glace lors de la campagne de terrain a montré que certaines zones de transition étaient particulièrement bulleuses, ce qui peut avoir une influence significative sur le signal micro-onde. Étant donnée la proportion estimée de bulles d'air par rapport au volume total, l'approche choisie a été d'appliquer la théorie DMRT à la glace bulleuse de la même manière qu'elle était déjà appliquée dans le modèle DMRT-ML pour la neige. Ainsi, le modèle DMRT-ML a été amélioré afin de laisser le choix à l'utilisateur d'utiliser un milieu de type « neige » ou « glace ». Cela ouvre la possibilité d'utiliser ce modèle dans des milieux de type glaciers alpins, glace de mer, etc. Il est aussi possible de modéliser des couches de glace en alternance avec les couches de neige, comme cela se rencontre parfois en milieu de toundra (Roy et al., 2013).

Le point clé pour la modélisation du transfert radiatif en milieu dense est le calcul de la constante diélectrique du milieu étudié. La constante diélectrique effective d'un milieu dense ( $\epsilon_{eff}$ ) dépend de la constante diélectrique du milieu (l'air dans le cas de la neige,

la glace dans le cas de la glace bulleuse) ( $\epsilon_b$ ) et de la constante diélectrique des diffuseurs (les grains de neige ou les bulles de glace, respectivement) ( $\epsilon_s$ ). Il est aussi nécessaire de prendre en compte la distribution spatiale des diffuseurs et leur orientation. Dans ce travail, la constante diélectrique de l'air est égale à 1 (Mätzler, 2006).

Du fait de sa dépendance à la température et à la fréquence, la constante diélectrique de la glace ( $\epsilon_{ice}$ ) doit être calculée pour chaque couche (Mätzler, 2006). La partie réelle est indépendante de la fréquence mais possède une certaine dépendance à la température :

$$\epsilon'_{ice} = 3.1884 + 9.1 \cdot 10^{-4}(T - 273). \quad (3.1)$$

La partie imaginaire de la constante diélectrique, exprimée telle que :

$$\epsilon''_{ice} = \frac{\alpha}{f} + \beta \nu, \quad (3.2)$$

dépend à la fois de la fréquence considérée  $\nu$  et de la température  $T$  :

$$\alpha = (0.00504 + 0.0062 \left( \frac{300}{T} - 1 \right) \exp \left( -22.1 \left( \frac{300}{T} - 1 \right) \right)), \quad (3.3)$$

$$\beta = \frac{B_1}{T} \frac{\exp \frac{B_3}{T}}{(\exp \frac{B_3}{T} - 1)^2} + B_2 \nu^2 + \exp(-9.963 + 0.0372(T - 273.16)), \quad (3.4)$$

où  $B_1 = 0.0207$ ,  $B_2 = 1.16 \cdot 10^{-11}$  et  $B_3 = 335$  sont des constantes dépendant des propriétés de la glace. Dans ces équations, la variable  $f$  représente la fraction volumique (ou volume fractionnel) de diffuseurs contenus dans le milieu considéré.

Pour chaque couche, la constante diélectrique effective de la neige ou de la glace bulleuse est calculée suivant l'approximation quasi-cristalline et l'approximation de Percus-Yevick, valable pour des diffuseurs ne présentant pas de cohésion entre eux (Tsang et al., 2001). Ces approximations sont valables dans le cas de faibles fréquences et/ou de petites particules (c'est à dire  $2\pi r/\lambda < 1$ ). Pour chaque couche, le calcul de la constante diélectrique effective  $\epsilon_{eff}$  est donc réalisé tel que :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_b + (\epsilon_{eff0} - \epsilon_b) \left( 1 + j \frac{2}{9} (k_0 r_s)^3 \sqrt{\epsilon_{eff0}} \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{1 + \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{3\epsilon_{eff0}} (1 - f)} \frac{(1 - f)^4}{(1 + 2f)^2} \right), \quad (3.5)$$

où  $k_0$  est le nombre d'onde (dépendant de la fréquence considérée),  $k_s$  et  $k_b$  sont, respectivement, le nombre d'onde dans les diffuseurs et dans le milieu.  $\epsilon_{eff0}$  et  $K_0$  sont, respectivement, la constante diélectrique effective et la constante de propagation des ondes cohérentes lorsque la diffusion est négligée (càd.,  $r_s = 0$ ) (Jin, 1993).

Les coefficients de diffusion et d'extinction sont ensuite calculés tels que :

$$\kappa_e = 2k_0 \text{Imag}(\sqrt{\epsilon_{eff}}) \quad (3.6a)$$

$$\kappa_s = \frac{2}{9} k_0^4 a^3 f \left| \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{1 + \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{3\epsilon_{eff}} (1 - f)} \right|^2 \frac{(1 - f)^4}{(1 + 2f)^2} \quad (3.6b)$$

$$\kappa_a = \kappa_e - \kappa_s, \quad (3.6c)$$

où la notation « Imag » représente la partie imaginaire d'un nombre complexe.

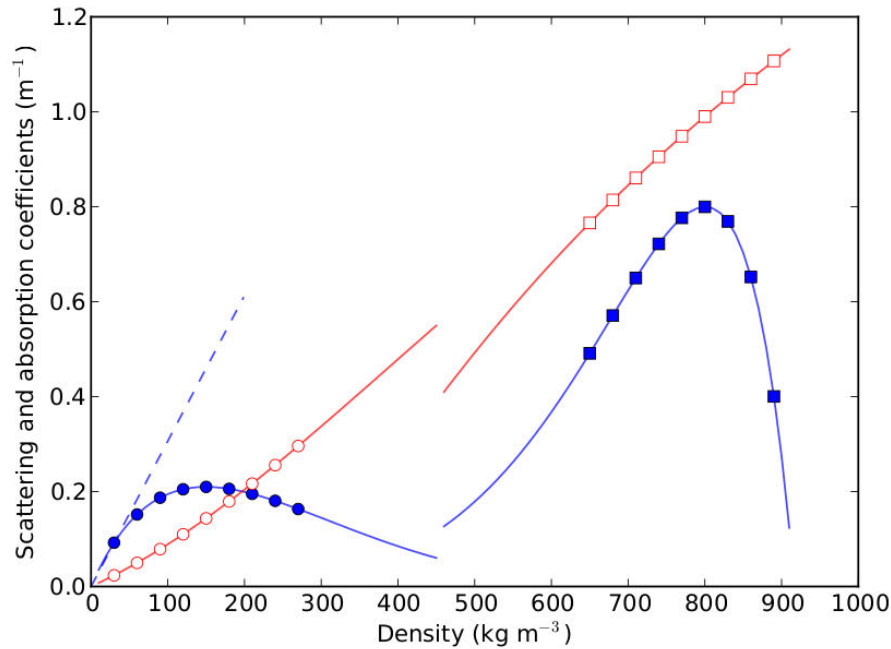


FIGURE 3.3 – Coefficients de diffusion (courbe bleue pleine avec marqueurs pleins) et d’absorption (courbe rouge pleine avec marqueurs non remplis) à 37 GHz en fonction de la masse volumique. La température est de 260 K et le rayon des diffuseurs est de 0.3 mm. Le modèle est en configuration « neige » et « glace bulleuse », pour les masses volumiques inférieures et supérieures à  $458,5 \text{ kg m}^{-3}$ , respectivement. Les symboles sur les courbes marquent le domaine de validité de la théorie DMRT. La ligne bleue pointillé représente le coefficient de diffusion si les diffusions multiples ne sont pas prises en compte. Figure extraite de Picard et al. (2013)

L’analyse des coefficients de diffusion et d’absorption en fonction de la masse volumique, dans la configuration « neige » et « glace bulleuse » montre (Figure 3.3) qu’il existe un pic de diffusion très significatif causé par la présence des bulles d’air dans la glace, ce qui confirme les premiers tests ayant montré qu’il est nécessaire de tenir compte de cette diffusion afin de représenter correctement l’émission micro-ondes de la glace bulleuse. Il est aussi à noter que ce pic est plus important, à concentration égale de diffuseurs, dans la configuration « glace » que dans la configuration « neige », ce qui rend nécessaire une très bonne caractérisation de la glace bulleuse formée par surimposition pour simuler les températures de brillance de la calotte, d’autant plus que l’épaisseur de neige est faible (de l’ordre du mètre) et que la glace contribue donc significativement au signal mesuré.

Une autre observation importante est la discontinuité entre les domaines « neige » et « glace bulleuse » que présente la figure 3.3. En effet, les courbes de diffusivité et d’émissivité calculées à partir des deux configurations ne se rejoignent pas pour une configuration correspondant à 50% d’air et 50% de glace. cette discontinuité peut avoir deux explications :

- La validité de la théorie DMRT n’est pas bien connue et certaines études (Tsang et al., 2001) tendent à montrer qu’elle n’est plus valide au-delà d’un volume fractionnel de diffuseurs supérieur à 0,3-0,4, selon la précision attendue. La discontinuité pourrait donc être la conséquence d’une divergence de la théorie.

- D'un point de vue purement géométrique, le fait de considérer 50% de diffuseurs de type « sphères de glace » dans une matrice d'air n'est pas exactement équivalent au fait de considérer 50% de diffuseurs de type « bulles d'air » dans une matrice de glace. Ainsi, pour un volume fractionnel donné, il est possible que les propriétés électromagnétiques du milieu diffèrent selon le cas.

Il faut cependant noter que la masse volumique des couches de neige mesurée lors de la campagne ne dépasse jamais la limite de  $460 \text{ kg m}^{-3}$  qui représente un volume fractionnel de diffuseurs de 50% pour lequel aucune des deux approches n'est réellement valide.

### **3.3 Article : Modeling the microwave emission of bubbly ice : Applications to blue ice and superimposed ice in the Antarctic and Arctic**

# Modeling the microwave emission of bubbly ice: Applications to blue ice and superimposed ice in the Antarctic and Arctic

Florent Dupont, Ghislain Picard, Alain Royer, Michel Fily, Alexandre Roy, Alexandre Langlois and Nicolas Champollion

**Abstract**—Passive microwave remote sensing is extensively used in polar regions to study the cryosphere. To better understand the measured signal above continental ice-covered areas, our objective is to estimate the microwave emission of bubbly ice surfaces using a physically-based multi-layer electromagnetic model, the Dense Media Radiative Transfer - Multi Layers model (DMRT-ML). This model accounts for ice layers with variable amounts of bubbles. Each layer is fully described by its temperature, density, thickness and air bubble radius. Simulations are performed using in-situ data from two distinct sites: one in Antarctica on a coastal Blue Ice Area near Cap Prud'Homme station (CPH) in Adelie Land, and the other on the Barnes Ice Cap (BIC) located on Baffin Island in the Arctic. On this ice cap, superimposed ice with seasonal snow cover about one meter thick was observed. In both cases, several ice parameters were measured or estimated and the others were optimized. Results of the DMRT-ML simulations are compared with in-situ Surface Based Radiometer (SBR) measurements at 11, 19 and 37 GHz at both horizontal and vertical polarizations.

Results show that DMRT-ML is able to reproduce the microwave emission of different ice types with good accuracy when accounting for ice bubbles: final RMSE = 7.37 K and 8.42 K, for CPH and BIC, respectively, compared with RMSE ranging from 15 K to 40 K without bubbles. Comparisons between SBR measurements and satellite data for the BIC also show good agreement (RMSE = 4.1 K for 19 and 37 GHz, both polarizations).

**Index Terms**—Microwave, Superimposed Ice, Snow, Remote Sensing, Modeling, Dense Media Radiative Transfert Theory.

F. Dupont is with the CNRS, LGGE, F-38041 Grenoble, France; with the Univ. Grenoble Alpes, LGGE, F-38041 Grenoble, France; and also with the Centre d'Applications et de Recherches en Télédétection, Université de Sherbrooke, Québec, Canada.  
E-mail: florent.dupont@ujf-grenoble.fr

G. Picard, M. Fily and N. Champollion are with the CNRS, LGGE, F-38041 Grenoble, France; and with the Univ. Grenoble Alpes, LGGE, F-38041 Grenoble.

A. Royer, A. Roy and A. Langlois are with the Centre d'Applications et de Recherches en Télédétection, Université de Sherbrooke, Québec, Canada.

## I. INTRODUCTION

CLIMATE warming is faster in the Arctic than in the rest of the world [1]–[4] and is also faster in the Antarctic, depending on the regions considered [2], [5], [6]. Moreover, significant warming is predicted by the end of the 21st century in both the Arctic [2] and Antarctic [7]. Improving our knowledge of the current changes in these areas is a great challenge; better monitoring of ice-covered surfaces in polar regions is of particular interest due to the contribution of major ice sheets to sea level rise [8] and the importance of studying smaller glaciers as climate indicators [9], [10].

Because of the coarse coverage of in-situ measurements in Arctic and Antarctic areas, satellite remote sensing data are of particular interest for polar climate studies, such as snow or ice properties. Passive microwave data are very useful because of their all-weather imaging capabilities and given that data are available at least twice a day for polar regions. Measurements in this range of frequencies are widely used for snow studies such as snow water equivalent retrieval [11]–[15] and snow melt monitoring in both the Arctic and Antarctica [5], [16]–[22].

However, bare ice areas, even when covered by a seasonal snowpack, such as ablation, percolation or superimposed ice areas, have a microwave signature that is different from the accumulation zones of ice caps with firn [23]. Indeed, because of the penetration depth in the microwave domain [24], [25], the measured signal is largely dependent on substratum characteristics. This means that algorithms developed for firn areas or for seasonal snow cover over tundra soil cannot be applied over ice areas [22], which currently remain poorly monitored by microwave satellite remote sensing despite their



interest.

In this work, we focus on bubbly ice and our specific objective is to model the thermal microwave emission of ice surfaces by considering their physical properties. Indeed, the passive microwave emission of ice-covered areas depends on several factors such as temperature, density and air inclusions. If present, snow cover also has to be taken into account because of its influence on the emitted signal through snowpack properties: snow water equivalent, density, snow grain size and temperature.

Our approach was to use field measurements of ice and snow properties to model the microwave emission of ice and to compare the results of the simulations with Surface Based Radiometer (SBR) measurements. This approach was first applied in Antarctica, near the Cap Prud'Homme (CPH) station (Adelie Land) in a Blue Ice Area (BIA) [26]. Several BIA are documented in Antarctica [26]–[28] and they always result from a negative mass balance. The features of this site - bare ice without snow cover - make it a good experimental area for ice modeling. A second field campaign took place in the Canadian Arctic on the Barnes Ice Cap (BIC, Baffin Island) where we observed superimposed ice [4], [23], [29]–[31] covered by a seasonal snowpack about one meter deep. Superimposed ice formations similar to the one observed on the BIC can be found in many places in the Arctic, such as small ice caps [3], [32], [33] or transitions between ablation and accumulation areas in Greenland [23]. This site offers a more complex case than CPH site as both the snowpack and superimposed ice contribute to the microwave emission and have to be accounted for by the modeling. The BIC is a relatively flat and large ice cap and it was thus possible to compare the SBR data with AMSR-E satellite brightness temperature ( $T_B$ ) data to evaluate the relevance of using these instruments for such studies. The CPH site was too small and too heterogeneous (close to the ocean) to do so.

Brightness temperatures were modeled by the physically-based and multi-layer electromagnetic Dense Media Radiative Transfer - Multi Layers model (DMRT-ML) [34], [35]. This model was initially developed for a semi-infinite snowpack, such as those found in the dry zone of an ice sheet [36], but was improved to account for different types of substrata [35], including pure ice. Furthermore, DMRT-ML can model the thermal microwave emis-

sion of bubbly ice by applying the DMRT theory to ice, as it was previously done for snow. During the field campaigns, some of the parameters required by DMRT-ML to fully characterize ice layers were not measured. In particular, the air bubble radius was not measured during either campaign and ice density is also missing for the BIC campaign. Thus, an optimization approach was used to estimate these parameters and the results of this optimization were compared with values from photographs and the literature. In the case of the BIC, where there was a snowpack, an optimization was also conducted to investigate the value of an empirical factor needed for the conversion between the measured snow Specific Surface Area (SSA) [37] and the optical radius used in DMRT-ML [36], [38].

## II. MATERIALS

### A. Cap Prud'Homme data

Field measurements were conducted from February 18 to 23, 2012, on the Blue Ice Area (BIA) near the Cap Prud'Homme station in the coastal area of Adelie Land in Antarctica ( $66.7^\circ$  S;  $139.9^\circ$  E). The measurement area had a flat surface of bare ice resulting from a local negative mass balance because of summer melting and erosion from katabatic winds [26], [39].

1) *SBR data*: Three radiometers operating at 11, 19 and 37 GHz provided data at vertical (V-pol) and horizontal (H-pol) polarizations. The radiometers were pre- and post-calibrated using warm (ambient temperature microwave absorber) and cold (liquid nitrogen) targets [40]. The liquid nitrogen calibrations were conducted before and after the field campaign (approximately 10 days in between the calibrations). These calibrations are conducted with ecosorb immersed in liquid nitrogen (77 K) and a black body target at ambient temperature. Both measurements were allowed to stabilize in temperature for 1 hour. Each antenna was separately calibrated given their specified factory calibrations. Moreover, while in the field, we monitored black body at ambient temperature and sky brightness temperature to detect any anomaly. The absolute accuracy of each radiometer is  $< 1$  K. Data were acquired for 5 to 10 minutes to evaluate the stability of the measurements: the experimental standard deviation of the measurements was found to be to 0.21, 0.19 and 0.22 K, at 11, 19 and 37 GHz,

respectively. The three SBR were mounted on a sledge towed by a tractor to reach a flat, snow-free and homogeneous ice surface. The brightness temperature measurements were taken at 1.5 m above the surface and at several incidence angles, including 54° (Table III), to record angular diagrams. These multi-angular measurements were performed by moving the sledge for every incidence angle such that the center of the field of view remains at the same point at the surface. Additional measurements at 54° at another station confirmed the consistency of these main measurements. The half-power beam width of the radiometers antennas are 6 degrees which provides a field of view of 1 x 1 m on the ground at 54 degrees of incidence angle.

2) *Ice property measurements*: The DMRT-ML model needs, for each ice layer, the temperature, density (measured) and radius of air bubble inclusions (optimized) to characterize a layer of given thickness (Table I). Several macrophotographs of ice taken during the field campaign provided an estimate of the order of magnitude of the bubble radius (see Discussion section).

Temperature measurements from four permanent PT100 temperature probes installed near the CPH station, on the BIA, at a depth of 0.60, 1.60, 4.10 and 9.10 meters provided a shallow temperature profile [26]. This profile is complemented with 12 deeper PT100 probes located 1.5 km east of the CPH station at the limit of the BIA at a depth of 4.5 to 153 meters (complete dataset is available at : <http://astrolabe.osug.fr>). These measurements were used to fit a realistic temperature profile in the ice (Fig. 1) because an accurate estimate of this gradient is needed for better modeling the microwave emission from ice, we modeled the temperature profile by using the diffusion term of the heat equation (1), where  $T$  (K) is the temperature,  $t$  (s) is time and  $z$  (m) is the depth for a vertical axis oriented downward with the origin at the snow-ice interface:

$$\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2}, \quad (1)$$

where  $K$  is the thermal diffusivity ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ) of ice.

The assumptions used to solve the eq. (1) are the following:

- Semi-infinite media without upward flux at the bottom
- Periodic perturbation at the surface:

$$T(0, t) = A \cos(\omega t) + T_0, \quad (2)$$

where  $\omega$  ( $\text{s}^{-1}$ ) is the pulsation of the oscillation. The amplitude  $A$  (K) of the annual cycle was estimated to be 20 K and the mean temperature  $T_0$  was taken equal to 262,5 K [26].

Given these assumptions, an analytical solution was found:

$$T(z, t) = T_0 + \frac{A}{2} \exp\left(-z\sqrt{\frac{\omega}{2K}}\right) \cos\left(\omega t - z\sqrt{\frac{\omega}{2K}}\right). \quad (3)$$

A wide sample of profiles over a year was generated and the profile that minimized the difference with the two temperature measurements was selected for the next calculations (Fig. 1).

During the field campaign, three measurements of the ice density were taken on the Cap Prud'Homme BIA. Ice blocks of about 3 kg (edges about 15 cm long) were cut out with a manual saw, measured and weighed. The results gave a density of  $850 \pm 10 \text{ kg m}^{-3}$ . Favier et al. [26] found a mean density of  $850 \pm 20 \text{ kg m}^{-3}$  for the Cap Prud'Homme BIA and Bintanja [27] found a density ranging from 850 to  $880 \text{ kg m}^{-3}$  for several BIAs in Antarctica. Given the consistency between these three independent measurements, we consider in the next sections that the CPH density of the ice is horizontally and vertically constant at a value of  $850 \pm 10 \text{ kg m}^{-3}$ .

#### B. Barnes Ice Cap data

A field campaign was conducted from March 14 to 23, 2011, on the BIC in order to collect radiometric, snow and meteorological measurements. The field camp was near the summit plateau ( $70.0^\circ \text{N}$ ;  $73.3^\circ \text{W}$ ;  $1084 \pm 3 \text{ m a.s.l.}$ ). A meteorological station recorded continuous measurements of the air temperature, the infrared skin surface temperature (IR120 Campbell Scientific Infrared radiometer), and the surface radiative budget (reflected and incoming shortwave). A mean snow depth of  $0.99 \pm 0.17 \text{ m}$  (number of stations: 75; maximum depth: 1.50 m and minimum depth: 0.65 m) and a mean snow water equivalent (SWE) of  $357 \pm 21 \text{ mm}$  were measured above the ice. Without firm, these conditions were similar to those found during Baird's expedition in 1950 to the southern part of the ice

cap [31] and to data reported by Jacobs et al. [41] where the snowpack completely melted during the spring.

Seven snowpits were dug within 200 meters of the campsite for detailed snow (density, temperature, snow grain size) profiles and radiometric measurements. Ice was not characterized.

1) *SBR data*: The two 19 and 37 GHz SBR were mounted on a small sledge and each radiometer provided data at vertical and horizontal polarizations. The 11 GHz radiometer was not available at that time. The  $T_B$  measurements were taken at a height of 1.5 m and at an incidence angle of  $54^\circ$ . The radiometers were calibrated following the same protocol as for the CPH campaign. SBR measurements were taken at the same places as the snowpit measurements and just before disturbing these areas. Moreover, two SBR transects about 100 m long were conducted, with a total of 12 measurement stations. For these transects, only the snow thickness and temperature profiles were measured. At each station, data were acquired for 5 to 10 minutes to evaluate the stability of the measurements; the mean value was used thereafter for each snowpit. The mean experimental standard deviation of the measurements was found to be equal to 0.21 and 0.23 K, at 19 and 37 GHz, respectively. All SBR measurements showed a remarkable homogeneity (Table III). The spatial variability of measured brightness temperature is investigated in the Results section. Due to a technical issue with the 37 GHz radiometer, measurements at this frequency were only available for the first two snowpits whereas data were available for the seven snowpits at 19 GHz and both frequencies were available for the two transects. Angular diagrams were measured for two snowpits.

2) *Passive microwave satellite data*: Brightness temperatures were obtained from AMSR-E onboard the Aqua satellite at 18.7 and 36.5 GHz frequencies at both H and V polarizations from the AMSR-E/Aqua Daily L3 12.5 km Brightness Temperatures, Sea Ice Concentration, & Snow Depth Polar Grids product ([http://nsidc.org/data/ae\\_si12.html](http://nsidc.org/data/ae_si12.html)) [42].

The channels used in this study are designated 19 V, 19 H, 37 V, and 37 H. The instantaneous field of view is  $27 \text{ km} \times 16 \text{ km}$  and  $14 \text{ km} \times 18 \text{ km}$  for the 19 and 37 GHz data, respectively. The total radiometric precision ranges from 0.66 K to 0.68 K at 100 K and 250 K, respectively.

Brightness temperatures were extracted over the pixel corresponding to the March 2011 field camp and averaged over the 10 days of the field campaign (Table III). Satellite data were converted into ground-based level brightness temperature by subtracting the up-welling atmospheric brightness temperature and normalizing by the atmospheric transmissivity. These atmospheric parameters were calculated using the atmospheric model implemented in the Helsinki University of Technology (HUT) snow emission model [43]. The atmospheric model was driven by the air temperature and moisture profiles derived from the North American Regional Reanalysis (NARR data, available at <http://www.emc.ncep.noaa.gov/mmb/rreanl/>). Note that both the ground-based and corrected satellite-derived brightness temperatures included the reflected downwelling atmospheric component and were therefore comparable.

Table III presents a comparison between the modeled mean, measured mean and AMSR-E  $T_B$  for the duration of the BIC campaign. This table shows that by accounting for the scattering effect of air inclusions on microwave emission, the simulated  $T_B$  and the SBR  $T_B$  are very close. Furthermore, the satellite  $T_B$  is also very close despite the large difference of scale.

3) *Ice property measurements*: During the BIC campaign, ice temperature was measured at two depths: the interface between snow and ice and in a 2-meter-depth ice core drilling hole. These two points were used to fit a realistic temperature profile for the ice (Fig. 1) using the same relationship and the same assumptions as at CPH. The amplitude of the annual cycle was estimated to be 20 K (from 273 K during the summer to 253 K observed in March, which was considered to be the minimum value of the year) and the mean temperature  $T_0$  was thus 263 K.

The two other parameters needed for DMRT-ML to model ice (density and radius of air bubble inclusions) were not measured and consequently they were optimized (see Methods section).

4) *Snow property measurements*: For each layer of the snowpack, DMRT-ML needs three parameters to completely characterize the snow: density, temperature and the optical radius of snow grains.

The density profiles were obtained by extracting snow samples from the walls of the seven snowpits at 3 or 5 cm intervals from the surface to the snow-

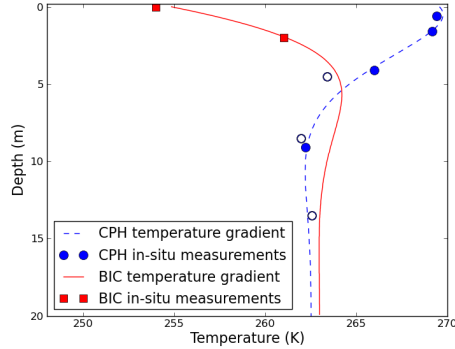


Fig. 1: Reconstructed temperature profiles in blue ice for the Cap Prud'Homme area (CPH, dotted line) and in superimposed ice for the Barnes Ice Cap (BIC, continuous line). For CPH in-situ measurements, blue dots represents the data from shallow dataset and blue empty circles represents the data from deep dataset.

ice interface with a 185 cm<sup>3</sup> density cutter. These samples were weighed using a Pesola light series scale (0.5 g accuracy, range from 0 to 100 g). The overall density measurement error is estimated to be in the range of 10-15%. Due to the often windy weather conditions, snow density was found to be relatively high: mean density of 360 kg m<sup>-3</sup> for all of the snowpits with measured values ranging from 270 to 445 kg m<sup>-3</sup> for a typical snowpit (Fig. 2).

The snow temperature profiles were measured at 3 or 5 cm intervals using a Traceable 2000 digital temperature probe with an accuracy of 0.5 °C (Fig. 2).

The snow was dry throughout the profiles, and the air temperature was between -20 °C and -40 °C for the duration of the campaign (measured by the weather station temporarily mounted near the field camp).

The snow grain size, the last parameter required, cannot be directly measured in the snowpack by a systematic method due to the difficulty in precisely defining what a snow grain is [37]. A good characterization of the mean snow grain size of each layer is nevertheless of particular importance because this is the parameter to which Dense Media Radiative Transfer Theory based models are the most sensitive [36], [44], [45].

However, Dominé et al. [37] and Gallet et al.

[46] showed that it is possible to measure another parameter of the snowpack, the Specific Surface Area (SSA) (Fig. 2), defined as the surface area of ice per unit mass (4), which is related to the optical radius needed in DMRT-ML:

$$SSA = \frac{S}{V \rho_{ice}} = \frac{3}{r_{opt} \rho_{ice}}, \quad (4)$$

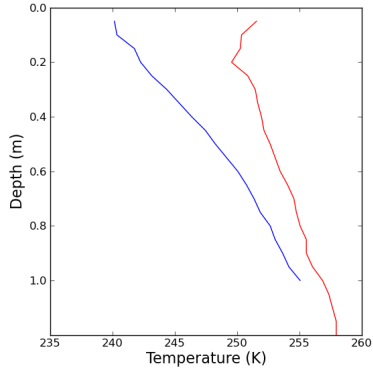
where  $S$  is the surface area of the grain (m<sup>2</sup>),  $V$  is its volume (m<sup>3</sup>),  $\rho_{ice}$  is the density of the ice (kg m<sup>-3</sup>) and  $r_{opt}$  is the optical radius of the snow grain.

Several short wave infrared instruments have been developed for SSA measurements such as DUFIS (DUal-Frequency Integrating Sphere for Snow SSA) [46], IRIS (Infrared Shortwave Integrating Sphere) [47] and POSSSUM (Profiler Of Snow Specific Surface area Using SWIR reflectance Measurement) [48]. All these instruments are based on the optical properties of snow in the infrared domain: at 1310 nm (frequency used in POSSSUM), the snow reflectance varies with the SSA. During the BIC campaign, measurements were made with POSSSUM and IRIS and a detailed comparison [47] has shown that the two instruments are in good agreement. In this study, only data from the POSSSUM measurements are used because it has the particularity to measure SSA along a drilled hole whereas others instruments make discrete measurements along a profile of a snowpit wall. The overall measurement error of POSSSUM is estimated to be in the range of 10-15% [48].

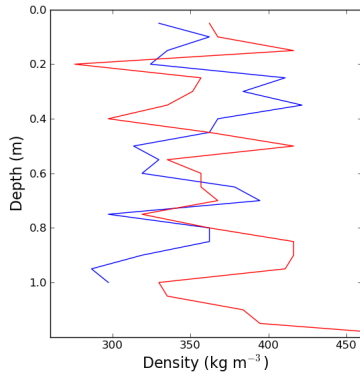
The SSA and optical radius are not directly suitable to run DMRT-ML in snowpack configuration as shown recently by Brucker et al. [36] and Roy et al. [38]. It is necessary to introduce an empirical factor  $\phi$  to account for the fact that the microwave and optical ranges do not interact with snow in the same way. The effective optical radius in DMRT-ML ( $r_{eff}$ ) can thus be expressed as:

$$r_{eff} = \phi r_{opt} = \phi \frac{3}{SSA \rho_{ice}}. \quad (5)$$

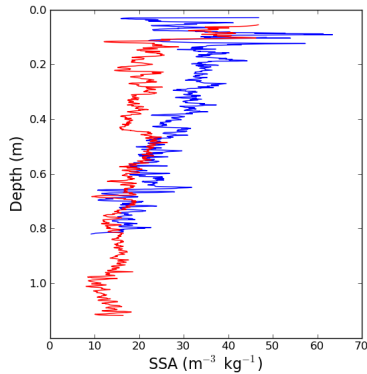
Brucker et al. [36] and Roy et al. [38], based on Antarctic and boreal snowpacks, respectively, published different values of  $\phi$ . We then decided to optimize  $\phi$  for the BIC snowpack and provide a comparison with the literature (see Methods section).



(a) Temperature profile



(b) Density profile



(c) SSA profile

Fig. 2: Typical snow profiles of temperature, density and Specific Surface Area at Barnes Ice Cap (blue line: SP4, red line: SP7).

### III. METHODS

#### A. DMRT-ML model

DMRT-ML is a multilayer electromagnetic model based on the Dense Media Radiative Transfer (DMRT) theory [49]. DMRT theory is able to model multiple scattering occurring between the scatterers in dense granular media. This theory has been extensively applied to study the passive microwave emission of snow [34], [44], [45], [50]–[53]. The DMRT theory assumes that a snow layer is composed of ice spheres. The snowpack in the DMRT-ML model is represented as a stack of plane-parallel snow layers. It has been shown that the DMRT theory is in agreement with numerical solutions of the three-dimensional Maxwell equations up to a density of  $275 \text{ kg m}^{-3}$  [52], [54], which may be a limitation or a source of error for higher density snow values. The DMRT-ML model is described in detail in Picard et al. [35] and only specific aspects needed for this study are described below.

Even though most of the applications of DMRT theory concern snow, it may be applied to other dense media, such as bubbly ice [55]. In this case, the background is pure ice and the scatterers are air spheres to represent bubbles (Fig. 3).

One key point to model radiative transfer in a dense medium is the calculation of its dielectric constant. The effective dielectric constant of a dense medium ( $\epsilon_{eff}$ ) depends on the dielectric constant of the background ( $\epsilon_b$ ) and of the scatterers ( $\epsilon_s$ ), the fractional volume ( $f$ ) and the radius ( $r_s$ ) of the scatterers, and the spatial distribution and the orientation of the scatterers in regard to the incident field.

The dielectric constants of the background and scatterers are the dielectric constants of air and ice, depending on the case (snow or bubbly ice). In this work, the air dielectric constant is equal to 1 [56]. Given its dependency on frequency and temperature, the ice dielectric constant ( $\epsilon_{ice}$ ) has to be calculated for each layer [56]. The real part is independent of the frequency but depends slightly on the temperature:

$$\epsilon'_{ice} = 3.1884 + 9.1 \cdot 10^{-4}(T - 273). \quad (6)$$

The imaginary part of the ice dielectric constant, expressed as:

$$\epsilon''_{ice} = \frac{\alpha}{\nu} + \beta \nu, \quad (7)$$

also depends on the temperature  $T$  and on the frequency  $\nu$ :

$$\alpha = (0.00504 + 0.0062 \left( \frac{300}{T} - 1 \right)) \exp \left( -22.1 \left( \frac{300}{T} - 1 \right) \right), \quad (8)$$

$$\beta = \frac{B_1}{T} \frac{\exp \frac{B_3}{T}}{(\exp \frac{B_3}{T} - 1)^2} + B_2 \nu^2 + \exp(-9.963 + 0.0372(T - 273.16)), \quad (9)$$

where  $B_1 = 0.0207$ ,  $B_2 = 1.16 \cdot 10^{-11}$  and  $B_3 = 335$  are constants which depend on ice properties.

For each layer, the effective dielectric constant of snow or bubbly ice is solved using the first-order quasi-crystalline approximation and the Percus-Yevick approximation for non-sticky grains (i.e., does not account for aggregates) [49]. These approximations are valid in the limit of low frequency and/or small particle radius (i.e.  $2\pi r/\lambda < 1$ ). For each layer, the effective dielectric constant  $\epsilon_{eff}$  (10) is calculated considering these approximations:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_b + (\epsilon_{eff0} - \epsilon_b) \left( 1 + j \frac{2}{9} (k_0 r_s)^3 \sqrt{\epsilon_{eff0}} \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{1 + \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{3\epsilon_{eff}} (1-f)} \frac{(1-f)^4}{(1+2f)^2} \right), \quad (10)$$

where  $k_0$  is the wave number depending on frequency,  $k_s$  and  $k_b$  are, respectively, the wave numbers of scatterers and the background.  $\epsilon_{eff0}$  and  $K_0$  are, respectively, the effective dielectric constant and the propagation constant of coherent waves when scattering is neglected (i.e.,  $r_s = 0$ ) [57].

Extinction, scattering and absorption coefficients can then be calculated such that:

$$\kappa_e = 2k_0 \text{Imag} \left( \sqrt{\epsilon_{eff}} \right) \quad (11a)$$

$$\kappa_s = \frac{2}{9} k_0^4 a^3 f \left| \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{1 + \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{3\epsilon_{eff}} (1-f)} \right|^2 \frac{(1-f)^4}{(1+2f)^2} \quad (11b)$$

$$\kappa_a = \kappa_e - \kappa_s, \quad (11c)$$

where  $\text{Imag}$  represents the imaginary part of a complex number.

By analyzing scattering and absorption coefficients calculated for both DMRT-ML configurations (snow or bubbly ice), we found that there is a very significant scattering peak caused by air bubbles in the ice that is much more significant than the

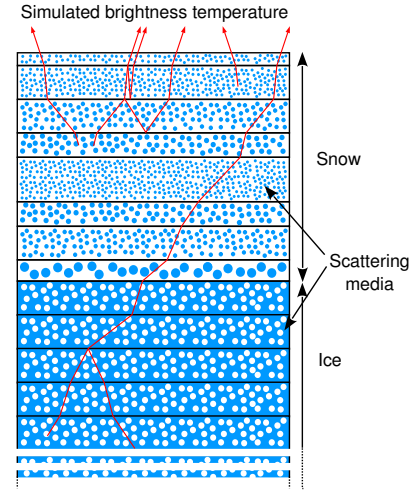


Fig. 3: Schematic representation of the DMRT-ML model for bubbly ice covered with a seasonal snowpack. DMRT theory computes, for each layer the volume scattering and absorption coefficients and DISORT method computes the energy transfer between each layer taking into account the reflection/refraction at the interfaces (schematically represented in the figure by red rays

scattering peak in the "snow" configuration for a similar fractional volume of scatterers (see Picard et al [35], Fig.7). This feature highlights the relevance of taking into account scattering when modeling the microwave emission of bubbly ice.

The propagation of electromagnetic energy in the snowpack between each layer is calculated in DMRT-ML using the DISORT (DIScrete Ordinate Radiative Transfer Method) method [57]. At each interface, the energy propagation is calculated in several directions (streams). The number of fluxes is a parameter that was set to a value of 64 for this study.

### B. Optimization approach

Each snow or ice layer, in DMRT-ML, is fully characterized by its thickness, density, temperature and scatterer radius (snow grains or air bubble inclusions). At BIC, temperature, snow grain size and density profiles measured in the snow are used to drive DMRT-ML. In the ice, 200 layers with a thickness of 20 cm are used at both sites.

TABLE I: List of the parameters optimized and measured for the two experimental sites.

Parameters	CPH	BIC
Ice density	Measured	Optimized
Air bubbles radius	Optimized	Optimized
Ice temperature	Measured	Measured
Snow $\phi$ factor	-	Optimized

The ice density and scatterer radius are considered constant whereas the ice temperature varies as a function of depth following the temperature profiles reconstructed from measurements. The parameters that were not measured were estimated using an objective optimization approach (Table I).

The parameters were optimized using a simple and systematic method: a systematic increment was applied to a large range of values and at each stage, the RMSE (root mean square error, (12)) between the modeled and simulated brightness temperature was calculated:

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (T_{B,sim} - T_{B,SBR})^2}{N}}, \quad (12)$$

where  $N$  is the number of sites multiplied by the number of frequencies and polarizations being considered. Then, the optimum parameter value is the one that minimized the RMSE among all the values for all the measurement stations, frequencies and polarizations

The available data were different between the two sites (Table I). The CPH one-parameter optimization only needed one step because there was no snow: the air bubble radius had been directly estimated using all frequencies and polarizations available. For the BIC, the three unknown parameters were successively optimized and we thus adopted a three-phase strategy:

1) *Phase 1: BIC ice parameter optimization:*

- The snow  $\phi$  factor was fixed at a classic value from the literature:  $\phi = 2.8$  [36].
- The density and air bubble radius were optimized at 19 GHz only (H-pol and V-pol) to find the optimum pair of values that minimized the RMSE between the measured and simulated  $T_B$ . All snowpit data were used at this step given that the 19 GHz SBR measurements were available for each snowpit. The 19 GHz data

were used because they were less affected by the snow layer.

2) *Phase 2: BIC snow  $\phi$  parameter optimization:*

- The density and air bubble radius were fixed at the values obtained after the first phase of the optimization.
- The  $\phi$  factor was optimized using 37 GHz only (H-pol and V-pol) given that at this frequency the snow has a more significant contribution to the total emission than at 19 GHz. Only the two snowpits for which 37 GHz measurements were available were used in this step.

Note that this approach applies a constant correction to each layer in the snowpack.

3) *Phase 3: Verification:* This last step was needed to evaluate the consistency of the optimum values that were previously determined. The same calculations as in Phase 1 was carried out using the  $\phi$  value obtained in phase 2. The new values of optimized parameters were compared with the previous results. If the differences were low (i.e. lower than 10-15% that corresponds to the accuracy of the snow grain size and density measurements), the results of phases 1 and 2 were directly used for further calculations. If not, the procedure was repeated iteratively until stability was reached.

## IV. RESULTS

### A. Preliminary results with pure ice

Preliminary tests were done using a stack of pure ice layers (density =  $917 \text{ kg m}^{-3}$ , no air bubbles) for CPH and BIC. In this configuration, the microwave emission of ice depends only on the temperature gradient, which was reproduced by the vertical discretization (10 cm) of the ice.

The results of these tests (see Fig. 5 and Fig. 8), show a very significant bias between the measured and modeled brightness temperatures (overestimates of 15 to 40 K depending on the frequency). This large discrepancy highlights the necessity of taking into account the scattering caused by air bubbles in the ice.

### B. Cap Prud'Homme

1) *CPH ice parameter optimization:* The air bubble radius optimization was conducted using the three frequencies available at CPH (11, 19 and

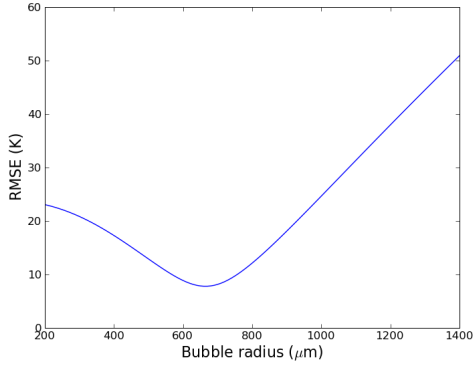
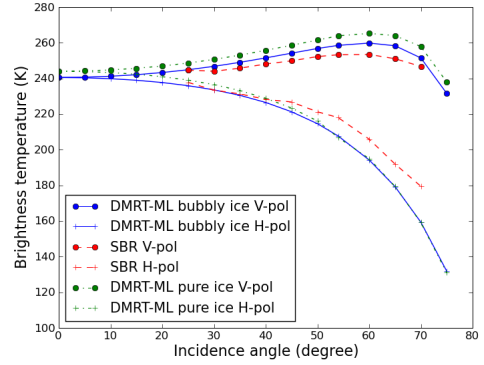


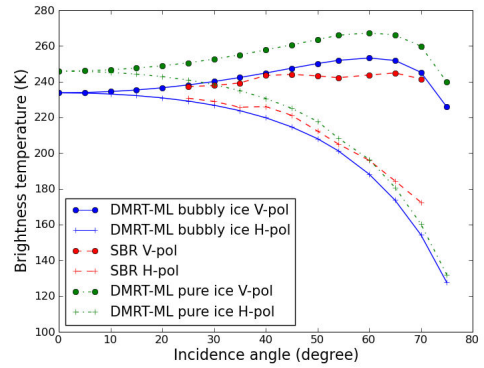
Fig. 4: Results of the air bubble radius optimization for CPH considering all the frequencies (11, 19 and 37 GHz) and the two polarizations. A minimum RMSE (7.37 K) was obtained for a radius of 680  $\mu\text{m}$

37 GHz, V-pol and H-pol) over a wide range of values: from 200 to 1400  $\mu\text{m}$ . At each step, the RMSE between the simulated and measured  $T_B$  was calculated as shown in Fig. 4. The optimum value was found at  $r_s = 680 \mu\text{m}$  and was obtained with a RMSE of 7.37 K. Note that only data at an incidence angle of  $54^\circ$  were used here. Simulated  $T_B$  at all frequencies using the optimum radius were in good agreement with measured  $T_B$  (Table III) and did not show a frequency-dependent bias.

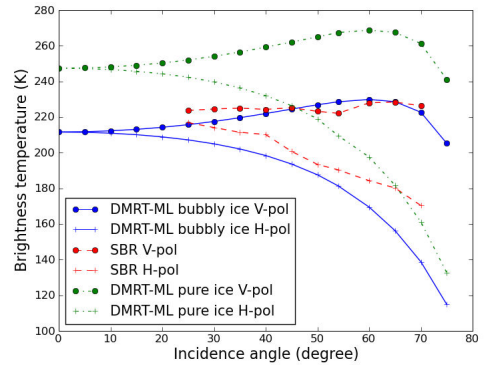
2) *CPH angular diagrams*: Fig. 5 shows the results of the simulations for different angles using the optimum air bubble radius in regard to SBR data. This comparison with field measurements at all frequencies and polarizations demonstrates that the optimum value estimated at an angle of  $54^\circ$  is in agreement with the other incidence angles despite poorer results at 37 GHz. This larger discrepancy may be due to the high sensitivity to the temperature gradient in the first two meters at 37 GHz [25], which is also the area where the reconstruction was of the lowest quality due to the larger variability (diurnal cycle). Another possible reason is the artifact observed at an incidence angle of  $54^\circ$  (Brewster angle), where measurements show an uncommon inflection, especially in V-pol. This artifact seems to be a characteristic signature of surface roughness [58]. Indeed, the surface of the ice was not perfectly flat but had smooth waves several centimeters high



(a) 11 GHz



(b) 19 GHz



(c) 37 GHz

Fig. 5: Comparison between the measured and modeled brightness temperature angular diagrams for Cap Prud'Homme. The model was run with the optimum value for the air bubble radius



with a wavelength of about 20 to 30 centimeters [27]. Consequently, the incidence angle was not uniform within the field of view of the SBR and the value measured may be lower than the theoretical value calculated for a flat surface. Indeed, independent measurements at another place of CPH's BIA (see Materials section) exhibits comparable values at  $54^\circ$  that suggests that roughness at a smaller scale than SBR's field of view has greater influence on measured signal at Brewster angle than spatial variability at meter or tens of meters scale.

Finally, the DMRT-ML model generally overestimated V-pol  $T_B$  and underestimated H-pol  $T_B$  (Fig. 5) in comparison with SBR  $T_B$ . This feature is also a characteristic signature of surface roughness that is not taken into account in DMRT-ML simulations. Another hypothesis to explain this discrepancy was the artificial vertical layering used to reproduce the temperature gradient in the ice. The discretization of a continuous transition into layers with different temperatures leads to reflections at the interfaces. Since H-pol is more sensitive to layering than V-pol, the difference between H-pol and V-pol increases. However, sensitivity tests showed that this effect is around 1-2 K, and thus does not explain the discrepancy observed.

Table II presents a summary of the variables (measured and optimized) used to perform simulations and their mean values for CPH and BIC.

### C. Barnes Ice Cap

#### 1) Phase 1: BIC ice parameter optimization:

The air bubble radius and density were optimized at 19 GHz only over wide ranges of realistic values: air bubble radius from 500 to 2500  $\mu\text{m}$  and density from 820 to 917  $\text{kg m}^{-3}$ . The RMSE was calculated for each pair of values (Fig. 6) and the optimum pair was at:  $r_s = 1350 \mu\text{m}$  and  $d = 898 \text{ kg m}^{-3}$  (RMSE = 7.88 K). However, the exact solution is not very well defined because, as shown in Fig. 6, many other pairs are nearly as good as the optimal one as shown by the RMSE trough (in blue). This comes from the interdependence between  $r_s$  and the fractional volume (i.e., the density  $d$ ) in the microwave range.

2) Phase 2: BIC snow  $\phi$  parameter optimization: The optimum values of ice parameters (phase 1) were used for the second step optimization for the  $\phi$  factor at 37 GHz using the two snowpits available with a  $\phi$  ranging from 2 to 5 (Fig. 7). The optimum

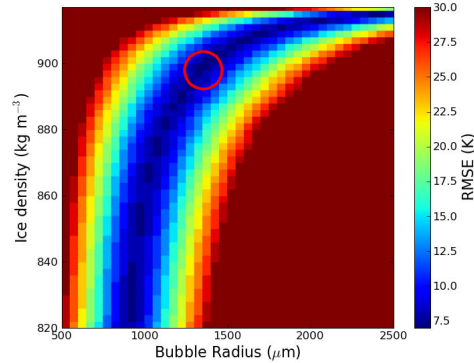


Fig. 6: Results of the optimization for the bubble radius and density for the BIC. A minimum RMSE (7.88 K) between the measured and simulated  $T_B$  at 19 GHz was reached for  $r_s = 1350 \mu\text{m}$  and  $d = 898 \text{ kg m}^{-3}$ .

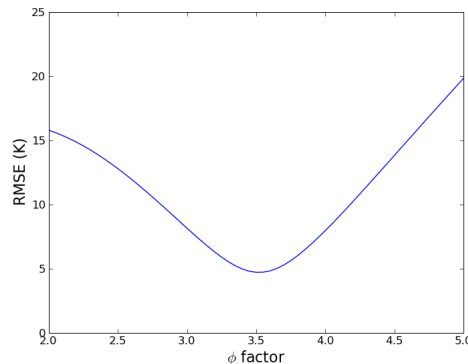


Fig. 7: Results of the  $\phi$  factor optimization for the Barnes Ice Cap. The optimum value was found to be  $\phi = 3.5$ , with a minimum RMSE = 4.72 K (37 GHz, V-pol and H-pol, two snowpits).

value is  $\phi = 3.5$ , with a minimum RMSE of 4.72 K.  $T_B$  varies from 207 K to 192 K (V-pol) and 182 K to 168 K (H-pol) at 19 GHz over the range previously specified. At 37 GHz, it varies from 210 K to 170 K (V-pol) and 189 K to 151 K (H-pol). As expected, 37 GHz is far more sensitive ( $\sim 40$  K) to the  $\phi$  factor than 19 GHz ( $\sim 15$  K).

3) Phase 3: Verification: A new two-parameter optimization for ice parameters was carried out using the  $\phi$  value obtained in phase 2 ( $\phi = 3.5$ ). The minimum RMSE (RMSE = 8.73 K) was found for

TABLE II: Summary of the final values used to perform simulations with DMRT-ML model at Cap Prud'Homme and Barnes Ice Cap. Data derived from optimization are presented without standard deviation, others data comes from in-situ measurements.

	Parameters	CPH	BIC
Ice parameters	Density ( $\text{kg m}^{-3}$ )	$850 \pm 10$	898
	Bubbles radius ( $\mu\text{m}$ )	680	1350
Snow parameters	Density ( $\text{kg m}^{-3}$ )	-	$359 \pm 48$
	SSA ( $\text{m}^{-3} \text{kg}^{-1}$ )	-	$22.7 \pm 16.9$
	$\phi$ factor (-)	-	3.5
	Depth (m)	-	$0.99 \pm 0.17$
	SWE (mm)	-	$357 \pm 21$

a density  $d = 888 \text{ kg m}^{-3}$  and a bubble radius  $r_s = 1150 \mu\text{m}$ . These results are similar to those found in phase 1 of the optimization. The differences ( $\Delta r_s = 150 \mu\text{m}$  and  $\Delta d = 10 \text{ kg m}^{-3}$ ) are small with respect to the range of possible results (Fig. 6) and are lower than the 10-15% range defined in the Method section as the acceptable uncertainty. This confirms the relative decoupling between  $\phi$  and the pair  $r_s, d$  and justifies a posteriori the step-by-step optimization approach that was used. The values obtained in phases 1 and 2 of the optimization are thus directly used to calculate the brightness temperature for each snowpit. Sensitivity tests performed by noising phase 1 results showed that the system is stable and converges to the valley of minimum RMSE within less than two iterations.

Table III presents a comparison between the modeled mean, measured mean and AMSR-E  $T_B$  for the duration of the BIC campaign. This table shows that by accounting for the scattering effect of air inclusions on microwave emission, the order of magnitude of simulated  $T_B$  is in agreement with those of SBR and also with satellite  $T_B$  despite the large difference of scales.

Indeed, Fig. 8 highlights that the use of bubbly ice instead of pure ice greatly improves the results (RMSE falls from 39.1 K to 8.42 K). However, Fig. 8 also shows that some discrepancies are still present and it can be noted that SBR measurements form two distinct patterns that do not appear in the model results. This is confirmed by the standard deviation of the modeled brightness temperature that is about two times lower than the standard deviation of SBR measurements (19 GHz, Table III). Given that 19 GHz is mostly sensitive to the ice substratum and that temporal variations between snowpit mea-

surements are low, as shown by the weak variations in AMSR-E  $T_B$  (no significant variations of the measured signal over the duration of the campaign), we can assume that this observed variability comes from the spatial variability of ice parameters. Standard deviations of satellite  $T_B$  at 19 GHz were also weaker than SBR measurements thus reinforcing the hypothesis of spatial intra-pixel variability. This second-order hypothesis is investigated in the next subsection.

4) *BIC simulations with individual ice parameters*: To investigate the effect of the ice parameter spatial variability on modeled brightness temperature, we estimated, for each snowpit, individual pairs of values for density and air bubble radius. This was done following the optimization approach described in phase 1, using only  $T_B$  at 19 GHz, an incidence angle of  $54^\circ$ , V-pol and H-pol. The results, presented in Fig. 8 (cyan squares), show that it is possible, as expected, to find a pair for each snowpit that allows SBR measurements to be reproduced with better accuracy. Above all, it has to be noted that the pairs of values obtained after this second-order investigation correspond to the minimum RMSE obtained in phase 1 of the optimization with all snowpits together (Fig. 6). The consistency of these results is addressed in the Discussion section.

Fig. 9 shows a comparison between measured and modeled angular diagrams for the two snowpits where such measurements were available, using their own optimum parameters obtained using  $54^\circ$  measurements only. The shape of the diagram is reproduced with satisfactory accuracy over the range of incidence angles despite poorer correspondence at low incidence angles: low RMSE and bias

TABLE III: Comparison between SBR and simulated brightness temperature for CPH and also with AMSR-E  $T_B$  for the BIC (corrected from atmospheric contributions). All the comparisons are at the same incidence angle of  $54^\circ$ . The CPH simulations were made with the optimum value of the air bubble radius (radius =  $680 \mu\text{m}$ ) and the measured ice density  $850 \text{ kg m}^{-3}$ . The total RMSE was calculated using the three frequencies 11, 19 and 37 GHz at both H and V polarizations. The BIC simulations were performed using the mean optimum values for the three parameters estimated: density =  $898 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $r_s = 1350 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 3.5$ ; total RMSE between modeled and measured  $T_B$  was calculated using 19 and 37 GHz at both H and V polarizations. The SBR and simulated  $T_B$  for the BIC were a mean for all snowpit data (standard deviations thus represent a combination of temporal -such as AMSR-E- and spatial variability; no values are given at 37 GHz because only two measurements were available).

	Frequency (GHz)	11 H	11 V	19 H	19 V	37 H	37 V
CPH	SBR $T_B$ (K)	218.0	253.3	205.2	242.2	190.4	222.1
	Simulated $T_B$ (K)	209.2	260.1	200.7	249.8	183.4	229.1
	Total RMSE (K)	7.37					
BIC	Mean AMSR-E $T_B$ (K)	-	-	$181 \pm 2.1$	$212 \pm 1.3$	$175 \pm 1.9$	$195 \pm 2.4$
	Mean SBR $T_B$ (K)	-	-	$181 \pm 7.3$	$209 \pm 7.9$	176	193
	Mean simulated $T_B$ (K)	-	-	$180 \pm 2.4$	$205 \pm 3.0$	$174 \pm 3.1$	$196 \pm 5.4$
	Total RMSE (K)	-		8.42			

for the two snowpits (SP) ( $\text{RMSE}_{SP5} = 4.69 \text{ K}$ ,  $\text{RMSE}_{SP6} = 4.81 \text{ K}$  and mean bias,  $\delta_{SP5} = -0.57 \text{ K}$ ,  $\delta_{SP6} = -3.93 \text{ K}$ ). The difference between the two polarizations is also well reproduced and better than for CPH. These results confirm the consistency of the optimum parameters based on  $54^\circ$  measurements only and the capability of the DMRT-ML model to simulate the passive microwave emission of superimposed ice. Optimum parameters obtained for these two snowpits are:  $d_{SP5} = 914 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $r_{SP5} = 2050 \mu\text{m}$ ;  $d_{SP6} = 910 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $r_{SP6} = 2100 \mu\text{m}$ .

## V. DISCUSSION

### A. Value of the $\phi$ factor

As in Brucker et al. [36] and Roy et al. [38], a  $\phi$  factor was used for the conversion from snow SSA to DMRT-ML optical radius. By minimizing the RMSE between the measured and modeled brightness temperatures, we found that the best value for the BIC snowpack was  $\phi = 3.5$ . This factor is different from two previous studies ( $\phi = 2.8$  and  $3.3$ , respectively), but confirms that an empirical factor significantly different from unity is needed for the SSA - optical radius conversion. This  $\phi$  factor may have a physical significance related to an incomplete characterization of the snow layer by the three parameters used in DMRT-ML (density, optical radius of snow grains and temperature).

Indeed, in this study, as in the previous studies, the snow layer is represented by randomly distributed ice spheres which all have the same radius and are not necessarily in contact. If this representation was sufficiently accurate for microwave modeling, the  $\phi$  factor would be equal to 1. Roy et al [38] showed that it was possible to modify the  $\phi$  value by introducing a stickiness term or by using a Rayleigh distribution of particles instead of the mono-disperse distribution used here. These ideas are promising to better understand the  $\phi$  factor and to link it to a physical and measureable variable. It could also explain the differences between the three studies: if the  $\phi$  value depends on the snow stickiness and/or grain distribution, which depends on several parameters such as the temperature of snowfall or the weather during metamorphism, it may explain why  $\phi$  is different at Dome C (Antarctica, Brucker et al. [36]), at boreal or subpolar locations [38] and on the Barnes ice cap (this study).

No  $\phi$  factor is applied on ice bubbles radius because contrary to snow grain, there is no difference between the optical radius and the effective microwave radius used in DMRT-ML. This is due to the spherical shape of air bubble inclusions.

### B. Air bubble size

Our results show that it is possible to determine, for each study site, a unique air bubble radius that

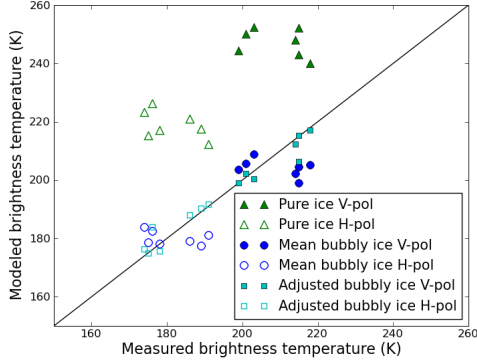
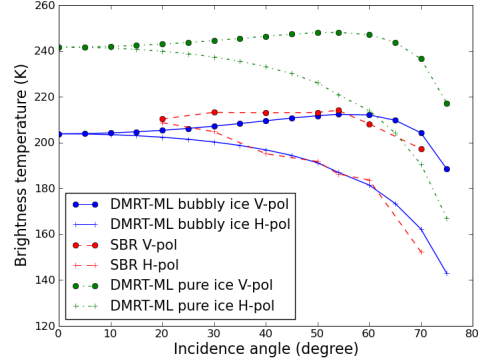


Fig. 8: Scatterplot of the modeled brightness temperature in regard to measured brightness temperature at 19 GHz in both V-pol and H-pol at Barnes Ice Cap. Incidence angle was  $54^\circ$ . Green dataset represents preliminary results for a pure ice substratum (RMSE = 39.1 K; mean bias,  $\delta = +37.8$  K). Blue dots were obtained for a mean bubbly ice with parameters optimized over all the snowpits (RMSE = 8.42 K;  $\delta = -3.1$  K). Cyan squares are the results of an individual optimization for each snowpit (RMSE = 3.5 K;  $\delta = -0.02$  K).

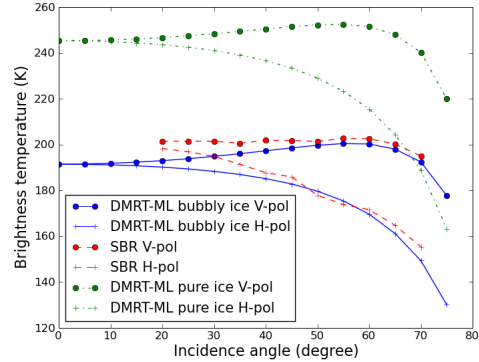
minimizes the RMSE between the modeled and measured brightness temperatures. To analyze the consistency of this estimate, we compared the radius obtained with the air bubble size estimated from photographs and with results of previous studies, for CPH and BIC, respectively.

Pictures taken in the field during the CPH campaign (Fig. 10) were used for a visual estimate of the air bubble radius. Fifty bubbles were measured and the mean radius was estimated to be  $r_{mean} = 520 \pm 230 \mu\text{m}$ , which is in good agreement with the value obtained by the optimization method ( $r_s = 680 \mu\text{m}$ ) and falls within one standard. The fact that  $r_s$  is slightly higher than the mean value  $r_{mean}$  may be due to the cubic dependence on the snow grain radius of the snowpack microwave emission and thus to the greater influence of large bubbles with respect to small ones. It can thus be concluded that the results from the optimization are physically realistic.

During the BIC field campaign, no pictures were taken thus the same comparison was not possible.



(a) Snowpit 5 - 19 GHz



(b) Snowpit 6 - 19 GHz

Fig. 9: Comparison between measured and modeled brightness temperature angular diagrams for the Barnes Ice Cap. The model was run using the optimum  $\phi$  value and individually optimized ice parameters.

Very few measurements are available in the literature for superimposed ice on ice caps. Koerner [33] conducted a study on the Devon Ice Cap, several hundred kilometers north of the BIC, including some measurements of the air bubble size ( $r_s = 1190 \pm 700 \mu\text{m}$ ). Unfortunately, no density measurements were provided in Koerner's study. This range of air bubbles radius values is in agreement with the trough of minimum RMSE previously obtained (Fig. 11). As for CPH, the results are in the same order of magnitude and show that the values obtained after optimization are physically realistic.



Fig. 10: Picture taken in the field during the CPH campaign showing air bubble inclusions in blue ice

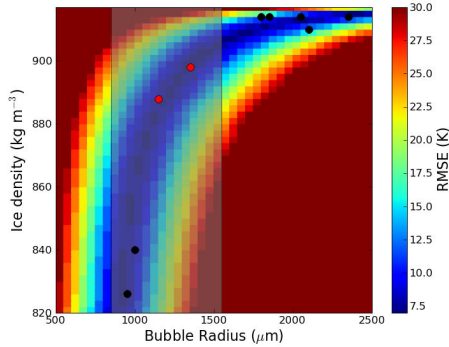


Fig. 11: Same as Fig. 6. Red dots are the results of the optimization at phases 1 and 3 (mean ice parameters) and black dots are the results of individual ice parameters that reflect ice variability. Grey area corresponds to the range of the bubble radius measured by Koerner [33].

## VI. CONCLUSION

Bubbly ice can be found in many places in polar regions and a better characterization of its electromagnetic properties is needed to improve our understanding of the microwave signal measured over such areas. Based on two field datasets including radiometric measurements (11, 19 and 37 GHz) and ice/snow property measurements, the DMRT-ML model was used to investigate the influence of air inclusions in the ice matrix on the microwave signal. It was found that the scattering effect caused by air inclusions in the ice needs to be taken into account in order to explain the measured brightness temperature. The first experimental site (CPH) was

located on a blue ice area in Antarctica and had a bare ice surface. The optimized air bubble radius value ( $r_s = 680 \mu\text{m}$ ) - which showed the best agreement between modeled and measured brightness temperatures - was in good agreement with the estimated radius value from macrophotography in the field. The second experimental site (BIC) was located in the Arctic on the Barnes Ice Cap (Baffin Island). In a first run of the model, the same ice parameters were used for all measurement sites and the two-parameter (density - air bubble radius) retrieval showed that it was possible to find a pair of mean values that dramatically increased the agreement between the measured and modeled  $T_B$  (RMSE falling from 39.10 K for pure ice to 8.42 K for mean bubbly ice). This large improvement emphasizes the necessity of taking into account the air bubble inclusions. Since SBR measurements and in-situ observations suggested that there was physical spatial variability, a new optimization was conducted, snowpit-by-snowpit, in order to investigate this second-order variation. Results again showed a large improvement as expected (RMSE = 3.5 K, bias near zero). The main result at this stage was that the pair of values obtained were all realistic in regard to literature's direct measurements of superimposed ice on another ice cap.

Given that the BIC is a good target for satellite studies due to its homogeneity, flat surface and size, a comparison was conducted between AMSR-E  $T_B$ , SBR  $T_B$  and  $T_B$  modeled with mean ice. The good agreement confirms the relevance of several aspects of this study: first, the use of field radiometers for such studies and model calibrations; second, the results of the DMRT-ML model; and third, the proposed method of optimizing unknown variables for brightness temperature retrieval at a satellite-pixel size. Our results also confirm that for snow parameterization in the DMRT-ML model, a  $\phi$  factor is needed for the conversion from SSA measurements to the optical radius. The  $\phi$  value obtained in this study ( $\phi = 3.5$ ) is slightly different from the values obtained by previous studies, which confirms the need for future investigations on this topic. Towards this goal, a new field campaign will be held during the 2012-2013 winter in northern Quebec.

Finally, this analysis demonstrates that bubbly ice areas with a bare surface or a seasonal snowpack can be modeled by Dense Media Radiative Transfer theory based models, such as the recently improved

DMRT-ML model, with a satisfactory accuracy for remote sensing purposes. This capability will be used to investigate the surface temperature evolution of such areas by coupling DMRT-ML with a snow model and assimilating satellite brightness temperature measurements.

#### ACKNOWLEDGMENT

This work was funded by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, the CNRS, the 63e session Commission Permanente de coopération franco-québécoise (BIEN- NUM 2011-2012) and partly by FRQNT Québec (Regroupement stratégique GEC3). The field campaigns were supported by the French Polar Institute (IPEV - BIPOL, Natural Resources Canada's Polar Continental Shelf Program (PCSP) and the Université de Sherbrooke. The authors would like to thank E. Lemeur and V. Favier (LGGE) for temperature data for Cap Prud'Homme. Finally, they thank the two anonymous reviewers of this article for their very helpful suggestions and comments. DMRT-ML model is available at <http://lgge.osug.fr/~picard/dmrtml/>.

#### REFERENCES

- [1] J. C. Comiso, "Warming trends in the arctic from clear sky satellite observations," *Journal of Climate*, vol. 16, no. 21, p. 3498–3510, 2003.
- [2] S. Solomon, *Climate change 2007: the physical science basis: contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge Univ Pr, 2007.
- [3] C. Zdanowicz, A. Smetny-Sowa, D. Fisher, N. Schaffer, L. Copland, J. Eley, and F. Dupont, "Summer melt rates on penny ice cap, baffin island: Past and recent trends, and implications for regional climate." *Journal of Geophysical Research*, 2012.
- [4] F. Dupont, A. Royer, A. Langlois, A. Gressent, G. Picard, M. Fily, P. Cliche, and M. Chum, "Monitoring the melt season length of the barnes ice cap over the 1979–2010 period using active and passive microwave remote sensing data," *Hydrological Processes*, 2012.
- [5] O. Torinesi, M. Fily, and C. Genthon, "Variability and trends of the summer melt period of antarctic ice margins since 1980 from microwave sensors," *Journal of Climate*, vol. 16, no. 7, p. 1047–1060, 2003.
- [6] J. Turner, S. R. Colwell, G. J. Marshall, T. A. Lachlan-Cope, A. M. Carleton, P. D. Jones, V. Lagun, P. A. Reid, and S. Iagovkina, "Antarctic climate change during the last 50 years," *International Journal of Climatology*, vol. 25, no. 3, p. 279–294, 2005.
- [7] C. Genthon, G. Krinner, and H. Castebrunet, "Antarctic precipitation and climate-change predictions: horizontal resolution and margin vs plateau issues," *Annals of glaciology*, vol. 50, no. 50, p. 55–60, 2009.
- [8] A. Shepherd and D. Wingham, "Recent sea-level contributions of the antarctic and greenland ice sheets," *Science*, vol. 315, no. 5818, pp. 1529–1532, 2007.
- [9] M. B. Dyrugerov and M. F. Meier, "Twentieth century climate change: Evidence from small glaciers," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 97, no. 4, pp. 1406–1411, 2000.
- [10] A. S. Gardner, G. Moholdt, B. Wouters, G. J. Wolken, D. O. Burgess, M. J. Sharp, J. G. Cogley, C. Braun, and C. Labine, "Sharply increased mass loss from glaciers and ice caps in the canadian arctic archipelago," *Nature*, vol. 473, no. 7347, p. 357–360, 2011.
- [11] A. T. C. Chang, J. L. Foster, and D. K. Hall, "Nimbus-7 SMMR derived global snow cover parameters," *Annals of Glaciology*, vol. 9, no. 9, p. 39–44, 1987.
- [12] R. E. Kelly, A. T. Chang, L. Tsang, and J. L. Foster, "A prototype AMSR-E global snow area and snow depth algorithm," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 2, p. 230–242, 2003.
- [13] C. Derksen, A. Walker, and B. Goodison, "Evaluation of passive microwave snow water equivalent retrievals across the boreal forest/tundra transition of western canada," *Remote Sensing of Environment*, vol. 96, no. 3-4, p. 315–327, 2005.
- [14] M. Pardé, K. Goïta, and A. Royer, "Inversion of a passive microwave snow emission model for water equivalent estimation using airborne and satellite data," *Remote Sensing of Environment*, vol. 111, no. 2-3, p. 346–356, 2007.
- [15] F. Vachon, K. Goïta, D. De Sève, and A. Royer, "Inversion of a snow emission model calibrated with in situ data for snow water equivalent monitoring," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 1, p. 59–71, 2010.
- [16] H. J. Zwally and S. Fiegles, "Extent and duration of antarctic surface melting," *Journal of Glaciology*, vol. 40, no. 136, p. 463–476, 1994.
- [17] G. Picard and M. Fily, "Surface melting observations in antarctica by microwave radiometers: Correcting 26-year time series from changes in acquisition hours," *Remote Sensing of Environment*, vol. 104, no. 3, p. 325–336, 2006.
- [18] W. Abdalati and K. Steffen, "Snowmelt on the greenland ice sheet as derived from passive microwave satellite data," *Journal of Climate*, vol. 10, no. 2, p. 165–175, 1997.
- [19] X. Fettweis, J. van Ypersele, H. Gallée, F. Lefebvre, W. Lefebvre *et al.*, "The 1979-2005 greenland ice sheet melt extent from passive microwave data using an improved version of the melt retrieval XPGR algorithm," *Geophysical research letters*, vol. 34, no. 5, p. 5502, 2007.
- [20] M. Tedesco, "Assessment and development of snowmelt retrieval algorithms over antarctica from k-band spaceborne brightness temperature (1979-2008)," *Remote Sensing of Environment*, vol. 113, no. 5, p. 979–997, 2009.
- [21] L. Wang, C. Derksen, and R. Brown, "Detection of pan-Arctic terrestrial snowmelt from QuikSCAT, 2000-2005," *Remote Sensing of Environment*, vol. 112, no. 10, p. 3794–3805, 2008.
- [22] L. Wang, G. J. Wolken, M. J. Sharp, S. E. L. Howell, C. Derksen, R. D. Brown, T. Markus, and J. Cole, "Integrated pan-Arctic melt onset detection from satellite active and passive microwave measurements, 2000–2009," *Journal of Geophysical Research*, vol. 116, p. 15 PP, Nov. 2011.
- [23] A. W. Nolin and M. C. Payne, "Classification of glacier zones in western greenland using albedo and surface roughness from the multi-angle imaging SpectroRadiometer (MISR)," *Remote Sensing of Environment*, vol. 107, no. 1–2, pp. 264–275, Mar. 2007.
- [24] H. J. Zwally and P. Gloersen, "Passive microwave images of the

- polar regions and research applications," *Polar Record*, vol. 18, no. 116, p. 431–450, 1977.
- [25] S. Surdyk, "Using microwave brightness temperature to detect short-term surface air temperature changes in antarctica: An analytical approach," *Remote Sensing of Environment*, vol. 80, no. 2, pp. 256–271, May 2002.
- [26] V. Favier, C. Agosta, C. Genthon, L. Arnaud, A. Trouvillez, and H. Gallée, "Modeling the mass and surface heat budgets in a coastal blue ice area of adélie land, antarctica," *Journal of Geophysical Research*, vol. 116, no. F03017, p. F03017, 2011.
- [27] R. Bintanja, "On the glaciological, meteorological, and climatological significance of antarctic blue ice areas," *Reviews of Geophysics*, vol. 37, no. 3, p. 337–359, 1999.
- [28] R. Bintanja and C. H. Reijmer, "Meteorological conditions over antarctic blue-ice areas and their influence on the local surface mass balance," *Journal of Glaciology*, vol. 47, no. 156, p. 37–50, 2001.
- [29] M. König, J. Wadham, J. G. Winther, J. Kohler, and A. M. Nuttall, "Detection of superimposed ice on the glaciers kongsvegen and midre lovenbreen, svalbard, using SAR satellite imagery," in *Annals of Glaciology, Vol 34, 2002*, J. G. Winther and R. Solberg, Eds. Cambridge: Int Glaciological Soc, 2002, vol. 34, pp. 335–342, WOS:000177565100050.
- [30] A. P. Wright, J. L. Wadham, M. J. Siegert, A. Luckman, J. Kohler, and A. M. Nuttall, "Modeling the refreezing of meltwater as superimposed ice on a high arctic glacier: A comparison of approaches," *Journal of Geophysical Research*, vol. 112, no. F04016, p. F04016, 2007.
- [31] P. D. Baird, W. H. Ward, and S. Orvig, "The glaciological studies of the baffin island expedition, 1950," *Journal of Glaciology*, vol. 2, no. 11, p. 3–4, 1952.
- [32] S. Boon, D. O. Burgess, R. M. Koerner, and M. J. Sharp, "Forty-seven years of research on the devon island ice cap, arctic canada," *Arctic*, p. 13–29, 2010.
- [33] R. Koerner, "Some observations on superimposition of ice on the devon island ice cap, n.w.t. canada," *Geografiska Annaler. Series A, Physical Geography*, vol. 52, no. 1, pp. 57–67, 1970.
- [34] L. Tsang, A. T. Chi-Te Chen, J. Guo, and K. H. Ding, "Dense media radiative transfer theory based on quasicrystalline approximation with applications to passive microwave remote sensing of snow," *Radio Science*, vol. 35, no. 3, p. 731–749, 2000.
- [35] G. Picard, L. Brucker, A. Roy, F. Dupont, M. Fily, A. Royer, and C. Harlow, "Simulation of the microwave emission of multi-layered snowpacks using the dense media radiative transfer theory: the DMRT-ML model," *Geoscientific Model Development*, vol. 6, no. 4, p. 1061–1078, 2013.
- [36] L. Brucker, G. Picard, L. Arnaud, J. M. Barnola, M. Schneebeli, H. Brunjail, E. Lefebvre, and M. Fily, "Modeling time series of microwave brightness temperature at dome c, antarctica, using vertically resolved snow temperature and microstructure measurements," *Journal of Glaciology*, vol. 57, no. 201, p. 171–182, 2011.
- [37] F. Domine, M. Albert, T. Huthwelker, H. W. Jacobi, A. A. Kokhanovsky, M. Lehning, G. Picard, W. R. Simpson *et al.*, "Snow physics as relevant to snow photochemistry," *Atmospheric chemistry and physics*, vol. 8, no. 2, p. 208, 2008.
- [38] A. Roy, G. Picard, A. Royer, B. Montpetit, F. Dupont, A. Langlois, C. Derksen, and N. Champollion, "Brightness temperature simulations of the canadian seasonal snowpack driven by measurements of the snow specific surface area," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, Submitted.
- [39] C. Genthon, P. Lardeux, and G. Krinner, "The surface accumulation and ablation of a coastal blue-ice area near cap prudhomme, terre adélie, antarctica," *Journal of Glaciology*, vol. 53, no. 183, p. 635–645, 2007.
- [40] A. E. Walker, J. W. Strapp, and J. I. MacPherson, "A canadian twin otter microwave radiometer installation for airborne remote, sensing of snow, ice and soil moisture," in *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS'02. 2002 IEEE International*, vol. 5, 2002, p. 2678–2680.
- [41] J. D. Jacobs, R. Heron, and J. E. Luther, "Recent changes at the northwest margin of the barnes ice cap, baffin island, NWT, canada," *Arctic and Alpine Research*, p. 341–352, 1993.
- [42] D. Cavaleri, R. Newton, M. Thorsten, and J. Comiso, "Amsr-e/aqua daily 13 12.5 km brightness temperature, sea ice concentration, and snow depth polar grids v002," *Boulder, Colorado USA: National Snow and Ice Data Center. Digital media.*, pp. 9017–9024, 2004, updated daily.
- [43] J. Pulliainen, J. Grandell, and M. Hallikainen, "HUT snow emission model and its applicability to snow water equivalent retrieval," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 37, no. 3, pp. 1378–1390, 1999.
- [44] M. Tedesco and E. Kim, "Intercomparison of electromagnetic models for passive microwave remote sensing of snow," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 10, pp. 2654–2666, Oct. 2006.
- [45] N. Grody, "Relationship between snow parameters and microwave satellite measurements: Theory compared with advanced microwave sounding unit observations from 23 to 150 GHz," *Journal of Geophysical Research*, vol. 113, p. 17 PP, Nov. 2008.
- [46] J. C. Gallet, F. Domine, C. S. Zender, G. Picard *et al.*, "Measurement of the specific surface area of snow using infrared reflectance in an integrating sphere at 1310 and 1550 nm," *The Cryosphere*, vol. 3, no. 2, p. 167–182, 2009.
- [47] B. Montpetit, A. Royer, A. Langlois, P. Cliche, A. Roy, N. Champollion, G. Picard, F. Domine, and R. Obbard, "New shortwave infrared albedo measurements for snow specific surface area retrieval," *Journal of Glaciology*, vol. 58, pp. 941–952, 2012.
- [48] L. Arnaud, G. Picard, N. Champollion, F. Domine, J. Gallet, E. Lefebvre, M. Fily, and J. Barnola, "Measurement of vertical profiles of snow specific surface area with a 1 cm resolution using infrared reflectance: instrument description and validation," *Journal of Glaciology*, vol. 57, no. 201, pp. 17–29, 2011.
- [49] L. Tsang, J. A. Kong, K. H. Ding, and C. O. Ao, *Scattering of electromagnetic waves*. Wiley Online Library, 2001.
- [50] L. Tsang, "Dense media radiative transfer theory for dense discrete random media with particles of multiple sizes and permittivities," *Progress in Electromagnetic Research*, vol. 6, no. 5, p. 181–225, 1992.
- [51] G. Macelloni, S. Paloscia, P. Pampaloni, and M. Tedesco, "Microwave emission from dry snow: a comparison of experimental and model results," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 12, p. 2649–2656, 2001.
- [52] L. Tsang, D. Liang, X. Xu, and P. Xu, "Microwave emission from snowpacks: modeling the effects of volume scattering, surface scattering and layering," in *Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment, 2008. MICROWAVE 2008*, 2008, p. 1–4.
- [53] D. Liang, X. Xu, L. Tsang, K. M. Andreadis, and E. G. Josberger, "The effects of layers in dry snow on its passive microwave emissions using dense media radiative transfer theory based on the quasicrystalline approximation (QCA/DMRT)," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 46, no. 11, p. 3663–3671, 2008.
- [54] D. Liang, K. Tse, Y. Tan, L. Tsang, and K. H. Ding, "Scattering and emission in snow based on QCA/DMRT and numerical

### 3.3 - Article : Modeling the microwave emission of bubbly ice : Applications to blue ice and superimposed ice in the Antarctic and Arctic

- maxwell model of 3Dimensional simulations (NMM3D),” in *IEEE MicroRad*, 2006, 2006, p. 197–202.
- [55] K. Schmidt and J. Wauer, “Application of the dense medium radiative transfer theory for calculating microwave emissivities of different sea ice types,” *International Journal of Remote Sensing*, vol. 20, no. 15-16, pp. 3165–3182, 1999.
- [56] C. Mätzler, *Thermal microwave radiation: applications for remote sensing*. IET, 2006, vol. 52.
- [57] Y. Q. Jin, *Electromagnetic scattering modelling for quantitative remote sensing*. World Scientific Pub Co Inc, 1993.
- [58] L. Tsang and R. Newton, “Microwave emissions from soils with rough surfaces,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 87, no. C11, pp. 9017–9024, 1982.

**Florent Dupont** received a B.Sc. degree in physical geosciences (2008) and a M.Sc. degree in geophysics and climate (2010) from the University Joseph Fourier in Grenoble, France. He completed a Ph.D. degree in remote sensing and physical modeling of snow at both Grenoble University (Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l’Environnement, France) and Sherbrooke University (Centre d’Applications et de Recherches en Télédétection, Qc, Canada) in 2013. He is currently working as postdoctoral researcher at LGGE. His research interests include snow modeling, passive microwave remote sensing, climate and glaciological studies. During his research he also participated to several field campaigns in the Arctic and in the Alps.

#### Ghislain Picard

**Alain Royer** received the Ph.D. degree in geophysics from the University of Grenoble, France, in 1981. From 1983 to 1988, he was a Natural Sciences and Engineering Research Council Fellow with the Centre d’Applications et de Recherches en Télédétection (CARTEL), Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada. In 1988, he became a member of the professorial team of the Université de Sherbrooke. Between 2000 and 2010, he was the Head of CARTEL. His research interests are environmental geophysics from space, including the development of surface parameter retrieval algorithms from remote sensing data applied to northern climate change analysis. He was involved in the IPY Canadian Cryosphere project (2008-2011) and he leads several projects for improving remote sensing of snow using passive microwave radiometry over Arctic (Baffin Island, 2011), Antarctic (Dome C, 2012) and subarctic (Nunavik, 2008-2013) regions.

**Michel Fily** is a professor at the University of Grenoble. He was director of LGGE from 2002 to 2012 and is now director of the OSUG, Observatoire des Sciences de l’Univers de Grenoble ([www.osug.fr](http://www.osug.fr)). His research field of expertise is remote sensing of ice and snow. He has also been PI for many experiments in Antarctica.

**Alexandre Roy** received a B.Sc. degree in physical geography from the Université de Montréal, Montréal, QC, Canada, in 2002, and a M.Env. degree in remote sensing from the Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada, in 2009. He completed a Ph.D. degree in remote sensing at the Université de Sherbrooke in 2013. His research interests include snow, passive microwave, radar, land surface schemes and water cycles.

**Alexandre Langlois** received a B.Sc. degree in physical geography and M.Sc. degree in remote sensing from the Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, in 2001 and 2003, respectively. He conducted his Ph.D. work between 2004 and 2007 at the University of Manitoba, Winnipeg, MB, Canada, where he focused on the analysis of snow over sea ice using passive microwave radiometry. He participated in numerous field campaigns in the Canadian and European Arctic. He is currently a professor with the Centre d’Applications et de Recherches en Télédétection, Département de Géomatique Appliquée, Université de Sherbrooke, where his main work focuses on snow and passive microwaves’ model coupling over land. Dr. Langlois is also an active member on the executive of the Eastern Snow Conference since 2009.

**Nicolas Champollion** was born in Albertville, France, in 1986. He received the Master’s degree (with good mention) from the Joseph Fourier university (UJF), Grenoble, France, in 2009, specializing in earth and environment sciences, especially focus on ocean, atmosphere and hydrology. In summer 2008 and from January to July 2009, he worked in the Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l’Environnement (LGGE, which is a mixed research center between university (UJF) and Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)) in Grenoble, on the microstructure of the snow, especially the specific surface area. He completed the Ph.D. degree (from October 2009 to December 2012), whose subject study is the microwave emission of the snow near the surface, at Dome C, Antarctica, with a modelling and field measurement approach. During this period, he participated to the LGGE laboratory council, the Ph.D. school council, and more recently the scientific council of Joseph Fourier University.



### 3.4 Corrections atmosphériques des données AMSR-E

Dans l'article Dupont et al. (2014), présenté section 3.3, une comparaison est faite entre les températures de brillance mesurées par les radiomètres de terrain et par le radiomètre spatial AMSR-E. Afin de réaliser une comparaison pertinente entre ces deux mesures, il a été nécessaire de prendre en compte l'influence de l'atmosphère dans la mesure réalisée par le radiomètre AMSR-E. En effet, comme cela est détaillé figure 3.4, la mesure du radiomètre embarqué inclue une contribution supplémentaire (notée « 3 » sur la figure) par rapport à la mesure du radiomètre de surface. Le principe de la correction consiste donc à calculer l'émission micro-onde de l'atmosphère à partir de données de réanalyses ou de sondages atmosphériques ainsi que sa transmissivité. Cela permet de retirer la contribution montante de l'atmosphère (contribution « 3 ») et donc de ramener la mesure satellitaire à un équivalent de mesure au sol. Il est à noter que la contribution « 2 » n'est pas corrigée car elle est intégrée de la même manière par le radiomètre embarqué et par le radiomètre au sol.

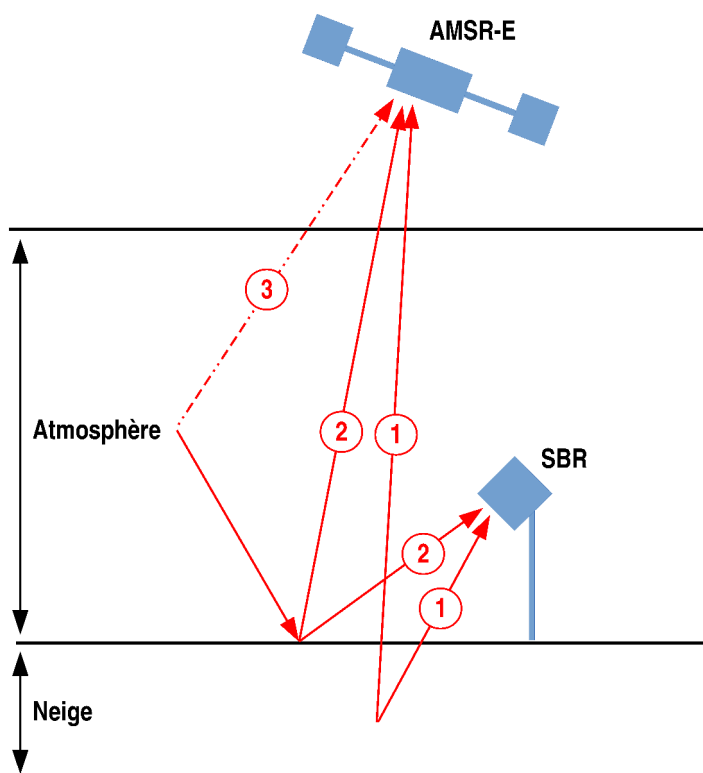


FIGURE 3.4 – Représentation schématique des principales contributions composant le signal mesuré par un radiomètre micro-onde de terrain ou satellite. Les flèches « 1 » représentent l'émission du manteau neigeux (ou de la surface étudiée, dans un cadre plus général) qui est la composante principale du signal. Les flèches « 2 » représentent la contribution de l'atmosphère réfléchiée par la surface et la contribution « 3 » représente l'émission directe de l'atmosphère mesurée uniquement par le radiomètre satellite.

En pratique les données NARR sont utilisées pour réaliser ces corrections sur la durée de la campagne. Les profils de vapeur d'eau sur toute la colonne atmosphérique sont

extraits afin de calculer l'émission de l'atmosphère ( $T_{B-up}$ ) ainsi que sa transmissivité ( $\tau$ ) selon la méthode exposée dans Pulliainen et al. (1999). La température de brillance est alors obtenue telle que :

$$T_{B-sat-corrigee} = \frac{T_{B-sat-brute} - T_{B-up}}{\tau} \simeq T_{B-SBR} \quad (3.7)$$

Les valeurs présentées au tableau 1.1 ainsi qu'au tableau 3 de l'article Dupont et al. (2014) sont corrigées selon la méthode exposée. En pratique, les corrections appliquées n'excèdent jamais 2 K.



## Chapitre 4

# Modélisation et analyse des processus d'évolution de la calotte Barnes : accumulation, fonte et bilan de masse de surface

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>93</b>
<b>4.2</b>	<b>Bilan de masse glaciaire et bilan de masse de surface</b>	<b>93</b>
<b>4.3</b>	<b>Couplage réanalyses NARR - modèle de neige SURFEX-CROCUS - modèle électromagnétique DMRT-ML</b>	<b>95</b>
4.3.1	Le modèle de neige SURFEX-CROCUS	95
4.3.2	Adaptations du modèle SURFEX-CROCUS pour la glace surimposée	96
4.3.3	Premiers tests du couplage NARR - SURFEX-CROCUS	98
4.3.4	Couplage avec le modèle d'émission micro-onde DMRT-ML	101
<b>4.4</b>	<b>Processus d'optimisation : méthode Quasi-Monte-Carlo</b>	<b>106</b>
<b>4.5</b>	<b>Résultats du processus d'optimisation sur 2002-2006</b>	<b>109</b>
<b>4.6</b>	<b>Validation de l'optimisation sur la période 2006-2011</b>	<b>110</b>
4.6.1	Comparaison avec les données satellites	110
4.6.2	Comparaison des durées de fonte modélisées par rapport aux durées de fonte SSM/I	113
4.6.3	Comparaison avec les mesures de terrain	114
<b>4.7</b>	<b>Discussion sur la validation du processus d'optimisation</b>	<b>118</b>
<b>4.8</b>	<b>Étude de la sensibilité climatique du bilan de masse de surface</b>	<b>121</b>
4.8.1	Tests de sensibilité par variables	121
4.8.2	Tests de sensibilité couplés température - précipitations	122
4.8.3	Synthèse des résultats des tests de sensibilité	123

---



## 4.1 Introduction

Les chapitres 2 et 3 de ce manuscrit présentent, respectivement, une méthodologie permettant de discriminer les périodes de fonte, et une étude de l'émission micro-onde des calottes telles que la calotte Barnes. Ces développements méthodologiques sont utilisés dans le présent chapitre, lequel présente la chaîne de modélisation, contrainte par diverses données de télédétection, qui a été développée dans le but de modéliser le bilan de masse de surface actuel de la calotte Barnes. La modélisation du bilan de masse de surface et de ses différents termes est assurée par le modèle de neige SURFEX-CROCUS piloté par les données de réanalyses NARR. Les sorties du modèle CROCUS servent à leur tour à piloter le modèle DMRT-ML afin de simuler les températures de brillance. Des données de télédétection issues des capteurs MODIS (albédo et température de surface) ainsi que du capteur AMSR-E (température de brillance) sont assimilées afin de contraindre la chaîne de modélisation et d'obtenir une estimation satisfaisante du bilan de masse actuel à la surface de la calotte. Pour ce travail, le modèle SURFEX-CROCUS a été adapté afin de tenir compte des particularités physiques de la zone d'accumulation sommitale de la calotte. L'optimisation est réalisée sur la période 2002 à 2006 (après une période d'initialisation du modèle d'une année), et les résultats, validés sur la période 2006-2011 montrent une bonne correspondance avec les données satellites ainsi qu'avec les mesures in-situ réalisées lors de la campagne de mars 2011. Une première version de cette optimisation a par ailleurs fait l'objet d'une présentation au congrès *Eastern Snow Conference 2013*.

Enfin, des tests de sensibilité sont réalisés à partir des résultats du processus d'optimisation afin d'apporter une estimation de l'évolution future du bilan de masse de surface de la calotte.

## 4.2 Bilan de masse glaciaire et bilan de masse de surface

L'étude des glaciers et des calottes glaciaires fait appel à diverses grandeurs qui permettent de caractériser leur évolution dans un contexte climatique donné. Ainsi, certaines études s'intéressent aux variations de position du front des glaciers (Oerlemans, 1994) (ou des marges, dans le cas des calottes glaciaires (Jacobs et al., 1993, 1997), aux variations de vitesse (Rignot et al., 2008; Vincent et al., 2009) aux variations d'albédo (Dumont et al., 2012), etc. Cependant, toutes ces grandeurs sont plus ou moins directement reliées au bilan de masse du glacier étudié, qui est une grandeur largement considérée dans le cadre d'études sur les relations entre les glaciers et le climat car c'est elle qui représente le mieux l'évolution d'un glacier donné au cours du temps (Oerlemans and Greuell, 1986; Solomon, 2007; Greve and Blatter, 2009; Vincent et al., 2009).

Le bilan de masse glaciaire représente la somme des apports et des pertes que subit un glacier. Cette grandeur est donc directement reliée aux variations de volume globales (aux modifications de densité, marginales, près) qu'il est possible de mesurer par exemple à l'aide d'instruments altimétriques ou gravimétriques (Gardner et al., 2011, 2012, 2013). Le bilan de masse glaciaire (exprimé en  $\text{kg an}^{-1}$ ) s'écrit :

$$BM = \int_S (BMS) dS - V_i, \quad (4.1)$$

où le terme  $BMS$  désigne le bilan de masse de surface (exprimé en  $\text{kg m}^{-2} \text{an}^{-1}$ ) et  $V_i$

la perte de masse due au vêlage d'icebergs<sup>1</sup>, aux chutes de séracs<sup>2</sup> ou à la fonte basale. Le terme  $S$  représente la surface totale du glacier considéré. Dans notre cas, les pertes par vêlage ou chutes de séracs sont négligées et le seul terme considéré sera le bilan de masse de surface.

Le bilan de masse de surface est l'un des termes prépondérants pour le calcul du bilan de masse global d'un glacier. Il est défini pour un lieu donné (coordonnées  $x,y$ ) et pour une durée donnée ( $t$ ). En général, cette durée correspond à 1 an, on parle alors de bilan de masse de surface annuel. Mais les bilans de masse de surface pour des durées inférieures sont parfois utilisés, permettant, notamment, de caractériser la variabilité inter-annuelle de l'accumulation hivernale (bilan de masse de surface hivernal) ou de l'ablation estivale (bilan de masse de surface estival). Le bilan de masse de surface est variable selon la zone considérée d'un glacier. En effet, un glacier se compose le plus souvent d'une zone d'accumulation, où le  $BMS$  est positif, ce qui signifie qu'il y a gain de masse à cet endroit, et d'une zone d'ablation, où le  $BMS$  est négatif, ce qui signifie donc qu'il y a perte de masse (Oerlemans and Greuell, 1986). Ces deux zones distinctes sont séparées par la ligne d'équilibre du glacier<sup>3</sup>. Le déséquilibre entre gain de masse en zone d'accumulation et perte de masse en zone d'ablation est compensé par la dynamique glaciaire. Dans le cas d'un glacier à l'équilibre, le flux de glace à travers la ligne d'équilibre compense exactement les pertes de masse de la zone d'ablation. Mais un glacier n'étant en général pas dans un état d'équilibre, ce flux de glace peut être supérieur, auquel cas le glacier est en croissance. Dans le cas contraire, lorsque le glacier est en régression (c'est à dire possède un bilan de masse négatif) le gain de masse de la zone d'accumulation ne permet pas de compenser l'ablation. Le bilan de masse de surface est donc une notion essentielle dont l'étude sur la calotte Barnes fait l'objet du présent chapitre. La formulation générale du bilan de masse de surface s'exprime telle que :

$$BMS(x, y, 0 \rightarrow t) = \int_0^t (P_s + P_l + (D - E) - S_u - R) dt, \quad (4.2)$$

où les différents termes ont la signification suivante :

- $P_s$  Précipitations solides
- $P_l$  Précipitations liquides
- $D$  Dépôt de neige par le vent
- $E$  Érosion de neige par le vent
- $S_u$  Sublimation à la surface
- $R$  Ruissellement net

L'ensemble de ces termes doit être considéré dans le cadre d'un calcul du bilan de masse de surface d'un point donné d'un glacier. Dans ce travail, l'estimation des différents termes ainsi que le calcul du  $BMS$  total sont réalisés, sur un point unique correspondant au sommet de la calotte, via le modèle de neige SURFEX-CROCUS piloté par les réanalyses

---

1. Un iceberg est un bloc de glace d'eau douce dont la masse peut être considérable, s'étant détaché du front d'un glacier et dérivant sur une étendue d'eau (océan dans le cas des grandes calottes polaires, ou lacs pour certains glaciers plus modestes).

2. Un sérac est un bloc de glace se détachant par gravité d'un glacier.

3. Le terme de *ligne de névé* est parfois utilisé bien qu'il soit incorrect car ces deux lignes ne sont confondues qu'à la fin de la saison d'ablation, soit une minorité de temps au cours de l'année.

atmosphériques NARR. Ce couplage, ainsi que le modèle, sont détaillés dans la section suivante.

### 4.3 Couplage réanalyses NARR - modèle de neige SURFEX-CROCUS - modèle électromagnétique DMRT-ML

La première étape pour la modélisation de l'état de surface actuel de la calotte Barnes est la mise en place de la chaîne de modélisation NARR - SURFEX-CROCUS - DMRT-ML (Figure 4.1). Comme détaillé au chapitre 3, le modèle DMRT-ML a été amélioré afin de tenir compte des particularités du mode d'accumulation par surimposition de glace au sommet de la calotte. De la même manière, il a été nécessaire d'adapter le modèle SURFEX-CROCUS. En effet, celui-ci n'est pas conçu, dans sa version originale, pour simuler la formation de glace surimposée. Ces adaptations, ainsi que la description détaillée de la mise en place du couplage et d'un processus d'optimisation font l'objet des sections suivantes.

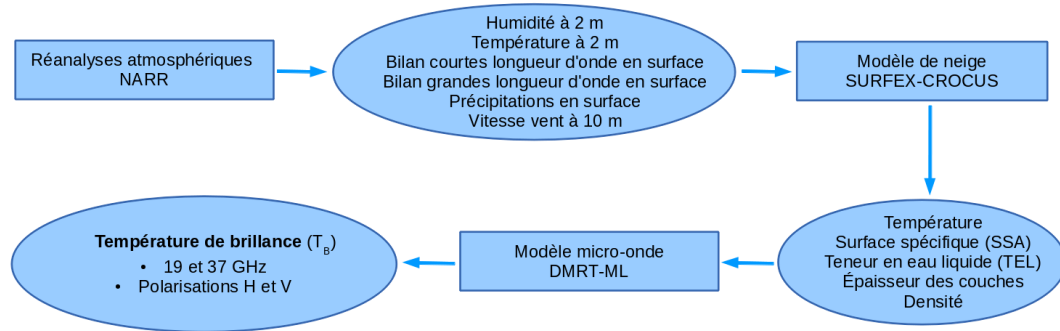


FIGURE 4.1 – Schéma de la chaîne de modélisation directe faisant intervenir les réanalyses atmosphériques NARR, le schéma de surface externalisée SURFEX (Météo-France) comprenant le modèle de neige CROCUS (CEN-Météo France) et le modèle d'émission micro-onde DMRT-ML.

#### 4.3.1 Le modèle de neige SURFEX-CROCUS

SURFEX (SURFace EXternalisée) est un modèle à base physique qui calcule l'évolution de l'état de la surface (sol, végétation, neige, etc.) et les échanges surface-atmosphère (flux d'eau, d'énergie et de matière) (Le Moigne, 2009). De par son fonctionnement externalisé (c'est à dire non couplé aux autres composantes des modèles de climat globaux), SURFEX peut être piloté par des données externes de provenance diverse telle que les réanalyses atmosphériques NARR utilisées dans ce travail (Figure 4.2). SURFEX a la capacité de prendre en compte quatre grands types de surfaces (sol nu, végétation, zones urbanisées, lacs et océans). Seule la première composante va nous intéresser dans ce travail. Pour assurer le calcul des interactions entre un sol naturel et l'atmosphère, le schéma de surface à base physique ISBA (Interaction Sol-Biosphère-Atmosphère) est utilisé (Noilhan and Mahfouf, 1996). Celui-ci intègre différentes représentations possibles pour la neige parmi lesquelles le modèle de manteau neigeux CROCUS (Vionnet et al., 2012), qui est le plus détaillé. L'utilisation d'ISBA avec la variante CROCUS permet d'obtenir une très bonne description du milieu, que ce soit en terme de flux de chaleur dans le sol car celui-ci est discrétisé en plusieurs niveaux dans le modèle ISBA ou en terme de physique de la neige



car CROCUS est un modèle physique multicouche capable, par exemple, de prendre en compte la neige soufflée et contenant de nombreuses paramétrisations du métamorphisme de la neige (Vionnet et al., 2012). Dans la suite de ce travail, SURFEX-CROCUS (cette dénomination désigne la configuration de SURFEX détaillée ci-avant) est utilisé en configuration « recherche », ce qui signifie que le nombre de couches de neige dans le modèle est laissé libre, avec une limite supérieure de 50, pour des raisons de temps de calcul. Les couches de glace surimposée à la surface de la calotte Barnes sont considérées dans le modèle SURFEX-CROCUS comme des couches du manteau neigeux à densité élevée. Lors de l'initialisation, un profil basé sur les mesures de terrain et comportant une dizaine de couches de glace est donc défini, puis le modèle est laissé libre d'accumuler de la neige en créant de nouvelles couches, mais aussi de les agréger si nécessaire lorsque le nombre maximal est atteint, etc. Cependant, SURFEX-CROCUS n'ayant pas été conçu pour réaliser des simulations pluri-annuelles sur des surfaces englacées, des limitations sont apparues et ont nécessité des adaptations détaillées dans la partie suivante.

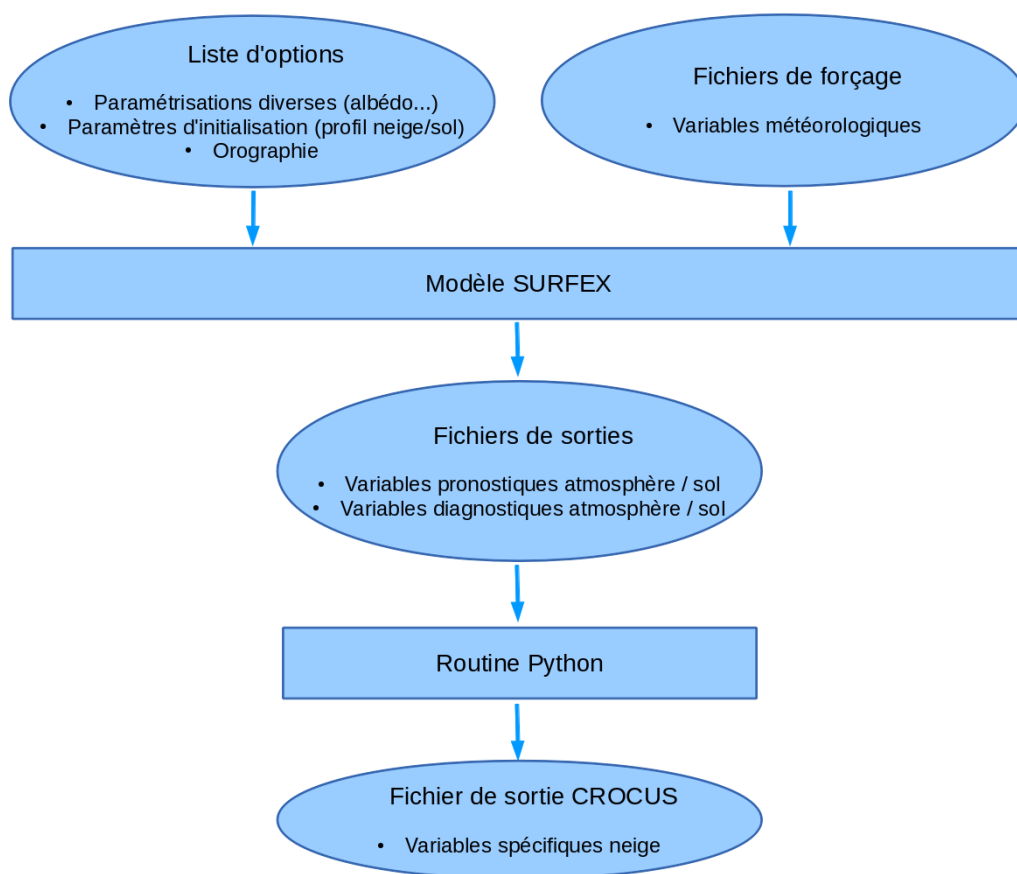


FIGURE 4.2 – Schéma du fonctionnement du modèle SURFEX-CROCUS.

### 4.3.2 Adaptations du modèle SURFEX-CROCUS pour la glace surimposée

Afin de représenter correctement les processus spécifiques à un manteau neigeux reposant sur de la glace surimposée dans le modèle SURFEX-CROCUS, il a été nécessaire de procéder à deux adaptations distinctes du modèle.

La première adaptation repose sur le critère d'agrégation des couches de neige, opération nécessaire, par exemple, lorsque le nombre maximal de couches est atteint et qu'une nouvelle chute de neige nécessite d'en créer une nouvelle. Dans la version opérationnelle de SURFEX-CROCUS, les deux couches les plus proches en terme de taille de grains sont agrégées en une seule (Vionnet et al., 2012). Or, lors de l'utilisation du modèle sur une surface de glace surimposée, il arrive que le modèle considère que la couche de glace la plus haute et la couche de neige la plus basse soient les deux couches les plus semblables du profil de neige. En effet, même si la notion de grain de neige n'a plus de sens lorsqu'il s'agit de couches de glace, cette information est tout de même présente dans le modèle. Dans cette situation, l'agrégation a donc pour conséquence de diminuer artificiellement le stock de neige hivernal en en transformant une partie en glace. Cela a aussi une conséquence sur la métamorphisme du reste du manteau neigeux en perturbant le profil de température, mais aussi de faire disparaître le givre de profondeur formé en début de saison. Afin de palier à ce problème, une simple condition sur la densité des couches a été ajoutée, afin d'empêcher l'agrégation de couches ayant une différence de masse volumique supérieure à  $400 \text{ kg m}^{-3}$  (Figure 4.3). Cette condition permet donc d'éviter l'agrégation de couches de neige avec des couches de glace.

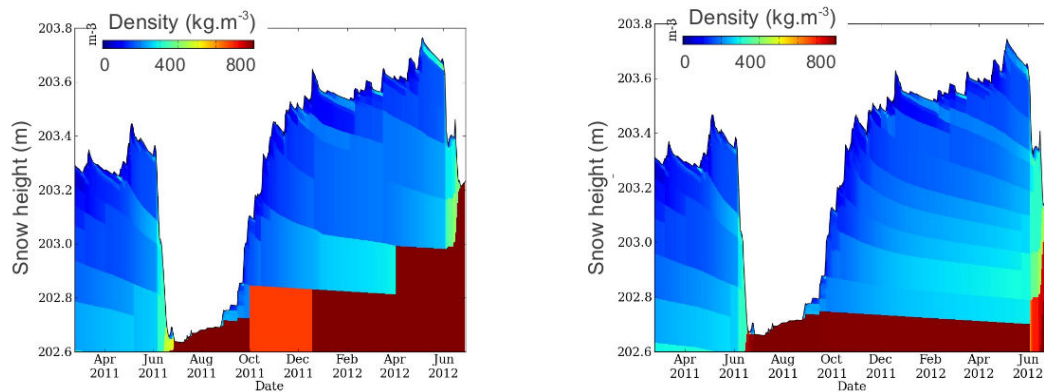


FIGURE 4.3 – Résultats de simulations SURFEX-CROCUS forcées par les réanalyses NARR sur 1 an et demi. A gauche, la version classique de SURFEX-CROCUS procède à l'agrégation de couches de glace et de neige. A droite, la version adaptée pour la glace surimposée avec ajout d'un critère sur la densité des couches lors du processus d'agrégation ne présente pas ces artefacts.

La deuxième adaptation du modèle SURFEX-CROCUS concerne la gestion de la percolation dans le manteau neigeux. Une gestion réaliste de la percolation est essentielle afin de modéliser le bilan de masse à la surface de la calotte Barnes car c'est l'un des processus qui est à la base de la formation de la glace surimposée (par regel de l'eau liquide à la surface de la glace). Dans SURFEX-CROCUS, la capacité de rétention en eau liquide d'une couche de neige est définie comme étant inversement proportionnelle à sa densité. Cela signifie que plus une couche est dense, moins elle va absorber d'eau. Cette eau liquide va donc la traverser et continuer à percoler en profondeur. Si cette manière de gérer l'eau liquide est tout à fait adaptée dans le cas classique d'un manteau neigeux, cela n'est plus vrai lorsqu'il s'agit de couches de glace. En effet, la capacité de rétention de la glace telle que définie par le modèle étant très faible, l'eau liquide va percoler très profondément dans la calotte, ce qui va entraîner une libération de chaleur latente à grande profondeur et a donc pour conséquence de ramener tout le profil de température dans la calotte à 273 K

après quelques mois de simulations alors que la calotte Barnes présente en réalité une glace dite « froide », c'est à dire ayant une température strictement inférieure au point de fusion excepté temporairement pour les couches les plus proches de la surface. Le caractère tempéré<sup>4</sup> ou « froid » d'un glacier donné dépend essentiellement de la température moyenne du lieu auquel il se développe. De plus, la glace étant par définition d'une densité supérieure à la densité de « close-off »<sup>5</sup>, elle peut être considérée comme imperméable (Arnaud et al., 2000). Une deuxième adaptation a donc été apportée à SURFEX-CROCUS consistant à rendre toute couche de glace totalement imperméable à partir de la seconde couche du profil. Il est nécessaire de conserver la perméabilité de la première couche de glace afin de permettre au modèle d'accroître la stock de glace et donc de reproduire la formation de glace surimposée (Figure 4.4). En effet, dans SURFEX-CROCUS, le gain de masse par une couche ne peut se faire que par absorption de l'eau liquide et regel d'une partie de cette eau au sein de la couche. Ensuite, la couche sous-jacente étant imperméable, l'eau n'ayant pu regeler est évacuée, ce qui correspond physiquement à une évacuation latérale de type ruissellement de surface. Cette procédure semble la plus à même de reproduire correctement ce phénomène physique complexe et difficilement modélisable qu'est la formation de glace surimposée (Figure 4.4), (Wright et al., 2007). Ceci est d'autant plus réaliste que les images satellites prises en conditions estivales témoignent d'un important écoulement de surface, avec développement d'un réseau de bédrières (Figure 1.3). Les tests effectués montrent de bons résultats pour reproduire le mode de formation de la glace surimposée.

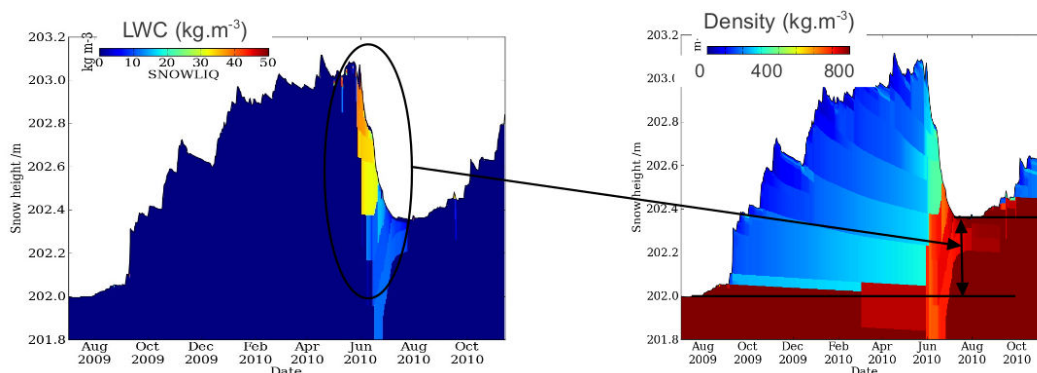


FIGURE 4.4 – Résultats de simulations SURFEX-CROCUS forcées par les réanalyses NARR sur 1 an et demi. A gauche, l'échelle de couleur représente la teneur en eau liquide du manteau neigeux, ce qui permet de mettre en évidence les processus de percolation à la fin du printemps. A droite, l'échelle de couleur représentant la masse volumique des couches de neige et glace met en évidence la formation de la glace surimposée lorsque l'eau liquide regèle sur la surface de glace rendue imperméable.

### 4.3.3 Premiers tests du couplage NARR - SURFEX-CROCUS

Des premiers tests de couplage entre les données NARR et le modèle SURFEX-CROCUS ont été effectués sur la période 2009-2011. Cette période a été choisie afin de pouvoir réaliser une comparaison avec les observations de terrain de mars 2011, en plus des comparaisons avec les données AMSR-E et MODIS. Les premiers résultats de ce couplage

4. Un glacier est dit tempéré lorsque la glace qui le compose est à une température égale au point de fusion

5. Le close-off est un terme désignant le processus de fermeture des bulles d'air emprisonnées lors des processus de densification du névé, à une masse volumique de l'ordre de  $800 \text{ kg m}^{-3}$

TABLEAU 4.1 – Comparaison entre l'équivalent en eau (EEN) du manteau neigeux saisonnier en mars 2011 mesuré in-situ et modélisé par SURFEX-CROCUS, et comparaison entre l'albédo moyen MODIS pour la période estivale et la paramétrisation de l'albédo de la glace nue dans SURFEX-CROCUS.

	EEN (mm)	Albedo estival
Mesuré	$357 \pm 21$	$0.53 \pm 0.08$
Modélisé / paramétrisé	197	0.33

NARR - SURFEX-CROCUS mettent en évidence un certain nombre de problèmes. Le premier est que les précipitations semblent être sous-estimées par les réanalyses NARR, et/ou les températures sur-estimées (comparaison avec les mesures de terrain de la campagne de mars 2011, en terme d'équivalent en eau de la neige et de température physique) (Tableau 4.1). De plus, la paramétrisation utilisée par le modèle SURFEX-CROCUS pour l'albédo estival, lorsqu'il n'y a pas de neige et que la glace affleure, qui correspond à un albédo de glace pure de glacier alpin en zone d'ablation, ne semble pas adaptée pour la surface de glace surimposée estivale telle qu'on en rencontre au sommet de la calotte en juillet et août (comparaison avec les données MODIS) (Tableau 4.1 et figure 4.6). En effet, le sommet de la calotte Barnes en période estivale ne présente pas une surface de glace lisse et homogène, mais plutôt un *patchwork* mélangeant des zones de glace, de neige, et même des mares de petite taille<sup>6</sup> (Figure 4.5). Le terme d'albédo estival sera utilisé par la suite pour désigner l'albédo de surface lorsque le modèle ne simule pas de neige. Finalement, le bilan de masse annuel modélisé est négatif, alors qu'un forage peu profond réalisé sur la calotte a permis de mettre en évidence la présence de glace surimposée, suggérant l'existence d'un bilan de masse positif, bien qu'il puisse aussi s'agir d'anciennes couches de glace surimposée apparaissant à nouveau en surface dans un contexte de bilan de masse négatif. L'ensemble de ces observations montrent qu'il n'est pas possible en l'état de modéliser correctement le bilan de masse de surface au sommet de la calotte.

La raison la plus probable permettant d'expliquer une éventuelle sous-estimation des précipitations par les réanalyses atmosphériques est certainement liée à une mauvaise prise en compte des processus orographiques à fine échelle dans les données NARR. En effet, la résolution spatiale de ces réanalyses (32 km) ne permet pas d'intégrer un modèle numérique de terrain (MNT) d'une précision suffisante (Figure 4.7). La topographie de la calotte est donc très fortement lissée. Or, des études ont montré que la sous-estimation de l'effet orographique local sur les masses d'air peut avoir des effets significatifs sur les précipitations et donc sur le bilan de masse de surface modélisé (Agosta et al., 2012). Ce lissage de la topographie peut aussi avoir une influence sur le bilan d'énergie calculé à la surface et donc la température de l'air à 2 m utilisée en entrée du modèle.

Quelques tests (Figure 4.8) montrent en effet que le bilan de masse modélisé varie considérablement lorsque les paramètres de forçage atmosphériques sont modifiés (ces simulations sont effectuées avec un albédo estival prescrit de la même valeur que l'albédo MODIS). C'est pourquoi un processus d'optimisation sera mis en place sur ces paramètres afin de simuler convenablement le bilan de masse de surface. Ces premiers tests mettent

---

6. Les étangs de fonte qui se développent en surface des glaciers sont souvent dénommés sous le terme de *melt ponds* dans la littérature scientifique internationale

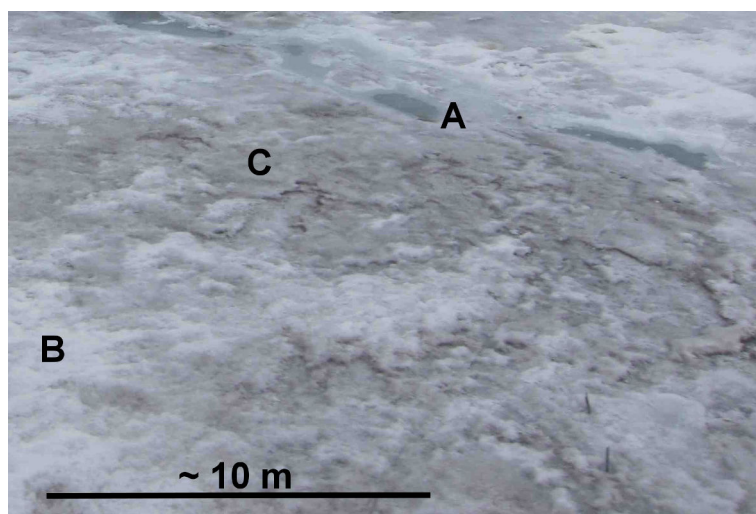


FIGURE 4.5 – Photographie prise lors d'un survol en avion du dôme sommital de la calotte Barnes à faible altitude le 30 juillet 2010. Cette photographie met en évidence la complexité de la surface en période estivale, avec présence de flaques d'eau (A), de zones encore enneigées (B) et de zones de glace nue (C). Source : G.H. Miller, Univ. Colorado, Boulder

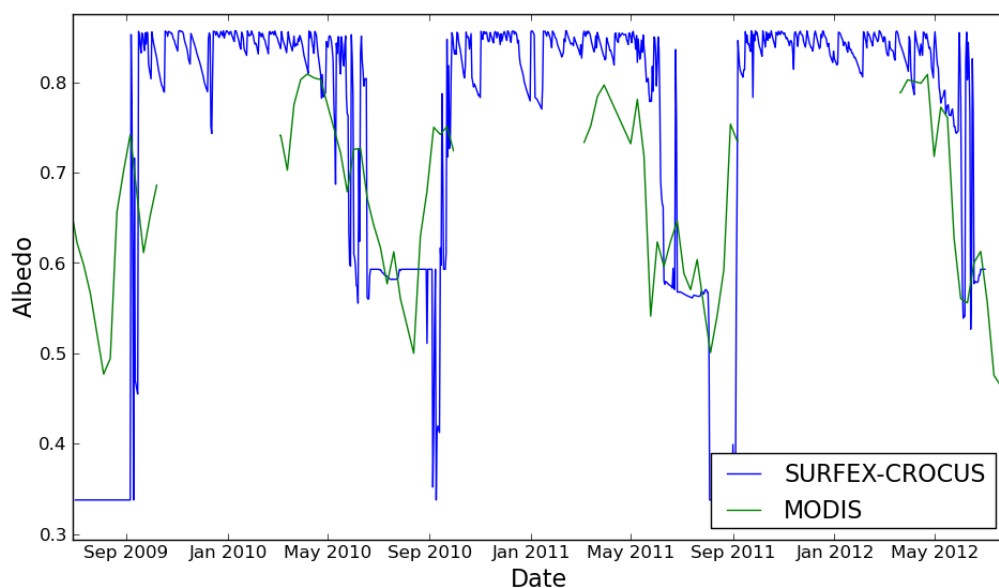
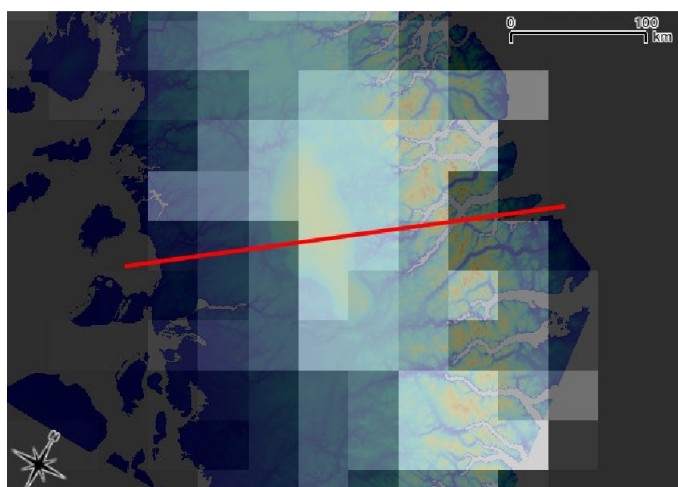


FIGURE 4.6 – Comparaison de l'albédo mesuré par l'instrument MODIS et simulé par le modèle SURFEX-CROCUS sur la période 2009-2011 sur la zone sommitale de la calotte Barnes. Les données MODIS sont indisponibles en hiver du fait de l'incidence solaire trop rasante à la latitude de la calotte.

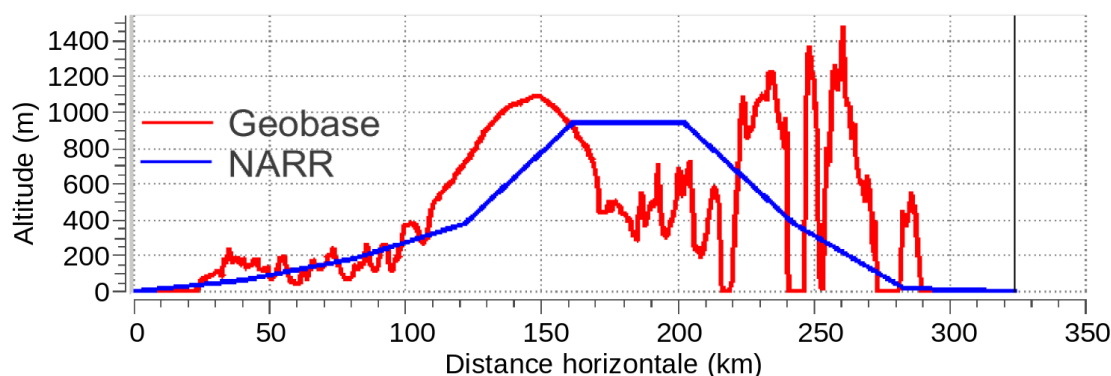
par ailleurs en évidence la nécessité de réaliser un *spin-up*<sup>7</sup> lors des simulations définitives. En effet, les simulations débutant au 1<sup>er</sup> juillet (afin de partir d'un état initial supposé de glace nue, plus simple et nécessitant moins d'hypothèses à l'initialisation) montrent une fonte exagérée lors du premier été. Un *spin-up* d'une durée de 1 an sera donc utilisé par

---

7. Le terme *spin-up* désigne la durée nécessaire à l'initialisation d'un modèle numérique, parfois nommée « temps de relaxation ».



(a) Carte de la calotte Barnes et représentation du trait de coupe. Les pixels représentent les données NARR à 32 km et le fond de carte est issu du MNT Géobase



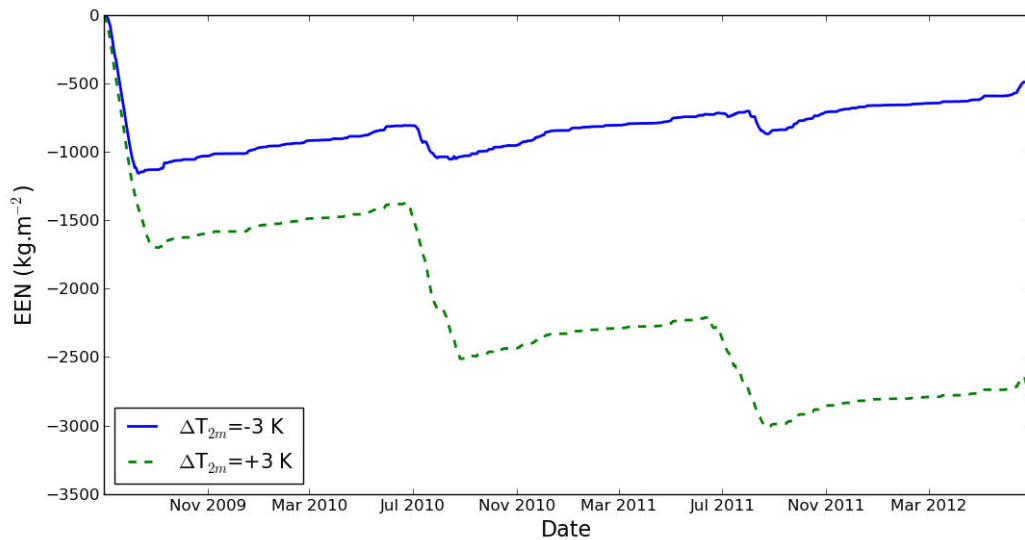
(b) Profils obtenus selon le trait de coupe sur les données Géobases (en rouge) et NARR (en bleu)

FIGURE 4.7 – Comparaison des profils obtenus à partir des modèles numériques de terrain de Géobase Canada (trait rouge) et des réanalyses atmosphériques NARR (trait bleu). La calotte Barnes est clairement visible sur la profil issu du MNT Géobase (entre 100 et 200 km sur l'axe horizontal) alors qu'elle n'apparaît pas sur le profil issu de NARR.

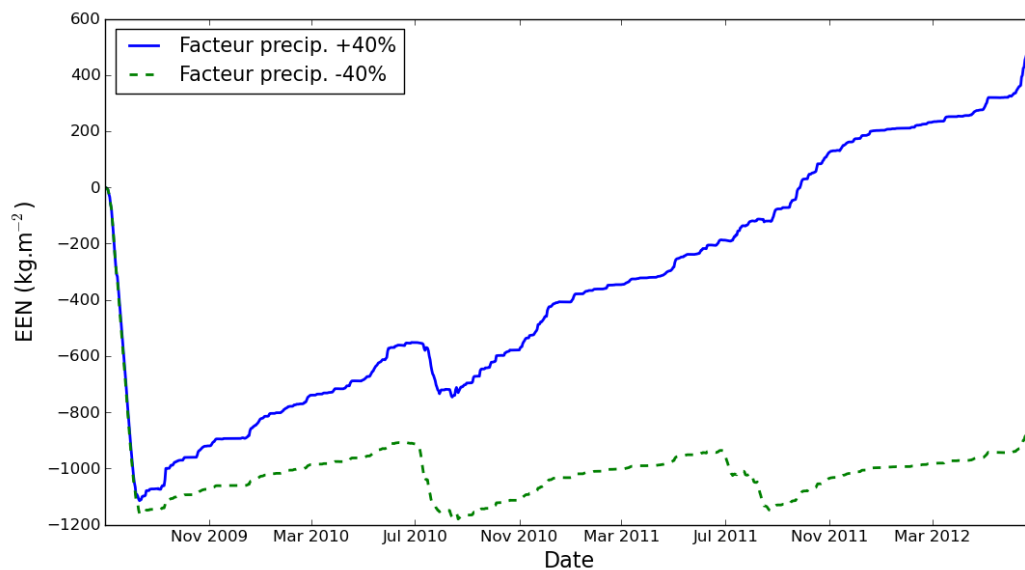
la suite.

#### 4.3.4 Couplage avec le modèle d'émission micro-onde DMRT-ML

L'optimisation sera réalisée non seulement sur les sorties du modèle de neige SURFEX-CROCUS, mais aussi sur les sorties du modèle DMRT-ML après couplage avec celui-ci. La finalité du couplage avec DMRT-ML est d'apporter une contrainte « de volume » dans le processus d'optimisation. En effet, l'utilisation des données MODIS (albédo et température de surface) ne permettent pas d'avoir directement d'information sur le type et le volume de neige présent. Or, la mise en place de ce processus d'optimisation a justement pour but de corriger les paramètres atmosphériques de forçage, température et précipitations (ainsi que l'albédo estival prescrit). Un autre intérêt fort à l'utilisation des sorties du modèle DMRT-ML est d'apporter une contrainte temporelle sur les durées de fonte dans



(a) Forçage modifié en température



(b) Forçage modifié en précipitations

FIGURE 4.8 – Évolution temporelle du bilan de masse de surface (quantifié en terme d'équivalent en eau, EEN) au sommet de la calotte Barnes. Simulations réalisées avec le modèle SURFEX-CROCUS sur la période 2009-2011 en modifiant les forçages atmosphériques en température (a) et précipitations (b) des données de réanalyses NARR.

le processus d'optimisation. En effet, comme pour les mesures micro-ondes, les sorties du modèle présentent très nettement un brusque saut de température de brillance lors des transitions entre un manteau neigeux sec et humide (Chapitre 2, section 2.2). Afin de maximiser l'information de volume contenue dans les données micro-onde, il a été décidé d'utiliser un indice,  $\Delta T_B$ , défini comme une combinaison entre deux fréquences (19 et 37

GHz) tel que :

$$\Delta T_B = T_{B-19V} - T_{B-37V}. \quad (4.3)$$

Cet indice est largement utilisé pour l'étude de l'équivalent en eau de la neige (Derksen et al., 2003, 2010) et est donc approprié pour l'utilisation qui en est faite ici, à savoir apporter une contrainte temporelle « de volume » dans le processus d'optimisation. De plus, l'utilisation de cette combinaison de bandes permet de s'affranchir dans une certaine mesure des perturbations induites par d'éventuelles structures particulières à la surface de la calotte car la polarisation verticale est la moins sensible à la stratification du manteau.

Les profils de neige obtenus en sortie du modèle SURFEX-CROCUS piloté par les réanalyses NARR sont donc utilisés pour forcer le modèle DMRT-ML adapté pour la glace bulleuse pour simuler les températures de brillance. Afin de réaliser ce couplage, il est nécessaire de convertir certaines variables. SURFEX-CROCUS fournit par exemple une teneur en eau liquide (TEL) exprimée en  $\text{kg m}^{-3}$  correspondant à la quantité d'eau liquide dans un volume donné de neige. DMRT-ML considère une TEL exprimée en  $\text{m}^3 \text{m}^{-3}$  correspondant au volume d'eau liquide par rapport au volume de neige. Ces deux variables n'étant pas strictement identiques, la relation de conversion s'écrit donc :

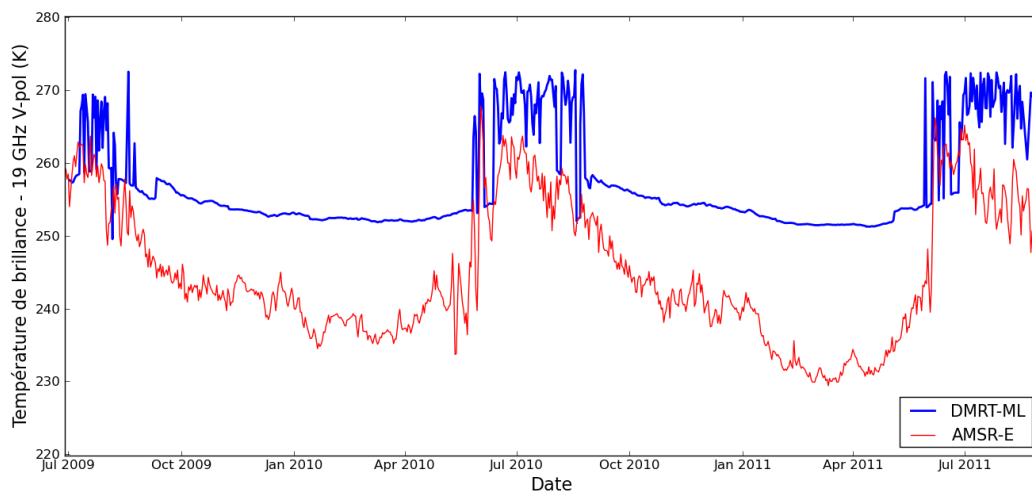
$$TEL_{\text{DMRT-ML}} = \frac{TEL_{\text{SURFEX-CROCUS}} / \rho_{\text{eau}}}{(\rho_{\text{neige}} - TEL_{\text{SURFEX-CROCUS}}) / \rho_{\text{glace-pure}}} \quad (4.4)$$

Au chapitre 3 de ce manuscrit a été déterminé un coefficient empirique permettant de réaliser la conversion entre les mesures in-situ de rayon optique réalisées avec l'instrument POSSSUM et la SSA du manteau neigeux utilisée pour piloter le modèle DMRT-ML. Ce coefficient, dont la valeur a été fixée à 3,5, n'est pas réutilisé dans cette partie du travail pour la conversion entre la SSA issue du modèle SURFEX-CROCUS et la SSA donnée en entrée du modèle DMRT-ML. En effet, ce facteur de conversion entre rayon mesuré et rayon utilisé dans DMRT-ML provient très certainement de la différence entre l'interaction de la neige et du rayonnement électromagnétique dans le domaine des micro-ondes et dans celui de l'optique dans lequel les mesures de SSA sont réalisées. Si un tel facteur était nécessaire sur les sorties de SURFEX-CROCUS, son origine serait différente et il serait donc nécessaire de le déterminer indépendamment des résultats du travail présenté au chapitre 3 de ce manuscrit car il n'y a aucune raison qu'il soit identique à celui obtenu après optimisation dans les travaux de Roy et al. (2013) ou de Dupont et al. (2014). Les travaux de Brucker (2009) ont montré qu'un tel facteur peut être nécessaire pour corriger les données issues des modèles de neige afin de les utiliser pour piloter des modèles électromagnétiques d'émission micro-onde. Cependant, dans ce travail, nous avons choisi d'utiliser un coefficient égal à 1, ce qui constitue une première approximation d'autant plus acceptable que l'indice  $\Delta T_B$  sera utilisé par la suite. Les autres variables permettant de caractériser la neige (masse volumique et épaisseur des couches) sont fournies en entrée du modèle DMRT-ML sans traitements particuliers.

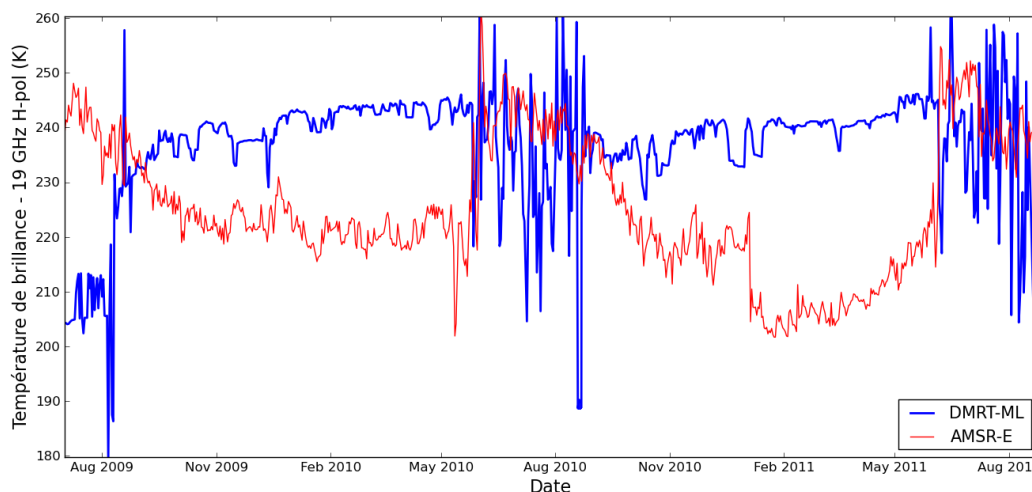
En revanche, concernant la partie « glace bulleuse », si le profil de température déterminé en sortie de SURFEX-CROCUS est directement utilisé dans DMRT-ML, ce n'est pas le cas pour les profils des autres variables. Tout d'abord, la masse volumique des couches de glace calculée par le modèle SURFEX-CROCUS est remplacée par la masse volumique optimisée obtenue à la section 3.3 du chapitre 3 de ce manuscrit (Table II de



l'article Dupont et al. (2014)). De même, la taille des grains dans les couches de glace n'a pas réellement de sens physique, et cette variable est donc remplacée par la taille de bulle optimale déterminée elle aussi à la section 3.3 du chapitre 3. Ainsi, les profils de masse volumique et de rayon des bulles sont constants en fonction de la profondeur, au contraire du profil de température, directement issu des simulations SURFEX-CROCUS.



(a) 19 GHz V-pol

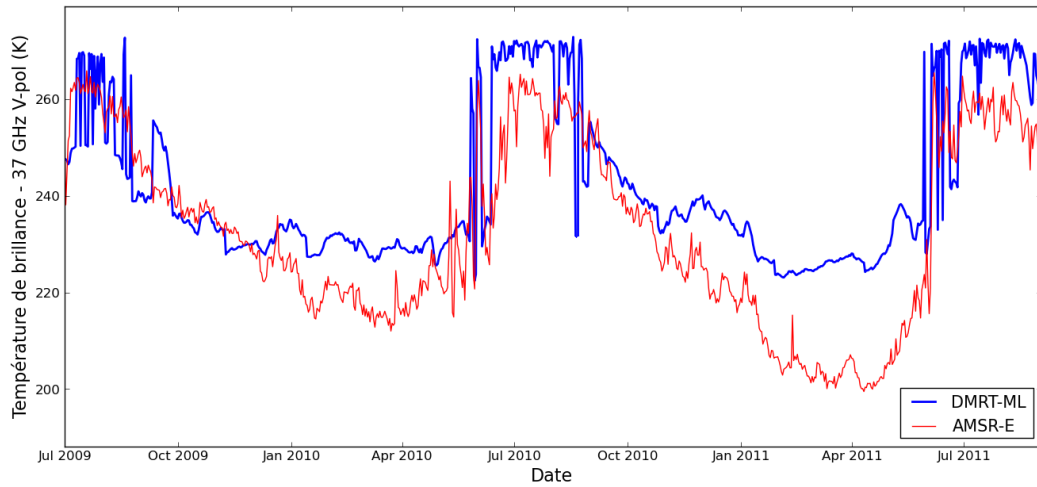


(b) 19 GHz H-pol

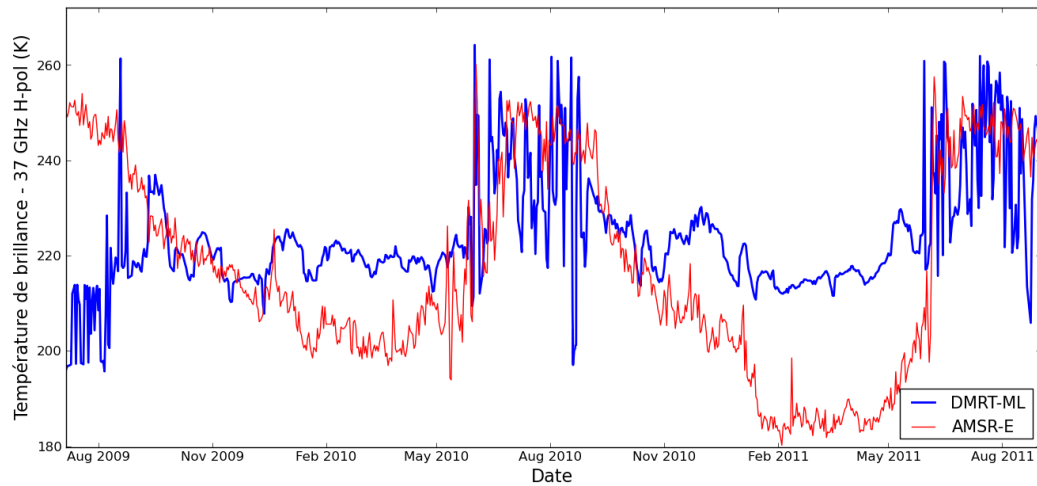
FIGURE 4.9 – Comparaison entre les résultats de simulations réalisées sur la période 2009-2011 avec DMRT-ML à 19 GHz en polarisation verticale (a) et horizontale (b) et les données AMSR-E. Ces simulations sont pilotées par les sorties du modèle SURFEX-CROCUS.

Du fait de la formation particulière des premières couches de neige sur la calotte Barnes, lors de la période de regel, il a été observé sur le terrain que la transition entre la glace de regel et la neige n'est pas toujours très nette, et que la toute première couche de neige a une structure particulière, incorporant de gros grains arrondis en plus de grains de type givre de profondeur. Il en résulte que cette couche ayant une forte influence sur le signal micro-onde, la température de brillance mesurée en surface peine à être modélisée à partir des sorties du modèle SURFEX-CROCUS issues des premiers tests de couplage (section 4.3).

### 4.3 - Couplage réanalyses NARR - modèle de neige SURFEX-CROCUS - modèle électromagnétique DMRT-ML



(a) 37 GHz V-pol



(b) 37 GHz H-pol

FIGURE 4.10 – Comparaison entre les résultats de simulations réalisées sur la période 2009-2011 avec DMRT-ML à 37 GHz en polarisation verticale (a) et horizontale (b) et les données AMSR-E. Ces simulations sont pilotées par les sorties du modèle SURFEX-CROCUS.

En effet, les figures 4.9 et 4.10 montrent que les simulations, effectuées à partir de données SURFEX-CROCUS ajustées manuellement à partir des observations de terrain, ne permettent pas de reproduire convenablement les observations satellites. En revanche, si le niveau de base n'est pas correctement simulé, les variations saisonnières, en particulier à 37 GHz aux deux polarisations, ainsi que les dates de début et fin de fonte présentent de bonnes similitudes. Comme les simulations SURFEX-CROCUS, ces modélisations présentent des artefacts dans les premiers mois de simulation (visible en particulier à 19 GHz en polarisation verticale) qui mettent à nouveau en évidence la nécessité de l'utilisation d'un *spin-up* pour les simulations du processus d'optimisation.

Par contre, la figure 4.11, qui présente le résultat de simulations du  $\Delta T_B$  effectuées sur les mêmes sorties de SURFEX-CROCUS que les figures 4.9 et 4.10, offre une meilleure

correspondance entre les données observées et modélisées. Cela renforce l'hypothèse selon laquelle l'utilisation de cet indice est particulièrement indiqué car il permet, en plus de maximiser l'information de volume, de s'affranchir de la nécessité de modéliser parfaitement la valeur absolue de la température de brillance. En effet, ce sont les variations temporelles de la température de brillance, lesquelles se répercutent sur le  $\Delta T_B$ , qui rendent compte de l'évolution de l'EEN du manteau neigeux.

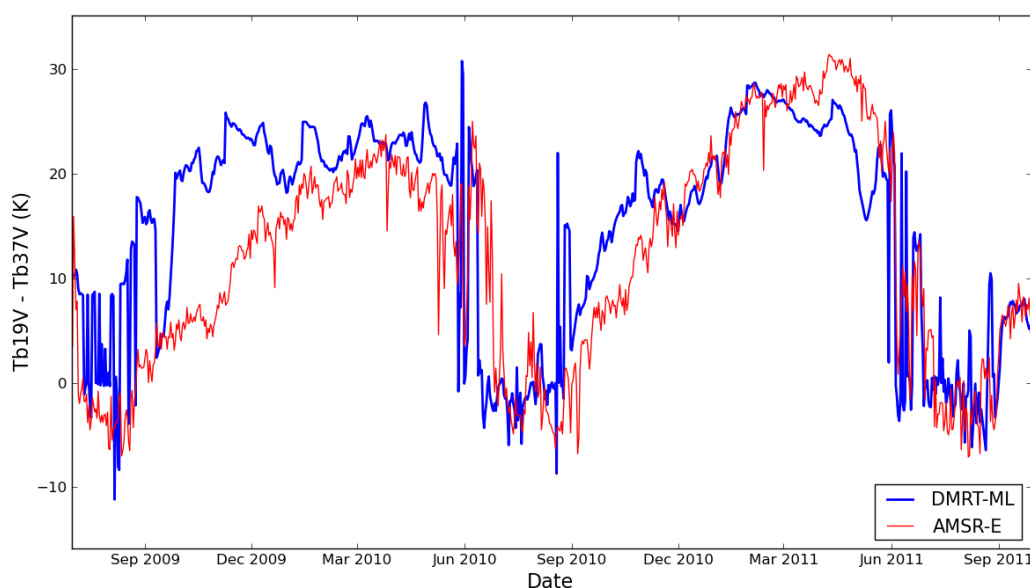


FIGURE 4.11 – Comparaison entre les résultats de simulations réalisées sur la période 2009-2011 avec DMRT-ML pour le calcul de l'indice  $\Delta T_B$  et le  $\Delta T_B$  issu des données AMSR-E. Ces simulations sont pilotées par les sorties du modèle SURFEX-CROCUS.

#### 4.4 Processus d'optimisation : méthode Quasi-Monte-Carlo

Les données NARR dont nous disposons pour la modélisation du bilan de masse de surface présentent des biais qui ont été mis en évidence dans les sections précédentes lors des premiers tests effectués. Étant donné qu'il existe des justifications physiques convaincantes pour expliquer les problèmes constatés lors de ces premiers tests du couplage NARR - SURFEX-CROCUS (notamment une mauvaise prise en compte des processus orographiques dans les données NARR, ayant une influence sur les précipitations mais aussi sur la température de l'air, et une paramétrisation de l'albédo estival non adéquate), une méthode d'optimisation a été développée afin d'améliorer l'estimation du bilan de masse de surface actuel. Cette optimisation est réalisée sur un nombre limité de paramètres afin de garder une compréhension physique du problème, et est contrainte par des données satellitaires MODIS (albédo et température de surface) et AMSR-E (indice  $\Delta T_B$  faisant intervenir la température de brillance à 19 et 37 GHz en polarisation verticale). Les variables qui seront ajustées par le processus d'optimisation sont donc : la température de l'air à 2 m, le taux de précipitations à la surface ainsi que l'albédo prescrit par SURFEX-CROCUS en période estivale sans neige. Les données de terrain ne sont pas utilisées à ce stade afin de permettre de valider à posteriori les résultats de l'optimisation (Figure 4.12).

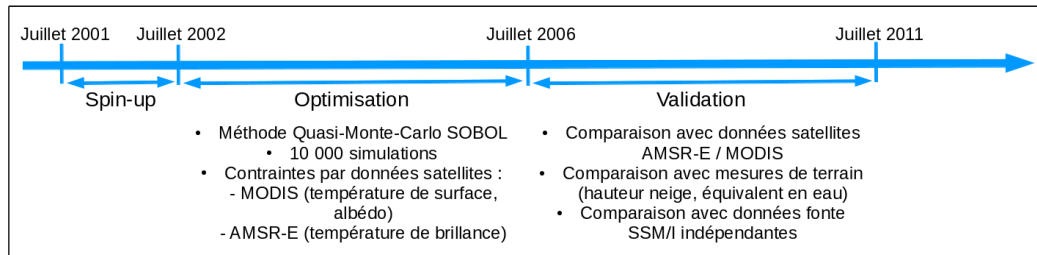


FIGURE 4.12 – Organisation temporelle du processus d'optimisation / validation sur le chaîne de modélisation NARR - SURFEX-CROCUS - DMRT-ML.

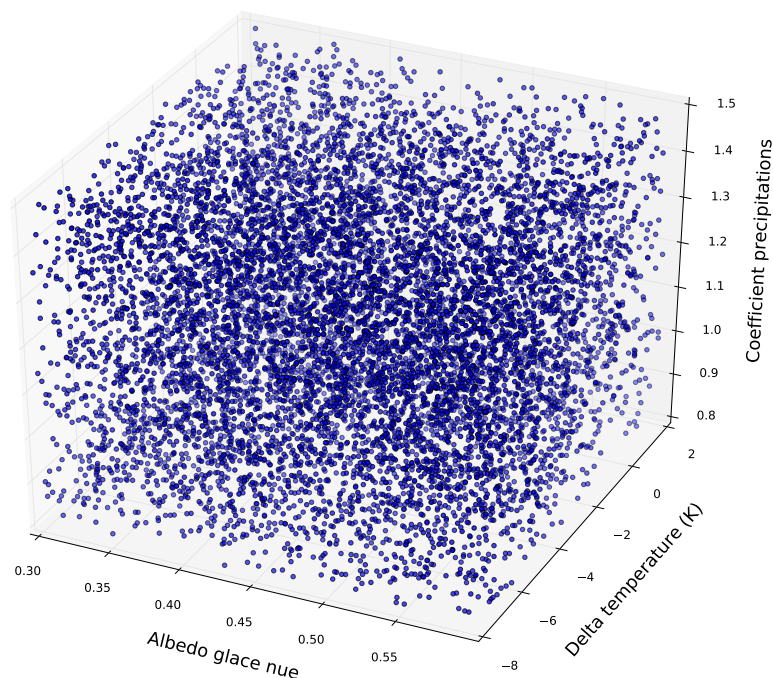


FIGURE 4.13 – Représentation de l'espace couvert lors du processus d'optimisation avec 10 000 simulations réparties selon la suite de SOBOL. L'albédo estival varie de 0,3 à 0,6 ; le facteur appliqué sur les précipitations varie de 0,8 à 1,5 ; et le biais sur la température de  $-8$  K à  $+2$  K.

En pratique, l'optimisation a été réalisée en faisant varier un biais appliqué à la température de l'air à 2 m, un coefficient appliqué au taux de précipitations à la surface ainsi que la valeur de l'albédo estival prescrit. Les intervalles d'étude ont été choisis suffisamment larges pour couvrir toute la gamme réaliste de valeurs (Figure 4.13). Une correction sur la phase des précipitations a été appliquée en fonction de la température de l'air à 2 m, afin de fixer la transition entre la pluie et la neige à  $0^{\circ}\text{C}$ . Les simulations ont été effectuées sur une durée de 4 ans (du 1<sup>er</sup> juillet 2002 au 30 juin 2006) précédées d'un *spin-up* d'une

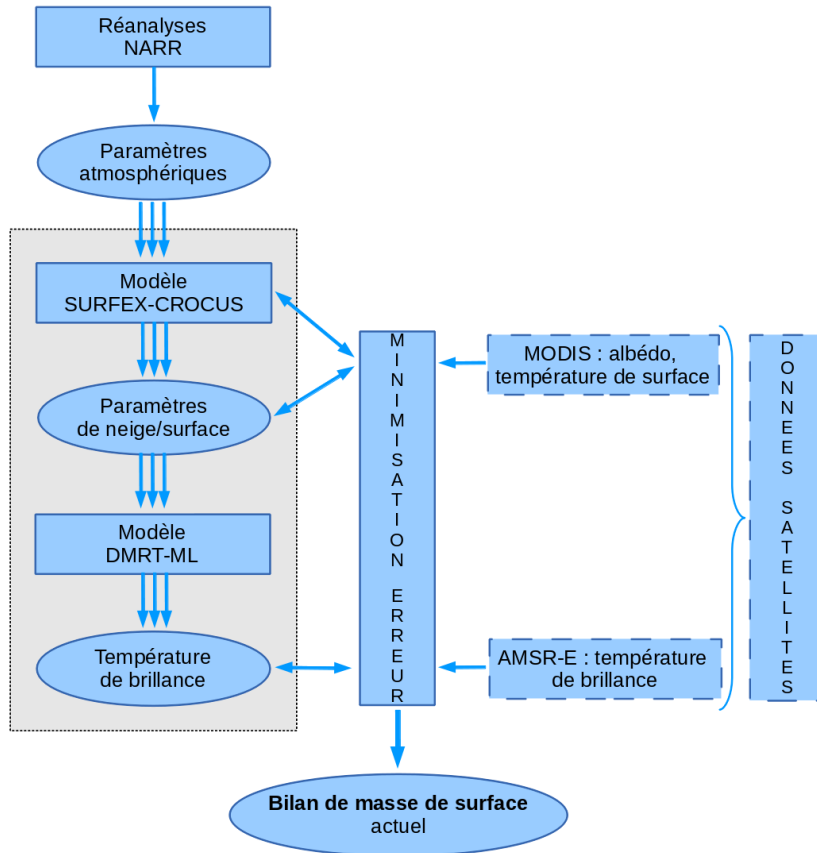


FIGURE 4.14 – Représentation du processus d’optimisation faisant intervenir la chaîne de modélisation NARR - SURFEX-CROCUS - DMRT-ML et les données satellites AMSR-E et MODIS. Le cadre grisé et les flèches triples représentent l’ensemble des simulations parallèles réalisées avec la méthode Quasi-Monte-Carlo de SOBOL.

durée de 1 an (Figure 4.12). L’espace en 3 dimensions ainsi formé a été couvert en utilisant une suite de SOBOL qui correspond à une méthode de Quasi-Monte-Carlo (Figures 4.13 et 4.14). Cette méthode améliore légèrement l’approche classique de Monte-Carlo dans le sens où elle permet de couvrir de manière plus équitable l’espace avec un nombre plus restreint de points (Niederreiter, 1992). Pour cela, les tirages ne sont pas indépendants les uns des autres. Enfin, l’état de référence optimal est simplement défini comme celui présentant la plus faible erreur quadratique moyenne (RMSE) par rapport aux observations satellites MODIS et AMSR-E<sup>8</sup> prises en compte à différents niveaux de la chaîne de modélisation (Figure 4.14). La RMSE pour chaque variable et chaque simulation est calculée de la manière suivante :

$$\text{RMSE}_X = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (X_{\text{sim}} - X_{\text{obs}})^2}{N}}, \quad (4.5)$$

où  $X$  représente la variable considérée, simulée ou observée, et  $N$  le nombre de pas de temps de la simulation. Les RMSE calculées pour chaque variable sont ensuite utilisées

8. Les données MODIS et AMSR-E utilisées pour ce travail sont décrites en détails au chapitre 1 de ce manuscrit, section 1.4.

pour calculer l'erreur globale  $E_G$  :

$$E_G = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \overline{\text{RMSE}_X}}{N_X}, \quad (4.6)$$

où  $N_X$  représente le nombre de paramètres de l'optimisation (au nombre de 3 dans ce travail), et  $\overline{\text{RMSE}_X}$  la RMSE moyenne sur l'ensemble des simulations pour chaque paramètre.

## 4.5 Résultats du processus d'optimisation sur 2002-2006

L'état de référence déterminé après optimisation est obtenu pour un albédo estival (c'est à dire de l'albédo prescrit dans SURFEX-CROCUS lorsqu'il n'y a pas de neige) de 0,4, un facteur sur les précipitations de +40% et enfin un biais sur la température de l'air à 2 m de  $-4,5^\circ\text{C}$ . Le biais sur la température ainsi que le facteur appliqué sur les précipitations sont cohérents avec l'hypothèse de mauvaise représentation de la topographie dans les réanalyses atmosphériques. En effet, le lissage de la topographie entraîne une sous-estimation des précipitations (Agosta et al., 2012), que le facteur de 1,4 vient corriger. De même, une topographie d'altitude inférieure à la réalité a logiquement pour conséquence de surestimer la température de l'air, c'est pourquoi le biais négatif obtenu après optimisation est cohérent. En effet, la figure 4.7 montre que la différence d'altitude entre le sommet de la calotte et le topographie NARR est de l'ordre de 400 m, ce qui, si l'on considère un gradient adiabatique de l'air sec de  $-9,76^\circ\text{C km}^{-1}$ , correspond à un biais sur la température de  $-3,9^\circ\text{C}$ . Cette estimation est dans le même ordre de grandeur que le biais obtenu par optimisation bien que celui-ci semble plutôt fort.

Bien que l'optimisation ait apporté une amélioration sensible dans la paramétrisation de l'albédo estival (passant de 0,33 à 0,4), la valeur optimale reste différente de l'albédo estival mesuré par l'imager MODIS qui est de 0,53 en moyenne. Cela s'explique par le fait que l'optimisation a été réalisée de manière globale, et non indépendamment pour chaque paramètre. Ce choix a été fait car le produit d'albédo MODIS ne peut pas être considéré comme une valeur vraie absolue car il peut exister des biais dans ce type de produits du fait de la difficulté de discriminer les périodes de nuages des périodes de ciel clair dans des environnements englacés.

L'état optimal déterminé par optimisation correspond à un bilan de masse de surface moyen actuel de  $+12 \text{ cm a}^{-1}$  sur le dôme sommital de la calotte (Figure 4.15). Cette valeur moyenne est calculée en faisant la différence entre la masse initiale après *spin-up*, soit au 1<sup>er</sup> juillet 2002 et la masse finale de la colonne considérée à la fin de la période d'optimisation, soit au 1<sup>er</sup> juillet 2006, puis en divisant ce résultat par le nombre d'années de modélisation, soit 4 dans ce cas. Au-delà de cette valeur moyenne, on remarque sur la figure 4.15 que la variabilité inter-annuelle est cohérente, avec par exemple l'été 2002 présentant un fort taux de fonte avec une ablation estivale bien supérieure à l'accumulation hivernale (le bilan de masse de surface de cette année est alors négatif) alors que l'été 2004 présente une fonte bien moindre et donc un *BMS* positif.

Les résultats de l'optimisation font l'objet d'une validation sur la période 2006-2011 présentée dans la section suivante, dont les conclusions sont discutées à la section 4.6.3,

avec notamment une analyse des RMSE obtenues pour chaque paramètre optimisé.

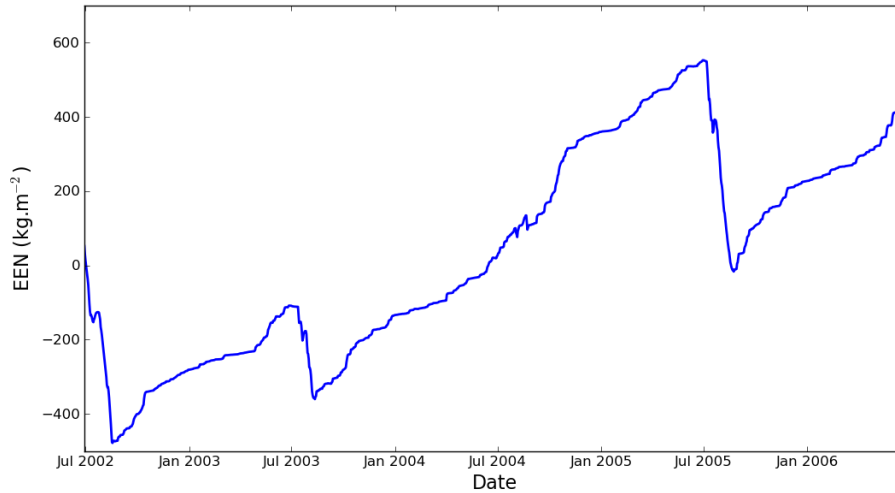


FIGURE 4.15 – Évolution temporelle du bilan de masse de surface (quantifié en terme d'équivalent en eau, EEN) au sommet de la calotte Barnes. Simulation réalisée à l'aide des paramètres optimisés : biais sur la température de  $-4,5$  K, facteur sur les précipitations de  $+40\%$  et albédo estival de  $0,4$ .

## 4.6 Validation de l'optimisation sur la période 2006-2011

Les données satellites AMSR-E utilisées dans ce travail étant disponibles sur la période 2002-2011, l'optimisation a été réalisée sur 2002-2006 (précédée d'un *spin-up* d'un an) afin de procéder à la validation des résultats obtenus sur la période 2006-2011. La validation consiste à réaliser des simulations avec les paramètres optimisés (forçage NARR en température et précipitations et paramétrisation de l'albédo estival). L'initialisation est réalisée au 1<sup>er</sup> juillet 2006 partir des profils (de température, densité, taille des grains, etc) obtenus au 30 juin 2006 par la simulation représentant l'état optimal. Aucun *spin-up* n'est donc appliqué et aucune contrainte extérieure n'est apportée à la chaîne de modélisation tout au long de la période de validation. Les résultats sont ensuite comparés aux données AMSR-E et MODIS d'une part, puis une étude des durées de fonte est réalisée pour comparaison avec les durées de fonte déduites des données SSM/I indépendantes. Enfin, les mesures de terrain de mars 2011 sont utilisées comme point de validation de la modélisation de l'équivalent en eau de la neige hivernal.

### 4.6.1 Comparaison avec les données satellites

#### Indice sur les températures de brillance AMSR-E

Les résultats de l'optimisation ont tout d'abord été validés sur la période 2006-2011 par comparaison entre les résultats des simulations DMRT-ML issues de la chaîne de couplage et le  $\Delta T_B$  mesuré par l'instrument AMSR-E sur cette période (Figure 4.16). Cette comparaison met en évidence une certaine correspondance entre les données mesurées et simulées, mais elle met aussi en lumière de nombreux artefacts du modèle DMRT-ML

aboutissant à une RMSE toujours élevée de 16,8 K. En effet, si le saut brutal des températures de brillance lorsque le manteau neigeux s'humidifie est en général bien reproduit, il arrive que, en particulier lorsque les teneurs en eau liquide sont très élevées, DMRT-ML sur-estime la température de brillance à 37 GHz, aboutissant à un  $\Delta T_B$  très faible. Cependant, ces artefacts ne représentent qu'une minorité de pas de temps (environ 20 jours sur plus de 2000 soit moins de 1%). Les années 2008-2009 et 2010 présentent une moins bonne correspondance que les années 2007 et 2011. Cela s'explique en partie par la formation de croûtes de glace en début de saison, lesquelles se traduisent par des paliers dans l'augmentation du  $\Delta T_B$ . La formation de croûtes de glace se traduit par la création d'interfaces à fort contraste de densité et donc de constante diélectrique effective au sein du manteau neigeux. Les réflexions au niveau de ces interfaces induisent une diminution générale de la température de brillance émise, d'autant plus marquée à 37 GHz (Grody, 2008; Montpetit et al., 2013), et donc une diminution relative du  $\Delta T_B$ . En effet, les données NARR montrent sur ces pas de temps une augmentation brutale de la température atmosphérique associée à des précipitations, ce qui correspond à une situation typique de formation de ces croûtes de glace. Bien que les réanalyses possèdent cette information, le modèle SURFEX-CROCUS ne parvient pas à modéliser ce phénomène, ce qui induit un décalage entre les évolutions observées et modélisées du  $\Delta T_B$  sur le reste de la saison hivernale.

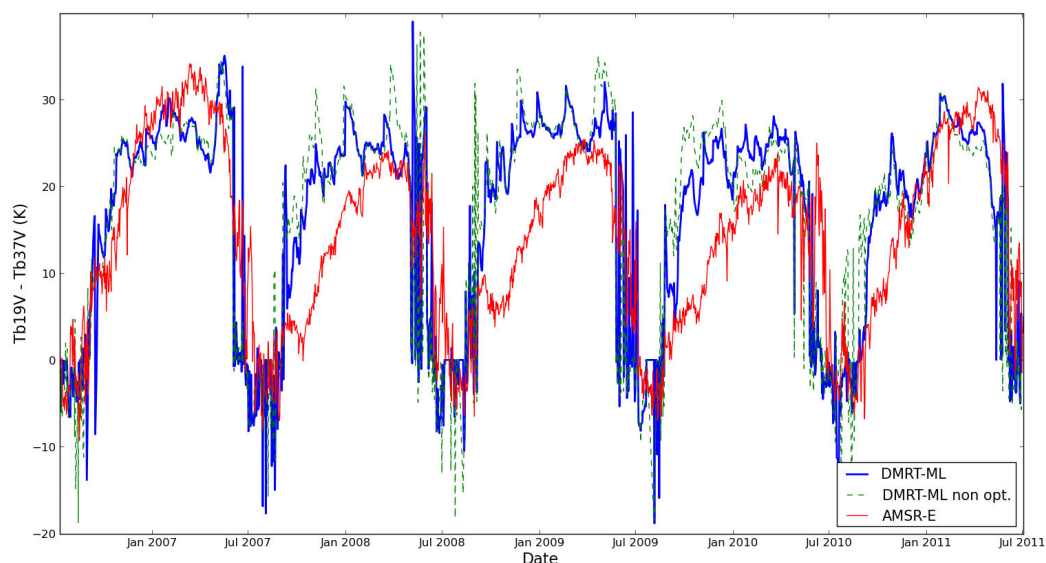


FIGURE 4.16 – Évolution temporelle du  $\Delta T_B$  mesuré par le radiomètre AMSR-E (courbe rouge) et simulé sur la période 2006-2011 au sommet de la calotte Barnes. La courbe bleue représente les simulations effectuées avec les paramètres optimisés, et la courbe verte avec les forçages NARR bruts.

Les RMSE calculées entre les mesures satellites et les résultats des simulations avec et sans optimisation sont égales à 16,8 K et 20,1 K, respectivement (Figure 4.16). L'amélioration apportée par l'optimisation à ce niveau n'est donc pas très significative. La persistance d'une RMSE élevée provient certainement de la difficulté à modéliser la SSA des couches de neige, notamment à la transition avec la glace (voir section 4.3.3). En effet, la figure 4.17 montre, pour un profil typique mesuré sur le terrain, que la SSA modélisée par SURFEX-CROCUS est sur-estimée en profondeur. De plus, bien que l'ordre de grandeur



soit respecté, le profil simulé présente aussi une sur-estimation significative de la SSA aux environs de 20 cm de profondeur, ce qui peut aussi avoir une forte influence sur le signal modélisé, en particulier à 37 GHz. Enfin, une piste d'amélioration de ces résultats est d'introduire un facteur de calibration sur la SSA, à déterminer sur une période de référence (typiquement la période de mesures) en amont du processus d'optimisation, afin de mieux simuler la température de brillance en valeur absolue.

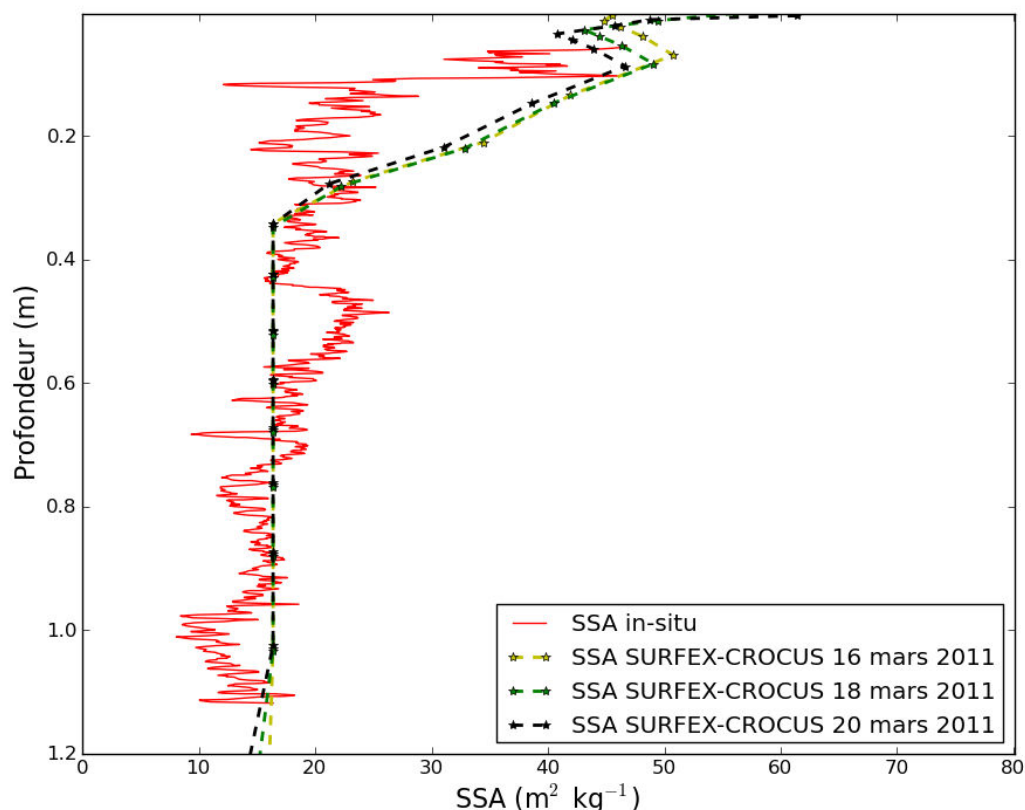


FIGURE 4.17 – Comparaison entre la surface spécifique du manteau neigeux mesurée (courbe pleine rouge) et simulée à 3 dates différentes (courbes pointillées vertes, jaunes et noires) au sommet de la calotte Barnes, en mars 2011.

### Température de surface et albédo MODIS

La figure 4.18 présente les résultats des simulations réalisées avec les paramètres optimisés ou bruts en terme de température de surface. Ces résultats sont comparés aux mesures MODIS de température de surface. Les RMSE obtenues avec ou sans optimisation sont presque identiques (11,4 K et 11,6 K, respectivement), ce qui montre que la contrainte apportée par les températures de surface lors du processus d'optimisation n'a pas été significative pour la détermination de l'état optimal. La RMSE calculée hors période de fonte ne montre pas non plus d'amélioration significative : 9,7 K et 10,6 K, respectivement, après et avant optimisation. Les implications de cette constatation sont discutées à la section 4.7.

La comparaison entre l'albédo estival mesuré lui aussi par l'instrument MODIS et l'albédo prescrit dans le modèle SURFEX-CROCUS n'est pas présentée car le résultat de l'optimisation se résume à une valeur unique d'albédo utilisée par le modèle lorsque tout le

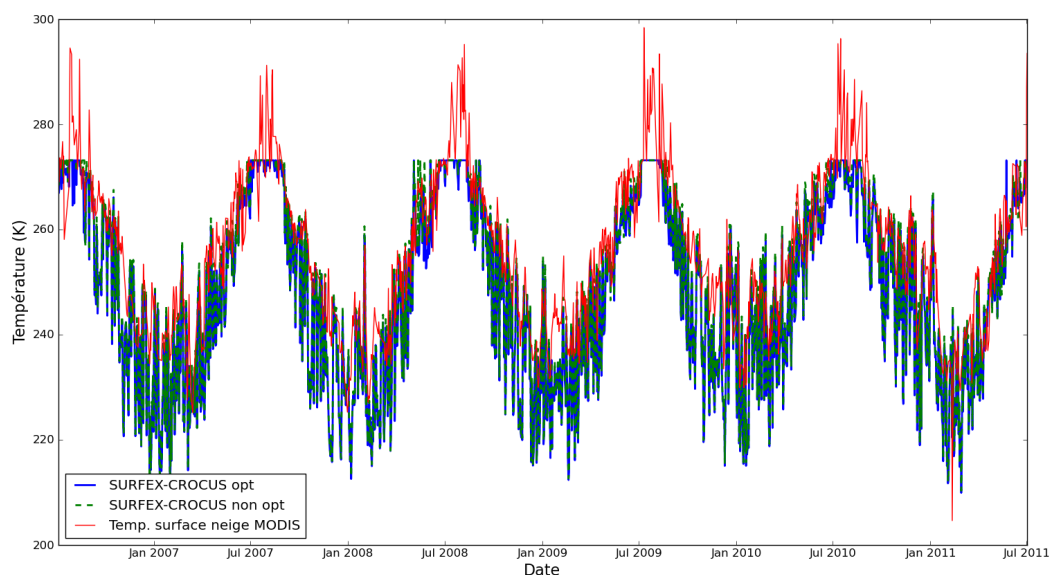


FIGURE 4.18 – Évolution temporelle de la température de surface mesurée par l'instrument MODIS (courbe rouge) et simulée sur la période 2006-2011 au sommet de la calotte Barnes. La courbe bleue représente les simulations effectuées avec les paramètres optimisés, et la courbe verte avec les forçages NARR bruts.

manteau neigeux a fondu. Cette valeur, initialement de 0,33 est de 0,4 après optimisation. L'albédo moyen mesuré sur ces périodes estivales par l'instrument MODIS est de  $0,53 \pm 0,8$  (Figure 4.6).

#### 4.6.2 Comparaison des durées de fonte modélisées par rapport aux durées de fonte SSM/I

La seconde validation des résultats du processus d'optimisation proposée est l'analyse des durées de fontes prédites par le couplage SURFEX-CROCUS - DMRT-ML piloté avec les paramètres optimisés des réanalyses NARR. La détermination des durées de fonte est réalisée selon une méthode par seuillage sur la température de brillance modélisée à 19 GHz en polarisation verticale identique en tous points à celle présentée au chapitre 2. Ces durées de fonte, calculées pour les années complètes de la durée de validation, c'est à dire 2007 à 2010, sont ensuite comparées à celles obtenues sur les données SSM/I, totalement indépendantes des données utilisées dans le processus d'optimisation. Les résultats (Tableau 4.2) montrent que les durées de fonte sont globalement bien reproduites en sortie de la chaîne de modélisation. En particulier, comme dans les observations, l'année 2010 présente une durée de fonte significativement plus longue que les autres années. La RMSE totale calculée sur les résultats du modèle DMRT-ML piloté avec les données optimisées est de 6,7 jours, contre 15,3 jours sans optimisation. Il semble par ailleurs que les simulations sous-estiment la variabilité inter-annuelle des durées de fonte par rapport aux mesures satellites (écart-type de 8,6 jours contre 10,8 jours, respectivement). Cela peut s'expliquer par le fait que les corrections apportées aux données NARR sont des corrections moyennes, qui ne permettent pas d'améliorer les réanalyses en ce qui concerne les événements extrêmes ou rapides.

Les calculs de durées de fonte présentées dans cette section ont été effectués sur des

TABLEAU 4.2 – Comparaison des durées de fonte de surface sur la calotte Barnes obtenues à partir des observations SSM/I et des résultats de la chaîne de modélisation avant et après optimisation.

Année	2007	2008	2009	2010
Durées de fonte SSM/I (jours)	76	86	81	101
Durées de fonte DMRT-ML avec optimisation (jours)	79	82	79	97
Durées de fonte DMRT-ML sans optimisation (jours)	87	93	89	109

moyennes journalières, que ce soit avec les données SSM/I (le produit utilisé, combinant les passes ascendantes et descendantes sur une journée est détaillé au chapitre 1 et son utilisation est largement expliquée au chapitre 2) ou les sorties de la chaîne de modélisation. En effet, le travail présenté dans ce chapitre ayant nécessité de nombreuses simulations sur plusieurs années (en particulier lors de l'optimisation), et afin de garder des temps de calcul raisonnables, SURFEX-CROCUS a été paramétré pour fournir une sortie journalière représentant la moyenne des calculs effectués au pas de temps de 30 minutes. Le modèle DMRT-ML couplé au modèle SURFEX-CROCUS fournit donc lui aussi une température de brillance qui représente une moyenne journalière. Il est donc possible que ce calcul de moyennes soit en partie responsable de la sous-estimation de la variabilité inter-annuelle de la fonte lors des simulations. Cependant, des comparaisons entre les durées de fonte déterminées à partir du produit SSM/I moyen ou des produits ne comportant que les passes ascendantes ou descendantes ont montré que les durées de fonte varient très peu (de 2 jours en moyenne) du fait que lorsqu'une humidification se produit en surface, la percolation est très rapide. De ce fait, même s'il y a regel nocturne des couches superficielles, le signal micro-onde étant sensible à tout le volume de neige, la fonte est tout de même détectée. De même, DMRT-ML présente un signal de fonte dès que les données SURFEX-CROCUS présentent une teneur en eau liquide supérieure à zéro, et ce indépendamment de la couche considérée, en surface ou en profondeur dans le manteau neigeux.

### 4.6.3 Comparaison avec les mesures de terrain

Lors de la campagne de terrain de mars 2011, la hauteur de neige ainsi que l'équivalent en eau ont été mesurés (Chapitre 1). Le tableau 4.3 présente une comparaison entre les valeurs mesurées et simulées, avec ou sans optimisation des données NARR, au mois de mars 2011 ainsi que l'équivalent en eau et la hauteur de neige sur toute la durée de la période de validation. L'EEN mesuré lors de la campagne était de  $357 \pm 21 \text{ kg m}^{-3}$ , et l'EEN modélisé à la date du 15 mars 2011 avec les données NARR brutes était de  $197 \text{ kg m}^{-3}$ . Après optimisation, l'EEN modélisé est de  $302 \text{ kg m}^{-3}$ , ce qui présente une meilleure correspondance avec les mesures. En revanche, la hauteur de neige mesurée sur la calotte était de  $0,99 \pm 0,17 \text{ m}$ , alors que la hauteur modélisée correspondante est de  $1,42 \text{ m}$  ( $1,27 \text{ m}$  sans optimisation) (Figure 4.20). Cela suggère que SURFEX-CROCUS sous-estime la densification du manteau neigeux sous les conditions atmosphériques auxquelles est soumise la calotte Barnes. En effet, les mesures de terrain donnent une masse volumique moyenne sur tout le manteau neigeux de  $358 \text{ kg m}^{-3}$ , alors que la simulation optimale SURFEX-CROCUS donne une masse volumique moyenne de  $203 \text{ kg m}^{-3}$  sur la même période. Cela peut être dû à une prise en compte insuffisante de la densification par le vent, soufflant plus souvent et plus fort que dans un environnement alpin pour lequel ce modèle a été initialement conçu (voir section 1.3.5). Ces résultats sont à mettre en perspective avec

TABLEAU 4.3 – Comparaison entre l'équivalent en eau de la neige et l'épaisseur du manteau neigeux mesuré et simulé avec ou sans optimisation, au mois de mars 2011.

	Mesure in-situ	SURFEX avec opt.	SURFEX sans opt.
EEN (mm)	$357 \pm 21$	302	197
Épaisseur (m)	$0,99 \pm 0,17$	1,42	1,27

l'évolution inter-annuelle de l'équivalent en eau et de la hauteur de neige au sommet de la calotte, présentées figures 4.19 et 4.20.

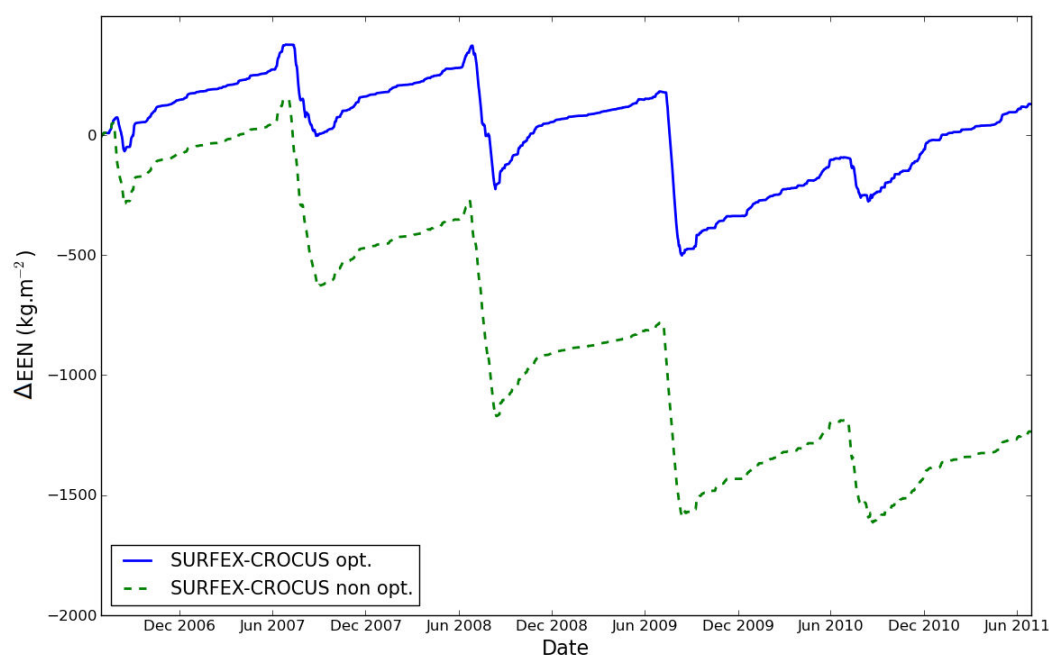


FIGURE 4.19 – Évolution temporelle du bilan de masse de surface (quantifié en terme d'équivalent en eau, EEN) au sommet de la calotte Barnes. Simulations réalisées sur la période 2006-2011 avec les données NARR optimisées (courbe pleine bleue) et non optimisées (courbe pointillée verte). L'initialisation est effectuée au 1<sup>er</sup> juillet 2006 basé sur l'état optimal déterminé lors du processus d'optimisation.

Le principale conclusion que l'on peut tirer des figures 4.19 et 4.20 est que, comme pour les résultats de l'optimisation sur 2002-2006, certaines années présentent un bilan de masse positif alors que le *BMS* est négatif sur d'autres. Le bilan de masse cumulé sur toute la période de validation est par ailleurs proche de zéro (*BMS* annuel moyen de  $+2,6 \text{ cm an}^{-1}$  sur la période de validation après optimisation, contre un *BMS* annuel moyen de  $-25 \text{ cm an}^{-1}$  sans optimisation). Cela suggère donc que les couches de glace bulleuses observées lors des forages in-situ sont bien issues d'une formation de type glace surimposée, mais que cette formation n'est pas régulière année après année comme supposé initialement. En effet, certaines années il n'y a pas de formation de glace surimposée et il peut même arriver que la glace sous-jacente déposée les années précédentes soit en partie perdue lors de la période de fonte estivale. Cette observation est en accord avec les images

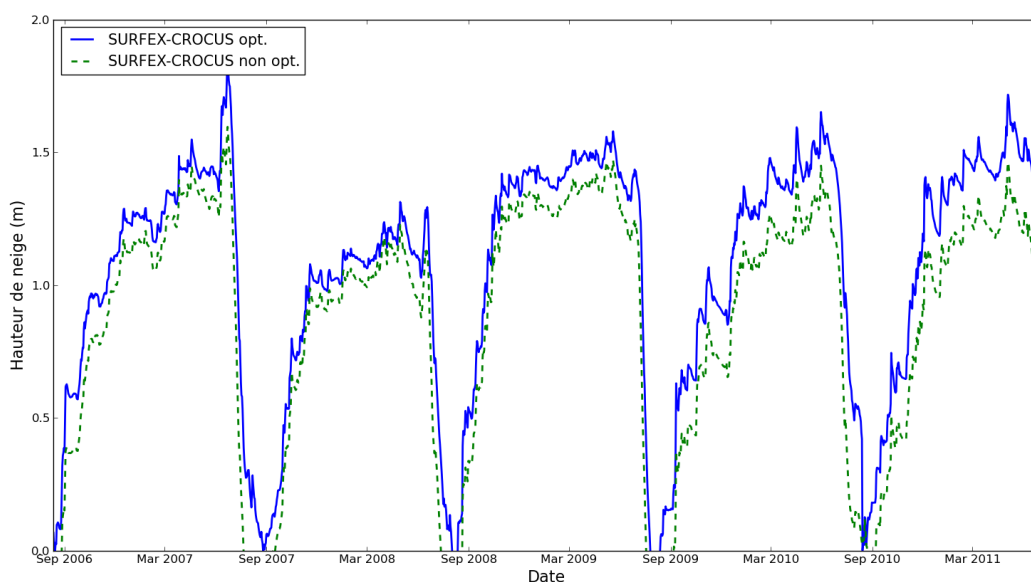


FIGURE 4.20 – Évolution temporelle de la hauteur de neige au sommet de la calotte Barnes. Simulations réalisées sur la période 2006-2011 avec les données NARR optimisées (courbe pleine bleue) et non optimisées (courbe pointillée verte). L'initialisation est effectuée au 1<sup>er</sup> juillet 2006 basé sur l'état optimal déterminé lors du processus d'optimisation. Les hauteurs de neige sont normalisées à chaque début de saison hivernale.

satellites montrant le développement d'un important réseau de bédrières en été, témoignage d'un importante écoulement d'eau liquide, et ce même jusqu'au sommet de la calotte. Le bilan de masse de surface moyen sur 2002-2011, comprenant les périodes d'optimisation et de validation est de  $+6,8 \text{ cm an}^{-1}$ , ce qui est très proche de l'équilibre.

Ces résultats peuvent être comparés avec les travaux de Mahaffy (1976), qui donnaient un  $BMS$  au sommet de la calotte de l'ordre de  $+45 \text{ cm a}^{-1}$  dans les années 1970, alors que les durées de fonte estivales étaient plus courtes de l'ordre de 50% (Chapitre 2), ainsi qu'une ligne d'équilibre à une altitude de 900 m environ. Il semble donc que sur les dernières décennies le bilan de masse de surface au sommet de la calotte ait fortement diminué, et que la ligne d'équilibre atteigne actuellement une altitude proche du sommet, soit 1100 m environ.

### Discussion par rapport aux variations d'élévation de la surface

Il est par ailleurs intéressant de mettre en perspective les variations d'élévation de l'altitude du sommet de la calotte Barnes avec les variations du  $BMS$ . En effet, la variation d'élévation ( $dh/dt$ ) à un point donné peut s'écrire suivant la relation :

$$dh/dt = BMS + V_{dyn}, \quad (4.7)$$

où  $V_{dyn}$  représente la vitesse verticale issue de la dynamique glaciaire.

Les résultats des travaux de Gardner et al. (2013) montrent que l'altitude sommitale de la calotte présente une variation moyenne de  $-0,26 \text{ m an}^{-1}$  sur la période 1960-2010

TABLEAU 4.4 – Comparaison des variations d'élévation moyennes annuelles ( $dh/dt$ ) au sommet de la calotte Barnes pour différentes périodes de temps.

Période	1960-2010	1995-2000	2000-2011
$dh/dt$ (m an <sup>-1</sup> )	-0,26±0,08	-0,32±0,07	-0,62±0,05
Source	Gardner et al. (2013)	ATM	ATM

(Figure 4.21). Ces données sont obtenues à partir de la comparaison des MNT de la base de données DNEC (Données Numériques d'Élévation du Canada) de 1960 et des données IceSat de 2010. Cependant, une analyse plus fine à l'aide de données altimétriques issues du programme ATM (Airborne Topographic Mapper) de la NASA et disponibles pour les années 1995, 2000 et 2011, a été réalisée par Charles Papasodoro (CARTEL, communication personnelle). Cette analyse met en évidence une accélération de la perte d'altitude dans la période récente du sommet de la calotte Barnes (Tableau 4.4). Ainsi, avec une tendance moyenne calculée sur la période 1995-2011 de  $-0,53 \pm 0,04$  m an<sup>-1</sup>, on obtient une tendance moyenne sur 1960-1995 de  $-0,14$  m an<sup>-1</sup>, et si l'on suppose que la perte d'altitude avait commencé à s'accélérer avant 1995, on peut estimer que la variation d'altitude dans les années 1970 était proche de zéro. Étant donné que le *BMS* de la calotte déterminé par Mahaffy (1976) était de  $+45$  cm a<sup>-1</sup> dans les années 1970, cela permet d'estimer que la vitesse verticale due à la dynamique glaciaire au sommet de la calotte est du même ordre de grandeur, à savoir de l'ordre de  $-50$  cm an<sup>-1</sup> en première approximation. L'évolution de ce type de dynamique glaciaire est à considérer sur une échelle de temps de plusieurs décennies et l'on peut considérer, malgré une probable tendance à l'accélération de cette vitesse verticale due au contexte de perte de masse important sur les flancs de la calotte, que cet ordre de grandeur reste valable aujourd'hui (Pagli et al., 2007). Ainsi, un bilan de masse proche de l'équilibre sur la dernière décennie tel qu'il a été calculé suite au processus d'optimisation semble cohérent avec l'ordre de grandeur des variations d'élévation de l'altitude sommitale sur la même période. Au contraire, le bilan de masse issu des simulations non optimisées aurait toutes les chances de conduire à une perte d'altitude supérieure à ce qui est observé.

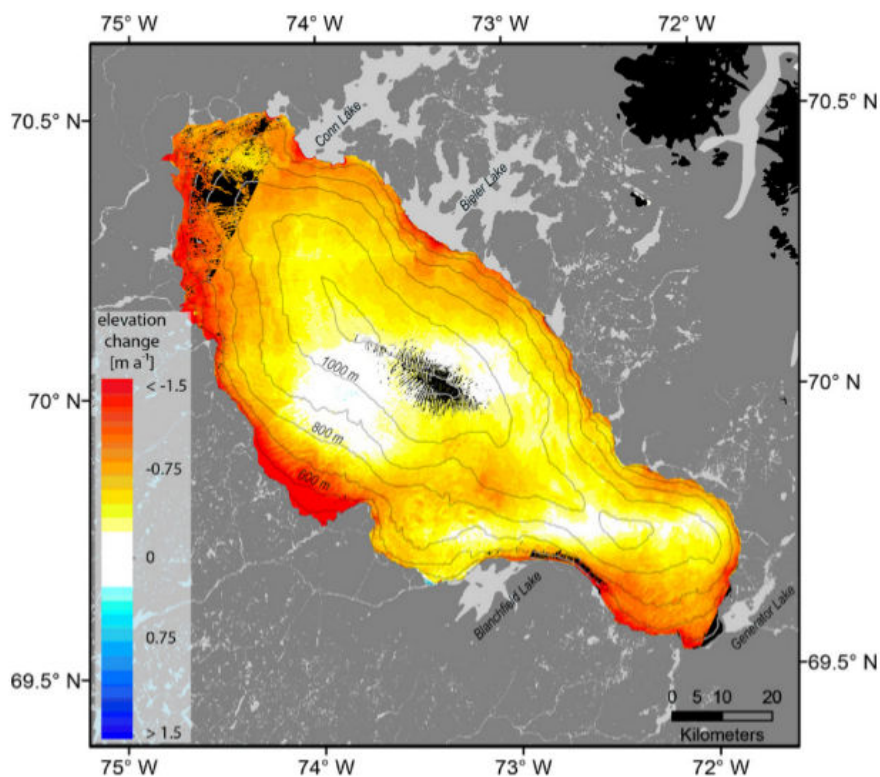


FIGURE 4.21 – Carte des variations d'altitude (en  $\text{m a}^{-1}$ ) de la calotte Barnes entre 1960 et 2010 déterminées à partir de modèles numériques de terrain issues de mesures aéroportées et des données d'imagerie stéréoscopique du satellite SPOT-5. Les zones noires ne comportent pas de données. Source : (Gardner et al., 2013)

## 4.7 Discussion sur la validation du processus d'optimisation

Les études de validation présentées dans les sections précédentes permettent de tirer un certain nombre d'enseignements sur la pertinence de l'optimisation telle qu'elle a été conduite.

Tout d'abord, il apparaît que les contraintes apportées par les données d'albédo, de température de surface et d'indice sur la température de brillance n'ont pas eu le même impact sur les résultats. En effet, l'albédo prescrit de SURFEX-CROCUS a été sensiblement modifié après le processus d'optimisation. La figure 4.22 montre en effet que le minimum de RMSE est bien défini pour cette variable. En effet, pour chaque graphe de la figure 4.22, le minimum de l'enveloppe de l'ensemble de données définit l'optimum, et la pente de cette enveloppe de part et d'autre du minimum permet d'évaluer si celui-ci est bien défini ou non. Il apparaît de plus que l'essentiel du bilan de masse de surface annuel est gouverné par la fonte estivale en période sans neige (Figure 4.19), et donc par cet albédo estival qui constitue une variable clé. En effet, cet albédo, caractérise la surface de la calotte en période sans neige, période pendant laquelle l'essentiel de la perte de masse se fait. Inversement, la contrainte apportée par l'utilisation de la température de surface apparaît comme très faible (Figure 4.18). Cela peut s'expliquer par deux raisons, la première étant que la température de surface est fortement gouvernée par le bilan radiatif de surface, et non par la seule température de l'air à 2 m (ce qui conduit à des inversions de température

fortes, tel qu'illustré figure 1.13). Or, les flux radiatifs incidents n'ayant pas fait partie des variables intégrées à l'assimilation, les températures de surface simulées ne sont que peu dépendantes de l'optimisation, ce qui se traduit par une absence de minimum de RMSE significatif (Figure 4.22). La deuxième explication est que la température de surface simulée par SURFEX-CROCUS dans un environnement enneigé ou englacé ne peut pas, physiquement, dépasser  $0^{\circ}\text{C}$  alors que les données MODIS présentent des températures régulièrement supérieures à ce seuil en période estivale. Cet artefact peut être attribué soit à des mesures correspondant à des zones d'eau liquide en période estivale à la surface de la calotte, soit à des nuages bas à la température supérieure à  $0^{\circ}\text{C}$  et non détectés par l'algorithme automatique du produit utilisé. Cela induit une erreur systématique qui renvoie les considérations hivernales au second plan. Enfin, il apparaît que la contrainte apportée par l'indice sur les températures de brillance à 19 et 37 GHz,  $\Delta T_B$ , sur l'équivalent en eau de la neige (et donc sur les précipitations) est plus faible qu'attendu (Figure 4.22), alors que la figure 4.16 montre que la contrainte est plus forte en terme de dates de début de fonte. Cela se traduit par une amélioration sensible de la corrélation entre les durées de fonte déduites des simulations d'une part et des données SSM/I d'autre part (diminution de la RMSE d'un facteur 2, tableau 4.2). Ces différentes considérations suggèrent que c'est la période estivale qui gouverne l'essentiel du bilan de masse annuel, cela étant mis en évidence par l'influence de l'albédo estival et des durées de fonte.

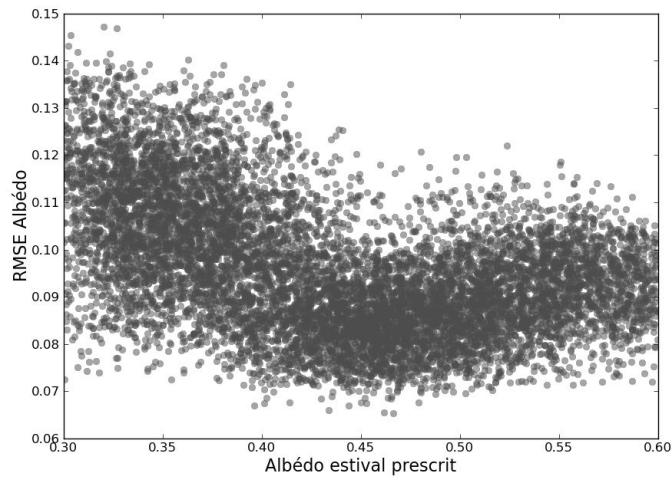
Ainsi, de nombreuses pistes d'amélioration du processus d'optimisation sont envisageables, et le travail présenté dans ce manuscrit, dont l'approche avait pour but de garder une compréhension physique de l'impact de chaque variable dans l'optimisation, a permis de mettre en évidence, par exemple, la nécessité d'intégrer les composantes du bilan radiatif de surface dans l'optique d'un raffinement de ces résultats.

Cependant, les différentes validations ont montré que, bien que l'optimisation réalisée soit perfectible, celle-ci apporte des améliorations sensibles en terme :

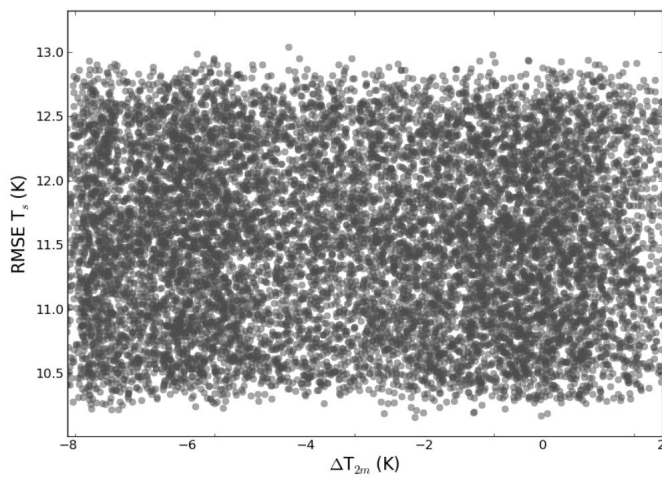
- d'équivalent en eau de la neige (validation avec données de terrain de mars 2011),
- de durées de fonte estivales (validation avec données SSM/I),
- de paramétrisation de l'albédo estival de SURFEX-CROCUS (validation par rapport aux données MODIS).

L'état de référence obtenu après optimisation sera donc utilisé pour réaliser des tests de sensibilité du bilan de masse de surface au sommet de la calotte à la section suivante 4.8.

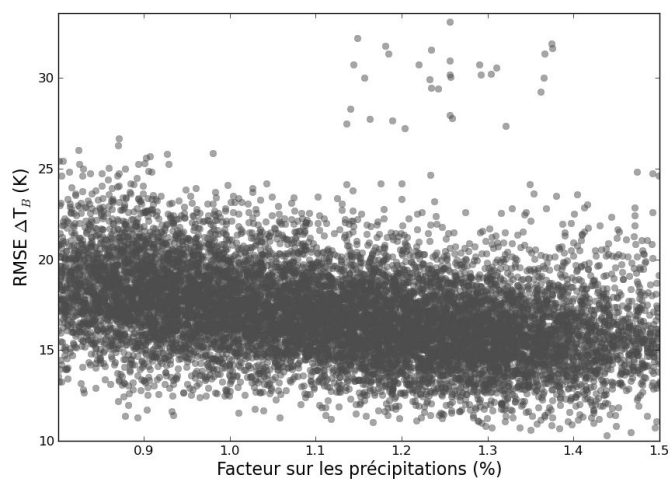




(a) Albedo



(b) Température de surface



(c)  $\Delta T_B$

FIGURE 4.22 – Représentation des RMSE obtenues pour chaque variable de contrainte en fonction de la valeur des variables d'ajustement, pour les 10 000 simulations du processus d'optimisation.

## 4.8 Étude de la sensibilité climatique du bilan de masse de surface

Les résultats issus du processus de modélisation et d'optimisation permettent de simuler le bilan de masse de surface actuel de la calotte Barnes. En particulier le processus de formation de la glace surimposée est représenté dans ces modélisations, ce qui est important car sa présence peut avoir une influence sur la relation entre l'évolution du glacier considéré et les conditions climatiques (Woodward et al., 1996). Dans cette section est donc présentée une étude de la sensibilité du bilan de masse de surface (*BMS*) optimal déterminé précédemment à plusieurs paramètres climatiques (température de l'air, précipitations et termes du bilan radiatif). L'étude de sensibilité est réalisée sur la même période que celle utilisée pour l'optimisation. Une première analyse de la sensibilité du *BMS* à chacun des paramètres est présentée. Puis une analyse couplée entre les variations de température et de précipitations, plus réaliste, est proposée.

### 4.8.1 Tests de sensibilité par variables

Dans cette section sont présentés les tests de sensibilité du bilan de masse de surface de la calotte Barnes sur quatre variables météorologiques et climatiques : la température de l'air à 2 m, les précipitations et les radiations aux longues et courtes longueurs d'ondes (Tableau 4.5). Comme lors du processus d'optimisation, les simulations ont été effectuées sur une période de 4 ans, de 2002 à 2006, après un *spin-up* d'une durée d'un an. Pour chaque valeur testée, le bilan de masse moyen sur les 4 années, entre le 1<sup>er</sup> juillet 2002 et le 1<sup>er</sup> juillet 2006, est calculé. Les valeurs de bilan de masse de surface présentées dans cette section représentent donc des valeurs moyennes afin de s'affranchir autant que possible de la variabilité inter-annuelle lors de ces tests de sensibilité. En pratique, pour chaque test, un biais (dans le cas de la température) ou un facteur (pour les autres variables testées, précipitations et radiations aux courtes et grandes longueurs d'onde) donné est appliqué aux données NARR à tous les pas de temps. Cette méthode ne considère donc pas des évolutions saisonnières différentielles des conditions météorologiques, ce qui est l'une de ses limitations. Dans le cas des tests sur la relation entre température et bilan de masse, une correction sur la phase des précipitations a été appliquée (seuil entre la pluie et la neige fixé à 0°C), de la même manière que lors du processus d'optimisation pour la génération des fichiers de forçage suivant la méthode de SOBOL.

La figure 4.23 représente les résultats des tests de sensibilité. On peut remarquer immédiatement que quelle que soit la variable considérée, il existe une forte sensibilité du bilan de masse de surface. En particulier, en ce qui concerne la température, la figure 4.23 met en

TABLEAU 4.5 – Récapitulatif des variables utilisées pour les tests de sensibilité et des intervalles sur lesquels elles varient.

Variable	Intervalle de sensibilité
Température de l'air	-6°C à +6°C
Coefficient sur précipitations	-50% à +50%
Coefficient sur radiations grandes longueurs d'onde	-50% à +50%
Coefficient sur radiations courtes longueurs d'onde	-50% à +50%

évidence l'existence d'un seuil à partir duquel la relation quasi-linéaire entre augmentation de température et diminution du bilan de masse présente une pente plus importante. L'état actuel se situe au niveau de ce seuil, ce qui signifie que toute variation de température par rapport à l'état présent, que ce soit à la hausse ou à la baisse se traduit directement par une réponse différente du bilan de masse de surface. Une diminution de température a donc pour conséquence de moins augmenter le *BMS* moyen qu'une augmentation de température de le faire diminuer. Ainsi, par rapport à l'état de référence déterminé précédemment, une augmentation de température très faible de  $+0,3^{\circ}\text{C}$  entraîne un changement de régime en terme de bilan de masse, la zone étudiée passant d'un régime d'accumulation à un régime d'ablation. Étant donné que les simulations sont réalisées au sommet de la calotte, cette constatation signifie que dans de telles circonstances, il n'y aurait plus de zone d'accumulation sur la calotte, avec des conséquences importantes au niveau du régime thermique et des processus dynamiques glaciaires. Le *BMS* présente aussi une forte sensibilité aux 3 autres variables étudiées, une augmentation du rayonnement aux grandes et courtes longueur d'onde de  $+2,4\%$  et  $+6,0\%$ , respectivement, aboutissant à un changement de régime. De même, le *BMS* présente une anti-corrélation marquée par rapport aux variations des précipitations, le changement de régime étant cette fois atteint pour une baisse des précipitations de  $-12,5\%$  par rapport à l'actuel.

#### 4.8.2 Tests de sensibilité couplés température - précipitations

Les résultats des premiers tests de sensibilité présentés figure 4.23 ayant mis en évidence la forte dépendance du *BMS* à plusieurs variables climatiques, nous avons décidé de réaliser des tests de sensibilité couplés entre la température et les précipitations. En effet, les observations climatologiques mettent en évidence le fait qu'une augmentation de température s'accompagne la plupart du temps d'une augmentation des précipitations (Solomon, 2007; Pall et al., 2007). Ces deux variables ayant un effet inverse sur le bilan de masse, un tel test couplé est d'un grand intérêt pour obtenir une première estimation de l'évolution du bilan de masse de surface de la calotte Barnes dans un contexte plus réaliste de réchauffement climatique. L'approche retenue, purement théorique est d'appliquer la relation de Clausius-Clapeyron, qui postule qu'une augmentation de température de  $1^{\circ}\text{C}$  entraîne une augmentation des précipitation de  $6\%$  (Pall et al., 2007). Cette hypothèse est en accord avec les conclusions des travaux de Min et al. (2008) qui ont mis en évidence une augmentation des précipitations moyennes, en Arctique, sur la période 1995-1999. Comme lors du test sur la température seule, une correction sur la phase des précipitations est appliquée. Les résultats de ce nouveau test de sensibilité (Figure 4.24) montrent que malgré l'effet d'atténuation du à l'augmentation des précipitations, tout réchauffement se traduit par une diminution significative du *BMS* moyen, avec notamment un changement de régime au profit d'un régime d'ablation atteint suite à une augmentation de température de seulement  $+0,4^{\circ}\text{C}$ . Ainsi, dans ce scénario plus réaliste aussi, la disparition de la zone d'accumulation sommitale de la calotte Barnes intervient avec un réchauffement modéré. La faible différence entre la température de seuil entre accumulation et ablation obtenue par ce test et par le test sur la température seule s'explique non seulement par l'extrême proximité de l'état actuel avec un bilan de masse nul, mais aussi par l'influence du changement de phase des précipitations lors du réchauffement. En effet, lors d'épisodes pluvieux plus fréquents en période estivale, le réchauffement de la surface est d'autant plus intense, entraînant une forte fonte et annulant le gain apporté par le surplus d'accumulation hivernale.

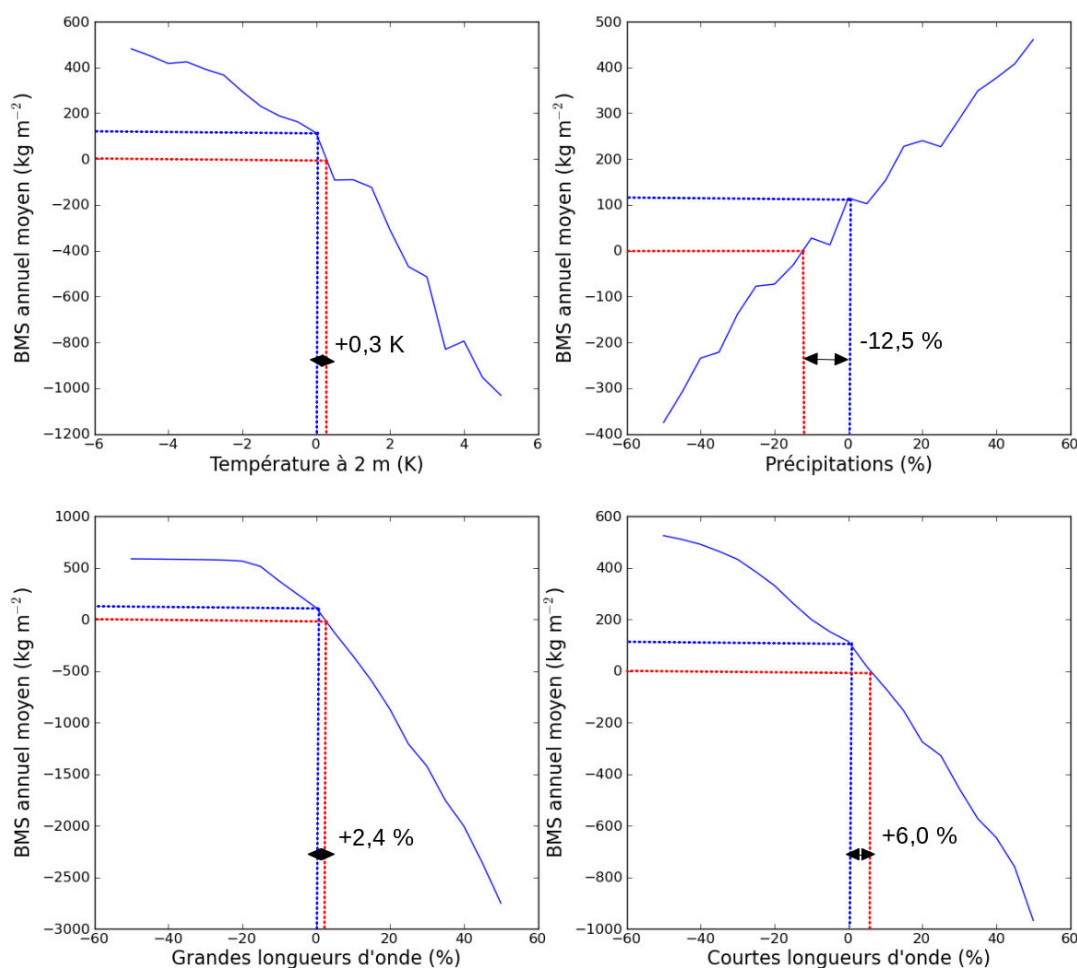


FIGURE 4.23 – Tests de sensibilité réalisés à partir de l'état actuel obtenu par optimisation. La sensibilité à chaque variable est testée individuellement. Les traits pointillés bleus représentent l'état actuel (avec bilan de masse positif, donc caractéristique d'une zone d'accumulation), et les flèches l'écart nécessaire pour atteindre un bilan de masse nul et donc rentrer dans un régime d'ablation matérialisé par les traits rouges pointillés. L'écart entre l'état actuel et la transition avec le domaine de l'ablation est précisé sur chaque graphique.

### 4.8.3 Synthèse des résultats des tests de sensibilité

Les tests de sensibilité ont montré que dans la situation actuelle, la zone d'accumulation de la calotte Barnes est particulièrement vulnérable aux changements climatiques. En effet, bien que la limitation principale de ce travail est qu'il ne tient pas compte des modifications globales qu'engendre un tel réchauffement climatique, y compris en terme de bilan radiatif aux grandes et courtes longueur d'ondes, le bilan de masse actuel modélisé grâce au processus d'optimisation est très proche de l'équilibre, ce qui rend l'accumulation au sommet de la calotte très vulnérable à tout changement climatique. Or, toutes les projections climatiques prévoient la poursuite du réchauffement climatique actuel en Arctique, ce qui rend très probable la disparition future de la zone d'accumulation de la ca-

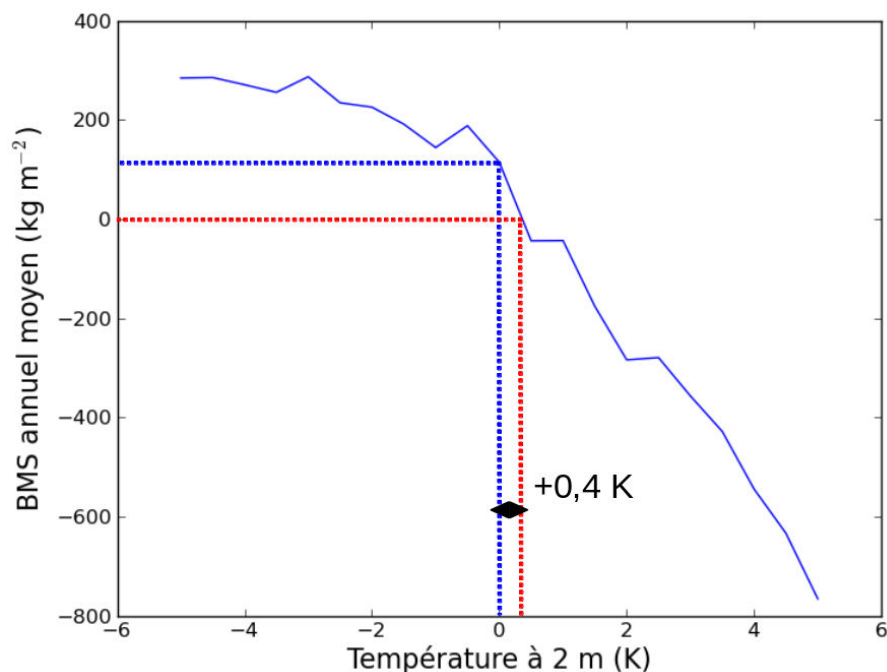


FIGURE 4.24 – Tests de sensibilité réalisés en couplant l'augmentation de température à une augmentation des précipitations en suivant la relation de Clausius-Clapeyron :  $+1^{\circ}\text{C}$  entraîne  $+6\%$  d'augmentation des précipitations. Les traits pointillés bleus représentent l'état actuel (avec bilan de masse positif, donc caractéristique d'une zone d'accumulation), et les flèches l'écart nécessaire pour atteindre un bilan de masse nul et donc rentrer dans un régime d'ablation matérialisé par les traits rouges pointillés. L'écart entre l'état actuel et la transition avec le domaine de l'ablation est précisé sur le graphique.

lotte dans les prochaines décennies. En effet, les simulations climatiques CMIP5 (Coupled Model Intercomparison Project 5)<sup>9</sup> réalisées dans le cadre du rapport AR5 du GIEC et dont les résultats préliminaires ont été présentés en 2013 (<http://ipcc.ch/report/ar5/>) montrent que quel que soit le scénario considéré en ce qui concerne l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère<sup>10</sup>, la température moyenne va continuer à augmenter dans les années à venir. Cette augmentation dépassera les  $0,5^{\circ}\text{C}$  dans les 15 prochaines années (Chapitre 11 et Annexe A1 du rapport du Groupe de Travail I). Il y a donc de très fortes chances pour que la tendance à la perte de masse observée ces dernières décennies sur la calotte se poursuive, voire même s'intensifie. En effet, les études présentées dans ce chapitre ne tiennent pas compte, notamment, des conséquences d'un tel changement de régime sur la dynamique de la calotte glaciaire, qui voit son altitude sommitale diminuer, pouvant provoquer un emballement de la perte de masse.

9. Les simulations CMIP5 consistent en des projections climatiques réalisées à partir d'un ensemble de modèles globaux couplés de circulations. Ces projections sont réalisées suivant les scénarios RCP pour les gaz à effet de serre.

10. Les scénarios de concentration de gaz à effet de serre utilisés dans le 5<sup>ème</sup> rapport du GIEC sont les RCP (Representative Concentration Pathway) (Moss et al., 2010) et sont au nombre de 4, qui représentent un éventail de forçages radiatifs, qui peuvent être interprétés en terme d'émission de gaz à effet de serre. Le plus optimiste considère que l'année 2013 correspond au forçage radiatif maximum et donc au pic d'émission, alors que le plus pessimiste considère un forçage radiatif qui continue à s'intensifier au cours du XXI<sup>ème</sup> siècle.





# Conclusion générale et perspectives

## Conclusion générale

L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit a consisté à étudier l'état de surface de la calotte Barnes, choisie comme site d'étude du fait de la disponibilité d'un jeu de données de terrain, acquises lors d'une campagne au début de ce travail de doctorat, permettant d'évaluer la pertinence des résultats obtenus à différents niveaux. Ce travail, axé sur la région de l'archipel canadien, en Arctique, s'est situé dans un contexte de modifications climatiques récentes et en cours particulièrement marquées. Parallèlement à la hausse des températures de la région, il est observé une perte de masse généralisée de l'ensemble des calottes glaciaires de l'archipel canadien. Cette perte de masse est actuellement peu expliquée du fait de la méconnaissance des processus physiques de surface permettant de faire le lien entre changement climatique d'une part et impact sur le bilan de masse des calottes d'autre part. Partant de la constatation que peu de données issues de mesures directes sont disponibles aux hautes latitudes, l'approche retenue pour l'étude de l'état de surface a consisté à associer l'utilisation de données de télédétection, en particulier dans le domaine des micro-ondes, et le recours à la modélisation, physique et électromagnétique, du manteau neigeux.

La fonte estivale est le premier aspect de l'état de surface étudié dans ce travail. Une méthode par seuillage sur la température de brillance à 19 GHz en polarisation horizontale a été développée et appliquée à la calotte Barnes mais aussi à la calotte Penny, elle aussi située en Terre de Baffin, à quelques centaines de kilomètres au sud de Barnes. Ces études ont été réalisées à partir des données SMMR et SSM/I disponibles depuis 1979, soit plus de 30 années, ce qui constitue une série unique et particulièrement pertinente dans le cadre d'études climatiques. Les résultats ont permis de mettre en évidence le potentiel de l'utilisation des données de température de brillance micro-onde pour le suivi des durées de fonte sur les petites calottes de l'archipel canadien. En effet, les résultats de ces deux études présentent une très bonne corrélation ( $R^2=0,72$ ), avec une tendance très significative à l'augmentation des durées de fonte estivale de surface : augmentation de plus de 30% à plus de 50% sur la période 1979-2010, respectivement, pour les calottes Barnes et Penny. De plus, la forte corrélation entre la fonte de ces deux calottes distantes de plusieurs centaines de kilomètres suggère l'existence d'un signal climatique régional. Cela est confirmé par une étude de la corrélation entre les durées de fonte et les principaux indicateurs climatiques. En effet, il a été mis en évidence que la variabilité inter-annuelle des durées de fonte présente une corrélation marquée avec l'indice NAO, mais aussi que les années présentant des durées de fonte extrêmes, telles que 1998 ou 2010 correspondent avec les évènements fortement négatifs d'ENSO et portent donc la marques de situations



climatiques d'impact global. L'influence de l'indice AO est en revanche bien moins présente dans les évolutions des durées de fonte.

Dans le but de comprendre le signal micro-onde mesuré sur la calotte Barnes, pour ensuite utiliser les données satellites acquises dans cette gamme de fréquences, le modèle DMRT-ML a été amélioré afin de prendre en compte la glace bulleuse. En effet, les bulles d'air emprisonnées dans la glace de regel recouvrant la zone sommitale de la calotte agissent comme des diffuseurs du signal micro-ondes. Cela a pour conséquence de diminuer l'émissivité apparente de la surface et donc la température de brillance. Ainsi, en appliquant la théorie DMRT dans la glace bulleuse de la même manière qu'elle est implémentée pour le calcul de l'émission micro-onde de la neige, il a été possible de reproduire de manière satisfaisante la température de brillance mesurée à la surface de la calotte, que ce soit par les radiomètres de terrain ou embarqués sur plate-formes satellites.

La chaîne de modélisation « NARR - SURFEX-CROCUS - DMRT-ML » contrainte à différents niveaux par des données satellites (SURFEX-CROCUS pour les données d'albédo et de température de surface issues des capteurs MODIS ; DMRT-ML pour les données de température de brillance issues du capteur AMSR-E) a permis d'obtenir, via un processus d'optimisation, une estimation réaliste du bilan de masse de surface actuel de la calotte qui est de  $+12 \text{ cm an}^{-1}$  en moyenne sur la période étudiée. Cet état de référence, obtenu sur une période donnée (2002-2006), a ensuite été validé sur une période de durée équivalente (2006-2011). Cette validation a consisté, tout d'abord, en la comparaison des températures de brillance et de températures de surface simulées par rapport aux données satellites sur la période 2006-2011. Cette première partie de la validation a consisté à vérifier que les sorties de la chaîne de modélisation ne divergent pas par rapport aux données AMSR-E et MODIS sur la période 2006-2011 et a mis en évidence une bonne correspondance entre les données simulées et mesurées. La deuxième partie de la validation a consisté en l'étude des durées de fonte de surface à partir des sorties du modèle DMRT-ML piloté par les données SURFEX-CROCUS correspondant à l'état de référence, par rapport aux durées déterminées à partir des données SSM/I. L'avantage de cette validation est qu'elle fait intervenir des données (SSM/I) extérieures au processus d'optimisation. La correspondance est ici aussi bonne entre les deux séries de données. De la même manière, les mesures de terrain de mars 2011 (équivalent en eau du manteau neigeux) sont utilisées comme point de validation indépendant et montrent une meilleure correspondance avec les résultats de la chaîne de modélisation obtenus après optimisation. L'ensemble de ce processus de validation a permis de conclure à la cohérence des résultats obtenus, mais a aussi soulevé un certain nombre de perspectives d'améliorations. En particulier, ce travail a permis de mettre en évidence le fait que le bilan de masse annuel moyen est essentiellement gouverné par la fonte estivale, et donc que l'albédo est une variable clé. Les résultats du processus d'assimilation ont finalement été utilisés pour réaliser des études de sensibilité du bilan de masse de surface de la calotte.

Les tests de sensibilité réalisés à partir de l'état de référence, obtenu après assimilation des données satellites puis optimisation, ont mis en évidence la forte sensibilité de la calotte Barnes aux changements climatiques. En effet, ces tests, conduits en faisant varier les températures atmosphériques, les précipitations ainsi que le bilan d'énergie à la surface aux grandes et courtes longueurs d'onde montrent une relation quasi-linéaire entre le bilan de masse de surface et chacune de ces variables. En particulier, l'étude de sensibilité à la température de l'air met en évidence le fait que la situation actuelle se situe au-delà d'un

seuil, dans une zone particulièrement instable. De plus, des tests couplés entre la température de l'air et les précipitations (selon la relation de Clausius-Clapeyron qui suppose une augmentation de 6% du taux de précipitation pour chaque degré gagné en température) montrent que l'augmentation des précipitations, couramment observée dans un contexte de réchauffement climatique, n'est pas suffisante pour compenser l'effet de la hausse des températures. Ainsi, le bilan de masse de surface au sommet de la calotte devient négatif dans cette configuration pour une augmentation de la température moyenne de +0,4°C. Ces résultats mettent en évidence la disparition probable dans les prochaines années de la zone d'accumulation de la calotte Barnes, étant donné que les projections climatiques sur l'Arctique prévoient une hausse significative des températures atmosphériques dans les prochaines décennies.

**L'ensemble des résultats exposés dans ce manuscrit permet donc d'apporter une meilleure compréhension des processus affectant les calottes de l'archipel canadien dans le contexte actuel de réchauffement climatique et en particulier des processus faisant le lien entre ces évolutions climatiques et la perte de masse constatée et largement documentée. Il apparaît en particulier que :**

**- La fonte de surface estivale a connu une évolution significative de sa durée sur la période 1979-2010. Il semble très probable que cette fonte soit la cause principale de la persistance de bilans de masse négatifs sur cette période.**

- L'essentiel de la tendance sur la durée de fonte est consécutive à un début de fonte plus précoce.
- La variabilité inter-annuelle des durées de fonte, et en particulier des événements extrêmes, est en partie gouvernée par des types de situations climatiques quantifiables via les indices climatiques tels que l'indice NAO.

**- La zone sommitale de la calotte Barnes, qui est une zone d'accumulation de type « glace surimposée », est particulièrement sensible aux modifications climatiques.**

- Le bilan de masse de surface moyen entre 2002 et 2011 de la zone sommitale est de + 6,8 cm équivalent eau par an.
- Ce bilan de masse n'est que faiblement positif, surtout en comparaison des bilans fortement négatifs à proximité des marges de la calotte (estimés à partir des mesures altimétriques).
- De très faibles modifications des conditions climatiques (température, précipitations, bilan radiatif de surface) peuvent conduire à un bilan de masse de surface négatif au sommet de la calotte.

**- Selon les projections du 5<sup>ème</sup> rapport du GIEC, un changement de régime (passage en ablation) au sommet de la calotte est probable à l'horizon 2025-2030.**

## Perspectives et travaux futurs

Les principales pistes d'amélioration du travail présenté dans ce manuscrit concernent la modélisation du bilan de masse de surface. En effet, bien que les résultats de la chaîne de modélisation après optimisation soient concluants, il a été relevé à plusieurs reprises que les événements extrêmes ou rapides (durée de fonte record, formation de croûtes de glace) sont encore mal simulés. Cela induit un certain nombre d'incertitudes qu'il serait nécessaire de faire diminuer, d'autant plus que le bilan de masse de surface modélisé est très proche de zéro et donc, comme les études de sensibilité l'ont montré, particulièrement sensible à toute modification des paramètres atmosphériques. De plus, l'analyse des résultats sur la période de validation a montré que des améliorations de l'optimisation sont possibles, notamment par la prise en compte de nouvelles variables dans ce processus, voire par la dissociation entre les périodes hivernales et estivales dont les évolutions sont gouvernées par des processus différents. Une meilleure estimation de l'état actuel permettra d'effectuer des projections de l'évolution du bilan de masse de surface basées sur des scénarios climatiques tel que ceux fournis par le consortium Ouranos pour l'Arctique canadien et issues des simulations du CRCM (Canadian Regional Climate Model) (Caya and Laprise, 1999).

Il serait par ailleurs nécessaire de mieux quantifier l'influence du lissage de la topographie intégrée aux réanalyses à grande échelle sur les précipitations de type orographique. Ce type d'étude nécessite l'utilisation de modèles de type « désagrégateurs » (Agosta et al., 2012). De plus, une telle descente d'échelle permettrait d'obtenir une discrétisation des forçages atmosphériques sur différents points de la calotte. En effet, la principale limitation du travail présenté dans ce manuscrit est le fait qu'il s'agit d'un travail mono-point. En effet, la zone sommitale de la calotte a été choisie pour plusieurs raisons, pratiques (zone plate et relativement homogène) et scientifiques (zone d'un grand intérêt car un changement de régime de bilan de masse de surface à cet endroit implique un changement de régime pour la calotte en elle-même), mais une spatialisation complète du bilan de masse de surface permettrait d'obtenir une estimation du bilan de masse total de la calotte, lequel est directement comparable aux estimations de perte de masse obtenues par méthodes altimétriques (Gardner et al., 2011, 2012, 2013). A moyen terme, une telle spatialisation constitue donc une suite logique de ce travail de doctorat.

Les projections de température issues de modèles de type CRCM étant disponibles au-delà de l'horizon 2050, il serait envisageable de réaliser des projections de l'évolution de la calotte jusqu'en 2100, voire plus. Cependant, de telles projections ne pourraient pas s'affranchir de la prise en compte des processus dynamiques. En effet, une perte d'altitude de l'ordre du mètre par an au sommet de la calotte et de plusieurs mètres par an au niveau des marges sur plusieurs décennies aurait pour conséquence, tout d'abord d'abaisser considérablement l'altitude sommitale, ce qui est à prendre en compte dans le forçage climatique. De plus, une telle perte de masse aurait des conséquences sur la géométrie de la calotte, sur son extension ainsi que sur les vitesses d'écoulement vers les marges. Ainsi, des simulations à long terme devront être couplées à un modèle d'écoulement glaciaire.

La mise en place d'une chaîne de modélisation robuste et contrainte par diverses données de télédétection pour la modélisation du bilan de masse de surface de la calotte Barnes ouvre la voie à diverses autres applications. En effet, le modèle de neige SURFEX-CROCUS offre en sortie un grand nombre de variables, parmi lesquelles se trouve la température de

surface. L'extension de la méthodologie développée dans le cadre de ce doctorat à d'autres milieux arctiques pourrait donc permettre, via un processus couplant modélisation et télé-détection, d'améliorer la connaissance des températures en milieu hivernal enneigé. Cette variable, dont les évolutions spatiales sont mal connues à cause d'une part du manque de données de stations météorologiques automatiques et d'autre part des limitations de l'infra-rouge thermique dans des conditions de ciel nuageux (voir introduction générale) est un paramètre clé pour le suivi des modifications climatiques actuelles en Arctique. Par ailleurs, l'amélioration apportée au modèle électromagnétique DMRT-ML dans ce travail ouvre de nombreuses perspectives, au-delà de l'utilisation qui en a été faite pour l'étude de l'état de surface de la calotte Barnes, pour son utilisation dans divers environnements, parmi lesquels les zones de glace de mer ou de lacs englacés.



# Références bibliographiques

- Abdalati, W.** (2004). Elevation changes of ice caps in the canadian arctic archipelago. *Journal of Geophysical Research* **109**. ISSN 0148-0227.
- Abdalati, W. and Steffen, K.** (1997). Snowmelt on the greenland ice sheet as derived from passive microwave satellite data. *Journal of Climate* **10**, 165–175.
- Agosta, C., Favier, V., Genthon, C., Gallée, H., Krinner, G., Lenaerts, J. T. M. and Broeke, M. R. v. d.** (2012). A 40-year accumulation dataset for adelic land, antarctica and its application for model validation. *Climate Dynamics* **38**, 75–86. ISSN 0930-7575, 1432-0894.
- Ambaum, M. H., Hoskins, B. J. and Stephenson, D. B.** (2001). Arctic oscillation or north atlantic oscillation? *Journal of Climate* **14**, 3495–3507.
- Arnaud, L., Barnola, J. M. and Duval, P.** (2000). Physical modeling of the densification of snow/firn and ice in the upper part of polar ice sheets. *Physics of ice core records* , 285–305.
- Arnaud, L., Picard, G., Champollion, N., Domine, F., Gallet, J., Lefebvre, E., Fily, M. and Barnola, J.** (2011). Measurement of vertical profiles of snow specific surface area with a 1 cm resolution using infrared reflectance : instrument description and validation. *Journal of Glaciology* **57**, 17–29.
- Baird, P. D., Ward, W. H. and Orvig, S.** (1952). The glaciological studies of the baffin island expedition, 1950. *The Journal of Glaciology* **2**, 3–4.
- Bindoff, N. L., Willebrand, J., Artale, V., Cazenave, A., Gregory, J. M., Gulev, S., Hanawa, K., Le Quere, C., Levitus, S., Nojiri, Y., Shum, C. K., Talley, L. D., Unnikrishnan, A. S., Josey, S. A., Tamisiea, M. E., Tsimplis, M. and Woodworth, P. L.** (2007). Observations : oceanic climate change and sea level. In S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor and H. L. Miller, eds., *Climate change 2007 : the physical science basis. Contribution of Working Group I*. Cambridge : Cambridge University Press. ISBN 9780521880091, pages 385–428.
- Boon, S., Burgess, D. O., Koerner, R. M. and Sharp, M. J.** (2010). Forty-seven years of research on the devon island ice cap, arctic canada. *Arctic* , 13–29.
- Briner, J. P., Bini, A. C. and Anderson, R. S.** (2009). Rapid early holocene retreat of a laurentide outlet glacier through an arctic fjord. *Nature Geoscience* **2**, 496–499. ISSN 1752-0894.
- Brucker, L.** (2009). Modélisation de l'émission micro-onde du manteau neigeux : applications en antarctique et au québec .

- Brucker, L., Picard, G., Arnaud, L., Barnola, J. M., Schneebeli, M., Brunjail, H., Lefebvre, E. and Fily, M.** (2011). Modeling time series of microwave brightness temperature at dome c, antarctica, using vertically resolved snow temperature and microstructure measurements. *Journal of Glaciology* **57**, 171–182.
- Cavaleri, D., Newton, R., Thorsten, M. and Comiso, J.** (2004). Amsr-e/aqua daily 13 12.5 km brightness temperature, sea ice concentration, and snow depth polar grids v002. *Boulder, Colorado USA : National Snow and Ice Data Center. Digital media.* , 9017–9024.
- Caya, D. and Laprise, R.** (1999). A semi-implicit semi-lagrangian regional climate model : The canadian RCM. *Monthly Weather Review* **127**, 341–362.
- Cazenave, A. and Remy, F.** (2011). Sea level and climate : measurements and causes of changes. *Wiley Interdisciplinary Reviews : Climate Change* **2**, 647–662.
- Church, J. A. and White, N. J.** (2006). A 20th century acceleration in global sea-level rise. *Geophysical Research Letters* **33**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Cohen, J., Foster, J., Barlow, M., Saito, K. and Jones, J.** (2010). Winter 2009–2010 : A case study of an extreme arctic oscillation event. *Geophysical Research Letters* **37**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Comiso, J. C.** (2003). Warming trends in the arctic from clear sky satellite observations. *Journal of Climate* **16**, 3498–3510. ISSN 0894-8755, 1520-0442.
- Derksen, C., Toose, P., Rees, A., Wang, L., English, M., Walker, A. and Sturm, M.** (2010). Development of a tundra-specific snow water equivalent retrieval algorithm for satellite passive microwave data. *Remote Sensing of Environment* **114**, 1699–1709. ISSN 0034-4257.
- Derksen, C., Walker, A. and Goodison, B.** (2003). A comparison of 18 winter seasons of in situ and passive microwave-derived snow water equivalent estimates in western canada. *Remote Sensing of Environment* **88**, 271–282.
- Domine, F., Salvatori, R., Legagneux, L., Salzano, R., Fily, M. and Casacchia, R.** (2006). Correlation between the specific surface area and the short wave infrared (SWIR) reflectance of snow. *Cold Regions Science and Technology* **46**, 60–68. ISSN 0165-232X.
- Dumont, M., Durand, Y., Arnaud, Y. and Six, D.** (2012). Variational assimilation of albedo in a snowpack model and reconstruction of the spatial mass-balance distribution of an alpine glacier. *Journal of Glaciology* **58**, 151–164.
- Dupont, F., Picard, G., Royer, A., Fily, M., Roy, A., Langlois, A. and Champollion, N.** (2014). Modeling the microwave emission of bubbly ice : Applications to blue ice and superimposed ice in the antarctic and arctic. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on* **In press**.
- Dupont, F., Royer, A., Langlois, A., Gressent, A., Picard, G., Fily, M., Cliche, P. and Chum, M.** (2012). Monitoring the melt season length of the barnes ice cap over the 1979-2010 period using active and passive microwave remote sensing data. *Hydrological Processes* , n/a–n/a ISSN 08856087.

- Fettweis, X., Hanna, E., Lang, C., Belleflamme, A., Erpicum, M. and Gallée, H.** (2013). Important role of the mid-tropospheric atmospheric circulation in the recent surface melt increase over the greenland ice sheet. *The Cryosphere* **7**, 241–248. ISSN 1994-0424.
- Fettweis, X., van Ypersele, J., Gallée, H., Lefebvre, F., Lefebvre, W. et al.** (2007). The 1979-2005 greenland ice sheet melt extent from passive microwave data using an improved version of the melt retrieval XPGR algorithm. *Geophysical research letters* **34**, 5502.
- Fily, M., Royer, A., Goīta, K. and Prigent, C.** (2003). A simple retrieval method for land surface temperature and fraction of water surface determination from satellite microwave brightness temperatures in sub-arctic areas. *Remote Sensing of Environment* **85**, 328–338.
- Fisher, D., Zheng, J., Burgess, D., Zdanowicz, C., Kinnard, C., Sharp, M. and Bourgeois, J.** (2012). Recent melt rates of canadian arctic ice caps are the highest in four millennia. *Global and Planetary Change* **84–85**, 3–7. ISSN 0921-8181.
- Flowers, G. E., Marshall, S. J., Björnsson, H. and Clarke, G. K. C.** (2005). Sensitivity of vatnajökull ice cap hydrology and dynamics to climate warming over the next 2 centuries. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* **110**, n/a–n/a. ISSN 2156-2202.
- Gallet, J. C., Domine, F., Zender, C. S., Picard, G. et al.** (2009). Measurement of the specific surface area of snow using infrared reflectance in an integrating sphere at 1310 and 1550 nm. *The Cryosphere* **3**, 167–182.
- Gardner, A. S., Moholdt, G., Arendt, A. and Wouters, B.** (2012). Long-term contributions of baffin and bylot island glaciers to sea level rise : an integrated approach using airborne and satellite laser altimetry, stereoscopic imagery and satellite gravimetry. *The Cryosphere Discussions* **6**, 1563–1610. ISSN 1994-0440.
- Gardner, A. S., Moholdt, G., Cogley, J. G., Wouters, B., Arendt, A. A., Wahr, J., Berthier, E., Hock, R., Pfeffer, W. T., Kaser, G., Ligtenberg, S. R. M., Bolch, T., Sharp, M. J., Hagen, J. O., Broeke, M. R. v. d. and Paul, F.** (2013). A reconciled estimate of glacier contributions to sea level rise : 2003 to 2009. *Science* **340**, 852–857. ISSN 0036-8075, 1095-9203. PMID : 23687045.
- Gardner, A. S., Moholdt, G., Wouters, B., Wolken, G. J., Burgess, D. O., Sharp, M. J., Cogley, J. G., Braun, C. and Labine, C.** (2011). Sharply increased mass loss from glaciers and ice caps in the canadian arctic archipelago. *Nature* **473**, 357–360.
- Gascon, G., Sharp, M. and Bush, A.** (2013). Changes in melt season characteristics on devon ice cap, canada, and their association with the arctic atmospheric circulation. *Annals of Glaciology* **54**, 101–110.
- Gong, D.-Y., Yang, J., Kim, S.-J., Gao, Y., Guo, D., Zhou, T. and Hu, M.** (2011). Spring arctic oscillation-east asian summer monsoon connection through circulation changes over the western north pacific. *Climate dynamics* **37**, 2199–2216.



- Gregory, J. M., Dixon, K. W., Stouffer, R. J., Weaver, A. J., Driesschaert, E., Eby, M., Fichefet, T., Hasumi, H., Hu, A., Jungclaus, J. H., Kamenkovich, I. V., Levermann, A., Montoya, M., Murakami, S., Nawrath, S., Oka, A., Sokolov, A. P. and Thorpe, R. B.** (2005). A model intercomparison of changes in the atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric CO<sub>2</sub> concentration. *Geophysical Research Letters* **32**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Greve, R. and Blatter, H.** (2009). *Dynamics of Ice Sheets and Glaciers*. Springer. ISBN 9783642034152.
- Grody, N.** (2008). Relationship between snow parameters and microwave satellite measurements : Theory compared with advanced microwave sounding unit observations from 23 to 150 GHz. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **113**, n/a–n/a. ISSN 2156-2202.
- Hassol, S. J.** (2004). *Impacts of a Warming Arctic - Arctic Climate Impact Assessment*. Cambridge University Press. ISBN 9780521617789.
- Jacobs, J., Simms, E. and Simms, A.** (1997). Recession of the southern part of barnes ice cap, baffin island, canada, between 1961 and 1993, determined from digital mapping of landsat TM. *Journal Of Glaciology* **43**, 98–102. ISSN 0022-1430.
- Jacobs, J. D., Heron, R. and Luther, J. E.** (1993). Recent changes at the northwest margin of the barnes ice cap, baffin island, N.W.T., canada. *Arctic and Alpine Research* **25**, 341. ISSN 00040851.
- Jin, M. and Dickinson, R. E.** (2002). New observational evidence for global warming from satellite. *Geophysical Research Letters* **29**, 39–1.
- Jin, Y. Q.** (1993). *Electromagnetic scattering modelling for quantitative remote sensing*. World Scientific Pub Co Inc.
- Jonsson, S. and Hansson, M.** (1990). Identification of annual layers in superimposed ice from storoyjokulen in northeastern svalbard. *Geografiska Annaler. Series A, Physical Geography* **72**, 41. ISSN 04353676.
- Karlsson, J. and Svensson, G.** (2011). The simulation of arctic clouds and their influence on the winter surface temperature in present-day climate in the CMIP3 multi-model dataset. *Climate Dynamics* **36**, 623–635. ISSN 0930-7575, 1432-0894.
- Kay, J. E., Holland, M. M. and Jahn, A.** (2011). Inter-annual to multi-decadal arctic sea ice extent trends in a warming world. *Geophysical Research Letters* **38**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Koerner, R.** (1970). Some observations on superimposition of ice on the devon island ice cap, n.w.t. canada. *Geografiska Annaler. Series A, Physical Geography* **52**, 57–67.
- Konig, M., Wadham, J., Winther, J. G., Kohler, J. and Nuttall, A. M.** (2002). Detection of superimposed ice on the glaciers kongsvegen and midre lovenbreen, svalbard, using SAR satellite imagery. In J. G. Winther and R. Solberg, eds., *Annals of Glaciology, Vol 34, 2002*, volume 34. Cambridge : Int Glaciological Soc. ISBN 0-946417-29-6, pages 335–342. WOS :000177565100050.

- Kuhlbrodt, T., Rahmstorf, S., Zickfeld, K., Vikebø, F. B., Sundby, S., Hoffmann, M., Link, P. M., Bondeau, A., Cramer, W. and Jaeger, C.** (2009). An integrated assessment of changes in the thermohaline circulation. *Climatic Change* **96**, 489–537.
- Langlois, A., Kohn, J., Royer, A., Cliche, P., Brucker, L., Picard, G., Fily, M., Derksen, C. and Willemet, J. M.** (2009). Simulation of snow water equivalent (SWE) using thermodynamic snow models in québec, canada. *Journal of Hydrometeorology* **10**, 1447–1463.
- Le Moigne, P.** (2009). SURFEX scientific documentation. *Note de centre (CNRM/GMME), Météo-France, Toulouse, France* .
- Liang, D., Xu, X., Tsang, L., Andreadis, K. M. and Josberger, E. G.** (2008). The effects of layers in dry snow on its passive microwave emissions using dense media radiative transfer theory based on the quasicrystalline approximation (QCA/DMRT). *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on* **46**, 3663–3671.
- Macelloni, G., Paloscia, S., Pampaloni, P. and Tedesco, M.** (2001). Microwave emission from dry snow : a comparison of experimental and model results. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on* **39**, 2649–2656.
- Mahaffy, M. W.** (1976). A three-dimensional numerical model of ice sheets : Tests on the barnes ice cap, northwest territories. *Journal of Geophysical Research* **81**, 1059–1066. ISSN 2156-2202.
- Marshall, S. J., Björnsson, H., Flowers, G. E. and Clarke, G. K. C.** (2005). Simulation of vatnajökull ice cap dynamics. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* **110**, n/a–n/a. ISSN 2156-2202.
- Mätzler, C.** (2006). *Thermal microwave radiation : applications for remote sensing*, volume 52. Iet.
- Mesinger, F., DiMego, G., Kalnay, E., Mitchell, K., Shafran, P. C., Ebisuzaki, W., Jovic, D., Woollen, J., Rogers, E. and Berbery, E. H.** (2006). North american regional reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society* **87**, 343–360.
- Meyssignac, B. and Cazenave, A.** (2012). Sea level : A review of present-day and recent-past changes and variability. *Journal of Geodynamics* **58**, 96–109.
- Mialon, A., Royer, A., Fily, M. and Picard, G.** (2007). Daily microwave-derived surface temperature over Canada/Alaska. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **46**, 591–604.
- Min, S.-K., Zhang, X. and Zwiers, F.** (2008). Human-induced arctic moistening. *Science* **320**, 518–520. ISSN 0036-8075, 1095-9203. PMID : 18440925.
- Montpetit, B., Royer, A., Langlois, A. and Derksen, C.** (2013). Snow microwave emission modeling of ice lenses within the snowpack using the microwave emission model for layered snowpacks. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **51**, 4705–4717.

- Moss, R. H., Edmonds, J. A., Hibbard, K. A., Manning, M. R., Rose, S. K., van Vuuren, D. P., Carter, T. R., Emori, S., Kainuma, M. and Kram, T. (2010). The next generation of scenarios for climate change research and assessment. *Nature* **463**, 747–756.
- Narvekar, P., Heygster, G., Jackson, T., Bindlish, R., Macelloni, G. and Notholt, J. (2010). Passive polarimetric microwave signatures observed over antarctica. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **48**, 1059–1075. ISSN 0196-2892.
- Nicolaus, M., Haas, C. and Bareiss, J. (2003). Observations of superimposed ice formation at melt-onset on fast ice on kongsfjorden, svalbard. *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C* **28**, 1241–1248. ISSN 1474-7065.
- Niederreiter, H. (1992). *Quasi-Monte Carlo Methods*. Wiley Online Library.
- Noilhan, J. and Mahfouf, J.-F. (1996). The ISBA land surface parameterisation scheme. *Global and Planetary Change* **13**, 145–159.
- Nolin, A. W. and Payne, M. C. (2007). Classification of glacier zones in western greenland using albedo and surface roughness from the multi-angle imaging SpectroRadiometer (MISR). *Remote Sensing of Environment* **107**, 264–275. ISSN 0034-4257.
- Oerlemans, J. (1994). Quantifying global warming from the retreat of glaciers. *Science* **264**, 243–245.
- Oerlemans, J. and Greuell, W. (1986). Sensitivity studies with a mass balance model including temperature profile calculations inside the glacier. *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie* **22**, 101–124.
- Overland, J. E., Spillane, M. C., Percival, D. B., Wang, M. and Mofjeld, H. O. (2004). Seasonal and regional variation of pan-arctic surface air temperature over the instrumental record\*. *Journal of Climate* **17**, 3263–3282. ISSN 0894-8755, 1520-0442.
- Pagli, C., Sigmundsson, F., Lund, B., Sturkell, E., Geirsson, H., Einarsson, P., Árnadóttir, T. and Hreinsdóttir, S. (2007). Glacio-isostatic deformation around the vatnajökull ice cap, iceland, induced by recent climate warming : GPS observations and finite element modeling. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* **112**, n/a–n/a. ISSN 2156-2202.
- Pall, P., Allen, M. R. and Stone, D. A. (2007). Testing the Clausius–Clapeyron constraint on changes in extreme precipitation under CO2 warming. *Climate Dynamics* **28**, 351–363.
- Picard, G., Brucker, L., Roy, A., Dupont, F., Fily, M., Royer, A. and Harlow, C. (2013). Simulation of the microwave emission of multi-layered snowpacks using the dense media radiative transfer theory : the DMRT-ML model. *Geoscientific Model Development* **6**, 1061–1078.
- Picard, G., Domine, F., Krinner, G., Arnaud, L. and Lefebvre, E. (2012). Inhibition of the positive snow-albedo feedback by precipitation in interior antarctica. *Nature Climate Change* **2**, 795–798. ISSN 1758-678X.
- Picard, G. and Fily, M. (2006). Surface melting observations in antarctica by microwave radiometers : Correcting 26-year time series from changes in acquisition hours. *Remote sensing of environment* **104**, 325–336.

- Pulliainen, J., Grandell, J. and Hallikainen, M.** (1999). HUT snow emission model and its applicability to snow water equivalent retrieval. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **37**, 1378–1390. ISSN 0196-2892.
- Ridley, J.** (1993). Surface melting on antarctic peninsula ice shelves detected by passive microwave sensors. *Geophysical Research Letters* **20**, 2639–2642. ISSN 1944-8007.
- Rignot, E., Box, J. E., Burgess, E. and Hanna, E.** (2008). Mass balance of the greenland ice sheet from 1958 to 2007. *Geophysical Research Letters* **35**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Roy, A., Picard, G., Royer, A., Montpetit, B., Dupont, F., Langlois, A., Derksen, C. and Champollion, N.** (2013). Brightness temperature simulations of the canadian seasonal snowpack driven by measurements of the snow specific surface area. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **51**, 4692–4704. ISSN 0196-2892.
- Royer, A. and Poirier, S.** (2010). Surface temperature spatial and temporal variations in north america from homogenized satellite SMMR-SSM/I microwave measurements and reanalysis for 1979–2008. *Journal of Geophysical Research* **115**. ISSN 0148-0227.
- Screen, J. A. and Simmonds, I.** (2010). The central role of diminishing sea ice in recent arctic temperature amplification. *Nature* **464**, 1334–1337. ISSN 0028-0836.
- Serreze, M. C., Barrett, A. P., Stroeve, J. C., Kindig, D. N. and Holland, M. M.** (2009). The emergence of surface-based arctic amplification. *The Cryosphere* **3**, 11–19. ISSN 1994-0424.
- Shepherd, A., Ivins, E. R., A, G., Barletta, V. R., Bentley, M. J., Bettadpur, S., Briggs, K. H., Bromwich, D. H., Forsberg, R., Galin, N., Horwath, M., Jacobs, S., Joughin, I., King, M. A., Lenaerts, J. T. M., Li, J., Ligtenberg, S. R. M., Luckman, A., Luthcke, S. B., McMillan, M., Meister, R., Milne, G., Mouginot, J., Muir, A., Nicolas, J. P., Paden, J., Payne, A. J., Pritchard, H., Rignot, E., Rott, H., Sørensen, L. S., Scambos, T. A., Scheuchl, B., Schrama, E. J. O., Smith, B., Sundal, A. V., Angelen, J. H. v., Berg, W. J. v. d., Broeke, M. R. v. d., Vaughan, D. G., Velicogna, I., Wahr, J., Whitehouse, P. L., Wingham, D. J., Yi, D., Young, D. and Zwally, H. J.** (2012). A reconciled estimate of ice-sheet mass balance. *Science* **338**, 1183–1189. ISSN 0036-8075, 1095-9203. PMID : 23197528.
- Sneed, W. A., Hooke, R. L. and Hamilton, G. S.** (2008). Thinning of the south dome of barnes ice cap, arctic canada, over the past two decades. *Geology* **36**, 71–74. ISSN 0091-7613, 1943-2682.
- Solomon, S.** (2007). *Climate change 2007 : the physical science basis : contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge Univ Pr.
- Stouffer, R. J., Yin, J., Gregory, J. M., Dixon, K. W., Spelman, M. J., Hurlin, W., Weaver, A. J., Eby, M., Flato, G. M. and Hasumi, H.** (2006). Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and future climate changes. *Journal of Climate* **19**, 1365–1387.

- Stroeve, J. C., Kattsov, V., Barrett, A., Serreze, M., Pavlova, T., Holland, M. and Meier, W. N.** (2012). Trends in arctic sea ice extent from CMIP5, CMIP3 and observations. *Geophysical Research Letters* **39**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Surdyk, S.** (2002). Using microwave brightness temperature to detect short-term surface air temperature changes in antarctica : An analytical approach. *Remote Sensing of Environment* **80**, 256–271. ISSN 0034-4257.
- Tedesco, M.** (2009). Assessment and development of snowmelt retrieval algorithms over antarctica from k-band spaceborne brightness temperature (1979-2008). *Remote Sensing of Environment* **113**, 979–997.
- Tedesco, M., Brodzik, M., Armstrong, R., Savoie, M. and Ramage, J.** (2009). Pan arctic terrestrial snowmelt trends (1979–2008) from spaceborne passive microwave data and correlation with the arctic oscillation. *Geophysical Research Letters* **36**, n/a–n/a. ISSN 1944-8007.
- Tedesco, M. and Kim, E.** (2006). Intercomparison of electromagnetic models for passive microwave remote sensing of snow. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on* **44**, 2654–2666. ISSN 0196-2892.
- Thompson, D. W. J. and Wallace, J. M.** (1998). The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophysical Research Letters* **25**, 1297–1300. ISSN 1944-8007.
- Tingley, M. P. and Huybers, P.** (2013). Recent temperature extremes at high northern latitudes unprecedented in the past 600 years. *Nature* **496**, 201–205. ISSN 0028-0836.
- Torinesi, O., Fily, M. and Genthon, C.** (2003). Variability and trends of the summer melt period of antarctic ice margins since 1980 from microwave sensors. *Journal of Climate* **16**, 1047–1060.
- Tsang, L.** (1992). Dense media radiative transfer theory for dense discrete random media with particles of multiple sizes and permittivities. *Progress in Electromagnetic Research* **6**, 181–225.
- Tsang, L., Chi-Te Chen, A. T., Guo, J. and Ding, K. H.** (2000). Dense media radiative transfer theory based on quasicrystalline approximation with applications to passive microwave remote sensing of snow. *Radio Science* **35**, 731–749.
- Tsang, L., Kong, J. A., Ding, K. H. and Ao, C. O.** (2001). *Scattering of electromagnetic waves*. Wiley Online Library.
- Tsang, L., Liang, D., Xu, X. and Xu, P.** (2008). Microwave emission from snowpacks : modeling the effects of volume scattering, surface scattering and layering. In *Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment, 2008. MICRORAD 2008*.
- Vincent, C., Soruco, A., Six, D. and Le Meur, E.** (2009). Glacier thickening and decay analysis from 50 years of glaciological observations performed on glacier d'Argentière, mont blanc area, france. *Annals of glaciology* **50**, 73–79.
- Vionnet, V., Brun, E., Morin, S., Boone, A., Faroux, S., Le Moigne, P., Martin, E. and Willemet, J.-M.** (2012). The detailed snowpack scheme crocus and its implementation in SURFEX v7.2. *Geoscientific Model Development* **5**, 773–791. ISSN 1991-9603.

- Walker, A. E., Strapp, J. W. and MacPherson, J. I.** (2002). A canadian twin otter microwave radiometer installation for airborne remote, sensing of snow, ice and soil moisture. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS'02. 2002 IEEE International*, volume 5.
- Walsh, J. E., Chapman, W. L. and Portis, D. H.** (2009). Arctic cloud fraction and radiative fluxes in atmospheric reanalyses. *Journal of Climate* **22**, 2316–2334. ISSN 0894-8755, 1520-0442.
- Wan, Z., Zhang, Y., Zhang, Q. and Li, Z.-L.** (2004). Quality assessment and validation of the MODIS global land surface temperature. *International Journal of Remote Sensing* **25**, 261–274. ISSN 0143-1161.
- Wang, L., Derksen, C. and Brown, R.** (2008). Detection of pan-arctic terrestrial snowmelt from QuikSCAT, 2000-2005. *Remote Sensing of Environment* **112**, 3794–3805.
- Wolter, K. and Timlin, M. S.** (2011). El Niño/Southern oscillation behaviour since 1871 as diagnosed in an extended multivariate ENSO index (MEI.ext). *International Journal of Climatology* **31**, 1074–1087. ISSN 1097-0088.
- Woodward, J., Sharp, M. and Arendt, A.** (1996). The influence of superimposed-ice formation on the sensitivity of glacier mass balance to climate change. *Annals of Glaciology* **24**, 186–190.
- Wright, A. P., Wadham, J. L., Siegert, M. J., Luckman, A., Kohler, J. and Nuttall, A. M.** (2007). Modeling the refreezing of meltwater as superimposed ice on a high arctic glacier : A comparison of approaches. *J. Geophys. Res* **112**, F04016.
- Zdanowicz, C., Smetny-Sowa, A., Fisher, D., Schaffer, N., Copland, L., Eley, J. and Dupont, F.** (2012). Summer melt rates on penny ice cap, baffin island : Past and recent trends and implications for regional climate. *Journal of Geophysical Research* **117**. ISSN 0148-0227.
- Zdanowicz, C. M., Fisher, D. A., Clark, I. and Lacelle, D.** (2002). An ice-marginal 180 record from barnes ice cap, baffin island, canada. *Annals of Glaciology* **35**, 145–149.
- Zhang, J., Rothrock, D. and Steele, M.** (2000). Recent changes in arctic sea ice : The interplay between ice dynamics and thermodynamics. *Journal of Climate* **13**, 3099–3114.
- Zwally, H. J. and Fiegles, S.** (1994). Extent and duration of antarctic surface melting. *Journal of Glaciology* **40**, 463–476.



# Liste des figures

<b>Introduction générale et objectifs</b>	<b>1</b>
A Carte Générale de l'Arctique (latitude supérieure à 60°N). Les zones englacées sont représentées par les zones blanches, telles que la calotte Barnes (cadre noir), située en Terre de Baffin, dans la région de l'archipel canadien. Les points rouges représentent les principales stations météorologiques automatiques sur l'ensemble de l'Arctique (données issues de Overland et al. (2004)). Données cartographiques vectorielles issues de <a href="http://www.naturalearthdata.com/">http://www.naturalearthdata.com/</a> . . . . .	2
B Variations moyennes d'altitudes (en $m\ an^{-1}$ ) de la surface des calottes de glace de l'archipel canadien entre 2003 et 2009. Ces données sont issues du satellite ICESat (Ice, Cloud, and land Elevation Satellite) de la NASA. La sous-figure a) présente les calottes du nord de l'archipel canadien (îles d'Ellesmere, de Devon, etc) et la sous-figure b) présente les calottes des îles de Baffin et de Bylot, au sud de l'archipel. Figures tirées des <i>supplementary data</i> de Gardner et al. (2011). . . . .	4
<b>Chapitre 1 : Site d'étude et données utilisées</b>	<b>11</b>
1.1 Carte de situation de la calotte Barnes, en Terre de Baffin. Le point rouge représente la position du camp de terrain de la campagne de mars 2011. Le modèle numérique de terrain est issu des données Géobase <a href="http://geobase.ca/geobase/fr/">http://geobase.ca/geobase/fr/</a> . . . . .	14
1.2 Photographies prises lors de l'expédition de 1950 sur le dôme sud de la calotte Barnes. Haut gauche : le camp de terrain établi sur la calotte entre les mois de mai et d'août. Bas gauche : bédrière en surface de la calotte. Droite : puits de neige mettant en évidence en fin de printemps l'épaisseur de neige saisonnière reposant directement sur la glace vive. . . . .	15
1.3 Image satellite en vraies couleurs du dôme sud de la calotte Barnes mettant en évidence la présence de nombreuses bédrières en période estivale partant du sommet de la calotte en direction des marges. Cette image présente une résolution de 10 m, elle a été acquise le 4 septembre 2010 par l'imageur haute résolution ALI (Advanced Land Imager) embarqué à bord du satellite EO-1 (Earth Observing-1) de la NASA. Source : <a href="http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=46304">http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=46304</a> . . . . .	16
1.4 Photographie prise lors de la mission de mars 2011 et illustrant les conditions de terrain lors de cette campagne de mesures. . . . .	17
1.5 Photographie prise lors de la mission de mars 2011 et illustrant l'utilisation des radiomètres de terrain au-dessus d'un puits de neige excavé. . . . .	19



1.6	Photographie de l'utilisation de l'instrument POSSSUM pour la mesure de la surface spécifique de la neige sur la calotte Barnes. . . . .	20
1.7	Profils typiques de masse volumique, température et surface spécifique de la neige pour deux puits de neige réalisés lors de la mission de terrain sur la calotte Barnes. . . . .	21
1.8	Photographie d'un puits de neige typique réalisé sur la calotte Barnes. L'épaisseur de neige est de l'ordre de grandeur d'un mètre et les encoches dans le mur de neige sont les marques de l'échantillonnage réalisé pour la mesure de la masse volumique de la neige. . . . .	22
1.9	Stratigraphie visuelle d'un puits de neige typique au sommet de la calotte Barnes en mars 2011. . . . .	23
1.10	Photographie de la station météo montée lors de la mission de terrain de mars 2011. . . . .	24
1.11	Évolution temporelle de l'humidité relative de l'air (définie par rapport à une surface théorique d'eau liquide) mesurée à 1,5 m de haut, lors de la mission de terrain de mars 2011 sur la calotte Barnes. . . . .	25
1.12	Rose des vents représentant l'intensité et la direction du vent mesuré à 2 m de haut, lors de la mission de terrain de mars 2011 sur la calotte Barnes. . .	26
1.13	Évolution temporelle des températures mesurées dans l'air à 1,5 m de haut, à la surface de la neige par radiométrie infrarouge et à 2 profondeurs différentes dans la neige lors de la mission de terrain de mars 2011 sur la calotte Barnes. Les carrés noirs rendent compte des conditions météorologiques observées simplifiées en 2 extrêmes : nuageux ou blizzard (carrés en haut) et ciel clair (carrés en bas). . . . .	27
1.14	Évolution temporelle de la température de brillance au sommet de la calotte Barnes mesurée par le radiomètre AMSR-E à 19 GHz et en polarisation horizontale sur l'ensemble de la série de données disponible pour ce capteur. La résolution horizontale est de 12,5 km. . . . .	28
1.15	Couverture spatiale des réanalyses NARR. Source : <a href="http://nomads.ncdc.noaa.gov/images/grid-221.gif">http://nomads.ncdc.noaa.gov/images/grid-221.gif</a> . . . . .	31
<b>Chapitre 2 : Étude de la durée de fonte de surface sur la calotte Barnes</b>		<b>33</b>
2.1	(a) Représentation schématique d'une onde électromagnétique polarisée linéairement : oscillation couplée du champ électrique (noté $\vec{E}$ ) et du champ magnétique (noté $\vec{B}$ ) par rapport à la direction de propagation de l'onde (vecteur $\vec{k}$ ) (source : <a href="http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/35/Onde_electromagnetique.svg">http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/35/Onde_electromagnetique.svg</a> ). (b) Représentation des polarisations linéaires verticale (à gauche) et horizontale (à droite) d'une onde électromagnétique par rapport à la surface étudiée. . . . .	36
2.2	Températures de brillance à 19 GHz en polarisations horizontale et verticale mesurées par la radiomètre AMSR-E sur la calotte Barnes. . . . .	37
2.3	Série temporelle de l'indice XPGR sur une zone périphérique du Groenland avec le seuil retenu pour la détection des dates de début et de fin de fonte Source : (Abdalati and Steffen, 1997). . . . .	39

2.4	Variation temporelle durant l'été 2003/2004 du signal micro-onde à 19 GHz en polarisation horizontale mesuré sur la plate-forme Amery (70,72°E, 70,26°S). Ces données, combinant les mesures de plusieurs radiomètres et de plusieurs passes, mettent en évidence la fonte estivale d'une part et la fonte journalière d'autre part. Source : (Picard and Fily, 2006). . . . .	40
2.5	Carte de la situation de la calotte Penny au sud de la Terre de Baffin (a) et zoom sur la calotte avec la position de la station météo de l'équipe de C. Zdanowicz (U. alberta) et les pixels du produit SMMR-SSM/I utilisé pour l'analyse des durées de fonte (b). . . . .	54
2.6	Histogramme des températures de brillance mesurées sur la calotte penny sur toute la durée des données SSM/I. . . . .	55
2.7	Températures de brillance mesurées à 19 GHz en polarisation horizontale sur la calotte penny par les radiomètres SSM/I sur la période 2000-2008. Les périodes de fonte de surface estivale sont mises en évidence correspondent aux période de $T_B$ supérieure à 220 K alors que les périodes de neige sèche sont caractérisées par des $T_B$ aux alentours de 190 à 200 K. . . . .	56
2.8	Évolution temporelle des durées de fonte sur les calottes glaciaires Barnes et Penny, situées en Terre de Baffin. . . . .	56
2.9	Évolution temporelle de la valeur de l'indice NAO sur la période 1979-2010 en moyenne glissante sur 5 mois. Source : NOAA . . . . .	58
2.10	Scatterplot entre la valeur moyenne de l'indice NAO sur mai-septembre et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes. . . . .	58
2.11	Évolution temporelle de la valeur de l'indice AO sur la période 1979-2010 en moyenne glissante sur 5 mois. Source : NOAA . . . . .	59
2.12	Scatterplot entre la valeur moyenne de l'indice AO sur mai-septembre et les durées de fonte observées sur la calotte Barnes. . . . .	59
2.13	Évolution temporelle de la valeur de l'indice NAO sur la période 1979-2010 en moyenne glissante sur 5 mois. Source : NOAA, base de données <i>Southern Oscillation Index</i> . . . . .	60
<b>Chapitre 3 : Modélisation de l'émission micro-onde de la glace bulleuse</b>		<b>63</b>
3.1	Organigramme simplifié de fonctionnement du modèle DMRT-ML. Les paramètres en entrée sont issus de mesures in-situ ou de sorties de modèles de neige. La température de brillance en sortie est calculée à différents angles, incluant l'angle de 54°auquel opèrent les satellites, permettant de tracer des diagrammes angulaires. . . . .	66
3.2	Représentation schématique de l'impact du manteau neigeux sur l'émission micro-ondes d'une surface donnée. . . . .	67
3.3	Coefficients de diffusion (courbe bleue pleine avec marqueurs pleins) et d'absorption (courbe rouge pleine avec marqueurs non remplis) à 37 GHz en fonction de la masse volumique. La température est de 260 K et le rayon des diffuseurs est de 0.3 mm. Le modèle est en configuration « neige » et « glace bulleuse », pour les masses volumiques inférieures et supérieures à 458,5 kg m <sup>-3</sup> , respectivement. Les symboles sur les courbes marquent le domaine de validité de la théorie DMRT. La ligne bleue pointillé représente le coefficient de diffusion si les diffusions multiples ne sont pas prises en compte. Figure extraite de Picard et al. (2013) . . . . .	69

3.4 Représentation schématique des principales contributions composant le signal mesuré par un radiomètre micro-onde de terrain ou satellite. Les flèches « 1 » représentent l'émission du manteau neigeux (ou de la surface étudiée, dans un cadre plus général) qui est la composante principale du signal. Les flèches « 2 » représentent la contribution de l'atmosphère réfléchiée par la surface et la contribution « 3 » représente l'émission directe de l'atmosphère mesurée uniquement par le radiomètre satellite. . . . . 88

**Chapitre 4 : Modélisation et analyse des processus d'évolution de la calotte Barnes : accumulation, fonte et bilan de masse de surface 91**

4.1 Schéma de la chaîne de modélisation directe faisant intervenir les réanalyses atmosphériques NARR, le schéma de surface externalisée SURFEX (Météo-France) comprenant le modèle de neige CROCUS (CEN-Météo France) et le modèle d'émission micro-onde DMRT-ML. . . . . 95

4.2 Schéma du fonctionnement du modèle SURFEX-CROCUS. . . . . 96

4.3 Résultats de simulations SURFEX-CROCUS forcées par les réanalyses NARR sur 1 an et demi. A gauche, la version classique de SURFEX-CROCUS procède à l'agrégation de couches de glace et de neige. A droite, la version adaptée pour la glace surimposée avec ajout d'un critère sur la densité des couches lors du processus d'agrégation ne présente pas ces artefacts. . . . . 97

4.4 Résultats de simulations SURFEX-CROCUS forcées par les réanalyses NARR sur 1 an et demi. A gauche, l'échelle de couleur représente la teneur en eau liquide du manteau neigeux, ce qui permet de mettre en évidence les processus de percolation à la fin du printemps. A droite, l'échelle de couleur représentant la masse volumique des couches de neige et glace met en évidence la formation de la glace surimposée lorsque l'eau liquide regèle sur la surface de glace rendue imperméable. . . . . 98

4.5 Photographie prise lors d'un survol en avion du dôme sommital de la calotte Barnes à faible altitude le 30 juillet 2010. Cette photographie met en évidence la complexité de la surface en période estivale, avec présence de flaques d'eau (A), de zones encore enneigées (B) et de zones de glace nue (C). Source : G.H. Miller, Univ. Colorado, Boulder . . . . . 100

4.6 Comparaison de l'albédo mesuré par l'instrument MODIS et simulé par le modèle SURFEX-CROCUS sur la période 2009-2011 sur la zone sommitale de la calotte Barnes. Les données MODIS sont indisponibles en hiver du fait de l'incidence solaire trop rasante à la latitude de la calotte. . . . . 100

4.7 Comparaison des profils obtenus à partir des modèles numériques de terrain de Géobase Canada (trait rouge) et des réanalyses atmosphériques NARR (trait bleu). La calotte Barnes est clairement visible sur la profil issu du MNT Géobase (entre 100 et 200 km sur l'axe horizontal) alors qu'elle n'apparaît pas sur le profil issu de NARR. . . . . 101

4.8 Évolution temporelle du bilan de masse de surface (quantifié en terme d'équivalent en eau, EEN) au sommet de la calotte Barnes. Simulations réalisées avec le modèle SURFEX-CROCUS sur la période 2009-2011 en modifiant les forçages atmosphériques en température (a) et précipitations (b) des données de réanalyses NARR. . . . . 102

4.9	Comparaison entre les résultats de simulations réalisées sur la période 2009-2011 avec DMRT-ML à 19 GHz en polarisation verticale (a) et horizontale (b) et les données AMSR-E. Ces simulations sont pilotées par les sorties du modèle SURFEX-CROCUS. . . . .	104
4.10	Comparaison entre les résultats de simulations réalisées sur la période 2009-2011 avec DMRT-ML à 37 GHz en polarisation verticale (a) et horizontale (b) et les données AMSR-E. Ces simulations sont pilotées par les sorties du modèle SURFEX-CROCUS. . . . .	105
4.11	Comparaison entre les résultats de simulations réalisées sur la période 2009-2011 avec DMRT-ML pour le calcul de l'indice $\Delta T_B$ et le $\Delta T_B$ issu des données AMSR-E. Ces simulations sont pilotées par les sorties du modèle SURFEX-CROCUS. . . . .	106
4.12	Organisation temporelle du processus d'optimisation / validation sur la chaîne de modélisation NARR - SURFEX-CROCUS - DMRT-ML. . . . .	107
4.13	Représentation de l'espace couvert lors du processus d'optimisation avec 10 000 simulations réparties selon la suite de SOBOL. L'albédo estival varie de 0,3 à 0,6 ; le facteur appliqué sur les précipitations varie de 0,8 à 1,5 ; et le biais sur la température de $-8$ K à $+2$ K. . . . .	107
4.14	Représentation du processus d'optimisation faisant intervenir la chaîne de modélisation NARR - SURFEX-CROCUS - DMRT-ML et les données satellites AMSR-E et MODIS. Le cadre grisé et les flèches triples représentent l'ensemble les simulations parallèles réalisées avec la méthode Quasi-Monte-Carlo de SOBOL. . . . .	108
4.15	Évolution temporelle du bilan de masse de surface (quantifié en terme d'équivalent en eau, EEN) au sommet de la calotte Barnes. Simulation réalisée à l'aide des paramètres optimisés : biais sur la température de $-4,5$ K, facteur sur les précipitations de $+40\%$ et albédo estival de $0,4$ . . . . .	110
4.16	Évolution temporelle du $\Delta T_B$ mesuré par le radiomètre AMSR-E (courbe rouge) et simulé sur la période 2006-2011 au sommet de la calotte Barnes. La courbe bleue représente les simulations effectuées avec les paramètres optimisés, et la courbe verte avec les forçages NARR bruts. . . . .	111
4.17	Comparaison entre la surface spécifique du manteau neigeux mesurée (courbe pleine rouge) et simulée à 3 dates différentes (courbes pointillées vertes, jaunes et noires) au sommet de la calotte Barnes, en mars 2011. . . . .	112
4.18	Évolution temporelle de la température de surface mesuré par l'instrument MODIS (courbe rouge) et simulé sur la période 2006-2011 au sommet de la calotte Barnes. La courbe bleue représente les simulations effectuées avec les paramètres optimisés, et la courbe verte avec les forçages NARR bruts. . . . .	113
4.19	Évolution temporelle du bilan de masse de surface (quantifié en terme d'équivalent en eau, EEN) au sommet de la calotte Barnes. Simulations réalisées sur la période 2006-2011 avec les données NARR optimisées (courbe pleine bleue) et non optimisées (courbe pointillée verte). L'initialisation est effectuée au 1 <sup>er</sup> juillet 2006 basé sur l'état optimal déterminé lors du processus d'optimisation. . . . .	115

4.20	Évolution temporelle de la hauteur de neige au sommet de la calotte Barnes. Simulations réalisées sur la période 2006-2011 avec les données NARR optimisées (courbe pleine bleue) et non optimisées (courbe pointillée verte). L’initialisation est effectuée au 1 <sup>er</sup> juillet 2006 basé sur l’état optimal déterminé lors du processus d’optimisation. Les hauteurs de neige sont normalisées à chaque début de saison hivernale. . . . .	116
4.21	Carte des variations d’altitude (en $\text{m a}^{-1}$ ) de la calotte Barnes entre 1960 et 2010 déterminées à partir de modèles numériques de terrain issues de mesures aéroportées et des données d’imagerie stéréoscopique du satellite SPOT-5. Les zones noires ne comportent pas de données. Source : (Gardner et al., 2013) . . . . .	118
4.22	Représentation des RMSE obtenues pour chaque variable de contrainte en fonction de la valeur des variables d’ajustement, pour les 10 000 simulations du processus d’optimisation. . . . .	120
4.23	Tests de sensibilité réalisés à partir de l’état actuel obtenu par optimisation. La sensibilité à chaque variable est testée individuellement. Les traits pointillés bleus représentent l’état actuel (avec bilan de masse positif, donc caractéristique d’une zone d’accumulation), et les flèches l’écart nécessaire pour atteindre un bilan de masse nul et donc rentrer dans un régime d’ablation matérialisé par les traits rouges pointillés. L’écart entre l’état actuel et la transition avec le domaine de l’ablation est précisé sur chaque graphique. . . . .	123
4.24	Tests de sensibilité réalisés en couplant l’augmentation de température à une augmentation des précipitations en suivant la relation de Clausius-Clapeyron : $+1^{\circ}\text{C}$ entraîne $+6\%$ d’augmentation des précipitations. Les traits pointillés bleus représentent l’état actuel (avec bilan de masse positif, donc caractéristique d’une zone d’accumulation), et les flèches l’écart nécessaire pour atteindre un bilan de masse nul et donc rentrer dans un régime d’ablation matérialisé par les traits rouges pointillés. L’écart entre l’état actuel et la transition avec le domaine de l’ablation est précisé sur le graphique. . . . .	124





# Liste des tableaux

<b>Introduction générale et objectifs</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : Site d'étude et données utilisées</b>	<b>11</b>
1.1 Comparaison entre les températures de brillance mesurées par satellite (produit AMSR-E à 12,5 km de résolution moyenné sur la durée de la campagne et corrigé des contributions atmosphériques, voir chapitre 3, section 3.4 pour le détail des corrections) et les mesures SBR (moyennes de tous les puits de neige, écart-type non donné à 37 GHz car seulement 2 mesures sont disponibles à cette fréquence). L'angle d'incidence est dans les deux cas de 54°.	18
1.2 Variables issues des réanalyses atmosphériques NARR utilisées dans ce travail afin de piloter le modèle de neige SURFEX-CROCUS.	30
<b>Chapitre 2 : Étude de la durée de fonte de surface sur la calotte Barnes</b>	<b>33</b>
2.1 Détail de l'analyse statistique sur les tendances obtenues en terme de durées de fonte et de dates de début et de fin de fonte sur la calotte Barnes. Le nombre de degrés de liberté représente le nombre d'années que comportent les séries de données auquel on retranche 2. Les coefficients de corrélation et de détermination sont calculés à partir des régressions linéaires. La significativité statistique est calculée suivant la relation (2.5) et les critères permettant de déterminer la valeur $p$ sont issus de : <a href="http://www.ruf.rice.edu/~bioslabs/tools/stats/ttable.html">http://www.ruf.rice.edu/~bioslabs/tools/stats/ttable.html</a> .	53
2.2 Comparaison entre les tendances observées sur les durées de fonte entre les calottes Barnes et Penny.	54
<b>Chapitre 3 : Modélisation de l'émission micro-onde de la glace bulleuse</b>	<b>63</b>
<b>Chapitre 4 : Modélisation et analyse des processus d'évolution de la calotte Barnes : accumulation, fonte et bilan de masse de surface</b>	<b>91</b>
4.1 Comparaison entre l'équivalent en eau (EEN) du manteau neigeux saisonnier en mars 2011 mesuré in-situ et modélisé par SURFEX-CROCUS, et comparaison entre l'albédo moyen MODIS pour la période estivale et la paramétrisation de l'albédo de la glace nue dans SURFEX-CROCUS.	99



4.2	Comparaison des durées de fonte de surface sur la calotte Barnes obtenues à partir des observations SSM/I et des résultats de la chaîne de modélisation avant et après optimisation. . . . .	114
4.3	Comparaison entre l'équivalent en eau de la neige et l'épaisseur du manteau neigeux mesuré et simulé avec ou sans optimisation, au mois de mars 2011. . . . .	115
4.4	Comparaison des variations d'élévation moyennes annuelles ( $dh/dt$ ) au sommet de la calotte Barnes pour différentes périodes de temps. . . . .	117
4.5	Récapitulatif des variables utilisées pour les tests de sensibilité et des intervalles sur lesquels elles varient. . . . .	121





# Liste des abréviations

- <b>AMSR-E</b>	<b>C</b> entre <b>A</b> dvanced <b>M</b> icrowave <b>S</b> canning <b>R</b> adiometer- <b>E</b> arth obser- vating system
- <b>AO</b>	<b>A</b> rctic <b>O</b> scillation
- <b>ATM</b>	<b>A</b> irborne <b>T</b> opographic <b>M</b> apper
- <b>AWS</b>	<b>A</b> utomatic <b>W</b> eather <b>S</b> tation
- <b>BMS</b>	<b>B</b> ilan de <b>M</b> asse de <b>S</b> urface
- <b>CARTEL</b>	<b>C</b> entre d'Applications et de <b>R</b> echerches en <b>T</b> élédéttection
- <b>CEN</b>	<b>C</b> entre d'Étude de la <b>N</b> eige de <b>M</b> étéo-France
- <b>CMIP5</b>	<b>C</b> oupled <b>M</b> odel <b>I</b> ntercomparison <b>P</b> roject <b>5</b>
- <b>CRCM</b>	<b>C</b> anadian <b>R</b> egional <b>C</b> limate <b>M</b> odel
- <b>DISORT</b>	<b>D</b> IScrete <b>O</b> Rdinate <b>T</b> ransfer theory
- <b>DMRT</b>	<b>D</b> ense <b>M</b> edia <b>R</b> adiative <b>T</b> ransfer theory
- <b>DMRT-ML</b>	<b>D</b> ense <b>M</b> edia <b>R</b> adiative <b>T</b> ransfer theory <b>M</b> ulti- <b>L</b> ayer model
- <b>DNEC</b>	<b>D</b> onnées <b>N</b> umériques d'Élevation du <b>C</b> anada
- <b>EEN</b>	Équivalent en <b>E</b> au de la <b>N</b> eige
- <b>ENSO</b>	<b>E</b> l <b>N</b> ino <b>S</b> outhern <b>O</b> scillation
- <b>GIEC</b>	<b>G</b> roupement <b>I</b> ntergouvernemental d'Experts sur le <b>C</b> limat
- <b>GRACE</b>	<b>G</b> ravimetry <b>R</b> ecovery and <b>C</b> limate <b>E</b> xperiment
- <b>HUT</b>	<b>H</b> elsinki <b>U</b> niversity of <b>T</b> echnology
- <b>ISBA</b>	<b>I</b> nteraction <b>S</b> ol- <b>B</b> iosphère- <b>A</b> tmosphère
- <b>LGGE</b>	<b>L</b> aboratoire de <b>G</b> laciologie et <b>G</b> éophysique de l' <b>E</b> nvironnement
- <b>MNT</b>	<b>M</b> odèle <b>N</b> umérique de <b>T</b> errain
- <b>MODIS</b>	<b>M</b> ODerate resolution <b>I</b> maging <b>S</b> pectroradiometer
- <b>NAO</b>	<b>N</b> orth <b>A</b> tlantic <b>O</b> scillation
- <b>NARR</b>	<b>N</b> orth <b>A</b> merican <b>R</b> egional <b>R</b> eanalysis
- <b>NASA</b>	<b>N</b> ational <b>A</b> eronautics and <b>S</b> pace <b>A</b> dministration
- <b>POSSUM</b>	<b>P</b> rofiler of <b>S</b> now <b>S</b> pecific <b>S</b> urface area <b>U</b> sing <b>S</b> WIR reflectance <b>M</b> easurement
- <b>POSSUM</b>	<b>S</b> hort- <b>W</b> ave <b>I</b> nfra- <b>R</b> ed
- <b>RCP</b>	<b>R</b> epresentative <b>C</b> oncentration <b>P</b> athway

## LISTE DES ABRÉVIATIONS

---

- <b>RMSE</b>	<b>R</b> oot <b>M</b> ean <b>S</b> quare <b>E</b> rror
- <b>SBR</b>	<b>S</b> urface <b>B</b> ased <b>R</b> adiometer
- <b>SIG</b>	<b>S</b> ystème d' <b>I</b> nformation <b>G</b> éographique
- <b>SMMR</b>	<b>S</b> canning <b>M</b> ultichannel <b>M</b> icrowave <b>R</b> adiometer
- <b>SSA</b>	<b>S</b> pecific <b>S</b> urface <b>A</b> rea
- <b>SSM/I</b>	<b>S</b> pecial <b>S</b> ensor <b>M</b> icrowave / <b>I</b> mager
- <b>SURFEX</b>	<b>SURF</b> ace <b>EX</b> ternalisée
- <b>TEL</b>	<b>T</b> eneur en <b>E</b> au <b>L</b> iquide





## Annexe A

# Liste des contributions scientifiques

Dans cette annexe sont détaillées les contributions scientifiques (articles de journaux et présentations en conférences) issues des différents points abordés de ce travail de doctorat et détaillés dans ce manuscrit.

- Étude de la fonte estivale sur la calotte Barnes sur 30 ans (1979-2010). Production associée :
  - Conférence *Eastern Snow 2011*, Montréal (présentation orale, Dupont et al., 2011)
  - Article (Dupont et al., 2012)
  - Article (Zdanowicz et al., 2012), contribution mineure, extension de l'étude à la calotte Penny.
  
- Amélioration du modèle DMRT-ML pour la prise en compte de la glace bulleuse. Tests divers et validations sur 2 sites différents (calotte Barnes et zone de glace bleue en Antarctique). Production associée :
  - Conférence *Microrad 2012*, Rome (poster, Dupont et al., 2012)
  - Conférence *Microrad 2012*, Rome (présentation orale, Roy et al., 2012)
  - Conférence *AGU 2012*, San-Francisco (Picard et al., 2012)
  - Article (Dupont et al., 2014)
  - Article (Roy et al., 2013)
  - Article (Picard et al., 2013).
  
- Étude du bilan de masse de surface de la calotte Barnes par modélisation et télédétection. Mise en place de la chaîne de modélisation, optimisation, validation. Adaptation du modèle de neige pour la glace bulleuse. Production associée :
  - Conférence *Eastern Snow 2013*, Huntsville (présentation orale, Dupont et al., 2013)
  - Colloque *Chantier Arctique*, Paris, 2013 (poster, Dupont et al., 2013)
  - Article en préparation.





## Annexe B

Article Zdanowicz et al. (2012)  
« Summer melt rates on Penny Ice  
Cap, Baffin Island : Past and  
recent trends and implications for  
regional climate »

## Summer melt rates on Penny Ice Cap, Baffin Island: Past and recent trends and implications for regional climate

Christian Zdanowicz,<sup>1</sup> Anna Smetny-Sowa,<sup>2</sup> David Fisher,<sup>1</sup> Nicole Schaffer,<sup>3</sup> Luke Copland,<sup>3</sup> Joe Eley,<sup>4</sup> and Florent Dupont<sup>5,6</sup>

Received 17 October 2011; revised 23 January 2012; accepted 6 February 2012; published 10 April 2012.

[1] At latitude 67°N, Penny Ice Cap on Baffin Island is the southernmost large ice cap in the Canadian Arctic, yet its past and recent evolution is poorly documented. Here we present a synthesis of climatological observations, mass balance measurements and proxy climate data from cores drilled on the ice cap over the past six decades (1953 to 2011). We find that starting in the 1980s, Penny Ice Cap entered a phase of enhanced melt rates related to rising summer and winter air temperatures across the eastern Arctic. Presently, 70 to 100% (volume) of the annual accumulation at the ice cap summit is in the form of refrozen meltwater. Recent surface melt rates are found to be comparable to those last experienced more than 3000 years ago. Enhanced surface melt, water percolation and refreezing have led to a downward transfer of latent heat that raised the subsurface firn temperature by 10°C (at 10 m depth) since the mid-1990s. This process may accelerate further mass loss of the ice cap by pre-conditioning the firn for the ensuing melt season. Recent warming in the Baffin region has been larger in winter but more regular in summer, and observations on Penny Ice Cap suggest that it was relatively uniform over the 2000-m altitude range of the ice cap. Our findings are consistent with trends in glacier mass loss in the Canadian High Arctic and regional sea-ice cover reduction, reinforcing the view that the Arctic appears to be reverting back to a thermal state not seen in millennia.

**Citation:** Zdanowicz, C., A. Smetny-Sowa, D. Fisher, N. Schaffer, L. Copland, J. Eley, and F. Dupont (2012), Summer melt rates on Penny Ice Cap, Baffin Island: Past and recent trends and implications for regional climate, *J. Geophys. Res.*, 117, F02006, doi:10.1029/2011JF002248.

### 1. Introduction

[2] Outside of Greenland, the Canadian Arctic Archipelago (CAA) holds the largest total area of land ice (~150,000 km<sup>2</sup>) in the north circumpolar region. Recent studies have revealed increasing rates of ice mass wastage in the CAA over the past ~15–20 years, making this region one of the largest contributors to present sea-level rise after Greenland and Antarctica [Sharp *et al.*, 2011; Fisher *et al.*, 2011; Gardner *et al.*, 2011; Radić and Hock, 2011; Jacob *et al.*, 2012]. The increased glacier losses are linked to a warming trend observed in both summer and winter across the entire eastern Arctic (Environment Canada, Climate trends and variations bulletin, 2010, www.ec.gc.ca/adsc-cmda, hereinafter

referred to as Environment Canada, online bulletin, 2010). The best documented evidence for the recent glacier mass loss comes from the Queen Elizabeth Islands (QEI), north of Lancaster Sound [e.g., Gardner *et al.*, 2011]. Reliable observations, short or long, are comparatively scarce for Baffin Island [e.g., Jacob *et al.*, 2012], even though this region contains almost a third of all glacier-covered land in the CAA. The scarcity of observations from Baffin Island makes it difficult to compare regional responses of the cryosphere to Arctic warming.

[3] Located at latitude 67°N, Penny Ice Cap (Figure 1) is the southernmost of the large Canadian Arctic ice caps, and the only one on Baffin Island that rises to a sufficient altitude (~1930 m at its highest point) for a firn zone to persist. Barnes Ice Cap, some 400 km further north, accumulates as superimposed ice only [Baird, 1952], as do the smaller icefields on Meta Incognita Peninsula to the south [Blake, 1953; Zdanowicz, 2007]. Barnes and Penny Ice Caps are partial remnants of the Laurentide Ice Sheet, and late glacial ice layers are preserved near their bed [Zdanowicz *et al.*, 2002]. The presence of a firn zone on Penny Ice Cap has allowed paleoclimatic information to be preserved and recovered by coring [Fisher *et al.*, 1998], making it possible to place recent observations from this ice cap in a centennial to millennial perspective. In this paper, we present a synthesis of past and recent observations from Penny Ice Cap

<sup>1</sup>Geological Survey of Canada, Natural Resources Canada, Ottawa, Ontario, Canada.

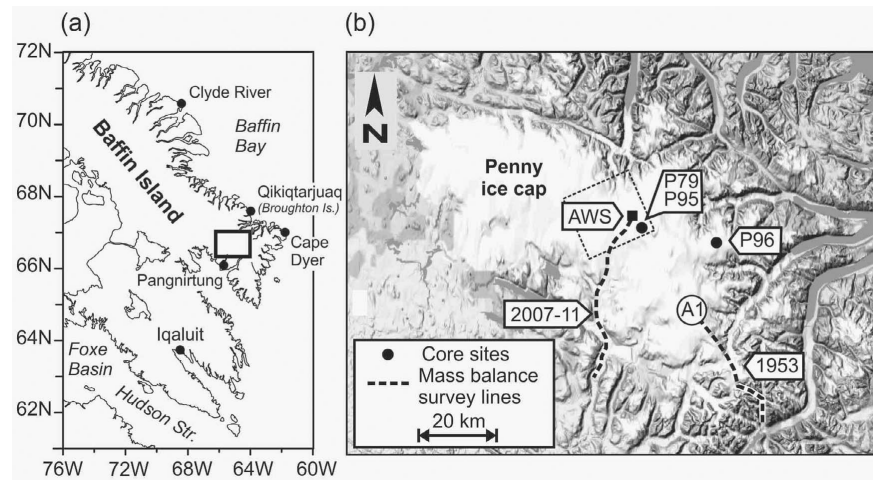
<sup>2</sup>Department of Earth Sciences, University of Western Ontario, London, Ontario, Canada.

<sup>3</sup>Department of Geography, University of Ottawa, Ottawa, Ontario, Canada.

<sup>4</sup>6 Sullivan St., Saskatoon, Saskatchewan, Canada.

<sup>5</sup>Centre d'Applications et de Recherches en Télédétection, Université de Sherbrooke, Quebec, Canada.

<sup>6</sup>Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, UMR 5183, UJF-CNRS, Grenoble F-38041, France.



**Figure 1.** (a) Map of southern Baffin Island, Nunavut, showing location of study area (framed) and of weather monitoring stations mentioned in the text. (b) Map of Penny Ice Cap showing the surface mass balance stake lines (dotted lines; 1953 and 2007–11), the location of the automated weather station (AWS), and the ice-coring sites (P79, P95, P96) discussed in the text. The stippled square at the ice cap summit defines the pixel footprint of spaceborne passive microwave observations used to estimate changes in the melt season duration, as described in the text.

based on historical records, ice-core data, surface mass balance measurements, firn temperature soundings, satellite observations and climatological data. We use these various documentary sources to identify past and recent trends in summer melt rates on the ice cap, and examine the implications for glacier mass balance and regional climate. Our goal is to establish a framework of reference for ongoing assessments of the present and future evolution of Penny Ice Cap using in situ and remotely-sensed observations [Schaffer *et al.*, 2011].

## 2. Data Sets and Methods

### 2.1. Historical Records

[4] The first scientific expedition to Penny Ice Cap was carried out by the Arctic Institute of North America (AINA) in the summer of 1953 [Baird, 1953]. It conducted glaciological and climatological observations at various sites on the ice cap, including snow and ice stratigraphy and density, summer melt progression, surface mass balance and energy budget. Detailed methods and findings were reported by Ward [1954], Ward and Baird [1954], and Orvig [1954]. Later in 1979, a reconnaissance study was made to evaluate the potential to recover a deep ice-core climate record from Penny Ice Cap summit. As part of this study, a 20-m core was recovered and firn temperatures were measured in the borehole [Holdsworth, 1984]. We use these data, as well as the AINA expedition records, to place recent observations from the ice cap in historical context.

### 2.2. Firn and Ice Cores

[5] Cores were recovered from the summit region of Penny Ice Cap in 1953, 1979, 1995, 1996, 2010 and 2011

(Figure 1). The 1953 core [Ward, 1954] was drilled to a depth of 21 m at a site (A1) located at the southeast end of the summit ridge. The exact altitude of this site is uncertain (see section 3.4. below) but is thought to be  $\sim 1930$  m. In 1979 a 20-m core was retrieved from a site (P79) at 1975 m [Holdsworth, 1984]. Subsequently, two deeper cores were recovered by a Canadian-American-Japanese consortium in 1995 and 1996. The first and longer of these cores was drilled at a site (P95) located near the P79 borehole, at an altitude of 1860 m. The P95 borehole reached bedrock at a depth of 334 m. The second deep core was drilled to a depth of 176 m from a site (P96) 30 km E of P95 at an altitude of 1810 m. The climate records developed from the P95 and P96 deep cores extend back to the last glacial period, more than 11.5 ka before present (b.p.), although discontinuities may exist in the early Holocene [Fisher *et al.*, 1998; Okuyama *et al.*, 2003]. In 2010 and 2011, shallow firn cores were obtained to update the paleoclimate records developed from the 1995 core. A 23-m core (P2010) was hand-drilled in May 2010 at the location of the P95 borehole. A shorter, 5.5-m core was obtained in May 2011 a few km away at a similar altitude.

[6] In this paper, we use the ice-core data to estimate historical trends in summer melt on Penny Ice Cap. Each summer, surface melt in the accumulation area causes meltwater to percolate and refreeze into underlying, colder firn layers. The resulting infiltration ice forms distinct horizontal layers, but also irregular horizontal and vertical features such as ice glands, lenses and pipes. We refer collectively to these as “melt features”, abbreviated MF. The number and thickness of MF in the firn layers of ice caps can be positively correlated with past summer warmth [Koerner, 1977; Fisher *et al.*, 2011]. Summer-winter temperature

contrast, and the timing and duration of the melt period are also determining factors in MF formation [Pfeffer and Humphrey, 1998; Bell et al., 2008]. Melt feature records were previously developed from the cores drilled in 1995 (P95) and 1996 (P96) at Penny Ice Cap summit (Figure 1). The stratigraphy of the P95 core was described and logged by the late R. Koerner [Grumet et al., 2001]. Owing to microfractures in the core, the proper identification of MF was limited to depths < 245 m, or back to ~2 ka b.p. The stratigraphy of the P96 core was described by Okuyama et al. [2003].

[7] For the present study, the firm core drilled in 2010 was measured for MF, density, and solid electrical conductivity (ECM) [Hammer, 1980]. These data were used to correlate the new 2010 core with the older P95 record (Appendix A). The 5.5-m firm core drilled in 2011 extended this composite MF record by one year (to 2010). Because ice-core density measurements are discontinuous, we report the percentage of MF in volume, rather than mass terms. For any time interval of length  $N$  (years) in the composite record, the MF content is expressed as the volumetric percentage of the core occupied by ice, following:

$$MF = \frac{\sum(dZ_{MF}) + \sum(dZ_F F_{ice})}{N\bar{A}} \times 100 \quad (1)$$

where  $dZ_{MF}$  is the thickness of individual MF in the core section,  $dZ_F$  is the thickness of firm layers,  $F_{ice}$  gives the volumetric fraction of refrozen meltwater in the firm layers, and  $\bar{A}$  is the mean ice accumulation rate. The ice content in the “icy firm” layers was estimated from their density and was found to average  $5 \pm 5\%$ . This value of  $F_{ice}$  also gave the best visual agreement between the ~15-year overlapping sections of the 1995 and 2010 MF records. In the deeper parts of the P95 core, the MF data were corrected to account for ice layer thinning. See Appendix A and B, and Fisher et al. [2011] for additional details on the development of MF records.

### 2.3. Automated Weather Station Data

[8] Two automated weather stations (AWSs) have operated at the summit of Penny Ice Cap (Figure 1). The first AWS was installed in May 1992 and remained in operation until July 2000 [Jacobs, 1990; Eley, 2001]. It recorded hourly and daily air and firm temperatures over a range of heights and depths, as well as snow surface height, relative humidity, wind speed and direction, and total incoming solar radiation. In 2007, another, simpler AWS was set up at the same site to record air temperature and snow surface height changes. Of special relevance to this study are measurements of firm temperature and snow surface height. The firm temperatures between 1994 and 2000 were measured using a thermistor string buried in the firm. The thermistors (type YSI 4403, 1 k $\Omega$  half-bridge) were spaced on the cable at intervals of a few meters. The cable was gradually buried by snow and firm accumulation, such that the maximum depth of the measurements increased from 6.2 m in May 1992, to 13.1 m in July 2000 when the AWS was removed. Eley [2001] interpolated these data to produce homogeneous time series of firm temperature at fixed depth intervals.

In April 2011, a new thermistor cable (RST Instruments, Coquitlam, B.C.) was installed and connected to the AWS erected in 2007. This cable is equipped with the same type of thermistors as on the earlier AWS, spaced at 1-m intervals, with the deepest buried at a depth of 10.5 m. In both periods of record (1992–2000 and 2007–11), inter-seasonal changes in snow surface height were measured with an ultrasonic distance gauge (UDG; model SR50, Campbell Scientific Canada, Edmonton) mounted on a cross-arm at a height of several meters.

### 2.4. Climatological Records

[9] To help place and interpret observations from Penny Ice Cap in a regional climatic context, we used archived climatological data from the eastern Canadian Arctic available from Environment Canada. Temperature and precipitation records are available from 15 different weather monitoring stations in the southern Baffin Island region. While some of these records extend back to the 1930s, most of them are much shorter (<30 years) and/or discontinuous. In this paper, we used records from a few stations only (Figure 1) selected for their length and/or proximity to Penny Ice Cap. These are records from Pangnirtung (N 66.15°; W 67.72°), Qikiqtarjuaq (formerly Broughton Island; N 67.55°; W 64.03°), Clyde River (N 70.48°; W 65.52°) and Cape Dyer (N 66.55°; W 64.03°). In addition, we used seasonal temperature and annual precipitation anomalies for the eastern Canadian Arctic region produced by Environment Canada (online bulletin, 2010). This region corresponds to the “Arctic Mountains and Fjords” climatological region as defined by Environment Canada, which comprises the mountainous eastern sectors and coastlines of Baffin, Bylot, Devon and Ellesmere Islands facing Baffin Bay and Nares Strait. The climatological anomaly series used in this study were computed by interpolation of individual station data, as described by Milewska and Hogg [2001] and Fritzsche [2011]. Most usable station records for this region are in fact located on eastern Baffin Island. We use these regional anomalies rather than data from individual Baffin climate stations, because records from the latter are too often discontinuous. Furthermore, interannual temperature variations are typically synchronous across the Baffin region [Jacobs and Newell, 1979].

[10] To characterize present-day air temperature lapse rates over Penny Ice Cap, we compared air temperature recordings from the AWS at Penny Ice Cap summit (periods 1992–2000 and 2007–2011) with archived weather station data from Qikiqtarjuaq and Clyde River on the Baffin Bay coast. For comparison, we also computed the mean July air temperature lapse rate for 1953, using data from Orvig’s [1954] report of the AINA summer expedition, and 1953 weather station records from Cape Dyer.

### 2.5. Field Measurements of Surface Mass Balance

[11] In 2007, a program to evaluate and monitor the mass balance of Penny Ice Cap was initiated by the Geological Survey of Canada in collaboration with Parks Canada Agency. Initially, and up to 2010, the program of observations was limited to in situ measurements of surface accumulation and ablation. The measurements are performed once a year, in early to mid-April, with ski-equipped aircraft

and snowmobile support. Several lines of reference stakes have been set on the ice cap, at intervals of a few km or  $\sim 100$  m of altitude difference. The most complete data set, presented in this paper, comes from a line of 20 stakes installed on the western slopes of Penny Ice Cap, from the summit area ( $\sim 1860$  m) down to the terminus of an unnamed glacier outlet ( $\sim 350$  m; Figure 1). The surface altitude on this transect was measured in May 2011 with a high-precision Trimble R7 differential GPS system (Trimble Navigation Ltd., Sunnyvale, CA). The data were post-processed with the Precise Point Positioning service (Natural Resources Canada, Precise Point Positioning (PPP) service, [http://webapp.csr.ncan.gc.ca/index\\_e/products\\_e/services\\_e/ppp\\_e.html](http://webapp.csr.ncan.gc.ca/index_e/products_e/services_e/ppp_e.html), 2011) and have an estimated vertical accuracy of  $\pm 0.1$  m. For mass balance measurements, we use the so-called glaciological method, in which the net firn/ice accumulation (winter) or net loss (summer) are estimated from measured changes in the exposed length of the stakes [Østrem and Brugman, 1991]. At each stake, the snowpack stratigraphy is also recorded and the density profile measured, and multiple soundings are made with a probe over an area of  $\sim 10$  m<sup>2</sup> to obtain the mean snow thickness. Presently, our in situ mass balance measurements on Penny Ice Cap do not account for internal accumulation, because of the extreme difficulty of quantifying meltwater percolation in firn (see section 3.2 below). In agreement with recommended usage [Cogley et al., 2011], we use the term *surface mass balance* (abbreviated SBM, or *b*) to report our mass balance estimates from individual stakes. For fall and winter accumulation estimated from snowpits, we use the term winter (surface) balance  $b_w$ .

## 2.6. Passive Microwave Brightness Temperatures

[12] To supplement AWS data and climatological records, we estimated changes in the duration of surface melt on Penny Ice Cap over the period 1979–2010 using passive measurements of snow microwave brightness temperature  $T_b$  from satellites. This method is founded on the assumption that abrupt changes in  $T_b$  detected on the ice cap surface at the onset and end of the melt season are due to changes in the snowpack liquid water content, which strongly affects the microwave emissivity  $e$  of the snow [Zwally and Fiegles, 1994; Ashcraft and Long, 2006]. In this study, we used an algorithm developed by Dupont et al. [2011] that uses combined gridded passive microwave data from two spaceborne instruments: (1) the Nimbus-7 Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR), for the period from 1979–1986 [Knowles et al., 2002]; and (2) the Defense Meteorological Satellite Program-Special Sensor Microwave/Imager (DMSP SSM/I) for the period 1987–2010 [Maslanik and Stroeve, 2011]. The algorithm sets a threshold separating the winter (dry) and summer (wet) modes of brightness temperatures, and then calculates the number of days above this threshold to derive the annual period of melt duration. In this study, the method was applied to a single grid pixel with a footprint of  $25 \times 25$  km at the summit of the ice cap (Figure 1), because surrounding pixels extended beyond the ice-covered area or overlapped with nunataks or water bodies. Conveniently, the P95 ice-coring site is located within the boundaries of this pixel. The time series of surface melt duration derived by the microwave brightness temperature can therefore be compared with the

summer melt intensity series inferred from the extended P95 ice-core record.

## 3. Results

### 3.1. General Setting

[13] Located on the highlands of Cumberland Peninsula, Penny Ice Cap (N 67.27°; W 65.85°) covers an area of 6410 km<sup>2</sup>, and an altitude range of  $\sim 1980$  m from the terminus of Coronation Glacier, which calves into Baffin Bay, to the highest point on the central ice divide. Previous studies [Ward, 1954; Holdsworth, 1984] and recent field observations (snow pits and firn cores) indicate that most of the accumulation area on the ice cap (above  $\sim 1500$  m) is in the percolation facies. Snow that accumulates in the cold months melts partly or completely in summer, and the meltwater percolates through underlying firn to refreeze as bubble-poor infiltration ice. At altitudes between 1500 and 1700 m there is some accumulation in the form of superimposed ice. The present-day accumulation area to total area ratio (AAR) of the ice cap, estimated using a digital elevation model, is  $\sim 0.3$  [Schaffer et al., 2011]. The present-day mean annual temperature (MAT) at the ice cap summit, estimated from AWS recordings (1992–2000; 2007–11) is  $-16 \pm 1.5^\circ\text{C}$ . The regional climate is wet for the Arctic, with total precipitation exceeding 300 mm a<sup>-1</sup> (water equivalent) at nearby climate stations on the Baffin Bay coast [Maxwell, 1981]. The relative humidity over the ice cap frequently exceeds 90% in both summer and winter. Snow accumulates mostly in autumn (late August to mid-November) and to a lesser extent in spring (late March to May) with the frequent passage of cyclones tracking north–northeast across or around southern Baffin Island [Bradley, 1973; Maxwell, 1981; Sorterberg and Walsh, 2008; Sepp and Jaagus, 2010]. The annual thickness of the snow cover measured in late winter at the summit of Penny Ice Cap is presently  $\sim 1$ –1.2 m, with a mean density of 350 kg m<sup>-3</sup>, and the mean ice accumulation rate  $\bar{A}$ , inferred from ice-core data, is  $0.37 \pm 0.5$  m a<sup>-1</sup> (0.34 m a<sup>-1</sup> water equivalent). The ice cap straddles the Arctic circle (66°N) and experiences up to 20 hours of daylight during the melt season from early June to mid-August, although the total sunshine actually received at the surface is typically less ( $\sim 26\%$  of maximum) owing to frequent low cloud cover [Orvig, 1954].

### 3.2. Historical Trends in Summer Melt

[14] Previously, Holdsworth [1984] had found that MF % in a 20-m core (P79) drilled at Penny Ice Cap summit were well correlated with mean maximum daily July air temperatures recorded at Broughton Island ( $R = 0.553$ ) and Cape Dyer ( $R = 0.563$ ) on the Baffin Bay coast (period 1958–1979; using 5-year running means of the data series). More recent thermistor data (see section 3.3 below) reveal that the firn at Penny Ice Cap summit commonly becomes isothermal at 0°C in summer (July) to a depth exceeding 1 m, i.e. greater than the mean depth of the annual snowpack. Meltwater can therefore percolate into firn from previous years, and this can occur even in the presence of ice layers [Ward, 1954; Orvig, 1954]. Evidence of deep percolation was observed in the ion chemistry profiles of snowpits and the P95 and P96 ice cores, where “washed-out” sections due to

elution, sometimes >2 m, occurred irregularly [Goto-Azuma *et al.*, 2002]. Owing to this effect, MF in the firm could be offset by 1–5 years relative to the accumulation sequence. Hence, MF % variations are not expected to faithfully track *annual* summer temperature variations, but should generally follow multi-annual or decadal trends. The spatial continuity of MF in firm is also irregular, although thick ice layers (>0.1 m, formed in years of high summer melt) can be followed laterally over hundreds of meters. For these reasons, trends in the MF records are typically examined through time-averaging windows of 5 years or more [e.g., Kameda *et al.*, 1995; Fisher *et al.*, 2011]. The longer the time-averaging window, the more robust the trends (if any). Derivation of error estimates for the ice-core MF record are presented in Appendix B.

[15] Figure 2a shows the composite MF % record for Penny Ice Cap summit over the period 1945–2010, displayed as anomalies relative to the mean of the years 1961–1990 conventionally used for climatological data. The MF averaged 61% for the entire 65-year period and also for the interval 1961–1990, but the mean of the past 15 years [1995–2010] has risen to 72%, with individual years recording 100% of accumulation as infiltration ice. Figures 2b and 2c show that both summer and winter air temperatures in this region have risen markedly over the same period. The rise in summer temperatures has been steadier, but recent positive winter temperatures anomalies are twice as large ( $\sim 4^{\circ}\text{C}$ ) as summer anomalies ( $\sim 2^{\circ}\text{C}$ ). The MF in Penny Ice Cap cores generally track summer temperature variations, except for a period of a few years between 2003 and 2006 when the MF % apparently declined while summer temperatures rose or were stable. Several reasons could account for this: (1) MF % may be more closely correlated with mid-summer (July) peak warmth on the ice cap than with regional mean JJA temperatures; (2) as described earlier, part or the meltwater formed by surface melt in 2003–2006 may have percolated and refrozen in firm from earlier years (early 2000s); and (3) the apparent reversal in the MF trend for 2003–2006 may be simply due to uneven spatial distribution of infiltration ice layers at the coring site (on this subject, see also Appendix B).

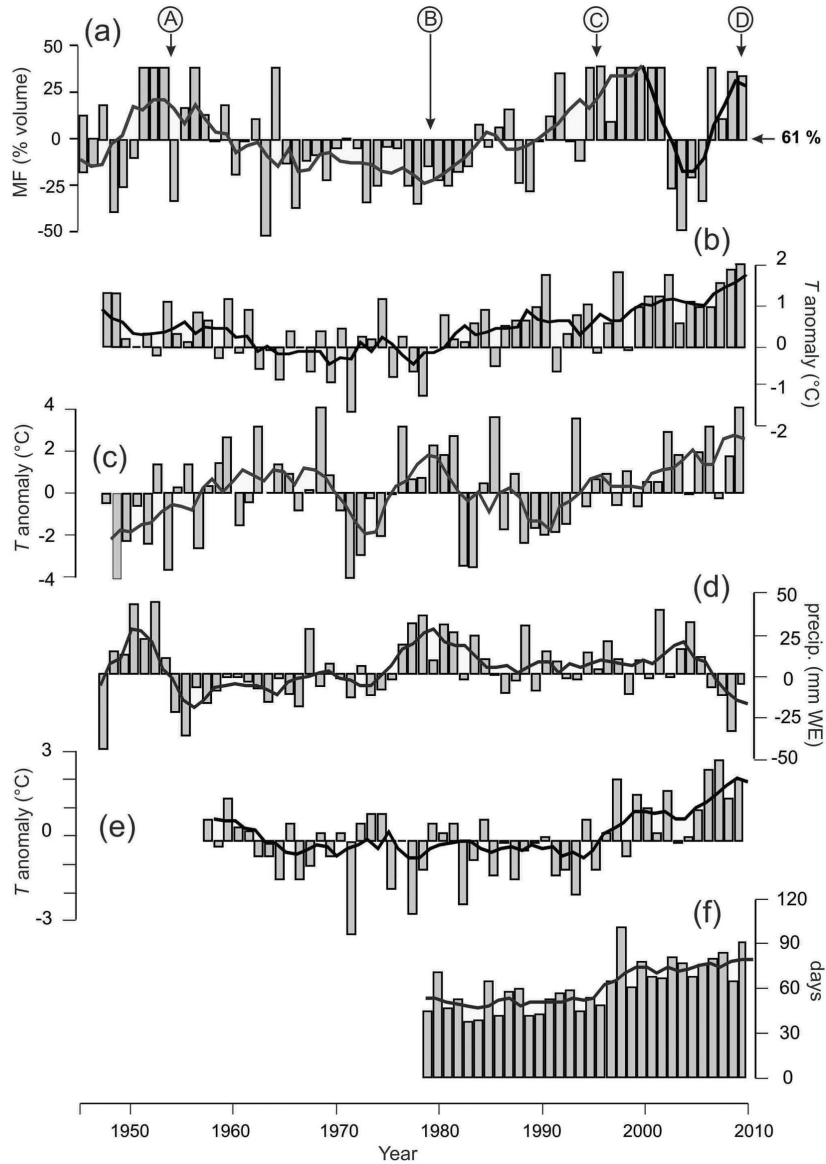
[16] For the entire period 1948–2010 ( $N = 63$  years), the zero-lag correlation coefficient between 5-year running means of the MF % and regional summer temperature anomalies is  $R = 0.55$ , taking into account serial autocorrelation and the reduced degrees of freedom [Ebisuzaki, 1997; Santer *et al.*, 2000]. The correlation is significant at the 95% confidence level, and the  $R$  value compares well with those previously obtained by Holdsworth [1984] ( $0.55 < R < 0.56$ ). The correlation between MF % and winter temperatures (Figure 2c) is slightly weaker ( $R = 0.47$ ), but also significant. The largest increase in MF %, summer and winter temperatures occurred after the late 1980s, which is consistent with trends in regional and pan-Arctic temperatures [Przybylak, 2007; Graverson *et al.*, 2008], and in glacier mass loss rates in the CAA [Gardner *et al.*, 2011; Sharp *et al.*, 2011]. The mean annual rate of MF increase since 1979 (when the rising trend began), calculated from ice-core data, is  $1.02\% \text{ a}^{-1}$  (Table 1). However, when serial autocorrelation and the time-averaging effect of percolation on the MF series are accounted for, the trend is not significant at the 95% level. This underscores the need to average

MF series over longer time intervals to quantify trends in a statistically robust manner (see section 4.2 below). Over the same period 1979–2010, the summer and winter air temperature trends in the eastern Canadian Arctic were  $0.05$  and  $0.08^{\circ}\text{C a}^{-1}$ , respectively, and these trends are significant at the 95% level. The rise in MF recorded in the Penny Ice Cap cores is therefore consistent with regional air temperature trends. As equation (1) shows, however, MF % are not determined solely by temperature (melt), but also by the ice accumulation rate. Using selected records from Baffin Island weather stations, Abdalati *et al.* [2004] inferred a slight increase (15%) in precipitation for the Baffin Island region during the 1990s, but regionally-averaged precipitation anomalies for the eastern Arctic (Figure 2d) show little evidence of this. Over the period 1979–2010, the linear trend in precipitation was in fact negative ( $-0.62 \text{ mm a}^{-1}$ ; Table 1). If precipitation did recently increase in the southern Baffin Island region as suggested by Abdalati *et al.* [2004], and if this resulted in higher net ice accumulation on Penny Ice Cap, then the summer melt rates for the corresponding period may be underestimated by the measured MF percentages.

[17] The ice-core record of the past 65 years (Figure 2a) shows that summer melt rates over the past decade at Penny Ice Cap summit were probably the highest since the mid-20th century. The most recent previous episode of comparably high melt rates was in the 1940s and/or early 1950s. This is corroborated by comparing the stratigraphy of firm cores drilled in the summit region of Penny ice cap in 1953, 1979, 1995, 2010 and 2011 (Figure 3). The thick MF sequences that formed during high melt periods in the 1940s to early 1950s, and since the late 1980s, are comparable. The cores taken in 1979 and 1995 show comparatively fewer and thinner MF. As pointed out by Holdsworth [1984], such comparisons must be interpreted with caution because of possible subjective differences in interpretation by different observers. However the reported density values of the “ice” layers observed in 1953 (mean =  $720 \text{ kg m}^{-3}$  [Ward, 1954]) are comparable to those of MF recorded in the firm stratigraphy in 1995 and 2010–11 (mean =  $780 \pm 95 \text{ kg m}^{-3}$ ), which suggests that these are indeed the same type of features.

### 3.3. Trends in Firn Temperature

[18] Firn temperatures on Penny Ice Cap summit were recorded at various depths using a thermistor string over the period 1992–2000, and again in 2011. The data from 1992–2000 (Figure 4) show the mean firn temperature at 7.5 m to be  $2\text{--}4^{\circ}\text{C}$  warmer than the estimated MAT, which is consistent with findings by Holdsworth [1984] from borehole temperature measurements in 1979. In Figure 5 we compare the firn temperature profiles measured in the summit region of Penny Ice Cap between 1992 and 2000 to the measurements made in 2011. We also show borehole temperature data from 1953 (site A1 in Figure 1) [Ward, 1954] and 1979 (site P79) [Holdsworth, 1984]. The comparison reveals that during most of this 58-year period, the firn temperature at  $\sim 10$  m depth remained relatively constant near  $-13^{\circ}\text{C}$ . In contrast, firn temperatures measured in the spring and summer of 2011 show a warming of the firn of nearly  $10^{\circ}\text{C}$  compared to previous decades. While the near-surface readings ( $< 3$  m) changed between May and July 2011,



**Figure 2.** (a) Melt feature (MF) anomalies at the summit of Penny Ice Cap over the period 1945–2010, inferred from firn and ice cores. Circled letters refer to Figure 3. (b) Summer (JJA) and (c) winter (DJF) surface air temperature anomalies in the eastern Canadian Arctic from 1948 to 2010, computed from historical weather station data. (d) Annual precipitation anomalies over the same period [same source]. The period of reference for anomalies shown in Figures 2a–2d is 1961–1990. (e) Summertime (JJA) air temperature anomalies at the 700 hPa level over Penny Ice Cap calculated from NCEP and ERA40 reanalysis model outputs, over the period 1958–2010. (f) Melt season duration at Penny Ice Cap summit, estimated from satellite passive microwave brightness temperature observations over the period 1979–2010. In Figures 2a–2f, a 5-year running mean (bold line) is superimposed on the annual data series.



**Table 1.** Linear Regression Trends Over the Period 1979–2010 for the Data Series Shown in Figure 2<sup>a</sup>

Data Series	<i>N</i>	<i>N<sub>e</sub></i>	Trend	Units
Penny Ice Cap melt features (volume)	32	12	1.02 (0.86)	% a <sup>-1</sup>
Eastern Arctic summer surface air temperature	32	25	<b>0.05</b> (0.01)	°C a <sup>-1</sup>
Eastern Arctic winter surface air temperature	32	27	<b>0.08</b> (0.04)	°C a <sup>-1</sup>
Eastern Arctic annual precipitation	32	31	- <b>0.62</b> (0.31)	mm a <sup>-1</sup>
Penny Ice Cap 700 hPa summer air temperature	32	31	<b>0.07</b> (0.02)	°C a <sup>-1</sup>
Penny Ice Cap summit melt season duration	32	29	<b>1.18</b> (0.24)	days a <sup>-1</sup>

<sup>a</sup>The term *N* is the number of observations (years), while *N<sub>e</sub>* is the effective sample size, taking into account autocorrelation in the time series. Numbers in parentheses give the standard error on the estimated trends. Bold figures are statistically significant at the 95% level.

reflecting springtime warming, the firn temperatures converge at depth towards -3°C. The 1992–2000 and 2011 measurements were made with the same thermistor types, which rules out major instrumental differences. The firn temperature was also measured independently in July 2011 in a narrow borehole (~0.05 m diameter) using a submersible datalogger (model TR-1050, R. Branker Research Ltd., Ottawa, Ontario). Two recordings at 4.5 and 8.5 m depths gave temperatures of -5 and -0.8°C. The datalogger's temperature readings were later found to deviate slightly from those of a calibrated thermometer, with a possible error of ±1°C. Within these error bounds, however, the datalogger recordings are consistent with those obtained from the thermistors (Figure 5).

[19] The release of latent heat associated with refreezing of percolating meltwater can raise firn temperatures considerably. This has been reported in the Canadian High Arctic [Paterson and Clarke, 1978], in Svalbard [Van De Wal et al., 2002], and on the Greenland Ice Sheet [Pfeffer and Humphrey, 1998]. Holdsworth [1984] used a simple heat transfer model to estimate the magnitude of firn warming (*T'*) at Penny Ice Cap summit due to meltwater refreezing. His model uses a one-dimensional heat flow equation across a semi-infinite solid corresponding to the snowpack, and assumes that all heat is generated at the snow surface and transferred downwards as latent heat. The derived solution describing the temperature rise *T'* in the snow (or firn) due to heat release by meltwater refreezing is:

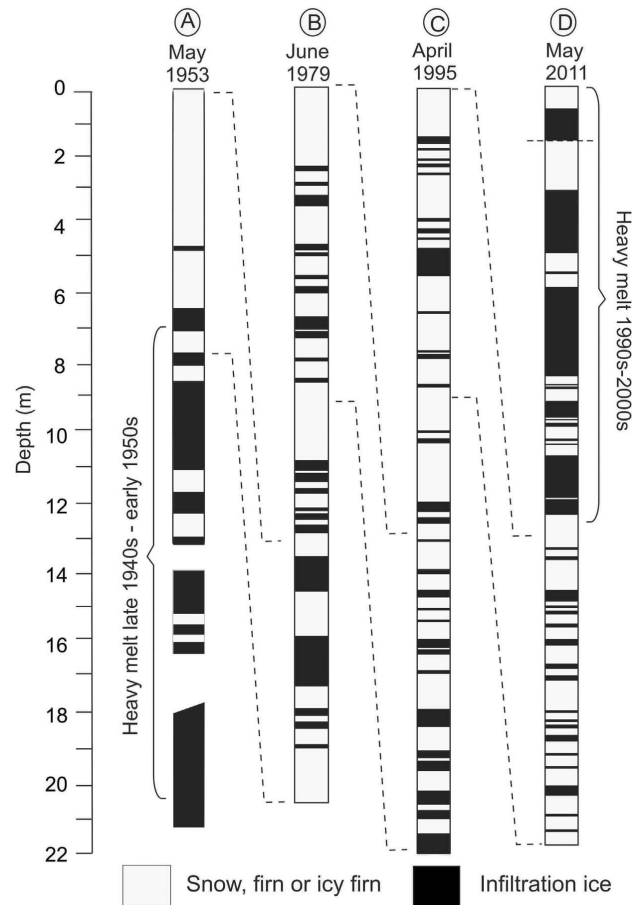
$$T' = \frac{(Q_L/4)(\rho_s - \rho_i) \exp(-z^2/4\kappa t)}{\rho_s c \sqrt{4\pi\kappa t}} \quad (2)$$

where  $\rho_s$  and  $\rho_i$  are the mean densities of snow and ice, respectively, *z* is the depth at which the latent heat is released, *t* is the relative age of the snow layer considered (e.g., one year), *c* is the heat capacity and  $\kappa$  the thermal diffusivity of snow, and  $Q_L$  is the latent heat of fusion. In his calculations, Holdsworth [1984] assumed a mean annual summer melt percentage of 25% (mass), based on measurements from a 20-m core covering ~30 years of accumulation (Figure 3). His estimated maximum value of *T'* was 3.9°C, which is consistent with the temperature difference between the 10–12 m firn temperature measured in 1979 (-14.4°C) and the estimated MAT at the time. We

performed the same calculation using Holdsworth's heat transfer model, but with a mean annual summer melt percentage of 60% (mass) instead, based on our estimated mean annual MF content of 72% (volume) in the firn at Penny Ice Cap summit over the past 15 years. The values of *c* and  $\kappa$  in equation (2) were calculated from the mean temperature *T* through the annual snowpack (-20°C) and from  $\rho_s$ , following Cuffey and Paterson [2010, pp. 400–401]. Depending on the values used for  $\rho_i$  (which can vary from 850 to 910 kg m<sup>-3</sup>) our calculation yields values for *T'* of 12.1 to 14.5°C. This is the estimated warming effect of meltwater refreezing within the annual snowpack. In summers that experienced 100% surface melt (e.g., early 2000s; Figure 2), the warming would have been greater. However if (as is likely) some of the meltwater produced in summer percolates below the annual layer and into the firn below, part of the latent heat is released there, while another part of the energy also escapes to the atmosphere by heating up air. How much of the warming that is produced by summer melt and refreezing is conserved in the firn depends on the depth of meltwater percolation and the summer-winter surface temperature contrast. A better quantification of the impact of the recent warming on the thermal structure of the firn at Penny Ice Cap would require a thermo-physical model simulation that takes into account the formation of ice layers, which is beyond the scope of the present paper. However the calculation presented above shows that latent transfer associated with rising summer melt and percolation could have produced a warming of the magnitude observed in the firn at Penny Ice cap summit since the mid-1990s.

#### 3.4. Surface Mass Balance

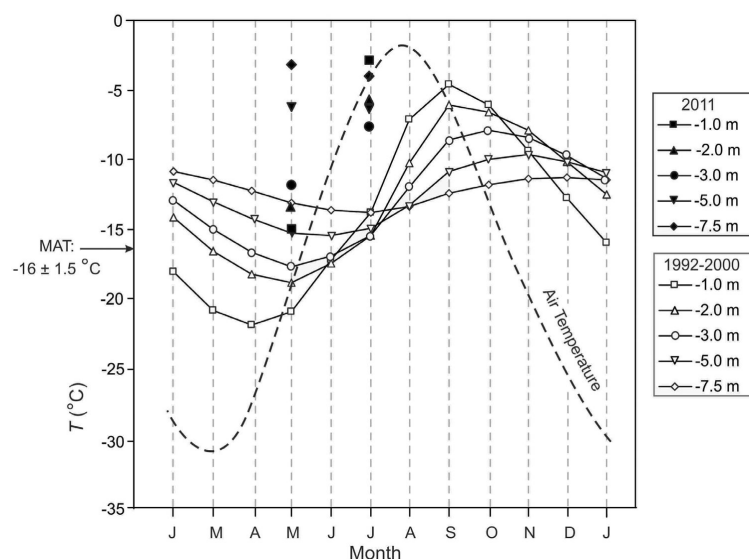
[20] The annual mass balance of ice caps in the QEI is chiefly controlled by summer melt [Koerner, 2005]. Penny Ice Cap receives higher annual snowfall than High Arctic ice caps, but summer melt rates are also greater and are therefore expected to play a determining role in the annual mass budget. Figure 6 shows the present-day SMB gradient, measured on a ~55-km long transect (Figure 1) on the western side of the ice cap. The two mass balance years presented (2007–08 and 2010–11) are those for which the field data are most complete. Snow accumulation on the transect increases slightly with altitude at a mean rate of 0.012 m snow water equivalent (SWE) per 100 m. Below 1200 m, the late winter snow cover is often thin and uneven due to downslope wind scouring. Surface ablation near the glacier margin (<600 m) was ~2.5 m of ice equivalent in 2007–08, but exceeded 3 m of ice equivalent in 2010–11. From airborne laser altimetry surveys, Abdalati et al. [2004] estimated mean thinning rates (=net surface lowering) of 0.2–0.5 m a<sup>-1</sup> on the western margin of Penny Ice Cap between 1995 and 2000. Elsewhere on the ice cap margin, thinning rates exceeded 0.4 m a<sup>-1</sup> over the same period. Surface ablation rates decrease upslope, and the present-day equilibrium line altitude (ELA) is thought to be between 1450 and 1700 m (Figure 6). A shallow borehole drilled at 1700 m in May 2011 encountered only superimposed ice down to 6 m depth, indicating that for 2010–11, the firn line (the upper limit of perennial snow) had retreated above this altitude. The equilibrium line is expected to lie at the lower limit of the superimposed ice zone.



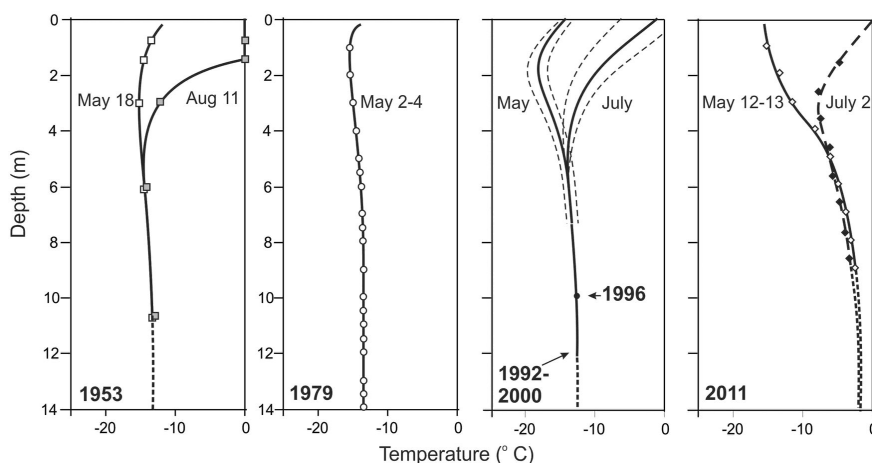
**Figure 3.** Simplified stratigraphy of firn cores drilled to ~20 m depth from the summit region of Penny Ice Cap in 1953 [Ward, 1954], 1979 [Holdsworth, 1984], 1995 (R. Koerner, unpublished data, 1995) and 2010–11 (this work). Infiltration ice layers are shown in black. To minimize interpretive differences between observers, only ice layers thicker than 10 cm are represented. Stippled lines indicate approximate correlative levels.

[21] Recent in situ SMB data for Penny Ice Cap are presently limited to the transect in Figure 6. Future field measurements on other transects will determine how representative this profile is of the ice cap as a whole, and help quantify the current total net mass budget  $\Delta M$ . Meanwhile, it is instructive to compare the 2007–08 and 2010–11 SMB profiles to measurements made by the 1953 AINA expedition on a different profile facing to the south–southeast, from the highest point on the main ice divide (site A1) to the lower reaches of Highway Glacier (Figure 1) [Orvig, 1954; Ward, 1954]. Altitudes along the 1953 profile were estimated by photogrammetry or theodolite [Orvig, 1954] and may be inaccurate, particularly in the featureless summit area of the ice cap. Thus Weber and Andrieux [1970] give a revised

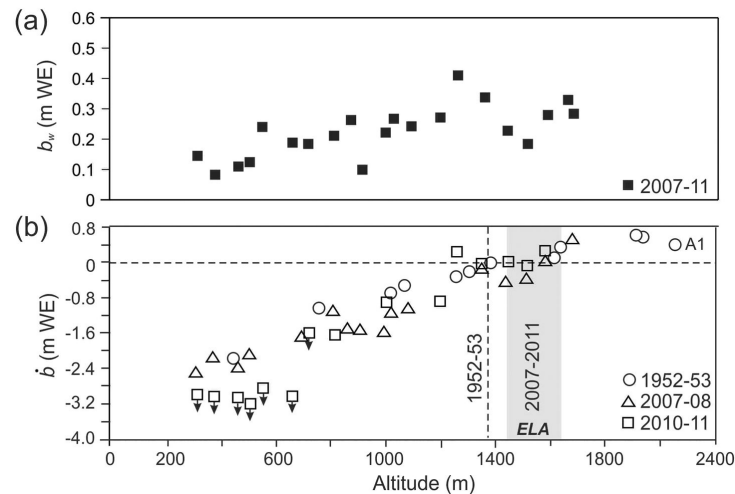
altitude of 1838 m for site A1, initially reported at 2050 m [Orvig, 1954]. Airborne laser altimetry surveys conducted over Penny Ice Cap since 1995 [Abdalati *et al.*, 2004] suggest an altitude of ~1930 m instead. These data indicate that the summit of the ice cap was stable or thickening slightly during 1995–2000. Comparing the 1953, 2007–08 and 2010–11 SMB profiles (Figure 6) shows a reasonable agreement in terms of the ELA. The differences between the 1953 estimate (~1380 m) and the 2007–08 and 2010–11 estimates (1450–1700 m) are within the range of observed interannual variability. These figures are also reasonably close to the ELAs measured on other, smaller glaciers in the southeastern Baffin region (~900 to 1300 m) [Jacobs *et al.*, 1972; Weaver, 1975; Mokievsky-Zubok *et al.*, 1985].



**Figure 4.** Cycle of mean annual air (~2-m height) and firn temperatures at different depths measured by an automated weather station at the summit of Penny Ice Cap between 1992 and 2000 [Eley, 2001]. Symbols correspond to mean monthly firn temperatures at specific depths, obtained by interpolation of the thermistor data. New thermistor measurements made in May and July 2011 are shown for comparison (shaded symbols).



**Figure 5.** Compared firn temperature profiles to a depth of 14 m in the summit area of Penny Ice Cap measured in the summer of 1953 [Ward, 1954] (site A1 in Figure 1), in May 1979 [Holdsworth, 1984] (site P79), in May and July for 1992–2000 [Eley, 2001] (site AWS) and in May and July of 2011 (this work) (site P95). The 1953 and 1979 measurements extended down to 23 and 20 m, respectively, and temperatures at these depths were the same as at 14 m. The 1953 data are minimum and maximum temperatures over the observation period (May 18–Aug. 11). For the 1992–2000 AWS data, the monthly mean firn temperatures (full lines) and interannual range (stippled lines) in May and July are shown. The point labeled “1996” is the 10-m deep firn temperature measured with a thermistor cable in the P95 borehole in May 1996. Thick stippled line segments on each panel are interpolated or extrapolated from the data.



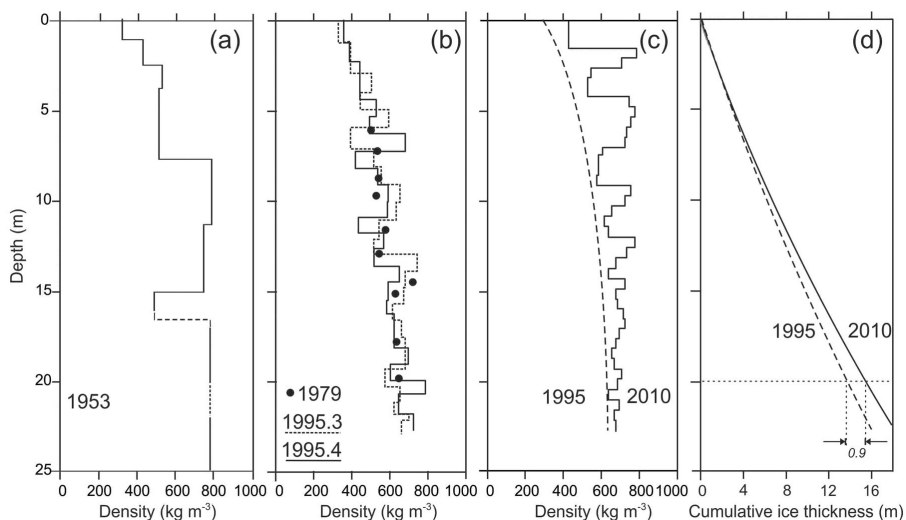
**Figure 6.** (a) Variations in winter surface mass balance  $b_w$  (fall + winter snow accumulation) as a function of altitude, measured on a  $\sim 55$ -km long profile on the southwestern margin of Penny Ice Cap (Figure 1) since 2007. Each point is a median calculated from multiple snowpit observations at the corresponding altitude. (b) Comparison between surface mass balance ( $b$ ) gradients on two altitudinal profiles across the southern and western sides of Penny Ice Cap (dotted lines in Figure 1), measured in 1953 [Ward, 1954] and between 2007 and 2011 (this work). The vertical stippled line gives the estimated ELA in 1952–53, while the shading gives the estimated range for the ELA over the period 2007–11. Down-pointing arrows indicate that the points shown are minimum estimates for  $b$  in the ablation area. Point A1 refers to the summit camp site occupied by members of the 1953 AINA expedition.

### 3.5. Trends in Snow Densification

[22] Rising summer melt rates on Penny Ice Cap since the late 1980s have led to the formation of numerous thick ice layers in the firn (Figure 3). These have, in turn, increased the densification rate of snow in the uppermost layers of the ice cap's accumulation area. This change is revealed by comparing the firn density profiles measured in the top  $\sim 20$  m of the summit area of Penny Ice Cap using the firn cores drilled in 1953 (site A1; 1930 m), 1995 (site P95; 1860 m) and 2010 (site P2010; 1860 m). The 1995 data come from two parallel cores (85 and 334-m long) drilled one meter apart. While densities were measured in both cores, MF were only recorded in the deeper core. Density measurements were also made on discrete segments of the firn core recovered in 1979 (site P79;  $\sim 1975$  m) (G. Holdsworth, unpublished data, 1979). Density profiles for the different years are compared in Figure 7. A depth of 20 m represents  $\sim 35$ –40 years of accumulation at the summit of Penny Ice Cap. The 1953 firn densities were measured over large depth increments, which makes detailed comparisons with later years difficult. However, while the 1979 and 1995 firn density profiles are comparable, the 2010 profile shows evidence of a steepening in the density gradient during recent decades, caused by the formation of thick infiltration ice layers. The change in densification rate can be quantified by comparing the cumulative ice-equivalent thicknesses of the 1995 and 2010 firn cores (Figure 7d). At a (true) depth of 20 m, the cumulative ice-equivalent thickness in the

2010 profile is 15.3 m, which is  $\sim 0.9$  m larger than the ice-equivalent thickness at the same depth in the 1995 profile (14.4 m). The extra ice added is mostly accounted for by the thick ice layers formed in the late 1990s and 2000s.

[23] Other, indirect evidence for the impact of high melt rates on snow densification comes from AWS measurements of snow surface settling at the summit of Penny Ice Cap. Full data coverage is only available for the years 1992, 1995, 1996, 2007 and 2010. However, snow surface settling was also monitored at the ice cap summit (site A1) by the AINA summer 1953 expedition [Orvig, 1954]. The 1953 observations only extended through to August 11, but on Orvig's account, the amount of summer melt after that date was probably minimal. These data allow for surface snow settling to be compared for a series of summers of contrasting warmth (Figure 8 and Table 2). The contrast between the coldest seasons (1953, 1992) and some of the warmest ones (2007, 2010) is striking, with snow settling in the latter being nearly an order of magnitude greater than in the former. Changes in snow surface height are the result of surface melt, snow accumulation and wind action (snowdrift). While surface settling on Penny Ice Cap summit appears to start consistently in late June, the timing of renewed net snow accumulation at the end of summer is less regular, varying from late July in 1996 to early September in 2010. As Figure 8 also shows, the length of the melt period (daily air temperatures  $>0^\circ\text{C}$ ), its magnitude (maximum temperatures), and the amount of snow settling are not related in



**Figure 7.** Compared ~20-m firn density profiles at the summit of Penny Ice Cap measured from corings in (a) 1953 [Orvig, 1954; Ward, 1954], (b) 1979 (G. Holdsworth, unpublished data, 1979) and 1995 (R. Koerner, unpublished data, 1995), and (c) 2010 (this work). The 15-m long P95.3 core was drilled one meter away from the 334-m long P95.4 core. Densities in both cores were measured on ~1-m averages, while the 2010 density data are in ~55-cm averages. In Figure 7c, the dashed curve is the smoothed depth-density trend obtained from the 1995 data. (d) Compared cumulative ice-equivalent thicknesses in the 1995 and 2010 firn profiles.

a simple way. Clearly the warmest summers (e.g., 2010) experienced very high surface melt rates, but other warm summers (e.g., 1995) experienced comparatively moderate melt. Possible reasons for these discrepancies are discussed below.

#### 4. Discussion

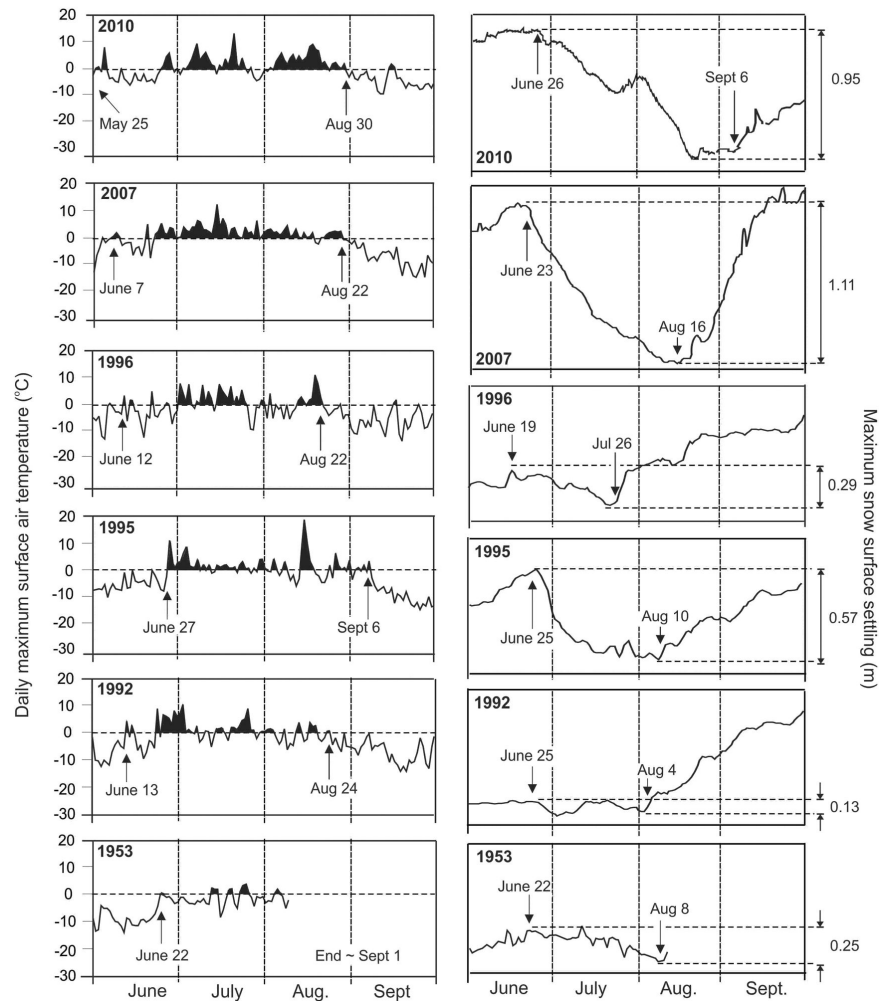
##### 4.1. Implications of Summer Melt and Firn Temperature Trends

[24] The record of MF developed from Penny Ice Cap cores testifies to an important increase in summer melt rates since the 1980s. On the whole, the data indicate that present-day summer melt rates are probably as great as or greater than they've been at any time in the period of instrumental records from the Canadian Arctic (1948–2010). Comparing the MF record with seasonal temperature anomalies for the eastern Canadian Arctic (Figure 2) shows that both summer and winter air temperatures in this region have risen markedly over the same period. Other signs of recent warming in the southern Baffin region are decreasing sea-ice cover trends over Hudson Bay, Davis Strait and southern Baffin Bay [Moore, 2006; Tivy *et al.*, 2011]. At least some of the decadal sea-ice variability in this region is thought to be driven by the North Atlantic Oscillation [Stern and Heide-Jørgensen, 2003; Kinnard *et al.*, 2006a]. The sea-ice cover decline has been largest since the mid-1990s [Tivy *et al.*, 2011], which is consistent with the observed MF trend in Penny Ice Cap cores. Sea-ice cover reduction may contribute to increased glacier melt rates on southern Baffin Island by

allowing greater oceanic heat fluxes to the atmosphere, particularly in late summer and autumn. The observed regional trends in air temperature and sea ice cover are consistent with the view that increased mass losses on QEI glaciers in the 21st century are driven by anomalously warm sea-surface temperatures in the northwest Atlantic, accompanied by increased southerly warm air advection to the High Arctic in summer via Baffin Bay [Sharp *et al.*, 2011].

[25] An expected consequence of rising summer air temperatures in the eastern Canadian Arctic will be to increase the duration of the summer melt season on glaciers. This has been observed by Dupont *et al.* [2011] on Barnes Ice Cap using spaceborne passive microwave measurements, as described earlier under section 2.6. In Figure 2f, we show the duration of the melt season at Penny Ice Cap summit since 1979, inferred with the same type of measurements and using the same detection algorithm. Based on these data, the length of the melt season has nearly doubled over this period, from 44 days in 1979 to 90 days in 2010. An increase in the duration of the melt season will not necessarily lead, on its own, to a greater volume of MF in the firn, but maintaining surface snow temperatures at 0°C for a greater length of time every summer will facilitate percolation of meltwater in the firn, carrying latent heat with it.

[26] Warming summer temperatures in the eastern Arctic may also have increased the frequency of rainfall events on Penny Ice Cap. This could enhance surface melt rates, as condensation may account for 30% of the surface energy supply at the ice cap summit during the melt season [Orvig, 1954]. Using the European Reanalysis Agency 1 dataset,



**Figure 8.** (left) Summer maximum temperatures and (right) snow surface settling in the summit region of Penny Ice Cap in six different years, based on *Orvig* [1954] for the (bottom) summer of 1953 and on ultrasonic depth gauge (UDG) measurements for (top) other years (*Eley* [2001] and this work). Black shading at left denotes days with mean daily surface air temperature  $>0^{\circ}\text{C}$ . Figures at far right give the estimated maximum vertical settling of the snow surface over the course of the melt season. Dates indicate the approximate onset and close of the melting period (left) and bracket the period of greatest snow settling (right).

*Screen and Simmonds* [2011] found that rising summer temperatures in the Canadian Arctic since 1989 have been accompanied by a decrease in the snow to total precipitation ratio (SPR), which they ascribe almost entirely to changes in precipitation type (i.e., more frequent rainfall). For the east coast of Baffin Island, the change is most noticeable in late summer (August), with a decrease in SPR of 20 to 30%. Data from southern Baffin Island weather stations (Figure 1)

show that the SPR in this region typically varies between  $\sim 0.2$  and  $0.7$  in summer (JJA; mean  $\pm 1\sigma$ ) and is usually  $1.0$  (snowfall only) from October to May. A 20–30% decrease in late summer SPR over this region would translate into a relative decrease in the mean August SPR from  $0.5$  to  $\sim 0.6$ – $0.7$ . At Qikiqtarjuaq, where total precipitation in August averages  $\sim 40$  mm, such an increase would result in additional 1–3 mm of rainfall (on average) relative to the amount

**Table 2.** Relationship Between Summer Temperatures and Surface Snow Settling Measured at Penny Ice Cap Summit<sup>a</sup>

Year	Summer Warmth Ranking	Regional JJA Temperature Anomaly (°C)	Penny Ice Cap Mean JJA Temperature (°C)	Maximum Snow Settling (m)
1953	52	-0.2	-6.1	0.25
1992	56	-0.6	-4.7	0.13
1993	37	0.3	-3.8	--
1994	24	0.7	-5.1	--
1995	15	1.0	-3.5	0.57
1996	50	-0.1	-4.6	0.29
1997	30	0.5	-3.5	--
1998	3	1.8	-1.6	--
1999	48	-0.1	-4.4	--
2007	17	0.9	-1.8	1.11
2008	6	1.5	-1.0	--
2010	1	1.9	-1.7	0.95

<sup>a</sup>Regional (eastern Canadian Arctic) summer (JJA) temperature anomalies are computed relative to the 1961–1990 climatological norm, and the ranking of relative summer warmth is for the period 1948–2010 (Environment Canada, online bulletin, 2010). The summer (JJA) surface air temperatures and snow surface settling data for Penny Ice Cap (where available) are from automated weather station recordings. The 1953 data are from *Orvig* [1954]. Italicized figures were estimated from incomplete records (days missing).

of snowfall in that month. The impact of such a small change is unlikely to be very significant at the summit of Penny Ice Cap, compared to the effect of temperature-driven surface melt. However, the effect of rainfall on surface melt rates and MF formation is presently impossible to quantify directly, due to the lack of direct precipitation data from the ice cap.

[27] A remarkable finding of this study is the 10°C warming of firn temperatures (10 m depth) that has occurred at the summit of Penny Ice Cap since the mid-1990s (Figure 5). This finding suggests that the regional warming of the late 1990s and 2000s resulted in a major infusion of latent heat by deep meltwater percolation into the upper firn layers. Interestingly, recent AWS air temperature recordings from the summit of Penny Ice Cap indicate that the MAT over the period 2007–11 has remained close to that measured in the 1990s, i.e. near -16°C. The MAT at the ice cap summit is apparently insensitive to the actual summer warming experienced *in situ*. This may result from the summertime surface radiative energy surplus being largely transferred into the firn by percolation and conduction. Indeed, *Eley* [2001] found that the best predictor for early winter (October to December) firn temperatures at 7.5. m depth on Penny Ice Cap summit was the number of positive degree-days (PDD) in the previous summer. Furthermore to achieve the observed warming of 10°C since the 1990s, much of the latent heat transferred in the firn must be conserved *through* the winter, and this would be facilitated by deep percolation of meltwater [*Van De Wal et al.*, 2002]. Winters in the eastern Canadian Arctic also warmed significantly, albeit irregularly, since the late 1980s (Figure 2), and this may have helped to maintain the present-day “warm” firn temperatures on Penny Ice Cap by reducing the firn-air temperature gradient.

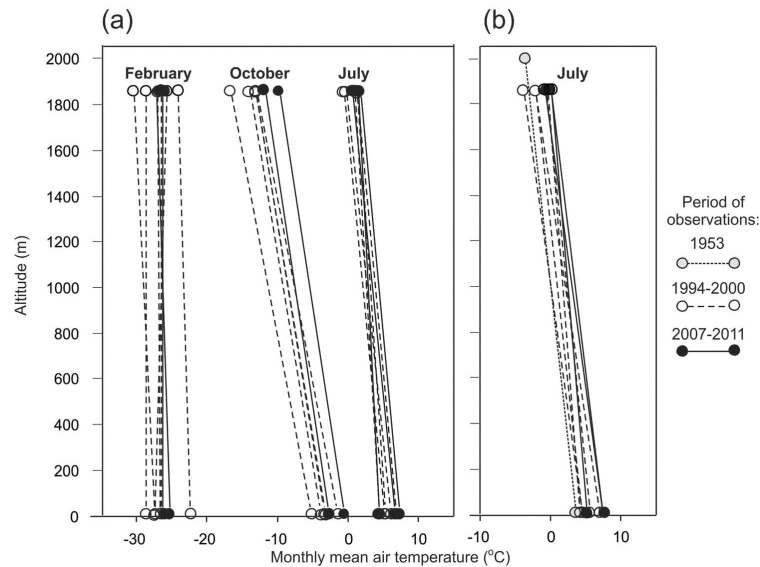
[28] If an increasingly large amount of latent heat is transferred, and retained, into the firn with each successive summer of high melt, this may act as a feedback that

amplifies the summer melt progress on the ice cap forced by regional air temperature trends. In effect, the firn layers are preconditioned by heat storage, such that at the onset of the following melt season, a lesser amount of energy is required to initiate surface melt. This scenario is consistent with the non-linearity between summer melt rates and air temperatures seen in Greenland and on Canadian Arctic ice caps [*Fisher et al.*, 2011]. Some non-linearity is expected even in the absence of an internal feedback, because any large increase in summer mean temperature will lead to a proportionally greater increase in PDD, the amplification being a function of the variance in the temperature cycle [*Reeh*, 1989].

[29] The basal ice temperature under Penny Ice Cap, measured in the P96 borehole (D. Fisher, unpublished data, 1996), was ~-12°C, slightly warmer than earlier estimates [*Holdsworth*, 1984; *Fisher et al.*, 1998]. If the current rate of internal warming recorded in firn continues uninterrupted, the “warm wave” will gradually propagate through the ice cap by convection and conduction, and the basal ice temperature will eventually rise to the pressure-melting point (PMP). This is expected to alter the drainage of the ice cap and could lead to accelerated velocities of outlet glaciers, as observed in Greenland [e.g., *Zwally et al.*, 2002]. However, spaceborne measurements of ice motion indicate that the velocity of Penny Ice Cap outlets glaciers has actually decreased by 10–20 m a<sup>-1</sup> since the mid-1980s, which corresponds to an average slowdown of 25% per decade [*Heid and Käab*, 2011]. Hence, there are, as yet, no indications of dynamical instabilities on Penny Ice Cap such as would be expected if basal temperatures were approaching the PMP.

[30] It is unclear at present if the recent regional warming in the eastern Canadian Arctic extends above an altitude of 2 km. Upper air soundings for southeastern Baffin Island are scarce, making it difficult to seek independent corroborating evidence. As an alternative, we used AWS data, weather station records, and *Orvig*'s [1954] report to compare air temperature lapse rates between Penny Ice Cap summit and the Baffin Bay coast for three different observation periods: summer 1953 (July only), 1992–2000 and 2007–2011 (Figure 9). Presently, the lapse rate is largest in October (~0.75°C 100 m<sup>-1</sup>), and decreases through the winter to reach a minimum in February (~0.15°C 100 m<sup>-1</sup>) when air temperatures are uniformly cold, or nearly so, from sea level to the summit of the ice cap. At the height of the summer melt period in July, the lapse rate is ~0.50°C 100 m<sup>-1</sup>. We found that lapse rates in these months were not noticeably different for the three periods of observations considered (Figure 9). This suggests that the recent warming was felt uniformly over the ~2000 m altitude range of Penny Ice Cap.

[31] Supportive evidence may be found by examining summertime (JJA) air temperature anomalies at the 700 hPa level over Penny Ice Cap, calculated using overlapping datasets produced by the U.S. National Centers for Environmental Prediction (NCEP) and the European Reanalysis Agency (ERA40) reanalysis models over the period 1958–2010 (Figure 2) (data by A. Gardner, University of Michigan, 2011). The barometric pressure at Penny Ice Cap summit is ~775 hPa [*Orvig*, 1954], hence temperatures anomalies at 700 hPa provide a good approximation of conditions at this altitude. As Figure 2 shows, the inferred trend and



**Figure 9.** Mean temperature lapse rates compared for selected months between the summit of Penny ice cap and two coastal weather stations, (a) Qikiqtarjuaq and (b) Cape Dyer on southeastern Baffin Island (see Figure 1). The lapse rates in Figure 9a were computed using data from automatic weather stations on Penny Ice Cap (periods 1994–2000 and 2007–11; *Eley* [2001] and this work), and from archived weather station data (Environment Canada, online bulletin, 2010). The lapse rates in Figure 9b also include air temperature recordings made at Penny Ice Cap summit during the 1953 AINA expedition [*Orvig*, 1954]. The period of overlapping data for 1953 is limited to July.

magnitude of JJA air temperature anomalies at 700 hPa in recent decades are closely comparable to the JJA surface air temperature anomalies for the eastern Canadian Arctic, which supports a relatively uniform warming of the lower troposphere. The linear trend in 700 hPa summer temperatures over the period 1979–2010 is  $0.07^{\circ}\text{C a}^{-1}$  which is comparable to the trend in surface JJA air temperatures over this period (Table 1). These findings are consistent with those by *Graversen et al.* [2008], although their conclusions were contested on the grounds of heterogeneities in the observational datasets used [*Grant et al.*, 2008]. We also note that a uniform warming over an altitude range of  $\sim 2000$  m would lead to a greater increase in surface melt rates at the low-altitude margins than at the ice cap summit, and this is supported by both our SBM measurements (Figure 6) and by repeat altimetry measurements [*Abdalati et al.*, 2004; *Schaffer et al.*, 2011].

[32] Our findings of rising melt rates on Penny Ice Cap are consistent with increased ice thinning rates observed there and on neighboring Barnes Ice Cap [*Abdalati et al.*, 2004; *Sneed et al.*, 2008; *Schaffer et al.*, 2011]. While *Sneed et al.* [2008] associated the thinning of Barnes ice Cap to regional warming, *Abdalati et al.* [2004] suggested that it could be due to (unspecified) dynamic factors, rather than greater melt rates. The data presented here make it clear that enhanced surface melting could probably account for much or all of the observed net thinning, at least on Penny Ice Cap. However, some thinning may also result from reduced ice

mass transfer rates to the ice cap margin, as suggested by glacier velocity observations of *Heid et Kääh* [2011]. The enhanced densification of the firn due to infiltration ice layer formation (Figure 7) on Penny Ice Cap will need to be accounted for in future attempts to infer ice-cap volume or mass changes using airborne or spaceborne altimetry data [e.g., *Schaffer et al.*, 2011], as it implies an increase in internal mass accumulation. This effect will be quantified in future research.

#### 4.2. The Holocene Record of Summer Melt on Penny Ice Cap

[33] The deep ice cores recovered in 1995–96 from Penny Ice Cap allow us to put recent melt trends, described in earlier sections, in the context of past millennia. Some features of the P95 MF record were presented by *Grumet et al.* [2001], while *Fisher et al.* [2011] offer a comparative analysis of ice-core MF records from several Canadian Arctic ice caps, including Penny. Here we focus our discussion on the significance of this record for the Holocene climate evolution of the southern Baffin Island region.

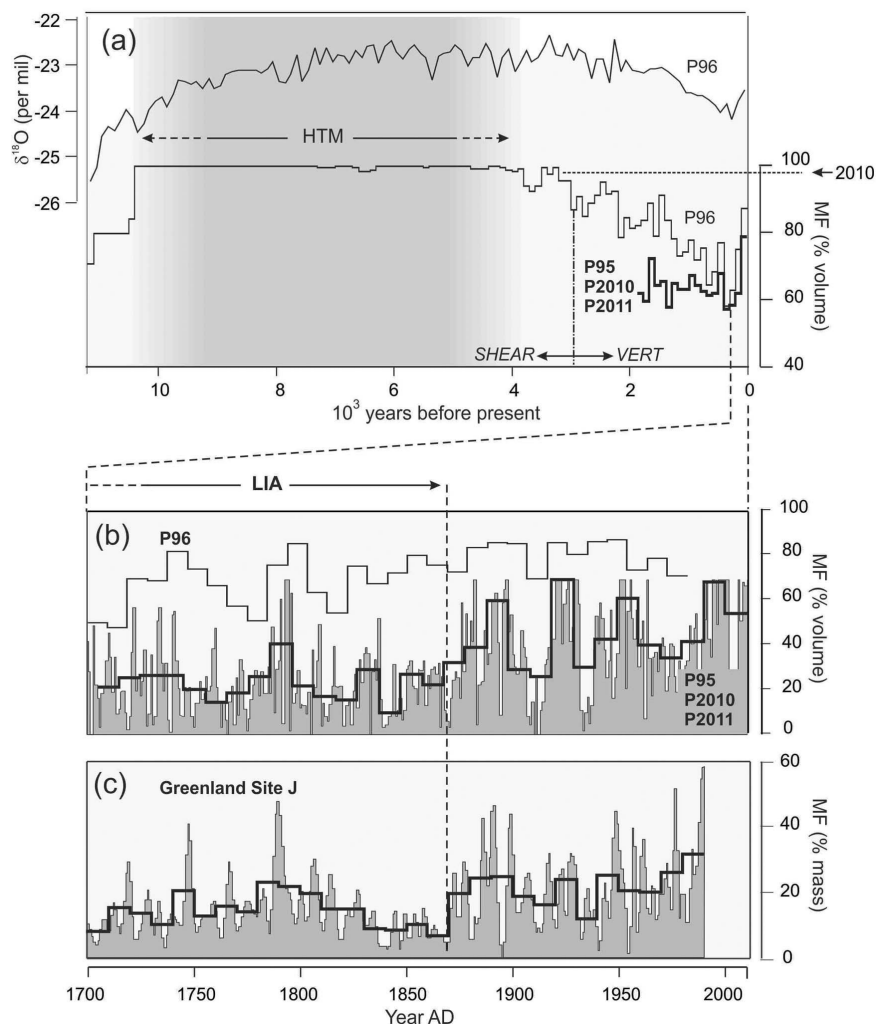
[34] Of the two long MF series developed from Penny Ice Cap, only that from the P96 core extends beyond 2 ka b.p. [*Okuyama et al.*, 2003]. Figure 10a presents the P96 and composite (P95 and P2010–11) MF records, averaged over 100-year intervals. Owing to wind scouring, the ice accumulation rate at the P96 site is much lower ( $0.19\text{ m a}^{-1}$ ) than at the P95 site ( $0.37\text{ m a}^{-1}$ ), which results in much higher



F02006

ZDANOWICZ ET AL.: SUMMER MELT RATES ON PENNY ICE CAP

F02006



**Figure 10.** (a) Time series of  $\delta^{18}\text{O}$  (100-yr running mean) and melt % from the Penny Ice Cap P96 core [Fisher *et al.*, 1998; Okuyama *et al.*, 2003], compared with the extended melt feature percentage (MF %) record from the P95 coring site (MF in 100-year averages). Shading identifies the early Holocene Thermal Maximum [HTM]. Horizontal stippled line shows the MF % at the P95 coring site in the summer of 2010. Vertical stippled line identifies the inferred transition point between shear-dominated ice flow (SHEAR) and uniaxial vertical compression (VERT) regime in the P96 core [Okuyama *et al.*, 2003]. (b) The past 300 years of melt % in the P96 and the composite P95/P2010–11 records, shown in annual averages (shaded) and 5-year averages (bold). The Little Ice Age cold interval (stippled line) in the southern Baffin Island region came to an end toward the late 19th century [Miller *et al.*, 2005]. (c) The record of MF over the period AD 1700–1989 developed from two ice cores drilled at site J, southern Greenland [Kameda *et al.*, 1995]. As in Figure 10b, the data are shown in 1-year (shaded) and 5-year averages (bold).

MF percentages, from 80 to >90% over the past century [Fisher *et al.*, 1998; Okuyama *et al.*, 2003]. The P96 record shows that for much of the early to mid-Holocene, between ~10 and 4 ka b.p., the coring site experienced 100% melt,

which implies possible discontinuities in the record if the summit of Penny Ice Cap experienced an overall negative mass balance (net wastage and runoff) at any time during this interval. The lack of a trend in the P96 MF during this

period does not imply that regional temperatures were stable, but simply that surface melt rates at this site had reached a maximum (100%). As the  $\delta^{18}\text{O}$  record from the P96 core shows (Figure 10a), local temperatures rose to reach a maximum near 6 ka b.p., which is consistent with timing estimates for the Early Holocene Thermal Maximum (HTM) in this region obtained from syntheses of proxy data [Kaufman *et al.*, 2009].

[35] Thereafter, from  $\sim 4$  to 0.5 ka b.p., annual summer melt rates at the P95 and P96 sites declined, following the late Holocene climatic deterioration recorded by numerous proxies across the Arctic [Kaufman *et al.*, 2009], and seen in the P96  $\delta^{18}\text{O}$  profile. The decreasing MF trend in the late Holocene is steeper in the P96 than in the P95 record, and this difference is likely due to the decreasing altitude and accumulation at the P96 site (relative to P95) that resulted from topographic changes on Penny Ice Cap after it separated from the receding Laurentide Ice Sheet. On geological evidence, this separation is thought to have occurred gradually between 8 and 4.5  $^{14}\text{C}$  ka BP (A. Dyke, personal communication, 2011). Isostatic rebound following deglaciation [Kaplan and Miller, 2003] would have affected the P95 and P96 sites nearly equally and can not account for the difference in the MF % trends. The onset of Neoglaciation on Cumberland Peninsula is tentatively dated between 5 and 3 ka b.p. [Miller *et al.*, 2010]. Okuyama *et al.* [2003] measured ice fabric changes in the P96 core that suggests the establishment of the current accumulation regime at this site near the end of the period of very heavy melting ( $\sim 100\%$ ),  $\sim 3$  to 2 ka b.p.

[36] The two Penny Ice Cap MF records of the past 300 years (Figure 10b) both indicate that the late Holocene cooling trend that accompanied Neoglaciation came to an end in the latter half of the 19th century, coincident with the termination of the Little Ice Age (LIA). Since then, summer melt rates have risen steadily, but not monotonically, by  $\sim 50$ – $55\%$  at the summit of the ice cap, with considerable interdecadal variability. The warming since the LIA was punctuated by decadal-scale variability, as attested, for example, by the cooler decades of the 1960s and 70s [Bradley, 1973; Jacobs and Newell, 1979]. The P96 MF record shows decadal variations of lesser amplitude than the P95 record, particularly after AD 1850. This is unsurprising, given that the P96 site, with its lower ice accumulation rate ( $0.19 \text{ m a}^{-1}$ ), experiences summer melt rates close to 100%. As a result, MF variations recorded at this site are expected to be less sensitive to regional summer temperature fluctuations than those recorded at the P95 site.

[37] The last  $\sim 300$  years of the Penny Ice Cap summit (P95) MF record show remarkably good agreement with the MF % series developed by Kameda *et al.* [1995] from two cores drilled in southern Greenland (Figure 10c) at a comparable latitude and altitude (Site J;  $66^\circ\text{N}$ ; 2030 m). The good correspondence between these records argues for a coherence in the decadal to centennial temperature trends across the southern Baffin Island and southern Greenland region. Extrapolating MF observations (section 3.2.) using the Penny Ice Cap ice-core record indicates that recent melt rates on this ice cap are probably as high now as they have been since the mid-Holocene,  $\sim 4$  to 3 ka b.p. Using contemporary MAT and temperature lapse rates from Penny Ice Cap, we infer that the regional mean July temperature at sea

level during the mid-Holocene may have been as warm as  $\sim 8^\circ\text{C}$ , i.e.  $\sim 4^\circ\text{C}$  warmer than 20th century averages for coastal weather stations along eastern Baffin Island [Miller *et al.*, 2005].

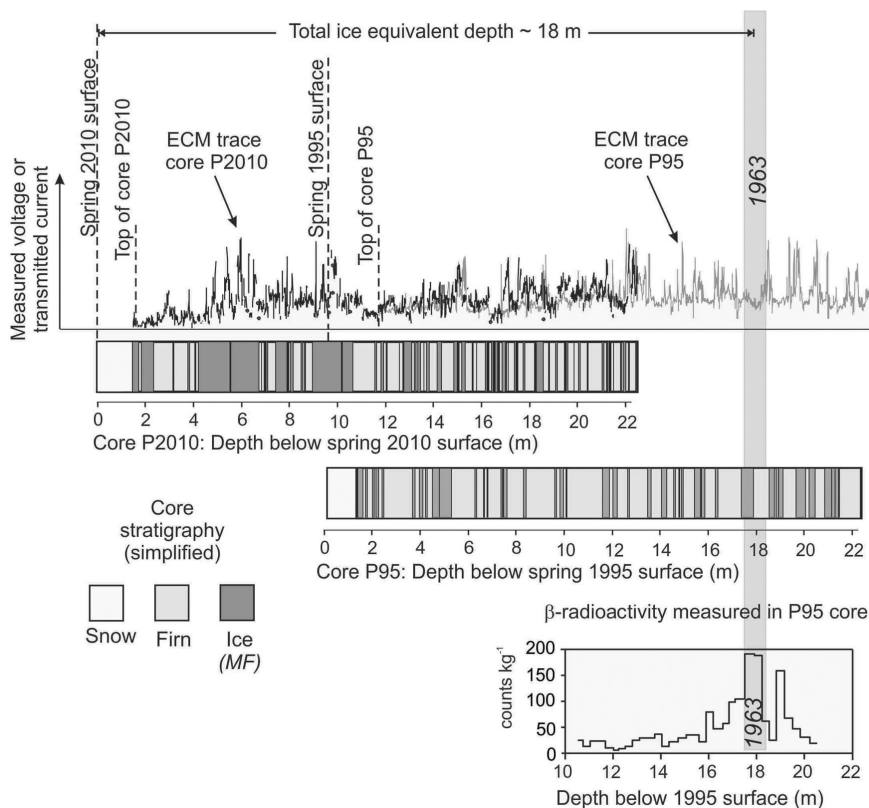
## 5. Conclusions

[38] In the absence of long-term ( $>50$  year) instrumental climate records for the Baffin Island region, cores recovered from Penny Ice Cap provide a temporal frame of reference in which historical and recent glaciological observations can be placed and synthesized. The story that emerges is consistent. Over the past three decades, Penny Ice Cap, the southernmost major land ice mass on Baffin, entered a phase of particularly intense summer melt and thinning. This was accompanied by a pronounced warming of the upper firn layers which we attribute to latent heat transfer by meltwater percolation. The ice-core MF record shows that Penny Ice Cap experienced comparable, albeit somewhat shorter, previous episodes of high melt rates in the past  $\sim 150$  years, the most recent being in the late 1940s and early 1950s. The present-day (post-1980) intensification of melt on Penny Ice Cap is associated with increasingly positive summer and winter air temperature anomalies in the eastern Arctic, which exceed those of the late 1940s and early 1950s. Rising winter temperatures, in particular, may have contributed to maintain the warmer firn temperatures, thereby preconditioning the ice cap for more intense melt in the subsequent summers. If the present warming trend persists, it is expected that within a few decades, the ice cap will no longer accumulate as firn, but only as superimposed ice, as does Barnes Ice Cap. The present situation on Penny may be a near-future analog for large parts of the nearby (western) Greenland Ice Sheet, which have also experienced increasing summer melt rates in recent decades [Mernild *et al.*, 2011].

[39] When viewed in the longer perspective of the ice-core record, the recent decades of intensified summer melt on Penny Ice Cap follow on a warming trend that began  $\sim 150$  years ago at the close of the LIA, reversing the millennial cooling that characterized the late Holocene climate across the Arctic [Kaufman *et al.*, 2009]. Since the early 1990s, annual summer melt rates at the summit of Penny Ice Cap have risen steadily, such that in recent years, 70 to 100% of annual accumulation was in the form of infiltration ice. The ice-core record indicates that as a result of this warming, the ice cap is now back to a thermal and mass balance state the like of which has probably not been experienced since mid- to early Holocene time, more than 3000 years ago.

## Appendix A: Updating the Penny Ice Cap MF Record to 2011

[40] The MF record developed from the P95 deep core ended in the year 1992. In order to update it to the present, a 23-m firn core (P2010) was hand-drilled in May 2010 from the same location, as estimated using a Global Positioning System (GPS) receiver with  $\sim 10$ -m horizontal accuracy. The core was returned frozen to a laboratory in Ottawa, where it was photographed and logged on a light table inside a cold room. Density measurements were performed using

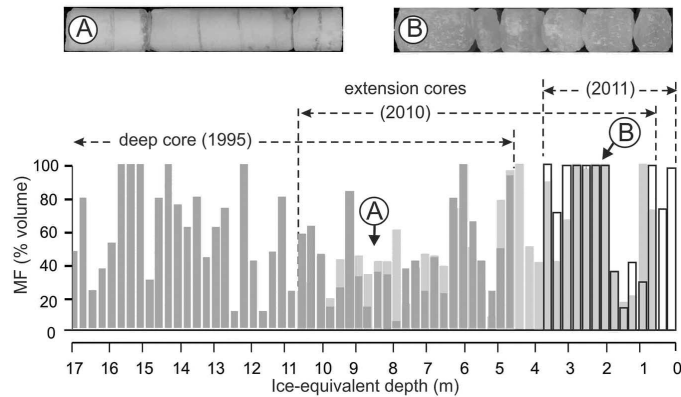


**Figure A1.** Correlation of core P2010 with core P95 based on stratigraphic features (infiltration ice layers) and ECM trace. The vertical scale on the ECM traces is arbitrary, as the measurements were performed on different instruments with different settings. The 1963  $\beta$ -activity peak in the P95 core (inset) provides a definitive reference horizon.

calipers and an electronic balance (precision  $\pm 0.005$  kg) on over 50 discrete core segments. The solid electrical conductivity of the P2010 core was also measured using a custom-built ECM system. A potential of 1250 V was applied using two brass electrodes with a spacing of 2 cm, and a resistivity bridge of 200 k $\Omega$ . In May 2011, a shorter core (P2011; 5.5 m) was also recovered from Penny Ice Cap at a site a few km distant from the P2010 borehole. Its stratigraphy and density were logged in the field.

[41] Visual correlation of the P95 and P2010 cores was based primarily on MF. The thick sequence of infiltration ice layers observed 2 to 11 m down in the P2010 core has no equivalent in the uppermost section of the P95 core, and is therefore inferred to have been formed after the mid-1990s, which is consistent with regional air temperature trends [Przybylak, 2007]. Accordingly, the base of the thick ice layer sequence in the P2010 core was correlated with the top of the P95 core (Figure A1). Because meltwater can percolate several meters down in the firn before refreezing, the proposed correlation can only be approximate ( $\pm 3$  years).

Baseline variations in the ECM trace (transmitted current) of the P2010B core were also compared with those measured in the P95 core. The best visual fit between the overlapping ECM traces was obtained with the end-point of the P95 trace positioned at an ice-equivalent depth of  $\sim 6.6$  m in the P2010 record (Figure A1), which agrees closely with the correspondence inferred from stratigraphic features. Based on this correlation, the mean ice accumulation rate ( $\bar{A}$ ) for the period 1963–2010, calculated relative to the  $\beta$ -activity peak in the P95 core, is  $0.39$  m a $^{-1}$ . Previous best estimates of  $\bar{A}$  varied between  $0.36$  and  $0.39$  m a $^{-1}$  [Grumet *et al.*, 1998; Fisher *et al.*, 1998]. Unless precipitation increased or decreased significantly in the Baffin region in the past  $\sim 20$  years, the value of  $\bar{A}$  obtained by correlating the P95 and P2010 cores is therefore consistent with previous estimates. In this paper, we used a value of  $\bar{A} = 0.37 \pm 0.5$  m a $^{-1}$ , based on the best-constrained figure for recent decades [Grumet *et al.*, 1998]. Using this value, the expected time span of the P2010 firn core is  $\sim 45$  years. The short 5.5-m core obtained in May 2011 on Penny Ice Cap was used to estimate the MF



**Figure A2.** Melt feature (MF) percentages measured in three ice and firn cores from Penny Ice Cap summit (P95, P2010, P2011), overlain to illustrate their correlation: Dark shading = P95 deep core; pale shading = P2010 23-m firn core; outlined = P2011 5.5-m firn core. The data are shown in 0.38 m averages of ice equivalent, which correspond to ~one-year mean values. Averaged MF percentages of the three cores (combined) are shown in Figure 2 of this manuscript. Insets (A and B) show 0.55-m firn core segments with contrasting infiltration ice content (dark layers). (left) Core A has an estimated volumetric MF content of ~20% (including interstitial ice in the firn), whereas (right) core B is 100% infiltration ice.

percentage for the balance year 2010–11. Melt feature % estimates for 2009–2010 in the 2011 firn core were consistent with those of the P2010 core for the same years. The final, updated MF record for Penny Ice Cap summit (Figure 2) was obtained by averaging the MF % of overlapping parts in the P95, P2010 and P2011 cores (Figure A2).

#### Appendix B: Error Estimates for the Penny Ice Cap MF Record

[42] The principal sources of uncertainty in the ice-core MF series shown in Figures 2 and 10 are (1) errors in the depth-age model, and (2) the spatial variability of MF (the “stratigraphic noise” [Fisher *et al.*, 1985]). Dating errors are somewhat dependent on the MF variability in ice cores, because changes in annual ice accumulation rates will affect the depth-age scale and the corresponding time-averaged MF percentages.

##### B1. Dating Errors

[43] The depth-age models for the Holocene segments of the P95 and P96 cores developed by Fisher *et al.* [1998] are constrained by reference horizons which include spikes in the electrical conductivity (ECM) and sulphate ( $\text{SO}_4^{2-}$ ) profiles of the cores ascribed to acidic fallout of known historical eruptions previously identified in central Greenland cores. The most unequivocal is the Laki eruption (Iceland, AD 1783). Another reference horizon is the 1962–63 spike in  $\beta$ -radioactivity detected at a depth of 18 m in the P95 core (data by C. Wake and J. Dibb, University of New Hampshire, 1995). The Holocene-Wisconsin transition was assigned an age of 11,550 years before present (b.p.) based on the midpoint of the  $\delta^{18}\text{O}$  step at the Younger Dryas - Preboreal boundary, as dated in the GISP2 and GRIP Greenland cores

[Johnsen *et al.*, 1992; Alley *et al.*, 1997]. This age estimate has since been revised to 11,703 yr b.p. [Rasmussen *et al.*, 2006] but the adjustment has little effect on the depth-age relationship of the Penny cores for most of the Holocene. The depth-age model between the control points was developed by spectral analysis of the ECM signal for the P95 core [Fisher *et al.*, 1998], and by interpolation using a simple ice-flow model [Nye, 1963] in the P96 core.

[44] Table A1 gives the model-predicted age of the ice in the P95 and P96 cores at various reference horizons of known or presumed age. These figures provide estimates of the models’ accuracy at various depths. Owing to the lack of distinct reference horizons, the largest dating uncertainties occur in the mid- to early Holocene (between ~8 and 4 ka b.p.). Dating errors in this part of the P95 and P96 records may be as large as  $\pm 500$  years, based on a comparison of different depth-age model iterations [Fisher *et al.*, 1998, Figure 5]. Regardless of intrinsic model errors, departures from predicted ages between control points may also occur if the net annual ice accumulation rate ( $A$ ) in the corresponding time interval deviates significantly from its long-term mean value  $\bar{A}$ . The resulting dating errors will be largest halfway between any pair of time-control points. These errors were estimated using a Monte-Carlo simulation in which  $A$  is allowed to vary randomly from year to year with a maximum departure  $dA$  relative to  $\bar{A}$  [Kinnard *et al.*, 2006b]. For Penny Ice Cap, we used a value of  $dA = 25\%$  (relative standard deviation about  $\bar{A}$ ), which is a realistic, if conservative, figure based on field measurements. For greater realism, the temporal variance of  $A$  in the simulation was represented by a blue noise model, following Fisher *et al.* [1985]. Results showed that the maximum error on the estimated age of the ice introduced by variations in  $A$  never exceeds  $\pm 8$  years (95% confidence interval), and is typically much less, for any time interval

**Table A1.** Estimated Dating Errors in the Penny Ice Cap P95 and P96 Deep Cores, Based on a Comparison Between Reference Horizons of Known Age, and Their Age as Predicted by the Depth-Age Model Used<sup>a</sup>

Reference Horizon/Event	True Age of Event		Ice-Core Signature	Depth of Reference Horizon in P95 Ice Core		Dating Error		
	Calendar (BC/AD)	Years Before 2010		Real (m)	Ice Equivalent (m)	Model Age <sup>b</sup> Years Before 2010	Years	Relative to True Age (%)
<i>P95 Core (Length = 334 m; Mean Ice Accumulation Rate = 0.38 m a<sup>-1</sup>)</i>								
Surface nuclear bomb tests	AD 1963	47	$\beta$ -radioactivity	17.70	11.75	47	0	0.0
Katmai eruption (Alaska)	AD 1912	98	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	41.39	33.50	93	5	5.9
Tambora eruption (Indonesia)	AD 1816	194	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	76.14	68.03	186	8	4.3
Laki eruption (Iceland)	AD 1783	227	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	83.66	75.55	211	16	7.4
Eruption (unknown source)	AD 1259	751	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	173.12	164.54	799	48	6.4
Eldja eruption (Iceland)	AD 933	1076	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	193.03	184.20	1015	61	5.7
Eruption (unknown source)	50 BC	2060	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	256.82	247.15	2092	32	1.6
Wisconsin-Holocene transition <sup>c</sup>		11713	$\delta^{18}\text{O}$	306.72	316.55	11713	0	0
<i>P96 Core (Length = 179 m; Mean Ice Accumulation Rate = 0.19 m a<sup>-1</sup>)</i>								
Katmai eruption (Alaska)	AD 1912	98	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	19.79	17.04	99	1	1.0
Laki eruption (Iceland)	AD 1783	227	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	43.08	39.94	227	0	0.0
Eruption (unknown source)	AD 1259	751	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	94.26	90.19	752	1	0.1
Eruption (unknown source)	O.A.D.	2010	SO <sub>4</sub> , acidity (ECM)	142.91	137.68	2068	58	2.9
Wisconsin-Holocene transition <sup>c</sup>		11713	$\delta^{18}\text{O}$	169.78	164.25	11713	0	0

<sup>a</sup>Dating errors are likely to be largest in the early Holocene (between 10,000 and 5000 years before present).

<sup>b</sup>Model refers to the latest version of the depth-age scale [Fisher *et al.*, 1998].

<sup>c</sup>Mid-point of  $\delta^{18}\text{O}$  step at the Younger Dryas–Preboreal transition. Revised estimated age as per Greenland GICC05 time scale [Rasmussen *et al.*, 2006].

between age control points (Table A1) in the last ~2000 years. Earlier in the record, intrinsic model-related dating errors are comparatively much larger.

## B2. Stratigraphic Noise

[45] Melt features in firn are highly variable and often discontinuous over spatial scales of  $10^2$ – $10^6$  m<sup>2</sup> owing to the heterogeneity of the snowpack structure. This introduces “stratigraphic noise” in the MF time series that obscures the climatic signal related to seasonal temperature variations. In the late Holocene part of the Penny ice-core record, the uncertainty about the “true” value of the MF percentage resulting from stratigraphic noise is likely to be much larger than that introduced by depth-age uncertainties. The amount of stratigraphic noise (spatial variability) in any ice-core variable can be estimated by correlating time series developed from parallel cores separated by a known distance [Fisher *et al.*, 1985; Fisher and Koerner, 1994; Kuhns *et al.*, 1997]. On Devon Ice Cap, D. Fisher (unpublished data, 1977) found that the mean correlation coefficient between 5-year averaged MF series from three parallel cores spaced by a few tens of meters was  $\bar{R}_{MF} \approx 0.50$  (length of series = 650 years; mean MF percentage  $\approx 6\%$ ). Using 100-year averages of the MF data,  $\bar{R}_{MF}$  increased to 0.60. A similar comparison of two parallel cores drilled on Agassiz Ice Cap gave a value of  $\bar{R}_{MF} = 0.45$  for 5-year averaged MF series (length of series = 950 years; mean MF percentage  $\approx 4\%$ ) [Fisher and Koerner, 1994]. At site J, southern Greenland (66°N; 2030 m), Kameda *et al.* [1995] obtained a correlation of 0.80 between 5-year averaged MF series in two cores drilled one meter apart (length of series  $\approx 60$  years; mean MF percentage  $\approx 21\%$ ).

[46] We do not have multiple MF series from Penny Ice Cap summit, so the spatial variability could not be estimated

directly. The much higher annual surface melt rates on this ice cap, relative to QEI ice caps or southern Greenland, are expected to result in greater spatial coherence between MF, because thicker ice layers are also more horizontally continuous. However in the absence of direct quantitative evidence for this, we adopt conservative estimates of  $\bar{R}_{MF}$  equal to 0.4, 0.55 and 0.6, respectively, for 5-, 10- and 100-yr averages of the MF percentages in the late Holocene record from Penny Ice Cap (~the last 2000 years). The true value of  $\bar{R}_{MF}$  is likely to vary over time with summer melt rates. From  $\bar{R}_{MF}$ , the mean signal-to-noise variance ratio  $F$  in the Penny Ice Cap MF time series can be estimated following the formulation of Fisher *et al.* [1985]:

$$F = \frac{\text{var}(S)}{\text{var}(e)} = \frac{\bar{R}_{MF}}{1 - \bar{R}_{MF}}$$

where  $\text{var}(S)$  and  $\text{var}(e)$  are the variance contributions of the climate signal and the noise (spatial, temporal) in the MF time series, respectively. Using  $\bar{R}_{MF} = 0.4$  for 5-year averaged MF series gives  $F = 0.67$ . For 10-year averages ( $\bar{R}_{MF} = 0.55$ ), we get  $F = 1.22$ , and for 100-yr averages ( $\bar{R}_{MF} = 0.6$ ), we get  $F = 1.5$ .

[47] **Acknowledgments.** Mass balance measurements on Penny Ice Cap were conducted with support from the staff at Auyuituq National Park, the community of Pangnirtung and with field assistance by C. Kinnard, S. Akeagok, D. Kilabuk, V. Ter-Emmanulyan, A. Bevington, P. Peyton and C. Latour. Aircraft support was provided by the Polar Continental Shelf Project. This research was conducted as part of Natural Resources Canada’s Climate Change Geoscience program, with additional funding support from the International Polar Year initiative (Indian and Northern Affairs Canada), Natural Science and Engineering Research Council of Canada, Canada Foundation for Innovation, Ontario Research Fund, and the Northern Scientific Training Program. This is contribution 20110335 from Natural Resources Canada, Earth Science Sector.

References

- Abdalati, W., W. Krabill, E. Frederick, S. Manizade, C. Martin, J. Sonntag, R. Swift, R. Thomas, J. Yungel, and R. Koerner (2004), Elevation changes of ice caps in the Canadian Arctic Archipelago, *J. Geophys. Res.*, 109, F04007, doi:10.1029/2003JF000045.
- Alley, R. B., et al. (1997), Visual-stratigraphic dating of the GISP2 ice core: Basis, reproducibility and application, *J. Geophys. Res.*, 102, 26,367–26,381, doi:10.1029/96JC03837.
- Ashcraft, I. S., and D. G. Long (2006), Comparison of methods for melt detection over Greenland using active and passive microwave measurements, *Int. J. Remote Sens.*, 27, 2469–2488, doi:10.1080/01431160500534465.
- Baird, P. D. (1952), Method of nourishment of the Barnes ice cap, *J. Glaciol.*, 2, 2–9.
- Baird, P. D. (1953), Baffin Island expedition, 1953: A preliminary field report, *Arctic*, 6, 227–251.
- Bell, C., D. Mair, D. Burgess, M. Sharp, M. Demuth, F. Cawkwell, R. Bingham, and J. Wadham (2008), Spatial and temporal variability in the snowpack of a High Arctic ice cap: Implications for mass-change measurements, *Ann. Glaciol.*, 48, 159–170.
- Blake, W. (1953), Studies of the Grinnell Glacier, Baffin Island, *Arctic*, 6, p. 167.
- Bradley, R. S. (1973), Seasonal climatic fluctuations on Baffin Island during the period of instrumental records, *Arctic*, 26, 230–243.
- Cogley, J. G., et al. (2011), *Glossary of Glacier Mass Balance and Related Terms*, *Tech. Doc. Hydrol.*, vol. 86, 114 pp., Int. Assoc. Cryospheric Sci., Paris.
- Cuffey, K. M., and W. S. B. Paterson (2010), *The Physics of Glaciers*, 4th ed., 701 pp., Elsevier, Amsterdam.
- Dupont, F., A. Royer, A. Langlois, A. Gressent, G. Picard, M. Fily, P. Cliche, and M. Chum (2011), Monitoring the melt season length of the Barnes ice cap over the 1979–2010 period using active and passive microwave remote sensing data, paper presented at 68th Conference, East Snow Conf., Montreal, Canada, 14–16 June.
- Ebisuzaki, W. (1997), A method to estimate the statistical significance of a correlation when the data are serially correlated, *J. Clim.*, 10, 2147–2153, doi:10.1175/1520-0442(1997)010<2147:AMTETS>2.0.CO;2.
- Eley, J. (2001), Penny Ice Cap auto weather station 1992–2000: Interannual variations of temperature and snow growth, internal report, 19 pp., Clim. Res. Branch, Meteorol. Ser. Can., Saskatoon, Sask., Canada.
- Fisher, D. A., and R. M. Koerner (1994), Signal and noise in four ice-core records from the Agassiz Ice Cap, Ellesmere Island, Canada: Details of the last millennium for stable isotopes, melt and solid conductivity, *Holocene*, 4, 113–120, doi:10.1177/095968369400400201.
- Fisher, D. A., N. Reeh, and H. B. Clausen (1985), Stratigraphic noise in time series derived from ice cores, *Ann. Glaciol.*, 7, 76–86.
- Fisher, D. A., et al. (1998), Penny Ice Cap cores, Baffin Island, Canada, and the Wisconsinan Foxe Dome connection: Two states of Hudson Bay ice cover, *Science*, 279, 692–695, doi:10.1126/science.279.5351.692.
- Fisher, D., J. Zheng, D. Burgess, C. Zdanowicz, C. Kinnard, M. Sharp, and J. Bourgeois (2011), Recent melt rates of Canadian Arctic ice caps are the highest in four millennia, *Global Planet. Change*, 84–85, 3–7, doi:10.1016/j.gloplacha.2011.06.005.
- Fritzsche, J. (2011), Temperature trends in Canada, *EnviroStats Bull.*, 5, 2–9.
- Gardner, A. S., G. Moholdt, B. Wouters, G. J. Wolken, D. O. Burgess, M. J. Sharp, G. Cogley, C. Braun, and C. Labine (2011), Sharply increased mass loss from glaciers and ice caps in the Canadian Arctic Archipelago, *Nature*, 473, 357–360, doi:10.1038/nature10089.
- Goto-Azuma, K., R. M. Koerner, and D. A. Fisher (2002), An ice-core record over the last two centuries from Penny Ice Cap, Baffin Island, Canada, *Ann. Glaciol.*, 35, 29–35, doi:10.3189/172756402781817284.
- Grant, A. N., S. Brönnimann, and L. Haimberger (2008), Recent Arctic warming vertical structure contested, *Nature*, 455, 2–3, doi:10.1038/nature07257.
- Graversen, R. G., T. Mauritsen, M. Tjernström, E. Källén, and G. Svensson (2008), Vertical structure of recent Arctic warming, *Nature*, 451, 53–56, doi:10.1038/nature06502.
- Grumet, N. S., C. P. Wake, G. A. Zielinski, D. Fisher, R. Koerner, and J. D. Jacobs (1998), Preservation of glaciochemical time-series in snow and ice from the Penny Ice Cap, Baffin Island, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 357–360.
- Grumet, N. S., C. P. Wake, P. A. Mayewski, G. A. Zielinski, S. I. Whitlow, R. M. Koerner, D. A. Fisher, and J. M. Woollett (2001), Variability of sea-ice in Baffin Bay over the last millennium, *Clim. Change*, 49, 129–145, doi:10.1023/A:1010794528219.
- Hammer, C. U. (1980), Acidity of ice cores in relation to absolute dating, past volcanism and radio-echoes, *J. Glaciol.*, 25, 359–372.
- Heid, T., and A. Käab (2011), Worldwide widespread decadal-scale decrease of glacier speed revealed using repeat optical satellite images, *Cryosphere Discuss.*, 5, 3025–3051, doi:10.5194/tcd-5-3025-2011.
- Holdsworth, G. (1984), Glaciological reconnaissance of an ice core drilling site, Penny Ice Cap, Baffin Island, *J. Glaciol.*, 30, 3–15.
- Jacob, T., J. Wahr, T. Pfeffer, and S. Swenson (2012), Recent contributions of glaciers and ice caps to sea level rise, *Nature*, 482, 514–518, doi:10.1038/nature10847.
- Jacobs, J. D. (1990), Integration of automated station data into objective mapping of temperatures for an Arctic region, *Climatol. Bull.*, 24, 84–96.
- Jacobs, J. D., and J. P. Newell (1979), Recent year-to-year variations in seasonal temperatures and sea ice conditions in the eastern Canadian Arctic, *Arctic*, 32, 345–354.
- Jacobs, J. D., J. T. Andrews, R. G. Barry, R. S. Bradley, R. Weaver, and L. D. Williams (1972), Glaciological and meteorological studies on the Boas Glacier, Baffin Island, for two contrasting seasons (1969–70 and 1970–71), *Int. Assoc. Sci. Hydrol. Publ.*, 107, 371–382.
- Johnsen, S. J., H. B. Clausen, W. Dansgaard, K. Fuhrer, N. Gundestrup, C. U. Hammer, P. Iversen, J. Jouzel, B. Stauffer, and J. P. Steffensen (1992), Irregular glacial interstadials recorded in a new Greenland ice core, *Nature*, 359, 311–313, doi:10.1038/359311a0.
- Kameda, T., H. Narita, H. Shoji, F. Nishio, Y. Fujii, and O. Watanabe (1995), Melt features in ice cores from Site J, southern Greenland: Some implications for summer climate since AD 1550, *Ann. Glaciol.*, 21, 51–58.
- Kaplan, M. R., and G. H. Miller (2003), Early Holocene delevelling and deglaciation of the Cumberland Sound region, Baffin Island, Arctic Canada, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 115, 445–462, doi:10.1130/0016-7606(2003)115<0445:EHDADO>2.0.CO;2.
- Kaufman, D. S., et al. (2009), Recent warming reverses long-term Arctic cooling, *Science*, 325, 1236–1239, doi:10.1126/science.1173983.
- Kinnard, C., C. Zdanowicz, D. Fisher, B. Alt, and S. McCourt (2006a), Climatic analysis of sea-ice variability in the Canadian Arctic from operational charts, 1980–2004, *Ann. Glaciol.*, 44, 391–402, doi:10.3189/172756406781811123.
- Kinnard, C., C. Zdanowicz, D. Fisher, and C. Wake (2006b), Calibration of an ice-core glaciochemical (sea salt) record with sea ice variability in the Canadian Arctic, *Ann. Glaciol.*, 44, 383–390, doi:10.3189/172756406781811349.
- Knowles, K. W., E. G. Njoku, R. L. Armstrong, and M. J. Brodzik (2002), Nimbus-7 SMMR Pathfinder Daily EASE-Grid Brightness Temperatures, <http://nsidc.org/data/nsidc-0071.html>, Natl. Snow and Ice Data Cent., Boulder, Colo.
- Koerner, R. M. (1977), Devon Island ice cap: Core stratigraphy and paleoclimate, *Science*, 196, 15–18, doi:10.1126/science.196.4285.15.
- Koerner, R. M. (2005), Mass balance of glaciers in the Queen Elizabeth Islands, Nunavut, Canada, *Ann. Glaciol.*, 42, 417–423, doi:10.3189/172756405781813122.
- Kuhns, H., C. Davidson, J. Dibb, C. Stearns, M. Bergin, and J.-L. Jaffrezo (1997), Spatial and temporal variability of snow accumulation in central Greenland, *J. Geophys. Res.*, 102, 30,059–30,068, doi:10.1029/97JD02760.
- Maslanik, J., and J. Stroeve (2011), DMSP SSM/I-SSMIS Daily Polar Gridded Brightness Temperatures, <http://nsidc.org/data/nsidc-0001.html>, Natl. Snow and Ice Data Cent., Boulder, Colo.
- Maxwell, J. B. (1981), Climatic regions of the Canadian Arctic Islands, *Arctic*, 34, 225–240.
- Mernild, S. H., T. L. Mote, and G. E. Liston (2011), Greenland ice sheet surface melt extent and trends:1960–2010, *J. Glaciol.*, 57, 621–628, doi:10.3189/002214311797409712.
- Milewska, E., and W. D. Hogg (2001), Spatial representativeness of a long-term climate network in Canada, *Atmos. Ocean*, 39, 145–161, doi:10.1080/07055900.2001.9649671.
- Miller, G. H., A. P. Wolfe, J. P. Briner, P. E. Sauer, and A. Nesje (2005), Holocene glaciation and climate evolution of Baffin Island, Arctic Canada, *Quat. Sci. Rev.*, 24, 1703–1721, doi:10.1016/j.quascirev.2004.06.021.
- Miller, G. H., et al. (2010), Temperature and precipitation history of the Arctic, *Quat. Sci. Rev.*, 29, 1679–1715.
- Mokievsky-Zubok, O., C. S. L. Ommaney, and J. Power (1985), Glacier mass balance 1965–1984 (Cordillera and Arctic), technical report, 59 pp., Natl. Hydro. Res. Inst., Environ. Can., Ottawa.
- Moore, G. W. K. (2006), Reduction in seasonal sea ice concentration surrounding southern Baffin Island, 1979–2004, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L20501, doi:10.1029/2006GL027764.
- Nye, J. F. (1963), Correction factor for accumulation measured by the thickness of the annual layers in an ice sheet, *J. Glaciol.*, 4, 785–788.
- Okuyama, J., H. Narita, T. Hondoh, and R. M. Koerner (2003), Physical properties of the P96 ice core from Penny Ice Cap, Baffin Island, Canada, and derived climatic records, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2090, doi:10.1029/2001JB001707.
- Orvig, S. (1954), Glacial-meteorological observations on ice caps in Baffin Island, *Geogr. Ann.*, 36, 193–318, doi:10.2307/520205.

ANNEXE B : Article « Summer melt rates on Penny Ice Cap, Baffin Island : Past and recent trends and implications for regional climate »

F02006

ZDANOWICZ ET AL.: SUMMER MELT RATES ON PENNY ICE CAP

F02006

- Östrem, G., and M. M. Brugman (1991), Glacier mass-balance measurements: A manual for field and office work, *Tech. Rep. 4*, 224 pp. Natl. Hydrol. Res. Inst., Environ. Can., Saskatoon, Sask., Canada.
- Paterson, W. S. B., and G. K. C. Clarke (1978), Comparison of theoretical and observed temperature profiles in Devon Island ice cap, Canada, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *55*, 615–632, doi:10.1111/j.1365-246X.1978.tb05931.x.
- Pfeffer, W. T., and N. F. Humphrey (1998), Formation of ice layers by infiltration and refreezing of meltwater, *Ann. Glaciol.*, *26*, 83–91.
- Przybylak, R. (2007), Recent air temperature changes in the Arctic, *Ann. Glaciol.*, *46*, 316–324, doi:10.3189/172756407782871666.
- Radić, V., and R. Hock (2011), Regionally differentiated contribution of mountain glaciers and ice caps to future sea-level rise, *Nat. Geosci.*, *4*, 91–94, doi:10.1038/ngeo1052.
- Rasmussen, S. O., et al. (2006), A new Greenland ice core chronology for the last glacial termination, *J. Geophys. Res.*, *111*, D06102, doi:10.1029/2005JD006079.
- Reeh, N. (1989), Parametrization of melt rate and surface temperature on the Greenland ice sheet, *Polarforschung*, *59*, 113–128.
- Santer, B. D., T. M. L. Wigley, J. S. Boyle, D. J. Gaffen, J. J. Hnilo, D. Nychka, D. E. Parker, and K. E. Taylor (2000), Statistical significance of trends and trend differences in layer-average atmospheric temperature time series, *J. Geophys. Res.*, *105*, 7337–7356, doi:10.1029/1999JD901105.
- Schaffer, N., C. Zdanowicz, L. Copland, and D. Burgess (2011), Recent volume and mass balance changes of Penny Ice Cap (Baffin Island, Nunavut) determined from repeat airborne laser altimetry, Abstract C13A–0722 presented at 2011 Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif., 5–9 Dec.
- Screen, J. A., and I. Simmonds (2011), Declining summer snowfall in the Arctic: Causes, impacts and feedbacks, *Clim. Dyn.*, doi:10.1007/s00382-011-1105-2, in press.
- Sepp, M., and J. Jaagus (2010), Changes in the activity and tracks of Arctic cyclones, *Clim. Change*, *105*, 577–595, doi:10.1007/s10584-010-9893-7.
- Sharp, M., D. O. Burgess, J. G. Cogley, M. Ecclestone, C. Labine, and G. J. Wolken (2011), Extreme melt on Canada's Arctic ice caps in the 21st century, *Geophys. Res. Lett.*, *38*, L11501, doi:10.1029/2011GL047381.
- Sneed, S., R. Hooke, B. Le, and G. S. Hamilton (2008), Thinning of the south dome of Barnes Ice Cap, Arctic Canada, over the past two decades, *Geology*, *36*, 71–74, doi:10.1130/G24013A.1.
- Sorterberg, A., and J. E. Walsh (2008), Seasonal cyclone variability at 70°N and its impact on moisture transport into the Arctic, *Tellus, Ser. A*, *60*, 570–586.
- Stern, H. L., and M. P. Heide-Jørgensen (2003), Trends and variability of sea ice in Baffin Bay and Davis Strait, 1953–2001, *Polar Res.*, *22*, 11–18, doi:10.1111/j.1751-8369.2003.tb00090.x.
- Tivy, A., S. E. L. Howell, B. Alt, S. McCourt, R. Chagnon, G. Crocker, T. Carrieres, and J. J. Yackel (2011), Trends and variability in summer sea ice cover in the Canadian Arctic based on the Canadian Ice Service Digital Archive, 1960–2008 and 1968–2008, *J. Geophys. Res.*, *116*, C03007, doi:10.1029/2009JC005855.
- Van De Wal, R. S. W., R. Mulvaney, E. Isaksson, J. C. Moore, J. F. Pinglot, V. A. Pohola, and M. P. A. Thomassen (2002), Reconstruction of the historical temperature trend from measurements in a medium-length borehole on the Lomonosovfonna plateau, Svalbard, *Ann. Glaciol.*, *35*, 371–378, doi:10.3189/172756402781816979.
- Ward, W. H. (1954), Glaciological studies in the Penny Highland, Baffin Island, 1953, *Int. Assoc. Sci. Hydrol. Publ.*, *39*, 297–308.
- Ward, W. H., and P. D. Baird (1954), Studies in glacier physics on the Penny Ice Cap, Baffin Island, 1953: Part 1, A description of the Penny Ice Cap, its accumulation and ablation, *J. Glaciol.*, *2*, 342–355.
- Weaver, R. L. (1975), “Boas” Glacier (Baffin Island, N.W.T., Canada) mass balance for the five budget years 1969 to 1974, *Arct. Alp. Res.*, *7*, 279–284, doi:10.2307/1550003.
- Weber, J. R., and P. Andrieux (1970), Radar soundings on the Penny Ice Cap, Baffin Island, *J. Glaciol.*, *9*, 49–53.
- Zdanowicz, C. (2007), Glacier-climate studies on Grinnell ice cap, *Res. Rep. 012004R-M*, 37 pp., Nunavut Res. Inst., Iqaluit, Nunavut, Canada.
- Zdanowicz, C., D. Fisher, I. Clark, and D. Lacelle (2002), An ice-marginal record of  $\delta^{18}\text{O}$  from Barnes ice cap, Baffin Island, Canada, *Ann. Glaciol.*, *35*, 145–149, doi:10.3189/172756402781817031.
- Zwally, H. J., and S. Fiegles (1994), Extent and duration of Antarctic surface Melting, *J. Glaciol.*, *40*, 463–476.
- Zwally, H. J., W. Abdalati, T. Herring, K. Larson, J. Saba, and K. Steffen (2002), Surface melt-induced acceleration of Greenland Ice-Sheet flow, *Science*, *297*, 218–222, doi:10.1126/science.1072708.

L. Copland and N. Schaffer, Department of Geography, University of Ottawa, Ottawa, ON K1N 6N5, Canada.

F. Dupont, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, UMR 5183, UJF-CNRS, Grenoble F-38041, France.

J. Eley, 6 Sullivan St., Saskatoon, SK S7H 3G8, Canada.

D. Fisher and C. Zdanowicz, Geological Survey of Canada, Natural Resources Canada, 601 Booth St., Ottawa, ON K1A 0E8, Canada. (czdanowi@nrcan.gc.ca)

A. Smetny-Sowa, Department of Earth Sciences, University of Western Ontario, London, ON N6A 5B7, Canada.







## Annexe C

Article Picard et al. (2013)  
« Simulation of the microwave emission of multi-layered snowpacks using the dense media radiative transfer theory : the DMRT-ML model »

Geosci. Model Dev., 6, 1061–1078, 2013  
www.geosci-model-dev.net/6/1061/2013/  
doi:10.5194/gmd-6-1061-2013  
© Author(s) 2013. CC Attribution 3.0 License.



Geoscientific  
Model Development  
Open Access



## Simulation of the microwave emission of multi-layered snowpacks using the Dense Media Radiative transfer theory: the DMRT-ML model

G. Picard<sup>1,2</sup>, L. Brucker<sup>3,4</sup>, A. Roy<sup>5</sup>, F. Dupont<sup>1,2,5</sup>, M. Fily<sup>1,2</sup>, A. Royer<sup>5</sup>, and C. Harlow<sup>6</sup>

<sup>1</sup>CNRS, LGGE UMR5183, 38041 Grenoble, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, LGGE (UMR5183), 38041 Grenoble, France

<sup>3</sup>NASA Goddard Space Flight Center, Cryospheric Sciences Lab., code 615 Greenbelt, MD, 20771 USA

<sup>4</sup>Goddard Earth Sciences Technology and Research Studies and Investigations, Universities Space Research Association, Greenbelt, MD, 20771 USA

<sup>5</sup>Centre d'applications et de recherches en télédétection (CARTEL), Université de Sherbrooke, 2500 Bd Université, Sherbrooke, QC J1K 2R1 Canada

<sup>6</sup>Met Office, EX1 3PB Exeter, UK

Correspondence to: G. Picard (ghislain.picard@ujf-grenoble.fr)

Received: 20 September 2012 – Published in Geosci. Model Dev. Discuss.: 14 November 2012

Revised: 23 May 2013 – Accepted: 7 June 2013 – Published: 26 July 2013

**Abstract.** DMRT-ML is a physically based numerical model designed to compute the thermal microwave emission of a given snowpack. Its main application is the simulation of brightness temperatures at frequencies in the range 1–200 GHz similar to those acquired routinely by space-based microwave radiometers. The model is based on the Dense Media Radiative Transfer (DMRT) theory for the computation of the snow scattering and extinction coefficients and on the Discrete Ordinate Method (DISORT) to numerically solve the radiative transfer equation. The snowpack is modeled as a stack of multiple horizontal snow layers and an optional underlying interface representing the soil or the bottom ice. The model handles both dry and wet snow conditions. Such a general design allows the model to account for a wide range of snow conditions. Hitherto, the model has been used to simulate the thermal emission of the deep firm on ice sheets, shallow snowpacks overlying soil in Arctic and Alpine regions, and overlying ice on the large ice-sheet margins and glaciers. DMRT-ML has thus been validated in three very different conditions: Antarctica, Barnes Ice Cap (Canada) and Canadian tundra. It has been recently used in conjunction with inverse methods to retrieve snow grain size from remote sensing data. The model is written in Fortran90 and available to the snow remote sensing community as an open-source software. A convenient user interface is provided in Python.

### 1 Introduction

Passive microwave radiometers on-board satellites acquire useful observations for the characterization of snow-covered areas. These observations are available in these areas several times a day, are relatively insensitive to the atmosphere in many frequency bands, and are independent of the solar illumination. They are sensitive to several properties relevant for monitoring the snow cover and have been exploited in numerous algorithms to retrieve continental snow cover extent (Grody and Basist, 1996), snow depth and snow water equivalent on both land (Josberger and Mognard, 2002; Kelly and Chang, 2003; Derksen et al., 2003) and sea ice (Cavalieri et al., 2012; Brucker and Markus, 2013), snow accumulation on ice sheets (Abdalati and Steffen, 1998; Vaughan et al., 1999; Winebrenner et al., 2001; Arthern et al., 2006), melt events (Abdalati and Steffen, 1997; Picard and Fily, 2006), snow temperature (Shuman et al., 1995; Schneider, 2002; Schneider et al., 2004), and snow grain size (Brucker et al., 2010; Picard et al., 2012). Some of these studies are based on empirical relationships supported by physical interpretations (Koenig et al., 2007) and others directly use physical models and data assimilation techniques (Durand and Margulis, 2007; Picard et al., 2009; Takala et al., 2011; Toure et al., 2011; Huang et al., 2012). In both cases, understanding

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

and modeling the physical processes of the microwave emission by snow and the underlying surface are crucial.

Modeling the snow microwave emission from snow physical properties takes in general two successive steps. The first step is the computation of the electromagnetic properties (e.g., effective dielectric constant, scattering and absorption coefficients) that characterize the propagation and the single events of interaction between wave and matter. These properties are calculated from the geometric micro-structural properties of the snow, assumed to be homogeneous within a given layer. The second step is the computation of the emission and the propagation through the snowpack by accounting for the multiple interactions of microwaves within the snow as well as by refraction, reflection and transmission at the interfaces. It is often treated with the radiative transfer equation on a plane-parallel medium for which generic solutions exist (Tsang et al., 1985; Fung, 1994). In contrast, the first step is specific to the medium. In the case of snow, the main challenge for the electromagnetic calculation is the high density of scatterers. The volume occupied by the scatterers over the total volume (referred to as the fractional volume  $f$ ) is significant – typically larger than 20% –, which implies that the scatterers strongly interact with each other and the independent scattering theory used for vegetation or clouds (Tsang et al., 1985; Ulaby et al., 1986; Chuah and Tan, 1989) is inadequate. Several empirical formulas relating the scattering and absorption coefficients to grain size and density have been proposed to solve this issue and are found in the Helsinki University of Technology model (HUT/TKK) (Pulianen et al., 1999; Lemmetyinen et al., 2010) and in the Microwave Emission Model of Layered Snowpacks (MEMLS) (Wiesmann and Mätzler, 1999). The derivation of relationships from Maxwell's equations is an attractive alternative because it is independent of particular snow conditions and the assumptions are explicit:

- the strong fluctuation theory (SFT, Stogryn, 1986) allows calculations at low frequencies typically less than 20 GHz;
- to cover the frequency range of 1–100 GHz, which is relevant for existing radiometers, Mätzler (1998) proposed the improved Born approximation (IBA). As in the SFT, the size of grains is given by the correlation length (Mätzler, 2002). This metric is well defined but direct measurements are only possible from 2-D or 3-D micro-structure data, which require advanced experimental techniques (Wiesmann et al., 1998). Estimations can be indirectly obtained from quantities measurable in the field like the snow specific surface area (Mätzler, 2002; Arnaud et al., 2011) or the micro-penetration profile (Löwe and van Herwijnen, 2012);
- the dense media radiative transfer theory (DMRT; Tsang et al., 1985; West et al., 1993; Shih et al., 1997; Tsang et al., 2000a, 2007) considers snow as a collec-

tion of spherical ice particles and provides analytical formulas of the effective propagation wave number, the scattering and absorption coefficients as a function of the sphere radius and the density. It is attractive because sphere radius and snow density are well defined and, when the snow grains are close to spheres like in fine grained snow (Colbeck, 1993), they are both measurable in the field. Moreover, the DMRT-ML theory has solid theoretical grounds and has been regularly improved during the last two decades.

These theories have been implemented in several models: the SFT in Surdyk and Fily (1995), the IBA in MEMLS (Mätzler and Wiesmann, 1999) and the DMRT-ML in Macelloni et al. (2001); Tedesco and Kim (2006); Liang et al. (2008); Grody (2008); Brogioni et al. (2009). In addition to the underlying theory, the models differ by many aspects, including the methods for solving the radiative transfer, the presence of smooth or rough interfaces, the possible number of layers, etc. In particular, HUT uses the two-stream method and MEMLS the six-stream method while most DMRT-based models consider a larger number of streams. The comparison for a large variety of snow types (Tedesco and Kim, 2006) showed that no particular model systematically reproduces all of the experimental data. It is not yet known if the discrepancies were attributable to the electromagnetic theory, specific details of the implementations of the models, or uncertainties pertaining to input or evaluation data. Moreover, the different representations of the snow grain size in these different approaches are a major limit to the comparison. Both MEMLS and HUT/TKK models are widely used (Butt and Kelly, 2008; Durand et al., 2008; Rees et al., 2010; Brucker et al., 2011b; Gunn et al., 2011). In contrast, several groups use home-made DMRT-based models but no widely-used reference implementation exists, which limits the spread of this theory and limits the comparisons between studies.

The objective of this paper is to present the DMRT-ML (DMRT Multi-Layer) model that was released under an open source license and accompanied by a detailed documentation (<http://lgge.osug.fr/~picard/dmrtml/>). This model initially developed at Laboratoire de Glaciologie and Géophysique de l'Environnement in Grenoble, France, for perennial snowpack (Brucker et al., 2010, 2011a) and improved for seasonal snow on soil (Roy et al., 2013) and on superimposed ice (Dupont et al., 2012), is now suitable for modeling the microwave emission in a wide range of snowy continental environments. It is also designed to be extensible and uses standard Fortran90, which allows efficient computations with different types of computers and operating systems and facilitates the embedding in other models or assimilation schemes. A convenient user interface is provided by the optional bindings with the Python language.

This paper is a comprehensive scientific reference for DMRT-ML users. It is structured as follows. Section 2 describes DMRT-ML in detail. Section 3 presents the sensitivity to the most important input variables and parameters and provides practical recommendations on the validity range of the input variables and parameters to use. Section 4 summarizes the results of the detailed comparisons (Brucker et al., 2011a; Roy et al., 2013; Dupont et al., 2012) with radiometric data obtained for various cold environments.

## 2 The DMRT-ML model

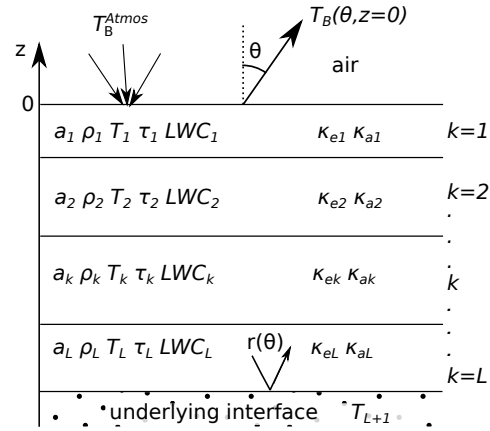
### 2.1 Radiative transfer equation and model architecture

The energy emanating from snowpacks is the result of the thermal emission of the snow, the substratum and the atmosphere, and of the complex propagation of this energy toward the upper snow layers. The emission and propagation can be described by the radiative transfer equation. Assuming that the medium is a stack of  $L$  plane-parallel layers containing an isotropic and homogeneous material, the equation in every layer is (Jin, 1994)

$$\cos\theta \frac{d}{dz} T_B(z, \theta, \phi) = -\kappa_e T_B(z, \theta, \phi) + \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin\theta' d\theta' d\phi' \mathbf{P}(\theta, \phi, \theta', \phi') T_B(z, \theta', \phi') + \kappa_a T(z) \mathbf{I}. \quad (1)$$

By convention, matrices are written in bold, and vectors in bold and italic.  $\mathbf{I}$  is the unit column vector.  $T_B(z, \theta, \phi)$  is the radiance at depth  $z$  propagating along the direction with zenith angle  $\theta$  and azimuth angle  $\phi$ . According to the Rayleigh Jeans approximation, that is valid in the microwave range,  $T_B(z, \theta, \phi)$  also represents the brightness temperature. Since the medium is isotropic,  $T_B$  is a vector with only two non-null components (Jin, 1994, p. 19): the vertically and horizontally polarized brightness temperature.  $\kappa_e$  and  $\kappa_a$  are the extinction and absorption coefficients in the layer and  $\mathbf{P}$  is the phase function.  $T$  is the physical temperature of the layer.

The model solves this equation for the particular medium described by the input variables and parameters (Fig. 1). Several steps are needed: the determination of the dielectric properties of the constitutive materials (Sect. 2.2), the determination of the effective propagation constant and of the extinction and scattering coefficients for each homogeneous layer of the medium (Sect. 2.3) by using the DMRT-ML theory, the determination of the boundary conditions (Sect. 2.4) and lastly the numerical computation of the solution of the radiative transfer equation (Sect. 2.5). The result is the brightness temperature emerging from the surface in several directions. Finally, other relevant variables are accessible via additional post-computations (Sect. 2.6).



**Fig. 1.** The snowpack viewed by DMRT-ML.  $L$  is the number of layers. For each homogeneous layer  $k$ , the input variables and parameters are grain size  $a_k$ , snow density  $\rho_k$ , physical temperature  $T_k$ , stickiness  $\tau_k$  and liquid water content  $LWC_k$ . The extinction and absorption coefficients  $\kappa_e$  and  $\kappa_a$  are calculated with the DMRT-ML theory. The boundary conditions require the input of the downwelling brightness temperature  $T_B^{\text{atmos}}$  and the variables and parameters to compute the reflection coefficient  $r(\theta)$  of the underlying interface (see Table 1). The DISORT method is used to solve the radiative transfer equation in the snowpack and provides as output the brightness temperature  $T_B(\theta, z=0)$  emerging from the snowpack.

### 2.2 Dielectric constants

The computation of the scattering and extinction coefficients in the DMRT-ML theory requires the dielectric constant of the scatterer and background materials. When snow is dry (temperature strictly below the melting point), the grains are assumed to be composed of pure ice, whose dielectric constant  $\epsilon_{\text{ice}}$  was measured by Mätzler and Wegmüller (1987) and Mätzler et al. (2006):

$$\epsilon_{\text{ice}} = 3.1884 + 0.00091(T - 273.0) + j \left( \frac{\alpha}{\nu} + \beta \nu \right), \quad (2a)$$

$$\alpha = (0.00504 + 0.0062\Theta) \exp(-22.1\Theta), \quad (2b)$$

$$\beta = \frac{0.0207}{T} \frac{\exp(\frac{335}{T})}{\left( \exp(\frac{335}{T}) - 1 \right)^2} \quad (2c)$$

$$+ 1.1610^{-11} \nu^2 + \exp(-9.963 + 0.0372(T - 273.16)), \quad (2d)$$

$$\Theta = \frac{300}{T} - 1, \quad (2e)$$

where  $\nu$  is the frequency in GHz,  $T$  the ice temperature in K and  $j^2 = -1$ . This model is valid for temperatures above 240 K and in the microwave range (1–200 GHz) but its accuracy certainly decreases at low frequencies (Jiang and Wu, 2004).

When the snow is wet (at 273.15 K), ice grains are coated by liquid water with an uneven distribution controlled by capillarity forces. Since such a complex particle cannot be taken explicitly into account in the DMRT-ML theory and given the low content of liquid water usually present in moist and wet snow (less than 8 %; Colbeck, 1993), DMRT-ML assumes that the grains are composed of a fictitious homogeneous material. The dielectric constant  $\epsilon_{\text{wet ice}}$  of this material is calculated using the mixture relationship (Borghese et al., 2007; Chopra and Reddy, 1986):

$$\epsilon_{\text{wet ice}} = \frac{C_+ + 2C_-}{C_+ - C_-} \epsilon_{\text{water}}, \quad (3a)$$

$$C_+ = \epsilon_{\text{ice}} + \epsilon_{\text{water}}, \quad (3b)$$

$$C_- = (\epsilon_{\text{ice}} - \epsilon_{\text{water}})(1 - \text{LWC}), \quad (3c)$$

where LWC is the liquid water content expressed here as the ratio between the volume of liquid water and the volume of ice present in snow (in  $\text{m}^3 \text{m}^{-3}$ ) and the water dielectric constant  $\epsilon_{\text{water}}$  is given by

$$\epsilon_{\text{water}} = \epsilon_2 + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{1 - J \frac{\nu}{\nu_2}} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_1}{1 - J \frac{\nu}{\nu_1}}, \quad (4a)$$

$$\epsilon_0 = 77.66 + 103.3\Theta, \quad (4b)$$

$$\epsilon_1 = 0.0671\epsilon_0, \quad (4c)$$

$$\epsilon_2 = 3.52 + 7.52\Theta, \quad (4d)$$

$$\nu_1 = 20.2 - 146.4\Theta - 316\Theta^2, \quad (4e)$$

$$\nu_2 = 39.8\nu_1. \quad (4f)$$

### 2.3 Snow extinction and absorption coefficients, and phase function: the DMRT-ML theory

The extinction and absorption coefficients, as well as the form of the phase function are obtained by the so-called DMRT-ML theory. Different versions of this theory have been published over time and the underlying assumptions can significantly differ from each other. Four characteristics distinguish these versions: (i) the underlying approximation used for the DMRT-ML derivation, (ii) the particle size with respect to the wavelength, (iii) the stickiness between particles and (iv) the distribution of particle size. DMRT-ML proposes some of these versions and allows various options as detailed here.

DMRT-ML uses the quasicrystalline approximation with coherent potential (QCA-CP) (Tsang et al., 2000b) and is limited to particle size smaller than the wavelength. This may be a limitation at frequencies higher than 37 GHz and with large grains commonly found in aged snow. The calculation for large particles requires a Mie-like development (Tsang et al., 2000a) and is computationally much more intensive than the QCA-CP calculation. In addition, it leads to a form of the phase function that is incompatible with the optimization of the radiative transfer equation resolution used in DMRT-ML (Sect. 2.5). To avoid the strong divergence that

characterized QCA-CP with large particles, Grody (2008) proposed an empirical and computationally efficient treatment of this issue. He noticed that snow is composed of particles with a broad range of sizes, which results in a smoothing of the undulation characteristic of the Mie resonances. Hence, a good approximation of the medium scattering efficiency  $Q_s$  for large particles is the asymptotic limit, i.e.,  $Q_s \approx 2$ , accounting from the fact that the absorption is weak (Twomey and Bohren, 1980). If enabled by the user, DMRT-ML applies this idea by limiting the  $Q_s$  maximum value to 2. Nevertheless, this ad hoc correction has not the objective to replace the rigorous solution for fine-grained studies (Tsang et al., 2000a).

Recent versions of DMRT-ML introduce the concept of stickiness. Instead of considering randomly positioned non-penetrable spheres, the sticky spheres are attracted to one another and tend to form clusters with large voids between. This concept is meant to better represent the micro-structure of natural snow using solely spherical grains. In this case, the stickiness is also a means to account for coarse grained snow by considering that such snow is made of small clustered particles. However, DMRT-ML only implements the “short range” version of the sticky formulation, which assumes that the clusters are small with respect to the wavelength (Tsang et al., 2000b, pp. 504–505). In this simplified case, the phase function remains identical to that of the nonsticky small particle case for which the optimization of the resolution of the radiative transfer equation works (Sect. 2.5).

Another way to improve the representation of the micro-structure of natural snow is to consider a collection of spheres with different sizes. In DMRT-ML, the particle sizes follow the Rayleigh distribution (Jin, 1994). In addition, only the nonsticky particle case is available because the formulation with both stickiness and size distribution leads to a quadratic system of equations that is difficult to solve and is computationally intensive (Tsang and Kong, 2001, p. 430).

In summary, DMRT-ML includes two implementations:

- QCA-CP mono-disperse, with optional “short range” stickiness, and optional Grody’s-based empirical treatment of large particles;
- QCA-CP poly-disperse with a Rayleigh distribution, no stickiness and no large particles.

The mono-disperse version is formulated according to Shih et al. (1997). The effective dielectric constant without scattering  $E_{\text{eff}0}$  is obtained by solving the following quadratic Eq. (3) in Shih et al. (1997) with  $a = 0$  or Eq. (5.3.125) in Tsang and Kong (2001):

$$E_{\text{eff}0}^2 + E_{\text{eff}0} \left( \frac{\epsilon_s - \epsilon_b}{3} (1 - 4f) - \epsilon_b \right) - \epsilon_b \frac{\epsilon_s - 1}{3} (1 - f) = 0, \quad (5)$$

where  $f$  is the fractional volume of scatterers,  $\epsilon_b$  and  $\epsilon_s$  are the dielectric constants of the background and scatterers, respectively. The effective dielectric constant with scattering

(Eq. 3 in Shih et al., 1997) combined with Eq. (5) yields:

$$E_{\text{eff}} = \varepsilon_b + (E_{\text{eff0}} - \varepsilon_b) \left( 1 + J \frac{2}{9} (k_0 a)^3 \sqrt{\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_b}{E_{\text{eff}}}} \frac{1}{1} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_b}{3E_{\text{eff}}} (1-f) \frac{(1-f)^4}{(1+2f-tf(1-f))^2} \right), \quad (6)$$

where  $a$  is the radius of the spheres and  $k_0 = \pi/\lambda$  is the wave number with  $\lambda$  the wavelength.  $t$  is zero for nonsticky spheres and otherwise is the largest solution of Eq. 6 in Shih et al. (1997)

$$\frac{f}{12} t^2 - \left( \tau + \frac{f}{1-f} \right) t + \frac{1+f/2}{(1-f)^2} = 0, \quad (7)$$

where  $\tau$  is the stickiness parameter (Shih et al., 1997; Tsang and Kong, 2001, p. 430). At last, the extinction and absorption coefficients are respectively given by

$$\kappa_e = 2k_0 \Im \sqrt{E_{\text{eff}}}, \quad (8a)$$

$$\kappa_a = \kappa_e - \kappa_s, \quad (8b)$$

$$\kappa_s = \frac{2}{9} k_0^4 a^3 f \left| \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_b}{1 + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_b}{3E_{\text{eff}}} (1-f)} \right|^2 \frac{(1-f)^4}{(1+2f-tf(1-f))^2}, \quad (8c)$$

with  $\Im$  the imaginary part indicator and  $\kappa_s$  the scattering coefficient.

In the case of small particles, the phase function in DMRT-ML has the same form as with independent particles Rayleigh phase function (Jin, 1994, Eqs. 2–26 to 2–28).

The DMRT-ML theory inherits its name from the fact that it extends the classical radiative transfer theory, which requires the particles not to interact with each other. This condition is met only when the fractional volume  $f$  is less than a few percent (Ishimaru and Kuga, 1982). Despite its name, recent works suggest the DMRT-ML theory does not work for any large fractional volumes (see Sect. 3.3 for details). As a consequence, for icy layers or layers subject to several melt–refreeze cycles, it is recommended to use the DMRT-ML theory for a collection of air bubbles embedded in ice background. This is achieved in DMRT-ML by exchanging the dielectric constant of ice and air in Eqs. (5) and (6).

## 2.4 Properties of the interfaces

Once the extinction and absorption coefficients and the phase function within every layer are determined, all the variables and parameters in Eq. (1) are known and a general solution can be obtained independently for every layer. To obtain the particular solution and hence the brightness temperature emerging from the surface, it is necessary to propagate the radiation between the individual snow layers. This propagation must ensure the energy conservation and requires the reflection properties at every interface as well as any external source of energy.

For the interfaces within the snowpack and at the air–snow interface, DMRT-ML considers smooth interfaces. The roughness of this interface due to ripples, sastrugi and other dunes (Watanabe, 1978) may contribute especially at horizontal polarization and grazing incidence angles (Lacroix et al., 2009), but the existing formulations of the bi-static reflection coefficient are based on the method of moments and are therefore computationally intensive and limited to low frequencies (<18 GHz; Liang et al., 2009; Chang and Tsang, 2011). For flat interfaces, the reflection coefficient only depends on the zenith angle and the refractive indexes of both sides of the interface. In DMRT-ML, it is obtained by Fresnel’s relationships (e.g. Jin, 1994, p. 59) using the effective dielectric constants calculated with Eq. (6).

At the air–snow interface, the energy coming down from the atmosphere  $T_B^{\text{atmos}}$  is an input variable given by the user. It is assumed isotropic in the current version of DMRT-ML but this assumption can be easily changed. The calculation of  $T_B^{\text{atmos}}$  from meteorological data requires an external model such as proposed by Rosenkranz (1998) and Saunders et al. (1999).

At the bottom interface, to account for the diversity of media that can be present below snow covers (e.g., soil, ice, lake ice, sea ice) and the diversity of electromagnetic modeling approaches for the soil, several substratum models are available in DMRT-ML and the addition of new models is easy. The role of the substratum model is to provide the reflection coefficient of the interface. DMRT-ML only takes into account the reflection of the coherent wave and neglects the diffuse reflections at the bottom interface. It means that the roughness of the interface is only partially taken into account. In addition to reflecting downwelling energy, the substratum is an emitter: the energy emitted and entering into the snowpack is calculated using the temperature of the substratum given as an input variable and the emissivity deduced from the reflection coefficient and Kirchhoff’s law.

DMRT-ML proposes 11 models that cover soil, ice, lake and semi-infinite snowpack. The user selects the type of substratum model using an identification number and provides the required variables and parameters depending on the type of model (Table 1). Since these substratum models have been published elsewhere, their evaluation is not addressed in this paper. In the case where snow lies over ice, DMRT-ML offers two options. If the ice is free of bubbles, isothermal and semi-infinite, the best option to use is the “ice” substratum model (ID 202, or ID 1 with ice dielectric constant). In any other conditions, it is recommended to represent the underlying ice using layers with a high density (up to  $917 \text{ kg m}^{-3}$  for bubble-free ice) and no substratum. The number of layers to use depends on the temperature and density profile in the ice. The total depth of the ice layers must be large enough to avoid “leakage” at the bottom. Special attention is required at low frequencies (like L band, 1.4 GHz) since ice absorption can be very weak and the layers well below 100 m can significantly contribute.

**Table 1.** Available models for the reflection coefficient of the bottom interface and required input variables and parameters. SM is the soil moisture (volume fraction),  $\varepsilon$  is the complex dielectric constant,  $\sigma$  is the surface root mean square height (in meters),  $f_{\text{clay}}$  and  $f_{\text{sand}}$  are the fractions of clay and sand,  $\rho_{\text{orga}}$  is the density of dry organic matter ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $T$  is the temperature (in K) and Q and H are dimensionless parameters. P99 stands for Pulliainen et al. (1999), D85 for Dobson et al. (1985), M87 for Mätzler and Wegmüller (1987) and M06 for Mätzler et al. (2006).

Interface model	Material	Dielectric constant	ID	Variables and parameters
No interface	None		0	
Flat surface, Fresnel	Any	prescribed	1	$\varepsilon$
Flat surface, Fresnel	Soil	from P99	2	SM, $f_{\text{clay}}$ , $f_{\text{sand}}$ , $\rho_{\text{orga}}$ , $T$
Flat surface, Fresnel	Soil	from D85	3	SM, $T$
Rough surface WM99	Any	prescribed	101	$\sigma, \varepsilon$
Rough surface WM99	Soil	from P99	102	$\sigma$ , SM, $f_{\text{clay}}$ , $f_{\text{sand}}$ , $\rho_{\text{orga}}$ , $T$
Rough surface WM99	Soil	from D85	103	$\sigma$ , SM, $T$
Flat surface, Fresnel	Ice	from M87, M06	202	$T$
QH model W83	Any	prescribed	301	$\sigma$ , Q, H, $\varepsilon$
QH model W83	Soil	from P99	302	$\sigma$ , Q, H, SM, $f_{\text{clay}}$ , $f_{\text{sand}}$ , $\rho_{\text{orga}}$ , $T$
QH model W83	Soil	from D85	303	$\sigma$ , Q, H, SM, $T$
Flat surface, Fresnel	Fresh water	from M87	402	$T$

## 2.5 Solution of the radiative transfer equation using the DISORT method

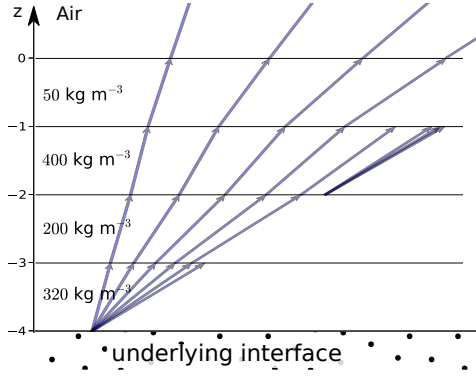
Once the extinction and scattering coefficients of every layer and the reflection coefficients at all the interfaces are known, the radiative transfer equation is solved using the DISORT method (Chandrasekhar, 1960). This method takes into account multiple scattering within and between the layers, which is an asset with respect to the iterative method (Tsang et al., 1985; Jin, 1994; Ishimaru, 1997) for which the number of calculated order of scattering is limited. It also computes the energy propagation in an unlimited number of directions (or “streams”) as opposed to the two-stream (Pulliainen et al., 1999) or six-stream (Wiesmann and Mätzler, 1999) methods whose formulations are based on a fixed and small number of directions. The drawback of the DISORT method is usually the computational cost. However, in the case of passive remote sensing, isotropic media, and when the phase function has a simple analytical form, the azimuthal dependence in Eq. (1) can be analytically integrated. This simplifies the equation and reduces the numerical complexity and computation cost with respect to other cases like active remote sensing (Stamnes et al., 1988; Picard et al., 2004) or anisotropic media. For snow passive microwave modeling, the assumption of an isotropic medium is reasonable and the DMRT theory with small scatterers predicts that the phase function is the Rayleigh phase function (Jin, 1994, Eqs. 2–26 to 2–28), which only involves the cosines of the azimuth angle.

In the single layer formulation of DISORT, the integration over the zenith angle  $\theta'$  uses a Gaussian quadrature (Jin, 1994, p. 96), i.e., it is replaced by a discrete sum of integrand evaluation at optimal angles. The number of angles  $n$  is defined by the user. This approach cannot be seamlessly transposed for multiple layers. The variations of refractive

index – mainly driven by the snow density profile – cause a change of the direction of the streams between the layers (Fig. 2). A possible approach (Liang et al., 2008) uses the same Gaussian quadrature in every layer (as in the single-layer case), which ensures an optimal integration at the expense of complex boundary conditions since cubic spline interpolations are needed to “reconnect” the streams. We use a simpler approach in DMRT-ML similar to that proposed in Jin (1994, p. 151). The angles are determined by Gaussian quadrature only in the most refractive layer. In the other layers, the angles are determined from Snell’s refraction law, which ensures the continuity of the streams between the layers. The boundary conditions are simpler at the expense of a sub-optimal integration (except in the most refractive layer). This issue is easily compensated by increasing the number of streams  $n$ .

Another consequence of using the refraction law to determine the stream angles is that the number of streams ( $n_k$ ,  $k = 1 \dots L$ , where  $L$  is the number of layers) varies from one layer to another. This is caused by the total reflection at large zenith angles when a stream propagates from a higher to a lower refractive index layer. Such streams in the high refractive index layer have no companion in the low index one. This also applies to the  $n_0$  streams emerging from the snow into the air. Since snow density is much higher than air density,  $n_0$  is usually much lower than  $n$ . The only consequence for the user is that  $n$  is not the number of emerging streams as it would be in the six-stream or two-stream methods. In practice, it is recommended to adjust  $n$  to get the wanted number of emerging streams  $n_0$  or alternatively to increase  $n$  until the residual variations of brightness temperature are less than the wanted accuracy. Figure 2 illustrates a 4-layer snowpack (with snow density values, from top to bottom, of 50, 400, 200, 320  $\text{kg m}^{-3}$ ). Only upwelling streams are represented.





**Fig. 2.** Upwelling streams for a 4-layer snowpack with varying density. The stream directions are calculated with Snell's refraction law using the real part of the effective propagation constant  $E_{\text{eff}}$  (Eq. 6) that mostly depends on snow density. The number of streams is 8 in the most dense layer and decreases as the density decreases. Only 4 streams emerge in the air above the snowpack. For clarity, downwelling streams are not represented.

In this particular example with extreme variations of density, the number of streams in the air is only 4 whereas it is 8 in the most refractive layer. The total reflection phenomenon is also called internal reflection in Wiesmann and Mätzler (1999) and causes energy trapping when a layer is surrounded by less dense layers.

Once the integration is replaced by the discrete sum, the differential Eq. (1) in  $z$  is written for every angle  $\theta_j$  ( $j = \pm 1 \dots \pm n_k$ ,  $j > 0$  and  $j < 0$  for the upward and downward directions, respectively) in each layer.

$$\mu_j \frac{d}{dz} T_B(\mu_j, z) = -\kappa_e T_B(\mu_j, z) + \sum_{j'}^{n_k} w_{j'} \mathbf{P}(\mu_j, \mu_{j'}) T_B(\mu_{j'}, z) + \kappa_a T \mathbf{I} \quad (9)$$

where  $\mu_j = \cos(\theta_j)$ ,  $\mathbf{P}$  is found in Jin (1994, Eq. 2–28) and  $\mathbf{I}$  is the unit column vector. In the following, we only present the most relevant equations, intermediate calculations are given in Jin (1994, Chaps. 4 and 5).

By introducing the asymmetric and symmetric brightness temperatures ( $T_{\text{Bs}}(\mu_j) = T_B(\mu_j) + T_B(-\mu_j)$  and  $T_{\text{Ba}}(\mu_j) = T_B(\mu_j) - T_B(-\mu_j)$  respectively), Eq. (9) becomes

$$\mu_j \frac{d}{dz} T_{\text{Ba}}(\mu_j, z) = -\kappa_e T_{\text{Bs}}(\mu_j, z), \quad (10a)$$

$$\mu_j \frac{d}{dz} T_{\text{Bs}}(\mu_j, z) = \sum_{j'}^{n_k} \mathbf{A}_{jj'} T_{\text{Ba}}(\mu_{j'}, z) + 2\kappa_a T, \quad (10b)$$

$$\mathbf{A}_{jj'} = -\kappa_e \mathbf{I} \delta_{jj'} + \frac{3}{4} \kappa_s w_{j'} \begin{bmatrix} 2(1 - \mu_j^2)(1 - \mu_{j'}^2) + \mu_j^2 \mu_{j'}^2 & \mu_j^2 \\ \mu_j^2 & 1 \end{bmatrix} \quad (10c)$$

where  $\mathbf{I}$  is the  $2 \times 2$  identity matrix and  $\delta_{jj'}$  is 1 when  $j = j'$ , otherwise 0. Note that the  $\mathbf{W}$  matrix in Jin (1994, Eq. 4–42b) is trivial in our case  $\mathbf{W} = -\kappa_e$  owing to the symmetry of the Rayleigh phase function. Differentiating Eq. (10a) and combining it with Eq. (10b) leads to a second-order ordinary system of differential equations. The solutions are of the form

$$T_{\text{Ba}}(\mu_j, z) = \sum_m^{2n_i} [x_m \exp(\alpha_m z) + y_m \exp(-\alpha_m(z+d))] T_{\text{Ba},m}^0(\mu_j) + 2T \mathbf{I}, \quad (11)$$

where  $d$  is the layer depth,  $\alpha_m = +\sqrt{\Lambda_m}$ , ( $m = 1 \dots 2n_i$ ) and  $\Lambda_m$  are the eigenvalues and  $T_{\text{Ba},m}^0(\mu_j)$  the eigenvectors of the  $2n_i \times 2n_i$  matrix whose elements are  $\frac{\kappa_e}{\mu_j} \mathbf{A}_{jj'}^{pp'}$  ( $j = 1 \dots N$ ,  $p = v, h$  and  $j' = 1 \dots N$ ,  $p' = v, h$ ).  $x_m$  and  $y_m$  are  $2 \times 2n_i$  unknown constants to be determined with the boundary conditions. In DMRT-ML, the eigenvalue problem is solved using LAPACK routines (Anderson et al., 1999).

Combining Eqs. (10b) and (11), the solutions for the symmetric brightness temperature are

$$T_{\text{Bs}}(\mu_j, z) = \sum_m^{2n_i} [x_m \exp(\alpha_m z) - y_m \exp(-\alpha_m(z+d))] T_{\text{Bs},m}^0(\mu_j), \quad (12a)$$

$$T_{\text{Bs},m}^0(\mu_j) = \sum_{j'}^{n_k} \frac{1}{\mu_j \alpha_m} \mathbf{A}_{jj'} T_{\text{Ba},m}^0(\mu_{j'}) = \kappa_e \mu_j \alpha_m T_{\text{Ba},m}^0(\mu_j). \quad (12b)$$

Note that  $T_{\text{Ba},m}^0(\mu_j)$  and  $T_{\text{Bs},m}^0(\mu_j)$  are written  $E$  and  $Q$ , respectively, in Jin (1994, p. 102).

The boundary conditions express the conservation of energy at every interface. For each layer  $k$  of depth  $d_k$ , every direction  $j$  and polarization, there are two boundary conditions (Jin, 1994, Eqs. 5–10a and 5–10c). The boundary condition at the top interface is

$$\begin{aligned} & \sum_m^{n_k} \left[ (1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) T_{\text{Ba},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right. \\ & \left. - (1 + \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) T_{\text{Bs},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right] x_{m,k} \\ & + \left[ (1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) T_{\text{Ba},m,k}^0(\mu_{j,k}) + \right. \\ & \left. (1 + \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) T_{\text{Bs},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right] \exp(-\alpha_{m,k} d_k) y_{m,k} \\ & - \sum_m^{n_{k-1}} (1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) \left[ T_{\text{Ba},m,k-1}^0(\mu_{j,k}) \right. \\ & \left. - T_{\text{Bs},m,k-1}^0(\mu_{j,k}) \right] \exp(-\alpha_{m,k-1} d_{k-1}) x_{m,k-1} \\ & - (1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) \left[ T_{\text{Ba},m,k-1}^0(\mu_{j,k}) \right. \\ & \left. + T_{\text{Bs},m,k-1}^0(\mu_{j,k}) \right] y_{m,k-1} \\ & = (1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}) (T_{k-1} - T_k), \end{aligned} \quad (13)$$

and the one at the bottom interface is

$$\begin{aligned}
 & \sum_m^{n_{k+1}} \left(1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) \left[ \mathbf{T}_{\text{Ba},m,k+1}^0(\mu_{j,k}) \right. \\
 & \quad \left. + \mathbf{T}_{\text{Bs},m,k+1}^0(\mu_{j,k}) \right] x_{m,k+1} \\
 & + \left(1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) \left[ \mathbf{T}_{\text{Ba},m,k+1}^0(\mu_{j,k}) \right. \\
 & \left. - \mathbf{T}_{\text{Bs},m,k+1}^0(\mu_{j,k}) \right] \exp(-\alpha_{m,k+1} d_{k+1}) y_{m,k+1} \\
 & - \sum_m^{n_k} \left[ \left(1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) \mathbf{T}_{\text{Ba},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right. \\
 & \left. + \left(1 + \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) \mathbf{T}_{\text{Bs},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right] \exp(-\alpha_{m,k} d_k) x_{m,k} \\
 & - \left[ \left(1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) \mathbf{T}_{\text{Ba},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right. \\
 & \left. - \left(1 + \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) \mathbf{T}_{\text{Bs},m,k}^0(\mu_{j,k}) \right] y_{m,k} \\
 & = \left(1 - \mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}\right) (T_k - T_{k+1}),
 \end{aligned} \tag{14}$$

where  $\mathbf{r}_{j,k}^{\text{top}}$  and  $\mathbf{r}_{j,k}^{\text{bottom}}$  are the reflection coefficients for streams going from the layer  $k$  to the upper  $k - 1$  and lower  $k + 1$  layers respectively. At the top of the snowpack, Eq. (13) is formally valid if  $x_0$  and  $y_0$  are set to zero and  $T_0$  is  $T_{\text{B}}^{\text{atmos}}$ . At the bottom of the snowpack, Eq. (14) is valid if  $x_{L+1}$  and  $y_{L+1}$  are set to 0, the reflection coefficients  $\mathbf{r}_{j,L}^{\text{bottom}}$  are calculated with the substratum model (Table 1) and  $T_{L+1}$  is the substratum temperature.

The set of boundary conditions forms a linear system of  $N$  equations ( $N = 4 \sum_k n_k$ ). Since the unknowns  $x$  and  $y$  in layer  $k$  are only linked to unknowns in layer  $k - 1$  and  $k + 1$ , the system can be arranged in block-diagonal structure and can be solved using the efficient banded matrix solver in LAPACK. The brightness temperature emerging from the snowpack is then calculated with

$$\begin{aligned}
 T_{\text{B}}(\mu_{j,0}, z = 0) = & \left(1 - \mathbf{r}_{j,0}^{\text{bottom}}\right) \left( T_1 + \sum_m^{n_1} \right. \\
 & \left[ \mathbf{T}_{\text{Ba},m,1}^0(\mu_{j,0}) + \mathbf{T}_{\text{Bs},m,1}^0(\mu_{j,0}) \right] x_{m,1} \\
 & \left. + \left[ \mathbf{T}_{\text{Ba},m,1}^0(\mu_{j,1}) - \mathbf{T}_{\text{Bs},m,1}^0(\mu_{j,1}) \right] \right. \\
 & \quad \left. \exp(-\alpha_{m,1} d_1) y_{m,1} \right).
 \end{aligned} \tag{15}$$

The value from this last equation is returned to the user as the simulated top-of-snowpack brightness temperature.

## 2.6 Post-computation: emissivity and reflectivity

The emissivity, i.e., the coefficient measuring the departure from a black body, is often used to present modeling results in passive microwave studies instead of brightness temperature (whose value is related to the snow physical temperature). Only when the medium is strictly isothermal, that is, when the physical temperature of snow and the underlying

medium is uniform and equal to  $T$ , it is possible to compute the emissivity using a single simulation and the following equation:

$$e = \frac{T_{\text{B}}}{T}. \tag{16}$$

For a nonconstant temperature profile, which is the rule for any natural snowpack, the definition of emissivity is not trivial. To mimic the in-equilibrium case and the Kirchhoff law, the emissivity can be defined as one minus the reflectivity of the medium (Peake, 1959). The calculation requires two simulations with slightly different atmospheric brightness temperatures ( $T_{\text{B}}^{\text{atmos}}$  and  $T_{\text{B}}^{\text{atmos}} + \Delta T_{\text{B}}^{\text{atmos}}$ ). Assuming  $T_{\text{B}}$  and  $T'_{\text{B}}$  are the results of these simulations, the reflectivity and emissivity are given by

$$e = 1 - r = 1 - \frac{T'_{\text{B}} - T_{\text{B}}}{\Delta T_{\text{B}}^{\text{atmos}}}. \tag{17}$$

In practice, using  $T_{\text{B}}^{\text{atmos}} = 0$  and  $\Delta T_{\text{B}}^{\text{atmos}} = 1$  K is recommended.

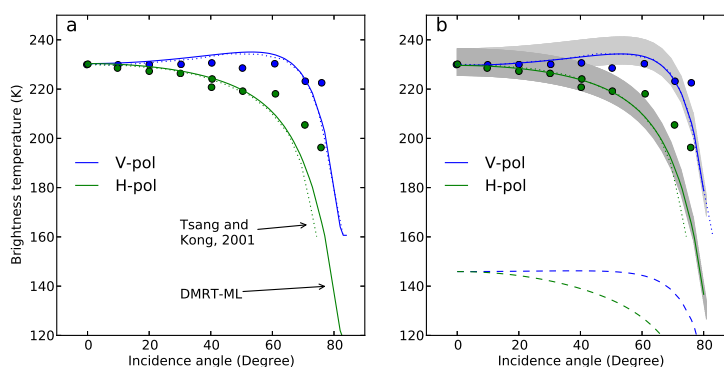
## 3 Results

This section presents the sensitivity of DMRT-ML to the most important snow properties required as inputs. It also discusses the limitations of the model and provides the range of validity of the input variables whenever possible.

### 3.1 Sensitivity to ice dielectric constant

Figure 3a shows brightness temperatures at 18 GHz as a function of the zenith angle calculated with DMRT-ML and calculated by Kong et al. (1979) together with observations reported by Tsang and Kong (2001, Fig. 7.7.2). The medium is considered semi-infinite, the grain size was chosen to be 1.75 mm and the ice dielectric constant  $\epsilon_{\text{ice}} = 3.2 + i0.016$ . The result of the DMRT-ML simulation with prescribed dielectric constant (solid line) closely matches the original calculation (dotted line) by Tsang and Kong (2001) up to incidence angles of 65°. This provides a technical validation of our implementation in the single layer case. However, the imaginary part of the ice dielectric constant used by Kong et al. (1979) was an order of magnitude higher than the one obtained with the more recent Eq. (2) from Mätzler and Wegmüller (1987). With the latter parameterization, the brightness temperatures simulated using the same grain size of 1.75 mm are much lower (dash line in Fig. 3b), leading to a strong disagreement with the observations. Modeling results and observations can be reconciliated by using a smaller radius of 0.83 mm (solid line in Fig. 3b). This new simulation yields results very close to those of the original simulation and observations.

Even if Eq. (2) is likely closer to reality than earlier formulas, the parameters of ice dielectric constants are still not



**Fig. 3.** Comparison of DMRT-ML simulations (solid line) at 18 GHz with previous calculations (Tsang and Kong, 2001) (dotted curve) and with experimental observations (filled dots). The medium is semi-infinite, with a density of  $350 \text{ kg m}^{-3}$ , a temperature of 272 K, a grain radius of 1.75 mm and an ice dielectric constant of  $3.2 + j0.016$ . Simulations with a more realistic dielectric constant (Mätzler and Wegmüller, 1987) are shown on the right panel with the original radius of 1.75 mm (dashed curve) and refitted radius of 0.83 mm (solid line). The gray bars represent variations of the dielectric constant imaginary part of  $\pm 20\%$  around in the later case.

well constrained by measurements especially at low frequencies (Jiang and Wu, 2004) and the uncertainty is unknown. The consequences on the predicted brightness temperature can be significant as illustrated in Fig. 3b (gray area) obtained by assuming an error of  $\pm 20\%$  of the dielectric loss (imaginary part of the dielectric constant). At a  $53^\circ$  incidence angle for instance, the error is 11 and 12 K at vertical and horizontal polarizations respectively. Such an error is significant and must be taken into account in the interpretation of simulations by thermal microwave emission models.

### 3.2 Sensitivity to the grain size

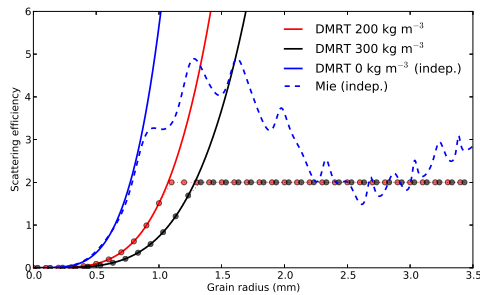
The significant sensitivity of microwave thermal radiation to snow grain size is widely recognized (Zwally, 1977). It stems from the fact that snow grains are usually smaller than the wavelength in the microwave range and their scattering coefficient (Eq. 8c) increases as the cubic power of the sphere radius  $a$ . Figure 4 presents the variation of the scattering efficiency ( $Q_s = 4a\kappa_s/3f$ ) as a function of sphere radius. The calculations with DMRT-ML (for various densities) are plotted as solid lines.

In contrast, the absorption coefficient increases linearly with the size. It results that the emissivity and the brightness temperature of a semi-infinite medium strongly decrease with size (Fig. 5). The difference between vertical and horizontal polarizations also slightly decreases as scattering increases.

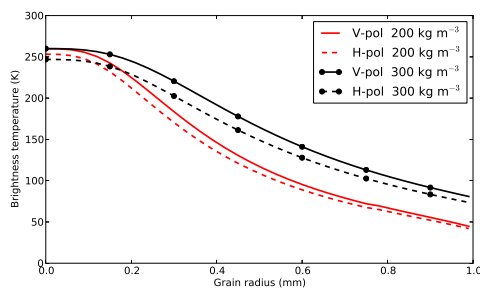
An important consequence of this cubic dependence is that a collection of spheres with different sizes is not equivalent to a collection of identical spheres with the averaged size. The contribution of the largest spheres of the collection to scattering is comparably greater than the contribution of the small-

est. However, Jin (1994) shows that, under the assumption of small grains, any collection can be represented by equal-radius spheres with an equivalent grain size  $a_c$ . This size is always larger than the average of the distribution but depends on the distribution shape as well as snow density (Jin, 1994, Eq. 3–42 and Figs. 3–11, 3–12). In DMRT-ML, we implemented the calculation for a Rayleigh distribution of size and reached the same conclusion as Jin (1994). Unfortunately, the results are highly dependent on the choice of the distribution and especially on the slope of the upper tail of the distribution. For instance, a log-normal distribution – relevant for snow (Flanner and Zender, 2006) – features many very large grains for a reasonable mean grain size, which leads to the divergence of the DMRT-ML calculation and breaks the assumptions of small scatterers. In practice, the choice of the distribution is difficult and is related to the more general issue of the representation of snow by a collection of spherical grains.

Figure 4 also illustrates the empirical correction for large particles proposed in DMRT-ML (Sect. 2.3). The corrected scattering efficiency (circles) is limited to a maximum value of 2, which corresponds to the theoretical asymptotic value for very large particles (Grody, 2008). This correction eliminates the unrealistic divergence of the scattering efficiency for large grain sizes (solid line). Nevertheless, the quality of this correction is difficult to evaluate for dense media. For a sparse medium however, the scatterers are independent and the scattering efficiency is obtained by Mie's calculation (Warren, 1982). Figure 4 (dashed blue curve) shows that the Mie scattering efficiency at 89 GHz diverges from DMRT-ML with density tending to  $0 \text{ kg m}^{-3}$  (i.e., independent scatterers) for grain radii larger than 0.75 mm (i.e.,  $a \approx \lambda/5$  and  $Q_s$  of 2–3). This is in agreement with our correction.

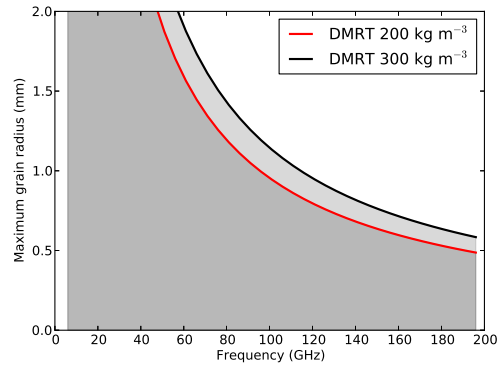


**Fig. 4.** Scattering efficiency ( $Q_s = 4a\kappa_s/3f$ ) at 89 GHz as a function of the grain size for different approximations and densities: Independent scattering approximation (applies for very small density only) using DMRT-ML with a density approaching 0 (solid blue line), or full Mie calculation (dashed blue line); DMRT-ML QCA-CP nonsticky with a density of  $200 \text{ kg m}^{-3}$  (solid red line) and  $300 \text{ kg m}^{-3}$  (solid black line). Dotted curves show calculations based on the DMRT-ML theory with a limitation of the scattering efficiency at  $Q_s = 2$ , for two different densities.



**Fig. 5.** Brightness temperature at 89 GHz,  $53^\circ$  incidence angle, horizontal and vertical polarizations (dashed and solid line, respectively) as a function of the grain size with a density of  $200 \text{ kg m}^{-3}$  (red) and  $300 \text{ kg m}^{-3}$  (black).

However, Mie efficiency reaches a maximum value of nearly 5 and remains largely above 2 in the range of realistic grain sizes. This is not reproduced by our correction. In fact, the convergence towards 2 is only observed at much larger grain sizes. This result suggests that the empirical correction would be more accurate if the efficiency limit were increased up to a value around 4. However, this result was derived in particular conditions (sparse medium, 89 GHz) and its generality is unknown. We therefore recommend to use the correction with caution and only when a very limited number of layers in the snowpack have large grains. It is worth noting that the condition  $Q_s < 2$  is valid for most types of snow at frequencies lower or equal to 89 GHz as shown in Fig. 6. Harlow and Essery (2012, Fig. 11) show using Mie-QCA with sticky spheres ( $\tau = 0.2$ ) that this assumption is valid up to about 60 GHz for 1 mm-radius particles and to 200 GHz for particles of 0.3 mm radius and smaller. This confirms that the



**Fig. 6.** Range of grain sizes for which the DMRT-ML QCA-CP nonsticky is reasonably valid as a function of the frequency for snow at 260 K and 200 (red) or  $300 \text{ kg m}^{-3}$  (black). The upper limit is the grain size for which the scattering efficiency reaches a value of 2.

general criteria  $a \lesssim \lambda/5$  is adequate to evaluate the validity of QCA-CP for small scatterers.

However, even if the condition  $Q_s < 2$  is true, we note that the brightness temperatures become unrealistically low before  $Q_s$  reaches a value of 2 (which occurs for  $a > 1 \text{ mm}$  in Fig. 5). For example, the lowest brightness temperature ever observed at 89 GHz in Antarctica by AMSR-E is 117 K.

### 3.3 Influence of snow density

Snow density is involved in many components of the model. It drives (i) the proximity of the grains, thus the scattering coefficient of the medium in relation with the grain size (Eqs. 5, 6); (ii) the mass of ice, thus the absorption coefficient; (iii) the real part of the refractive index, which determines the stream angles, and the transmission and reflection coefficients of every interface (West et al., 1996).

The first two effects are illustrated in Fig. 7 at 37 GHz and for a grain size of 0.3 mm. The absorption and scattering coefficients are calculated assuming a medium of “ice spheres in air” for density less than half of the pure ice density (i.e., fractional volume of 50%) and “air spheres in ice” otherwise. The discontinuity observed in Fig. 7 comes from the fact that both representations are not strictly equivalent even at a fractional volume of 50%.

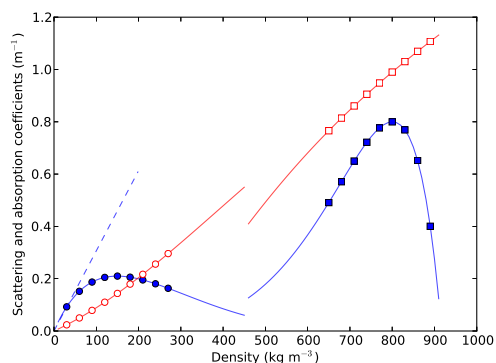
The absorption coefficient increases almost linearly with the density because the ice is the only absorber. In contrast, the case of the scattering coefficient is more complex. For very low density, the medium is sparse and the scattering coefficient calculated with the DMRT-ML theory increases closely to the one calculated with the independent scatterers assumption (Fig. 7, dashed line). However, for densities larger than  $100 \text{ kg m}^{-3}$ , the latter becomes invalid, because the scatterers are too close to be considered independent –

they are in fact in the shadow of each other, which weakens their scattering efficiency (Liang et al., 2006). This effect is nicely captured by the DMRT-ML theory (Tsang et al., 2000b, Fig. 10.4.5), which predicts that the rate of variation of the scattering coefficient decreases with density. The coefficient reaches a maximum at a density around  $150 \text{ kg m}^{-3}$  and decreases for higher densities. Although this general behavior is expected, the accuracy of the DMRT-ML theory is not well known at such high densities. Recent work using exact numerical calculation has shown that the theory DMRT-ML QCA starts to deviate from fractional volume around 30 % (Liang et al., 2006), i.e., a density of  $275 \text{ kg m}^{-3}$  (validity range represented by circles in Fig. 7). However, the generality of this result for smaller grains, moderate stickiness or under the QCA-CP assumption is unexplored. If we assume that the value of 30 % is correct and applies also for “air spheres in ice”, the theory would be valid in the range  $640\text{--}917 \text{ kg m}^{-3}$  (represented by squares in Fig. 7). Unfortunately, snow density falls in the intermediate range ( $275\text{--}640 \text{ kg m}^{-3}$ ) in many conditions. To deal with this issue in practice, a pragmatic option is to consider the deviation above 30 % fractional volume is moderate with respect to other errors (such as grain size measurements) and to apply DMRT-ML QCA-CP using the most adequate medium representation as a function of the density as in Fig. 7. A second option is to interpolate the scattering and absorption coefficients using polynomials fitted with anchor points taken in both domains where the theory is valid. This option called “bridging” (Dierking et al., 2012) is appealing because it yields continuous relationships as a function of the density. However, the sensitivity to the choice of the polynomial order and the anchor points has to be evaluated. Therefore, the “bridging” option is not implemented in DMRT-ML yet.

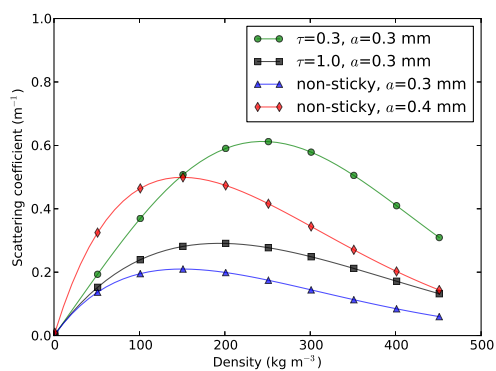
### 3.4 Influence of the stickiness

Figure 8 shows the scattering coefficient at 37 GHz as a function of density for different values of the stickiness parameter  $\tau$  and grain radius  $a$  for a given temperature. It shows that the scattering coefficient increases as the stickiness parameter  $\tau$  decreases (from blue to black to green curves). The lower values of stickiness correspond indeed to stronger attractions between spheres and a more pronounced clustering effect. Clusters are “seen” by the microwaves as larger objects than the particles they are made of. It means that they scatter more than if the particles were randomly positioned (i.e. nonsticky case). However, the stickiness parameter is not just a scaling factor of the grain size. In fact, a cluster of small particles is not equivalent to a large particle as illustrated in Fig. 8: the sensitivity to the density is different between a cluster (green curve) and a large particle (red curve). The stickiness tends to shift the maximum of the scattering coefficient toward a larger density.

In practice, choosing a realistic value of stickiness to represent natural snow is difficult. There is currently no means



**Fig. 7.** Scattering (blue and plain symbols) and absorption (red and hollow symbols) coefficients at 37 GHz as a function of the density. The temperature is 260 K and the grain radius is 0.3 mm. The model “ice spheres in air” is used for densities less than half the pure ice density ( $458.5 \text{ kg m}^{-3}$ ). For higher densities, the model “ice spheres in ice” is used. Circles and squares show the domain of validity of the DMRT-ML theory for each model. The scattering coefficient under the assumption of independent “ice spheres in air” is shown as a blue dash curve.



**Fig. 8.** Scattering coefficient at 37 GHz as a function of the density for different stickiness parameters  $\tau$  and grain radius  $a$ . The temperature is 260 K.

to estimate this value either from field measurements, 3-D images of snow micro-structure or snow evolution model outputs. As for choosing a grain size distribution, the core of the problem is the representation of snow by spheres. Tsang et al. (2008) suggest to use  $\tau = 0.1$  because it yields a frequency-dependence in better agreement with measurements. With such a low value, the clustering effect is in fact very strong and the size of the cluster approaches the wavelength (long-range effect), which explains the change of the frequency-dependence. Mätzler (1998) suggests to use a higher value,  $\tau = 0.2$ , based on a comparison between the

density dependence in DMRT-ML with various degrees of stickiness and in the improved Born approximation (Mätzler, 1998).

The implementation of the stickiness in DMRT-ML is limited to the “short range” version, i.e., both the grains and the cluster must be small with respect to the wavelength. In practice,  $\tau$  should be larger than its theoretical minimum value of  $(2 - \sqrt{2})/6 = 0.098$  (Tsang et al., 2000b, p. 427). After Tsang et al. (2000b, Fig. 8.4.3) and our own calculation (not shown), the “short range” calculation is valid for  $\tau$  values larger than 0.25 and grain sizes, which respects the small scatterer assumption. For lower  $\tau$ , the validity depends on the grain size.

### 3.5 Influence of the liquid water content

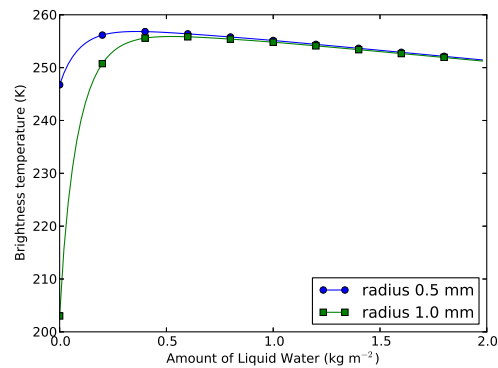
Figure 9 shows the relationship between the brightness temperature at 19 GHz and horizontal polarization as a function of the total amount of liquid water content. The snowpack is considered homogeneous, except that the liquid water is concentrated in the top 10 cm. This calculation confirms the strong influence of the liquid water on brightness temperature, which is exploited to detect snowmelt events from passive microwave observations (e.g. Picard and Fily, 2006). It also shows that brightness temperature reaches a nearly constant value from about  $0.5 \text{ kg m}^{-2}$  of liquid water. This feature explains why the retrieval of the amount of liquid water from passive microwave observation is probably impossible. The threshold value,  $0.5 \text{ kg m}^{-2}$ , is close to value obtained with the MEMLS model (Tedesco et al., 2007) and that obtained indirectly by comparing observations and outputs of the RACMO regional snow and atmosphere model (Kuipers Munneke et al., 2012).

### 3.6 Layered snowpack

It is well known that the natural snowpack is composed of relatively homogeneous layers formed by episodes of accumulation and subject to metamorphisms. Hence, the density and grain size (and stickiness) can be different in every layer. Since the electromagnetic properties (i.e., the scattering and absorption coefficients and the effective constant of propagation) have a nonlinear dependence to the snow properties, the single-layer “average” snowpack is not electromagnetically equivalent to the multi-layer snowpack. In addition, the temperature is rarely uniform within the snowpack, especially close to the surface where the strong temperature gradients are caused by the daily variations of solar energy (Brandt and Warren, 1993).

Several effects can result from the layered nature of the snowpack. In general, accounting for the multi-layered nature is particularly important for

- the difference between the horizontal and vertical polarizations. The difference is particularly sensitive to reflection at the air–snow interface, which is driven by the



**Fig. 9.** Brightness temperature at 19 GHz and horizontal polarization as a function of the total amount of liquid water in the snowpack. The temperature is 273 K, density is  $300 \text{ kg m}^{-3}$  and there exist two grain size values (0.5 and 1 mm). The liquid water is concentrated in the top first 10 cm of the snowpack.

density in the upper layer and by the reflection at the internal interface, which depend on the contrast of density between successive layers. There are several experimental and theoretical evidences of this effect (Mätzler et al., 1984; Liang et al., 2008; Champollion et al., 2013). Smoothing the profile of density in simulation results directly in a decrease of the difference between the polarizations.

- the spectrum of emissivity. It is particularly sensitive to the scattering and absorption profiles because the penetration depth highly depends on the frequency. For instance, Brucker et al. (2010) showed that the spectra observed in Antarctica cannot be explained with a homogeneous snowpack, and that the increase of grain size with depth is a necessary condition to explain the observed spectra. In some extreme cases called “anomalous spectra” by Rosenfeld and Grody (2000), the observed emissivity increases with frequency although the emissivity of a homogeneous snowpack decreases with frequency due to a stronger increase of scattering relative to that of the absorption. To illustrate the effect of the resolution of the snow parameter profiles, the calculation presented in Brucker et al. (2011a) using the original 2.5 cm high-resolution profiles of grain size and density measured at Dome C in Antarctica are presented in Fig. 10 along with calculations using lower-resolution profiles. The simulations are performed at 19 and 37 GHz with a homogeneous temperature of 219 K (the annual mean at Dome C). Only the resolution in the upper 3 m for which measurements were available is varied. Figure 10 shows that coarser-resolution results in higher brightness temperatures (up to about 8%), except for the lowest resolution (3 m-thick layer,

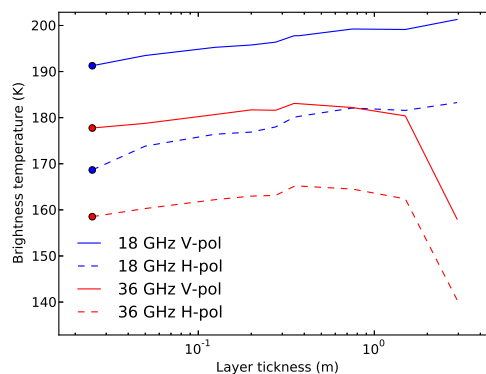
corresponding to the homogeneous snowpack). This complex dependence might be explained by the fact that the modeled brightness temperature is more sensitive to the resolution of the density profile than that of the grain size (simulations not shown) and that the density dependence of the electromagnetic properties is not monotonic as shown in Fig. 7. These results are specific to Dome C but they emphasize the importance of the resolution of the input parameters.

- time series of brightness temperature. Even if the grain size and density are assumed homogeneous the temperature profile is rarely uniform nor constant over time in snow and its variations can even be significant in the layer identified in the field based on the homogeneity of the grains and compactness. The variations of temperature near the surface are in general more rapid than the change of grain size and density due to metamorphism, and thus have the most important contribution to the short-term brightness temperature variations. Simulations at Dome C in Brucker et al. (2011a) show that even with grain size and density profiles taken constant over a few years (metamorphism is very slow at Dome C due to low temperature), the variations of brightness temperature are well reproduced ( $\approx 2$  K) using measured time series of temperature profiles. Reducing the resolution of the temperature profile would result in a smoother time series.

#### 4 Validation of DMRT-ML with external data

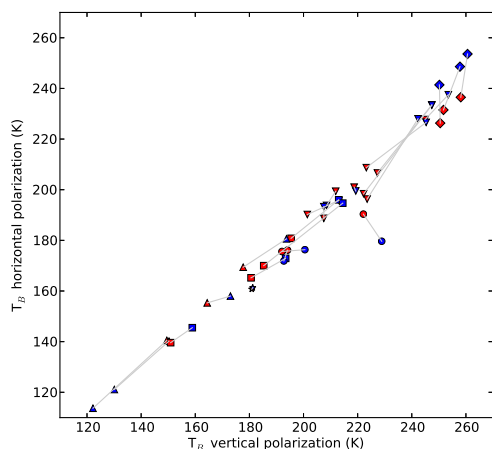
The comparison between measured brightness temperatures and results of DMRT-ML simulations using measured inputs was addressed in several studies: for a typical dry semi-infinite snowpack in Antarctica (Brucker et al., 2011a), for Arctic and sub-Arctic seasonal snowpacks (Roy et al., 2013) and for snow overlying ice as found in the ablation zone of the ice sheets (Dupont et al., 2012). In the three cases, it was necessary to estimate some parameters by optimization with respect to the measured brightness temperature. It is indeed difficult to measure all the input variables and parameters and the brightness temperatures with the same representativeness. In addition, some quantities – like the snow grain size and the soil properties – are notoriously difficult to determine in the field. The representation of snow grain in the DMRT-ML theory by spherical particles is also a conceptual difficulty.

Hence, the results of the comparisons and the errors estimated in these studies depends on the methodology and are meaningless out of the context of each study. Nevertheless, these studies converge on two facts. First, the grain size derived from specific surface area measurements, i.e., optical radius, needs to be increased by a factor between 2.8 and 3.5 to be suitable as input of DMRT-ML (see discussion in

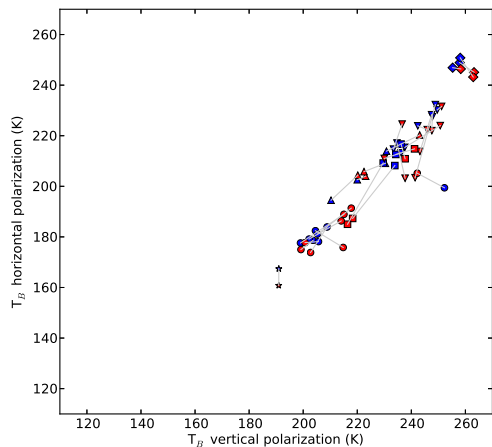


**Fig. 10.** Brightness temperature at 18.7 and 36.5 GHz at Dome C, Antarctica, simulated as a function of the resolution of the profiles of grain size and density. The original profiles are presented in Brucker et al. (2011a) and are composed of two parts: the upper 3 m were measured with a vertical resolution of 2.5 cm (simulation marked by a symbol) and the lower part (3 to 100 m depth) is a deterministic function of the depth. The profiles at lower resolutions are generated by merging successive layers in the upper part only to emphasize the influence of measured profile resolution, the lower part remaining unchanged. The x axis reports the thickness of the layers, from 2.5 cm (original profile) to 3 m (i.e. one single layer for the upper part).

Roy et al., 2013). There is no evidence that similar adjustments would be required for the density or temperature measurements. Second, the model predicts reliable dependence between horizontal and vertical polarizations near the Brewster angle ( $50$ – $55^\circ$ ). Figures 11 and 12 illustrate the latter point for the polarizations at 37 and 19 GHz respectively. They show the brightness temperature at horizontal polarization versus vertical polarization for all the snow pits or pixels analyzed in Brucker et al. (2011a), Roy et al. (2013), and Dupont et al. (2012). Observations (in red) were acquired with a ground-based radiometer except at Dome C (stars), where measurements were recorded by the advanced microwave scanning radiometer for EOS (AMSR-E). DMRT-ML predictions are in blue. A large variety of environments are represented: Antarctica, ice-sheet ablation area, Arctic tundra, Arctic windy tundra, Arctic fen, and grassland. Each gray line links the observation and simulation result from the same snow pit or pixel. The length of each line illustrates the discrepancy between the observation and the simulation result of the order of 2–13 K but, as stated before, this is not an absolute error since it depends on the calibration procedure that differs between the studies. The relationship between the polarizations can be safely interpreted as it is almost independent of the calibration: Figs. 11 and 12 demonstrate that the measured brightness temperatures at both polarizations are highly correlated over a large range of about 120 K at



**Fig. 11.** Brightness temperatures at 55° incidence angle and 37 GHz, at vertical polarization versus horizontal polarization for a variety of sites: Dome C, Antarctica (stars), Arctic tundra (triangles up), Arctic windy tundra (triangles down), Arctic fen (squares), grassland (diamonds), ice-sheet ablation or percolation areas (circles). Observations are in red and DMRT-ML predictions in blue. The gray lines link the observation and prediction of the same site.



**Fig. 12.** Same as Fig. 11 for a frequency of 19 GHz.

37 GHz and 70 K at 19 GHz. Part of this correlation stems from the linear relationship between the brightness temperature and the snow physical temperature. However the range of physical temperature – typically from  $-55$  to  $0$  °C – is less than the brightness temperature ranges. It means that the emissivities at both polarizations are correlated. At 19 GHz, the correlation is lower than at 37 GHz. A probable explana-

tion is the larger contribution of the substratum at the lower frequency due to the longer penetration depth. The important point is that the model nicely reproduces this general correlation. Even where the model and the observations disagree (i.e. long gray lines), the correlation between polarizations remains (i.e. the gray lines follow the general trend of the points).

## 5 Conclusions

The DMRT-ML is a physically based model used to compute brightness temperature at any frequency in the microwave range and at horizontal and vertical polarizations from input variables describing multi-layered snowpack and its environment. These variables and parameters include the profiles of snow temperature, density, grain size, stickiness, and liquid water content, the characteristics of the substratum (e.g. soil moisture, texture and temperature in the case of a soil substratum), and the downwelling atmospheric brightness temperature.

The paper presents the sensitivity of the microwave emission to the most important input variables and parameters and makes recommendations on the validity ranges of these variables and parameters, either constrained by the underlying DMRT-ML theory or by the specific DMRT-ML implementation. The validation of DMRT-ML with external in situ measurements is detailed in several studies (Brucker et al., 2011a; Roy et al., 2013; Dupont et al., 2012) for various environments. The error found between predicted and observed brightness temperatures ranged between 2 and 13 K, which gives the magnitude of accessible errors but which depend on the methodology used for the comparison. In particular, the choice of the relationship to relate the measured grain size to the grain size metric relevant to the DMRT-ML theory is critical and no ideal solution exists yet. However, these studies add up to many others that have contributed to validate the DMRT-ML theory (Macelloni et al., 2001; Tsang and Kong, 2001; Tedesco et al., 2004; Grody, 2008). Currently, the most problematic point is probably the limited accuracy of the DMRT-ML theory for intermediate density values (about  $300$ – $500$   $\text{kg m}^{-3}$ ) that are commonly observed in natural snow and firn. An empirical correction of this problem has been recently proposed (Dierking et al., 2012). Even though it could be accurate enough, it has not the theoretical grounds that characterize the DMRT-ML theory and makes one of its merits. Further improvements are needed.

The main characteristics of the DMRT-ML implementation are the availability as an open source software, the efficiency of the computation due to the use of Fortran90 and LAPACK library, the wide range of cryospheric environments that can be modeled without any change of the source code (dry and wet snowpack, seasonal snow over soil, seasonal snow over bubbly ice, frozen lakes, perennial snow, etc.). In addition, modeling sea ice will be possible in the near



future with the implementation of the dielectric constants of salted snow and water. These particularities are strong assets for the coupling of DMRT-ML with land surface models (Vionnet et al., 2012) and for the integration as an observation operator into data assimilation schemes or computationally intensive inverse methods. DMRT-ML is available for download at <http://lgege.osug.fr/~picard/dmrtml/>.

*Acknowledgements.* This work was supported by the French Programme National de Télédétection Spatiale, the Centre National d'Étude Spatiale, the Programme Internationale de Collaboration Scientifique (CNRS) between Grenoble's and Sherbrooke's universities and the Canadian Natural Sciences and Engineering Research Council. The manuscript was written in part during a visit at Sherbrooke university supported by the grant CMIRA 2012 ExploraPro, Region Rhone-Alpes. We thank S. Morin for helpful comments and the DMRT-ML user community for bug reports and suggestions through the DMRT-ML mailing-list.

Edited by: K. Gierens



The publication of this article is financed by CNRS-INSU.

## References

- Abdalati, W. and Steffen, K.: Snowmelt on the Greenland Ice Sheet as Derived from Passive Microwave Satellite Data, *J. Climate*, 10, 165–175, 1997.
- Abdalati, W. and Steffen, K.: Accumulation and hoar effects on microwave emission on the Greenland ice sheet dry snow zones, *J. Glaciol.*, 44, 523–531, 1998.
- Anderson, E., Bai, Z., Bischof, C., Blackford, S., Demmel, J., Dongarra, J., Du Croz, J., Greenbaum, A., Hammarling, S., McKenney, A., and Sorensen, D.: LAPACK Users' Guide, 3rd Edn., Soc. Industrial Appl. Math., Philadelphia, PA, 1999.
- Arnaud, L., Picard, G., Champollion, N., Domine, F., Gallet, J., Lefebvre, E., Fily, M., and Barnola, J.: Measurement of vertical profiles of snow specific surface area with a 1 cm resolution using infrared reflectance: instrument description and validation, *J. Glaciol.*, 57, 17–29, doi:10.3189/002214311795306664, 2011.
- Athern, R. J., Winebrenner, D. P., and Vaughan, D. G.: Antarctic snow accumulation mapped using polarization of 4.3-cm wavelength microwave emission, *J. Geophys. Res.*, 111, 10 pp., doi:10.1029/2004JD005667, 2006.
- Borghese, F., Denti, P., and Saija, R.: Scattering from model nonspherical particles theory and applications to environmental physics, Springer, Berlin, New York, available at: <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&scope=site&db=nlebk&db=nlabk&AN=255898>, 2007.
- Brandt, R. E. and Warren, S. G.: Solar-heating rates and temperature profiles in Antarctic snow and ice, *J. Glaciol.*, 39, 99–110, 1993.
- Brogioni, M., Macelloni, G., Palchetti, E., Paloscia, S., Pampaloni, P., Pettinato, S., Santi, E., Cagnati, A., and Crepez, A.: Monitoring Snow Characteristics With Ground-Based Multifrequency Microwave Radiometry, *IEEE T. Geosci. Remote*, 47, 3643–3655, doi:10.1109/TGRS.2009.2030791, 2009.
- Brucker, L. and Markus, T.: Arctic-Scale Assessment of Satellite Passive Microwave Derived Snow Depth on Sea Ice using Operation IceBridge Airborne Data, *J. Geophys. Res. Oceans*, 118, 14 pp., doi:10.1002/jgrc.20228, 2013.
- Brucker, L., Picard, G., and Fily, M.: Snow grain size profiles deduced from microwave snow emissivities in Antarctica, *J. Glaciol.*, 56, 514–526, doi:10.3189/002214310792447806, 2010.
- Brucker, L., Picard, G., Arnaud, L., Barnola, J., Schneebeli, M., Brunjail, H., Lefebvre, E., and Fily, M.: Modeling time series of microwave brightness temperature at Dome C, Antarctica, using vertically resolved snow temperature and microstructure measurements, *J. Glaciol.*, 57, 171–182, 2011a.
- Brucker, L., Royer, A., Picard, G., Langlois, A., and Fily, M.: Hourly simulations of the microwave brightness temperature of seasonal snow in Quebec, Canada, using a coupled snow evolution emission model, *Remote Sens. Environ.*, 115, 1966–1977, doi:10.1016/j.rse.2011.03.019, 2011b.
- Butt, M. J. and Kelly, R. E. J.: Estimation of snow depth in the UK using the HUT snow emission model, *Int. J. Remote Sens.*, 29, 4249–4267, doi:10.1080/01431160801891754, 2008.
- Cavaliere, D., Markus, T., Ivanoff, A., Miller, J., Brucker, L., Sturm, M., Maslanik, J., Heinrichs, J., Gasiewski, A., Leuschen, C., Krabill, W., and Sonntag, J.: A Comparison of Snow Depth on Sea Ice Retrievals Using Airborne Altimeters and an AMSR-E Simulator, *IEEE T. Geosci. Remote*, 50, 3027–3040, doi:10.1109/TGRS.2011.2180535, 2012.
- Champollion, N., Picard, G., Arnaud, L., Lefebvre, E., and Fily, M.: Hoar crystal development and disappearance at Dome C, Antarctica: observation by near-infrared photography and passive microwave satellite, *The Cryosphere Discuss.*, 7, 175–217, doi:10.5194/tcd-7-175-2013, 2013.
- Chandrasekhar, S.: Radiative transfer, New York: Dover, 1960.
- Chang, W. and Tsang, L.: Conical electromagnetic waves diffraction from sastrugi type surfaces of layered snow dunes on Greenland ice sheets in passive microwave remote sensing, 122–125, *IEEE*, doi:10.1109/IGARSS.2011.6048913, 2011.
- Chopra, K. L. and Reddy, G. B.: Optically selective coatings, *Pramana*, 27, 193–217, doi:10.1007/BF02846338, 1986.
- Chuah, H. and Tan, H.: A Monte Carlo method for radar backscatter from a half-space random medium, *IEEE T. Geosci. Remote*, 27, 86–93, doi:10.1109/36.20278, 1989.
- Colbeck, S. C.: The vapor diffusion coefficient for snow, *Water Resour. Res.*, 29, 109–116, doi:10.1029/92WR02301, 1993.
- Derksen, C., Walker, A., and Goodison, B.: A comparison of 18 winter seasons of in situ and passive microwave-derived snow water equivalent estimates in Western Canada, *Remote Sens. Environ.*, 88, 271–282, doi:10.1016/j.rse.2003.07.003, 2003.
- Dierking, W., Linow, S., and Rack, W.: Toward a robust retrieval of snow accumulation over the Antarctic ice sheet using satellite radar, *J. Geophys. Res.*, 117, D09110, doi:10.1029/2011JD017227, 2012.
- Dobson, M., Ulaby, F., Hallikainen, M., and El-rayes, M.: Microwave Dielectric Behavior of Wet Soil-Part II: Dielectric

- Mixing Models, *IEEE T. Geosci. Remote*, GE-23, 35–46, doi:10.1109/TGRS.1985.289498, 1985.
- Dupont, F., Picard, G., Royer, A., Fily, M., Roy, A., and Champollion, N.: Modeling the microwave emission of ice; Applications to the Cap Prud'Homme Blue Ice Area in Antarctica and to the Barnes Ice Cap superimposed ice in Arctic, *IEEE Trans. Geo. Remote*, in review, 2012.
- Durand, M. and Margulis, S. A.: Correcting first-order errors in snow water equivalent estimates using a multifrequency, multiscale radiometric data assimilation scheme, *J. Geophys. Res.*, 112, 15 pp., doi:10.1029/2006JD008067, 2007.
- Durand, M., Kim, E. J., and Margulis, S. A.: Quantifying Uncertainty in Modeling Snow Microwave Radiance for a Mountain Snowpack at the Point-Scale, Including Stratigraphic Effects, *IEEE T. Geosci. Remote*, 46, 1753–1767, doi:10.1109/TGRS.2008.916221, 2008.
- Flanner, M. G. and Zender, C. S.: Linking snowpack microphysics and albedo evolution, *J. Geophys. Res.*, 111, 12 pp., doi:10.1029/2005JD006834, 2006.
- Fung, A. K.: Microwave scattering and emission models and their applications, Remote sensing library, Artech House, Boston, USA, 1994.
- Grody, N.: Relationship between snow parameters and microwave satellite measurements: Theory compared with Advanced Microwave Sounding Unit observations from 23 to 150 GHz, *J. Geophys. Res.*, 113, 17 pp., doi:10.1029/2007JD009685, 2008.
- Grody, N. and Basist, A.: Global identification of snowcover using SSM/I measurements, *IEEE T. Geosci. Remote*, 34, 237–249, doi:10.1109/36.481908, 1996.
- Gunn, G. E., Duguay, C. R., Derksen, C., Lemmetyinen, J., and Toose, P.: Evaluation of the HUT modified snow emission model over lake ice using airborne passive microwave measurements, *Remote Sens. Environ.*, 115, 233–244, doi:10.1016/j.rse.2010.09.001, 2011.
- Harlow, R. C. and Essery, R.: Tundra Snow Emissivities at MHS Frequencies: MEMLS Validation Using Airborne Microwave Data Measured During CLPX-II, *IEEE T. Geosci. Remote*, 50, 4262–4278, doi:10.1109/TGRS.2012.2193132, 2012.
- Huang, C., Margulis, S. A., Durand, M. T., and Musselman, K. N.: Assessment of Snow Grain-Size Model and Stratigraphy Representation Impacts on Snow Radiance Assimilation: Forward Modeling Evaluation, *IEEE T. Geosci. Remote*, 50, 4551–4564, doi:10.1109/TGRS.2012.2192480, 2012.
- Ishimaru, A.: Wave propagation and scattering in random media, IEEE Press; Oxford University Press, New York; Oxford; New York, 1997.
- Ishimaru, A. and Kuga, Y.: Attenuation constant of a coherent field in a dense distribution of particles, *J. Optical Soc. Am.*, 72, 1317, doi:10.1364/JOSA.72.001317, 1982.
- Jiang, J. H. and Wu, D. L.: Ice and water permittivities for millimeter and sub-millimeter remote sensing applications, *Atmos. Sci. Lett.*, 5, 146–151, doi:10.1002/asl.77, 2004.
- Jin, Y. Q.: Electromagnetic scattering modelling for quantitative remote sensing, World Scientific, 1994.
- Josberger, E. G. and Mognard, N. M.: A passive microwave snow depth algorithm with a proxy for snow metamorphism, *Hydrol. Process.*, 16, 1557–1568, doi:10.1002/hyp.1020, 2002.
- Kelly, R. E. J. and Chang, A. T. C.: Development of a passive microwave global snow depth retrieval algorithm for Special Sensor Microwave Imager (SSM/I) and Advanced Microwave Scanning Radiometer-EOS (AMSR-E) data, *Radio Sci.*, 38, 41–1, doi:10.1029/2002RS002648, 2003.
- Koenig, L. S., Steig, E. J., Winebrenner, D. P., and Shuman, C. A.: A link between microwave extinction length, firm thermal diffusivity, and accumulation rate in West Antarctica, *J. Geophys. Res.*, 112, 10 pp., doi:10.1029/2006JF000716, 2007.
- Kong, J. A., Shin, R., Shiue, J. C., and Tsang, L.: Theory and Experiment for Passive Microwave Remote Sensing of Snowpacks, *J. Geophys. Res.*, 84, 5669–5673, doi:10.1029/JB084iB10p05669, 1979.
- Kuipers Munneke, P., Picard, G., van den Broeke, M. R., Lenaerts, J. T. M., and van Meijgaard, E.: Insignificant change in Antarctic snowmelt volume since 1979, *Geophys. Res. Lett.*, 39, 5 pp., doi:10.1029/2011GL050207, 2012.
- Lacroix, P., Legresy, B., Remy, F., Blarel, F., Picard, G., and Brucker, L.: Rapid change of snow surface properties at Vostok, East Antarctica, revealed by altimetry and radiometry, *Remote Sens. Environ.*, 113, 2633–2641, doi:10.1016/j.rse.2009.07.019, 2009.
- Lemmetyinen, J., Pulliainen, J., Rees, A., Kontu, A., Qiu, Y., and Derksen, C.: Multiple-Layer Adaptation of HUT Snow Emission Model: Comparison With Experimental Data, *IEEE T. Geosci. Remote*, 48, 2781–2794, doi:10.1109/TGRS.2010.2041357, 2010.
- Liang, D., Tse, K., Tan, Y., Tsang, L., and Ding, K. H.: Scattering and Emission in Snow Based on QCA/DMRT and Numerical Maxwell Model of 3-Dimensional Simulations (NMM3-D), *IEEE MicroRad*, In Proceedings of the IEEE 9th Specialist Meeting on Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment (MicroRad 2006), 28 February–3 March 2006, San Juan, Puerto Rico, 197–202, doi:10.1109/MICRAD.2006.1677088, 2006.
- Liang, D., Xu, X., Tsang, L., Andreadis, K. M., and Josberger, E. G.: The Effects of Layers in Dry Snow on Its Passive Microwave Emissions Using Dense Media Radiative Transfer Theory Based on the Quasicrystalline Approximation (QCA/DMRT), *IEEE T. Geosci. Remote*, 46, 3663–3671, doi:10.1109/TGRS.2008.922143, 2008.
- Liang, D., Xu, P., Tsang, L., Gui, Z., and Chen, K.: Electromagnetic scattering by rough surfaces with large heights and slopes with applications to microwave remote sensing of rough surface over layered media, *Prog. Electromagn. Res.*, 95, 199–218, doi:10.2528/PIER09071413, 2009.
- Löwe, H. and van Herwijnen, A.: A Poisson shot noise model for micro-penetration of snow, *Cold Reg. Sci. Technol.*, 70, 62–70, doi:10.1016/j.coldregions.2011.09.001, 2012.
- Macelloni, G., Paloscia, S., Pampaloni, P., and Tedesco, M.: Microwave emission from dry snow: a comparison of experimental and model results, *IEEE T. Geosci. Remote*, 39, 2649–2656, doi:10.1109/36.974999, 2001.
- Mätzler, C.: Improved Born approximation for scattering of radiation in a granular medium, *J. Appl. Phys.*, 83, 6111–6117, 1998.
- Mätzler, C.: Relation between grain-size and correlation length of snow, *J. Glaciol.*, 48, 461–466, doi:10.3189/172756502781831287, 2002.
- Mätzler, C. and Wegmüller, U.: Dielectric properties of freshwater ice at microwave frequencies, *J. Phys. D Appl. Phys.*, 20, 1623, doi:10.1088/0022-3727/20/12/013, 1987.

- Mätzler, C. and Wiesmann, A.: Extension of the microwave emission model of layered snowpacks to coarse-grained snow, *Remote Sens. Environ.*, 70, 317–325, 1999.
- Mätzler, C., Aebischer, H., and Schanda, E.: Microwave dielectric properties of surface snow, *IEEE J. Oceanic Eng., OE-9*, 366–371, 1984.
- Mätzler, C., Rosenkranz, P. W., Battaglia, A., and Wigneron, J. P.: Thermal microwave radiation – applications for remote sensing, no. 52 in *IET, Electromagnetic Waves*, London, UK, 2006.
- Peake, W.: Interaction of electromagnetic waves with some natural surfaces, *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, 7, 324–329, doi:10.1109/TAP.1959.1144736, 1959.
- Picard, G. and Fily, M.: Surface melting observations in Antarctica by microwave radiometers: correcting 26-year time series from changes in acquisition hours, *Remote Sens. Environ.*, 104, 325–336, 2006.
- Picard, G., Le Toan, T., Quegan, S., Caraglio, Y., and Castel, T.: Radiative transfer modeling of cross-polarized backscatter from a pine forest using the discrete ordinate and eigenvalue method, *IEEE T. Geosci. Remote*, 42, 1720–1730, doi:10.1109/TGRS.2004.831229, 2004.
- Picard, G., Brucker, L., Fily, M., Gallee, H., and Krinner, G.: Modeling timeseries of microwave brightness temperature in Antarctica, *J. Glaciol.*, 55, 537–551, 2009.
- Picard, G., Domine, F., Krinner, G., Arnaud, L., and Lefebvre, E.: Inhibition of the positive snow-albedo feedback by precipitation in interior Antarctica, *Nature Climate Change*, 2, 795–798, doi:10.1038/nclimate1590, 2012.
- Pulliainen, J. T., Grandell, J., and Hallikainen, M. T.: HUT snow emission model and its applicability to snow water equivalent retrieval, *IEEE T. Geosci. Remote*, 37, 1378–1390, doi:10.1109/36.763302, 1999.
- Rees, A., Lemmetyinen, J., Derksen, C., Pulliainen, J., and English, M.: Observed and modelled effects of ice lens formation on passive microwave brightness temperatures over snow covered tundra, *Remote Sens. Environ.*, 114, 116–126, doi:10.1016/j.rse.2009.08.013, 2010.
- Rosenfeld, S. and Grody, N.: Anomalous microwave spectra of snow cover observed from Special Sensor Microwave/Imager measurements, *J. Geophys. Res.*, 105, 14913–14926, doi:10.1029/1999JD900486, 2000.
- Rosenkranz, P. W.: Water vapor microwave continuum absorption: A comparison of measurements and models, *Radio Sci.*, 33, 919–928, doi:10.1029/98RS01182, 1998.
- Roy, A., Picard, G., Royer, A., Montpetit, B., Dupont, F., Langlois, A., Derksen, C., and Champollion, N.: Brightness temperature simulations of the Canadian seasonal snowpack driven by measurements of the snow specific surface area, *IEEE T. Geosci. Remote*, 1–13, doi:10.1109/TGRS.2012.2235842, 2013.
- Saunders, R., Matricardi, M., and Brunel, P.: An improved fast radiative transfer model for assimilation of satellite radiance observations, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 125, 1407–1425, doi:10.1256/smsj.55614, 1999.
- Schneider, D. P.: Spatial and temporal variability of Antarctic ice sheet microwave brightness temperatures, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1964, doi:10.1029/2002GL015490, 2002.
- Schneider, D. P., Steig, E. J., and Comiso, J. C.: Recent climate variability in Antarctica from satellite-derived temperature data, *J. Climate*, 17, 1569–1583, 2004.
- Shih, S., Ding, K., Kong, J. A., Yang, Y. E., Davis, R. E., Hardy, J. P., and Jordan, R.: Modeling of Millimeter Wave Backscatter of Time-Varying Snowcover, *Prog. Electromagn. Res.*, 16, 305–330, doi:10.2528/PIER97012600, 1997.
- Shuman, C. A., Alley, R. B., Anandakrishnan, S., and Stearns, C. R.: An empirical technique for estimating near-surface air temperature trends in central Greenland from SSM/I brightness temperatures, *Remote Sens. Environ.*, 51, 245–252, 1995.
- Stamnes, K., Tsay, S. C., Jayaweera, K., and Wiscombe, W.: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Optics*, 27, 2502–2509, 1988.
- Stogryn, A.: A Study of the Microwave Brightness Temperature of Snow from the Point of View of Strong Fluctuation Theory, *IEEE T. Geosci. Remote*, 24, 220–231, doi:10.1109/TGRS.1986.289641, 1986.
- Surdyk, S. and Fily, M.: Results of a stratified snow emissivity model based on the wave approach: application to the Antarctic ice sheet, *J. Geophys. Res.*, 100, 8837–8848, 1995.
- Takala, M., Luojus, K., Pulliainen, J., Derksen, C., Lemmetyinen, J., Kärnä, J., Koskinen, J., and Bojkov, B.: Estimating northern hemisphere snow water equivalent for climate research through assimilation of space-borne radiometer data and ground-based measurements, *Remote Sens. Environ.*, 115, 3517–3529, doi:10.1016/j.rse.2011.08.014, 2011.
- Tedesco, M. and Kim, E. J.: Intercomparison of Electromagnetic Models for Passive Microwave Remote Sensing of Snow, *IEEE T. Geosci. Remote*, 44, 2654–2666, doi:10.1109/TGRS.2006.873182, 2006.
- Tedesco, M., Kim, E., Cline, D., Graf, T., Koike, T., Hardy, J., Armstrong, R., and Brodzik, M.: The cold land processes experiment (CLPX-1): analysis and modelling of LSOS data (IOP3 period), 6, 3725–3728, *IEEE*, doi:10.1109/IGARSS.2004.1369931, 2004.
- Tedesco, M., Abdalati, W., and Zwally, H. J.: Persistent surface snowmelt over Antarctica (1987–2006) from 19.35 GHz brightness temperatures, *Geophys. Res. Lett.*, 34, 6 pp., doi:10.1029/2007GL031199, 2007.
- Toure, A. M., Goita, K., Royer, A., Kim, E. J., Durand, M., Margulis, S. A., and Lu, H.: A Case Study of Using a Multilayered Thermodynamical Snow Model for Radiance Assimilation, *IEEE T. Geosci. Remote*, 49, 2828–2837, doi:10.1109/TGRS.2011.2118761, 2011.
- Tsang, L. and Kong, J. A.: Scattering of electromagnetic waves, 3, *Advanced Topics*, Wiley Interscience, 2001.
- Tsang, L., Kong, J. A., and Shin, R. T.: *Theory of Microwave Remote Sensing*, Wiley-Interscience, New York, 1985.
- Tsang, L., Chen, C. T., Chang, A. T. C., Guo, J., and Ding, K. H.: Dense Media Radiative Transfer Theory Based on Quasicrystalline Approximation with Application to Passive Microwave Remote Sensing of Snow, *Radio Sci.*, 35, 741–49, 2000a.
- Tsang, L., Kong, J. A., Ding, K. H., and Ao, C.: Scattering of electromagnetic waves, 2, numerical solutions, Wiley Interscience, New York, 705 pp., <http://www.amazon.com/Scattering-Electromagnetic-Waves-Numerical-Simulations/dp/0471388009/ref=pd.sim.b.1>, 2000b.
- Tsang, L., Pan, J., Liang, D., Li, Z. X., Cline, D., and Tan, Y. H.: Modeling active microwave remote sensing of snow using dense media radiative transfer (DMRT) theory with multiple scattering

- effects, *IEEE T. Geosci. Remote*, 45, 990–1004, 2007.
- Tsang, L., Xu, P., and Chen, K. S.: Third and fourth stokes parameters in polarimetric passive microwave remote sensing of rough surfaces over layered media, *Microw. Opt. Techn. Lett.*, 50, 3063–3069, 2008.
- Twomey, S. and Bohren, C. F.: Simple Approximations for Calculations of Absorption in Clouds, *J. Atmos. Sci.*, 37, 2086–2095, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<2086:SAFCOA>2.0.CO;2, 1980.
- Ulaby, F. T., Moore, R. K., and Fung, A. K.: *Microwave Remote Sensing*, 3, Artech house, Norwood, MA, 1986.
- Vaughan, D. G., Bamber, J. L., Giovinetto, M., Russell, J., and Cooper, A. P. R.: Reassessment of net surface mass balance in Antarctica, *J. Climate*, 12, 933–946, 1999.
- Vionnet, V., Brun, E., Morin, S., Boone, A., Faroux, S., Le Moigne, P., Martin, E., and Willemet, J.-M.: The detailed snowpack scheme Crocus and its implementation in SURFEX v7.2, *Geosci. Model Dev.*, 5, 773–791, doi:10.5194/gmd-5-773-2012, 2012.
- Warren, S. G.: *Optical Properties of Snow* (Paper 1R1505), *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 67–89, 1982.
- Watanabe, O.: *Distribution of surface features of snow cover in Mizuho Plateau*, Tech. rep., 1978.
- West, R., Tsang, L., and Winebrenner, D. P.: Dense Medium Radiative Transfer theory for two scattering layers with a Rayleigh distribution of particle sizes, *IEEE T. Geosci. Remote*, 31, 436–437, 1993.
- West, R. D., Winebrenner, D. P., Tsang, L., and Rott, H.: Microwave emission from density-stratified Antarctic firn at 6 cm wavelength, *J. Glaciol.*, 42, 63–76, 1996.
- Wiesmann, A. and Mätzler, C.: Microwave emission model of layered snowpacks, *Remote Sens. Environ.*, 70, 307–316, 1999.
- Wiesmann, A., Mätzler, C., and Weise, T.: Radiometric and structural measurements of snow samples, *Radio Sci.*, 33, 273–289, 1998.
- Winebrenner, D. P., Arthern, R. J., and Shuman, C. A.: Mapping Greenland accumulation rates using observations of thermal emission at 4.5-cm wavelength, *J. Geophys. Res.*, 106, 33919–33934, doi:10.1029/2001JD900235, 2001.
- Zwally, H. J.: Microwave emissivity and accumulation rate of polar firn, *J. Glaciol.*, 18, 195–214, 1977.

