



**HAL**  
open science

# Evolution du bilan de masse de surface Antarctique par régionalisation physique et contribution aux variations du niveau des mers

Cécile Agosta

► **To cite this version:**

Cécile Agosta. Evolution du bilan de masse de surface Antarctique par régionalisation physique et contribution aux variations du niveau des mers. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENU023 . tel-00877881

**HAL Id: tel-00877881**

**<https://theses.hal.science/tel-00877881>**

Submitted on 29 Oct 2013

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

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

## Thèse

Pour obtenir le grade de

## Docteur de l'Université de Grenoble

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Hydrologie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Cécile AGOSTA**

Thèse dirigée par **Christophe GENTHON** et **Vincent FAVIER**

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

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

## Évolution du bilan de masse de surface Antarctique par régionalisation physique et conséquences sur les variations du niveau des mers

Thèse soutenue publiquement le **15 Juin 2012**,  
devant le jury composé de :

**M. Frédéric HOURDIN**

Directeur de Recherche CNRS, LMD (Rapporteur)

**M. Éric MARTIN**

Directeur de Recherche, CNRM-GAME (Rapporteur)

**Mme Sandrine ANQUETIN**

Directeur de Recherche CNRS, LTHE (Examinatrice)

**M. Xavier FETTWEIS**

Chargé de recherches F.R.S.-FNRS, Université de Liège (Examineur)

**M. Christophe GENTHON**

Directeur de Recherche CNRS, LGGE (Directeur de thèse)

**M. Vincent FAVIER**

Physicien Adjoint OSUG, LGGE (Co-Directeur de thèse)





## Résumé

Le bilan de masse de surface (BMS, c'est-à-dire les précipitations de neige auxquelles est retranchée l'ablation par sublimation, ruissellement ou érosion) de la calotte polaire Antarctique représente une contribution majeure et encore mal connue à l'évolution actuelle du niveau des mers. Le stockage d'eau douce par accumulation de neige sur la calotte posée est supposé s'intensifier au cours du 21<sup>ème</sup> siècle, modérant l'élévation du niveau des mers. Les trois-quarts du bilan de masse de surface Antarctique sont concentrés au dessous de 2000 m d'altitude alors que cette zone ne représente que 40% de la surface de la calotte posée. Les précipitations orographiques sont une contribution majeure à l'accumulation dans cette région, il est donc crucial d'estimer précisément ce terme. La modélisation de ce processus est fortement dépendant de la résolution des modèles, car les pentes de la calotte influencent l'intensité des précipitations orographiques. La sublimation et la fonte de la neige sont elles aussi fortement dépendantes de l'élévation. Bien qu'elles contribuent actuellement peu au bilan de masse de surface de l'Antarctique, elles sont susceptibles de subir des changements importants au cours des prochains siècles. Les modèles atmosphériques de climat, globaux ou régionaux, peuvent difficilement atteindre des résolutions allant au delà de 40 km sur l'Antarctique pour des simulations à l'échelle du siècle du fait de coûts de calcul importants. A ces résolutions, la topographie des zones côtières Antarctique n'est pas correctement représentée.

C'est pourquoi nous avons développé le modèle de régionalisation SMHiL (Surface Mass balance High-resolution downscaLing) qui permet d'estimer les composantes du bilan de masse de surface Antarctique à haute résolution ( $\sim 15$  km) à partir de champs atmosphériques de plus grande échelle. Nous calculons l'effet de la topographie fine sur les précipitations orographiques et sur les processus de couche limite menant à la sublimation, la fonte et le regel. SMHiL est validé pour la période actuelle à partir d'un jeu de données inédit constitué de plus de 2700 observations de qualité contrôlée. Cependant, les observations représentatives du BMS de la zone côtière Antarctique y sont sous-représentées. Dans ce contexte, nous montrons que la ligne de balise mise en place par l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA en bordure de calotte constitue une référence pour estimer les performances des modèles. Enfin, nous utilisons SMHiL pour évaluer les variations de BMS au cours du 21<sup>ème</sup> et du 22<sup>ème</sup> siècles à partir des sorties du modèle de circulation général LMDZ4. Le BMS à haute résolution est significativement différent de celui de LMDZ4. Nos résultats suggèrent qu'utiliser LMDZ4 à haute résolution pourrait mener à une augmentation du BMS au cours du 21<sup>ème</sup> siècle de 15% à 30% supérieure à celle obtenue avec sa résolution standard. Les changements de BMS à faible élévation résulteront d'une compétition entre l'augmentation d'accumulation de neige et de ruissellement. SMHiL est un outil destiné à être appliqué à l'aval d'autres modèles de climat, globaux ou régionaux, pour une meilleure estimation des variations futures du niveau des mers.



## Abstract

The Antarctic surface mass balance (SMB, i.e. the snow accumulation from which we subtract ablation by sublimation, run-off or erosion) is a major yet poorly known contribution to changes in the present-day sea level. Water storage by snow accumulation at the top of the ice-sheet is expected to increase during the 21st century, which would moderate the rise in sea level. Three-quarters of the Antarctic SMB are concentrated below 2000 m above sea level whereas this area represents only 40% of the grounded ice sheet area. Orographic precipitation is a major contributor to snow accumulation in this region, which is why a better estimation of this term is important. The representation of this process by models depends to a great extent on the resolution of the model, since precipitation amounts depend on the ice sheet slopes. Sublimation and snowmelt also depend on elevation. Global and regional atmospheric climate models are unable to achieve a 40-km resolution over Antarctica at a century time scale, due to their computing cost. At this resolution, ice-sheet margins are still badly resolved.

That is why we developed the downscaling model SMHiL (surface mass balance high-resolution downscaling), which estimates the Antarctic SMB components at a high resolution ( $\sim 15$  km) from large-scale atmospheric forcings. We compute the impact of the high-resolution topography on orographic precipitation amounts and on the boundary-layer processes that lead to sublimation, melting and refreezing. To validate SMHiL, we compare our results with more than 2700 field data recently updated and quality-controlled. However, we exhibit that field data below 2000 m above sea level are too scarce to settle SMHiL efficiency. In light of this, we show that the GLACIOCLIM-SAMBA stake lines located on the ice sheet coast-to-plateau area is an appropriate reference to evaluate model performance. Finally, we downscale the atmospheric global climate model LMDZ4 to estimate the SMB changes during the 21st and 22nd centuries. The high-resolution SMB is significantly different from the SMB given by LMDZ4. Our results suggest that running LMDZ4 at a finer resolution may give a future increase in SMB in Antarctica between 15% to 30% higher than at its standard resolution. Future changes in the Antarctic SMB at low elevations will result from the conflict between higher snow accumulation and runoff. The downscaling model is a powerful tool that can be applied to climate models for a better assessment of a future rise in sea level.



## Remerciements

Les occasions de survoler une tranche de vie sont rares . . .

Merci à Christophe et Vincent, cette thèse a été une belle expérience de recherche, en modélisation comme sur le terrain. Vous m'avez fait confiance pour mener à bien ce projet et toujours été présents pour m'apprendre les clés du métier. J'ai énormément apprécié votre pédagogie, votre disponibilité, votre complémentarité. Grâce à vous j'ai découvert les plaisirs des présentations orales en anglais, de la trituration de codes numériques, de l'analyse de données manquantes, de la marche sur la banquise, du plantage de balises et du redressement de stations météo. J'ai aussi passé des moments qui comptent autour de tables bien garnies. Et enfin vous m'avez soutenue dans les moments difficiles. Merci.

Merci également à Hubert et Gerhard, ça a été un grand plaisir de travailler avec vous. Hubert je me souviendrai du flocon volant au dessus de ton bureau qui m'accueillait à chaque fois que j'avais une question. Gerhard tu t'es soucié de ma forme comme de mon travail et ça a compté.

Je tiens également à remercier Chantal Staquet, qui m'a donné du temps pour mieux comprendre les ondes de gravité. Pierre Ribstein, grâce à qui j'ai pu passer une année passionnante à Paris. Et enfin François Delclaux, avec qui un stage d'un mois m'a donné le goût de la recherche.

J'ai fait de belles rencontres au LGGE. Anne-Sophie, les échanges à coeur ouvert avec toi m'ont beaucoup apporté. Joseph, merci d'avoir toujours été disponible pour discuter, partager un repas, un jeu, une BD. Soazig, tu as été présente pour les hauts comme pour les bas, apportant ta touche spéciale aux sorties et aux goûters. Alex, ex-co-bureau, ton enthousiasme me manque déjà. Aurélien, je suis contente d'avoir eu le temps de te connaître. Manu, ton sourire est communicatif, et ta capacité de réparation rassurante. Romain, Philippo, nous nous sommes surtout croisés mais c'était toujours un plaisir. Isabel, sans toi je n'aurais pas connu l'eau de la piscine du campus. Josué, merci pour les bons St Genix. Florent, nous avons passé une formidable année à Maupertuis. Merci aux étudiants, doctorants, post-doctorants et chercheurs accueillants que je ne peux pas tous citer ici.

Ma famille, ces années ont été marquantes pour nous tous et nous sommes restés unis. Maman, Papa, je pense profondément que c'est grâce à vous que j'ai pu trouver ma voie, merci pour votre soutien inconditionné depuis le début de ma vie. Claire, Cyril, Lucie, nous avons vécu bien de belles choses et traversé les épreuves ensemble. Vous serez toujours centraux dans ma vie. Mémé, tu es une grand-mère formidable, Pépé doit être fier de toi. Pépé, tu me manques, je pense à toi souvent. Mamie et Bon-Papa, merci pour votre tendresse. Mamie, cette thèse vous doit beaucoup, Riva est mon refuge. Miky, merci à vous et votre famille pour m'avoir entourée de tant d'affection. Anne-Caroline, j'ai pu travailler en sachant Gwenaël en de bonnes mains, merci.

Pascale, tu as été un immense soutien du début à la fin de ma thèse, merci encore. Thierry, Raphaèle, merci pour votre aide instantanée à chaque fois que j'en ai eu besoin et pour toutes vos attentions.

Thomas, je suis chanceuse de partager ta vie. Nos années de thèses communes ont été riches en évènements. Une grande fête. Une grande chute. Un grand voyage chacun de notre côté. Un grand voyage enfin retrouvés. Une grande perte. Et puis une grande arrivée.

Gwenaël, ta présence est un grand bonheur, je ne pourrai pas me lasser de te regarder grandir. Tu découvres tout avec nous, nous découvrons tout avec toi.

Thomas, Gwenaël, merci à tous les deux pour votre présence, votre soutien et votre amour.

# Table des matières

<b>Notations</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>7</b>
A. Présentation générale de la calotte polaire Antarctique . . . . .	7
B. Bilan de masse de surface Antarctique et niveau des mers . . . . .	15
C. De l'importance de la résolution sur l'estimation du bilan de masse de surface . . . . .	16
<b>1 Régionalisation à base physique du bilan de masse de surface Antarctique</b>	<b>19</b>
1.1 Méthodologie adoptée pour la régionalisation du bilan de masse de surface . . . . .	20
1.2 Changements d'échelle . . . . .	21
1.2.1 De la grande échelle à la haute résolution . . . . .	21
1.2.2 Interpolation des champs de grande échelle . . . . .	23
1.3 Régionalisation des précipitations . . . . .	26
1.3.1 Etat de l'art et méthodologie adoptée . . . . .	26
1.3.2 Physique du modèle . . . . .	29
1.4 Régionalisation du bilan d'énergie de surface . . . . .	45
1.4.1 Bilan d'énergie de surface de la neige et la glace . . . . .	45
1.4.2 Description du modèle de régionalisation . . . . .	55
1.5 Fondements, développements et limitations du modèle SMHiL . . . . .	59
<b>2 Simulations disponibles et données de validation</b>	<b>63</b>
2.1 Modèles atmosphériques de grande échelle utilisés . . . . .	64
2.1.1 ERA-Interim . . . . .	64
2.1.2 MAR . . . . .	65
2.1.3 LMDZ4 . . . . .	66
2.2 Observations de bilan de masse de surface disponibles pour la validation de modèles	68
2.2.1 Climatologies du bilan de masse de surface Antarctique . . . . .	68
2.2.2 Base de données de qualité contrôlée pour la période 1950-2010 . . . . .	69
2.2.3 Jeux de données régionaux cohérents pour la validation de modèles . . . . .	75

2.3	Application à la validation de modèles . . . . .	79
A	40-year accumulation dataset for Adelie Land, Antarctica and its application for model validation (Agosta et al., 2012) . . . . .	79
	2. Climate settings . . . . .	80
	3. Data and Methods . . . . .	80
	4. Results . . . . .	87
	5. Discussion and Conclusion . . . . .	93
	Acknowledgements . . . . .	96
<b>3</b>	<b>Validation du bilan de masse de surface Antarctique modélisé par SMHiL</b>	<b>97</b>
3.1	Validation par comparaison avec des observations de qualité contrôlée . . . . .	97
	3.1.1 Validations à échelles régionales . . . . .	98
	3.1.2 Validation à l'échelle du continent . . . . .	102
	3.1.3 Climatologie du bilan de masse de surface Antarctique à haute résolution	108
3.2	Validation par comparaison avec un modèle atmosphérique régional . . . . .	112
<b>4</b>	<b>Contribution de l'évolution du BMS Antarctique aux variations du niveau des mers pour les 21<sup>e</sup> et 22<sup>e</sup> siècles</b>	<b>117</b>
4.1	Introduction . . . . .	118
4.2	Data and Methods . . . . .	120
	4.2.1 Definitions . . . . .	120
	4.2.2 Precipitation downscaling . . . . .	121
	4.2.3 Surface energy balance downscaling and refreezing . . . . .	121
	4.2.4 Model inputs . . . . .	122
	4.2.5 20th century field data available for model validation . . . . .	123
4.3	Results for the 20th century . . . . .	124
	4.3.1 Model validation . . . . .	124
	4.3.2 Current Antarctic SMB distribution . . . . .	130
4.4	Results for the 21st and the 22nd centuries . . . . .	131
4.5	Discussion and conclusion . . . . .	135
	Acknowledgments . . . . .	138
	<b>Annexe A : Interpolation linéaire barycentrique</b>	<b>143</b>
	<b>Annexe B : Régionalisation des précipitations : développement des équations</b>	<b>145</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>160</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>161</b>

# Notations

$\alpha$	Albédo	s.u.
$a$	Fraction du rayonnement de courtes longueurs d'onde incident absorbée par la surface	s.u.
$c_p$	Chaleur spécifique de l'air humide à pression constante, $c_p = c_{pd}(1 + 0,84q)$	J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$C_D$	Coefficient de traînée	s.u.
$C_H$	Coefficient de transfert de chaleur sensible turbulente	s.u.
$C_{LE}$	Coefficient de transfert de chaleur latente turbulente	s.u.
$\epsilon$	Émissivité de la surface	s.u.
$e_v$	Pression partielle de la vapeur d'eau	Pa
$e_{vs}$	Pression partielle de la vapeur d'eau à saturation	Pa
$f$	Paramètre de Coriolis	s <sup>-1</sup>
$F_{surface}$	Quantité d'énergie disponible à la surface de la glace	W m <sup>-2</sup>
$\Gamma_d$	Gradient thermique adiabatique de l'air sec	K m <sup>-1</sup>
$\Gamma_m$	Gradient thermique adiabatique pour l'air humide	K m <sup>1</sup>
$G_o$	Énergie en excès ou en déficit à la surface	W m <sup>-2</sup>
$H$	Flux turbulent de chaleur sensible	W m <sup>-2</sup>
$K_M$	Diffusivité turbulente pour la quantité de mouvement	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
$K_H$	Diffusivité turbulente pour la chaleur sensible	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
$K_W$	Diffusivité turbulente pour la chaleur latente	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
$\lambda$	Facteur d'humidité	s.u.
$L_{\downarrow}$	Rayonnement de grandes longueurs d'onde incident en surface	W m <sup>-2</sup>
$L_{\uparrow}$	Rayonnement de grandes longueurs d'onde émis par la surface	W m <sup>-2</sup>
$L$	Rayonnement net de grandes longueurs d'onde en surface	W m <sup>-2</sup>

$L^*$	Longueur caractéristique d'Obukhov	m
$LE$	Flux turbulent de chaleur latente	$\text{W m}^{-2}$
$\nu$	Viscosité cinématique de l'air	$\text{Pa s}^{-1}$
$p$	Pression de l'air humide	Pa
$\phi$	Humidité relative de l'air	s.u.
$q$	Humidité spécifique de l'air	$\text{kg kg}^{-1}$
$q^*$	Échelle caractéristique d'humidité spécifique turbulente	$\text{kg kg}^{-1}$
$q_l$	Rapport de mélange de l'eau liquide	s.u.
$q_v$	Rapport de mélange de la vapeur d'eau = $\rho_v/\rho_d$	s.u.
$q_{vs}$	Rapport de mélange de la vapeur d'eau à saturation	s.u.
$\rho$	Masse volumique de l'air humide	$\text{kg m}^3$
$\rho_d$	Masse volumique de l'air sec	$\text{kg m}^3$
$\rho_v$	Masse volumique de la vapeur d'eau	$\text{kg m}^3$
$R$	Rayonnement net à la surface du sol	$\text{W m}^{-2}$
$R^*$	Nombre de Reynolds	s.u.
$R_N$	Rayonnement net dans la couche limite de surface	$\text{W m}^{-2}$
$Ri$	Nombre de Richardson	s.u.
$S_\downarrow$	Rayonnement de courtes longueurs d'onde incident en surface	$\text{W m}^{-2}$
$S_\uparrow$	Rayonnement de courtes longueurs d'onde réfléchi par la surface	$\text{W m}^{-2}$
$S$	Rayonnement net de courtes longueurs d'onde en surface	$\text{W m}^{-2}$
$\tau_x$	Flux turbulent de quantité de mouvement selon l'axe $x$	$\text{W m}^{-2}$
$\tau_y$	Flux turbulent de quantité de mouvement selon l'axe $y$	$\text{W m}^{-2}$
$\tau_o$	Contrainte de cisaillement	Pa
$T$	Température	K
$T_o$	Température de surface	K
$T_v$	Température virtuelle	K
$\theta_v$	Température potentielle virtuelle	K
$\theta_v^*$	Échelle caractéristique de température potentielle virtuelle turbulente	K
$\vec{U}_s$	Composante horizontale du vent en surface	$\text{m s}^{-1}$
$u$	Composante horizontale du vent selon l'axe $x$	$\text{m s}^{-1}$
$v$	Composante horizontale du vent selon l'axe $y$	$\text{m s}^{-1}$
$w$	Composante verticale du vent	$\text{m s}^{-1}$

$u^*$	Échelle caractéristique de vitesse turbulente, vitesse de friction	$\text{m s}^{-1}$
$X_{LS}$	Variable X grande échelle ( <i>Large Scale</i> )	
$X_{HR}$	Variable X calculée à haute résolution par SMHiL ( <i>High Resolution</i> )	
$X_{int-LS}$	Variable X interpolée linéairement sur la grille haute résolution	
$X_{int-HR}$	Variable X interpolée sur la grille haute résolution en tenant compte de la topographie à haute résolution	
$z_s$	Élévation de la topographie au dessus du niveau des mers	m
$z$	Élévation au dessus du niveau des mers (section 1.3), hauteur au dessus du sol (section 1.4)	m
$\zeta$	Hauteur au dessus du sol adimensionnée, $\zeta = z/L^*$	s.u.
$z_{om}$	Hauteur de rugosité pour la quantité de mouvement	m
$z_{oT}$	Hauteur de rugosité de la température potentielle virtuelle	m
$z_{oq}$	Hauteur de rugosité de l'humidité spécifique	m

**Constantes**

$c_{pv}$	Chaleur spécifique de la vapeur d'eau à pression constante	$4185 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{pd}$	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante	$1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{vd}$	Chaleur spécifique de l'air sec à volume constant	$716 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{pl}$	Chaleur spécifique de l'eau liquide à pression constante	$1850 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$\gamma$	$c_{pd}/c_{vd}$	$\sim 1,4$ s.u.
$g$	Gravité	$9,81 \text{ m s}^{-2}$
$k$	Constante de von Karman	$\sim 0,41$ s.u.
$L_v$	Chaleur latente de vaporisation de l'eau	$2,5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
$R_d$	Constante des gaz parfaits de l'air sec	$287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$R_v$	Constante des gaz parfaits de la vapeur d'eau	$461,5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$

**Unités non-standard**

mm w.e. $\text{a}^{-1}$	Millimètres en équivalent eau liquide (w.e. pour <i>water equivalent</i> ) par an = $\text{kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$
m a.s.l.	Mètres au dessus du niveau des mers (a.s.l. pour <i>above sea level</i> )



# Introduction

## A. Présentation générale de la calotte polaire Antarctique

### i. Caractéristiques géographiques

Le 60<sup>ème</sup> méridien Sud encercle la majeure partie de l’Océan Austral et la totalité du continent Antarctique (figure 1). La neige accumulée sur le plateau continental forme une calotte de glace<sup>1</sup> qui recouvre 98% de la surface du continent (*King and Turner, 1997*) et est constituée de 30 millions de km<sup>3</sup> de glace, soit environ 70% de l’eau douce présente sur Terre. Pour concevoir l’importance du volume d’eau stocké sous forme de glace sur le continent Antarctique, cette eau sous forme liquide et répartie sur la surface actuelle des océans représenterait une élévation du niveau des mers de 57 mètres (*Solomon et al., 2007*). Ainsi, de petites variations de volume de la calotte Antarctique a des conséquences significatives sur l’évolution du niveau moyen des mers.

Sous l’effet de sa masse, la glace s’écoule vers les bords du continent, avec des vitesses pouvant atteindre 500 m/an en surface de certains fleuves de glace. Arrivée à la limite océanique, la glace se met à flotter, formant des plateformes<sup>2</sup> dont les plus importantes sont les plateformes de Ross et de Filchner-Ronne (0,54 et 0,53 millions de km<sup>2</sup> (Mkm<sup>2</sup>) respectivement, figure 2b). La superficie totale de la calotte, plateformes flottantes incluses, représente 14 Mkm<sup>2</sup>, soit 10% de la surface des terres émergées et un peu moins de 26 fois la France métropolitaine. La partie de la calotte posée sur le socle rocheux<sup>3</sup> s’étend sur 12,3 Mkm<sup>2</sup>. Le continent est également entouré d’une ceinture de glace de mer, qui peut s’étendre sur 20 Mkm<sup>2</sup> à la fin de l’hiver austral (Septembre-Octobre) et se réduit à 3 Mkm<sup>2</sup> en Mars, à la fin de l’été. La répartition spatiale de la glace posée, glace flottante et glace de mer est présentée à la figure 2.

L’épaisseur de glace varie de façon importante sur le continent (figure 3), atteignant un maximum connu de plus de 4776 m d’épaisseur à 400 km de Dumont d’Urville (base scientifique française située sur la côte de la Terre Adélie, Antarctique de l’Est, voir figure 1). Le socle rocheux

---

1. Calotte de glace : *ice-sheet*  
2. Plateforme de glace : *ice-shelf*  
3. Calotte posée : *grounded ice-sheet*



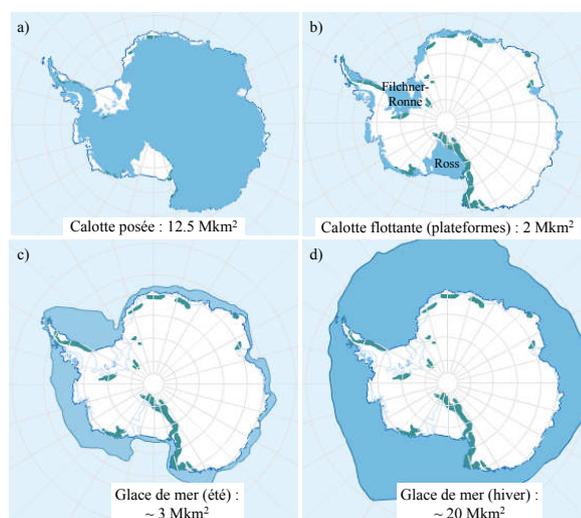


FIGURE 2 – Etendues des différentes glaces Antarctiques (bleu foncé) : a) calotte posée b) calotte flottante (plateformes) c) glace de mer durant l’été d) glace de mer durant l’hiver. Les régions présentant des sommets rocheux sont représentées en vert. © Learn Antarctica

est largement enfoncé en dessous du niveau des mers par réaction au poids de la glace (isostasie, figure 3c). Les plateformes flottantes peuvent quant-à-elles atteindre 1600 m d’épaisseur à leur contact avec le continent, leur épaisseur variant en général entre 100 à 500 m.

Trois régions se distinguent en Antarctique : l’Antarctique de l’Ouest, l’Antarctique de l’Est et la péninsule Antarctique (figure 3b).

- L’Antarctique de l’Est présente une forme de demi-lune, sa ligne de côte suivant le 62<sup>ème</sup> méridien Sud sur une large distance. Avec une superficie de 10,4 Mkm<sup>2</sup>, elle est la plus étendue des trois régions et on y trouve un fort gradient de topographie en zone côtière (Figure 3a). Cependant, l’intérieur des terres présente des variations d’altitude très douces, avec une masse glaciaire située pour une très large part entre 2000 m et 4100 m d’altitude. Cette zone, appelée « plateau Antarctique », paraît totalement plate à échelle humaine.
- L’Antarctique de l’Ouest est séparée de l’Est par la chaîne de montagnes transantarctiques. Cette région est globalement plus basse qu’à l’Est, avec une altitude moyenne d’environ 850 m. Cependant, certains nunataks, extrémités visibles de montagnes enfouies sous les glaces, y culminent à plus de 4000 m d’altitude.
- La péninsule Antarctique s’étend au nord vers la pointe du Chili. Elle constitue une barrière montagneuse, avec une altitude moyenne de 1500 m et des sommets s’élevant à plus de 3000 m. Le sommet le plus haut d’Antarctique, le mont Vinson, culmine à 5440 m entre la péninsule Antarctique et la chaîne transantarctique.

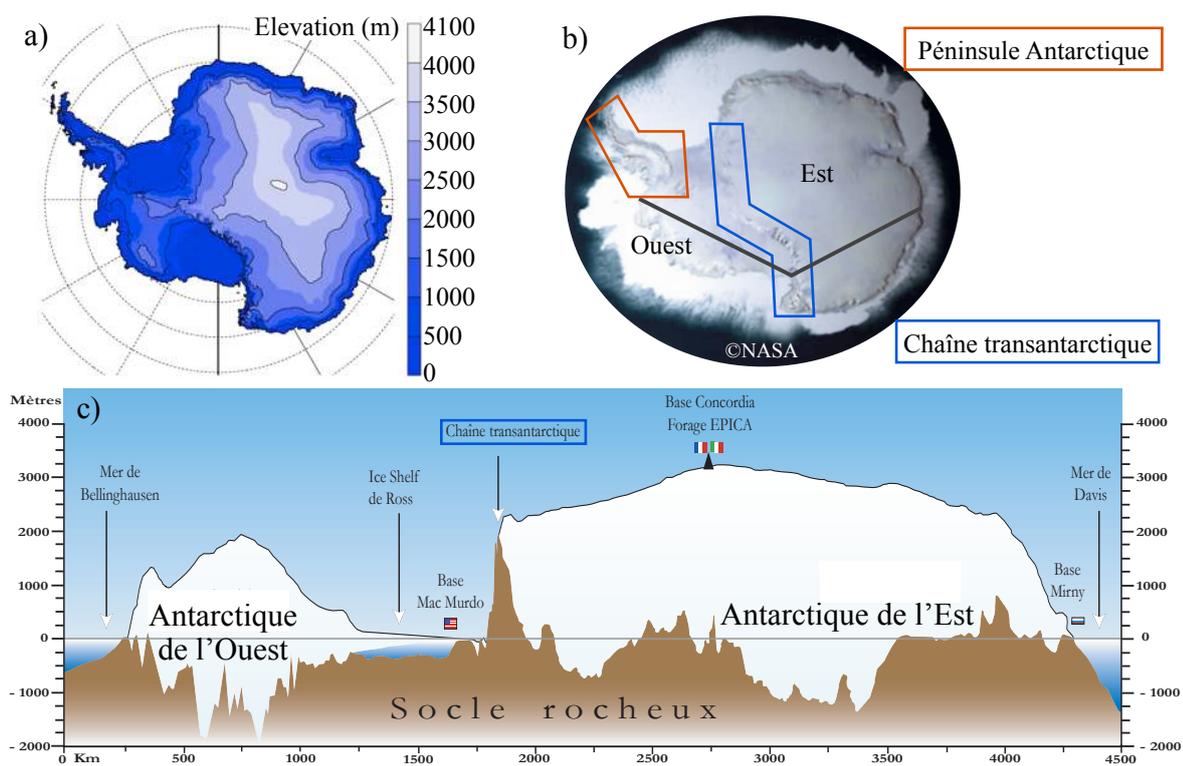


FIGURE 3 – Géographie actuelle de la calotte Antarctique a) Elévation d'après *Bamber et al.* (2009) (contours noirs tous les 1000 m). b) Composition d'images satellites (© NASA) et localisation des principales régions Antarctiques. c) Vue en coupe du continent Antarctique (© Frédérique Rémy, LEGOS). La coupe est réalisée le long des lignes noires représentées à la figure b.

## ii. Contexte climatique

### Climat de surface

Les très basses températures de la région Antarctique sont en partie expliquées par le faible rayonnement solaire incident surfacique aux hautes latitudes, mais aussi par la rétroaction positive entre la température et l'albédo de la calotte. En effet, l'albédo de la neige est d'autant plus élevé que la température est basse. De ce fait, une diminution de la température de surface entraîne une augmentation de l'albédo de surface, c'est-à-dire une réflexion plus importante du rayonnement solaire incident. Cela induit un refroidissement radiatif de la surface qui refroidit à son tour les couches atmosphériques sus-jacentes. Cette rétroaction température-albédo est un processus majeur dans les variations des climats polaires.

Le processus de refroidissement des masses d'air par la surface entraîne de fortes inversions de température en surface de la calotte Antarctique. Ces inversions sont particulièrement marquées à l'intérieur du continent pendant la nuit polaire, période durant laquelle le refroidissement radiatif de la surface atteint son maximum. Cependant, on peut les observer tout au long de l'année, même en région côtière. Ces inversions créent des situations de stabilité statique extrêmes.

Les couches inférieures stables constituées d'air froid et dense, posées sur des surfaces en pente, peuvent descendre le long de ces pentes en s'accéléralant. Les vents qui en résultent sont appelés vents catabatiques. Ils prennent leur origine sur les faibles pentes de l'intérieur du continent Antarctique et descendent vers la côte, tout en étant déviés vers l'Ouest par la force de Coriolis et ralentis par les frottements de surface. Localement, la vitesse et la direction du vent sont liées aux pentes, les vents les plus forts étant observés en zone côtière dans les régions de confluence dues à la topographie.

### Circulation atmosphérique

L'étendue de la calotte a favorisé l'instauration d'une circulation catabatique de grande échelle en surface de la calotte Antarctique, particulièrement à l'intérieur du continent. En zone côtière, la circulation de surface est contrôlée à la fois par le forçage catabatique et le forçage d'échelle synoptique.

Les systèmes météorologiques d'échelle synoptique de la région Antarctique correspondent à des dépressions extra-tropicales et des anticyclones se développant sur des échelles d'espace de 1000 à 6000 km et des échelles de temps variant d'un jour à une semaine. Les dépressions se forment principalement sur le front polaire séparant l'atmosphère tempérée des latitudes moyennes des masses d'air froides des hautes latitudes. Ce front polaire se situe en général entre les latitudes 40°S et 50°S, mais n'est pas continu autour de l'Antarctique. Les anticyclones ont quant-à eux une durée de vie assez courte sur l'Océan Austral et le long de la côte Antarctique,

variant de un à deux jours.

La plupart des dépressions se déplacent vers l'Est du front polaire vers les hautes latitudes, en s'enroulant dans le sens horaire. Cependant, la calotte Antarctique constitue une barrière considérable pour les systèmes météorologiques, qui ne parviennent pas à pénétrer très loin à l'intérieur du continent. De ce fait, les dépressions stagnent et se dissipent le long des côtes. Elles ont donc une influence capitale sur le climat des régions côtières de l'Antarctique.

Les bordures de la calotte forment une zone de contraste thermique du fait de la rencontre des vents catabatiques froids provenant de l'intérieur du continent avec les masses d'air maritimes relativement tempérées. Ce contraste thermique peut engendrer des perturbations de petite échelle synoptique qui se déplacent le plus souvent vers l'Est le long de la côte et parfois vers le nord sur l'Océan Austral.

### Conditions océaniques

Les eaux de surface qui entourent le continent Antarctique sont très froides et relativement peu salées. À proximité de la calotte, les vents catabatiques persistants dans certaines régions poussent ces eaux de surface vers le nord. La convergence Antarctique est la zone étroite où les eaux de surface australes plongent sous les eaux plus chaudes de la zone subantarctique, avant de continuer leur progression en profondeur vers le nord. Cette transition, située dans la zone 47–67°S, délimite l'Océan Austral et provoque un saut de température de surface de l'océan de 3° à 8°C en été et de 1° à 5°C en hiver.

La formation et la fonte de la glace de mer contrôlent en partie la température et la salinité de ces eaux de surface et influencent donc les échanges verticaux avec les eaux des niveaux sous-jacents. L'étendue et l'épaisseur de la glace de mer ainsi que les températures de surface de l'océan déterminent également les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère, et influencent donc significativement la circulation atmosphérique circumpolaire et le climat des régions côtières Antarctiques. Ces conditions de surface océaniques présentent un fort cycle saisonnier ainsi qu'une variabilité interannuelle importante.

### iii. Contributions au bilan de masse de surface

Pour plus de clarté, nous confondons par la suite neige et glace sous la dénomination commune « glace ».

Les variations de masse d'un stock de glace dépendent de ses pertes et apports en eau. Le bilan des flux d'eau solides, liquides ou gazeux affectant les couches supérieures d'une surface englacée est appelé « bilan de masse de surface <sup>4</sup> » et est noté BMS. Un BMS positif est en général

---

4. Bilan de masse de surface : *surface mass balance*

équivalent à une accumulation de neige en surface.

Le BMS s'exprime en  $\text{kg m}^{-2}$  ou encore en mm équivalent eau (mm w.e.<sup>5</sup>) par unité de temps ( $1 \text{ mm w.e. s}^{-1} = 1 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Il s'écrit sous la forme suivante :

$$\text{BMS} = P_S + P_L + (D - E) - S_U - R \quad (1)$$

où  $P_S$  correspond aux précipitations solides (neige),  $P_L$  aux précipitations liquides (pluie),  $S_U$  à la sublimation et  $R$  au ruissellement. Le ruissellement correspond à la part d'eau liquide ( $P_L +$  fonte de la neige  $M$ ) qui ne regèle pas en percolant dans le manteau neigeux. Les composantes  $D$  et  $E$  correspondent aux quantités de neige déposées et érodées par le vent respectivement. Nous présentons ci-après les différents processus contribuant au BMS de la calotte Antarctique.

**Précipitations** La majorité des précipitations se produit sous forme neigeuse sur le continent Antarctique, les épisodes de pluie restant marginaux.

En bordure de calotte, les systèmes synoptiques associés à une orographie prononcée sont responsables de la plus grande part des précipitations. En effet, les masses d'air issues des grands systèmes dépressionnaires se refroidissent en s'élevant au dessus des pentes côtières et y déchargent ainsi leur humidité. La topographie locale joue donc un rôle majeur sur l'intensité et la distribution des précipitations dans cette région.

La calotte représente une barrière considérable pour les masses d'air humide qui ne peuvent pénétrer loin à l'intérieur du continent. La nature des précipitations sur le plateau Antarctique, où l'atmosphère est très froide et sèche du fait de l'altitude, est par conséquent très différente de celle de la zone côtière. Bien que dans cette région une petite fraction des précipitations provienne de nuages organisés, le dépôt y est le plus souvent issu de nuages isolés ou de ciels totalement dégagés et l'accumulation qui en résulte est extrêmement faible.

**Sublimation** La sublimation est le résultat de mécanismes de turbulences et des flux de vapeur d'eau qui en résultent en surface de la neige. Pendant les mois d'été, la sublimation peut éliminer une part non négligeable de l'accumulation sur certaines zones côtières, alors qu'elle est quasiment nulle en hiver. La sublimation annuelle décroît rapidement en s'éloignant des côtes, pour devenir nulle voir faiblement négative à l'intérieur du continent (condensation solide).

**Transport et érosion de la neige par le vent** L'érosion et le transport de la neige par le vent<sup>6</sup> dépendent principalement de la quantité de neige transportable, de la forme des particules neigeuses, de la vitesse du vent et de la densité de surface du manteau neigeux.

---

5. Équivalent eau : *water equivalent*

6. Neige transportée par le vent : *blowing snow* ou *drifting snow*

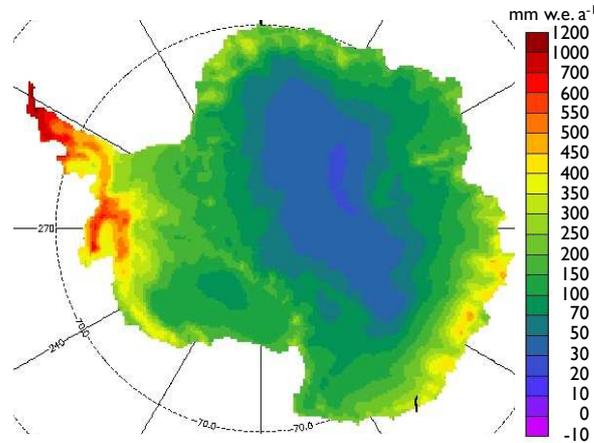


FIGURE 4 – Climatologie du bilan de masse de surface de la calotte Antarctique pour la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle d'après *Arthern et al.* (2006), en mm équivalent eau par an ( $\text{mm w.e. a}^{-1}$ ).

La contribution de ce processus au BMS de l'Antarctique est encore mal évaluée bien que l'on suppose qu'elle soit importante. En effet, l'érosion et le transport de neige par le vent influencent la répartition de la neige à échelle locale et induisent surtout une augmentation significative de la sublimation des particules de neige maintenues en suspension dans l'atmosphère.

C'est en bordure de calotte, où les vents catabatiques atteignent leurs maximas et où les précipitations solides sont les plus importantes, que le transport de neige par le vent a le plus d'influence sur le BMS. Les vents de surfaces étant principalement guidés par les pentes, la contribution du transport de neige à l'accumulation nette est gouvernée par la topographie locale. Ainsi, on observera de l'ablation sur les lignes de divergence des vents, comme dans les vallées côtières où s'accélèrent les vents catabatiques, et des amas importants de neiges dans les zones de convergence.

**Ruissellement** Le ruissellement vers l'océan de l'eau liquide provenant de la pluie et des eaux de fonte de la glace est un phénomène marginal en Antarctique, limité aux zones côtières les plus nordiques du continent. Ainsi, sur la péninsule Antarctique, on observe durant certains jours d'été des conditions de fusion qui provoquent l'exposition de certaines surfaces rocheuses. Cependant, une grande partie de l'eau de fonte regèle en percolant dans les couches de neige sous-jacentes plus froide.

**Distribution du BMS** Le BMS moyen annuel de l'Antarctique est positif sur l'ensemble du continent (figure 4), bien qu'il existe quelques zones d'ablation ponctuellement en temps et en espace. L'intérieur du continent forme un immense désert relativement uniforme. En bordure

de calotte, au contraire, l'accumulation de neige induit des variations de la surface à différentes échelles spatiales, allant de sastrugis de quelques cm de haut aux méga-dunes d'échelle kilométrique, en passant par des dunes de quelques mètres à quelques centaines de mètres de largeur (*Eisen et al.*, 2008). Les différentes contributions au BMS présentent toutes des maxima de flux en région côtière. L'intensité et la distribution spatiale de ces contributions sont fortement reliée à la topographie locale dans cette zone.

## B. Bilan de masse de surface Antarctique et niveau des mers

Le bilan de masse de surface positif de la calotte polaire Antarctique équivaut à un stockage d'eau sous forme solide en surface de la calotte, qui peut être interprété comme un transfert d'eau de l'océan vers la calotte. Cependant, seuls les transferts d'eau vers les parties posées de la calotte induisent une variation du niveau moyen des mers. En effet, les parties flottantes occupent déjà leur volume dans l'océan, par conséquent leurs variations de masse n'ont pas d'effet direct le niveau des océans. La masse d'eau accumulée en surface de la calotte posée par unité de temps est convertie en une variation du niveau moyen des océans en divisant le volume d'eau liquide équivalent à cette masse par la surface des océans ( $361.10^6 \text{ km}^2$ ). Un BMS positif sur la calotte posée correspond donc à une variation négative (i.e. une diminution) du niveau des mers.

La limite séparant la glace posée de la glace flottante est appelée ligne d'échouage. Le flux de glace à travers cette frontière contribue à une perte de masse de la calotte posée et un gain de masse équivalent de l'océan. La contribution des calottes de glace aux variations du niveau des mers correspond donc au bilan de masse de la partie posée de ces calottes, c'est-à-dire à la compétition entre : (i) le bilan de masse de surface de la calotte posée et (ii) le flux de glace à travers la ligne d'échouage. La calotte est à l'équilibre lorsque ces deux termes sont de même ordre de grandeur, c'est-à-dire lorsque l'apport de masse par accumulation de neige en surface est compensée par la perte de masse par écoulement vers l'océan.

Selon le quatrième rapport du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC, *Solomon et al.*, 2007), l'augmentation observée du niveau des mers est estimée à  $3,1 \pm 0,7 \text{ mm/an}$  pour la période 1993-2003. Cette augmentation, significativement plus grande que celle observée durant la première moitié du 20<sup>ème</sup> siècle, est confirmée par des études récentes ( $3,4 \pm 0,4 \text{ mm/an}$  pour 1993–2009, *Nerem et al.*, 2010). De plus, le bilan des contributions à l'évolution du niveau des mers réalisé dans le cadre du quatrième rapport du GIEC n'atteint pas l'augmentation observée. Il est donc important d'obtenir de meilleures estimations de ces contributions.

Dans ce contexte, une attention particulière est portée aux calottes de glace de l'Antarctique et du Groenland, dont les pertes de masse, encore très mal connues, se traduisent par des va-

riations conséquentes du niveau des mers. Leurs contributions étaient estimées à  $0,21 \pm 0,35$  mm/an pour l'Antarctique et  $0,21 \pm 0,07$  mm/an pour le Groenland pour la période 1993-2003 dans le quatrième rapport du GIEC. Des estimations récentes ont montré que l'accélération de la perte de masse de ces deux grandes calottes a été trois fois plus grande que celle des glaciers de montagne et des autres calottes entre 2002 et 2010 (*Rignot et al.*, 2011). Les variations de leur bilan de masse feront donc partie des contributions les plus importantes à l'élévation du niveau des mers au cours des prochaines décades.

Les estimations de la contribution actuelle du BMS du continent Antarctique au niveau des mers varient entre  $-4,9 \pm 0,1$  et  $-5,7 \pm 0,3$  mm/an (*Lenaerts et al.*, 2012). Les incertitudes liées à ces estimations sont donc du même ordre de grandeur que la contribution totale estimée des deux grandes calottes. L'étendue de cette gamme de valeurs s'explique en partie par le faible nombre de données d'observations de BMS disponibles à l'échelle du continent, qui induit de grandes incertitudes sur les interpolations de mesures et rend difficile la validation des modèles.

La majorité des modèles de climat prévoient une augmentation du BMS de la calotte Antarctique au cours du 21<sup>ème</sup> siècle, conséquence de températures plus élevées, qui entraînent une augmentation des précipitations de neige dans des proportions plus importantes que l'augmentation des événements pluvieux et de fonte (e.g., *Krinner et al.*, 2008). Il est indispensable de modéliser correctement le BMS actuel et futur des calottes, car en plus de son effet direct sur les variations du niveau des mers, il joue un rôle clé pour la quantification des écoulements de glace vers l'océan. En effet, la modélisation de ces écoulements dépend des changements d'épaisseur de glace et de pentes de surface liées aux variations du BMS, qui ont une influence sur la réponse dynamique des calottes (*Huybrechts et al.*, 2004). Ainsi, la modélisation à haute résolution du BMS de l'Antarctique et du Groenland a fait partie des tâches centrales du programme de recherche Européen Ice2sea visant à estimer la contribution future des glaces continentales à l'élévation du niveau des mers. Le travail présenté ici a fait partie intégrante de ce projet.

## C. De l'importance de la résolution sur l'estimation du bilan de masse de surface Antarctique

L'augmentation du BMS de la calotte Antarctique projetée par la majorité des modèles de climats est due à une augmentation des précipitations de neige (*Gregory and Huybrechts*, 2006; *Krinner et al.*, 2008; *Genthon et al.*, 2009a). La modélisation des changements d'accumulation nette sur le continent Antarctique d'ici à la fin du siècle mène à une grande dispersion des résultats. En considérant uniquement les 8 modèles couplés de climats représentant le mieux le BMS observé en Antarctique parmi les 20 utilisés dans le quatrième rapport du GIEC, l'augmentation estimée du BMS entre la fin du 20<sup>ème</sup> siècle et la fin du 21<sup>ème</sup> siècle varie entre +11% et +35% et

correspond à une modération de l'élévation du niveau des mers de 0,6 à 1.9 mm/an plus élevée à la fin du siècle qu'à l'actuel (calculé à partir du tableau 2 de *Krinner et al.*, 2008). Comme les précipitations sont plus importantes dans les zones situées en dessous de 2000 m d'altitude, les trois-quarts des changements prévus de BMS sont également confinés dans ces zones, alors qu'elles ne représentent que 40% de la surface de la calotte posée.

Dans ce contexte, le BMS modélisé est extrêmement dépendant de la résolution horizontale des modèles, ceux à plus hautes résolutions tendant à prédire les augmentations de BMS les plus importantes (*Genthon et al.*, 2009a). En effet le raffinement de la topographie permet une meilleure représentation des pentes de la calotte, qui jouent un rôle clé sur l'intensité des précipitations orographiques. Ce raffinement est crucial car la topographie des zones côtières antarctiques présente des variations significatives jusqu'à l'échelle kilométrique. Une résolution plus fine de l'élévation des bordures de calotte permet également une meilleure représentation de la sublimation et du ruissellement, en particulier dans cette région où leurs changements sont susceptibles d'être les plus importants.

Cependant, l'extension spatiale du continent Antarctique ( $\sim 5000 \times 5000$  km) et les échelles de temps climatiques visées (100 à 200 ans) entraînent des limitations de résolution liées aux capacités de calculs, même avec les calculateurs les plus puissants. Les plus hautes résolutions atteintes sur l'Antarctique avec un modèle atmosphérique de circulation générale sont de l'ordre de 60 km pour des simulations à l'échelle du siècle. Pour parvenir à une telle résolution, un zoom est réalisé sur la région d'intérêt. L'utilisation de modèles atmosphériques régionaux à l'aval d'un modèle global ne permet pas d'obtenir des résolutions allant au delà de 40 km pour ce type de simulations.

Plusieurs approches et modélisations simplifiées ont été proposées pour calculer le BMS à haute résolution ( $\sim 10$  km) à partir de modèles de climats de résolution moyenne ( $\sim 60$  à 100 km) sans augmenter considérablement les temps de calcul. *Thompson and Pollard* (1997) et *Wild et al.* (2003) ont proposé d'interpoler les champs météorologiques à chaque pas de temps sur une grille à résolution plus fine pour forcer un modèle de surface, mais ce type d'approche ne permet pas de représenter correctement l'influence de la topographie fine sur les précipitations. Des modélisations du BMS à haute résolution ont également été réalisées avec des modèles d'ablation très simples utilisant des relations de type degré-jour, pour lesquelles la fusion journalière est estimée à partir d'un facteur de fonte empirique et d'un index journalier de température de surface (*Wild et al.*, 2003; *Huybrechts et al.*, 2004). Cependant, ces approches ne permettent pas de tenir compte des changements de rayonnement net et de flux de chaleur turbulents en surface dus à des changements de caractéristiques de ces surfaces.

C'est pourquoi nous avons développé le modèle SMHiL (Surface Mass balance High resolution downscaLing), qui permet d'estimer le BMS à 15 km de résolution tout en conservant des

coûts de calculs réduits, à partir de champs issus de modèles de climat de plus grande échelle. SMHiL demande des champs d'entrée très classiques et peut s'appliquer à l'aval de n'importe quel modèle atmosphérique. La méthodologie adoptée ainsi que les fondements théoriques du modèle sont détaillés au chapitre 1. Au chapitre 2, nous décrivons les principales caractéristiques des modèles de climat régionalisés au cours de ce travail de thèse ainsi que la base de données inédite utilisée pour valider SMHiL sur la période actuelle. Nous montrons de plus que la ligne de balise développée par l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA en région côtière constitue un point de référence pour évaluer les performances des modèles en Antarctique. Une première validation du BMS à haute résolution modélisé par SMHiL est présentée au chapitre 3 pour la fin du 20<sup>ème</sup> siècle, à partir de la régionalisation des réanalyses ERA-Interim du centre européen de prévision météorologique à moyen terme. Enfin, les résultats de la régionalisation du modèle LMDZ4 sur l'ensemble de la période 1981-2199 sont présentés au chapitre 4. Après avoir validé ces résultats pour la période actuelle, nous donnons une nouvelle estimation de la contribution du BMS Antarctique à l'évolution du niveau des mers pour les deux prochains siècles, qui tient compte des variations de topographie à 15 km de résolution. Une telle résolution est inédite pour ces échelles de temps.

## Chapitre 1

# Régionalisation à base physique du bilan de masse de surface Antarctique

La modélisation atmosphérique est l'unique outil permettant de réaliser des projections de l'évolution du bilan de masse de surface (BMS) de la calotte polaire Antarctique au cours des prochains siècles. Pour représenter correctement la topographie de la bordure de calotte et capturer ainsi son impact sur les différentes composantes du BMS Antarctique, nous avons vu qu'une résolution horizontale inférieure à 20 km est requise. Nous rappelons que les composantes du BMS sont les suivantes :

$$\text{BMS} = P_S + P_L + (D - E) - S_U - R \quad (1.1)$$

où  $P_S$  correspond aux précipitations solides (neige),  $P_L$  aux précipitations liquides (pluie),  $S_U$  à la sublimation et  $R$  au ruissellement. Le ruissellement correspond à la part d'eau liquide ( $P_L +$  fonte de la neige  $M$ ) qui ne regèle pas en percolant dans le manteau neigeux. Les composantes  $D$  et  $E$  correspondent aux quantités de neige déposées et érodées par le vent respectivement.

Les modèles atmosphériques de circulation générale (GCM<sup>1</sup>), qui résolvent les équations de l'atmosphère sur l'ensemble du globe terrestre, voient leur résolution limitée essentiellement par leur temps de calcul. Le domaine de validité de certaines paramétrisations peut également induire des restrictions sur la résolution. Enfin, la physique des processus atmosphériques et de surface des GCM, conçue pour être valable globalement, est souvent mal adaptée aux régions polaires.

La régionalisation, également appelée « descente d'échelle<sup>2</sup> », vise à obtenir une estimation à fine échelle de certains champs atmosphériques à partir de champs de plus basse résolution provenant d'un GCM et de l'information apportée par des champs connus à haute résolution,

---

1. *Global circulation model*  
2. Régionalisation : *downscaling*

comme la topographie par exemple, tout en conservant des coûts de calcul réduits.

Les deux formes de régionalisation les plus classiquement utilisées sont la régionalisation dynamique et la régionalisation statistique. La régionalisation dynamique consiste à utiliser un modèle atmosphérique à plus haute résolution sur la zone d'intérêt, soit en raffinant localement la grille du GCM, soit en utilisant un modèle atmosphérique régional forcé à ses frontières par le GCM. La régionalisation statistique consiste à déterminer des relations existant entre les champs atmosphériques à basse et à haute résolution, soit à partir d'observations, soit à partir de simulations numériques à différentes résolutions sur la période présente, et à appliquer ces relations sur les résultats de simulations futures.

En Antarctique, les méthodes de régionalisation dynamique se heurtent aux mêmes contraintes que celles touchant les GCM du fait de l'étendue spatiale de la calotte. Ainsi, à moyen terme, obtenir une résolution inférieure à 20 km avec ces méthodes n'est pas envisageable pour des simulations de plusieurs siècles, malgré des capacités de calcul grandissantes. D'autre part, les mesures de terrain sont particulièrement éparses en Antarctique, ce qui empêche toute régionalisation statistique basée sur des observations. Les relations statistiques s'appuyant sur des résultats de simulation nécessitent de conduire des expériences à basse et à haute résolution pour chaque GCM, ce qui est contraignant à la fois en terme de mise en oeuvre et de temps de calcul.

C'est pourquoi nous avons adopté une autre méthode de régionalisation, basée à la fois sur des paramétrisations physiques uni-dimensionnelles et des relations statistiques entre les champs atmosphériques et la topographie, afin d'estimer l'influence de la topographie à haute résolution sur les différentes composantes du BMS. Nous avons ainsi développé le modèle de régionalisation du bilan de masse de surface SMHiL (Surface Mass balance High-resolution downscaLing) dont les paramétrisations physiques sont particulièrement adaptées aux conditions climatiques rencontrées en bordure de calotte. SMHiL s'appuie sur des modèles pré-existants qui ont été adaptés et améliorés au cours de ces travaux de thèse. Dans ce chapitre, nous présentons la méthodologie et les fondements physiques de SMHiL, ainsi que ses conditions d'application, en détaillant les améliorations apportées par rapport aux travaux précédents.

## 1.1 Méthodologie adoptée pour la régionalisation du bilan de masse de surface

Le modèle de régionalisation du bilan de masse de surface SMHiL calcule l'influence de variations de la topographie à haute résolution sur les précipitations solides et liquides, la sublimation, la fonte et le regel de l'eau liquide. Par contre, les flux de neige érodés et transportés par le vent ne sont pas régionalisés et ne seront pas considérés par la suite. C'est l'une des principales limitations du modèle.

Les champs d'entrée du modèle SMHiL correspondent aux sorties d'un modèle de circulation atmosphérique, régional ou global, dont la résolution horizontale peut varier entre 40 et 120 km à l'échelle du continent Antarctique. Les champs de sortie sont obtenus sur une grille stéréographique régulière, à une résolution typique de 15 km. Les changements d'échelles entre les champs du modèle atmosphérique et la grille à haute résolution sont réalisés à l'aide de deux techniques d'interpolation présentées à la section 1.2.

La régionalisation est faite en deux étapes. Nous calculons tout d'abord les précipitations solides et liquides à haute résolution évaluant l'effet de la topographie fine sur l'intensité des précipitations orographiques (section 1.3). Nous utilisons ensuite un schéma de surface, que nous forçons avec les champs météorologiques du modèle de grande échelle interpolés sur la grille à haute résolution en tenant compte du changement de topographie. Les champs de précipitation à haute résolution calculés précédemment sont également fournis en entrée du schéma de surface. Nous évaluons ainsi la sublimation, la fonte et le regel à haute résolution (1.4).

## 1.2 Changements d'échelle

### 1.2.1 De la grande échelle à la haute résolution

Le modèle SMHiL calcule les composantes du bilan de masse de surface à haute résolution à partir de champs atmosphériques de grande échelle et d'une topographie fine. Dans la suite du document, nous dénommerons *grande échelle* (notée *LS* pour *Large Scale*) les champs ayant une résolution effective correspondant à celle du modèle de climat avant régionalisation et *haute résolution* (notée *HR* pour *High Resolution*) les champs estimés à plus haute résolution.

Les champs de grande échelle proviennent de modèles de climats dont les grilles horizontales et verticales peuvent être très variées. Le modèle LMDZ4, par exemple, présente une grille horizontale en longitude et latitude se resserrant au niveau des pôles, alors que celle du modèle régional MAR est régulière en projection stéréographique polaire. En ce qui concerne les niveaux verticaux des modèles, ils peuvent être définis en se plaçant à des niveaux de pression  $p$  constante ou encore de coordonnée  $\sigma = p/p_s$  constante, où  $p_s$  est la pression de surface. Les niveaux définis en coordonnée  $\sigma$  ont l'avantage de suivre la topographie en surface, mais l'inconvénient de rendre le relief visible jusqu'au sommet de l'atmosphère. C'est pourquoi un troisième système de coordonnées verticales, appelé « hybride », est couramment utilisé dans les modèles de climats. Dans le système hybride, la pression de chaque niveau atmosphérique est définie par un couple  $(\sigma, p_c)$  :  $p = \sigma p_s + p_c$ . Les niveaux verticaux définis en coordonnées hybrides sont équivalents à des niveaux de coordonnée  $\sigma$  constante en surface et à des niveaux de pression constante au sommet de l'atmosphère.

SMHiL est basé sur un modèle de régionalisation des précipitations développé au sein du mo-

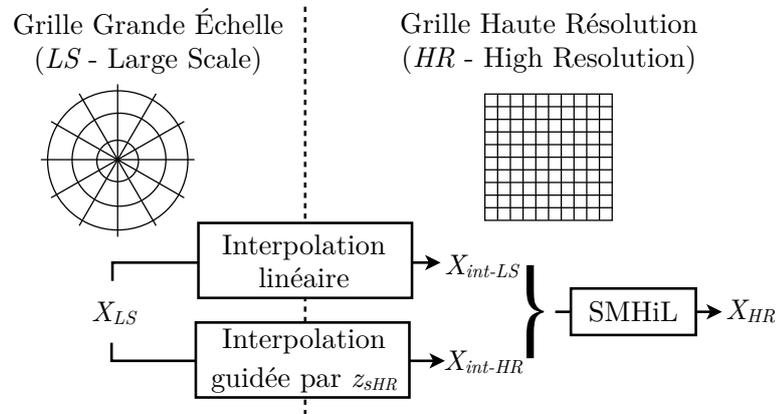


FIGURE 1.1 – Nomenclature utilisée pour la définition des variables d’entrée et de sortie du modèle de régionalisation SMHiL, notées  $X$ . La topographie à haute résolution est notée  $z_{sHR}$ .

dèle de climat régional MAR, avec pour objectif premier de s’appliquer à ce modèle de climat. Les paramétrisations physiques utilisées dans SMHiL sont unidimensionnelles dans la direction verticale. L’écriture des équations du modèle est donc indépendante de la grille horizontale utilisée. Cependant, le système d’interpolation horizontale bilinéaire implanté dans la version initiale n’était pas applicable à des types de grille différent de la grille stéréographique régulière utilisée par MAR. Le premier développement que j’ai réalisé a été de s’affranchir de la forme de la grille du modèle de climat de grande échelle. Pour cela, des techniques d’interpolations horizontales et verticales ont été implantées et sont décrites à la section suivante. Deux types de projections des variables du modèle de grande échelle sur la grille à haute résolution sont utilisés :

- le premier consiste à projeter les champs de grande échelle linéairement sur la grille à haute résolution. Nous utiliserons pour cela l’interpolation linéaire barycentrique présentée à la section 1.2.2.1. Les champs sont donc interpolés sur la grille fine mais leur résolution effective est celle du modèle de grande échelle. C’est pourquoi nous les noterons  $X_{int-LS}$  par la suite.
- le deuxième permet d’estimer les champs de grande échelle sur la grille à haute résolution en prenant en compte l’information liée à la topographie à haute résolution. Ce type d’interpolation permet de fournir à SMHiL des champs atmosphériques de forçage qui approximent la haute résolution. La méthode proposée pour cela est présentée à la section 1.2.2.2. Les champs issues de cette interpolation seront notées  $X_{int-HR}$ .

La nomenclature utilisée est représentée schématiquement à la figure 1.1.

La grille horizontale de haute résolution est par défaut une grille stéréographique régulière basée sur la projection stéréographique EPSG Variante B (<http://www.epsg.org/guides/docs/G7->

2.pdf). Verticalement, on utilise le même système de coordonnées pour la grille à haute résolution que pour la grille de grande échelle.

## 1.2.2 Interpolation des champs de grande échelle

### 1.2.2.1 Interpolation linéaire barycentrique

L'interpolation linéaire a pour objectif d'obtenir une représentation des champs météorologiques du modèle de grande échelle sur la grille à haute résolution, pour chacun des niveaux atmosphériques de la grille de grande échelle. La méthode que nous avons choisie est basée sur un maillage triangulaire de la grille de grande échelle dans le plan stéréographique. L'interpolation est ensuite réalisée en utilisant les coordonnées barycentriques de chaque point  $\mathbf{P}$  de la grille à haute résolution dans le triangle  $\mathbf{ABC}$  de la grille de grande échelle auquel il appartient (figure 1.2).

La triangulation que j'ai implémentée dans le modèle est celle de Delaunay. La méthode d'interpolation est présentée plus en détails en Annexe A, page 143.

Comme nous conservons le système de coordonnées verticales de la grille de grande échelle dans la grille à haute résolution, nous appliquons la méthode d'interpolation linéaire successivement sur chaque niveau atmosphérique.

### 1.2.2.2 Interpolation guidée par la topographie à haute résolution

L'interpolation linéaire barycentrique présentée à la section précédente permet d'obtenir des champs sur la grille à haute résolution dont la résolution effective correspond à celle de la topographie de grande échelle. Cependant, SMHiL demande également des champs de forçage tenant compte de la topographie à haute résolution.

Dans la version initiale du modèle, la pression de surface à haute résolution était calculée à partir de la pression de surface de grande échelle interpolée linéairement et d'un gradient constant de température (gradient adiabatique), en utilisant l'hypothèse hydrostatique. Comme dans la version actuelle de modèle, la pression des nouveaux niveaux atmosphériques liés à la topographie à haute résolution était obtenue à partir de la nouvelle pression de surface et des coordonnées verticales du modèle de grande échelle. Les champs de grande échelle étaient ensuite interpolés horizontalement sur chaque niveau atmosphérique (interpolation bilinéaire) puis recalculés sur les nouveaux niveaux en considérant des variations linéaires par rapport à la pression. Cependant, le gradient thermique est très différent du gradient adiabatique en surface de la calotte polaire Antarctique, où les conditions stables peuvent entraîner de fortes inversions de température. De plus, cette interpolation posait problème lorsque la topographie à haute résolution était plus basse que la topographie de grande échelle. Enfin, le calcul des champs sur les nouveaux niveaux

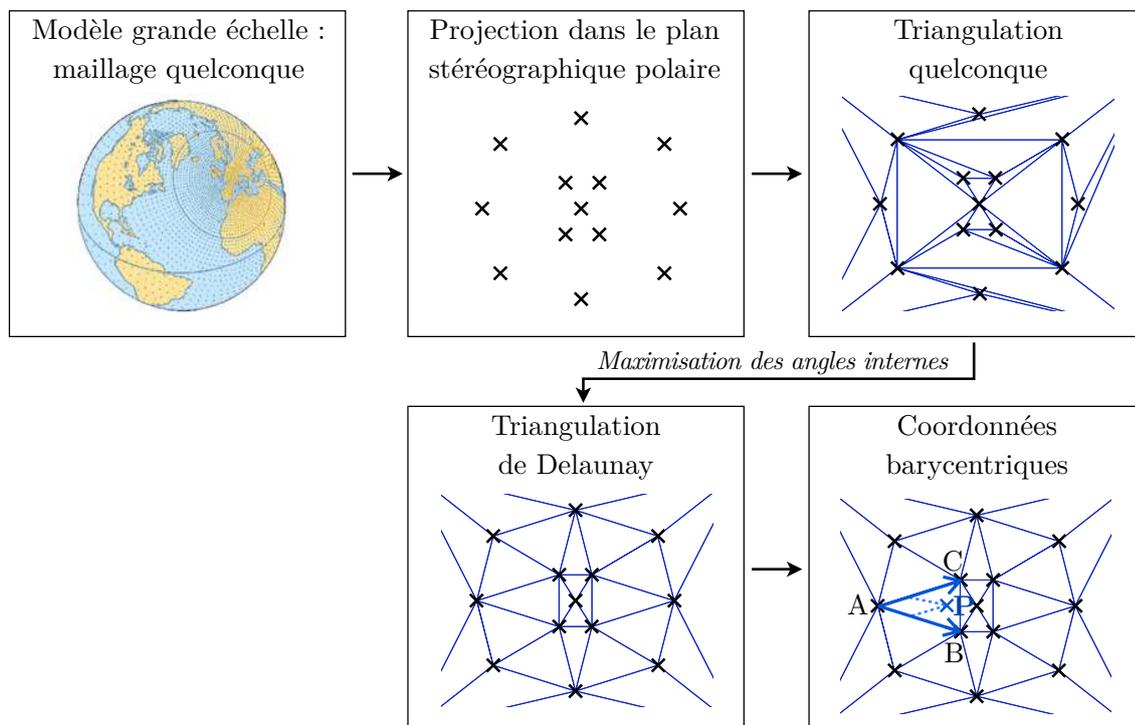


FIGURE 1.2 – Méthode d'interpolation linéaire barycentrique

atmosphériques ne tenait pas compte du changement de topographie, puisque les champs étaient interpolés entre les anciens niveaux verticaux indépendamment de la nouvelle topographie.

C'est pourquoi nous avons développé une nouvelle méthode tenant compte du changement de topographie pour estimer les champs interpolés. Cette méthode consiste à déterminer pour chaque point de la grille à haute résolution  $P_{HR}$  la relation linéaire locale qui existe entre la variable atmosphérique de grande échelle  $X_{LS}$  et l'élévation de grande échelle  $z_{LS}$  pour chaque niveau atmosphérique, puis à appliquer cette relation pour obtenir une valeur estimée  $X_{int-HR}(P_{HR})$  à partir de l'altitude à haute résolution  $z_{HR}(P_{HR})$ .

Concrètement, nous cherchons les coefficients  $a$  (pente) et  $b$  (ordonnée à l'origine) de la droite de régression de  $X_{LS}$  par rapport à  $z_{LS}$  pour l'ensemble des points de grande échelle situés dans un voisinage  $\omega_{LS}$  de  $P_{HR}$  :

$$\forall P_{LS} \in \omega_{LS}(P_{HR}), X_{LS}(P_{LS}) \approx a_{(P_{HR})} \cdot z_{LS}(P_{LS}) + b_{(P_{HR})} \quad (1.2)$$

Les points de la grille de grande échelle du voisinage  $\omega_{LS}(P_{HR})$  sont choisis sur les surfaces englacées.

Nous appliquons ensuite cette même relation au point  $P_{HR}$  :

$$X_{int-HR}(P_{HR}) = a_{(P_{HR})} \cdot z_{HR}(P_{HR}) + b_{(P_{HR})} \quad (1.3)$$

Pour connaître l'élévation des niveaux atmosphériques à haute résolution  $z_{HR}$ , nous commençons par appliquer cette méthode à la pression en surface. Nous estimons ainsi la pression de surface liée à la topographie à haute résolution  $z_{sHR}$  et nous en déduisons la pression de chaque niveau atmosphérique en utilisant les coordonnées verticales du modèle de grande échelle. Nous approximons ensuite  $z_{HR}$  à partir de  $z_{sHR}$  et des champs atmosphériques interpolés linéairement  $X_{int-LS}$  en utilisant l'hypothèse hydrostatique.

Avant d'appliquer cette méthode, nous nous assurons que la gamme de valeurs de topographie du voisinage de  $P_{HR}$  n'est pas trop éloignée de la topographie à haute résolution de  $P_{HR}$ , c'est-à-dire que :

$$\begin{aligned} \min_{\omega_{LS}(P_{HR})} (z_{LS}) - dz \leq z_{HR}(P_{HR}) \leq \max_{\omega_{LS}(P_{HR})} (z_{LS}) + dz \\ \text{avec } dz = \max_{\omega_{LS}(P_{HR})} (z_{LS}) - \min_{\omega_{LS}(P_{HR})} (z_{LS}) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dans le cas contraire, nous cherchons un nouveau voisin de grande échelle plus éloigné dont la topographie se rapproche de  $z_{HR}(P_{HR})$ , dans un rayon de 300 km autour de  $P_{HR}$ . En général, sur une grille à haute résolution de  $400 \times 400$  points, seuls quelques points de grille (une dizaine)

ne possèdent pas de voisins permettant d'améliorer le calcul de régression linéaire.

Nous nous assurons également que la relation entre  $X_{LS}$  et  $z_{LS}$  est suffisamment forte ( $R^2 > 0,9$  pour 4 points voisins). Cette relation peut être faible localement sur des zones de crêtes ou de fond de vallée et également dans les zones où les variations d'élévation sont trop faibles (plateformes de glace, plateau Antarctique). Pour la régionalisation des précipitations, la régression linéaire est centrée sur la valeur interpolée linéairement  $X_{int-LS}(P_{HR})$  et lorsque le coefficient de corrélation est inférieur au seuil choisi, nous choisissons  $X_{int-HR}(P_{HR}) = X_{int-LS}(P_{HR})$ . Concernant la régionalisation du bilan d'énergie de surface, lorsque la relation n'est pas assez forte nous choisissons  $X_{int-HR}(P_{HR})$  égal à la moyenne de  $X_{LS}$  sur les 3 points de la grille de grande échelle les plus proches de  $P_{HR}$ .

## 1.3 Régionalisation des précipitations

### 1.3.1 Etat de l'art et méthodologie adoptée

#### 1.3.1.1 Etat de l'art

Les précipitations orographiques sont issues du refroidissement adiabatique de masses d'air s'élevant du fait de la topographie sous-jacente. Par le biais de ce processus, la topographie est considérée comme un forçage majeur de la répartition des précipitations à haute résolution dans les régions à topographie complexe (*Goyette and Laprise, 1996; Kuligowski and Barros, 1999*). Pour plus de simplicité, nous dénommerons par la suite *précipitations orographiques* toutes les précipitations issues d'ascendances adiabatique, bien que les précipitations orographiques ne correspondent en réalité qu'à un cas particulier de précipitations par ascendance adiabatique.

La physique des modèles de précipitation orographique que l'on trouve dans la littérature est basée sur la formation d'hydrométéores par refroidissement adiabatique des masses d'air, dont la théorie est reprise en détail dans la section 1.3.2.2. Les processus différenciant ces modèles sont ceux liés à la représentation de la dynamique des masses d'air, ainsi qu'aux paramétrisations physiques choisies pour le temps de formation et de chute des hydrométéores. Un résumé des modèles existant dans la littérature est proposé dans le tableau 1 de *Barstad and Smith (2005)* et repris partiellement dans le tableau 1.1 du présent document.

Le modèle de régionalisation SMHiL s'appuie sur le modèle de *Sinclair (1994)* avec les modifications proposées par *Funk and Michaelsen (2004)*. Le modèle de *Sinclair (1994)* suppose que l'ascendance des masses d'air induite par la topographie de surface pénètre dans les couches supérieures humides de l'atmosphère avec une amplitude décroissant avec l'altitude selon une fonction empirique de la pression. Cependant, la théorie des ondes de gravité orographique montre que les conditions imposées par la surface peuvent créer un mouvement vertical oscillant ou au contraire

Dynamique ( $w$ )	Délais de formation et de chute des hydrométéores	Référence
Décroissance linéaire avec l'altitude	Empiriques	<i>Sinclair</i> (1994)
Ondes de gravité internes linéarisées (2D simplifié)	Empiriques	<i>Funk and Michaelsen</i> (2004)
Ondes de gravité internes linéarisées (3D simplifié)	Empiriques et ajustés	<i>Smith and Barstad</i> (2004)

TABLE 1.1 – Principaux types de modèles de précipitation orographiques. Adapté du tableau 1 de *Barstad and Smith* (2005).

décroissant avec l'altitude, en fonction de la stabilité verticale de l'atmosphère et de la forme de la topographie sous-jacente. C'est pourquoi la paramétrisation initiale de *Sinclair* (1994) a été remplacée par une formulation plus explicite basée sur la théorie linéaire des ondes de gravité interne, comme proposé par *Funk and Michaelsen* (2004), tout en tenant compte de l'influence de l'humidité sur la stabilité de l'atmosphère décrite par *Durran and Klemp* (1982). L'implantation de ces modifications est détaillée dans la thèse de Luc Gentil (*Gentil, 2007*). J'ai repris ces travaux au début de ma thèse et j'ai participé à une première validation du modèle, présentée dans *Gallée et al.* (2011). La théorie aboutissant à la paramétrisation des mouvements verticaux utilisée dans le modèle SMHiL est décrite dans la section 1.3.2.3. Le délai de formation des hydrométéores ainsi que leur vitesse verticale de chute sont identiques à ceux proposés par *Sinclair* (1994) et repris par *Gallée et al.* (2011), à la seule différence qu'une advection lagrangienne des hydrométéores a été implémentée dans le modèle SMHiL, comme détaillé dans la section 1.3.2.4.

### 1.3.1.2 Méthodologie

Initialement, le modèle de régionalisation des précipitations était uniquement basé sur le calcul des précipitations orographiques à haute résolution. Une méthode de conservation était ensuite appliquée aux résultats de la régionalisation pour que la quantité d'eau précipitée finale soit égale à celle du modèle de climat de grande échelle à la fois localement et sur l'ensemble du domaine. Il n'y avait donc pas d'influence de la topographie sur la quantité totale d'eau précipitée.

Notre principal apport à la régionalisation des précipitations a été de remplacer les méthodes de conservation de la quantité totale de précipitations par une décomposition des précipitations en une partie orographique et une partie non orographique, en supposant cette dernière comme indépendante de la résolution (voir figure 1.3). Nous calculons la partie orographique des précipitations du modèle de grande échelle à partir des champs atmosphériques de grandes échelles interpolés linéairement sur la grille à haute résolution (section 1.2.2.1). La partie non

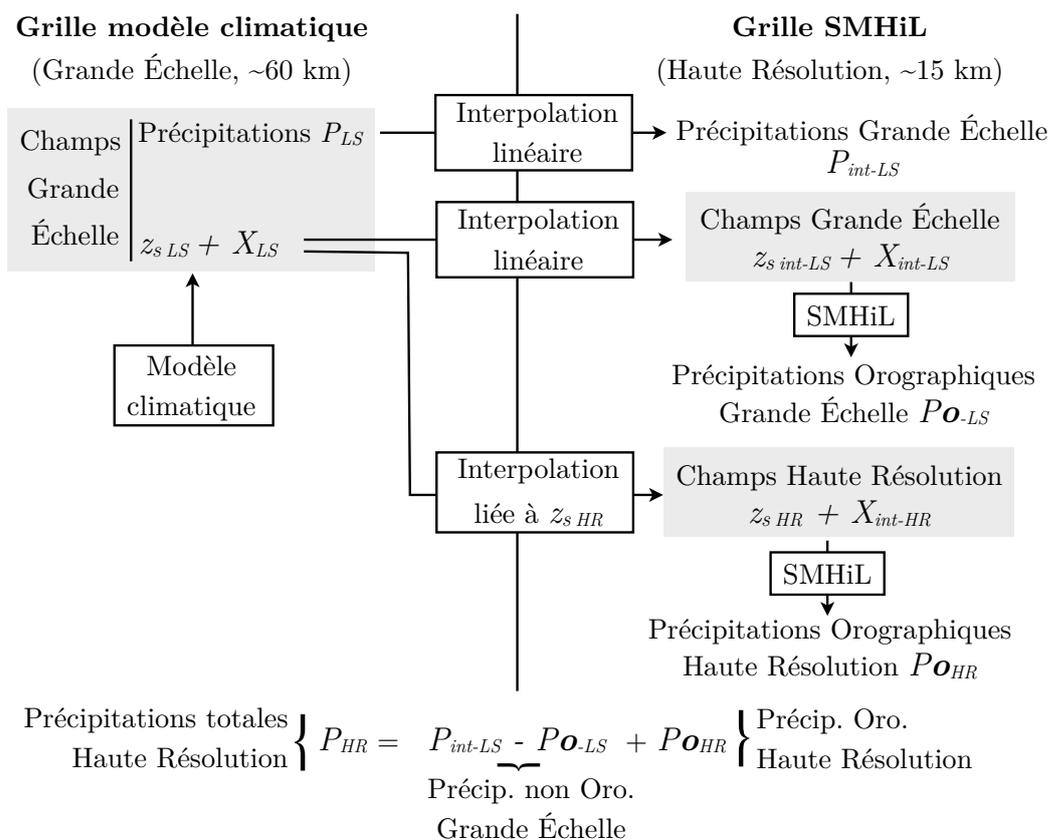


FIGURE 1.3 – Méthodologie adoptée pour la régionalisation des précipitations. Les précipitations sont notées  $P$ , les champs atmosphériques  $X$  et la topographie de la surface  $z_s$ .

orographique des précipitation peut alors être estimée en interpolant linéairement les précipitations du modèle de grande échelle sur la grille à haute résolution, puis en leur soustrayant leur composante orographique. Nous calculons ensuite les précipitations orographiques à haute résolution à partir de la topographie fine et des champs de grande échelles avec une interpolation guidée par la topographie à haute résolution (section 1.2.2.2). Finalement, les précipitations totales sont la somme des précipitations orographiques issues de la topographie à haute résolution et des précipitations non orographiques estimées à partir des précipitations du modèle de grande échelle. Les variables du modèle de grande échelle nécessaires à la régionalisation sont résumées au tableau 1.2.

Variables atmosphériques (3D)	Résolution Temporelle	Résolution Horizontale	Résolution Verticale
$u, v, w, T, q, p$	6H	$\sim 20 \text{ km} \rightarrow \sim 120 \text{ km}$ ( MAR $\rightarrow$ ERA-40)	19 $\rightarrow$ 60 niveaux (LMDZ4 $\rightarrow$ ERA-Interim)

TABLE 1.2 – Variables d’entrée requises pour la régionalisation des précipitations

### 1.3.2 Physique du modèle

Nous détaillons dans cette section l’ensemble des équations menant au calcul du taux de précipitation orographique. La physique de base des précipitations orographiques repose sur la condensation due à l’élévation adiabatique des parcelles d’air à saturation au dessus du relief, dont l’expression formelle est détaillée à la section 1.3.2.2. Pour chaque niveau vertical, le taux de condensation dépend des profils de pression, de température et d’humidité de chaque colonne d’air, calculés à haute résolution à partir des méthodes d’interpolation décrites à la section 1.2.2. Le taux de condensation dépend également de la vitesse d’élévation des parcelles d’air, c’est-à-dire du vent vertical. L’estimation de la vitesse verticale du vent dans la colonne d’air est liée à la topographie sous-jacente de façon non triviale et fait l’objet de la section 1.3.2.3. Enfin, les paramétrisations choisies pour représenter la formation, la chute et le transport des hydrométéores à partir de l’eau condensée sont présentées à la section 1.3.2.4.

Les équations utilisées pour régionaliser les précipitations sont réécrites ici à partir des publications de base. Pour plus de clarté, seules les équations clés sont présentées dans cette partie et le détail des développements se trouve en Annexe B, page 145. Les équation développées en annexe sont dénotée par le symbole (*AnnB*).

Notation	Description	Unité
$e_v$	Pression partielle de la vapeur d’eau	Pa
$e_{vs}$	Pression partielle de la vapeur d’eau à saturation	Pa

$\Gamma_d$	Gradient thermique adiabatique de l'air sec	$\text{K m}^{-1}$
$\Gamma_m$	Gradient thermique adiabatique pour l'air humide	$\text{K m}^{-1}$
$\lambda$	Facteur d'humidité	s.u.
$p$	Pression de l'air humide	Pa
$\phi$	Humidité relative de l'air	s.u.
$q_l$	Rapport de mélange de l'eau liquide	s.u.
$q_v$	Rapport de mélange de la vapeur d'eau = $\rho_v/\rho_d$	s.u.
$q_{vs}$	Rapport de mélange de la vapeur d'eau à saturation	s.u.
$\rho$	Masse volumique de l'air humide	$\text{kg m}^{-3}$
$\rho_d$	Masse volumique de l'air sec	$\text{kg m}^{-3}$
$\rho_v$	Masse volumique de la vapeur d'eau	$\text{kg m}^{-3}$
$T$	Température	K
$T_v$	Température virtuelle	K
$\theta_v$	Température potentielle virtuelle	K
$\vec{U}_s$	Composante horizontale du vent en surface	$\text{m s}^{-1}$
$u$	Composante horizontale du vent selon l'axe $x$	$\text{m s}^{-1}$
$v$	Composante horizontale du vent selon l'axe $y$	$\text{m s}^{-1}$
$w$	Composante verticale du vent	$\text{m s}^{-1}$

### Constantes

$c_{pv}$	Chaleur spécifique de la vapeur d'eau à pression constante	$4185 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{pd}$	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante	$1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{vd}$	Chaleur spécifique de l'air sec à volume constant	$716 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{pl}$	Chaleur spécifique de l'eau liquide à pression constante	$1850 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$\gamma$	$c_{pd}/c_{vd}$	$\sim 1,4$ s.u.
$g$	Gravité	$9,81 \text{ m s}^{-2}$
$L_v$	Chaleur latente de vaporisation de l'eau	$2,5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
$R_d$	Constante des gaz parfaits de l'air sec	$287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$R_v$	Constante des gaz parfaits de la vapeur d'eau	$461,5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

#### 1.3.2.1 Domaine de validité

Nous rappelons ici le domaine de validité dans lequel nous nous plaçons par la suite pour estimer les précipitations orographiques en atmosphère stable :

→ *Hypothèses thermodynamiques*

- L'air sec et la vapeur d'eau sont des gaz parfaits et non visqueux.

- **L'écoulement est adiabatique.**

*Validité* : les précipitations orographiques sont dues à l'ascension rapide de masses d'air, pour lesquelles le transfert thermique avec l'air environnement n'a pas le temps de s'effectuer et peut donc être négligé.

→ *Hypothèses pour la résolution des ondes de gravité en atmosphère stable*

- **L'onde de gravité est stationnaire.**

*Validité* : cette hypothèse est réalisée classiquement pour les ondes de gravité de montagne car l'établissement du régime stationnaire est rapide.

- **Les perturbations induites par la topographie sur l'écoulement moyen sont petites.** Nous nous plaçons ainsi dans le cadre de la théorie linéaire des ondes de gravité.

*Validité* : cette hypothèse perd sa validité pour des gradients de topographie très prononcés, pour des atmosphères extrêmement stables et lorsque la stabilité de l'atmosphère varie brutalement, ce qui peut entraîner des réflexions d'onde non-linéaires aux interfaces.

- **Les variations de masse volumique liées aux variations de pression sont négligeables devant celles liées aux variations de température (approximation de Boussinesq)**

*Validité* : cette approximation est en générale valide en atmosphère libre. Elle perd sa validité lorsque l'écoulement est en rotation, fortement stratifié ou présente des transitions de propriétés brutales.

- **L'écoulement moyen varie peu horizontalement.** Cette approximation revient à négliger les gradients horizontaux devant les gradients verticaux pour les variables moyennes.

*Validité* : cette hypothèse est vérifiée pour les modèles de climats, car leur maillage présente une discrétisation horizontales très lâche par rapport à la discrétisation verticale. Ces modèles ne résolvent donc pas les variations atmosphériques horizontales de petite échelle.

- **Le vent horizontal est très supérieur au vent vertical** *Validité* : cette hypothèse est vérifiée en Antarctique où la convection est réduite.

- **Le cisaillement vertical est faible.**

*Validité* : cette hypothèse n'est pas valide en cas de forts vents catabatiques par exemple, qui sont très intenses en surface et souvent dissociés des conditions sus-jacentes. Cependant, les vents sont descendant en surface dans cette configuration, et les précipitations induites par la topographies sont alors négligées.

- **L'écoulement est bi-dimensionnel.** Cela signifie que l'écoulement se fait selon une direction horizontale privilégiée et que les effets dynamiques tri-dimensionnels sont négligés.

*Validité* : cette hypothèse est vérifiée lorsque le cisaillement vertical est faible et que les variations de topographie se font sur des distances très grandes par rapport à la dimension verticale. C'est le cas lorsque la résolution horizontale est supérieure à 10km. On peut alors

se placer dans le plan du vent dominant et considérer la dimension perpendiculaire à ce plan comme infiniment longue.

- **Le vent horizontal n'est pas significativement modifié par le changement d'échelle.**

*Validité* : cette hypothèse reste vraie lorsque le saut de résolution entre la grande échelle et la haute résolution n'induit pas de modification significative de la dynamique.

- **les distances de variation de la topographie sont grandes devant les longueurs d'oscillation des parcelles d'air.**

*Validité* : pour des conditions de stabilité standard, cette hypothèse est valide pour des montagnes de largeur supérieure à 10km, ce qui correspond à la résolution minimum que nous cherchons à obtenir en Antarctique.

- **Le profil de stabilité varie lentement selon la verticale.**

*Validité* : Lorsque la stabilité décroît fortement avec l'altitude, on observe la formation d'ondes stationnaires qui ne pénètrent pas profondément dans l'atmosphère et n'ont donc que peu d'incidence sur la forme des précipitations.

### 1.3.2.2 Condensation par ascendance adiabatique

Nous développons ici les équations clefs du modèle de précipitations orographiques utilisé pour la régionalisation des précipitations.

#### a) Refroidissement adiabatique

Une parcelle d'air s'élevant adiabatiquement, c'est à dire sans échange de chaleur avec l'air qui l'entoure, se refroidit. En effet, l'association du premier principe de la thermodynamique (conservation de l'énergie), de la 2<sup>ème</sup> loi de Joule pour les gaz parfaits (enthalpie indépendante de la température) et de l'approximation hydrostatique permet de calculer le gradient thermique adiabatique de l'air sec  $\Gamma_d$  :

$$\Gamma_d = -\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{g}{c_{pd}} \quad (AnnB) \quad (1.5)$$

L'humidité modifie significativement le gradient thermique adiabatique. L'expression du gradient thermique le long d'une adiabatique humide saturée  $\Gamma_m$  est donnée par *Durran and Klemp* (1982), en supposant que toute l'eau liquide est éliminée par précipitation :

$$\Gamma_m = \Gamma_d \frac{(1 + q_{vs} + q_l) \left(1 + \frac{L_v q_{vs}}{R_d T}\right)}{\left(1 + \frac{c_{pv} q_{vs} + c_{pl} q_l}{c_{pd}}\right) + \frac{L_v^2 q_{vs}}{c_{pd} R_v T^2} \left(1 + \frac{R_d}{R_v} q_{vs}\right)}$$

$$\Rightarrow \Gamma_m \approx \Gamma_d \frac{1 + \frac{L_v q_{vs}}{R_d T}}{1 + \frac{L_v^2 q_{vs}}{c_{pd} R_v T^2}} > 0 \quad (1.6)$$

$$\begin{cases} q_v \ll 1 \\ q_l \ll 1 \end{cases}$$

Nous pouvons également écrire  $\Gamma_m$  en fonction de la masse volumique de la vapeur d'eau à saturation  $\rho_{vs}$  :

$$q_v = \frac{\rho_v}{\rho_d} = \frac{\rho_v}{\frac{p - e_v}{R_d T}} = \frac{\rho_v R_d T}{p - \rho_v R_v T} = \frac{\frac{R_d}{R_v} \rho_v}{\frac{p}{R_v T} - \rho_v} \quad (1.7)$$

$$\Rightarrow \Gamma_m = \Gamma_d \frac{\frac{p}{R_v T} + \left(\frac{L_v}{R_v T} - 1\right) \rho_{vs}}{\frac{p}{R_v T} + \left(\frac{R_d}{c_{pd}} \left(\frac{L_v}{R_v T}\right)^2 - 1\right) \rho_{vs}} \quad (AnnB) \quad (1.8)$$

## b) Équation de Clausius-Clapeyron

L'équation de Clausius-Clapeyron décrit les variations de pression en fonction de la température lors d'un changement d'état. Appliquée à la vapeur d'eau, elle décrit l'augmentation de la pression partielle de vapeur d'eau à saturation  $e_{vs}$  avec la température et s'écrit :

$$\frac{\partial e_{vs}}{\partial T} = \frac{L_v e_{vs}(T)}{R_v T^2} \quad (1.9)$$

Cette équation peut également se traduire en terme de variation de masse volumique de la vapeur d'eau contenue dans la parcelle :

$$\rho_{vs} = \frac{e_{vs}}{R_v T} \quad (\text{gaz parfait})$$

$$\stackrel{(1.9)}{\Rightarrow} \frac{\partial \rho_{vs}}{\partial T} = \frac{1}{T} \underbrace{\left(\frac{L_v}{R_v T} - 1\right)}_{>0} \rho_{vs} \quad (AnnB) \quad (1.10)$$

Ainsi, une diminution de température dans une parcelle d'air provoque une diminution de la

quantité maximale de vapeur d'eau pouvant être contenue dans cette parcelle. Nous considérerons par la suite que toute la quantité d'eau en excès par rapport à la masse volumique de vapeur d'eau à saturation précipite est éliminée de la parcelle.

### c) Condensation par ascendance adiabatique à saturation

Considérons une parcelle d'air s'élevant adiabatiquement et dont la quantité de vapeur d'eau est proche de la saturation. Le taux condensation  $C_r$  est alors égal à la diminution de la masse volumique de vapeur d'eau à saturation lorsque la parcelle s'élève :

$$\begin{aligned}
 C_r = \frac{\partial \rho_{vs}}{\partial t} &= \underbrace{\left( \frac{\partial \rho_{vs}}{\partial T} \right)}_{(1.10)} \underbrace{\left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)}_{-\Gamma_m} \underbrace{\left( \frac{dz}{dt} \right)}_{adiab} \underbrace{w}_{(1.8)} \\
 &= - \frac{g}{c_{pd}T} \left( \frac{L_v}{R_v T} - 1 \right) \rho_{vs} \underbrace{\frac{\frac{p}{R_v T} + \left( \frac{L_v}{R_v T} - 1 \right) \rho_{vs}}{\frac{p}{R_v T} + \left( \frac{R_d}{c_{pd}} \left( \frac{L_v}{R_v T} \right)^2 - 1 \right) \rho_{vs}}}_{\mathcal{F}(T,p,\rho_{vs})} w \quad (1.11)
 \end{aligned}$$

Il n'y a condensation que lorsque la masse d'air est proche de la saturation. *Sinclair* (1994) suppose que la condensation se produit dès que l'humidité relative  $\phi = \rho_v / \rho_{vs}$  dépasse la valeur critique de 60%. Un facteur d'humidité  $\lambda$  est donc introduit pour traduire la dépendance du taux de condensation en l'humidité relative :

$$\frac{\partial \rho_{vs}}{\partial t} = -\lambda \mathcal{F}(T,p,\rho_{vs}) w \text{ avec } \lambda = \begin{cases} 1 & \text{si } \phi \geq 1 \\ \sqrt{\frac{\phi-0,6}{1-0,6}} & \text{si } 0,6 \leq \phi < 1 \\ 0 & \text{si } \phi < 0,6 \end{cases} \quad (1.12)$$

Lors de l'ascension, l'évolution des variable  $T$ ,  $p$  et  $\rho_{vs}$  est couplée. À l'équation (1.12) il faut donc ajouter les 2 équations suivantes pour chaque pas de temps  $\Delta t$  :

$$\begin{aligned}
 \Delta T &= -\Gamma_m \Delta z = -\Gamma_m w \Delta t \\
 \Delta p &= -\rho g \Delta z = -\rho g w \Delta t
 \end{aligned}$$

De plus, la masse volumique de l'air s'écrit :

$$\rho = \rho_d + \rho_v = \frac{p - \rho_v R_v T}{R_d T} + \rho_v = \frac{R_v}{R_d} \left( \frac{p}{R_v T} - \rho_v \right) + \rho_v$$

Donc, au final, au temps  $t + \Delta t$  :

$$\begin{cases} \rho_{vs}^{t+\Delta t} &= \rho_{vs}^t - \lambda^t \mathcal{F}(T^t, p^t, \rho_{vs}^t) w \Delta t \\ T^{t+\Delta t} &= T^t - \Gamma_m(T^t, p^t, \rho_{vs}^t) w \Delta t \\ p^{t+\Delta t} &= p^t - \left( \frac{R_v}{R_d} \left( \frac{p^t}{R_v T^t} - \rho_{vs}^t \right) + \rho_{vs}^t \right) g w \Delta t \end{cases} \quad (1.13)$$

La détermination du vent vertical  $w$  est donc un paramètre clef pour la résolution de ces équations.

### 1.3.2.3 Vent vertical

En surface, le vent vertical est tangent à la topographie et peut donc être calculé à partir du vent horizontal et de la pente de la topographie (voir §a)). Au dessus de la surface, l'effet de la topographie sur la vitesse verticale dépend de la stabilité de l'atmosphère. Dans des conditions atmosphériques stables, que l'on trouve couramment au dessus des surfaces englacées (cf. section ), l'élévation des parcelles d'air en surface induit des mouvements verticaux oscillants qui peuvent se propager dans l'atmosphère libre. Les ondes issues de ces mouvements verticaux sont appelées ondes de gravité, car elles sont liées à une perturbation de la stratification interne de densité (voir §b)). Dans le cas où la période d'oscillation est petite devant le temps nécessaire pour passer l'obstacle, les ondes se propagent verticalement et sont appelées ondes de gravité hydrostatiques. Loin des sommets, l'amplitude et la période de ces ondes dépendent du profil de stabilité de la colonne d'air et de la pente de la topographie sous-jacente, ce qui permet d'obtenir une expression analytique uni-dimensionnelle de la propagation des ondes de gravité dans la direction verticale (voir §c)). Nous nous plaçons dans le cadre défini à la section 1.3.2.1.

#### a) Vent vertical en surface

Le vent en surface  $\vec{V}_s$  est supposé tangent à la topographie  $z_s$ . Soit  $\vec{n} = \begin{pmatrix} -\partial z_s / \partial x \\ -\partial z_s / \partial y \\ 1 \end{pmatrix}$  le vecteur normal à la surface  $z_s$ .  $\vec{n}$  est orthogonal à  $\vec{V}_s$  si et seulement si  $\vec{n} \cdot \vec{V}_s = 0$ , c'est à dire :

$$\begin{pmatrix} -\partial z_s / \partial x \\ -\partial z_s / \partial y \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_s \\ v_s \\ w_s \end{pmatrix} = 0$$

$$\Leftrightarrow w_s = \vec{U}_s \cdot \vec{\nabla} z_s$$

où  $\vec{U}_s = \begin{pmatrix} u_s \\ v_s \end{pmatrix}$  est le vent horizontal en surface.

Nous supposons que le vent horizontal n'est pas significativement modifié par la topographie. Cela signifie, avec les notations décrite dans la section 1.2.1, que nous prenons  $\vec{U}_{sHR} = \vec{U}_{sint-LS}$ . À partir de cette hypothèse, nous obtenons donc :

$$\begin{cases} w_{sint-LS} & \approx \vec{U}_{sint-LS} \cdot \vec{\nabla} z_{sint-LS} \\ w_{sHR} & \approx \vec{U}_{sint-LS} \cdot \vec{\nabla} z_{sHR} \end{cases} \Rightarrow w_{sHR} = w_{sint-LS} + \vec{U}_{sint-LS} \cdot (\vec{\nabla} z_{sHR} - \vec{\nabla} z_{sint-LS})$$

$$\Rightarrow w_{sHR} = w_{sint-LS} + \vec{U}_{sint-LS} \cdot \vec{\nabla} (z_{sHR} - z_{sint-LS}) \quad (1.14)$$

Cette écriture permet de relier directement le changement de la vitesse verticale en surface au changement de topographie.

## b) Équations d'ondes de gravité linéarisées en 2 dimensions

La condition de surface imposée par la topographie sur le vent vertical engendre en conditions stables des ondes de gravité orographiques, encore appelées ondes internes de gravité. Nous développons ici la théorie menant aux équations d'ondes utilisées dans le modèle SMHiL.

**Définitions** Afin de simplifier les équations par la suite, nous introduisons la notion de température virtuelle  $T_v$ , qui est définie comme suit :

$$T_v = \left( 1 + (R_v/R_d - 1) \frac{q_v}{1 + q_v} \right) T \quad (1.15)$$

La définition de cette variable permet d'écrire l'équation des gaz parfaits pour l'air humide sous la forme simple suivante (voir Annexe B, page 146) :

$$p = \rho R_d T_v \quad (AnnB) \quad (1.16)$$

Nous introduisons également la température potentielle et la température potentielle virtuelle. La température potentielle  $\theta$  est la température qu'atteindrait une parcelle d'air si elle se déplaçait adiabatiquement jusqu'à un niveau de pression de référence  $p_o$  :

$$\theta = T \left( \frac{p}{p_o} \right)^{\frac{1}{\gamma} - 1} \quad (1.17)$$

où  $\gamma = c_{pd}/c_{vd}$ . La température potentielle virtuelle est définie de façon similaire :

$$\theta_v = T_v \left( \frac{p}{p_o} \right)^{\frac{1}{\gamma} - 1} \quad (1.18)$$

**Domaine de validité** Nous rappelons ici les hypothèses qui seront utilisées par la suite pour simplifier les équations d'écoulement de l'air humide :

- L'air sec et la vapeur d'eau sont des gaz parfaits et non visqueux
- L'écoulement est adiabatique
- Les variations de masse volumique liées aux variations de pression sont négligeables devant celles liées aux variations de température (approximation de Boussinesq)
- L'écoulement est à 2 dimensions selon  $(x, z)$ . La dimension horizontale  $y$  est considérée comme infiniment longue.
- Les variables atmosphériques  $a$  varient peu horizontalement :  $a(x, z) = \bar{a}(z) + a'(x, z)$ , avec  $a'$  très petit devant  $\bar{a}$
- Les perturbations sont petites autour de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho}g \quad (\text{Équilibre hydrostatique}) \quad (1.19)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho}R_d\bar{T}_v \quad (\text{Équation des gaz parfaits}) \quad (1.20)$$

- Le vent horizontal est très supérieur au vent vertical :  $\begin{cases} u = \bar{u}(z) + u'(x, z) \\ w = 0 + w'(x, z) \end{cases}$

**Simplification des équations régissant l'écoulement** Nous écrivons ici les équations d'écoulement de l'air humide dans le cadre fixé au paragraphe précédent.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement horizontale s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} \\ \Rightarrow -\frac{\partial p'}{\partial x} &\approx \bar{\rho} \left( \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (\text{après linéarisation}) \quad (AnnB) \end{aligned} \quad (1.21)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement verticale s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \\ \Rightarrow -\frac{\partial p'}{\partial z} &\approx \rho' g + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} \quad (\text{après linéarisation} + (1.19)) \quad (AnnB) \end{aligned} \quad (1.22)$$

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} &= -\rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \Rightarrow \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= -\frac{\bar{u}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} w' \quad (\text{après linéarisation}) \quad (AnnB) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Enfin, l'équation de transformation adiabatique pour un gaz parfait s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{Dp}{Dt} &= c^2 \frac{D\rho}{Dt} \quad \text{avec } c^2 = c_{pd}/c_{vd} R_d T_v = \gamma R_d T_v \\ \Rightarrow \frac{\bar{u}}{\bar{\rho}} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial p'}{\partial x} \right) &\approx w' \beta \quad (\text{après linéarisation}) \quad (AnnB) \end{aligned} \quad (1.24)$$

avec :

$$\beta = - \left( \bar{S} + \frac{g}{c^2} \right) \quad (1.25)$$

et :

$$\bar{S} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (1.26)$$

La quantité  $\beta$  représente la stabilité statique de l'atmosphère. En effet, elle correspond au gradient vertical de la température potentielle virtuelle  $\bar{\theta}_v$  :

$$\beta = \frac{1}{\bar{\theta}_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \quad (AnnB) \quad (1.27)$$

Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, les variations de densité dues à la pression sont négligeables devant celles dues à la température, ce qui implique que  $1/\bar{c}^2 \partial p'/\partial x \ll \partial \rho'/\partial x$ . Cela permet de réécrire l'équation (1.24) sous la forme simplifiée suivante :

$$(1.24) \Rightarrow \frac{\bar{u}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial x} \approx w' \beta \quad (\text{Boussinesq}) \quad (1.28)$$

**Équation d'onde sur la vitesse verticale** Il faut maintenant combiner ces équations linéarisées pour obtenir une équation d'onde sur la vitesse verticale du vent  $w'$ .

La combinaison de l'équation de conservation de la masse (1.23) et de l'équation de transformation adiabatique (1.28) donne :

$$(1.23) \ \& \ (1.28) \Rightarrow \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = -(\bar{S} + \beta) w' \quad (AnnB) \quad (1.29)$$

En dérivant selon la dimension horizontale l'équation de conservation de la quantité de mouvement verticale (1.22) et en la combinant avec l'équation de transformation adiabatique (1.28),

nous obtenons :

$$\partial(1.22)/\partial x \text{ \& } (1.28) \Rightarrow -\frac{1}{\bar{\rho}\bar{u}} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} = \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{g\beta}{\bar{u}^2} w' \quad (AnnB) \quad (1.30)$$

Enfin en dérivant selon la dimension verticale l'équation de conservation de la quantité de mouvement horizontale (1.21) et en la combinant avec l'équation (1.29), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \partial(1.21)/\partial z \text{ \& } (1.29) \Rightarrow & -\frac{1}{\bar{\rho}\bar{u}} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} = -\frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} \\ & - (2\bar{S} + \beta) \frac{\partial w'}{\partial z} \\ & - \left( \bar{S}(\bar{S} + \beta) + \beta \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial(\bar{S} + \beta)}{\partial z} - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) w' \quad (AnnB) \end{aligned} \quad (1.31)$$

En soustrayant les équations (1.30) et (1.31) nous obtenons :

$$\begin{aligned} ((1.30) - (1.31)) \Rightarrow \\ \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} + (2\bar{S} + \beta) \frac{\partial w'}{\partial z} + \left( \frac{\beta g}{\bar{u}^2} - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \beta \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial(\bar{S} + \beta)}{\partial z} + \bar{S}(\bar{S} + \beta) \right) w' = 0 \end{aligned} \quad (1.32)$$

Pour pouvoir résoudre cette équation différentielle, il est intéressant d'introduire une nouvelle inconnue  $\hat{w}$  définie de la façon suivante :

$$w' = \hat{w} \frac{\bar{\rho}(z_s)}{\bar{\rho}} \sqrt{\frac{\bar{\theta}_v(z_s)}{\bar{\theta}_v}} \quad (1.33)$$

où  $\rho(z_s)$  est la masse volumique de l'air humide en surface et  $\bar{\theta}_v(z_s)$  est la température potentielle virtuelle en surface.

Avec cette inconnue, l'équation d'onde sur la vitesse verticale (1.32) peut être réécrite sous la forme :

$$(1.32) \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + l^2(z) \hat{w} = 0 \\ l^2(z) = \frac{\beta g}{\bar{u}^2} - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \beta \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{1}{4} (2\bar{S} + \beta)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial \beta}{\partial z} + \bar{S}(\bar{S} + \beta) \end{cases} \quad (AnnB) \quad (1.34)$$

Cette équation est l'outil central de l'étude théorique des ondes de montagne de faible amplitude en 2 dimensions. En pratique, le coefficient  $l(z)$ , appelé **paramètre de Scorer**, est souvent dominé par le terme de flottabilité  $\beta g/\bar{u}^2$ , même si le terme  $1/\bar{u}(\beta \partial \bar{u}/\partial z - \partial^2 \bar{u}/\partial z^2)$  peut devenir

important dans les zones de fort cisaillement vertical. L'approximation de Boussinesq revient à négliger les termes en  $\bar{S} + \beta$  lorsqu'ils ne sont pas associés à la gravité. Dans ce cadre, le paramètre de Scorer s'écrit :

$$l^2(z) = \frac{N^2}{\bar{u}^2} + \underbrace{\frac{1}{\bar{u}} \left( \beta \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)}_{\text{Négligé en cas de faible cisaillement vertical}} \quad (1.35)$$

$$\text{avec } N = \sqrt{\beta g} = \sqrt{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}} \quad (1.36)$$

$N$  est appelé **fréquence de Brunt-Vaisala** et n'est définie que lorsque l'atmosphère est stable ( $\partial \theta_v / \partial z > 0$ ).

Ces calculs sont valables dans le cadre d'une atmosphère insaturée. Dans le cadre d'une atmosphère saturée, le déplacement vers le haut d'une parcelle d'air est accompagné par de la condensation et par un apport de chaleur latente qui limite le refroidissement adiabatique. *Durran and Klemp* (1982) ont montré que les équations d'ondes linéarisées en atmosphère saturée étaient équivalentes à celles en atmosphère sèche à condition de remplacer  $N$  par son équivalent en conditions saturées  $N_m$  :

$$N_m^2 = \frac{g}{1 + q_v} \left\{ \frac{\Gamma_m}{\Gamma_d} \frac{d \ln \theta_q}{dz} - \frac{dq_l}{dz} \right\} \quad (1.37)$$

avec  $\theta_q$  la température potentielle équivalente humide définie par :

$$\theta_q = \theta \exp \left( \frac{L_v q_{vs}}{c_{pd} T} \right) \left( \frac{T}{T_o} \right)^{c_{pl} q_l / c_{pd}} \quad (1.38)$$

*Durran and Klemp* (1982) montrent également que l'expression suivante est une bonne approximation de  $N_m$  :

$$N_m^2 = g \left( \frac{1 + L_v q_{vs} / R_d T}{1 + L_v^2 q_{vs} / c_{pd} R_v T^2} \left( \frac{d \ln \theta}{dz} + \frac{L_v}{c_{pd} T} \frac{dq_{vs}}{dz} \right) - \frac{dq_l}{dz} \right) \quad (1.39)$$

$N_m^2$  est toujours inférieur à  $N^2$ , ce qui signifie que la longueur d'onde verticale des oscillations en conditions saturées sera plus grande que celle en conditions insaturées.

### c) Résolution de l'équation d'onde

Nous considérons le cas saturé, avec un faible cisaillement vertical (cf. équations (1.34), (1.35))

et (1.39)). L'équation à résoudre est donc :

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + l^2(z) \hat{w} = 0 \quad \text{avec} \quad l^2(z) = \frac{N_m^2}{\bar{u}^2} \quad (1.40)$$

Pour résoudre l'équation (1.40), nous passons dans la représentation de Fourier :

$$\check{w}(k, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{w}(x, z) e^{-ikx} dx \quad (1.41)$$

$$\hat{w}(x, z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \check{w}(k, z) e^{+ikx} dk = \text{Re} \left( \int_0^{\infty} \check{w}(k, z) e^{+ikx} dk \right) \quad (1.42)$$

Nous obtenons alors :

$$(1.40) \Leftrightarrow \frac{\partial^2 \check{w}}{\partial z^2} + (l^2(z) - k^2) \check{w} = 0 \quad (1.43)$$

Nous constatons que les solutions de cette équation sont très différentes en fonction du signe de  $(l^2(z) - k^2)$  :

- Si  $k^2 > l^2(z)$ ,  $\check{w}$  décroît avec l'altitude (onde évanescence)
- Si  $k^2 < l^2(z)$ ,  $\check{w}$  oscille avec l'altitude (onde propagative)

### Condition sur le relief

Nous nous plaçons dans le cas d'un relief large, c'est-à-dire que le temps nécessaire à une parcelle d'air pour passer ce relief doit rester très grand devant la fréquence d'oscillation de Brunt-Vaisala liée à la stabilité  $N_m$ . Une valeur typique de  $N_m$  est  $0.01 \text{ s}^{-1}$ , une valeur typique de  $\bar{u}$  est  $10 \text{ m s}^{-1}$ , donc les variations horizontales du relief doivent se faire sur des distances très supérieures à une centaine de mètre, i.e. être supérieures à une dizaine de kilomètres. Dans ce cas, la partie évanescence de la vitesse verticale réelle  $\hat{w}$ , liée aux fréquences horizontales supérieures à  $l$ , devient négligeable devant sa partie propagative.

### Condition sur le profil vertical de stabilité

Pour résoudre l'équation (1.43), il faut également distinguer deux situations extrêmes. Dans la première situation,  $l^2(z)$  décroît fortement avec l'altitude du fait d'une diminution de la stabilité avec l'altitude. Cette situation existe principalement dans les couches de surface, particulièrement en Antarctique où la couche limite peut présenter des conditions extrêmement stables, nettement dissociées des conditions sus-jacentes. Dans la deuxième situation,  $l^2(z)$  varie lentement avec l'altitude, ce qui arrive couramment en atmosphère libre stable, au dessus des couches de surface.

Nous ne nous attardons pas sur la situation où  $l^2(z)$  décroît fortement avec l'altitude car la solution de l'équation (1.43) est alors une onde stationnaire qui ne pénètre pas profondément dans

l'atmosphère et n'a par conséquent que peu d'incidence sur la forme des précipitations (*Smith*, 1979). C'est cependant un phénomène bien connu et facilement observable : il est à l'origine des bandes de nuages parallèles d'espacement constant visible à l'aval du relief lorsque l'on survole les Alpes par avion.

Nous nous concentrons donc sur des conditions où  $l^2(z)$  varie lentement avec l'altitude, permettant une amplification des mouvements verticaux dans les couches humides de l'atmosphère.

### Résolution de l'équation d'onde dans le domaine de Fourier

Nous pouvons chercher une solution à l'équation (1.43) de la forme :

$$\tilde{w} = A(k, z) e^{i\Phi(k, z)}$$

où  $\Phi(k, z)$  est une fonction de phase et  $A(k, z)$  est une fonction d'amplitude. En introduisant cette expression dans l'équation (1.43) nous obtenons :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} e^{i\Phi} + 2i \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} e^{i\Phi} + A \left( - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 e^{i\Phi} + i \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} e^{i\Phi} \right) + (l^2(z) - k^2) A e^{i\Phi} = 0 \\ \Rightarrow & \begin{cases} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - A \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 + (l^2(z) - k^2) A = 0 & \text{(R) (partie réelle)} \\ 2 \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + A \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 & \text{(I) (partie imaginaire)} \end{cases} \end{aligned} \quad (1.44)$$

Le choix d'un relief large implique que nous pouvons nous concentrer sur les basses fréquences horizontales. Cela signifie que l'on peut trouver une fréquence de coupure  $\kappa$  telle que  $\kappa \ll l(z)$  et que l'apport des fréquences supérieures à  $\kappa$  soient négligeables dans le calcul de la transformée de Fourier inverse (1.42).

Comme nous sommes dans le cas où  $l^2(z)$  varie lentement avec l'altitude, nous pouvons supposer que  $A(k, z)$  varie également lentement selon  $z$ , c'est-à-dire que  $\partial^2 A / \partial z^2 \ll l^2(z) A$ . Nous obtenons donc pour  $\Phi$  :

$$(1.44\text{-R}) \Rightarrow - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 + (l^2(z) - k^2) = 0 \quad (1.45)$$

$$\Rightarrow \Phi(k, z) \approx \int_{z_s}^z l(z') dz' + \Phi(k, z_s) \quad (1.46)$$

Dans ces mêmes conditions, nous obtenons pour l'amplitude  $A$  :

$$(1.44\text{-I}) \cdot A \Leftrightarrow 2A \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + A^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left( A^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0$$

$$\stackrel{(1.45)}{\Rightarrow} A^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z} = A^2(k, z) l(z) = A^2(k, z_s) l(z_s) \quad (1.47)$$

Nous obtenons donc :

$$\begin{cases} \Phi(k, z) = \int_{z_s}^z l(z') dz' + \Phi(k, z_s) \\ A(k, z) = A(k, z_s) \sqrt{\frac{l(z_s)}{l(z)}} \end{cases} \quad (1.48)$$

avec  $k < \kappa \ll l(z)$ .

Pour calculer la transformée inverse de  $\hat{w}(k, z) = A(k, z) e^{i\Phi(k, z)}$ , nous approximons le relief par une montagne en cloche de la forme  $h = h_m a^2 / (x^2 + a^2)$ , avec  $al \gg 1$ . Loin du sommet de cette montagne, nous obtenons une forme analytique simple du vent vertical ne dépendant que de la condition de surface et du profil de stabilité de la colonne d'air sus-jacente (développement non détaillé ici) :

$$\hat{w} = \hat{w}(z_s) \sqrt{\frac{l(z_s)}{l(z)}} \cos \left( \int_{z_s}^z l(z') dz' \right) \quad (1.49)$$

avec  $\hat{w}$  défini à l'équation (1.33).

Le vent vertical issu de la résolution des équations d'ondes de gravité linéarisées s'écrit donc :

$$w = w' = w_s \underbrace{\frac{\rho(z_s)}{\rho(z)} \sqrt{\frac{\theta_v(z_s) N_m(z_s)}{\theta_v(z) N_m(z)}} \sqrt{\frac{\bar{u}(z)}{\bar{u}(z_s)}}}_{G(z)} \cos \left( \int_{z_s}^z \frac{N_m(z')}{\bar{u}(z')} dz' \right) = w_s G(z) \quad (1.50)$$

Nous rappelons que les ondes de gravité n'apparaissent qu'en conditions stables, c'est à dire en conditions pour lesquelles l'expression de  $N_m^2$  définie à l'équation (1.39) est supérieure à 0. De plus, à la composante du vent vertical associée aux ondes de gravité il faut ajouter une composante liée à la circulation de grande échelle. On peut estimer la composante du vent vertical liée à la topographie de grande échelle par  $w_{s_{int-LS}} G_{int-LS}(z)$ . Ainsi, le vent vertical à haute résolution

peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
w_{HR}(z) &= \underbrace{w_{int-Ls}(z) - w_{s_{int-Ls}} G_{int-Ls}(z)}_{\text{Vent non orographique de grande échelle}} + \underbrace{\left( w_{s_{int-Ls}} + \vec{U}_{s_{int-Ls}} \cdot \vec{\nabla}(z_{s_{HR}} - z_{s_{int-Ls}}) \right)}_{\text{Vent orographique à haute résolution}} G_{int-HR}(z) \\
&= w_{int-Ls}(z) + \underbrace{(G_{int-HR}(z) - G_{int-Ls}(z))}_{\ll 1} w_{s_{int-Ls}} + \vec{U}_{s_{int-Ls}} \cdot \vec{\nabla}(z_{s_{HR}} - z_{s_{int-Ls}}) G_{int-HR}(z)
\end{aligned}$$

Comme  $w_{int-Ls}(z)$  et  $w_{s_{int-Ls}}$  sont du même ordre de grandeur, nous faisons l'approximation suivante :

$$(G_{int-HR}(z) - G_{int-Ls}(z)) w_{s_{int-Ls}} \ll w_{int-Ls}(z)$$

Nous obtenons finalement l'expression du vent vertical à haute résolution  $w_{HR}$  suivante :

$$\begin{cases} \text{Si } N_m^2 > 0, & w_{HR}(z) = w_{int-Ls}(z) + \vec{U}_{s_{int-Ls}} \cdot \vec{\nabla}(z_{s_{HR}} - z_{s_{int-Ls}}) G_{int-HR}(z) \\ \text{Si } N_m^2 < 0, & w_{HR}(z) = w_{int-Ls}(z) \end{cases} \quad (1.51)$$

### 1.3.2.4 Formation, chute et transport des hydrométéores

#### a) Délai de formation des hydrométéores

Jusqu'à présent nous n'avons pas tenu compte des processus nuageux permettant d'aboutir à la formation des hydrométéores. Ces processus sont représentés de façon simplifiée dans notre modèle par l'utilisation d'un délai de conversion de l'eau condensée en hydrométéores  $\tau_f$ . La paramétrisation utilisée pour ce délai de formation est celle proposée par *Sinclair* (1994) :

$$\tau_f(p) = 1000 \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan\left(\frac{p_f - p}{5000}\right) \right)$$

où  $p_f$  est le niveau de congélation en Pa.

Cette paramétrisation donne un temps de formation des hydrométéores proche de 0 sous le point de congélation (condensation immédiate par lessivage) et de 1000 s (environ 17 min) au dessus. Il faut noter qu'en Antarctique le point de congélation se trouve très majoritairement au niveau de la surface.

#### b) Vitesse de chute des hydrométéores

Nous considérons une vitesse verticale de chute des hydrométéore égale à  $1 \text{ m s}^{-1}$  pour la neige et  $5 \text{ m s}^{-1}$  pour la pluie, comme proposé par *Gentil* (2007).

### c) Transport de l'eau condensée et des hydrométéores

L'eau condensée est tout d'abord advectée horizontalement durant le délai de formation des hydrométéores, puis ceux-ci entament leur chute tout en continuant à être transportés horizontalement. Dans la version précédente du modèle, l'eau était transportée jusqu'à la surface avec des vitesses horizontales et de chute constantes correspondant aux caractéristiques du lieu de condensation. Une nouvelle routine de transport a été implémentée dans SMHiL pour tenir compte du changement de vent horizontal et de vitesse verticale lors de la chute des hydrométéores. La position de la masse d'eau est ainsi recalculée toutes les 10 minutes pour mettre à jour ses caractéristiques lors du transport.

Si les temps de formation et de chute dépassent 6 heures, la quantité d'eau condensée est perdue et n'est pas comptabilisée dans les précipitations. Nous avons en effet vérifié que cette quantité d'eau perdue ne représente qu'une fraction négligeable de la quantité d'eau précipitée. La quantité d'eau qui parvient à atteindre le sol dans le temps imparti est répartie sur les quatre points de grille voisins du lieu d'impact, proportionnellement à leur éloignement à ces points.

### d) Facteur d'efficacité des précipitations

Le taux de précipitation est dépendant de l'humidité relative des basses couches de l'atmosphère. Un facteur d'efficacité des précipitations  $\lambda$  est donc proposé par *Sinclair* (1994) pour tenir compte de ces conditions de surface :

$$\lambda_s = \begin{cases} 1 & \text{si } \phi_s = 1 \\ \left(\frac{\phi_s - 0,8}{1 - 0,8}\right)^{1/4} & \text{si } 0,8 \leq \phi_s < 1 \\ 0 & \text{si } \phi_s < 0,8 \end{cases}$$

où  $\phi_s$  est l'humidité relative de l'air en surface. La quantité d'eau condensée arrivant au sol est multipliée par ce facteur  $\lambda_s$ .

## 1.4 Régionalisation du bilan d'énergie de surface

### 1.4.1 Bilan d'énergie de surface de la neige et la glace

Dans cette partie, nous présentons les fondement théoriques sur lesquels s'appuient les schémas de surface des modèles de climats pour résoudre le Bilan d'Énergie de Surface (BES) de la neige et de la glace, afin de comprendre les approximations réalisées par ces schémas et les éléments qui les différencient. Cette partie théorique est donc indispensable à la compréhension de la section 1.4.2 où sont décrites la méthode adoptée pour la régionalisation du BES et les principales caractéristiques des schémas de surfaces utilisés aux chapitres 3 et 4.

Notation	Description	Unité
$\alpha$	Albédo	s.u.
$a$	Fraction du rayonnement de courtes longueurs d'onde incident absorbée par la surface	s.u.
$c_p$	Chaleur spécifique de l'air humide à pression constante, $c_p = c_{pd}(1 + 0,84q)$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$C_D$	Coefficient de traînée	s.u.
$C_H$	Coefficient de transfert de chaleur sensible turbulente	s.u.
$C_{LE}$	Coefficient de transfert de chaleur latente turbulente	s.u.
$\epsilon$	Émissivité de la surface	s.u.
$f$	Paramètre de Coriolis	$\text{s}^{-1}$
$F_{surface}$	Quantité d'énergie disponible à la surface de la glace	$\text{W m}^{-2}$
$G_o$	Énergie en excès ou en déficit à la surface	$\text{W m}^{-2}$
$H$	Flux turbulent de chaleur sensible	$\text{W m}^{-2}$
$K_M$	Diffusivité turbulente pour la quantité de mouvement	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$K_H$	Diffusivité turbulente pour la chaleur sensible	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$K_W$	Diffusivité turbulente pour la chaleur latente	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$L_{\downarrow}$	Rayonnement de grandes longueurs d'onde incident en surface	$\text{W m}^{-2}$
$L_{\uparrow}$	Rayonnement de grandes longueurs d'onde émis par la surface	$\text{W m}^{-2}$
$L$	Rayonnement net de grandes longueurs d'onde en surface	$\text{W m}^{-2}$
$L^*$	Longueur caractéristique d'Obukhov	m
$LE$	Flux turbulent de chaleur latente	$\text{W m}^{-2}$
$\nu$	Viscosité cinématique de l'air	$\text{Pa s}^{-1}$
$p$	Pression de l'air humide	Pa
$q$	Humidité spécifique de l'air	$\text{kg kg}^{-1}$
$q^*$	Échelle caractéristique d'humidité spécifique turbulente	$\text{kg kg}^{-1}$
$R$	Rayonnement net à la surface du sol	$\text{W m}^{-2}$
$R^*$	Nombre de Reynolds	s.u.
$R_N$	Rayonnement net dans la couche limite de surface	$\text{W m}^{-2}$
$Ri$	Nombre de Richardson	s.u.
$S_{\downarrow}$	Rayonnement de courtes longueurs d'onde incident en surface	$\text{W m}^{-2}$
$S_{\uparrow}$	Rayonnement de courtes longueurs d'onde réfléchi par la surface	$\text{W m}^{-2}$

$S$	Rayonnement net de courtes longueurs d'onde en surface	$\text{W m}^{-2}$
$\tau_x$	Flux turbulent de quantité de mouvement selon l'axe $x$	$\text{W m}^{-2}$
$\tau_y$	Flux turbulent de quantité de mouvement selon l'axe $y$	$\text{W m}^{-2}$
$\tau_o$	Contrainte de cisaillement	Pa
$T_o$	Température de surface	K
$\theta_v$	Température potentielle virtuelle	K
$\theta_v^*$	Échelle caractéristique de température potentielle virtuelle turbulente	K
$u^*$	Échelle caractéristique de vitesse turbulente, vitesse de friction	$\text{m s}^{-1}$
$u$	Composante horizontale du vent selon l'axe $x$	$\text{m s}^{-1}$
$v$	Composante horizontale du vent selon l'axe $y$	$\text{m s}^{-1}$
$w$	Composante verticale du vent	$\text{m s}^{-1}$
$z$	Hauteur au dessus du sol	m
$\zeta$	Hauteur au dessus du sol adimensionnée, $\zeta = z/L^*$	s.u.
$z_{om}$	Hauteur de rugosité pour la quantité de mouvement	m
$z_{oT}$	Hauteur de rugosité de la température potentielle virtuelle	m
$z_{oq}$	Hauteur de rugosité de l'humidité spécifique	m
<b>Constantes</b>		
$c_{pd}$	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante	$1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$k$	Constante de von Karman	$\sim 0.41 \text{ s.u.}$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$

#### 1.4.1.1 Calcul du bilan d'énergie de surface

##### a) Équation du bilan d'énergie de surface

Le bilan d'énergie de surface correspond au bilan des flux d'énergie arrivant et partant de cette surface. Nous nous plaçons dans le cas d'une surface englacée ou enneigée. Pour simplifier le propos, le mot "glace" employé par la suite désigne aussi bien de la neige que de la glace.

Lorsque nous négligeons les transferts d'énergie horizontaux, l'étude du BES se ramène à un problème unidimensionnel. L'énergie reçue à la surface de la glace ( $F_{surface}$ ) peut être calculée comme suit (e.g., Oke, 1987) :

$$F_{surface} = \underbrace{S_{\downarrow} - S_{\uparrow}}_S + \underbrace{L_{\downarrow} - L_{\uparrow}}_L + LE + H \quad (1.52)$$

où  $S_{\downarrow}$  et  $S_{\uparrow}$  sont respectivement les rayonnements de courtes longueurs d'onde incident et réfléchi ( $S$  est le rayonnement net de courtes longueurs d'onde),  $L_{\downarrow}$  et  $L_{\uparrow}$  sont les rayonnements de grandes longueurs d'onde incident et émis par la surface ( $L = L_{\downarrow} - L_{\uparrow}$  est le rayonnement net de grandes longueurs d'onde) et  $H$  et  $LE$  sont respectivement les flux turbulents de chaleur sensible et latente.  $R = S + L$  est le rayonnement net en surface. Les flux sont comptés positivement lorsqu'ils sont orientés vers la surface. La quantité de chaleur apportée par les précipitations est négligée du fait de sa faible intensité.

$F_{surface}$  est la quantité d'énergie disponible à la surface de la glace. En réalité, une partie du rayonnement net courte longueur d'onde n'est pas disponible pour réchauffer/refroidir la surface ou pour faire fondre la glace parce qu'elle pénètre dans la glace (e.g., *Bintanja et al.*, 1997). C'est pourquoi nous séparons  $F_{surface}$  en deux termes :

$$F_{surface} = G_o + (1 - a)S \quad (1.53)$$

Dans l'équation (1.53),  $(1 - a)S$  est la fraction du rayonnement net de courte longueur d'onde qui pénètre sous la surface et qui se répartit par conduction thermique dans le volume de glace sous-jacent à la surface.  $G_o$  est l'énergie disponible réchauffer/refroidir la surface ou faire fondre la glace. Quand la température de surface est égale  $0^{\circ}\text{C}$ , les valeurs positives de  $G_o$  correspondent à l'énergie disponible pour la fonte. Dans le cas où la température de surface est strictement négative,  $G_o$  est utilisé pour réchauffer/refroidir la surface et les couches de glace sous-jacentes.

## b) Bilan radiatif

Nous avons vu que l'apport d'énergie à la surface par rayonnement net  $R$  dépend du bilan des courtes longueurs d'onde provenant du rayonnement solaire et des grandes longueurs d'onde provenant du système terre-atmosphère. Nous présentons ici les principales caractéristiques physiques qui peuvent être prises en compte pour le calcul de ces bilans radiatifs.

### Bilan radiatif de courtes longueurs d'onde

L'albédo  $\alpha$  est par définition la fraction du rayonnement de courtes longueurs d'onde incident qui est réfléchi par la surface :

$$\alpha = S_{\uparrow}/S_{\downarrow} \Rightarrow S = (1 - \alpha)S_{\downarrow} \quad (1.54)$$

L'albédo de la neige est en général élevé mais il varie considérablement en fonction des caractéristiques physiques du manteau neigeux telles que la quantité d'impuretés, la taille et la forme des grains de neige ou le contenu en eau liquide. Ces propriétés physiques sont difficiles à modéliser et les variations d'albédo sont souvent reliées à des proxys tels que la densité, l'âge,

l'épaisseur et la température des couches de neige.

L'albédo résulte de l'intégration de l'albédo spectral, qui correspond au rayonnement réfléchi divisé par le rayonnement incident pour chacune des longueurs d'onde du spectre solaire. L'albédo spectral de la neige est beaucoup plus élevé dans le domaine du proche-ultraviolet et du visible que dans celui du proche-infrarouge. L'albédo dépend donc de la distribution spectrale du rayonnement solaire incident.

Ce rayonnement incident peut être décomposé en une partie directe et une partie diffuse. La partie directe correspond au rayonnement provenant directement du disque solaire. Elle arrive sur la surface avec un angle privilégié, qui dépend de l'angle zénithal et de la pente de la surface. Cet angle a une influence sur l'albédo car l'énergie reçue par une surface est maximale lorsque la radiation est normale à cette surface. Ainsi, plus l'angle d'incidence du rayonnement solaire sur la surface est rasant, plus l'albédo est fort. La partie diffuse du rayonnement de courtes longueurs d'onde provient de réflexions multiples du rayonnement solaire entre la surface terrestre et l'atmosphère et de la diffraction des nuages. Elle n'a donc pas de direction privilégiée.

La nébulosité joue un rôle important à la fois sur la distribution direct/diffus et sur la distribution spectrale du rayonnement de courtes longueurs d'onde. Lorsque la nébulosité augmente, la part du rayonnement diffus augmente et l'albédo dépend moins de l'angle zénithal. D'autre part, les nuages sont plus absorbants dans les grandes longueurs d'onde, donc une augmentation de la nébulosité entraîne une diminution du rayonnement solaire proche-infrarouge et donc une augmentation de l'albédo.

### **Bilan radiatif grandes longueurs d'onde**

Le rayonnement incident de grandes longueurs d'onde  $L_{\downarrow}$  dépend de la composition et de la température de l'atmosphère et est fortement relié à la nébulosité. Le rayonnement de grandes longueurs d'onde émis par la surface  $L_{\uparrow}$  est la somme du rayonnement émis et réfléchi par la surface :

$$L_{\uparrow} = \epsilon\sigma T_o^4 + (1 - \epsilon)L_{\downarrow}$$

où  $\epsilon$  est l'émissivité de la surface,  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann et  $T_o$  est la température de la surface.

Les modèles fixent en général l'émissivité de la neige à une valeur constante ( $\sim 0,99$ ). En réalité cette valeur peut varier en fonction des propriétés de la neige, en particulier de sa teneur en eau liquide.

### **c) Flux turbulents dans la couche limite de surface**

La couche d'air en contact avec la surface de la terre, appelée couche limite atmosphérique, a la particularité d'être turbulente, c'est-à-dire que les variables atmosphériques ( $x$ ) y présentent

des variations rapides et aléatoires ( $x'$ ) autour de leur valeur moyenne ( $\bar{x}$ ). Cette turbulence se traduit par d'importants flux de quantité de mouvement ( $\tau_x = -\rho\overline{u'w'}$  et  $\tau_y = -\rho\overline{v'w'}$ ), de chaleur sensible ( $H = -\rho c_p\overline{\theta'_v w'}$ ) et de chaleur latente ( $LE = -\rho L_v\overline{q'w'}$ ). Nous nous intéressons à l'estimation de ces flux turbulents car  $H$  et  $LE$  interviennent directement dans le bilan d'énergie à la surface du sol (équation (1.52)) et dans le bilan de masse de surface (sublimation).

Plusieurs hypothèses sont couramment utilisées pour simplifier le jeu d'équations qui gouverne l'écoulement turbulent (conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'enthalpie et de la vapeur d'eau et équation d'état des gaz parfaits). Les équations sont résolues au delà des premiers centimètres au dessus du sol, où les termes turbulents sont prépondérants devant les termes de diffusions moléculaires. Le gradient horizontal des variables est négligé devant leur gradient vertical (approximation des écoulements cisailés minces). Enfin, la couche limite atmosphérique est considérée comme horizontalement homogène. L'ensemble de ces hypothèses mène au jeu d'équations suivant (e.g., *Garratt*, 1992, p.26) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \\ \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \bar{R}_N}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\theta'_v w'}}{\partial z} \\ \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} &= -\frac{\partial \overline{q'w'}}{\partial z}\end{aligned}$$

où  $p$  est la pression de l'air,  $R_N$  est le rayonnement net dans la couche limite de surface et  $f$  est le paramètre de Coriolis.

### Équations de fermeture : théorie des diffusivités turbulentes

Les flux turbulents sont inconnus dans le système ci-dessus, qui présente par conséquent trop d'inconnues pour être résolu de façon univoque. Pour fermer le système il faut déterminer des équations supplémentaires (*équations de fermeture*) dont le choix va conduire à différentes modélisations des flux turbulents.

La majorité des schémas simples de fermeture sont basés sur la théorie des diffusivités turbulentes. Dans cette théorie, par analogie avec l'écoulement laminaire, chaque flux turbulent est relié au gradient de la grandeur transportée par l'intermédiaire d'un coefficient de diffusivité turbulente  $K$  :

$$\overline{u'w'} = -K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad \overline{v'w'} = -K_W \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad \overline{\theta'_v w'} = -K_H \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \quad (1.55)$$

### Couche limite de surface ou sous-couche à flux constants

Nous résolvons ici ces équation dans la couche limite de surface, qui s'étend sur une dizaine de mètres au dessus du sol. La notation  $x_o$  désigne par la suite la variable  $x$  en surface. Pour plus de clarté, l'axe des  $x$  est pris par la suite dans la direction du vent moyen de façon à avoir  $\bar{v} = 0$  et  $\overline{v'w'_o} = 0$ .

A partir des flux turbulents de surface il est intéressant d'introduire les échelles caractéristiques de vitesse turbulente ( $u^*$ , également appelée vitesse de friction), de température potentielle virtuelle ( $\theta_v^*$ ) et d'humidité spécifique ( $q^*$ ) et la longueur caractéristique d'Obukhov  $L^*$  :

$$u^{*2} = \sqrt{\overline{u'w'_o^2} + \overline{v'w'_o^2}} = -\overline{u'w'_o} = \frac{\tau_o}{\rho} \quad (1.56)$$

$$\theta_v^* = \frac{H_o}{\rho c_p u^*} = -\frac{\overline{\theta'_v w'_o}}{u^*} \quad (1.57)$$

$$q^* = \frac{LE_o}{\rho L_v u^*} = -\frac{\overline{q'w'_o}}{u^*} \quad (1.58)$$

$$L^* = \frac{\bar{\theta}_v u^{*2}}{gk\theta_v^*} \quad (1.59)$$

où  $\tau_o$  est la tension de surface et  $k$  est la constante de von Karman.

Près de la surface, les termes turbulents sont dominants en ordre de grandeur devant les autres termes. De ce fait, en stationnaire, les dérivées verticales des flux turbulents sont quasi-nulles, et donc  $\overline{u'w'} \approx -u^{*2}$ ,  $\overline{\theta'_v w'} \approx \theta_v^* u^*$  et  $\overline{q'w'} \approx q^* u^*$ . C'est pourquoi la couche limite de surface est parfois appelée *sous-couche à flux constants*. Cette hypothèse est correcte dans le cas de structures turbulentes de petites tailles mais elle perd sa validité dans le cas d'une atmosphère fortement convective (tourbillons de grande taille), pour lequel d'autres types de schémas de fermeture sont utilisés mais ne seront pas présentés ici.

### Relations flux/gradient et théorie des similitudes de *Monin and Obukhov (1954)*

Dans le système d'équations (1.55), les flux turbulents sont supposés constants selon la verticale, mais les coefficients de diffusivité varient. Les échelles caractéristiques permettent d'adimensionner ces équations en introduisant les fonctions sans dimension  $\Phi$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} &= \frac{u^*}{kL^*\zeta} \Phi_M \\ \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} &= \frac{\theta_v^*}{kL^*\zeta} \Phi_H \\ \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} &= \frac{q^*}{kL^*\zeta} \Phi_W \end{aligned} \quad (1.60)$$

où  $\zeta = z/L^*$  est la hauteur par rapport au sol adimensionnée.  $kL^*\zeta = kz$  est la longueur caractéristique des tourbillons. Le jeu d'équations (1.60) est appelé *relations flux/gradients*. Les coefficients de diffusivité  $K$  sont reliés aux fonctions  $\Phi$  par la relation  $K = u^*kL^*\zeta/\Phi$ .

Selon la théorie des similitudes de *Monin and Obukhov* (1954), les fonctions  $\Phi$  ne dépendent que de  $\zeta$ , qui est une mesure de la stabilité de l'atmosphère. Il est équivalent de représenter la stabilité en fonction de  $\zeta$  ou du nombre de Richardson  $Ri = \frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} / (\partial \bar{u} / \partial z)^2$ , car ces deux variables sont reliées de façon univoque par  $Ri = \Phi_H / \Phi_M^2 \zeta$  :

- En atmosphère neutre,  $\zeta \rightarrow 0$ ,  $Ri \rightarrow 0$  et  $\Phi(0) = 1$ .
- En atmosphère stable,  $\zeta > 0$  et  $Ri > 0$ . Le mélange est supposé faible et les fonctions  $\Phi$  sont positives. L'atmosphère est considérée comme très stable lorsque  $\zeta \geq 1$  et  $\zeta \ll h/L^*$ , où  $h$  est la hauteur de la couche atmosphérique de surface. Dans ce cas, les tourbillons ont une échelle caractéristique limitée à  $L^*$  plutôt que  $kz$ . Lorsque  $\zeta \rightarrow \infty$  alors  $Ri \rightarrow Ri_c$ , le nombre de Richardson critique (limite à partir de laquelle l'écoulement devient laminaire et les flux turbulents sont négligeables).
- En atmosphère instable,  $\zeta < 0$  et  $Ri < 0$ . Lorsque l'atmosphère est très fortement instable ( $\zeta \rightarrow -\infty$ ),  $u^*$  n'est plus une grandeur caractéristique des vitesses turbulentes et la théorie de *Monin and Obukhov* (1954) n'est plus valable. Des théories de convection libre peuvent en prendre le relais.

Les expressions exactes des fonctions  $\Phi(\zeta)$  sont obtenues de façon empirique en fonction de la stabilité de l'atmosphère. Les schémas de surface utilisés dans le cadre de cette thèse (SISVAT et LMDZ4) et celui implémenté par *Favier et al.* (2011) utilisent des formulations différentes de ces fonctions.

### Rugosités de surface et formes intégrales des équations

La résolution de (1.60) se fait en intégrant les équations par rapport à  $\zeta$  à partir des hauteurs de rugosité, qui sont les hauteurs fictives auxquelles les variables atteignent leurs valeurs de surface.  $z_{om}$  est la hauteur de rugosité de la quantité de mouvement ( $\bar{u}(z_{om}) = 0$ ),  $z_{oT}$  est la hauteur de rugosité de la température potentielle virtuelle ( $\bar{\theta}_v(z_{oT}) = \bar{\theta}_{vo}$ ) et  $z_{oq}$  est la hauteur de rugosité de l'humidité spécifique ( $\bar{q}(z_{oq}) = \bar{q}_o$ ). Les variables  $\bar{u}$ ,  $\bar{\theta}_v$  et  $\bar{q}$  sont alors exprimées explicitement en fonction de  $\zeta$  par l'intermédiaire des fonctions intégrées  $\Psi_M$ ,  $\Psi_H$  et  $\Psi_W$  :

$$\begin{aligned} \bar{u}/u^* &= \frac{\ln(z/z_{om}) - \Psi_M(\zeta)}{k} \\ (\bar{\theta}_v - \bar{\theta}_{vo})/\bar{\theta}_v^* &= \frac{\ln(z/z_{oT}) - \Psi_H(\zeta)}{k} \\ (\bar{q} - \bar{q}_o)/q^* &= \frac{\ln(z/z_{oq}) - \Psi_W(\zeta)}{k} \end{aligned} \quad (1.61)$$

avec  $\Psi = \int_{z_o/L^*}^{\zeta} [1 - \Phi(\zeta')] d(\ln(\zeta'))$ . Les observations suggèrent que  $\Psi_H = \Psi_W$  (Garratt, 1992).

Dans les modèles,  $z_{om}$  est prescrit en fonction du type de sol. Par contre, l'expérience montre que  $z_{om}$  est au moins un ordre de grandeur plus grand que  $z_{oT}$  et  $z_{oq}$  pour la plupart des types de sol. Dans le cas de la glace et de la neige, les développements théoriques de Andreas (1987) permettent de calculer  $z_{oT}/z_{om}$  et  $z_{oq}/z_{om}$  en fonction du nombre de Reynolds  $R^* = u^* z_{om}/\nu$ , où  $\nu$  est la viscosité cinématique de l'air.  $z_{oq}$  et  $z_{oT}$  sont souvent considérés comme égaux entre eux mais ils peuvent devenir sensiblement différents pour de faibles nombres de Reynolds selon Andreas (1987) (e.g., Favier et al., 2011).

### Coefficient de traînée et de transfert de chaleur turbulente

Il est pratique d'introduire le coefficient de traînée  $C_D$  (*drag coefficient*), défini par :

$$C_D = (u^*/\bar{u})^2 = \frac{k^2}{(\ln(z/z_{om}) - \Psi_M(\zeta))^2} \quad (1.62)$$

Les coefficients de transfert de chaleur sensible turbulente  $C_H$  et de chaleur latente turbulente  $C_{LE}$  sont définis par analogie avec le coefficient de traînée par :

$$-\overline{\theta'_v w'} = \theta_v^* u^* = C_H \bar{u} (\bar{\theta}_v - \bar{\theta}_{vo}) = H/\rho c_p \quad (1.63)$$

$$-\overline{q' w'} = q^* u^* = C_{LE} \bar{u} (\bar{q} - \bar{q}_o) = LE/\rho L_v \quad (1.64)$$

Avec les équations (1.61),  $C_H$  et  $C_{LE}$  sont directement liés aux fonctions  $\Psi$  par :

$$C_H(\zeta) = \frac{k^2}{(\ln(z/z_{om}) - \Psi_M(\zeta))(\ln(z/z_{oT}) - \Psi_H(\zeta))} \quad (1.65)$$

$$C_{LE}(\zeta) = \frac{k^2}{(\ln(z/z_{om}) - \Psi_M(\zeta))(\ln(z/z_{oq}) - \Psi_W(\zeta))} \quad (1.66)$$

Ainsi, les flux turbulents de chaleur sensibles  $H$  et de chaleur latente  $LE$  peuvent être calculés à partir des variables atmosphériques  $\bar{u}$ ,  $\bar{\theta}_v$ ,  $\bar{q}$  et des hauteurs de rugosité  $z_{om}$ ,  $z_{oT}$  et  $z_{oq}$ .

#### 1.4.1.2 Un exemple de calcul du bilan d'énergie de surface en Terre Adélie, Antarctique

Durant l'été austral 2009-2010 j'ai participé à une campagne de mesure de l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA (SurfACE Mass Balance of Antarctica) en Antarctique (Cap Prud'homme, Terre Adélie).

Les conditions locales favorisent la présence d'une zone de glace bleue dans la zone d'étude de GLACIOCLIM-SAMBA, près de la côte. Les zones de glace bleue correspondent à des zones

d'ablation qui recouvrent environ 1% de la surface du continent Antarctique (e.g., *Bintanja*, 1999). Elles ont un albédo significativement inférieur aux zones enneigées qui les entourent et sont généralement de quelques degrés plus chaudes qu'elles. Elles peuvent être situées à des altitudes relativement élevées (jusqu'à 2500 m) du fait de configurations orographiques favorisant de forts taux d'érosion dus à la divergence de l'écoulement catabatique (e.g., *Genthon et al.*, 2007), une sublimation importante des hydrométéores neigeux (e.g., *Bintanja et al.*, 1997) et/ou de la fonte en surface (e.g., *van den Broeke et al.*, 2006). Les zones de glace bleue côtières sont encore peu documentées alors que probablement très sensibles aux changements climatiques.

Le réseau de mesure mis en place par l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA en Terre Adélie permet de caractériser les processus d'accumulation et d'ablation de la zone de glace bleue de Cap Prud'homme. J'ai ainsi participé à l'entretien de stations météorologiques automatiques situées à la fois près de la côte (zone d'ablation) et à l'intérieur du continent (zones d'accumulation nette), à la mesure régulière du réseau de 48 balises d'ablation situées dans la zone de glace bleue et à des mesures quotidiennes de sublimation de la neige à proximité de la station (lysimètres).

À partir des mesures de terrain réalisées entre Décembre 2008 et Juin 2010 nous avons étudié les processus à l'origine de la zone de glace bleue avec un calcul complet du BES résolvant correctement la diffusion thermique dans la glace et modélisant les processus d'accumulation et d'érosion. Cette étude est présentée dans *Favier et al.* (2011) et est une extension du travail réalisé par *Genthon et al.* (2007), dans lequel le modèle de neige CROCUS avait été utilisé avec une paramétrisation originale de la neige transportée par le vent. Dans *Favier et al.* (2011), nous présentons un modèle plus simple, principalement forcé par les observations et possédant un faible nombre de paramètres dans le but d'en contrôler la sensibilité, avec une paramétrisation améliorée du modèle d'érosion.

Le résumé des résultats obtenus dans *Favier et al.* (2011) est présenté ici :

Journal of Geophysical Research (2011) 116 :F03017, doi :10.1029/2010JF001939

## **Modeling the mass and surface heat budgets in a coastal blue ice area of Adélie Land, Antarctica**

**Vincent Favier • Cécile Agosta • Christophe Genthon • Laurent Arnaud •  
Alexandre Trouvilliez • Hubert Gallée**

UJF-Grenoble 1/CNRS, Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement UMR 5183, 54 rue Molière, BP 96, 38402 Saint-Martin d'Hères cedex, France.

Meteorological data recorded from 12 December 2008 to 30 June 2010 were analyzed to assess the surface energy balance (SEB) in a blue ice area of Cap Prudhomme, Adélie Land (66°41'S, 139°55'E). The

SEB was computed with a newly developed model forced by direct measurements and with a voluntarily limited number of parameters to better assess model sensitivity. Incoming short-wave radiation was corrected for the slope and orientation of the local terrain assuming direct and diffuse radiation components. Turbulent heat fluxes were assessed using the bulk aerodynamic approach. Heat conduction in the ice was computed by solving the thermal diffusion equation. Snow accumulation was modeled using ERA interim total precipitation and a one-dimensional erosion model. The surface heat budget and accumulation/erosion model accurately reproduced field observations. The occurrence of blue ice is linked with higher rates of erosion than in the surrounding snow covered areas, which may be caused by local flow divergence or snow not being redistributed from higher elevations. Melting occurs between December and February when incoming short-wave radiation is high. However, the SEB was closely linked to air temperature through the incoming long-wave radiation and the turbulent sensible heat flux. Several warm events caused by cyclones intruding into the continent led to significant warming of the ice and high melting rates. Intruding cyclones were also associated with high precipitation that led to significant accumulation. Except in blue ice areas, modeling suggests that expected higher precipitation in a warmer climate will result in more accumulation.

## 1.4.2 Description du modèle de régionalisation

### 1.4.2.1 Méthodologie

Pour régionaliser le BES nous utilisons un schéma de surface que nous forçons avec les champs de surface du modèle de grande échelle interpolés en fonction de la topographie à haute résolution selon la méthode décrite à la section 1.2.2.2. Les variables requises pour la régionalisation sont présentées dans le tableau 1.3. Le pas de temps des variables d'entrée est de 3 heures pour capturer le cycle diurne. Ces variables sont ensuite interpolées linéairement dans le temps pour s'ajuster à la fréquence d'appel du schéma de surface.

Deux schémas de surface ont été utilisés pour la régionalisation du BES. Le premier, extrait du modèle de circulation général LMDZ4, est un modèle de neige simplifié ne permettant pas le calcul du regel de l'eau liquide percolant dans le manteau neigeux. Le second a été développé spécifiquement pour les régions enneigées et polaires dans le cadre du Modèle Atmosphérique Régional MAR et présente un modèle de neige multi-couches complet. Nous avons utilisé ces schémas avec un pas de temps de 30 minutes.

Variables atmosphériques	Résolution temporelle	Résolution verticale
$u, v, p, T, q, S_{\downarrow}, L_{\downarrow}$ , nébulosité* *optionnel	3H	Niveau de surface

TABLE 1.3 – Variables d'entrée requises pour la régionalisation du bilan d'énergie de surface.

### 1.4.2.2 Schémas de surface

#### a) LMDZ4

Le schéma de surface de LMDZ4 différencie 4 types de surface : océan, continent, glace de mer et glace continentale. C'est cette dernière composante qui nous intéressera par la suite. Comme le modèle de neige utilisé ne permet pas le calcul du regel de l'eau liquide, nous le calculons a posteriori à partir de la paramétrisation présentée ci-après.

#### Flux turbulents

La couche limite de surface du Modèle de Circulation Générale LMDZ4 (*Hourdin et al.*, 2006) est traitée selon la théorie des similitudes de *Monin and Obukhov* (1954), en utilisant les relations flux/gradient (voir section 1.4.1.1, page 49) définies par *Louis* (1979). Le coefficient de traînée  $C_D$  et les coefficients de transfert de chaleur latente et sensible  $C_H$  et  $C_W$  sont représentés par l'intermédiaire de fonctions de stabilité  $F_M(Ri)$  et  $F_{HW}(Ri)$  :

$$C_D = \left( \frac{k}{\ln(z/z_0)} \right)^2 F_M(Ri) \quad (1.67)$$

$$C_H = C_W = \frac{1}{B} \left( \frac{k}{\ln(z/z_0)} \right)^2 F_{HW}(Ri) \quad (1.68)$$

où  $k$  est la constante de von Karman,  $F_M$  et  $F_{HW}$  sont des fonctions décroissantes du nombre de Richardson  $Ri$  tendant vers 1 quand  $Ri$  tend vers 0 (atmosphère neutre) et  $B$  est une constante fixée à 0,8. Les rugosités de surfaces sont supposées égales entre elles ( $z_{om} = z_{oT} = z_{oq} = 2$  mm sur les surfaces englacées).

Dans les régions polaires, le refroidissement radiatif des surfaces englacées durant la nuit polaire entraîne des conditions de fortes inversions de surface et donc de fortes stabilités. Une limite inférieure a été fixée pour  $C_D$  afin de mieux représenter le refroidissement de la surface dans ces conditions (*Krinner et al.*, 1997). En effet, dans la paramétrisation originale, l'augmentation de  $Ri$  liée à la stabilité de la couche limite de surface engendrait une diminution drastique de  $F_M(Ri)$  et donc de  $C_D$ .  $C_D$  devenant très petit, il n'y avait plus de transfert d'énergie entre la surface et les couches supérieures par transport turbulent, provoquant ainsi une exagération du refroidissement de la surface.

#### Modèle de neige

Le modèle de neige est un modèle à une couche d'une épaisseur de 15 cm, dans laquelle le bilan d'énergie est résolu en considérant un flux de chaleur nul à la base de la couche. La température de la couche est reliée à sa température de surface, sa conductivité thermique et sa chaleur

spécifique.

### Albédo

La paramétrisation de l'albédo du modèle LMDZ4 a été modifiée sur les surfaces englacées (*Krinner et al.*, 2006). L'albédo de la neige est estimé à partir de la théorie développée et validée par *Wiscombe and Warren* (1980) et *Warren and Wiscombe* (1980) pour les neiges propres ou contaminées avec des aérosols. La neige est découpée en deux couches, une couche fine de surface et une couche épaisse de fond. L'albédo de la couche de fond est calculé en premier pour le rayonnement diffus comme une fonction de l'albédo du sol sous-jacent, de la taille des grains et du contenu en aérosols. L'albédo de cette couche de fond est utilisé comme albédo sous-jacent pour calculer l'albédo de la couche de surface pour le rayonnement direct et diffus, qui dépend également du contenu en aérosols et de la taille des grains de la couche de surface. La taille des grains évolue en fonction de l'âge et de la température de la neige selon *Marshall and Oglesby* (1994) et prend la même valeur dans les deux couches. La concentration en aérosols varie entre la couche de surface et la couche de fond et est un paramètre clé pour l'albédo des neiges arctiques très contaminées. Pour l'Antarctique, la concentration en aérosols est considérée comme nulle car l'air est très propre dans ces régions. L'albédo est intégré spectralement sur les spectres du visible et du proche-infrarouge.

### Paramétrisation du regel

Une fraction  $f_a$  de l'eau liquide annuelle provenant de la pluie  $P_{La}$  et de la fonte de la neige/glace  $M_a$  regèle en percolant dans le manteau neigeux lorsque celui-ci est très froid. *Thompson and Pollard* (1997) proposent une paramétrisation de cette fraction basée sur *Pfeffer et al.* (1991), qui considère que la couche dans laquelle l'eau liquide se refroidit est égale à la couche d'accumulation annuelle. Cette paramétrisation relie  $f_a$  au rapport entre la fonte annuelle  $M_a$  et les précipitations neigeuses annuelles  $P_{Sa}$  :

$$f_a = \min\left(1; \max\left(1 - \frac{M_a/P_{Sa} - 0,7}{1 - 0,7}; 0\right)\right) \quad (1.69)$$

Lorsque  $M_a > P_{Sa}$  toute l'eau liquide ruisselle et lorsque  $M_a < 0,7P_{Sa}$  toute l'eau liquide regèle. La quantité d'eau liquide annuelle qui ruisselle est égale à  $(1 - f_a)(P_{La} + M_a)$ . Nous supposons de plus que l'eau liquide du sol qui ruisselle est évacuée jusqu'à la mer. Cette formulation est utilisée par *Krinner et al.* (2007) pour estimer le ruissellement annuel sur la calotte polaire Antarctique dans les simulations LMDZ4.

### b) SISVAT

SISVAT (Soil Ice Snow Vegetation Atmosphere Transfert scheme) est un schéma de surface à

une dimension verticale développé pour le modèle MAR (*De Ridder and Gallée, 1998*). Il inclut sol et végétation (*De Ridder and Schayes, 1997*), neige (*Gallée et al., 2001*) et glace (*Lefebvre et al., 2003*). SISVAT a la particularité d'inclure la neige soufflée par le vent, mais cette composante sera désactivée pour la régionalisation.

### Flux turbulents

Les flux turbulents sont représentés en suivant la théorie des similitudes de *Monin and Obukhov (1954)*, avec les relations flux/gradients proposées par *Duynkerke and van den Broeke (1994)*, dont les formulations ont été validées entre autres dans des conditions de forte stabilité, courantes sur les surfaces englacées.

Les processus d'érosion et de dépôt de neige, importants en Antarctique, entraînent la formation de sastrugis en surface (irrégularités topographiques tranchantes à la surface de la neige), qui modifient les rugosités de la surface. Ce phénomène est représenté dans SISVAT par une augmentation linéaire de la rugosité de surface pour la quantité de mouvement  $z_{om}$  par rapport à la vitesse du vent à 10 m  $V_{10}$ , lorsque  $V_{10} > 6 \text{ m s}^{-1}$  (valeur limite :  $z_{om} = 10 \text{ mm}$  pour  $V_{10} = 20 \text{ m s}^{-1}$ ). Cette augmentation se fait sur une demi-journée, temps de formation caractéristique des sastrugis (*Andreas, 1995*).  $z_{om}$  diminue lors de précipitations sans érosion, pour représenter la disparition des sastrugis recouverts par la neige fraîche. Les longueurs de rugosité pour la température potentielle et l'humidité spécifique sont calculées selon *Andreas (1987)*.

### Modèle de neige

Le module de neige de SISVAT est un modèle de bilan d'énergie multi-couches. Ses paramétrisations physiques ainsi que sa validation sont décrits dans *Gallée and Duynkerke (1997)*, *Gallée et al. (2001)* et *Lefebvre et al. (2003)*. Il est constitué d'un module de diffusion de la chaleur et de l'humidité, d'un module de conservation de la masse d'eau intégrant un contenu en eau liquide et le calcul du regel de cette eau, d'un module de métamorphisme dont les mécanismes sont issus du modèle CROCUS développé au Centre d'Étude de la Neige (*Brun et al., 1992*) et d'un module d'albédo décrit ci-dessous.

### Albédo

L'albédo est représenté finement dans SISVAT en fonction de la forme et la taille des grains de neiges simulés par les lois de métamorphisme du modèle CROCUS (*Brun et al., 1992*), la hauteur des couches de neige et la nébulosité. Le rayonnement incident est partagé entre rayonnement direct et diffus et l'albédo est intégré à partir de 3 bandes spectrales, dont 2 dans le proche-infrarouge. L'albédo lié au rayonnement direct dépend de l'angle zénithale selon *Wiscombe and Warren (1980)*.

## 1.5 Fondements, développements et limitations du modèle SMHiL

Le modèle de régionalisation du bilan de masse de surface que nous avons nommé SMHiL  (Surface Mass balance High-resolution downscaLing) est né en 2011 et a été développé en s'appuyant sur des paramétrisations physiques, des méthodologies et des codes numériques pré-existants, que nous avons combinés, adaptés et enrichis au cours de ce travail de thèse. L'ensemble des paramétrisations utilisées sont adaptées aux conditions rencontrées en bordure de la calotte polaire Antarctique.

SMHiL utilise en entrée des champs atmosphériques de grande échelle issus d'un modèle de climat et la topographie à haute résolution. Le modèle régionalise tout d'abord les précipitations en se basant sur une physique simplifiée. Il utilise ensuite ces champs de précipitation et les champs atmosphériques de surface évalués à haute résolution pour calculer la sublimation, la fonte et le regel avec un schéma résolvant le bilan d'énergie de surface des surfaces englacées.

### Méthodes d'interpolation

La régionalisation implique par définition un passage de la grande échelle à la haute résolution. Une contrainte fixée au début de ce travail de thèse était de développer des méthodes d'interpolation applicables à n'importe quelle forme de grille de grande échelle. Deux types d'interpolation ont donc été implantés dans SMHiL, fournissant des champs de résolutions effectives différentes :

1. **Interpolation linéaire** : les champs interpolés sur la grille à haute résolution conservent une résolution effective correspondant celle de la grande échelle. Dans ce cadre, nous avons défini une méthode basée sur une triangulation de Delaunay de la grille de grande échelle.
2. **Interpolation liée à la topographie** : les champs atmosphériques sont interpolés sur la grille à haute résolution en tenant compte de l'effet du changement de topographie entre la grande échelle et la haute résolution. La méthode adoptée a été proposée par Gerhard Krinner, directeur de recherche au Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE). Elle consiste à évaluer la relation linéaire locale existant entre l'élévation et le champs atmosphérique de grande échelle, puis à appliquer cette même relation pour estimer le champs atmosphérique lié à la topographie à haute résolution. Une innovation apportée à cette méthode a été de centrer la régression locale sur la topographie et le champs atmosphérique interpolés linéairement, de façon à créer une continuité entre les deux méthodes.

*Limitations* : La méthode d'interpolation linéaire est robuste. Celle liée à la topographie peut mener à des valeurs aberrantes lorsque le changement de topographie entre la grande échelle et la haute résolution est trop grand. Cette méthode n'est pas non plus valable dans les zones de maxima ou minima de topographie (crêtes ou vallées).

### Régionalisation des précipitations

La régionalisation des précipitations est basée sur l'estimation des précipitations orographiques. Cette paramétrisation a été implantée avant moi par Olivier Brasseur à l'Université Catholique de Louvain (UCL, Louvain-la-Neuve, Belgique), puis par Hubert Gallée au Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement (Grenoble, France), par Xavier Fettweis à l'UCL et enfin par Luc Gentil au LGGE sous la direction d'Hubert Gallée.

Pour estimer les précipitations orographiques, mes prédécesseurs se sont appuyés sur les travaux de référence de *Sinclair* (1994), dans lesquels sont exprimés le taux de condensation lié à l'ascension de masses d'air à saturation poussées sur la topographie, le temps de formation des hydrométéores et leur advection jusqu'à la surface. La modification du vent vertical par la topographie est un facteur clé de cette paramétrisation qui était représenté de façon empirique par *Sinclair* (1994). Or par des conditions atmosphériques stables, courantes au dessus des surfaces englacées, l'ascension en surface induit la formation d'ondes de gravité qui se propagent verticalement lorsque les variations de topographie se font sur de grandes distances, typiquement supérieures à une dizaine de kilomètres. Mes prédécesseurs ont donc remplacé l'expression empirique du vent vertical utilisée par *Sinclair* (1994) par une paramétrisation simplifiée tenant compte de la propagation de ces ondes dans chaque colonne d'air. Ils se sont appuyés pour cela sur les travaux de *Funk and Michaelsen* (2004), en tenant compte de l'influence de l'humidité sur la stabilité de l'atmosphère décrite par *Durran and Klemp* (1982).

Les modifications apportées au modèle de précipitations orographiques au cours de cette thèse sont les suivantes :

- Ré-écriture complète des équations physiques menant au calcul du taux de condensation et à la paramétrisation uni-dimensionnelle des ondes de gravité. Modification du code en conséquence.
- Séparation des précipitations orographiques totales en introduisant des hydrométéores différenciés pluie/neige.
- Modification du schéma d'advection des hydrométéores jusqu'à la surface. Transformation pluie↔neige en fonction de la température de l'air lors l'advection.

Les modifications apportées aux méthodes d'interpolations, décrites à la section précédente, ont également permis la correction d'aberrations liées à la méthode initialement implantée.

Enfin, la principale contribution de cette thèse au calcul des précipitations à haute résolution est l'estimation la part non-orographique des précipitations, supposées indépendantes du changement d'échelle de la topographie, afin de la rajouter à la part orographique liée à la topographie à haute résolution.

*Limitations* : Les hypothèses fortes nécessaires à l'obtention d'une paramétrisation uni-dimensionnelle des ondes de gravité, rappelées à la section 1.3.2.1, sont couramment valides

en bordure de la calotte Antarctique, où l'on cherche à résoudre l'influence de variations de topographie sur des distances supérieures à la dizaine de kilomètre. Cependant, certaines perdent leur validité lorsque le saut de résolution induit des changements de topographie trop importants, à même de créer des perturbations tri-dimensionnelles (modification du vent horizontal par contournement ou ondes se propageant transversalement par exemple). De plus, l'hypothèse de cisaillement vertical faible, qui est cruciale pour la validité de la paramétrisation, pourrait être testée systématiquement dans le modèle.

L'aspect uni-dimensionnel de la paramétrisation des précipitations orographiques induit un biais humide à l'aval des reliefs. En effet, à chaque forçage, le taux d'humidité de l'air est prescrit par celui du modèle de grande échelle. Ainsi, dans chaque colonne, la condensation provoquée par l'ascension des masses d'air sur le relief entraîne un assèchement de l'air qui se poursuit durant les 6 heures séparant 2 forçages, alors cet air plus sec devrait être advecté à l'aval du relief. Cet effet n'est pas négligeable puisque pour un vent horizontal typique de  $10 \text{ m s}^{-1}$ , l'air peut se déplacer sur plus de 200 km en 6 heures. Ce biais pourrait être éliminé en implantant une advection de l'humidité entre les forçages.

Un autre biais existe du fait qu'il n'y ait pas d'interaction entre les champs régionalisés et ceux du modèle de grande échelle. Ainsi, toutes les 6 heures, les champs atmosphériques régionalisés sont ré-initialisés avec ceux du modèle de grande échelle, sans tenir compte de l'évolution des variables atmosphériques due aux différences de condensation entre la grande échelle et la haute résolution. Ce rappel vers la grande échelle entraîne certainement un biais humide à l'aval des reliefs de haute résolution. Une piste à explorer pour réduire ce biais serait l'utilisation des gradient des variables atmosphériques liés à la condensation par détente adiabatique entre 2 forçages. En nous servant des différences de gradients entre la grande échelle et la haute résolution, nous pourrions chercher à recréer un état des variables atmosphériques lié à la topographie à haute résolution au forçage suivant.

### Régionalisation du bilan d'énergie de surface

En Antarctique la régionalisation des précipitations est cruciale. Les autres contributions au bilan de masse de surface sont issues du bilan d'énergie de surface de la neige. Nous les régionalisons en forçant un modèle de neige avec les champs atmosphériques de surface calculés en fonction de la topographie à haute résolution. Cette méthodologie a été proposée par Gerhard Krinner (LGGE), qui l'a appliquée en utilisant le schéma de surface du modèle de circulation générale LMDZ4.

Une première amélioration a consisté à inclure les précipitations régionalisées dans les forçages du schéma de surface. Nous avons ensuite remplacé le schéma de LMDZ4 par celui du Modèle Atmosphérique Régional MAR (*Gallée and Duynkerke, 1997*), développé spécifiquement pour les

régions polaires et basé sur le modèle de neige de Météo-France CROCUS (*Brun et al.*, 1992). La version actuelle de SMHiL estime ainsi la sublimation, la fonte et le regel dans les couches de neige, alors que ce regel n'était pas calculé par le schéma de surface de LMDZ4.

*Limitations* : Une première limitation de la régionalisation du bilan d'énergie de surface est qu'il ne permet pas d'estimer l'érosion et le transport de la neige par le vent. Ces processus, encore mal connus, ne sont inclus dans aucun modèle atmosphérique global à l'heure actuelle, alors qu'ils sont supposés avoir un impact significatif sur le BMS. Bien qu'ils soient représentés dans le schéma de surface du MAR, nous ne les avons pas activés car leur prise en compte induit des rétro-actions importantes sur la physique et la dynamique de l'atmosphère.

Enfin, la rétro-action positive entre l'albédo et la température de surface ne peut être prise en compte par la régionalisation, car il n'y a pas d'interaction entre les champs régionalisés et la grande échelle. C'est une limitation importante, car cette rétro-action peut conduire à un emballement de la fonte qui ne sera représenté par SMHiL. Ce phénomène est cependant susceptible de rester limité en Antarctique, alors qu'il est fondamental au Groenland par exemple.

## Chapitre 2

# Simulations disponibles et données de validation

Les trois modèles atmosphériques de grande échelle présentés à la section 2.1 ont été choisis pour leurs caractéristiques complémentaires. Les champs atmosphériques de ERA-Interim sont issus de l'assimilation d'observations avec un modèle météorologique, leur régionalisation permet donc une comparaison directe avec des observations de bilan de masse de surface (BMS). Le modèle atmosphérique régional MAR a été développé spécifiquement pour les régions polaires et peut être utilisé à haute résolution en Antarctique. La confrontation des champs régionalisés aux résultats ce modèle complet peut donner une idée des forces et faiblesse de la méthode de régionalisation. Enfin, le modèle atmosphérique de circulation générale LMDZ4 a été adapté pour les régions polaires et est zoomé sur l'Antarctique. Sa régionalisation permet d'estimer l'évolution du BMS à haute résolution au cours les prochains siècles.

La validation des résultats de régionalisation nécessite une comparaison avec des observations de BMS. À la section 2.2, nous présentons une base de données compilant les observations de BMS réalisées en Antarctique entre 1940 et 2012, récemment actualisée au sein du LGGE. Un contrôle de ces données a été réalisé afin de ne conserver que les observations de qualité suffisante pour servir de référence pour la validation de modèles. Devant la faible densité des données de qualité, nous avons élaboré des jeux cohérents interceptant de forts gradients de topographie en bordure de calotte. Nous nous sommes également concentrés sur le Law Dome, un dôme de glace situé en zone côtière dont le BMS est fortement lié à la topographie et qui constitue donc un cas-test intéressant pour l'évaluation de modèles.

L'analyse de la base de donnée montre que les observations n'échantillonnent pas correctement les bordures de calottes, alors c'est dans ces zones que la topographie locale a le plus d'influence sur l'intensité et la répartition du BMS. C'est également là que le BMS est susceptible de subir

les plus grands changements. C'est pourquoi nous nous concentrons à la section 2.3 sur la ligne de balises GLACIOCLIM-SAMBA, qui a été pensée et développée pour la validation de modèles de climat. Elle intercepte correctement le gradient topographique en région côtière, sur des échelles spatiales compatibles avec celles des modèles de climat et avec un échantillonnage annuel réalisé sur le long terme. Nous montrons que cette ligne permet de réaliser une première évaluation de la représentation du BMS par un panel de modèles. D'autres mesures de ce type sont nécessaires pour évaluer la validité des modèles de climat à l'échelle de la calotte.

## 2.1 Modèles atmosphériques de grande échelle utilisés

### 2.1.1 ERA-Interim

Le Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) met à disposition les sorties d'un modèle global atmosphérique (IFS - Integrated Forecasting System) dont la particularité est d'assimiler régulièrement des données mesurées, récoltées sur l'ensemble du globe à heures fixes (température, humidité, pression, vent, nébulosité, etc. issues de mesures in situ, de radiosondages, de données satellites, etc.) de façon à ce que les prévisions à moyen terme découlent d'un état initial le plus proche possible du réel. Les résultats de l'assimilation de données constituent les analyses opérationnelles.

Les réanalyses atmosphériques globales du CEPMMT, ERA-40 (*Uppala et al.*, 2005) et ERA-Interim (*Simmons et al.*, 2006), sont réalisées sur le même principe que les analyses opérationnelles. Elles s'en distinguent en ce qu'elles sont réalisées sur de longues périodes avec un système d'assimilation et un modèle météorologique fixés. Les réanalyses prennent également en compte des observations complémentaires, mais présentent une résolution spatiale plus grossière que les analyses.

Dans le cadre de ERA-40, les données sont produites par application de la version IFS Cy28r3, exécutée sur une grille de représentation en harmoniques sphériques T159 (équivalent à  $\sim 125$  km ou  $1.125^\circ$  à l'équateur). Les calculs sont effectués sur 60 niveaux verticaux (en coordonnée sigma hybride) depuis la surface jusqu'à la mésosphère à 0.1 hPa ou 65 km. ERA40 couvre entièrement la période 1958-2001. Les observations sont assimilées toutes les 6 heures selon une analyse variationnelle 3D (3D-Var).

ERA-Interim est la plus récente des réanalyses du CEPMMT. Elle utilise la version IFS Cy31r2 et couvre la période allant de 1979 à nos jours. Les principales avancées d'ERA-Interim par rapport à ERA-40 sont une troncature spectrale plus fine (T255, résolution nominale de 80 km), une physique améliorée du modèle et un système d'assimilation de données plus efficace (4D-Var au lieu de 3D-Var). Mises à part quelques exceptions, les données assimilées dans ERA-

Interim jusqu'en 2002 sont les observations utilisées dans ERA-40 puis par la suite les données utilisées sont les mêmes que dans le cadre des analyses opérationnelles.

Ici, nous avons utilisé ERA-Interim sur la période 1989-2010, car la période 1979-1988 n'est disponible que depuis peu (fin 2011). Pour la régionalisation des précipitations, nous avons limité le forçage de SMHiL aux 30 couches de surface d'ERA-Interim, dont la plus haute s'élève à 10 km (220 hPa) et est située au dessus du sommet de la troposphère en Antarctique. Les champs atmosphériques de vent, pression, température et humidité à 6H sont issus des réanalyses, alors que les précipitations ne sont pas réanalysées et sont donc issues des prévisions à court terme (voir tableau 1.2). Pour régionaliser le bilan d'énergie de surface, nous utilisons les variables de rayonnement et de pression de surface et les variables de température, de vent et d'humidité de la couche atmosphérique de surface. Ces données sont issues des prévisions car ces dernières sont disponibles à un pas de temps de 3H alors que les réanalyses sont réalisées toutes les 6H (voir tableau 1.3).

### 2.1.2 MAR

MAR est un modèle régional de climat développé pour les régions polaires. La version « sèche » du modèle d'atmosphère est décrite en détail dans *Gallée and Schayes (1994)*. C'est un modèle hydrostatique aux équations primitives dont la coordonnée verticale correspond à la pression normalisée  $\sigma = (p - p_{top}) / (p_s - p_{top})$ , où  $p$ ,  $p_s$  et  $p_{top}$  sont respectivement la pression, la pression de surface et la pression constante au haut de l'atmosphère. L'équation de conservation de la masse est écrite dans sa forme compressible, donc sans approximation.

La représentation du cycle hydrologique inclus un modèle de microphysique nuageuse, avec des équations de conservation pour les concentrations en gouttelettes, en gouttes d'eau, en cristaux de glaces et en cristaux de neige dans les nuages (*Gallée, 1995*). La description des processus microphysiques nuageux est basée pour l'essentiel sur la paramétrisation de *Kessler (1969)*. Les processus microphysiques associés à la phase glace sont inclus sur la base du travail de *Lin et al. (1983)*. L'équation de *Fletcher (1962)* pour la concentration des noyaux glaçogènes est remplacée par la paramétrisation plus réaliste de *Meyers et al. (1992)*. En outre, une équation pronostique pour le nombre de cristaux de glace est ajoutée, d'après *Levkov et al. (1992)*. Elle permet de calculer explicitement la chute des particules présentes dans les nuages de glace.

MAR utilise des schémas détaillés de rayonnements solaire et infrarouge. Le schéma de rayonnement de grandes longueurs d'onde est emprunté au *Rapid Radiation Transfert Model (Morcrette, 2001, 2002)*, actuellement opérationnel au CEPMMT. Les propriétés des nuages sont prises en compte dans le schéma de rayonnement solaire et infrarouge en calculant la quantité d'eau liquide dans chaque couche du modèle à partir de la concentration des gouttelettes et cristaux de glace nuageux. La partie atmosphérique de MAR est couplée au schéma de surface SISVAT,

décrit à la section 1.4.2.2.

Nom	Domaine	Résolution horizontale	Période
MAR-80km	Antarctique (8000×8000 km)	80 km (101×101 mailles)	2003-2004
MAR-40km	Antarctique (8000×8000 km)	40 km (201×201 mailles)	2003-2004
MAR-15km	Law Dome (885×795 km)	15 km (60×54 mailles)	2003-2004

TABLE 2.1 – Caractéristiques des simulations MAR utilisées. Ces simulations ont été réalisées avec 33 niveaux verticaux. La grille horizontale est une grille stéréographique polaire régulière.

Une analyse de sensibilité de SMHiL a été effectuée pour évaluer la capacité du modèle à reproduire les champs de SMB produits par MAR forcé par ERA-Interim. Dans ce cadre, nous avons régionalisé des sorties du MAR pour l’année 2004 en nous concentrant particulièrement sur une zone à topographie complexe, Law Dome. Les simulations du MAR utilisées dans le cadre de cette thèse ont été réalisées avec 33 niveaux verticaux et avec des résolutions horizontales de 80 et 40 km sur l’ensemble de l’Antarctique et de 15 km dans une région réduite autour de Law Dome. Les caractéristiques de ces simulations et l’extension des domaines sont présentées au tableau 2.1.

### 2.1.3 LMDZ4

Le modèle SMHiL a été forcé par des champs de grande échelle issus du modèle de circulation générale LMDZ4 (*Hourdin et al.*, 2006). LMDZ4 est la composante atmosphérique du modèle de climat couplé océan-atmosphère IPSL-CM4, qui a participé à l’exercice CMIP3 (*Meehl et al.*, 2007). La version utilisée inclut plusieurs adaptations permettant d’améliorer la représentation des climats polaires (*Krinner et al.*, 1997, voir section 1.4.2.2 pour les caractéristiques du schéma de surface). LMDZ4 a été appliqué avec 19 niveaux verticaux et en version zoomée sur les pôles, comme dans *Krinner et al.* (2007) et *Krinner et al.* (2008). La distance moyenne entre points de grille en Antarctique est d’environ 60 km.

Nom	Forçage océanique (SSC)	Scénario d’émission de GES <sup>1</sup>	Période
20C	Observations (ERA-40)	-	1981-2000 (20s.)
HA-A1B	HADCM5	SRES-A1B	2000-2199 (21s. et 22s.)
HA-E1	HADCM5	ENSEMBLES-E1	2000-2199 (21s. et 22s.)
EC-A1B	ECHAM3	SRES-A1B	2000-2099 (21s.)
EC-E1	ECHAM3	ENSEMBLES-E1	2000-2099 (21s.)

<sup>1</sup>Gaz à Effet de Serre

TABLE 2.2 – Caractéristiques des simulations LMDZ4 utilisées. Ces simulations ont été réalisées avec 19 niveaux verticaux et 144×109 (longitude×latitude) points de grille horizontalement.

Les caractéristiques des simulations LMDZ4 que nous avons utilisées sont décrites dans le tableau 2.2. Pour la simulation caractérisant les conditions climatiques actuelles (20C), LMDZ4 a été forcé à partir des conditions de surface des océans (SSC en anglais) observées, utilisées dans les réanalyses ERA-40 du CEPMMT (voir section 2.1.1). Pour les projections futures, le modèle a été contraint par les concentrations en gaz à effet de serre correspondant aux forçages anthropiques des scénarios SRES-A1B et ENSEMBLES-E1. Les conditions de SSC ont été établies en suivant la méthode des anomalies définie par *Krinner et al.* (2008) et décrite ci-après, appliquée aux sorties océaniques des deux modèles couplés océan-atmosphère ECHAM5 (*Jungclaus et al.*, 2006) et HADCM3 (*Gordon et al.*, 2000). Ces simulations et leur régionalisation ont été réalisées dans le cadre du projet européen Ice2sea.

L'idée de base de la méthode des anomalies est d'ajouter des anomalies de SSC aux conditions actuelles observées. Ces anomalies correspondent aux différences entre les sorties du modèle couplé océan-atmosphère pour le futur et le présent. Si une telle opération est simple pour les températures de surface des océans (SST, *sea surface temperature* en anglais), la procédure est plus compliquée pour la concentration en glace de mer (SIC, *sea-ice concentration* en anglais) car ajouter/soustraire une anomalie de SIC aux conditions actuelles peut conduire à valeurs négatives ou excessives ( $> 100\%$ ) de concentration de glace de mer dans certaines zones.

Pour caractériser l'étendue future de la glace de mer, *Krinner et al.* (2008) commencent par découper chaque hémisphère en 12 secteurs de  $30^\circ$  de longitude. Cela permet de définir, pour chaque mois et chaque secteur, une fraction  $f$  égale à l'étendue de glace de mer future (moyenne mensuelle) divisée par l'étendue de glace de mer actuelle (moyenne pluriannuelle sur la fin du 20<sup>ème</sup> siècle pour chaque mois) du modèle couplé. Pour chaque secteur et chaque mois du futur, *Krinner et al.* (2008) cherchent ensuite à reconstituer une étendue de glace de mer correspondant à cette même fraction  $f$  mais cette fois par rapport aux conditions actuelles observées. Pour cela, un processus itératif est réalisé à partir des conditions observées, dans lequel chaque valeur de SIC de chacun des points de grille de LMDZ4 est comparée aux valeurs minimales (respectivement maximales) de SIC des cellules voisines, puis remplacée par cette nouvelle concentration si le modèle couplé prévoit une fraction  $f$  inférieure (respectivement supérieure) à 1. Le processus est réitéré jusqu'à ce que l'étendue de glace soit réduite (respectivement augmentée) de proche en proche jusqu'à un facteur  $f$  par rapport au 20<sup>ème</sup> siècle. Ce processus permet de reproduire les caractéristiques régionales du changement climatique simulé par le modèle couplé (par exemple, une forte réduction dans un secteur de l'océan Austral et une légère augmentation dans un autre secteur). Le changement total d'étendue de glace de mer simulé par le modèle couplé est également conservé. De plus, la variabilité interannuelle de la SIC avenir utilisée pour forcer LMDZ4 correspond à celle du modèle couplé, ce qui permet d'être cohérent avec la reconstruction des SST. Enfin, cette méthode permet de ne réaliser qu'une seule expérience de contrôle pour

définir les conditions actuelles, celle-ci étant effectuée à partir des conditions de glace de mer observées.

Pour finir, nous avons constaté que la fonte de LMDZ4 était incorrectement modélisée en raison d'incohérences dans le calcul du flux de chaleur dans le manteau neigeux, conduisant à des valeurs de fusion irréalistes. En conséquence, la fonte et la sublimation des simulations de LMDZ4 a été recalculée a posteriori en utilisant le modèle de surface de LMDZ4 corrigé.

## 2.2 Observations de bilan de masse de surface disponibles pour la validation de modèles

### 2.2.1 Climatologies du bilan de masse de surface Antarctique

Les climatologies de BMS faisant référence à l'échelle de l'Antarctique sont toutes basées sur des compilations de données de terrain. La collecte de données de BMS étant particulièrement difficile en Antarctique, ces données sont très éparées à l'échelle du continent (voir figure 2.1). La base de données de référence est celle compilée par *Vaughan et al.* (1999), qui contient 1978 observations ponctuelles, pour une surface continentale de 13 millions de km<sup>2</sup>. Les méthodes de mesure utilisées sont extrêmement diverses : stratigraphie, nivométrie, mesures de balises et interprétation de puits et de carottes de neige par datation d'horizons. Leur couverture temporelle est également très variable, allant de quelques mois à plusieurs dizaines d'années.

Les données issues de cette base, parfois complétées avec des données récentes comme dans *van de Berg et al.* (2006), ont été utilisées pour réaliser l'ensemble des climatologies de BMS Antarctique. Parmi les plus récentes, la climatologie de *Giovinetto and Zwally* (2000) est issue de différentes méthodes d'interpolation classiques et celle de *Vaughan et al.* (1999) utilise un signal micro-ondes passives pour contraindre l'interpolation. Les climatologies faisant références aujourd'hui sont celle de *Arthern et al.* (2006), qui appuient également leur interpolation sur des données micro-ondes passives et celle de *van de Berg et al.* (2006), basée sur la calibration de sorties de modèles à partir des observations. Ces deux dernières climatologies, que nous utiliserons par la suite, sont présentée à la section 2.3 (sous-section 3.2).

Dans *Magand et al.* (2007), il est montré qu'il est crucial d'analyser soigneusement les données observées, car toutes les méthodes n'ont pas la même robustesse ni la même fiabilité. Ainsi, il est risqué d'utiliser la compilation brute des données de BMS pour en tirer une climatologie à l'échelle du continent, puisque les données les moins fiables, entachées d'erreur, risquent de contaminer l'information fournie par les données les plus fiables. Il est donc indispensable de filtrer les données de façon à éliminer celles susceptibles de ne pas être représentatives d'une climatologie locale ou d'être entachées d'une trop grande erreur. Ce travail a été réalisé par

*Magand et al.* (2007) sur le secteur Antarctique 90°-180°E, pour la période 1950-2005. Il a été poursuivi récemment sur l'ensemble du continent par *Favier et al.* (2012). Cette nouvelle base de données, actualisée et de qualité contrôlée, est présentée ci-dessous.

## 2.2.2 Base de données de qualité contrôlée pour la période 1950-2010

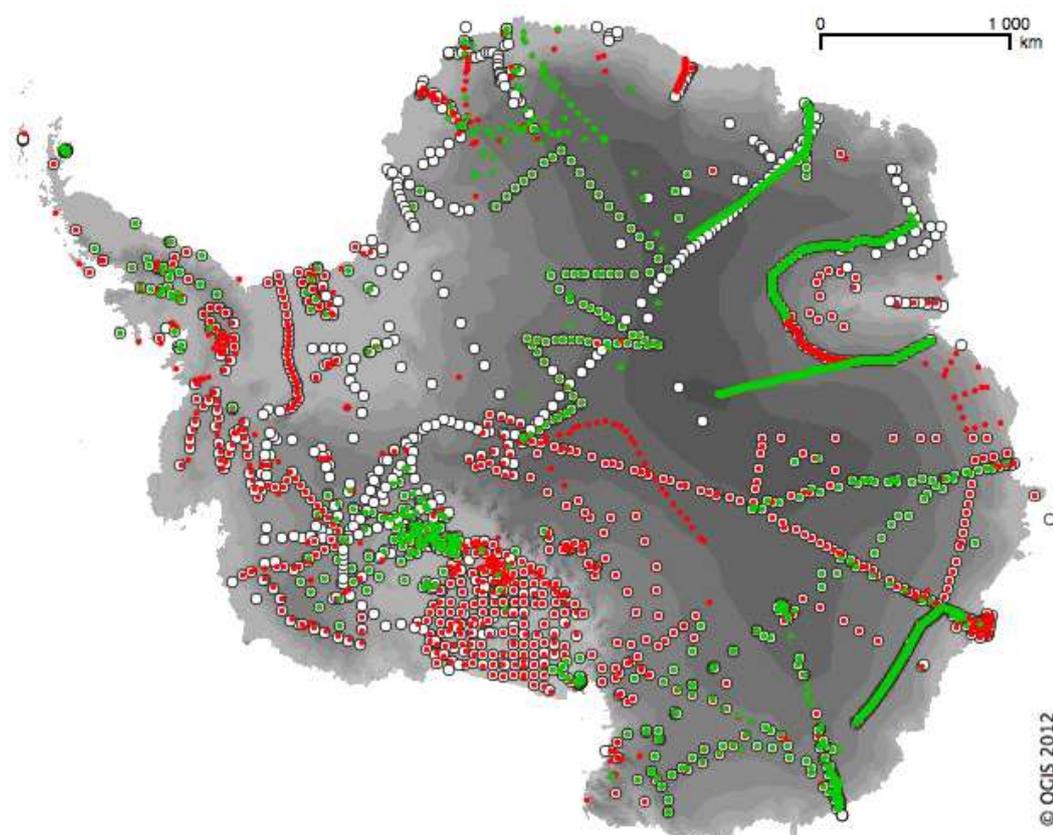


FIGURE 2.1 – Couverture spatiale des données observées de BMS d'après la base de *Vaughan et al.* (1999) (cercles blanc, contour noir) et la base filtrée de *Favier et al.* (2012) (points rouge et vert). Les points verts correspondent à la base de données de *Favier et al.* (2012) après application du filtre. Les points de *Vaughan et al.* (1999) non recouverts par des points de *Favier et al.* (2012) correspondent à des digitalisations à partir de la climatologie interpolée de *Bull* (1971). Le dégradé de gris représente l'élévation selon *Bamber et al.* (2009) par tranches de 500 m.

Un travail considérable a été réalisé au sein du LGGE pour :

1. Vérifier l'ensemble des données listées dans *Vaughan et al.* (1999) en se replongeant dans

les publications à la source des données et éventuellement récupérer ou corriger des informations clefs liées aux données.

2. Mettre à jour la base de données. De nombreuses données ont notamment été obtenues dans le cadre de l'année polaire internationale, initiative débutée en 2007 et qui a rassemblé la communauté scientifique autour de programmes ambitieux, coordonnés au niveau international. De nombreux programmes lancés par cette initiative sont encore en cours aujourd'hui (2012).

Ce travail a permis de constituer une base de 4592 données à ce jour (Avril 2012) et la quantité de données est appelée à augmenter avec la mise à jour continue de la base. Pour chacune de ces données, le maximum d'information a été recherché et vérifié. A partir de ces informations, il est possible d'appliquer un filtre pour ne conserver que les données de qualité, selon les critères définis dans *Magand et al.* (2007) et résumés ici :

- Présence des informations essentielles liées à la donnée : longitude, latitude, méthode, date de mesure, période couverte par la mesure, source originale.
- Conservation des données issues de méthodes très fiables (rang A). Les données sont également conservées lorsqu'elles ont été obtenues par deux méthodes fiables (rang B) utilisées conjointement. La classification des méthodes est présentée dans le tableau 2.2.2.

La caractérisation de la fiabilité et de la précision des mesures réalisée par *Magand et al.* (2007) s'appuie sur les travaux de *Bull* (1971). La revue plus récente de l'ensemble des méthodes de mesure du BMS en Antarctique réalisée par *Eisen et al.* (2008) confirme les recommandations de *Magand et al.* (2007).

La carte présentée en figure 2.1 montre la répartition spatiale des données de la base historique de *Vaughan et al.* (1999) et celle de la base de *Favier et al.* (2012), avant et après application du filtre présenté ci-dessus. La base de *Favier et al.* (2012) filtrée contient 2880 points de qualité contrôlée, alors que la base de *Vaughan et al.* (1999) comprenait initialement 1978 points de qualité hétérogène.

Une deuxième sélection a été réalisée à partir de la base de données filtrée pour constituer une base de données destinée à la validation de modèles.

Dans un premier temps, les données peu représentatives de la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle ont été retirées. Il s'agit d'observations dont la valeur contient un biais lié aux variations climatiques multi-décadales voire séculaires en raison d'une couverture temporelle trop longue. Nous avons ainsi exclu 52 données dont la couverture temporelle est supérieure à 70 ans et 4 autres valeurs dont la mesure commence avant 1940.

Ensuite, lorsque l'altitude des observations était disponible dans les publications de référence, elle a été comparée à la valeur extraite du modèle numérique de terrain (MNT) de *Bamber et al.*

Méthodes de mesure du BMS	Conditions d'application	Fiabilité		
		Annuelle	Multi-annuelle	Décadale <sup>1</sup>
Radionucléides anthropogéniques	Neige sèche, peu de mélange, calibration absolue et outil de mesure avec des horizons de référence	/	A	A
Mesures de balises	Partout, études de variabilité du BMS annuel et multi-annuel	C <sup>2</sup>	A	A
<sup>210</sup> Pb naturel	Neige sèche, peu de mélange, moins précis que les radionucléides anthropogéniques	/	/	B <sup>3</sup>
Isotopes stables et marqueurs chimiques	Neige sèche, études de variabilité du BMS annuel et multi-annuel, difficulté d'obtention d'observations claires dans les zones de très faible BMS (plateau Antarctique), subjectivité du comptage de couches annuelles	/	B	B
Stratigraphie	Neige sèche, faible précision et fiabilité	C	C	C
Nivomètres/Pluviomètres	Ni précis ni fiables	C	C	C

<sup>1</sup>Décadale signifie une ou plusieurs décades

<sup>2</sup>Applicable aux balises seules et en réseau

<sup>3</sup>La méthode <sup>210</sup>Pb naturel n'est fiable que pour 4 à 5 décades ( $\sim 2/3$  de la période de demi-vie)

TABLE 2.3 – Fiabilité et conditions d'application des méthodes de mesure du BMS, d'après *Magand et al.* (2007). Les méthodes estimées très fiables et acceptées sont notées « A », les méthodes jugées fiables sont acceptées sous conditions (notées « B ») et celles considérées non fiables sont notées « C ».

(2009) à 1 km de résolution. Les observations dont l'altitude était en désaccord important avec le MNT de *Bamber et al.* (2009) ont été écartées. Ces différences d'élévation peuvent provenir d'une erreur dans la donnée de terrain (mauvais géoréférencement du point d'observation par exemple) ou d'une mauvaise retranscription de la publication, mais le travail de vérification réalisé sur les observations limite considérablement ce risque. Les différences peuvent également être liées à la résolution du MNT (1 km) qui lisse les variations locales de la topographie, ou à une erreur du MNT, qui est moins fiable dans les zones de très forte pente. La topographie des modèles que nous utilisons est proche de celle issue du MNT de *Bamber et al.* (2009), cette dernière est donc représentative de l'altitude à laquelle nous modélisons le BMS. Un seuil de différence de topographie a ainsi été choisi pour éviter de biaiser les comparaisons modèles-observation. Ce seuil a été fixé à 150 m de façon à n'éliminer qu'un nombre optimal de points, en tenant compte de la distribution des observations en fonction de la différence d'altitude montré à la figure 2.2.

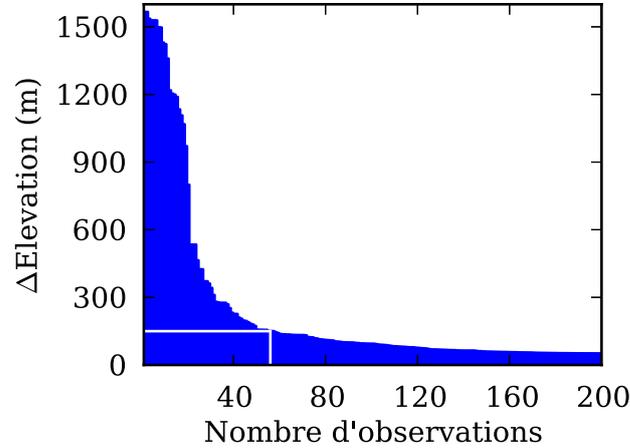


FIGURE 2.2 – Distribution de la différence entre l'élévation des observations telle qu'indiquée dans les publications de référence et l'élévation du MNT de *Bamber et al.* (2009) à 1 km de résolution. Les traits blancs montrent le seuil fixé à 150 m (58 points éliminés).

Cela a entraîné la suppression de 59 observations, dont 2 avaient déjà une couverture temporelle inadéquate.

Enfin, 26 observations issues de la publication de *Sinisalo et al.* (2003) ont été retirées car situées dans une zone de glace bleue de haute altitude, dont des caractéristiques de BMS sont très particulières et locales (voir section 1.4.1.2, page 53).

Au final, 2741 observations de qualité contrôlée ont été conservées pour valider les modèles. La figure 2.3 présente l'évolution du BMS en fonction de l'élévation pour la base de données filtrée de *Favier et al.* (2012) pour la période 1940-2010, en identifiant les observations non retenues pour la validation de modèles. On observe une croissance du BMS entre 200 et 1000 m d'altitude, qui s'accompagne d'une croissance de la dispersion des valeurs de BMS, puis une décroissance conjointe du BMS et de sa dispersion entre 1800 et 4000 m d'altitude. Deux points de mesures ne sont pas montrés sur cette figure du fait de la valeur exceptionnellement élevée de leur BMS. Il s'agit d'observations situées sur deux îles : Charcot Island (595 m, 1665 mm équivalent eau liquide – *water equivalent* – par an ( $\text{mm w.e. a}^{-1} = \text{kg m}^{-2} \text{a}^{-1}$ )) et Spaatz Island (539 m, 1125 mm w.e.  $\text{a}^{-1}$ ), dont la couverture temporelle s'étend uniquement sur 3 ans (1972-1974). Pour ces points, la différence d'altitude avec le MNT est supérieure à 200 m.

La figure 2.4 résume les principales caractéristiques des observations sélectionnées pour la validation de modèles. En comparant la répartition des observations par tranches d'élévation avec la distribution des élévations sur l'ensemble de la calotte Antarctique selon le MNT de *Bamber et al.* (2009) (figure 2.4 a, histogramme gris), on constate que les tranches d'élévations situées

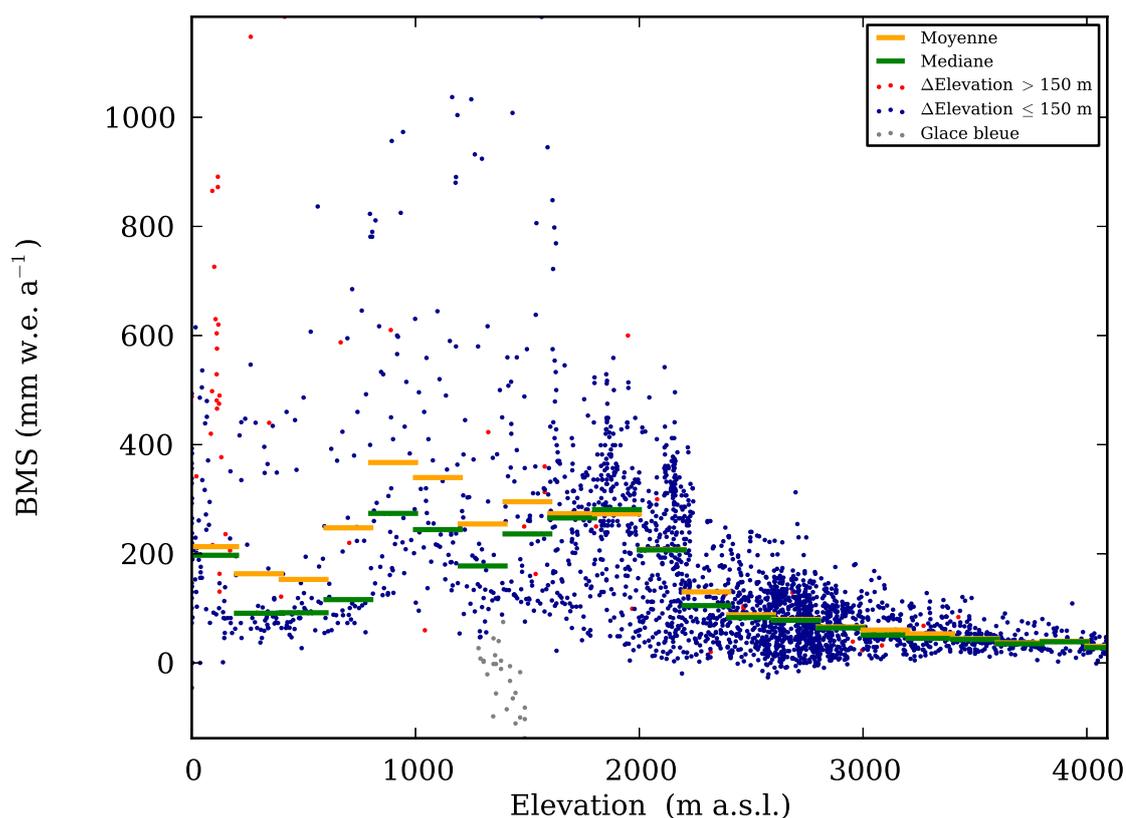


FIGURE 2.3 – Évolution du BMS en fonction de l'élévation pour les observations de la base de données filtrée de *Favier et al.* (2012) pour la période 1940-2010. L'élévation des observations est extraite du MNT de *Bamber et al.* (2009). Les points bleus correspondent aux observations sélectionnés pour la validation des modèles, les points rouges aux observations dont la différence d'élévation avec le MNT est supérieure à 150 m et les points gris à la zone de glace bleue étudiée par *Sinisalo et al.* (2003). Les lignes représentent la valeur moyenne (orange) et médiane (vert) des points bleus par tranche d'élévation de 200 m. L'abréviation a.s.l. est pour « au dessus du niveau des mers » (*above sea level*).

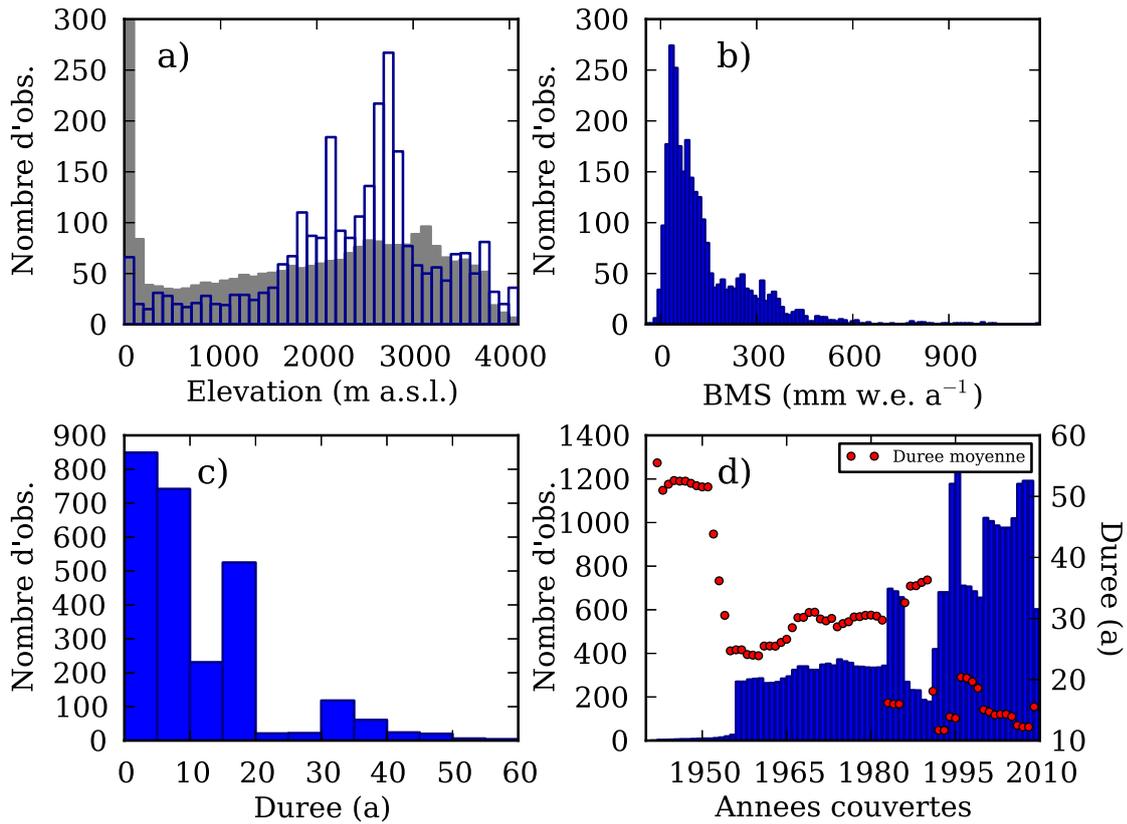


FIGURE 2.4 – Description des observations sélectionnées pour la validation de modèles : a) Nombre d’observations par tranches d’élévation de 100 m (histogramme bleu fond transparent). L’histogramme gris représente la distribution normalisée de l’élévation sur l’ensemble de l’Antarctique (plateformes de glace incluses) calculée à partir du MNT de *Bamber et al.* (2009), par tranches de 100 m b) Nombre d’observations par tranches de BMS de 10 mm w.e. a<sup>-1</sup> c) Nombre d’observations selon leur durée, par tranches de durées de 5 ans d) Nombre d’observations couvrant chaque année entre 1940 et 2010 (histogramme bleu). Les points rouges correspondent à la durée moyenne des observations par année couverte (axe de droite).

entre 1800 m et 3000 m sont surreprésentées dans la base de données par rapport aux tranches d'élévation les plus basses. Cela s'explique par une surreprésentation des observations situées sur le plateau Antarctique, de faible BMS (figure 2.4 b). Concernant la répartition temporelle des données sélectionnées, 90% d'entre elles représentent un BMS moyen sur moins de 20 ans et 43% d'entre elles représentent un BMS moyen sur moins de 5 années (figure 2.4 c).

La durée des mesures est fortement liée aux méthodes utilisées. La datation par reconnaissance d'horizons connus dans des carottes ou des puits de neige (éruptions volcaniques, essais nucléaires) est sûre et permet d'obtenir des mesures de BMS sur de longues durées (15 à 60 ans). Par contre, ces observations sont espacées spatialement car plus difficiles à réaliser que les mesures de balises par exemple. Les mesures de balises sont quant-à elles très intéressantes quand elles sont réalisées de façon très rapprochées spatialement car elles permettent d'échantillonner de façon adéquate la variabilité spatiale du BMS, qui est très élevée à l'échelle kilométrique pour les tranches d'élévations les plus basses (e.g., *Agosta et al.*, 2012). Elles permettent de plus d'obtenir la variabilité interannuelle du BMS. Par contre, elles demandent un renouvellement régulier et un relevé annuel, difficile à pérenniser, ce qui explique des durées de mesure souvent bien inférieures à 10 ans. On observe ainsi à la figure 2.4 d) que les années où l'on a le plus d'observations correspondent aux années où les durées moyennes des observations sont les plus basses (nombreuses mesures de balises).

### 2.2.3 Jeux de données régionaux cohérents pour la validation de modèles

Les climatologies utilisées couramment pour valider les modèles, présentées à la section 2.2.1, se basent sur des données de terrain et extrapolent ces données sur l'ensemble du continent. Cette étape de spatialisation est susceptible d'introduire des biais significatifs en Antarctique, de par la très faible couverture spatiale des observations, qui laisse de grandes zones vierges d'observation (voir figure 2.1), mais aussi du fait des grandes disparités de couverture temporelle et de méthodologies des observations, ces deux aspects étant souvent liés. C'est pourquoi nous préférons valider SMHiL à partir d'observations brutes.

La performance globale du modèle peut être évaluée en utilisant l'ensemble des observations de qualité contrôlée disponibles. Cependant, pour évaluer la performance de la méthode de régionalisation, il est nécessaire de se concentrer sur les zones où le BMS régionalisé est significativement différent du BMS issu du modèle de grande échelle, c'est-à-dire sur les zones côtières à topographie complexe.

### 2.2.3.1 Sélection de jeux de données régionaux cohérents

Nous avons donc constitué des jeux de données cohérents spatialement et temporellement à partir de la base de données de qualité contrôlée de *Favier et al.* (2012). Ces jeux partent de régions côtières et s'étendent sur des zones à fort contraste topographique, où il est particulièrement intéressant d'évaluer les effets de la régionalisation sur la représentation du BMS. Nous nous sommes attachés à ce que ces jeux soient également homogènes en terme de couverture temporelle et de méthodologie, privilégiant le regroupement de données issues de mêmes jeux initiaux. Au final, cela nous a amené à sélectionner les 10 jeux présentées au tableau 2.5. La localisation de ces jeux de données est présentée à la figure 2.5. Seules les observations des régions périphériques de la calotte, d'élévation inférieure à 3000 m, ont été conservées.

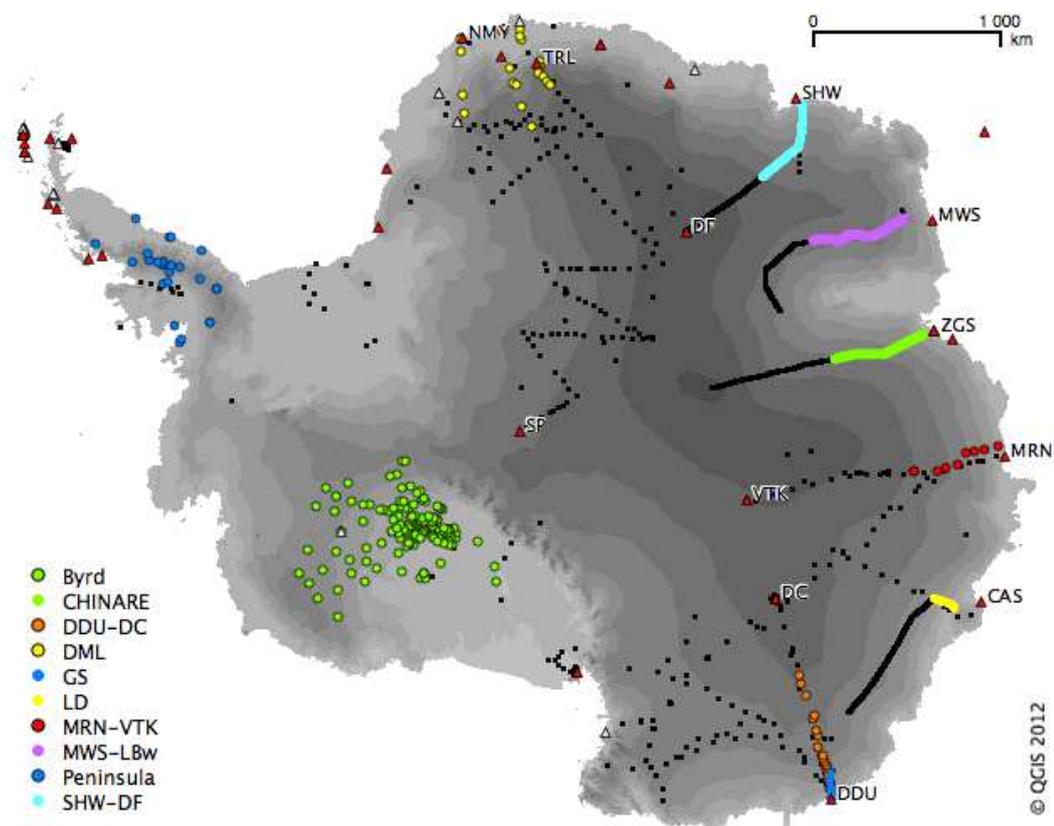
Nom	Localisation	Nb. obs.	Nb./15×15km*	Années Deb.-Fin	Elévation moyenne (m a.s.l.)	BMS moyen (mm w.e. a <sup>-1</sup> )
Byrd	Byrd	143	15	1955-1994	700	100
CHINARE	Zhongshan – Dôme A	249	40	1994-2008	2216	120
DDU-DC	Dumont d'Urville – Dôme C	27	18	1955-2009	1815	298
DML	Dronning Maud Land	22	21	1948-1999	1385	200
GS	Glacioclim-SAMBA	90	11	2004-2010	990	357
LD	Law Dome	29	9	1973-1986	1207	704
MRN-VTK	Mirny –Vostok	9	8	1955-1998	2215	215
MWS-LBw	Mawson – Lambert West	249	40	1990-1995	2531	100
Peninsula	Péninsule	26	22	1953-1986	1212	546
SHW-DF	Showa – Dôme Fuji	245	37	1955-2010	2068	106

\*Nombre de mailles couvertes pour une grille stéréographique polaire de résolution 15km x 15km.

TABLE 2.5 – Jeux de données cohérents sélectionnés pour la validation de modèles.

Ces jeux sont répartis sur les principaux bassins du pourtour Antarctique. Parmi eux, 3 ne sont pas constitués de points alignés : Byrd, Peninsula et DML. Byrd présente un profil particulier puisqu'il est situé dans une zone de faible élévation et de faible BMS (figures 2.6 a et b). Il sera particulièrement intéressant de vérifier si les modèles reproduisent bien ce profil, d'autant plus que les observations ont une densité spatiale élevée (colonne « Nb./15×15km » du tableau 2.5) qui augmente la confiance accordée à la comparaison modèle-observations. Pour Peninsula et DML, les observations sont dispersées sur une grande gamme d'élévations (figure 2.6 a) et très éloignées les unes des autres. Comme pour MRN-VTK, l'incertitude liée à la variabilité spatiale du BMS ne peut donc pas être réduite en faisant une moyenne des observations sur les mailles des modèles (tableau 2.5).

Les lignes de balises rapprochées GS, LD, CHINARE, MWS-LBw et SHW-DF sont elles



CAS = Casey (Vincennes Bay, Australie) ; DC = Dôme Concordia (Plateau Antarctique, France/Italie) ; DDU = Dumont d'Urville (Terre Adélie, France) ; DF = Dôme Fuji (Dronning Maud Land, Japon) ; MRN = Mirny (Davis Sea, Russie) ; MWS = Mawson (Mac Robertson Land, Australie) ; NMY = Neumayer (Atka-Bay, Allemagne) ; SHW = Showa (East Ongul Island, Japon) ; SP = Amundsen-Scott South Pole (Pôle Sud, USA) ; TRL = Troll (Dronning Maud Land, Norvège) ; VTK = Vostok (Plateau Antarctique, Russie) ; ZGS = Zhongshan (Prydz Bay, Chine).

FIGURE 2.5 – Localisation des jeux de données cohérents sélectionnés pour la validation de modèles. Les points noirs correspondent aux observations filtrées de Favier *et al.* (2012) non sélectionnées dans les jeux de données. Les triangles représentent les stations ouvertes de façon permanente (rouge) et l'été (gris). Le dégradé de gris représente l'élévation selon Bamber *et al.* (2009) par tranches de 500 m.

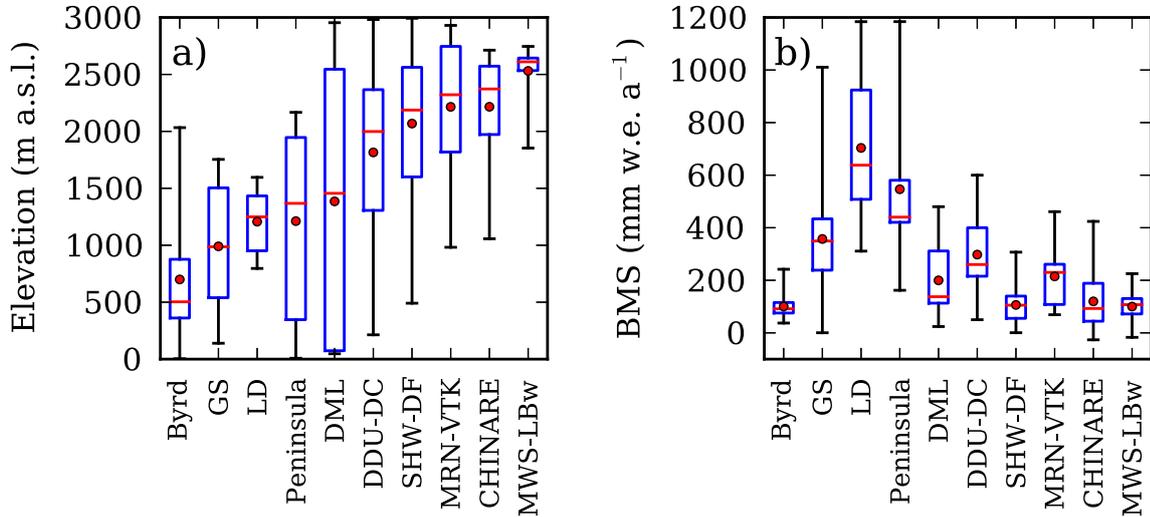


FIGURE 2.6 – a) Distribution de l'élévation et b) distribution du BMS des jeux de données sélectionnés. Pour chaque jeu, la ligne rouge représente la valeur médiane, le point rouge la valeur moyenne, les limites inférieure et supérieure des boîtes représentent le premier et troisième quartile et les extrémités de la moustache représentent les valeurs minimales et maximales.

particulièrement adaptées pour valider les modèles en zone côtière, comme montré à la section 2.3 avec la ligne de balises développée par l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA depuis 2003. Cependant, la bande d'élévation située entre 0 et 1500 m est très étroite (voir figure 2.5) alors que c'est dans cette zone que la topographie fine a la plus grande influence sur la répartition des précipitations et donc du BMS, comme le montre l'étalement des observations de BMS pour cette gamme d'élévations à la figure 2.3. A la figure 2.6 a), nous constatons que les lignes CHINARE et MWS-LBw sont constituées d'observations dont les élévations sont supérieures à 1000 m d'altitude et n'interceptent que très peu cette région d'intérêt. La ligne SHW-DF s'étale sur une gamme plus intéressante d'élévations mais 75% de ces observations se situe tout de même au dessus de 1500 m (figure 2.6 a), ce qui se traduit par une répartition de BMS très concentrée autour de faibles valeurs (figure 2.6 b). GS et LD sont au contraire répartis sur des gammes d'élévations plus basse avec un grand étalement de BMS (figure 2.6).

Au final, les jeux qui auront le plus de valeur pour la validation des modèles sont donc Byrd, GS, LD et SHW-DF.

### 2.2.3.2 Un cas test : Law Dome

Law Dome est un dôme de glace qui s'étend sur environ  $300 \times 300$  km et s'élève depuis la mer jusqu'à 1370 m d'altitude. Il présente un gradient d'accumulation est-ouest très marqué, dû à un régime de vents provenant majoritairement du sud-est. Une climatologie de l'accumulation actuelle de Law Dome a été reconstituée par *van Ommen et al.* (2004) à partir d'un modèle de dynamique glaciaire contraint par les âges d'horizons d'une carotte de glace réalisée au sommet du dôme. Il est à noter que sur Law Dome, seules 2 données ponctuelles de BMS sont recensées dans la base de *Favier et al.* (2012) après application du filtre. Ainsi, si la climatologie de *van Ommen et al.* (2004) représente certainement bien la distribution qualitative du BMS, son aspect quantitatif est à considérer avec précaution.

L'augmentation de la résolution de la topographie dans cette zone améliore grandement la représentation du dôme. De plus, les effets orographiques dus au dôme sont susceptibles d'être importants. Il est donc particulièrement intéressant de confronter le BMS modélisé à grande échelle et le BMS régionalisé à la climatologie du BMS proposée par *van Ommen et al.* (2004).

## 2.3 Application à la validation de modèles

La ligne de balises GLACIOCLIM-SAMBA (jeu GS de la section 2.2.3.1) a été pensée et développée pour la validation de modèles de climat. Nous montrons ici qu'elle constitue effectivement un point de référence pour évaluer les performances de modèles de résolutions variables. Nous présentons ce travail tel qu'il a été accepté et publié par le journal « *Climate Dynamics* » en 2012. Seule l'introduction a été retirée afin d'éviter des redondances avec l'introduction de ce manuscrit.

*Climate Dynamics* (2012) 38 :75–86, doi :10.1007/s00382-011-1103-4

### **A 40-year accumulation dataset for Adelie Land, Antarctica and its application for model validation**

**Cécile Agosta • Vincent Favier • Christophe Genthon • Hubert Gallée •  
Gerhard Krinner • Jan T. M. Lenaerts • Michiel R. van den Broeke**

Cécile Agosta · Vincent Favier · Christophe Genthon · Hubert Gallée · Gerhard Krinner

UJF-Grenoble1/CNRS, Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement UMR 5183, 54 rue Molière, BP 96, 38402 Saint-Martin d'Hères cedex, France.

Jan T. M. Lenaerts · Michiel R. van den Broeke

Institute for Marine and Atmospheric research Utrecht, Utrecht University, Utrecht, The Netherlands

## 2. Climate settings

Cap Prudhomme (CP, 66.7°S, 139.9°E, 30 m above sea level) hosts a summer station at the departure point of the logistical traverse between the coast and the French-Italian Concordia station located ~1,100 km inland at Dome C on the plateau. The CP station is located 5 km from the permanent French station in Adelie Land, Dumont d'Urville, for which the mean meteorological conditions have been reported by *König-Langlo et al.* (1998). In pace with solar radiation influx, the temperature shows a strong seasonal cycle that has significant consequences for accumulation/ablation processes. The annual mean air temperature is -10.8°C. Precipitation is mainly solid and only a few rare cases of drizzle and rainfall have been reported (*König-Langlo et al.*, 1998). Melting only occurs during summer months (December to February) and represents an insignificant contribution to the SMB. The coast of Adelie Land is affected year round by low-pressure systems from the North West (*König-Langlo et al.*, 1998) that intrude into the continent and adiabatically cool as they rise along the topography. Cyclones rarely penetrate deep into the interior but certainly affect much of the area sampled by the GS stake-line. Due to blowing snow, precipitation sampling is complicated, and is usually deduced from net accumulation analysis (*König-Langlo et al.*, 1998). One of the main climate characteristics in the area is the strong temperature inversion on slopes and relative negative buoyancy forces, which are responsible for strong persistent katabatic winds (*Gallée and Pettré*, 1998). Because of high wind velocities and steep relief along the coast, the distribution of precipitation may be affected by gravity waves or even by the Loewe effect (*King and Turner*, 1997). Finally, along the sea front in Adelie Land, snow erosion by the katabatic winds leads to net ablation resulting in areas of blue ice (*Genthon et al.*, 2007).

## 3. Data and Methods

### 3.1 GLACIOCLIM-SAMBA & IPEV stake measurement

#### 3.1.1 Field data

The SMB data used here are the following (Table 2.7) :

- Annual SMB values (stake height and density measurements) from the 156-km GS stake-line (91 stakes), collected between 2004 and 2008 (5 years) ;
- Annual stake height measured by IPEV from 1.0 km to 16.5 km from Cap Prudhomme station (22 stakes) between 1971 and 1992 (21 years).

	IPEV gap filled 1.0-16.5 km	GS 1.0-16.5 km	GS 0-52 km	GS 0-104 km	GS 0-156 km	GS gap filled 0-156 km
Number of stakes	22	20	50	71	91	91
Period	1971-1991	2004-2008	2004- 2008	2005- 2008	2006- 2008	2004-2008
Number of years	21	5	5	4	3	5
SMB mean, mm w.e. a <sup>-1</sup>	265	268	385	327	296	358
SMB weighted mean, mm w.e. a <sup>-1</sup>	299	296	406	330	291	355
SMB standard devia- tion, mm w.e. a <sup>-1</sup>	135	158	211	184	179	180

TABLE 2.7 – SMB observations along the stake-line from Cap Prudhomme inland. The weighted mean is computed by weighting the SMB of each stake with the distance between 2 adjacent stakes.

The GLACIOCLIM observatory is a French initiative to monitor the mass balance of glaciers in different climate environments from the Tropics to the Polar Regions. Its Antarctic component covers Adelie Land and Dome C. The SMB of Antarctica is the net result of precipitation and surface ablation terms like evaporation/sublimation, melt and run-off, and blowing snow. The SMB at a particular site cannot be correctly sampled by a single stake because of small-scale spatial noise due to deposition and post-deposition processes (e.g., sastrugis) (*Genthon et al.*, 2005). Thus, for local monitoring, stake networks are recommended (*Eisen et al.*, 2008). However deploying and surveying many stake networks along more than 150 km every year would be a huge logistical challenge. To sample spatial scales consistent with those of climate models, a stake-line is the best trade-off. In our case, the GS accumulation stake-line along the logistical traverse to Concordia station was used. The stake-line extends 156 km in the transition zone between the coast (almost sea level) and the interior plateau (1819 m above sea level, see figure 2.7). This is where ocean-continent contrasts and varied topography produce some of the sharpest meso-scale gradients. The GS stake-line is thus ideally designed to test models at scales close to their spatial resolution in that part of Antarctica with high mean accumulation.

Measurement protocols and accuracy are described in detail in *Eisen et al.* (2008). The stakes<sup>1</sup> are 4 m polycarbonate poles<sup>2</sup> inserted approximately 1 m into the snow surface. A stake is replaced when the emerging part is deemed too small to guarantee that it will not be completely buried by the end of the following year. The replacement stake is placed where the first stake in the series was initially located. The annual ice surface motion as measured with a navigation GPS (accurate to 10 m in this region) reaches up to 80 m per year 32 km from the coast, averaging 45 m per year along the stake-line. No

1. En français : balises

2. En français : perches

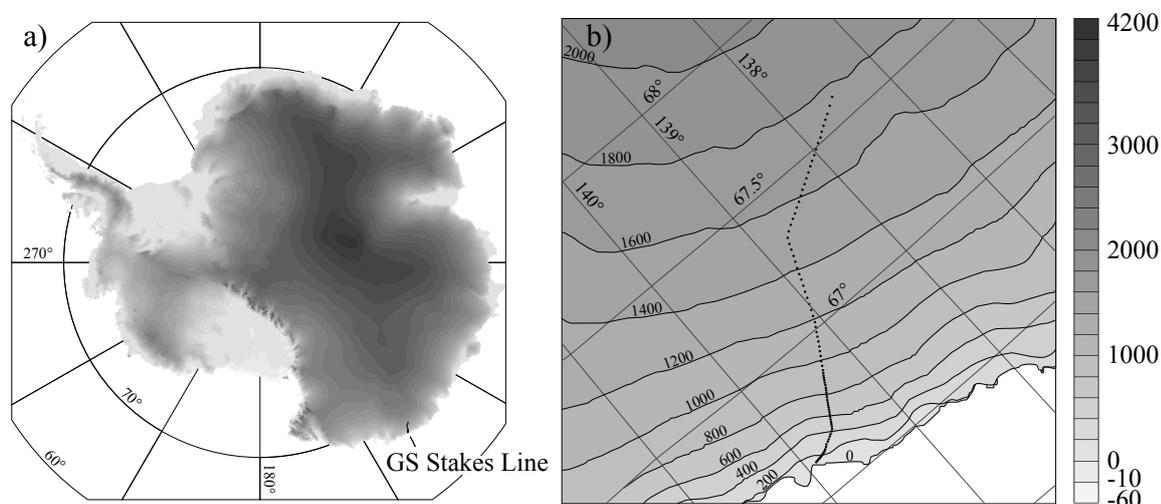


FIGURE 2.7 – Surface elevation in m from *Bamber et al.* (2009) and location of the GS stake-line.

stake could have moved more than 150 m before being replaced back to its initial position. A wooden stick (anchor) guarantees that the end of the pole buried in the snow remains fixed with respect to the surrounding snow layer. Thus, leaving aside the contribution of the variability of spatial accumulation to a stake moving with the surface before it is replaced, any change in the height of the pole above the snow level is due to either snow accumulation or snow densification between the surface and the anchor. Measuring the height of the pole and the snow density above the anchor makes it possible to retrieve the mean SMB between two campaigns. Surveys are made in January of each year. The snow density of the first 2.5 m or deeper at each stake is obtained from snow cores (figure 2.8).

Data mining in the IPEV archives enabled retrieval of older accumulation data. From 1971 to 1992, IPEV staff recorded the snow height of 22 navigation stakes from the coast to 17 km inland. Although no GPS was available to accurately and regularly measure the position of the stakes, occasional sun positioning confirms that the older stake-line followed the present logistical path to Dome C and thus coincides with the part of the GS line close to the coast. Screening of the initially hand-written reports revealed some inconsistencies, e.g. exceptional increases or decreases in accumulation in a given year, probably due to an unreported stake replacement. Part of the dataset was consequently not used, and some of the remaining reports may be less reliable than others. In addition, a new stake was inserted only when the previous stake had been completely buried and could not be retrieved. Otherwise, a new length of pole was simply attached to the previous one. However, the ice motion reaches a maximum of  $40 \text{ m}\cdot\text{a}^{-1}$  in this area, so the distance to the initial point is estimated to have a maximum uncertainty of 500 m.

The IPEV stakes were not anchored to a given snow layer, and no density measurements were made.

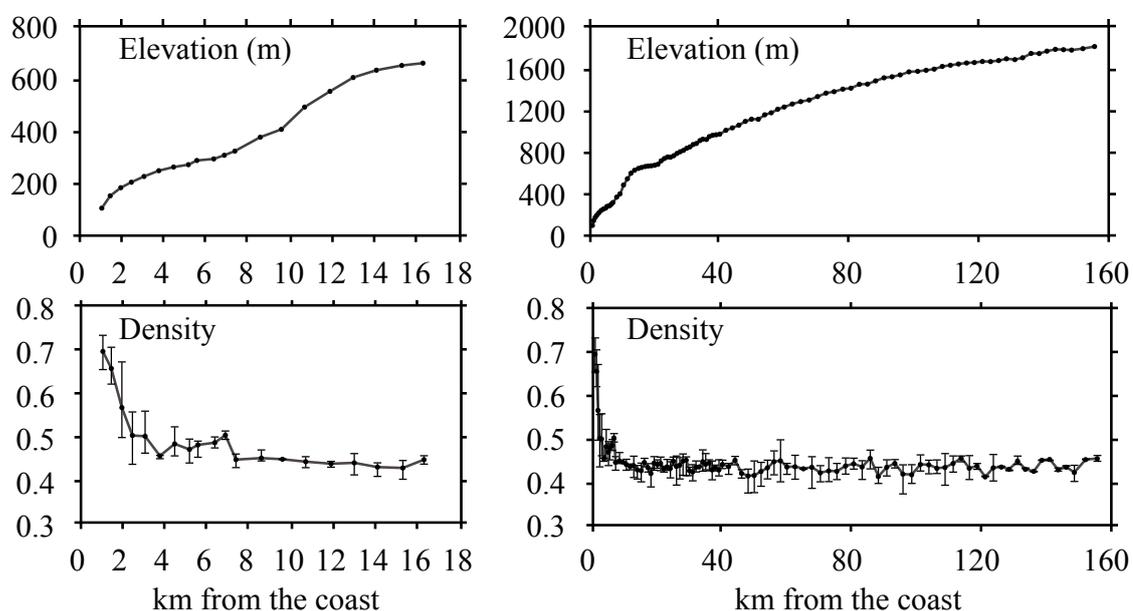


FIGURE 2.8 – Snow density and surface elevation profiles along the stake-line. Density is given at a depth of 2.5 m, with vertical bars delimiting the minimum and maximum density values observed between 2004 and 2009. Elevation is evaluated by navigation GPS.

*Pettré et al.* (1986) used some of the IPEV observations and converted them into water-equivalent using an empirical density profile. However, density measurements along the GS line have since revealed that the empirical density profile used by *Pettré et al.* (1986) is not appropriate so close to the coast where melting and ice lenses can occur. However, the GS density measurements in the 2004-2008 period show limited interannual variability (figure 2.8, the mean of the relative standard deviation was less than 5%) despite significant variability in accumulation. We thus chose to use the mean GS densities to convert the IPEV snow accumulation reports to water-equivalent accumulation.

We also display the most reliable accumulation data from shallow ice-cores sampled between 1976 and 1983 near the current GS stake-line, obtained by dating reference horizons of anthropogenic radionuclide  $\beta$ . This measurement technique, which is deemed to be very reliable (*Magand et al.*, 2007), resulted in 10-year to 28-year mean SMB values covering the 1955-1983 period. The major uncertainties associated with these measurements concern the accuracy of their location and the bias caused by the ice flow, since the surface ice speed is high and accumulation is highly variable at the kilometer scale in the region.

### 3.1.2 Missing data and gap filling

Different kinds of data were missing in the IPEV and GS series. It took three field seasons to complete the GS stake line. Forty-one stakes were first set out up to 52 km from the coast, then 20 additional stakes up to 105 km the following season. The line was completed with 91 stakes up to 156 km in the third season in 2006. Gap filling was necessary to obtain a consistent dataset for the 5 years of measurement along the full 156 km-line. However, no bulk gap filling was necessary for missing years in the GS dataset when comparing it with the IPEV data in the 17 km closest to the coast. Twenty-four percent of IPEV data were missing, but the gaps were randomly spread out over the 22 stakes and 21 years concerned.

Despite these differences, we used the same method to fill gaps in the two datasets. This method is based on the EOF analysis of the SMB spatial variability. EOF analysis is carried out using the covariance matrix of the data centered to zero mean. It yields the centered spatial modes (EOFs) of the SMB and the associated time series. The EOFs are sorted according to the percent of total variability they account for, the first EOF (EOF1) explaining the greatest portion of total variance. To extract the main spatial pattern, we only needed retain the most significant EOFs. To this end, we created random datasets of the same size as the original data. Random values were generated for each year from normal distributions with means and standard deviations equal to those of the original data. We selected EOFs that were significantly different from noise as those for which the associated eigenvalues were higher than the ones from randomly-generated datasets.

Along the first 50 GS stakes from the coast to 52 km inland, the first EOF was very similar whether calculated for 2004-2008 or 2006-2008 (figure 2.9). Thus it may reasonably be assumed that beyond

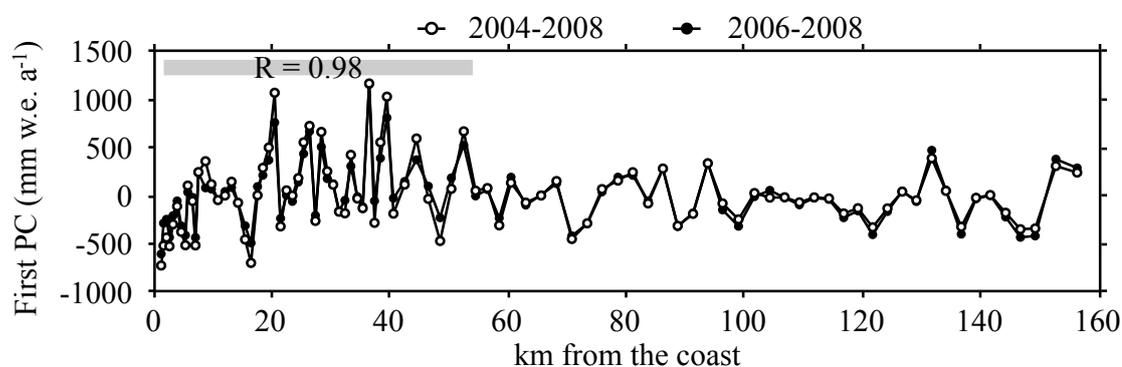


FIGURE 2.9 – EOF1 of the GS SMB measurements for 3 years of data (2006-2008, full black circles) and 5 years of data (2004-2008, empty circles). The correlation coefficient  $R$  is computed between values of these two components for the first 50 stakes up to km 52.

52 km, EOF1 for 2006-2008 is a good estimator of the mean spatial variability over the 2004-2008 period. EOF analysis was performed by skipping missing data in the covariance matrix computation, so EOF1s of 2004-2008 and 2004-2006 were almost identical by construction beyond km 52. EOF1 alone explained 72% of the total variance for the 2004-2008 dataset and was thus used to represent the main spatial pattern of the GS line. Considering the IPEV dataset, EOF1 explained 50% of the total variance, but EOF2 and EOF3 were also significantly different from noise. Thus the first three EOFs were used to represent the main spatial pattern and together explained 74% of the total variance.

For both the IPEV and GS data, the linear regressions between the reconstructed time series associated with the selected EOFs and the time series of the original datasets were highly significant ( $p < 0.01$ ), except for one particular year in the IPEV data for which  $p$  was lower than 0.02. Thus we felt confident using EOF regressions to estimate missing data in the observation datasets.

### 3.2 Antarctic SMB climatologies

We compared GS data to *Arthern et al. (2006)* and *van de Berg et al. (2006)* SMB climatologies, which are currently assumed to be the most defensible estimates of broad-scale patterns of SMB across Antarctica (*Mayewski et al., 2009*). To compare the computed SMB with stake values, we extracted the grid boxes covering at least six stakes in the GS stake-line : six grid boxes from the *Arthern et al. (2006)* climatology and four grid-boxes from the *van de Berg et al. (2006)* climatology.

The *Arthern et al. (2006)* remote-sensing based climatology was obtained by continuous-part universal kriging (*Kitanidis, 1997*) of SMB field measurements over the 1950-1990 period (*Vaughan et al., 1999*) with a background model based on passive microwaves data. The climatology is given at 25 km resolution, but the authors estimate the effective resolution of the map to be  $\sim 100$  km, so data variability at a

smaller scale should be considered with caution. Moreover the average accumulation rate over the major drainage sectors of Antarctica was estimated with a precision of 10% or better, but accumulation rates are expected to vary significantly from the gridded values at spatial scales smaller than  $10^4 \text{ km}^2$ .

The *van de Berg et al. (2006)* climatology is based on the Regional Atmospheric Climate Model v.2 (RACMO2) calibrated with SMB field observations. RACMO2 was run at a 55-km resolution using the version described in section 3.3 without snowdrift. The lateral boundary conditions were provided by ERA-40 and operational analyses from the European Centre for Medium-range Weather Forecasts (ECMWF) for the period 1980 to 2004. The observation dataset is a revised version of that compiled by *Vaughan et al. (1999)* plus 236 new observations.

### 3.3 High resolution models

Modeling was performed with different types of models with distinct resolutions, all finer than 120 km :

- The ERA-40 and ERA-Interim global atmospheric reanalyses from the ECMWF. ERA-40 fully covers the 1958–2001 period (*Uppala et al., 2005*), and is run on a reduced Gaussian grid with T159 spectral truncation that has a nominal resolution of 125 km. ERA-Interim is the most recent ECMWF reanalysis (*Simmons et al., 2006*), and covers the period 1989 to the present. The main advances of ERA-Interim over ERA-40 are a finer spectral truncation (T255, nominal resolution of 80 km), improved model physics and a more efficient data assimilation system (4D-Var instead of 3D-Var).
- An atmospheric global circulation model, LMDZ4 (*Hourdin et al., 2006*), which includes several improvements for the simulation of polar climates as suggested by *Krinner et al. (1997)*. It is the atmospheric component of the IPSL-CM4 climate system model (*Marti et al., 2006*) that participated in the World Climate Research Programme's Coupled Model Inter-comparison Project phase 3 (CMIP3) exercise. Here, we use a 20-year simulation run (1981 to 2000) with prescribed sea surface boundary conditions (sea ice concentration and sea surface temperature) taken from CMIP3 simulations carried out with the IPSL-CM4 coupled model. Although global, LMDZ4 reaches 60-km resolution when the grid is stretched out over Antarctica. Since LMDZ4 is only forced by sea surface conditions, it is not able to display the actual chronology of interannual SMB variations.
- Three regional circulation models (RCM), 1) PMM5 and 2) MAR laterally forced by ERA-40 and 3) RACMO2 laterally forced by ERA-Interim. Models and simulations are described hereafter.

1) The first RCM, PMM5, is fully described in *Grell et al. (1994)*. *Bromwich et al. (2001)* and *Cassano et al. (2001)* give a detailed description of the major changes to MM5 to optimize the model for use over ice sheets like Polar MM5 (PMM5). The simulation used is detailed in *Andrew J Monaghan et al. (2006a)* and is available on the Antarctic Hindcast Project website. The model is run over the 1981-2000 period with a 60-km resolution on a regular polar stereographic grid.

2) The second RCM, MAR (*Modèle Atmosphérique Régional*), presents the atmospheric scheme described in *Gallée and Schayes* (1994) coupled to a physically based model of the snow pack (*Gallée and Duynkerke*, 1997). A parameterization of snowdrift was also developed and tested in Antarctic conditions (*Gallée et al.*, 2001). The simulation is run at 40 km resolution on a polar stereographic grid for the 1981-2000 period.

3) Finally, the third RCM, the Regional Atmospheric Climate Model v.2 (RACMO2) is based on the High Resolution Limited Area Model (HIRLAM) with physical processes adopted from the global model of the ECMWF. Its adaptation for polar ice sheets is described in *Ettema et al.* (2009). Recently, RACMO2 was run at 27 km resolution over Antarctica with the snowdrift routine described in *Lenaerts et al.* (2010). The lateral boundary conditions are provided by ERA-Interim and the model is run over the 1989-2008 period.

GS stake values were compared to data from the corresponding model grid boxes. Grid-box selection was the same as that described in section 3.2. Thus two grid boxes were retained for ERA-40, three for ERA-Interim and LMDZ4, five for PMM5 and MAR, and six for RACMO2. The models used in this study simulate precipitation and surface sublimation. The SMB is computed by subtracting the latter component from the former. Except for PMM5, the models also simulate melting and run-off, but we did not consider this term in the computation of the SMB because run-off is negligible in Adelie Land. Indeed, stratigraphic analysis of snow cores showed that ice layers caused by water percolation and refreezing seldom occur further than the first 5 km from the coast and not at all beyond 20 km. MAR and RACMO2 models consider snow erosion, snow transport by the wind and snowdrift sublimation. The contribution of blowing snow to either export to the ocean or enhanced evaporation of airborne particles is currently unknown except very close to the coast (*Genthon et al.*, 2007) although this process may be important, particularly in coastal regions (e.g., *Gallée et al.*, 2001; *Frezzotti et al.*, 2004) and should be the object of forthcoming observations.

## 4. Results

### 4.1 Spatial and temporal significance of the observations

The comparison between the GS reports and IPEV measurements at each stake between 1.0 km and 16.5 km from the coast is presented in figure 2.10. Spatial variability did not change significantly between 1971-1991 and 2004-2008, the minimum and maximum values over the 5-year GS data being within the 10% and 90% percentiles of the 21-year IPEV dataset. We did not calculate the percentiles of the GS data for each stake because the number of available annual reports was too small for this to be significant. On the other hand, the IPEV data are less reliable than the GS data, so percentiles allow the filtering out of extreme values. Between 1.0 km and 16.5 km, the mean GS value was only 5% lower than the mean

value computed from the IPEV reports. However, the data from the two stakes located at 9 km and 10 km presented significantly distinct behavior, with a strong peak followed by a minimum for the IPEV SMB pattern, not shown in the mean GS record. Yet, this pattern was found in 2004, the year with the highest observed accumulation in the GS dataset. It occurred in a slope-changing area and likely derives from erosion-deposition processes close to the change in slope (figure 2.8). The temporal variability of the SMB was also of the same magnitude during the two periods (figure 2.11.a). Standard deviation of the annual mean (spatially averaged) SMB was 135 mm water equivalent (w.e.)  $a^{-1}$  (156 mm w.e.  $a^{-1}$ ) for the 1971-1991 period (for the 2004-2008 period, respectively) (Table 2.7). The relative standard deviation over the 16 km was also similar during the two periods (figure 2.11.b).

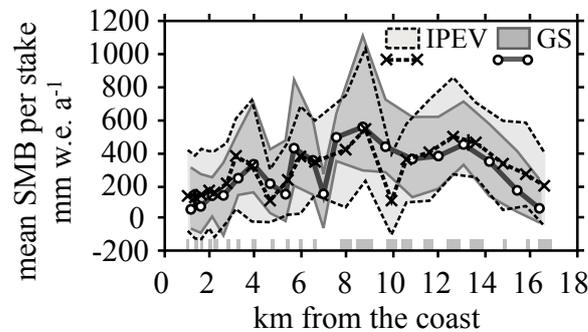


FIGURE 2.10 – Gap-filled SMB between km 1.0 and km 16.5 from the coast along the traverse between Cap Prudhomme and Dome C. The solid black lines and the dark gray band are GS SMB mean and minimum-maximum interval at each of the 20 stakes between 2004 and 2008. The dashed black lines and the light gray band are IPEV SMB mean and the 80% interval of SMB values at each of the 22 stakes between 1971 and 1991. Gray bars on the x-axis represent the uncertainty associated with the location of the IPEV stakes.

The temporal and spatial variability of the SMB in the 2004-2008 and 1971-1991 periods was remarkably similar. The 2004-2008 GS mean SMB is also in good agreement with accumulation measurements from shallow ice-cores (figure 2.12). Thus, the 5-year GS SMB data is representative of the mean SMB over longer time scales. A mesoscale pattern was observed, in which the SMB increased from the coast up to 20-40 km and then slowly decreased towards the plateau (figure 2.12). We assumed that the regional pattern of SMB was correctly displayed by the GS stake-line and could thus be used to assess models in the study area.

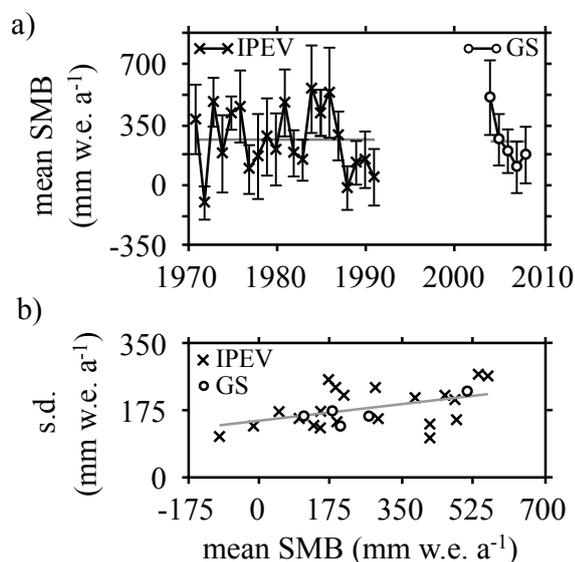


FIGURE 2.11 – Comparison between SMB computed from IPEV (crosses) and GS (circles) reports for the stakes located between 1.0 km and 16.5 km from Cap Prudhomme station. a) The black line is the mean SMB, and vertical bars represent the two standard deviation intervals. b) Comparison between annual mean SMB and interannual standard deviation for each stake. The gray line shows the linear regression for the 22 IPEV stakes.

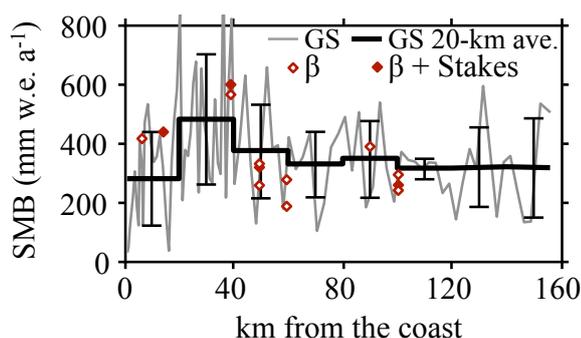


FIGURE 2.12 – Mean GS SMB for the 2004-2008 period (thin gray line) and 20-km mean SMB (thick black line). The vertical bars represent the 2 standard deviations of the temporally-averaged SMB values for each 20 km. The red diamonds are SMB measurements deduced from  $\beta$ -radioactive reference horizons in shallow ice cores with/without (respectively full/empty diamonds) additional stake measurements.

#### 4.2 Climatologies and high resolution modeling

Due to spatial resolution limitations, current climate models cannot capture the km-scale variability that is exhibited in the GS data. Understanding the processes responsible for this variability, likely related to the redistribution of snowfall and snow deposited by wind, is beyond the scope of the present study. On the other hand, it is essential that, unlike scattered stake networks, our continuous stake-line can statistically sample this variability so that it can be averaged out within the scale of a model grid box. Another key parameter for the comparison with climate models to be meaningful is the good topographic representation of the stake-line in the models. Indeed, topography is a major forcing of accumulation over Adelie Land because most of the precipitation comes from warm, moist air that arises over the land slopes. ERA-40 and ERA-Interim are the only models for which the representation of the topography differed significantly from the stake-line, due to their coarse resolution, which led to a bad distribution of the stakes over the grid boxes (figure 2.13).

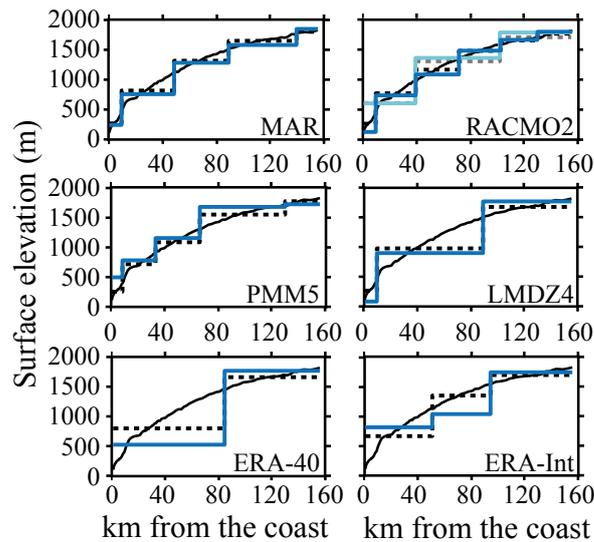


FIGURE 2.13 – Each sub-figure shows the surface elevation of the model grid boxes covering the GS stakes (blue line), the elevation of the GS stakes (solid black line) and the elevation of the GS stakes averaged over the model grid boxes (dashed black line). For RACMO2, the model surface elevation averaged over 4 grid boxes (light blue line) and the average elevation of the GS stakes averaged over 2 grid boxes (dashed gray line) are also given.

On average over the study area, the mean SMB from *Arthern et al.* (2006) and *van de Berg et al.* (2006) climatologies agrees with our data (figure 2.14). This is not unexpected because both are constrained by SMB measurement of the Adelie Land area, including the  $\beta$ -measurements displayed in figure 2.12.

However, the mesoscale variations were not reproduced by the *Arthern et al.* (2006) climatology whereas they were well captured by the *van de Berg et al.* (2006) one. Regarding climate models, MAR failed to capture the mesoscale SMB increase up to 20-40 km from the coast, then the decrease towards the plateau observed along the stake-line. The other models did at least qualitatively reproduce this pattern (figure 2.14). Considering the SMB mean values, ERA-Interim and PMM5 did quite a good job, whereas MAR underestimated, and LMDZ4 and RACMO2 overestimated, the SMB in this coastal area. ERA-40 also overestimated the SMB close to the coast but this may be due to its topographical mismatch. The two models that calculate snowdrift (MAR and RACMO2), estimated that the erosion-deposition of the snow and the snowdrift sublimation have a negative contribution to the SMB in this region, with a minor

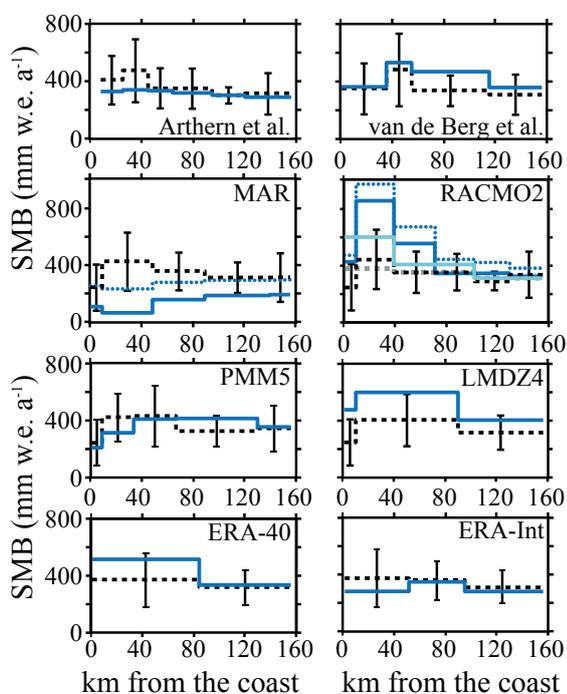


FIGURE 2.14 – Comparison between modeled and measured SMB spatial patterns. Each sub-figure shows : 1) The temporally-averaged SMB (solid blue line) from MAR, PMM5, LMDZ4 and ERA-40 (1981-2000 period), from RACMO2 and ERA-Interim (1989-2008 period) and from *Arthern et al.* (2006) and *van de Berg et al.* (2006) climatologies. Dotted blue lines represent MAR and RACMO2 SMB without snow erosion-deposition and snowdrift sublimation ; 2) The GS stakes SMB averaged on each model grid box for the 2004-2008 period (dashed black line), with vertical bars representing the two standard deviations of temporally-averaged GS SMB. For RACMO2 the SMB averaged over 4 grid boxes (light blue line) and the GS stakes SMB averaged over 2 grid boxes (dashed gray line) are also shown.

impact on the SMB spatial pattern (figure 2.14).

Figure 2.15 shows the results of the comparison between the observed and modeled spatially-averaged SMB for the periods available. The magnitude of the modeled interannual variability was lower than that of observed variability, except for LMDZ4 and RACMO2. The fact that with MAR and PMM5, interannual variability is similar to that of the ECMWF analysis is consistent with the fact they both use ERA-40 as lateral boundary conditions. Due to observational constraints, the ERA-40 reanalysis and regional circulation models using ERA-40 as lateral boundary condition are expected to depict the chronological variability of the SMB and there was good agreement between the observed and modeled SMB time series during the 1981-1991 period within the first 20 km from the coast. Indeed, the correlations between modeled and observed time series between 1981 and 1991 are significant ( $p < 0.05$ ), with a correlation coefficient of 0.63 for ERA-40, 0.61 for MAR and 0.70 for PMM5. This shows that in spite of the absence of the full amplitude of interannual variability, much of the large-scale circulation was correctly modeled by ERA-40 and the regional models forced by ERA-40 reanalysis.

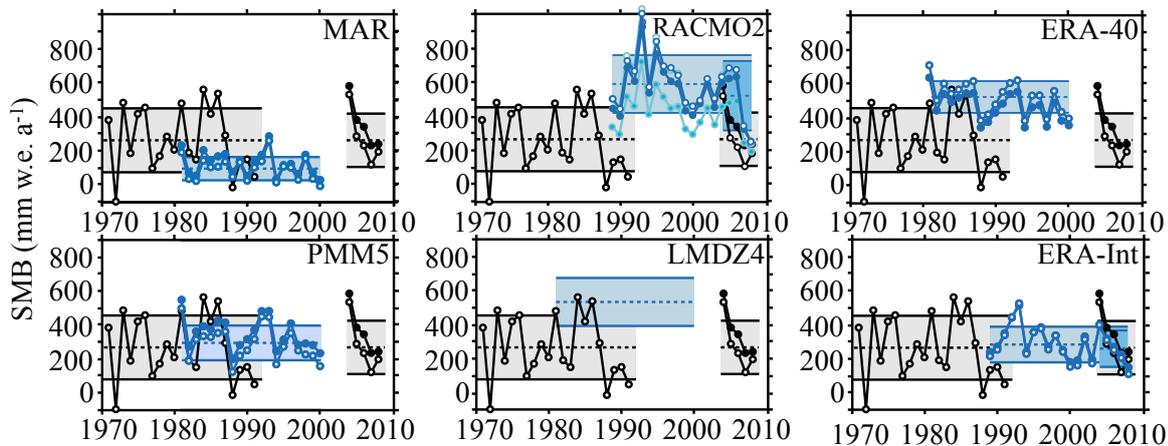


FIGURE 2.15 – Comparison between modeled and measured inter-annual variability of the SMB. Empty circles show the spatial mean over the location of the IPEV stakes (1.0 km to 16.5 km from the coast) and full circles show the spatial mean over the 156 km GS stake-line. The length of the boxes shows the period of computation/measurement, the middle dashed line of each box shows the mean SMB over this period and the width of the boxes represents the two standard deviation intervals of the annual spatial mean over the location of the IPEV stakes. Each sub-figure shows the modeled (blue lines and boxes) spatially-averaged SMB and the observed (black lines and gray boxes) spatially-averaged SMB from IPEV (1971-1991) and GS (2004-2008). For RACMO2, light blue lines show the spatially-averaged SMB averaged over 4 grid boxes.

## 5. Discussion and Conclusion

A comparison between the (older) IPEV and (recent) GS reports points to several important characteristics and peculiarities of the SMB variations in Adelie Land. The high spatial variability of the SMB at very small time and space scales is a common feature in Antarctica (e.g., *Eisen et al.*, 2008; *Genthon et al.*, 2005). Our results show that in the study area, the spatial variability of the SMB was stationary at the ~1-km scale during the last 40 years, and at the 20-km scale during the last five years. This suggests that there are major topographic constraints on erosion/deposition processes in the area, corroborating similar results reported by *Pettré et al.* (1986). The maximum SMB located around 30 km from the coast reflects the strong impact of topography on precipitation, evaporation and blowing snow, and hence on SMB distribution in the area. This common phenomenon in coastal regions (e.g., *King and Turner*, 1997; *Richardson-Näslund*, 2004) is hard to reproduce in models because atmospheric variables are sensitive to small-scale variations in topography close to the sea front. In addition to improved physics, higher-resolution modeling (5 to 10 km) would be necessary to adequately capture such effects, but limitations in computing resources prevent such resolutions at the scale of Antarctica.

Comparing the IPEV and GS data indicates that there has been little change in the mean SMB since 1970. The slight difference (around 5%) between IPEV and GS is statistically insignificant. ERA-40 and the regional circulation models forced by ERA-40 suggest a slight decrease in the late 1990s, but the ERA-40 reanalysis program stopped in August 2002. Forward trends can be studied by extending the ERA-40 data with the ECMWF operational analysis. However, there are marked differences in the meteorological and assimilation models used to produce ERA-40 and the operational analysis, in spatial resolution in particular, which make any variability and trend analysis doubtful. Yet *Andrew J Monaghan et al.* (2006b) suggest that the decreasing trend of precipitation observed in ERA-40 after 1995 was more general at the scale of Adelie Land (see their figure 2.8) even if no significant change in snowfall has occurred since the 1950s (*Andrew J Monaghan et al.*, 2006b).

Unfortunately, the recent availability of the new ECMWF ERA-Interim reanalysis does not help in reliably evaluating recent trends since it only covers the period from 1989 to the present. Because of significant differences in the way ERA-Interim is produced (a more advanced assimilation scheme, higher spectral truncation), ERA-Interim is no more appropriate than operational analysis to tentatively complement ERA-40 over longer time scales. We do show (figure 2.16) that ERA-40 and ERA-Interim significantly differed in Adelie Land over their common period, 1989-2000. In the same period, the two reanalyses agreed well in terms of interannual variability but ERA-Interim tended to produce lower SMB values (figure 2.16.a). On the other hand, ERA-Interim fully covers the time span of the GS observations, which is not the case for ERA-40. ERA-Interim also reproduced the decreasing trend in the GS record. Interestingly, precipitation was shown to be very similar in the two reanalyses over the common period

(figure 2.16.b). Much of the difference in SMB is due to ERA-Interim simulating much larger sublimation.

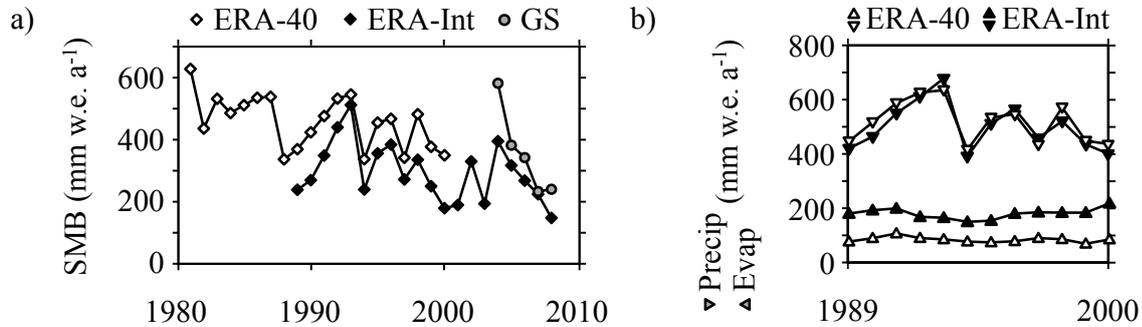


FIGURE 2.16 – Comparison of annual mean SMB from ERA-40, ERA-Interim and GS over the 156 km GS stake line. a) Empty diamonds are ERA-40, full diamonds are ERA-Interim and gray circles are GS data. b) Detailed components of the SMB for ERA-40 (empty triangles) and ERA-Interim (full triangles). Downward triangles represent precipitation and upward ones sublimation.

ERA-40 reproduced the interannual chronology of SMB variability in the area. This is an important result because several studies (e.g., *Andrew J Monaghan et al.*, 2006b; *Helsen et al.*, 2008) used ERA-40 or ERA-40 driven models to extrapolate shallow core estimations of long-term SMB changes at the full scale of the Antarctic ice sheet. In spite of a number of discrepancies, the fact that the models agreed reasonably in various ways with our observations is rather encouraging. One main problem involved in validating the models for the prediction of changes in Antarctic SMB and of their impact on sea level is that they tended to underestimate the observed magnitude of natural interannual variability, except for RACMO2, driven by ERA-Interim, and for LMDZ4, the atmospheric component of one of the IPCC-AR4 models, which is free from any meteorological observational constraint. This is surprising because models that use observed sea ice, such as ERA, would be expected to do better in depicting the absolute amount of precipitation than AR4 models, since precipitation and evaporation rates depend on the extent of sea ice. A more detailed consideration of interactions between ocean, sea ice and atmosphere might provide a better representation of the strength and frequency of storms and thus of SMB interannual variability.

On the other hand, our data proved to be a stringent test for MAR, which was specifically developed for polar climates. Several studies (e.g., *Gallée and Pettré*, 1998) showed previously that MAR very successfully reproduced many aspects of polar meteorology and climate. Yet the agreement with our new SMB observations in Adelie Land is rather disappointing, since MAR underestimated the SMB even without

taking blowing snow into account (figure 2.14), which means that precipitation was underestimated. This raises questions concerning as yet insufficiently explored aspects of the model, here probably partially related to the handling of moisture fluxes at the lateral boundary conditions.

Even with contradictory representations of the SMB in the Adelie Land area, MAR and RACMO2 made very similar estimations of snowdrift along the GS stake-line (figure 2.14), with a mean negative contribution to the SMB of 127 mm w.e. a<sup>-1</sup> by MAR and of 91 mm w.e. a<sup>-1</sup> by RACMO2. For both models the contribution was mainly dominated by snowdrift sublimation. Thus, the overestimation of the SMB by RACMO2 was not due to the new blowing snow parameterization. We observed that fluctuations of the RACMO2 SMB of about  $\pm 200$  mm w.e. a<sup>-1</sup> between consecutive grid boxes were common in the area up to 100 km from the coast. These strong gradients were caused by small-scale topographic features, which were partly resolved by RACMO2 but not by the other models with lower horizontal resolution. We can consider a horizontal resolution equivalent to those of the other models by averaging the SMB over 4 RACMO2 grid boxes (horizontal resolution of  $\sim 54$  km). We then obtain a more moderate overestimation of the SMB over the first 100 km from the coast (32% instead of 53%, see figure 2.14 and figure 2.15), while the stake-line topography is still well represented by the grid-box average (figure 2.13). If we assume that MAR and RACMO2 snowdrift computations are realistic estimations of the contribution of blowing snow to the SMB, then LMDZ4 SMB would come closer to the observation by taking snowdrift into account, whereas PMM5 SMB may be underestimated.

The mean decade SMB climatologies of Antarctica present correct mean values in the Adelie Land area. However, the climatology of *van de Berg et al.* (2006) shows more details in the coastal areas than that of *Arthern et al.* (2006), as one would expect considering the restrictions related to the use of microwaves data in areas where slopes are strong and melting events can occur (*Magand et al.*, 2008) in addition to the limited resolution (section 3.2). The model-driven climatology is consequently more relevant than the remote-sensing based climatology in coastal areas, but the use of the former for model validation requires more care to avoid circular reasoning than for satellite data (*Eisen et al.*, 2008).

To conclude, the results presented here show that after six successful years in operation, the GLACIOCLIM-SAMBA SMB observatory does provide valuable data to evaluate interannual and decadal SMB changes and the sensitivity of a range of climate models. Indeed, GS field observations adequately sample small-scale spatial variability to be properly averaged out, with a large spatial extent to fit the scales resolved by the models. In addition, GS data have annual resolution over a multi-year time span, which implies annual field activity over a significant number of years and thus substantial logistical supports. The GS observatory was designed to evaluate and validate climate models at the mesoscale and at interannual time scales at the periphery of the ice sheet where present accumulation and predicted change are largest. Such data are of a major importance because the reliability of a climate model that was unable to correctly repro-

duce such variability would be questionable with respect to its ability to predict the impact of climate warming on the Antarctic SMB and consequently on sea level. Other available data are generally not appropriate because either time or space scales do not meet the requirements for comparison with models. We distribute the GS data (<http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/SiteWebAntarc/background.html>) and will continue to do as future annual campaigns provide more, so that an optimal use can be made of this data by the larger community.

### **Acknowledgements**

The GLACIOCLIM-SAMBA observatory is supported by IPEV (*Institut Polaire Paul-Emile Victor*) and INSU (*Institut National des Sciences de l'Univers*). IPEV also provided archives of older SMB measurements. Data mining, processing and analysis were done as part of Europe's FP4 Ice2sea and the French INSU/LEFE CHARMANT programs. We acknowledge the ice2sea project, funded by the European Commission's 7th Framework Programme through grant number 226375, ice2sea manuscript number 023. IDRIS (*Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique*) provided computing time for the MAR and LMDZ4 models. We thank the Antarctic Hindcast Project ([http://polarmet.osu.edu/PolarMet/ant\\_hindcast.html](http://polarmet.osu.edu/PolarMet/ant_hindcast.html)) for sharing Polar MM5 simulation results. Many people at IPEV and at LGGE have contributed to make the GLACIOCLIM-SAMBA system deployment and annual campaigns successful. We thank the three anonymous reviewers for their constructive comments.

## Chapitre 3

# Validation du bilan de masse de surface Antarctique modélisé par SMHiL

Nous cherchons ici à évaluer l'apport de régionalisation par rapport aux résultats obtenus avec le modèle de grande échelle. Pour cela, nous comparons à la section 3.1 le bilan de masse de surface (BMS) modélisé avec celui observé, pour les jeux d'observations décrits au chapitre 2. Nous nous concentrons sur la régionalisation de ERA-Interim, dont les champs atmosphériques sont conçus pour se rapprocher des conditions observées. Nous montrons que le BMS régionalisé est significativement différent de celui de grande échelle, mais que la comparaison aux observations ne permet pas de départager les modèles. Cela est dû à une répartition des observations échantillonnant mal bordures de calotte, alors que c'est dans ces zones que les variations locales de topographie ont le plus grand effet sur le BMS.

Dans l'attente de nouvelles données en région côtière, nous présentons à la section 3.2 une autre évaluation du modèle de régionalisation SMHiL, basée sur la comparaison du BMS régionalisé avec les résultats du modèle atmosphérique régional MAR à différentes résolutions. Nous montrons que SMHiL donne des résultats satisfaisants tant que le saut de résolution reste raisonnable. Toutefois, le biais lié à la surestimation des précipitations à l'aval des reliefs reste un enjeu de développement important.

### 3.1 Validation par comparaison avec des observations de qualité contrôlée

Nous avons choisi de valider SMHiL à partir de la régionalisation de ERA-Interim (voir section 2.1.1) pour la période 1989-2010, car les modèles régionaux de circulation atmosphérique utilisent fréquemment ces réanalyses comme conditions limites pour leurs simulations de référence sur la

période actuelle. SMHiL utilise ici le schéma de surface SISVAT (voir section 1.4.2.2), qui inclut le calcul du regel de l'eau liquide dans le manteau neigeux. L'albédo de SMHiL est calculé à partir des rayonnements de courtes longueurs d'ondes net et incident en surface issus de ERA-Interim. Une limite inférieure est fixée à 0,75 pour l'albédo. Cette limite correspond à l'albédo de la neige du modèle de climat utilisé pour réaliser les réanalyses. Les observations utilisées pour la validation sont celles issues de la base de donnée mise à jour et triée de *Favier et al.* (2012) et les jeux de données cohérents présentés à la section 2.2.3.

Un article en préparation intègre la description du modèle SMHiL (chapitre 1) et les résultats de cette section. Il sera soumis prochainement au journal « Climate Dynamics » sous le titre : **High resolution modeling of the Antarctic surface mass balance, Part I : model description and validation**. La soumission se fera conjointement à celle de l'article constituant le chapitre 4 (*Agosta et al.*, Part II, submitted), qui traite de l'apport de la régionalisation pour estimer la contribution du BMS Antarctique à l'évolution du niveau des mers au cours des prochains siècles. Dans ce cadre, nous appliquons SMHiL au modèle de climat LMDZ4. Les résultats de SMHiL étant fortement dépendants de ceux du modèle de grande échelle utilisé, une nouvelle validation de SMHiL est effectuée au chapitre 4. Bien que réalisées avec des méthodologies similaires, les validations présentées aux chapitres 3 et 4 sont indispensables pour juger des améliorations et des limitations apportées par SMHiL à la description de la distribution du BMS en Antarctique.

### 3.1.1 Validations à échelles régionales

Le principe du modèle de régionalisation que nous avons développé est de fournir une information supplémentaire dans les zones où la topographie à haute résolution est significativement différente de celle à basse résolution. Aussi, afin de vérifier si SMHiL offre une meilleure représentation du BMS que ERA-Interim, nous nous sommes d'abord concentrés sur des zones spécifiques, adaptées à notre problématique de validation. Il s'agit de zones présentant une grande densité de données de BMS et constituées d'observations s'étalant sur une gamme importante d'altitudes. Elles sont présentées en détail à la section 2.2.3.

SMHiL forcé par ERA-Interim donne très clairement une bien meilleure représentation de la distribution du BMS sur Law Dome que le modèle de grande échelle (figure 3.1), même si le gradient est-ouest est toujours sous-estimé. Bien qu'une erreur de quantification du BMS par *van Ommen et al.* (2004) reste envisageable, cet écart est plus vraisemblablement lié au fait qu'il n'y a pas de représentation de l'assèchement des masses d'air dans SMHiL. Nous nous attardons plus en détail sur cette limitation à la section suivante. Le rôle joué par le transport de neige par le vent dans l'établissement de ce gradient devra également être considéré à l'avenir, bien que des modélisations complémentaires aient montré qu'il reste un terme secondaire ici (*Gallée*

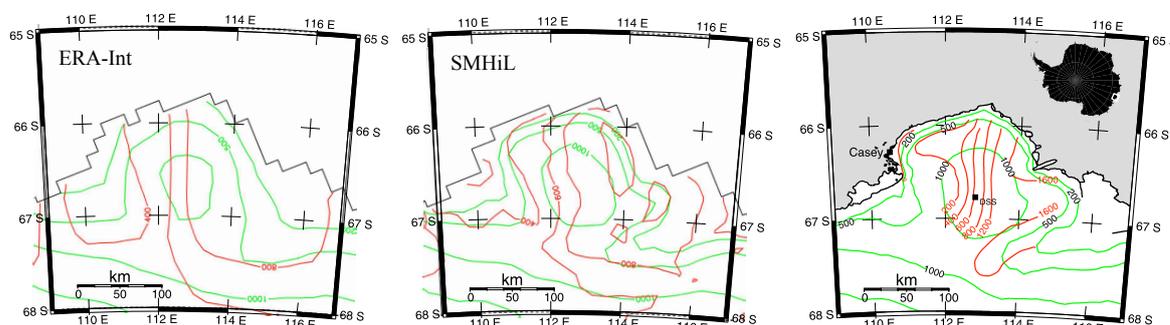


FIGURE 3.1 – Distribution du BMS à Law Dome (lignes rouges, contours à 0, 200, 600, 800, 1200 et 1600 m w.e.  $a^{-1}$ ) pour la période actuelle, pour a) ERA-Interim (1989-2010) interpolé linéaire sur la grille de SMHiL b) SMHiL forcé par ERA-Interim (1989-2010) et c) estimée par *van Ommen et al.* (2004). Les contours d'élévation sont représentés en vert, à la résolution des modèles pour a) et b).

*et al.*, 2011).

Dans les autres zones à forts contrastes topographiques sélectionnées (section 2.2.3.1), l'amélioration est moins radicale mais tout de même significative pour la majorité des jeux d'observations (figure 3.2). Nous constatons ainsi une amélioration nette de la représentation du BMS sur la ligne de balises GLACIOCLIM-SAMBA, excepté sur la maille côtière (figure 3.2a), sur la ligne partant de Dumont d'Urville en direction de Dôme C (figure 3.2b) et dans la région de Byrd (figure 3.2d). Sur la ligne partant de Law Dome en direction de Vostok (figure 3.2c), nous observons une amélioration en dessous de 1000 m, mais SMHiL comme ERA-Interim sous-estiment significativement le BMS plus loin de la côte. Ces améliorations sont avant tout liées à des augmentations de précipitations (figure 3.3a,b,c,d) mais les changements de sublimation jouent un rôle non négligeable (figure 3.3a,b). Sur la péninsule, la variabilité du BMS est mieux reproduite par SMHiL, mais le BMS est surestimé pour les observations les plus élevée du fait d'une augmentation trop prononcée des précipitations (figures 3.2h et 3.3h). Comme dans le cas du Law Dome, le rôle de l'assèchement des masses d'air en altitude en raison de l'augmentation des précipitations en zone côtière est certainement crucial ici. Enfin, sur la ligne de balises CHINARE, la régionalisation n'entraîne pas de modification significative de la représentation du BMS (figure 3.2f).

La figure 3.3 montre que la sublimation modélisée par SMHiL est systématiquement plus faible que celle modélisée par ERA-Interim pour les élévations comprises entre 1500 et 3000 m. Ces différences ne sont pas liées à la résolution de la topographie, puisque les élévations de SMHiL et ERA-Interim sont très proches dans ces gammes d'élévation. Elle sont donc dues à

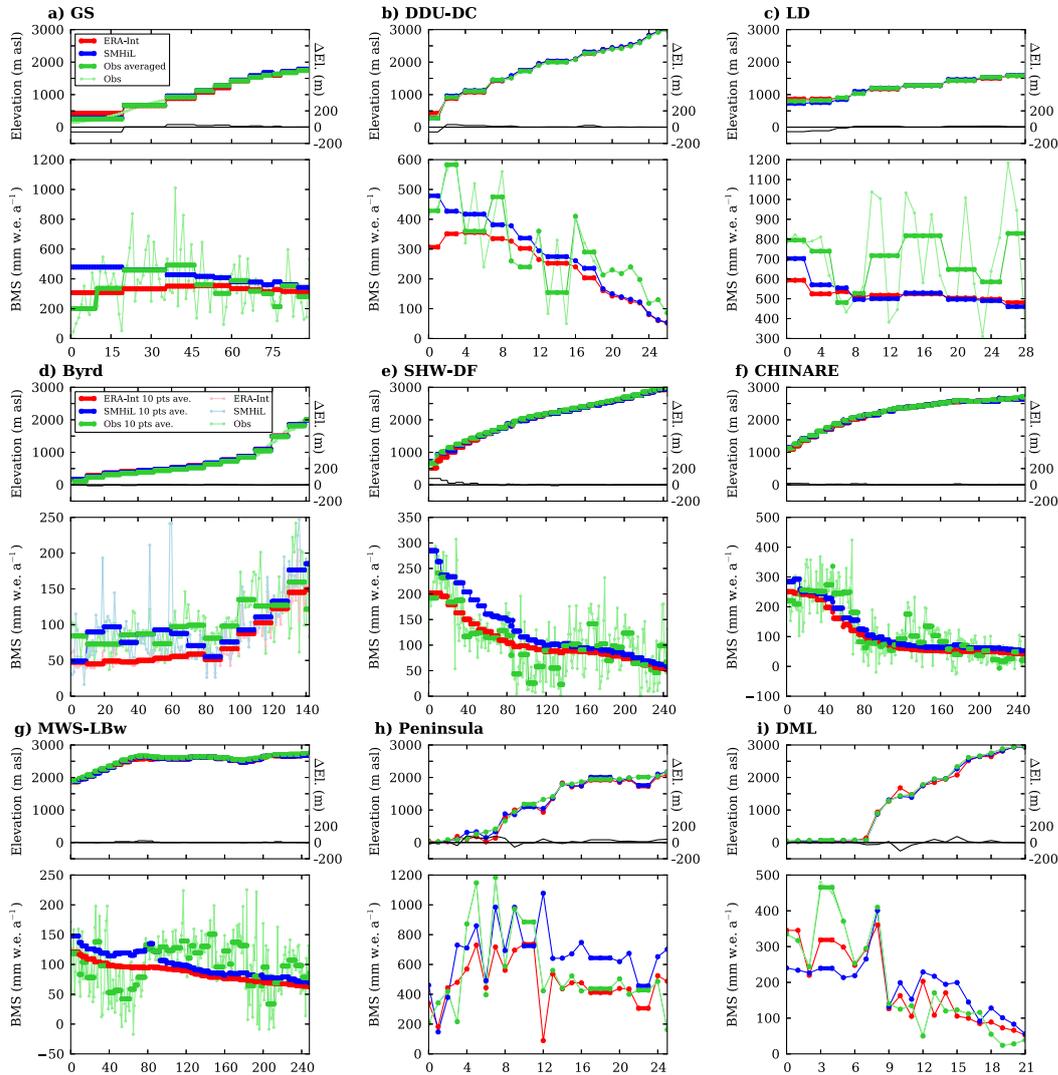


FIGURE 3.2 – Chaque sous-figure (a,b,c,d,e,f,g,h,i) correspond à un jeu de données cohérent dans une zone à forts contrastes topographiques (voir section 2.2.3.1, tableau 2.5 et figure 2.5). L'élévation et le BMS issus de SMHiL (lignes bleues) sont comparés aux valeurs observées en moyenne sur chaque maille de SMHiL (lignes vertes épaisses). Les lignes vertes fines représentent les valeurs observées brutes. Les valeurs présentées pour ERA-Interim (lignes rouges) correspondent aux valeurs interpolées linéairement depuis la grille de grande échelle sur la grille de SMHiL. Pour chacune des sous-figures, l'élévation est présentée sur le panneau haut et l'évolution du BMS sur le panneau bas. L'élévation des observations est issue du DEM de *Bamber et al.* (2009) à 1 km de résolution. Sur le panneau du haut, la différence entre l'élévation de SMHiL et l'élévation de ERA-Interim interpolée sur la grille de SMHiL est également représentée (ligne noire, axe de droite).

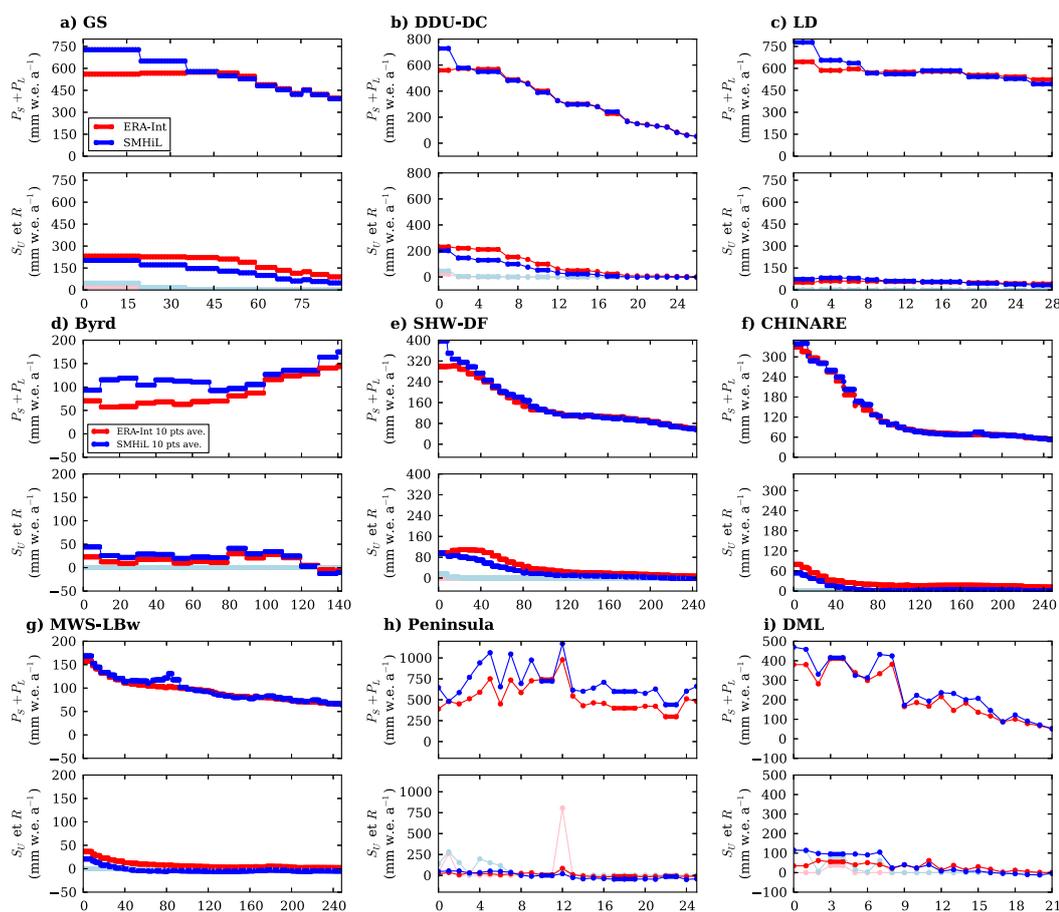


FIGURE 3.3 – Composantes du BMS issu de SMHiL (lignes bleues) et de ERA-Interim (lignes rouges) pour chacun des jeux de données cohérents sélectionnés dans des zones à forts contrastes topographiques. Les valeurs présentées pour ERA-Interim correspondent aux valeurs interpolées linéairement depuis la grille de grande échelle sur la grille de SMHiL. Pour chacune des sous-figures, la somme des précipitations solides ( $P_S$ ) et liquides ( $P_L$ ) est présentée sur le panneau du haut. La sublimation ( $S_U$ , couleurs foncées) et le ruissellement ( $R$ , couleurs claires) sont présentés sur le panneau du bas.

des différences de modélisation physique entre le schéma de surface d'ERA-Interim et SISVAT. Elles entraînent une surestimation du BMS sur les deux lignes à forte densité de balises SHW-DF et MWD-LBw (figure 3.2e,g et 3.3e,g). A l'inverse, dans la zone de Dronning Maud Land, au niveau de la mer, SMHiL modélise une sublimation plus élevée que ERA-Interim, ce qui induit une moins bonne représentation du BMS par SMHiL (figures 3.2i et 3.3i).

### 3.1.2 Validation à l'échelle du continent

Nous confrontons ici ERA-Interim interpolé linéairement sur la grille de SMHiL et SMHiL forcé par les champs de grande échelle d'ERA-Interim aux observations de la base de donnée de qualité contrôlée de *Favier et al.* (2012). Pour chaque maille de la grille de SMHiL contenant au moins une observation, la valeur observée considérée est la moyenne des observations contenues dans cette maille. Certaines observations présentent un BMS particulièrement élevé (16 observations) ou faible (5 observations) par rapport à l'ensemble des observations disponibles dans leur gamme d'élévations. Malgré leur faible nombre, ces observations induisent un biais significatif sur les analyses statistiques du fait de leurs valeurs extrêmes. C'est pourquoi elles ne seront pas considérées pour les analyses qui suivent. Les observations situées sous 200 m d'altitude sont également particulières, car elles sont concentrées sur les plateformes de glace flottante et sur des îles et sont donc très peu représentatives de la calotte posée. Nous ne les analyserons donc pas ici.

Nous commençons par étudier la valeur moyenne et la variabilité (écart-type) du BMS par classes d'élévations (figure 3.4a,b). Nous constatons que sur l'échantillon de mailles contenant des observations, SMHiL et ERA-Interim présentent des valeurs moyennes et des variabilités similaires pour l'ensemble des classes d'élévations, le BMS moyen modélisé par SMHiL restant toujours plus élevé que celui issu de ERA-Interim. De ce fait, SMHiL représente mieux la valeur moyenne observée que ERA-Interim pour les 4 classes d'élévations situées entre 0 et 1200 m. Par contre, SMHiL surestime le BMS moyen entre 1200 et 1800 m alors qu'il est correctement représenté par ERA-Interim dans cette gamme d'élévations. A plus haute altitude, sur le plateau Antarctique où la topographie varie très peu, SMHiL et ERA-Interim donnent des résultats similaires et sous-estiment significativement le BMS au dessus de 2400 m.

Il faut noter que la distribution du BMS est très dispersée vers les fortes valeurs. Cela se traduit par un nombre élevé de valeurs extrêmes (à la figure 3.4c, les moustaches représentent l'étendue d'une population qui suivrait une loi normale), une forte asymétrie des interquartiles et une valeur moyenne très supérieure à la médiane (figure 3.4c). Ainsi les fortes valeurs de BMS, bien que peu nombreuses, influencent les valeurs moyennes de façon significative. C'est pourquoi nous nous sommes attachés à regarder plus finement la statistique du BMS modélisé. Nous regardons par la suite la répartition du BMS en échelle logarithmique, car cette transformation rend

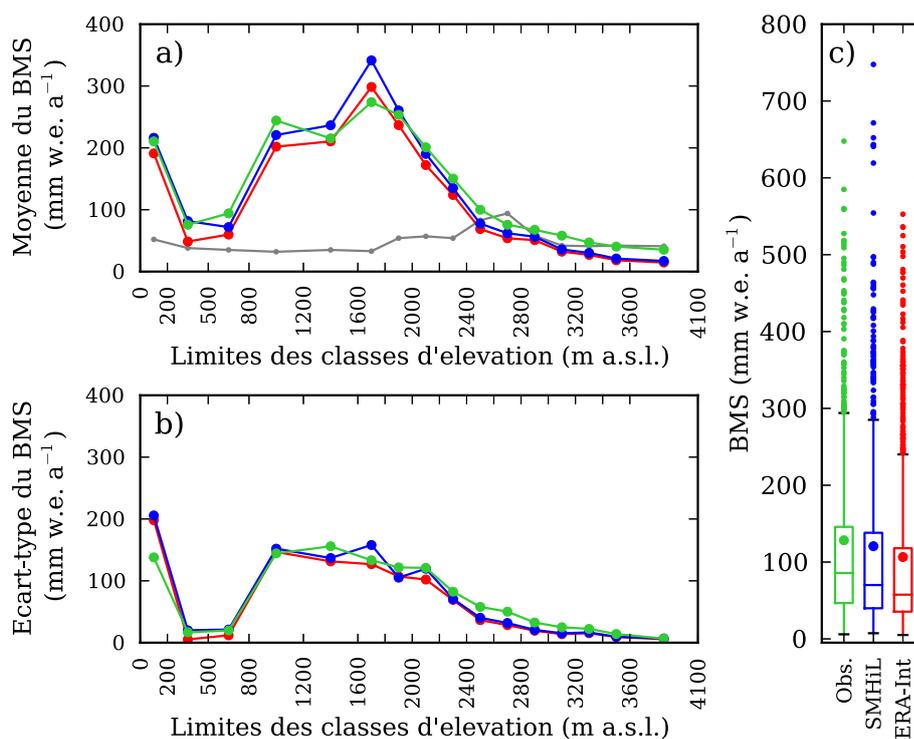


FIGURE 3.4 – Analyses statistiques du BMS observé (vert) et modélisé par ERA-Interim (rouge) et par SMHiL (bleu). a) Moyenne et b) écart-type du BMS par classes d'élévation. Les limites des classes d'élévation correspondent aux valeurs affichées sur l'axe horizontal. Le nombre d'observations par classe (après moyenne des observations sur les mailles de SMHiL) est présenté en gris clair sur la figure a). c) Distribution du BMS au dessus de 200 m d'élévation. Chaque boîte s'étend du premier quartile (Q1) au troisième quartile (Q3) de l'échantillon et la ligne centrale représente la médiane. Les moustaches s'étendent de la boîte jusqu'aux valeurs les plus extrêmes, avec une longueur ne pouvant pas dépasser  $1,5 \times (Q3 - Q1)$ . Elles correspondent à l'étendue maximale d'une population de même interquartile qui suivrait une distribution normale. Les points de petite taille correspondent aux valeurs dépassant les moustaches. Le point de grosse taille correspond à la moyenne de l'échantillon.

les échantillons homoscédastiques<sup>1</sup>. Les outils d'analyse classiques sont donc valables lorsqu'ils sont appliqués au logarithme du BMS.

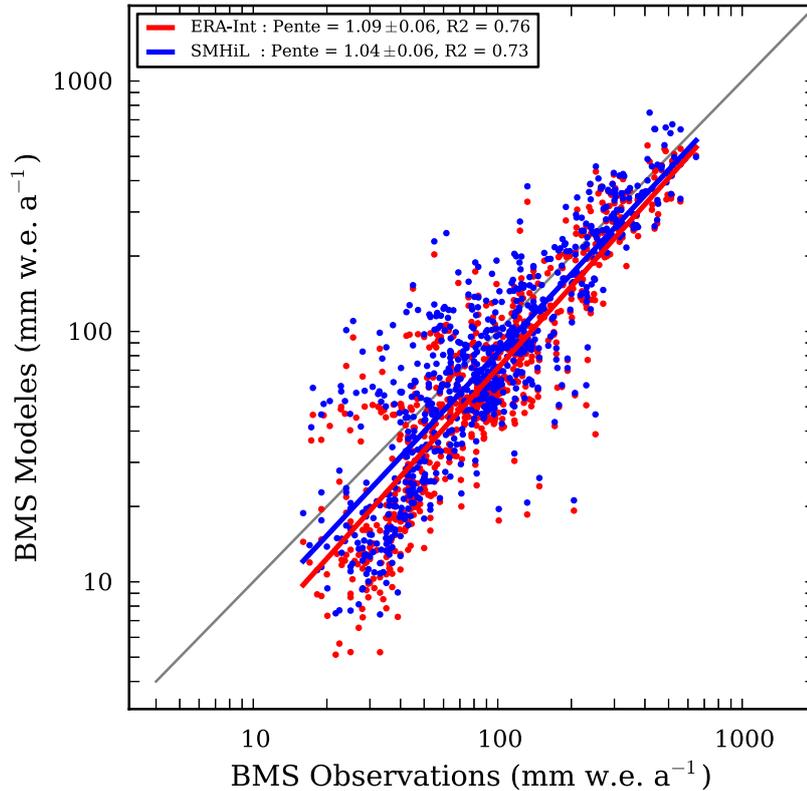


FIGURE 3.5 – Logarithme du BMS modélisé par SMHiL (points bleus) et par ERA-Interim (points rouges) en fonction du logarithme du BMS observé au dessus de 200 m d'élévation. Les régressions linéaires sont réalisées sur le logarithme du BMS pour que les populations soient homoscédastiques. Ces régressions sont à considérer avec précaution car elles sont biaisées par la sous-estimation des faibles valeurs de BMS par les modèles.

La comparaison entre modèles et observations sur l'ensemble des données, présentée à la figure 3.5, permet d'évaluer les performances du modèle ERA-Interim mais fournit peu d'informations sur l'apport de SMHiL par rapport à ERA-Interim. Cette comparaison donne tout de même une idée des biais du modèle de grande échelle transmis au BMS régionalisé. Nous retrouvons ainsi la sous-estimation des faibles valeurs de BMS par ERA-Interim (observations de haute altitude), qui rend les régressions linéaires entre données modélisées et observées peu fiables. Par contre, SMHiL et ERA-Interim semblent représenter correctement les fortes valeurs de BMS, avec des

1. c'est-à-dire que les termes d'erreur de la régression linéaire présentent une variance uniforme.

nuages de point s'approchant de la droite 1 :1 au dessus de 200 mm w.e.  $a^{-1}$ .

Pour analyser plus précisément les performances relatives des modèles, nous nous penchons sur des analyses statistiques plus poussées par classe d'élévation. Les nuages de points représentant les BMS modélisés en fonction du BMS observés, tracés à la figure 3.6, et les distributions du BMS, représentées par des boîtes à moustache à la figure 3.7, montrent que ERA-Interim et SMHiL présentent de bonnes performances entre 800 et 2000 m d'altitude (points alignés selon la droite 1 :1, quartiles et gammes de BMS comparables à ceux des observations). Entre 200 et 800 m, modèles et observations sont très proches (figure 3.6), mais SMHiL représente clairement mieux la distribution des données observées (figure 3.7). Au dessus de 2000 m, SMHiL et ERA-Interim présentent des performances similaires qui se dégradent lorsque l'élévation augmente.

Les observations extrêmes qui n'ont pas été considérées pour les analyses statistiques sont représentées en couleur pâle sur les figures 3.6 et 3.7. Les valeurs particulièrement hautes sont principalement situées dans la gamme d'élévations allant de 200 et 800 m. En effet, les observations de qualité contrôlée disponibles dans cette gamme d'élévation sont majoritairement localisées dans la région de Byrd, sur la plate-forme de glace flottante de Ross, et présentent de faibles valeurs de BMS car leurs sites sont soumis à une forte continentalité (éloignement par rapport à l'océan). Au contraire, les observations de fort BMS sont situées sur des zones côtières à forte pente (ligne de balises GS, Terre Adélie), qui constituent le premier rempart aux dépressions provenant de l'océan. Ces valeurs élevées de BMS sont donc plus représentatives du BMS de la calotte posée pour cette gamme d'élévations, mais elles sont trop peu nombreuses pour être prises en compte dans les calculs statistiques.

Pour conclure, les différences entre SMHiL et ERA-Interim ne sont pas criantes au droit des observations de qualité contrôlée disponibles. Nous montrons donc ici comme au chapitre 4 que les observations ne peuvent pas être considérées dans leur ensemble pour départager les performances des modèles dues à une meilleure représentation de la topographie, car les observations situées dans des zones à topographie complexe sont très minoritaires par rapport à celles situées dans des zones à faible contraste topographique. Pour évaluer les performances liées à une meilleure résolution, il est donc nécessaire de se concentrer sur des régions particulières et bien documentées, comme cela a été fait à la section précédente.

La principale différence entre les modèles est un BMS plus élevé pour SMHiL que pour ERA-Interim, surtout au dessous de 2000 m d'altitude. La topographie à haute résolution présente en effet de plus fortes pentes que la topographie de grande échelle, ce qui induit des précipitations orographiques plus importantes dans SMHiL que dans ERA-Interim. Cependant, l'augmentation des précipitations près des côtes devrait provoquer un assèchement des masses d'air transportées plus haut sur la calotte. Ce processus d'assèchement n'est pas modélisé par SMHiL, car la quantité

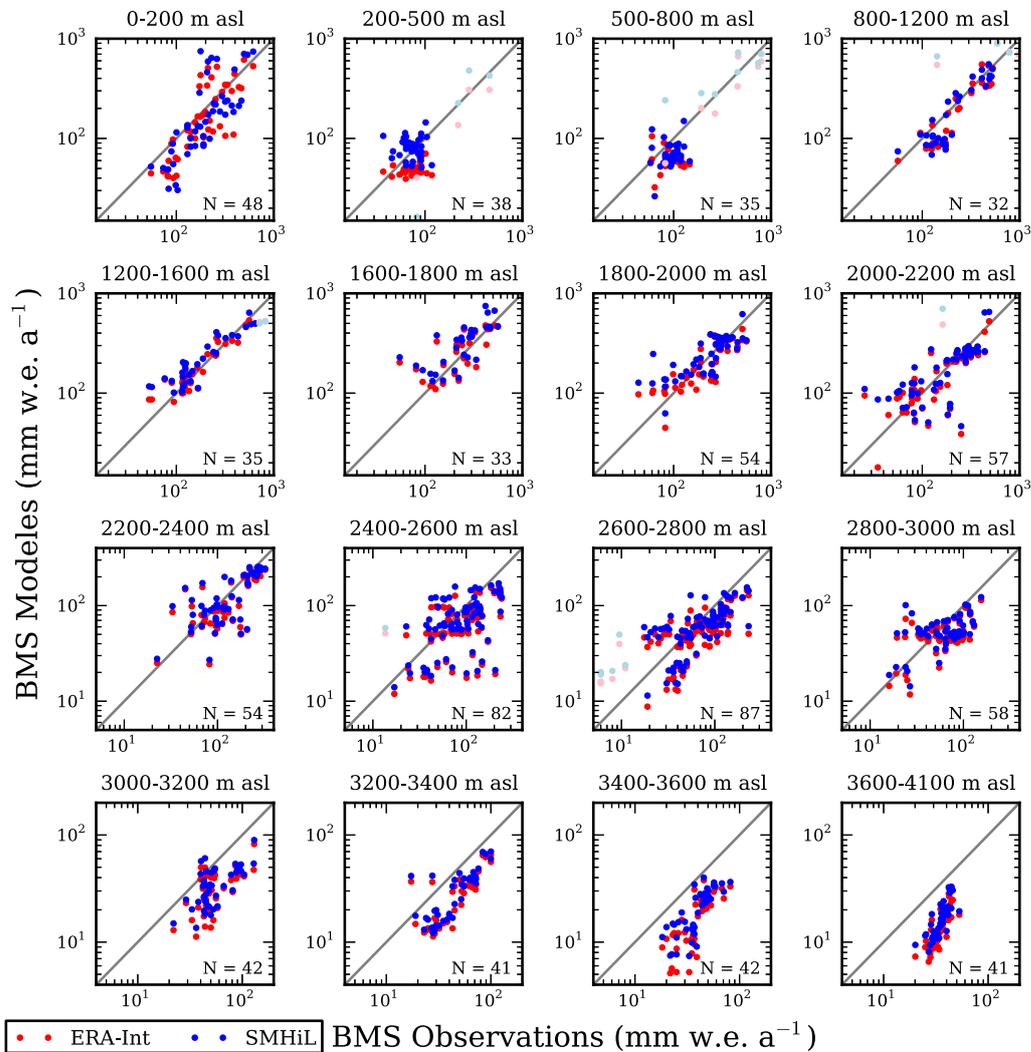


FIGURE 3.6 – BMS modélisé par SMHiL (points bleus) et par ERA-Interim (points rouges) en fonction du BMS observé, par classes d'élévations. Les limites des classes d'élévations sont décrites au dessus de chaque sous-figure. Les axes sont en échelle logarithmique. Le nombre de points par classes d'élévations est donné en bas à droite de chaque sous-figure. Les points de couleurs claires correspondent aux observations de valeurs extrêmes qui n'ont pas été considérées pour les statistiques.

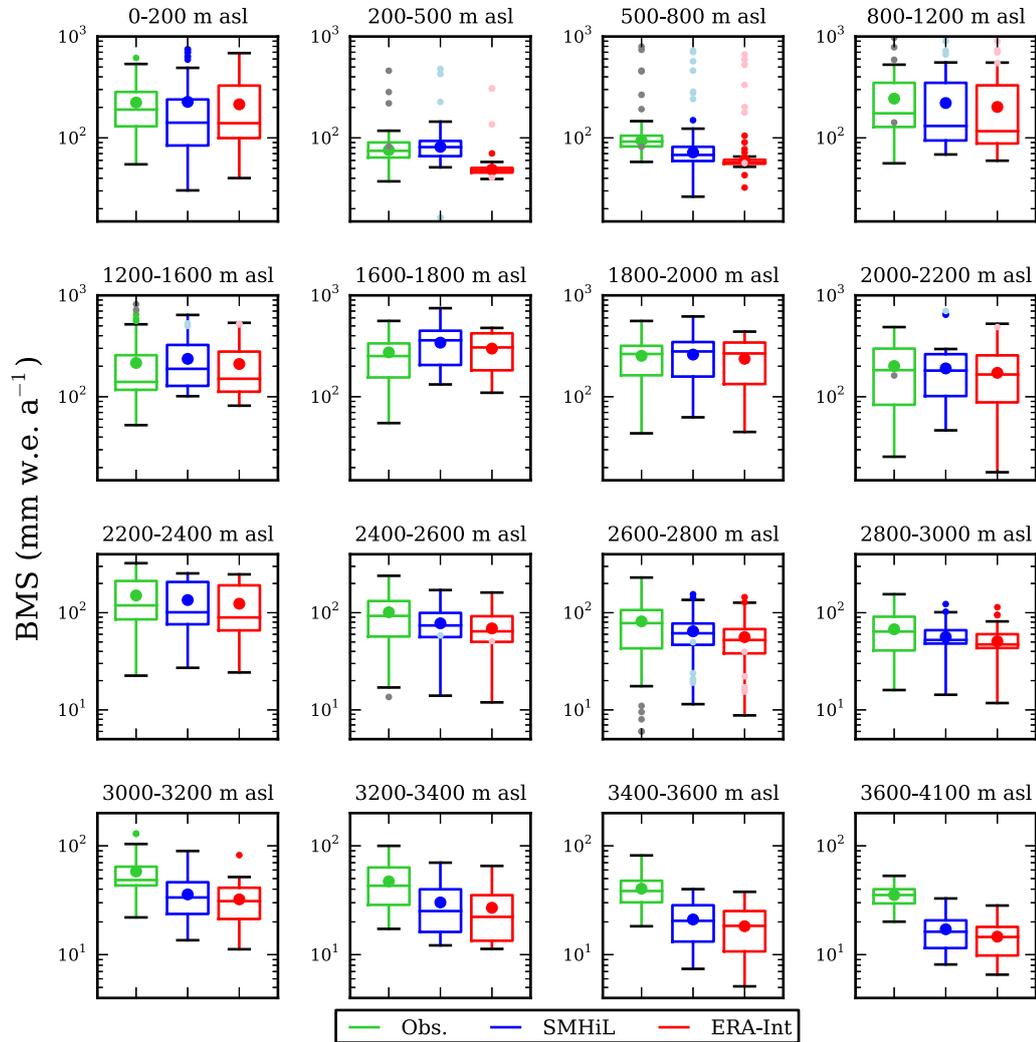


FIGURE 3.7 – Distribution du BMS observé (vert) et modélisé par ERA-Interim (rouge) et par SMHiL (bleu), par classes d'élévations. Les limites des classes d'élévations sont décrites au dessus de chaque sous-figure. L'axe vertical est en échelle logarithmique. Chaque boîte s'étend du premier quartile (Q1) au troisième quartile (Q3) de l'échantillon et la ligne centrale représente la médiane. Les moustaches s'étendent de la boîte jusqu'aux valeurs les plus extrêmes, avec une longueur ne pouvant pas dépasser  $1,5 \times (Q3 - Q1)$ . Elles correspondent à l'étendue maximale d'une population de même interquartile qui suivrait une distribution normale. Les points de petite taille de couleurs foncées correspondent aux valeurs dépassant les moustaches, et ceux de couleurs claires (gris pour les observations) aux observations de valeurs extrêmes qui n'ont pas été considérées pour les statistiques. Le point de grosse taille correspond à la moyenne de l'échantillon.

d'humidité disponible dans chaque maille du modèle est prescrite par celle du modèle de grande échelle. Cette limitation pourrait expliquer la surestimation du BMS par SMHiL entre 1200 et 2000 m d'élévation.

Au delà de 3000 m d'altitude, sur le plateau Antarctique, la représentation du BMS dépend principalement de la physique du modèle de grande échelle, indépendamment de la résolution, car la topographie varie très peu. Dans cette région très froide, le BMS observé est très faible, de l'ordre de 40 mm w.e. a<sup>-1</sup>. Le biais sec présenté par ERA-Interim dans cette zone est dû à une quantité trop faible de précipitations neigeuses, car c'est ce terme qui dirige le BMS à très haute altitude. Ainsi, entre 3600 et 4100 m d'altitude, le BMS moyen observé est égal à 35 mm w.e. a<sup>-1</sup> alors que le BMS moyen modélisé par ERA-Interim (respectivement SMHiL) est égal à 15 mm w.e. a<sup>-1</sup> (17 mm w.e. a<sup>-1</sup>). Les précipitations moyennes modélisées par SMHiL et ERA-Interim sont identiques (15 mm w.e. a<sup>-1</sup>) et la faible différence entre les valeurs de BMS modélisées est due à la physique des schémas de surfaces, qui mène à des sublimations différentes (-0 mm w.e. a<sup>-1</sup> pour ERA-Interim contre -2 mm w.e. a<sup>-1</sup> pour SMHiL).

### 3.1.3 Climatologie du bilan de masse de surface Antarctique à haute résolution

Nous présentons ici une évaluation de la climatologie du bilan de masse de surface Antarctique pour la période actuelle (1989-2010).

Nous remarquons pour commencer que le BMS modélisé par SMHiL et par ERA-Interim entre 200 à 800 m d'élévation est beaucoup plus élevé sur l'ensemble de la calotte posée que sur les mailles contenant des observations (figure 3.8 a). Cela prouve que les observations n'échantillonnent pas correctement la calotte posée pour cette gamme d'élévations, comme cela a été expliqué de façon plus détaillée à la section précédente (3.1.2). Au dessus de 800 m d'altitude, les mailles contenant des observations semblent plus représentatives de l'ensemble de la calotte posée.

Le BMS Antarctique intégré sur l'ensemble de la calotte posée est significativement plus grand pour SMHiL (161 mm w.e. a<sup>-1</sup>, 5.5 mm a<sup>-1</sup> équivalent océan) que pour ERA-Interim (128 mm w.e. a<sup>-1</sup>, 4.4 mm a<sup>-1</sup> équivalent océan). Afin d'évaluer plus correctement ce terme, nous avons corrigé le BMS modélisé par tranches d'élévations en considérant des surestimations/sous-estimations similaires à celles observées sur les mêmes gammes d'élévations. La correction n'a pas été appliquée au dessous de 800 m, où les observations ne sont pas représentatives de l'ensemble de la calotte posée. Cette correction conduit à une valeur estimée du BMS Antarctique de 132 mm w.e. a<sup>-1</sup> pour ERA-Interim (4.5 mm a<sup>-1</sup> équivalent océan) et de 159 mm w.e. a<sup>-1</sup> pour SMHiL (5.4 mm a<sup>-1</sup> équivalent océan). Le BMS de ERA-Interim reste parmi les estimations les plus basses du BMS Antarctique pour la période actuelle (tableau 3.1), d'autant plus que les

estimations de *Vaughan et al.* (1999) et *Arthern et al.* (2006), qui s’approchent le plus de celle d’ERA-Interim, sont déjà suspectées de sous-estimer le BMS en régions côtières (biais lié à la méthode d’interpolation utilisée).

	BMS de la calotte posée Antarctique mm w.e. a <sup>-1</sup> (mm a <sup>-1</sup> équivalent océan)
ERA-Interim ( <i>cette étude</i> )	128 (4.4)
ERA-Interim corrigé ( <i>cette étude</i> )	132 (4.5)
SMHiL (forcé par ERA-Interim) ( <i>cette étude</i> )	161 (5.5)
SMHiL corrigé (forcé par ERA-Interim) ( <i>cette étude</i> )	159 (5.4)
<i>Lenaerts et al.</i> (2012)	161 (5.5)
<i>van de Berg et al.</i> (2006)	168 (5.8)
<i>Arthern et al.</i> (2006)	143 (4.9)
<i>Vaughan et al.</i> (1999)	147 (5.0)

TABLE 3.1 – BMS Antarctique intégrés sur la calotte posée pour la période actuelle, estimés par cette étude et par précédentes climatologies. La surface de la calotte posée est égale à  $12,33.10^6$  km<sup>2</sup> et la surface des océans est prise égale à  $361.10^6$  km<sup>2</sup>.

Pour SMHiL comme pour ERA-Interim, le BMS est principalement déterminé par les précipitations neigeuses (figure 3.8a,b). Les contributions au BMS modélisées par SMHiL sont significativement différentes de celles issues de ERA-Interim dans la zone située au dessous de 2000 m d’altitude (figure 3.8b,c,d,e). Bien que cette zone ne couvre que 40% de la surface de la calotte posée, elle est cruciale car elle concentre 75% du BMS total. La fonte modélisée par SMHiL s’étend moins loin à l’intérieur de la calotte que celle simulée par ERA-Interim (figure 3.8f). A haute élévation, la sublimation est significativement modifiée par le schéma de surface utilisé dans SMHiL, mais sa contribution au BMS reste négligeable.

Les distributions spatiales du BMS modélisées par SMHiL et par ERA-Interim sont représentées aux figures 3.8a et 3.8b. La zone d’élévations inférieures à 2000 m, où les précipitations modélisées par SMHiL sont significativement plus importantes que celles issues de ERA-Interim, couvre une fine bande en bordure de calotte, les régions montagneuses (péninsule Antarctique – Terre de Palmer, chaîne transantarctique  $\sim 160^\circ\text{E}$ ) et la Terre Mary Byrd (figure 3.9d, voir carte 1 en introduction de cette thèse pour la localisation des régions citées).

Les zones côtières où ERA-Interim présente un ruissellement et une sublimation très supérieurs à SMHiL (figure 3.8e,f) correspondent à des régions où l’albédo de ERA-Interim varie entre 0,1 et 0,75 (albédo calculé à partir du rayonnement de courtes longueurs d’ondes incident et net en surface), alors que l’albédo de la neige ne peut descendre au dessous de 0,75 dans SMHiL. La surestimation de la fonte par ERA-Interim est un problème connu et le BMS issu des réanalyses est en général calculé en considérant que toute l’eau liquide regèle. Cependant,

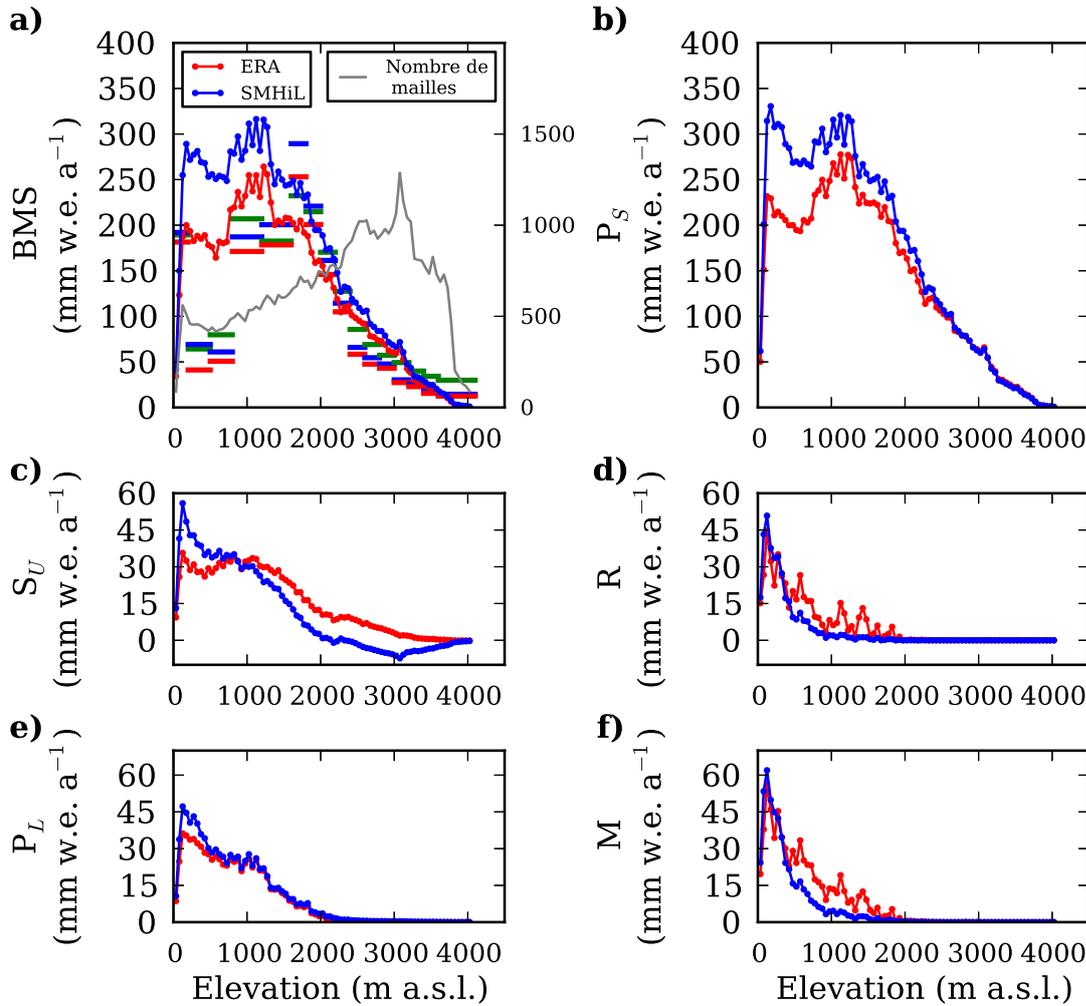


FIGURE 3.8 – BMS et ses composantes intégrés sur la calotte posée par classes d’élévations de 50 m, pour SMHiL (lignes bleues continues) et ERA-Interim interpolé linéairement sur la grille de SMHiL (lignes rouges continues). Les figures présentent les résultats pour a) le BMS b) les précipitations solides c) la sublimation d) le ruissellement e) les précipitations liquides et f) la fonte de la neige. Le nombre de mailles par classes d’élévations est présenté en gris à la figure a) (axe de droite). Les traits épais horizontaux de la figure a) représentent la moyenne du BMS pour les mailles contenant des observations, par classes d’élévations correspondant à la longueur des traits (traits verts pour les valeurs moyennes observées).

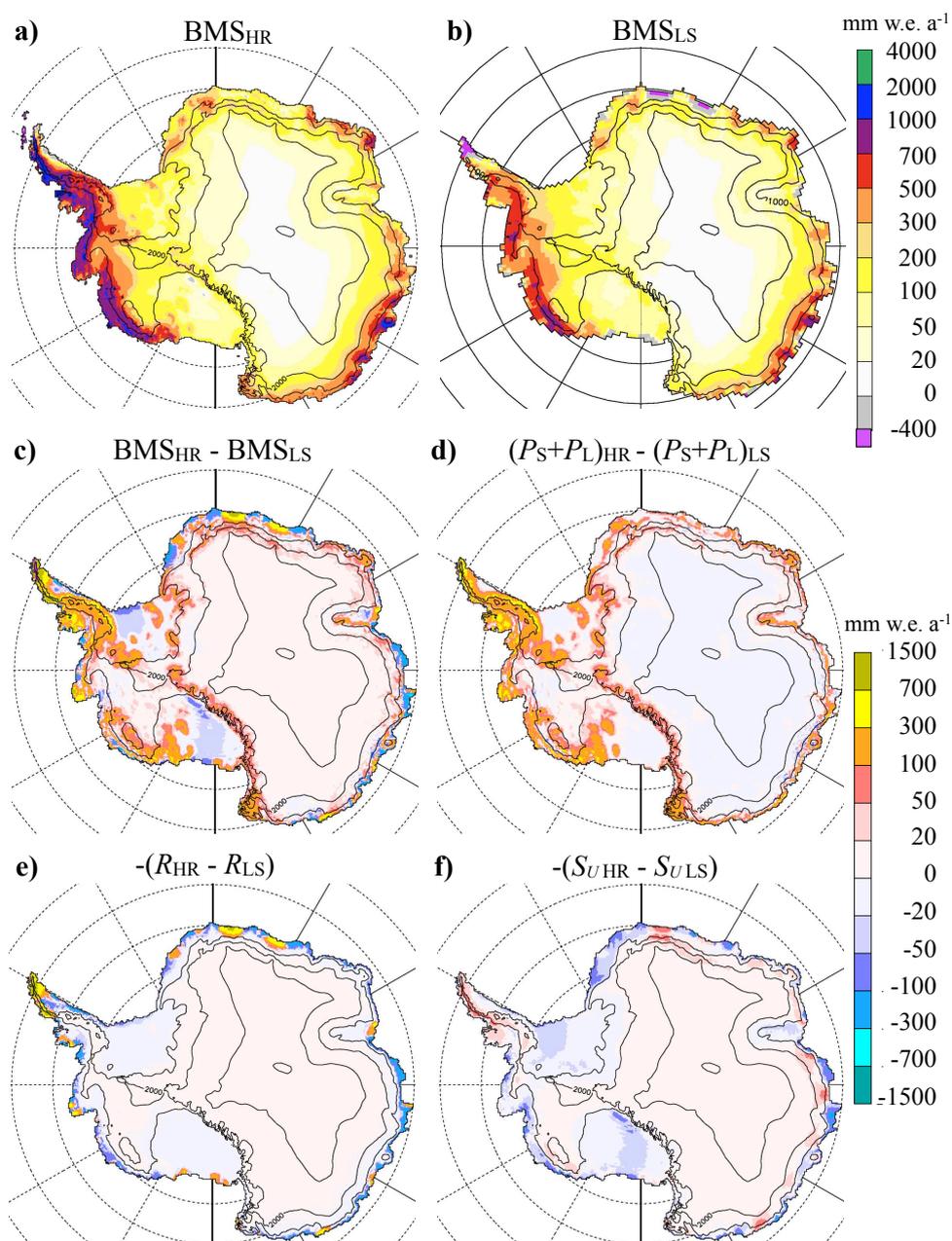


FIGURE 3.9 – Comparaison des distributions spatiales du BMS et de ses composantes modélisés par SMHiL (indice HR pour « High Resolution ») et par ERA-Interim (indice LS pour « Large Scale ») pour la période actuelle (1989-2010). a) BMS modélisé par SMHiL b) BMS modélisé par ERA-Interim. Les différences spatiales entre SMHiL et ERA-Interim sont présentées pour c) le BMS, d) la somme des précipitations liquides et solides, e) le ruissellement et f) la sublimation.

les quantités d'eau liquide modélisées par ERA-Interim sont très importantes et sont liées à un albédo extrêmement faible et peu réaliste. C'est donc l'ensemble du bilan d'énergie de surface (BES) qui est mal représenté par ERA-Interim sur de grandes zones en bordure de calotte.

Le BES peut être partiellement corrigé par SMHiL, mais la correction n'est valable que lorsque les caractéristiques de surface de ERA-Interim et SMHiL restent proches car il n'y a pas de rétroactions entre SMHiL et ERA-Interim. La mauvaise représentation du BES par ERA-Interim sur les régions côtières a donc des conséquences sur la qualité du BES modélisé par SMHiL. De plus, nous avons vu que le biais sec de ERA-Interim pour les élévations supérieures à 3000 m est également transmis au BMS modélisé par SMHiL. Pour obtenir une meilleure estimation du BMS Antarctique actuel à haute résolution, il serait intéressant d'utiliser un modèle régional de circulation atmosphérique afin d'effectuer une première régionalisation de ERA-Interim ( $\sim 40$  km de résolution), puis d'utiliser SMHiL à l'aval du modèle régional afin d'estimer le BMS à 15 km de résolution. Le modèle atmosphérique régional MAR est un candidat particulièrement intéressant pour cela, car il représente finement les processus physiques spécifiques aux régions de hautes latitudes et il a été validé sur les deux calottes polaires (voir section 2.1.2). De telles simulations n'ont pas pu être effectuées au cours de cette thèse car nous ne disposons pas de simulations de MAR sur une période assez longue pour effectuer un calcul de climatologie robuste.

## 3.2 Validation par comparaison avec un modèle atmosphérique régional

Nous présentons ici des résultats préliminaires visant à évaluer les performances du modèle SMHiL en comparant le BMS régionalisé par SMHiL au BMS modélisé par un modèle complet de circulation atmosphérique régional. Nous nous concentrons uniquement sur les précipitations de neige. Une étude plus poussée, concernant également la régionalisation du bilan d'énergie de surface, sera réalisée dans un futur proche.

Nous disposons de simulations du modèle MAR sur l'Antarctique à 3 résolutions différentes (notées MAR-80km, MAR-40km et MAR-15km) sur la période 2003-2004, qui ont été réalisées par Hubert Gallée dans le cadre de cette thèse. Le modèle MAR et les caractéristiques des simulations utilisées sont décrits à la section 2.1.2. MAR-15km a été réalisée sur un domaine restreint autour de Law Dome, car cette région présente des caractéristiques spatiales intéressantes pour évaluer les performances des modèles liées à leur résolution (voir section 2.2.3.2). Il faut noter que MAR-15km sur le domaine restreint (grille horizontale de  $60 \times 54$  mailles) demande un temps de calcul équivalent à la simulation MAR-80km sur l'ensemble de l'Antarctique (grille horizontale de  $101 \times 101$  mailles), car les pas d'espaces et de temps du modèle doivent être raffinés simultanément.

La comparaison entre MAR et SMHiL sur Law Dome indique que SMHiL surestime les précipitations sur le dôme et à l'intérieur du continent quand la régionalisation est réalisée à partir de MAR-80km (figure 3.10). Par contre, les précipitations à 15 km de résolution obtenues à partir de MAR-40km sont très proches des précipitations modélisées par MAR-15km. Une légère surestimation des précipitations est tout de même observée à l'aval du dôme, qui peut être expliquée par un effet de foehn non représenté par SMHiL. Les effets de bords sont importants sur le domaine restreint de MAR-15km, aussi nous ne tenons compte que de la distribution des précipitations sur le dôme, sans considérer les pentes adjacentes.

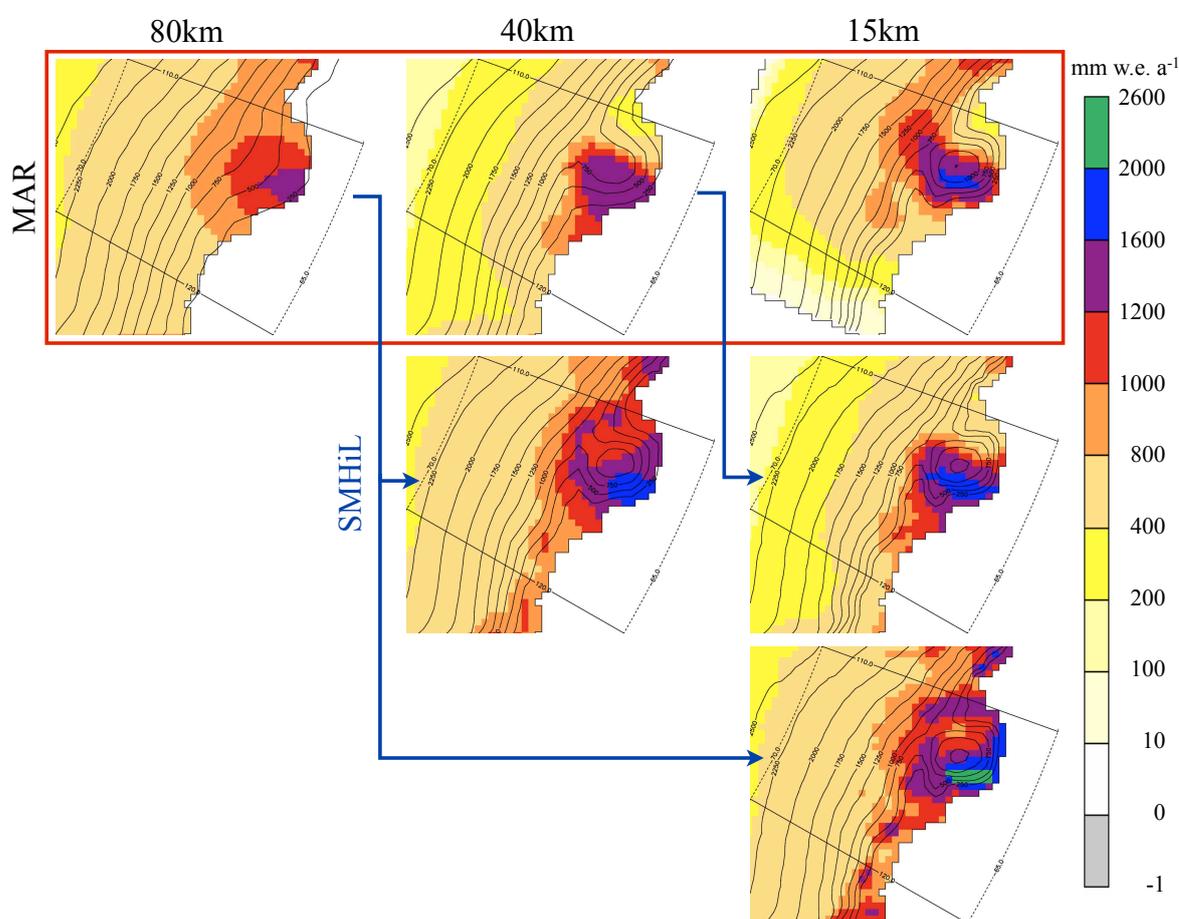


FIGURE 3.10 – Précipitations neigeuses modélisées par MAR (intérieur du cadre rouge) et par SMHiL forcé par MAR pour différentes résolutions (80 km, 40 km et 15 km) sur Law Dome (Antarctique), pour l'année 2004. Les traits bleus indiquent depuis quelle résolution le BMS a été régionalisé par SMHiL.

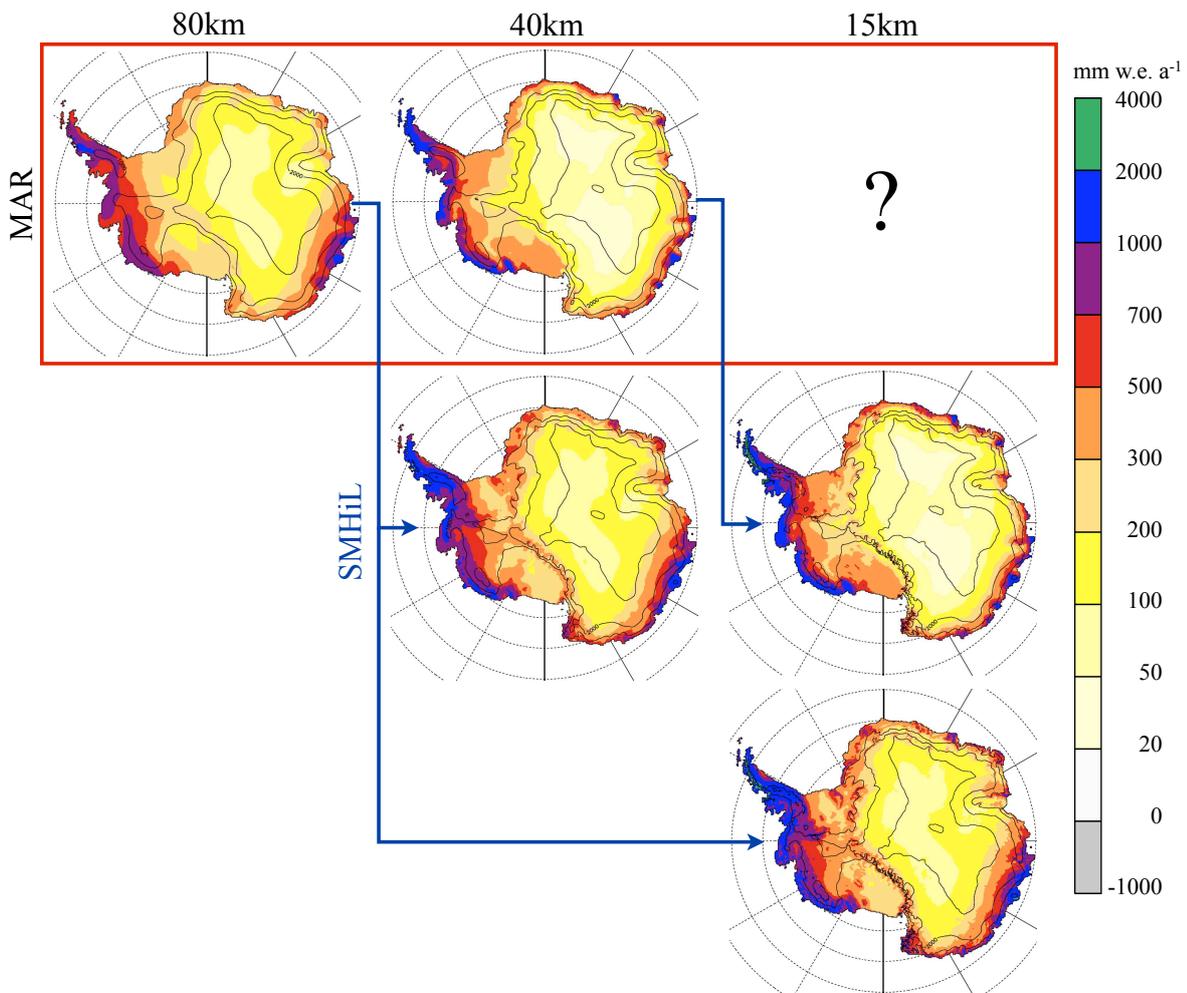


FIGURE 3.11 – Précipitations neigeuses modélisées par MAR (intérieur du cadre rouge) et par SMHiL forcé par MAR pour différentes résolutions (80 km, 40 km et 15 km) sur la calotte Antarctique, pour l’année 2004. Les traits bleus indiquent depuis quelle résolution le BMS a été régionalisé par SMHiL.

A l'échelle de l'Antarctique, MAR-80km présente des variations de précipitations moins localisées et moins intenses que MAR-40km (figure 3.11). L'humidité pénètre loin à l'intérieur du continent pour MAR-80km alors qu'elle est capturée par les bordures de la calotte pour MAR-40km. Les précipitations à 40 km de résolution modélisées par SMHiL à partir de MAR-80km montrent des variations prononcées et localisées en bordure de calotte, similaires à celles issues de MAR-40km. Par contre, le biais humide présent dans MAR-80km est transmis aux précipitations régionalisées, ce qui induit une forte surestimation des précipitations à l'intérieur du continent. Les précipitations à 15 km de résolution obtenues à partir de la régionalisation de MAR-80km sont également plus importantes que les précipitations obtenues à partir de MAR-40km, car les pentes plus fortes en bordure de calotte induisent des précipitations orographiques plus importantes sans limiter les précipitations plus haut sur la calotte.

Cette étude confirme la nécessité de considérer l'assèchement des masses d'air au cours de leur ascension le long des pentes. Pour résoudre cette question, il serait intéressant d'implanter un schéma permettant d'advecter le déficit/surplus d'humidité dû à une augmentation/diminution des précipitations par rapport au modèle de grande échelle, tout en s'attachant à ce que SMHiL reste peu coûteux en temps de calculs.

Enfin, il est important de noter que la qualité de la régionalisation des précipitations dépend fortement de la résolution du modèle de grande échelle, notamment du fait que les champs de vent horizontaux de SMHiL sont calculés à partir de ceux du modèle de grande échelle. Ainsi, sur Law Dome, le dôme est quasiment inexistant pour MAR-80km et les masses d'air s'élèvent sur les pentes avales avec un contournement limité, alors que le dôme est bien représenté pour MAR-40km et dévie ainsi les champs de vent.

Des modélisations climatiques de long terme ( $\sim 100$  ans) sont réalisables à des coûts de calculs raisonnables à 40 km de résolution avec un modèle atmosphérique régional, mais ne sont pas envisageables à 15 km de résolution. L'utilisation du modèle SMHiL pour régionaliser le BMS depuis 40 km vers 15 km de résolution permettrait de représenter le BMS à fine échelle en limitant les biais de SMHiL liés aux simplifications réalisées pour conserver des temps de calculs réduits.



## Chapitre 4

# Contribution de l'évolution du BMS Antarctique aux variations du niveau des mers pour les 21<sup>e</sup> et 22<sup>e</sup> siècles

Nous évaluons ici la contribution future du bilan de masse de surface de la calotte Antarctique à l'évolution du niveau des mers en appliquant SMHiL à l'aval du modèle de circulation générale LMDZ4. Nous présentons ce travail tel qu'il sera soumis au journal « Climate Dynamics ». La soumission se fera conjointement à celle de l'article décrivant le modèle SMHiL et sa validation sur le continent Antarctique à partir d'observations de qualité contrôlée (« Part I, model description and validation »), qui correspond au chapitre 1 et à la section 3.1 de cette thèse. Cet article est cité par la suite sous la forme : *Agosta et al.* (Part I, submitted).

Certains passages sont mis [entre crochets] pour signaler des redites par rapport à ce manuscrit de thèse. Nous les avons laissés pour conserver la cohérence du texte.

To be submitted to Climate Dynamics

### **High resolution modeling of the Antarctic surface mass balance, Part II : application for the 20th, 21st and 22nd centuries**

**Cécile Agosta • Vincent Favier • Gerhard Krinner • Hubert Gallée • Christophe Genthon**

UJF-Grenoble1/CNRS, Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement UMR 5183, 54 rue Mollière, BP 96, 38402 Saint-Martin d'Hères cedex, France.

## 4.1 Introduction

[In the context of global climate change, particular attention is being paid to the mass balance of the Antarctic ice sheet and its impact on sea-level rise (*Solomon et al.*, 2007). Recent estimates of variations in the mass balance in Antarctica and Greenland showed that these ice sheets are undergoing a 3-fold faster ice loss than mountain glaciers and other ice caps, suggesting that they will be the main contributors to sea-level rise in the coming decades (*Rignot et al.*, 2011).] In this picture, the recent significant decrease in surface mass balance (SMB) in Antarctica had a major impact on the total ice sheet mass balance (*Rignot et al.*, 2011). [Yet most coupled climate models predict that the ice sheet SMB will increase in a warmer climate as a consequence of higher precipitation (e.g. *Krinner et al.*, 2008), a scenario that is likely to come true in the 21st century (e.g. *Solomon et al.*, 2007). Beyond the direct effect of a change in the SMB on the sea-level rise, assessing the current and future SMB of Antarctica is necessary to correctly force ice sheet models and to determine the ice-dynamic response associated with changes in ice thickness and in surface slopes (e.g. *Huybrechts et al.*, 2004). High-resolution modeling of the SMB in Greenland and Antarctica was one of the central tasks of European program FP7 ice2sea to estimate the responses of ice sheets to future global warming.]

The current surface mass balance of the Antarctic grounded ice-sheet is generally assumed to range between 143 mm w.e. a<sup>-1</sup> (*Arthern et al.*, 2006) and 168 mm w.e. a<sup>-1</sup> (*van de Berg et al.*, 2006). These two studies are generally considered to be the most reliable because the method uses glaciological data to accurately fit the observed mass balance (*Andrew J Monaghan et al.*, 2006b). However, the question of the future of SMB in Antarctica is more complex because long-term modeling approaches cannot rely on field observations to improve their accuracy. Even though the models suggest a future negative impact on sea-level rise (that is mitigation of the future sea level rise) (*van Lipzig et al.*, 2002; *Wild et al.*, 2003; *Gregory and Huybrechts*, 2006; *Krinner et al.*, 2007; *Genthon et al.*, 2009a), the future changes in net accumulation rates in Antarctica yield a broad envelope of results (see Table 2 in *Krinner et al.*, 2008). [In this picture, the modeled surface mass balance is highly sensitive to the horizontal resolution, and models with a finer resolution tend to predict bigger increases in SMB in the 21st century (*Genthon et al.*, 2009a) because low-lying coastal regions are expected to have much higher mean precipitation (e.g. *Krinner et al.*, 2007; *Genthon et al.*, 2009a). In fact, a coarse horizontal resolution is inadequate to resolve the steep topographic slopes around the edges of Antarctica, and is consequently also inadequate for accurate modeling of precipitation and of the SMB (e.g. *Agosta et al.*, 2012; *Gallée et al.*, 2011).]

[Several approaches as well as simplified modeling have been proposed to compute a high resolution ( $\sim 10$  km) SMB from medium resolution ( $\sim 100$  km) atmospheric global climate models

(AGCM) without an excessive increase in computation time. *Thompson and Pollard (1997)* and *Wild et al. (2003)* suggested interpolating meteorological fields at a higher horizontal resolution at each time step to force a surface model, but this approach cannot adequately capture the impact of fine-scale topography on precipitation. High resolution SMB simulations are also frequently performed with simplified ablation models using empirical parameterizations based on degree day models (*Wild et al., 2003; Huybrechts et al., 2004*). However, this approach does not correctly account for changes in net radiation and turbulent heat fluxes due to variations in the surface characteristics (for instance, snow changing into ice.) To avoid these limitations, using regional circulation models downstream from global climate model (GCM) simulations has been proposed, but modeling is still extremely time consuming and such approaches were generally limited to short experiments like those run by *van Lipzig et al. (2002)*. Moreover, two-way interactions between regional and global models are generally lacking, and fine scale predictions do not improve forecasts of larger-scale atmospheric features apart from variable grid approaches *Pielke and Wilby (2012)*. As one example of this kind of approach, *Krinner et al. (2007, 2008)* proposed a method based on the use of a stretched-grid AGCM at high resolution over the region of interest, so that climate change at the regional scale and its link to the global scale can be simulated in a coherent manner. However, the current resolution in Antarctica is still limited to  $\sim 60$  km, and improving this final resolution using a simple downscaling technique was still crucial to get a better idea of present and future SMB projections.

Finally, the average ocean forcing is clearly important for the Antarctic climate, particularly in coastal areas. Prescribed sea surface characteristics (SSC), i.e. sea surface temperature (SST) and sea ice concentration (SIC), are critical boundary conditions for atmosphere-only climate projections in Antarctica (*Krinner et al., 2008*). *Krinner et al. (2008)* showed that SSC should not be directly taken from a coupled model but should instead be corrected through an anomaly method in which the present-day observed SSC are used for the control simulation. This should increase confidence in the simulation of future climate, because biases are not exported in the projection experiment. In this respect, it is noteworthy that anomaly methods will be used in CMIP5 atmosphere-only experiments (*Taylor et al., 2012*).

Taking advantage of the experience of previous modeling experiments performed in Antarctica, we developed a new, time saving downscaling method for high resolution (15 km) SMB modeling over long periods, under two different scenarios. In this paper, we present the results of the SMHiL (surface mass balance high-resolution downscaling) model (*Agosta et al., Part I, submitted*) applied on LMDZ4 AGCM outputs obtained with the anomaly method from *Krinner et al. (2008)*, for the 20th, 21st and 22nd centuries. On one hand, the downscaling model computes the effect of the high-resolution topography on orographic precipitation (e.g. *Gallée et al., 2011*). On the other hand, other meteorological variables are interpolated to force a surface

scheme in order to compute ablation.

The paper is organized as follows, after a description of model, simulations and data in Section 4.2, the 20th century downscaled SMB is validated in Section 4.3. High-resolution features of changes in the Antarctic SMB in the 21st and 22nd centuries are presented in Section 4.4. Finally in Section 4.5, we discuss the future contribution of Antarctic SMB to sea-level rise and the limitations of the SMHiL model.

## 4.2 Data and Methods

The SMHiL model is described in detail in *Agosta et al.* (Part I, submitted). First, SMHiL computes high-resolution precipitation (Section 4.2.2) using a high-resolution topography and the modeling scheme described by *Gallée et al.* (2011). Second, large-scale surface meteorological variables are interpolated with the high resolution grid to take the fine scale topography into account. These fields are then combined with information on high resolution precipitation to compute the high resolution surface energy balance (SEB) (Section 4.2.3). The model allows computation of rainfall, snowfall, sublimation, melt and refreezing as defined in Section 4.2.1. However, the SMB does not account for snow deposition and erosion.

### 4.2.1 Definitions

Snow accumulation is defined here as the sum of solid precipitation ( $P_S$ ) and the result of the competition between the deposition of blown snow particles ( $D$ ) and erosion ( $E$ ) by the wind :

$$\text{Snow accumulation} = P_S + (D - E) \quad (\text{in kg m}^{-2} \text{ a}^{-1} \text{ or mm w.e. a}^{-1}) \quad (4.1)$$

As neither LMDZ4 nor SMHiL account for snow deposit and erosion,  $(D - E)$  is ignored hereafter. The surface mass balance (or net accumulation of snow/ice; hereafter referred to as SMB) can be expressed as the balance between the accumulation and ablation terms as follows :

$$\text{SMB} = P_S + P_L - S_U - R \quad (\text{in mm w.e. a}^{-1}) \quad (4.2)$$

Where  $P_L$ ,  $S_U$  and  $R$  are liquid precipitation, sublimation and runoff, respectively. Liquid water may be produced by melt ( $M$ ) and liquid precipitation. However, part of the liquid water may refreeze ( $F$ ). Runoff, which represents final mass loss through the liquid phase, is defined as follows :

$$R = P_L + M - F \quad (\text{in mm w.e. a}^{-1}) \quad (4.3)$$

### 4.2.2 Precipitation downscaling

The downscaling method for orographic precipitation is described in detail in *Gallée et al.* (2011) with several improvements proposed by *Agosta et al.* (Part I, submitted). Orographic precipitation is downscaled using the diagnostic model of *Sinclair* (1994). This model computes precipitation resulting from the adiabatic cooling of the air masses arising over the topography. The atmospheric vertical stability over Antarctica is taken into account by replacing the initial empirical parameterization of *Sinclair* (1994) by a more explicit formulation based on the gravity wave theory and by considering a saturated baroclinic atmosphere (*Gallée et al.*, 2011).

[Improvements by *Agosta et al.* (Part I, submitted) basically rely on the computation of total precipitation, which results from orographic and non-orographic precipitation. On one hand, we assume that non-orographic precipitation only depends on large-scale circulation and does not depend on model resolution. On the other hand, we consider that changes in resolution directly affect the orographic precipitation term. Hence, the model estimates the orographic precipitation anomaly caused by the resolution refinement. For this task, *Gallée et al.* (2011), the model is first applied on the low resolution fields interpolated linearly from the AGCM grid to the SMHiL grid. This allows assessment of the contribution of orographic precipitation to total precipitation as computed by the AGCM. Thus, the non-orographic contribution is the difference between low resolution total precipitation and low resolution orographic precipitation. Second, we again apply the *Gallée et al.* (2011) model on the high resolution grid with AGCM fields interpolated on the SMHiL grid taking the change in topography into account, to compute the high resolution orographic precipitation. Finally, the resulting high resolution total precipitation is the sum of high resolution orographic precipitation and low resolution non-orographic precipitation.]

### 4.2.3 Surface energy balance downscaling and refreezing

The downscaling method for surface energy fluxes consists in applying the LMDZ4 surface scheme (*Hourdin et al.*, 2006) to AGCM surface level fields interpolated on the SMHiL grid taking changes in the topography into account. For this task, interpolation is performed as a function of elevation (*Agosta et al.*, Part I, submitted), with regression lines for temperature, humidity and wind speed versus topography fitted on the AGCM values of the four closest points in the vicinity.

Among the computed processes, the LMDZ4 surface scheme simulates sublimation and snow or ice melt. However, refreezing of liquid water is not computed and is estimated off-line as in *Krinner et al.* (2007) with a scheme based on *Pfeffer et al.* (1991), as their parameterization gives equivalent results to those obtained with sophisticated models (*Krinner et al.*, 2007). Finally, the model neglects erosion/deposit, transport and sublimation of blowing snow. This is one of

the main sources of uncertainty of the model, particularly in coastal areas where these processes are important.

#### 4.2.4 Model inputs

The SMHiL model was forced by large scale fields from the LMDZ4 atmospheric general circulation model (*Hourdin et al.*, 2006), which includes several improvements for the simulation of polar climates suggested by *Krinner et al.* (1997). [LMDZ4 is the atmospheric component of the IPSL-CM4 climate system model that is included in the CMIP3 exercise (*Meehl et al.*, 2007). The model was run with 19 vertical levels and  $144 \times 109$  (longitude $\times$ latitude) horizontal grid points. These are regularly spaced in longitude and irregularly spaced in latitude, and the distance between grid points along a meridional direction in Antarctica is around 60 km. This is the same grid as that used by *Krinner et al.* (2007, 2008).]

[LMDZ4 prescribed greenhouse gas concentrations (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, CFC11, CFC12) are measured values for the end of the 20th century and we followed the Special Report on Emissions Scenarios A1B scenario (hereafter SRES A1B scenario) and the ENSEMBLES E1 scenario for the period 2000–2199 (*Lowe et al.*, 2009). The SRES A1B emission scenario is linked to a projection of human activity considered to be the most realistic of those discussed in the IPCC’s Fourth assessment report (*Solomon et al.*, 2007). The ENSEMBLES E1 emission scenario corresponds to an aggressive mitigation scenario consistent with the EU target of avoiding more than 2°C of global average surface warming relative to pre-industrial levels. It was designed by the ENSEMBLES FP6 European project to contrast with the SRES A1B baseline.]

[For the present day simulation, LMDZ4 SSC are prescribed with the observed SSC used in the 40-year European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) Re-Analysis (*Uppala et al.*, 2005, ERA-40;). For future simulations, SSC are computed with an anomaly method, using the oceanic outputs of two coupled atmosphere ocean models, ECHAM5/MPI-OM (*Jungclaus et al.*, 2006, hereafter referred to as ECHAM5,) and HADCM3 (*Gordon et al.*, 2000), run under the SRES A1B and ENSEMBLES E1 scenarios in the framework of the FP7 European project ice2sea. The basic idea of computing the SSC anomalies is to add climate change from the coupled model to the observed present day SST and SIC. While it is simple for SST, a specific method was developed by *Krinner et al.* (2008) to construct sea ice concentration anomalies that reproduce the regional characteristics of the coupled model’s climate change signal (e.g., strong reduction in one sector of the Southern Ocean versus a slight increase in another sector). In this way, interannual variability of the prescribed future SIC is that of the coupled model run, in order to be consistent with the SST reconstruction (*Krinner et al.*, 2008). Finally, another advantage of the use of anomaly methods is that only one present day atmosphere-only

control experiment has to be carried out, because this experiment is performed with prescribed observed sea surface conditions.]

#### 4.2.5 20th century field data available for model validation

[Modeling results for the 20th century were analyzed over Antarctica using a dataset containing updated field measurements (*Favier et al.*, 2012). The *Vaughan et al.* (1999) reference database was recently updated, leading to the re-collection of 4500 SMB data at the scale of Antarctica. This updated database was checked as proposed by *Magand et al.* (2007) to select the most reliable data. Several surface measurements are sometimes questionable and can strongly affect the final SMB estimation for the whole of Antarctica (e.g. *Genthon et al.*, 2009b; *Lenaerts et al.*, 2012). Hence, we did not compare modeling results with *van de Berg et al.* (2006) and *Arthern et al.* (2006) climatologies because results are based on *Vaughan et al.* (1999), and may present regional biases due to unreliable field data. On the other hand, the new updated dataset includes more than 2700 reliable SMB values, distributed over the whole continent, allowing a high quality validation process.]

From this dataset, local climatic settings were analyzed using field data along long traverses and in specific areas. LMDZ4 and SMHiL results were compared to field data in Adélie Land from Dumont d'Urville to Dome C (*Agosta et al.*, 2012; *Magand et al.*, 2007; *Verfaillie et al.*, submitted), at Law Dome (*van Ommen et al.*, 2004), from Zhongshan station to Dome A (*Ding et al.*, 2011), between Syowa station and Dome F (ARE reports, e.g. *Motoyama et al.*, 1995), in Queen Marie Land between Byrd station and Ross iceshelf (*Whillans and Bindshadler*, 1988; *Vaughan et al.*, 1999), and for the Antarctic Peninsula (*Turner et al.*, 2002).

The SMB presents high spatial variability in Antarctic coastal areas. Thus, to compare observations and model outputs coherently, the SMB observations have to be averaged for areas that are consistent with the size of the model grid cells. That is why we averaged the SMB observations on the SMHiL grid cells to which they belong. Then, for each SMHiL grid cell containing at least one observation, the averaged observed SMB was compared to the SMB modeled by SMHiL and by LMDZ4. The LMDZ4 SMB value used for the comparison came from the linear interpolation of LMDZ4 SMB on the high resolution SMHiL grid. From the 2740 reliable SMB data taken from *Favier et al.* (2012), we obtained 812 grid-averaged SMB observations. Finally, it should be noted that we separated SMB values from 200 m to 1600 m above sea level (a.s.l.) into two groups because very low SMB values measured in Ross ice shelf area where statistically distinct from a few number of high SMB values elsewhere (i.e. mainly in Adélie Land).

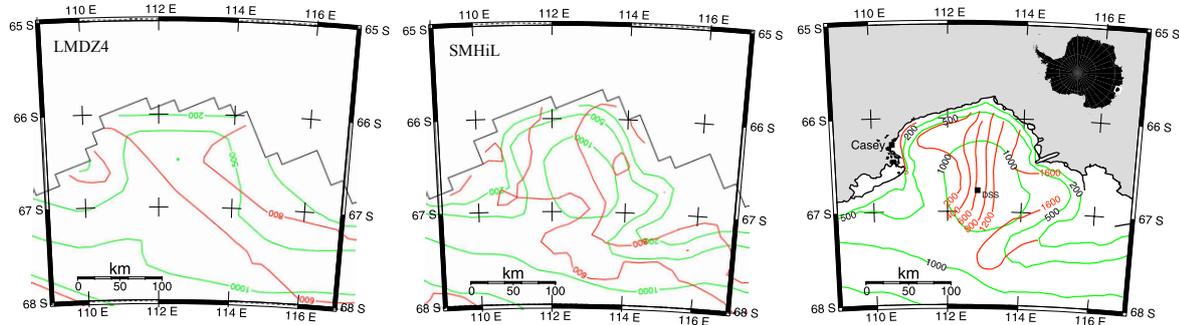


FIGURE 4.1 – SMB distribution at Law Dome (red lines, contours at 0, 200, 600, 800, 1200 and 1600 mm w.e.  $a^{-1}$ ) over the period 1980-2007 for a) LMDZ4 driven by HADCM3 and b) SMHiL forced by LMDZ4 driven by HADCM3 and c) given by *van Ommen et al.* (2004). Elevation contours are in green at the model resolution for a) and b).

### 4.3 Results for the 20th century

#### 4.3.1 Model validation

Here, we wanted to see whether the SMHiL model gives more realistic SMB distribution over Antarctica than LMDZ4. For this task, SMB distributions from both models were compared to field measurements. It is worth noting that there was no calibration of either LMDZ4 or SHMiL using field data.

We first compared the modeled SMB distribution with observation datasets of specific areas of Antarctica chosen because of their spatial and temporal consistencies. The model was first tested at Law Dome (Figure 4.1), where the high resolution topography clearly improved the representation of the Dome. As also demonstrated by *Gallée et al.* (2011), SMHiL reproduces the sketch map given by *van Ommen et al.* (2004) better than the interpolated LMDZ4 does. However, the SMB lapse rate in the north-west to south-east direction was not as pronounced as in observations, suggesting that including humidity advection is still necessary to correctly reproduce the SMB distribution in this area. Other comparisons in areas of high topographic contrasts also suggest that SMHiL reproduces field data distribution slightly better than LMDZ4 (Figure 4.2). This was the case along the CHINARE traverse (Figure 4.2e) and in Byrd area, between the Ross ice-shelf and Byrd station (Figure 4.2c). An interesting situation was found there because field measurements suggest very low SMB values at low elevation (below 1000 m a.s.l.) and a marked increase in values above 1000 m a.s.l., which is a reverse trend to the one observed at similar elevations in other areas (SMB generally decreases above 1000-1500 m a.s.l.). The use of SMHiL allows a better representation of the SMB distribution in this area. Moreover,

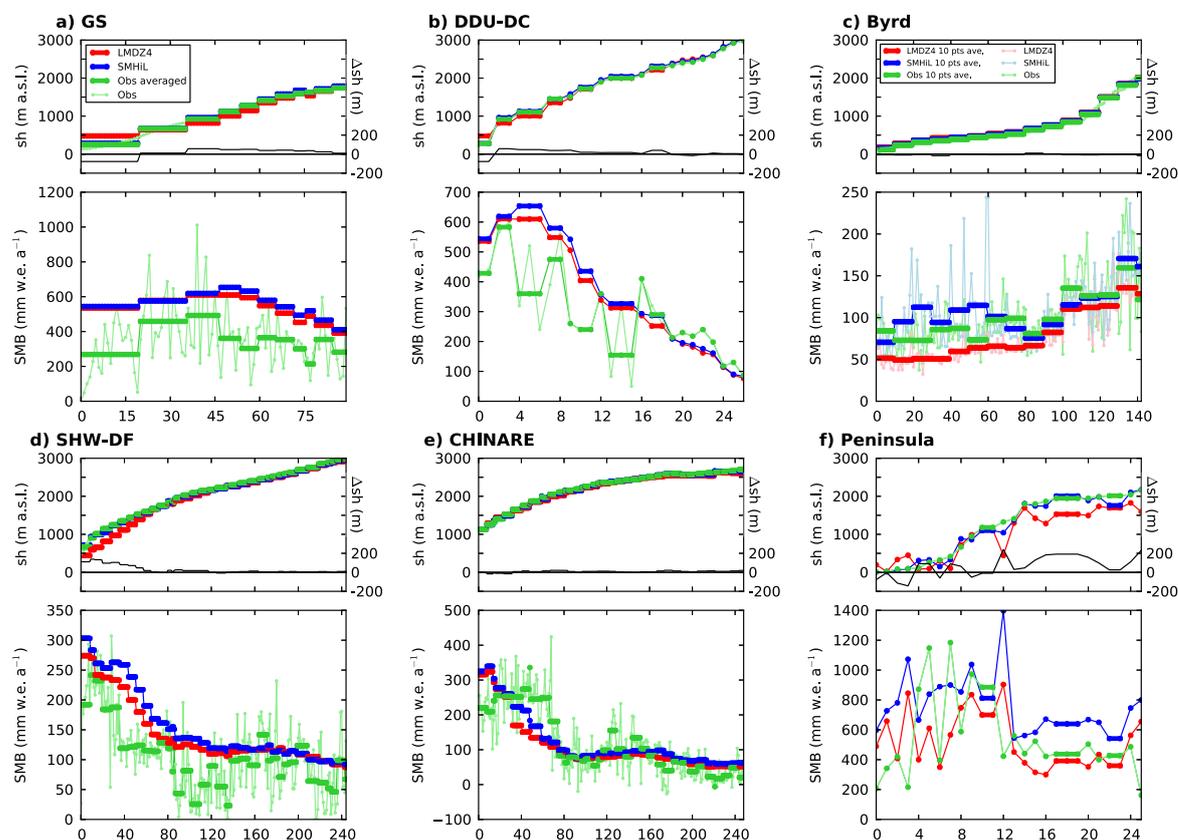


FIGURE 4.2 – Surface elevation (sh) and SMB variation in specific regions and along traverses from the coast to plateau where field data are available : a) along the GLACIOCLIM-SAMBA (GS) observation stakes line in Adelie Land, b) between Dumont d'Urville (DDU) station and Dome C (DC), c) between Byrd Station and Ross ice shelf (Byrd) d) between Shyowa (SHW) and Dome Fuji (DF), e) along a traverse route from Zhongshan station to Dome A (CHINARE), f) in the Antarctic Peninsula. For each region, surface elevation values are presented in the upper panel and SMB values in the lower panel. The SMHiL values (thick blue line) are compared with the mean of field data included in each SMHiL cell (thick green line). Point field data before averaging are in a thin light green line. Values presented for LMDZ4 (thick red line) are interpolated from the upperscale grid to the SMHiL grid. The surface elevation of field observation was taken from *Bamber et al. (2009)*. Also shown in the upper panels are the differences ( $\Delta sh$ , black line, right axis) between surface elevation from SMHiL and surface elevation from LMDZ4 interpolated on the SMHiL grid.

LMDZ4 SMB does not vary from 50 mm w.e. a<sup>-1</sup>, whereas observations revealed considerable scattering, which was reproduced by SMHiL, albeit slightly exaggerated (Figure 4.2c). SMHiL values reproduced the SMB mean value in the Antarctic Peninsula better (Figures 4.2f), even though the lack of continuous transect data prevented a thorough validation of the models there. Nevertheless, the improvement gained by the model was not clear in Adelie Land (Figure 4.2a&b), where SMB was already high in LMDZ4 outputs and where regional variations appeared as an oscillation due to gravity waves, at a spatial scale that was too small to be apparent in the model results (e.g. *Pettré et al.*, 1986). The improvement gained by the model was also not clear along the traverse route from Shyowa station to Dome Fuji (Figure 4.2d)

Comparing model efficiency according to elevation bins gave additional information for validation. It showed that the SMHiL SMB was significantly higher than the LMDZ4 SMB from 200 m to 800 m a.s.l. and from 1200 to 1800 m a.s.l. elevation ranges (Figure 4.3). SMHiL represents the mean observed SMB between 200 to 800 m a.s.l. better for low SMB values (over Ross ice shelf) but slightly overestimates the high SMB values for Adélie Land. Moreover, SMHiL amplifies the significant overestimation already revealed by LMDZ4 between 1200 and 1800 m a.s.l. (Figure 4.3a). This is mainly due to the higher precipitation amounts in these elevation ranges (Figure 4.4) where the slopes are steeper in the high-resolution topography than in the low-resolution one. It should be noted that SMB variability was overestimated between 800 and 1200 m a.s.l. in both models (Figure 4.3b). The SMB remained unchanged at the highest elevation because there is no difference between low and high-resolution topographies over the Antarctic plateau area. Below 200 m a.s.l., observed and modeled SMB displayed remarkable variability and very large means, beyond the range of the upper elevation bins. This is because most of the very low elevation observations are located on the ice shelves, on islands, or on the ice sheet flanks so that their climate settings (e.g. orographic precipitation amount) are very contrasting. Concerning the distribution of SMB, SMHiL appears to overestimate extremely high values of SMB, resulting in a higher mean SMB for the whole dataset, whereas SMHiL reproduced the median SMB value better (Figure 4.3c).

Finally, when we compare the modeled and observed SMB for the whole grid-averaged observation dataset, LMDZ4 and SMHiL fit the observed values very well (Figure 4.5), and the two models perform almost equally well. SMB comparison between model and measurement is performed according to logarithmic scales to get a more homoscedastic scatter of points. This leads to more robust interpretation of correlation and slope of the regression line, which are similar for SMHiL and LMDZ4 (Figure 4.5). It is not possible to distinguish the relative performances of the models by considering the whole dataset because observations are very sparsely distributed over the Antarctic continent and most are located in areas where the information added to the SMB thanks to the higher resolution of the topography is very limited (i.e. in smooth topogra-

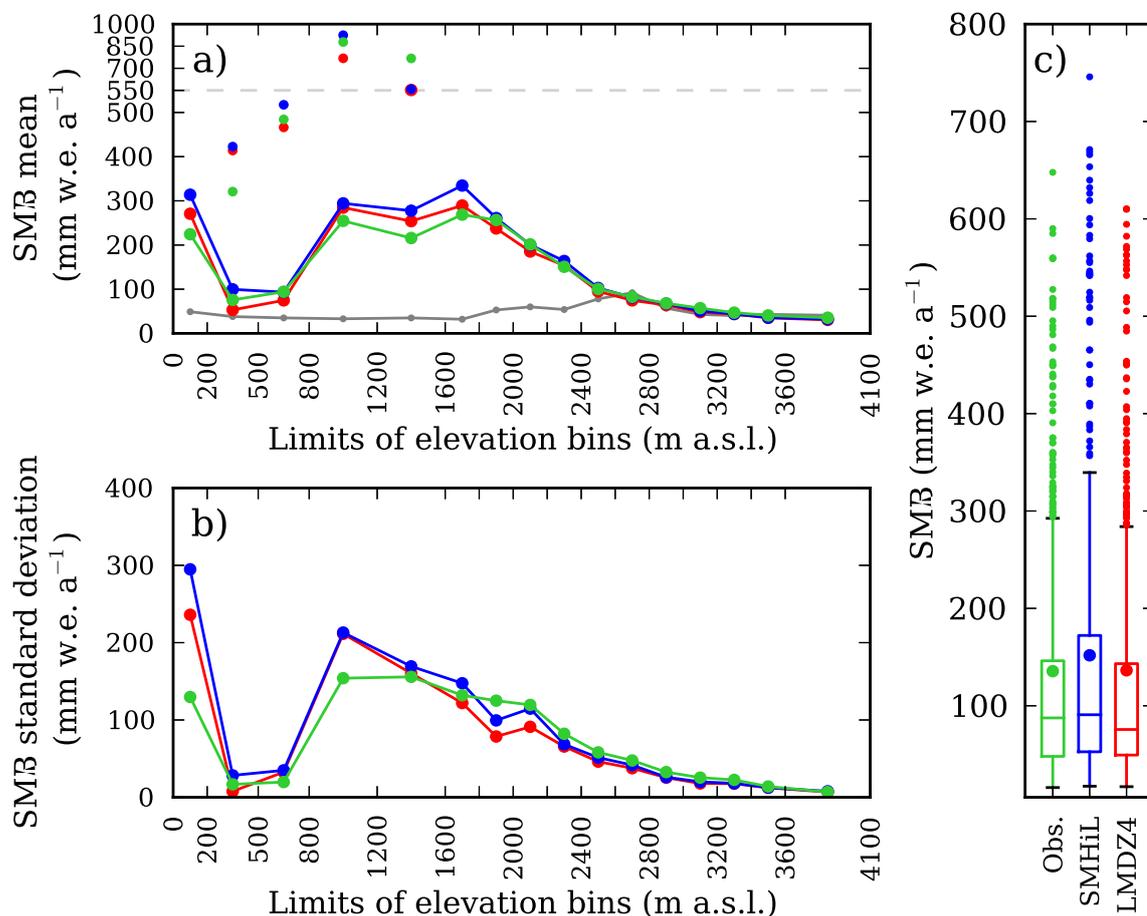


FIGURE 4.3 – Statistical analysis of observed and modeled SMB. Field data, displayed in green, are first averaged on the SMHiL grid cell in which they are included. LMDZ4, displayed in red, is interpolated on the SMHiL grid before averaging. SMHiL is in blue. a) Mean and b) standard deviation of SMB computed by elevation bins. Limits of elevations bins are displayed on the horizontal axis. The number of observations by bins (after average on SMHiL grid cells) is displayed in light grey on figure a). We separated SMB values from 200 m to 1600 m (a.s.l.) into two groups because very low SMB values measured in Ross ice shelf area where statistically distinct from high SMB values elsewhere (i.e. mainly in Adélie Land). c) Boxplot statistics of SMB values above 200m a.s.l. The box extends from the lower (Q1) to upper quartile (Q3) values of the data, with a line at the median. The whiskers extend from the box to the most extreme data point within 1.5(Q3-Q1) data range. They are close to the extreme range of a normally distributed population of same interquartile. Flier points (small dots) are values that past the end of the whiskers. Big dots are mean SMB.

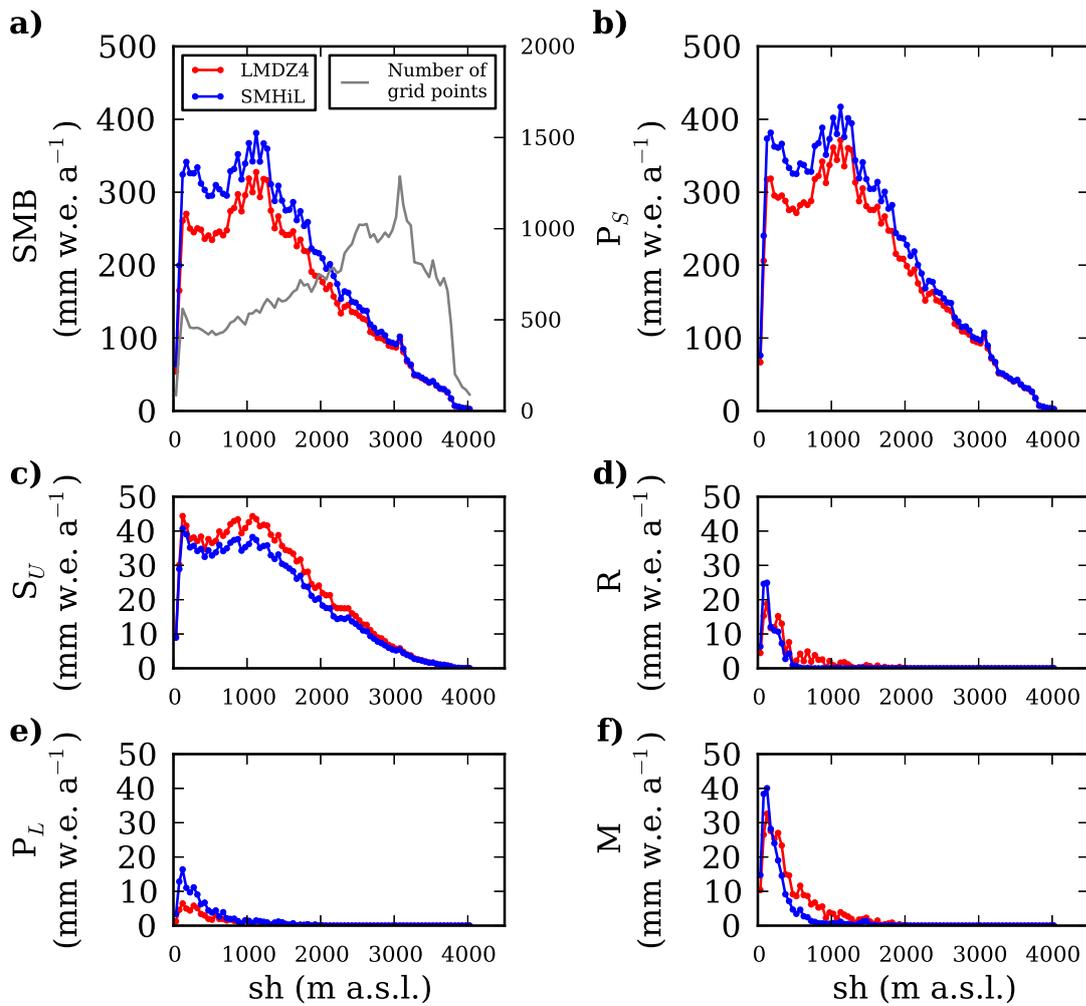


FIGURE 4.4 – SMB and its components averaged on the grounded ice sheet by 50-m elevation bins, for SMHiL results (blue line) and LMDZ4 interpolated on SMHiL grid (red line). Figures present results for a) SMB, b) solid precipitation ( $P_S$ ), c) sublimation ( $S_U$ ), d) runoff ( $R$ ) e) liquid precipitation ( $P_L$ ) and f) melting ( $M$ ). The number of grid points belonging to each elevation bin is displayed in figure a (gray line, right axis).

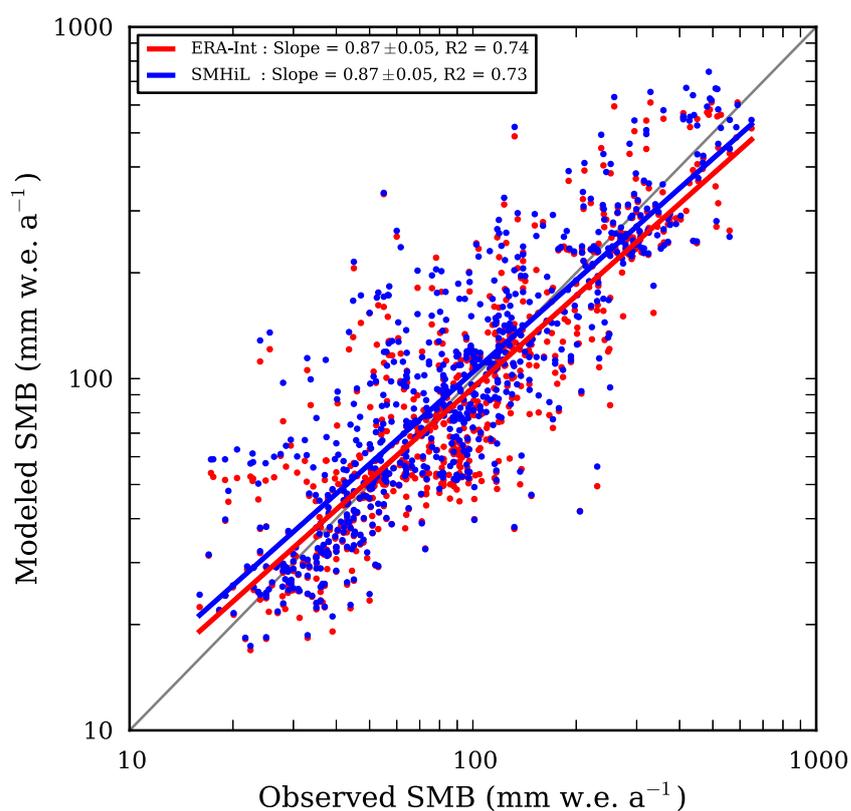


FIGURE 4.5 – Comparison between logarithme of SMB values from field observation and from modeling results. SMHiL values (blue dots) are compared with the mean of field data included in each SMHiL cell. LMDZ4 values (red dots) were interpolated on the SMHiL grid and then compared with the mean of field data in each SMHiL cell. The regression line were computed for the logarithme of the values. The slope is given with the 95% uncertainty range.

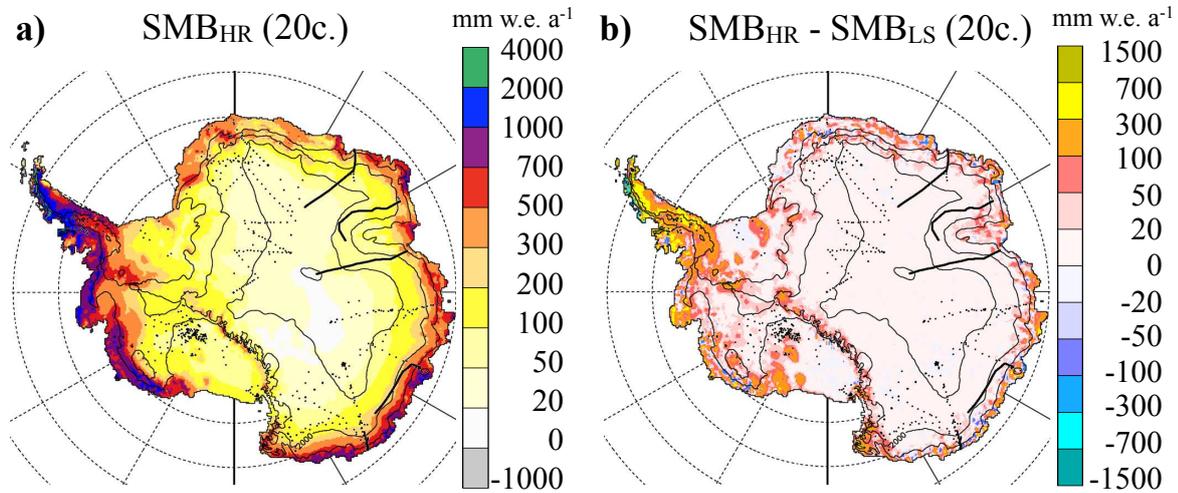


FIGURE 4.6 – a) SMB spatial distribution from SMHiL forced by LMDZ4 and b) difference between the SMB from SMHiL and LMDZ4. HR subscript indicates high resolution (SMHiL forced by LMDZ4) and LS subscript indicates large scale (LMDZ4 interpolated on the SMHiL grid). Small black dots represent the localisation of reliable observations from *Favier et al.* (2012).

phy areas) (Figure 4.6). Our first validation performed on areas with high topographic contrasts is thus a more valid way to evaluate the gain in model performance resulting from the better representation of the topography in the models.

### 4.3.2 Current Antarctic SMB distribution

The present day SMB of the Antarctic grounded ice-sheet was significantly higher with SMHiL than with LMDZ4 (191 mm w.e. a<sup>-1</sup> versus 163 mm w.e. a<sup>-1</sup>, Table 4.1). The difference in SMB is much higher than on the grid cells containing observations, which is substantial evidence that the observations do not sample well the areas of complex topography, especially below 800 m a.s.l. (see Figures 4.3a and 4.4a). The estimation obtained with LMDZ4 is similar to previous modeling using the same configuration (153 mm w.e. a<sup>-1</sup>, simulation O20 of *Krinner et al.* (2008)). The main differences were in coastal areas (Figure 4.6b), mainly with snowfall, with small changes in melt and sublimation values (Figure 4.4). Indeed, the higher topography resolution revealed steeper slopes in coastal areas and thus larger air ascent and higher orographic precipitation. On the other hand, SMHiL SMB reproduced the low resolution model features in high elevation flat areas exactly (Figures 4.6b and 4.4a). However, the representation of SMB hardly depends on the GCM resolution in these areas (e.g. *Genthon et al.*, 2009a). Since LMDZ4 is initially known to belong within the AGCM with high precipitation in Antarctica, the SMHiL SMB value belongs

Scenario	Unit	1981-2000 (20c.)		2080-2099 (21c.)						2180-2199 (22c.)			
		LMDZ4	SMHiL	ECHAM5			HADCM3			HADCM3			
				LMDZ4	SMHiL	Diff.	LMDZ4	SMHiL	Diff.	LMDZ4	SMHiL	Diff.	
SMB	A1B	mm w.e. a <sup>-1</sup>	162.9	190.5	184.5	218.6	34.1	186.2	220.3	34.1	197.8	234.9	37.1
$\Delta$ SMB		mm w.e. a <sup>-1</sup>			21.6	28.1	6.5	23.3	29.8	6.5	34.9	44.4	9.5
$\Delta$ SMB/20c		%			13.3%	14.8%		14.3%	15.6%		21.4%	23.3%	
SMB	E1	mm w.e. a <sup>-1</sup>	162.9	190.5	167.7	197.7	30.0	169.3	200.1	30.8	170.3	202.2	31.9
$\Delta$ SMB		mm w.e. a <sup>-1</sup>			4.8	7.2	2.4	6.4	9.6	3.2	7.4	11.7	4.3
$\Delta$ SMB/20c		%			2.9%	3.8%		3.9%	5.0%		4.5%	6.1%	

TABLE 4.1 – SMB results for LMDZ4 and SMHiL (applied on LMDZ4 outputs) for future climates compared to the present (1981-2000), integrated on the grounded ice sheet. To simulate future situations, LMDZ4 was driven with SSC from ECHAM5 and HADCM3 models for ENSEMBLES E1 and SRES A1B scenarios.  $\Delta$ SMB is the difference between the SMB of the period concerned and the SMB for the period 1981-2000.  $\Delta$ SMB/20c is the latter value but estimated as a percentage of the SMB for the 20th century. Diff. is the difference between LMDZ4 and SMHiL values.

to the highest published one (see *Andrew J Monaghan et al., 2006b*) and is very close to results obtained by *Bromwich and Fogt (2004)*.

Considering the same overestimation by elevation bins than over the observations on the 800 to 1800 elevation ranges, we estimated that SMHiL should overestimate the continental SMB by about 8%. Thus, the Antarctic grounded SMB should be close to 176 mm w.e. a<sup>-1</sup>.

#### 4.4 Results for the 21st and the 22nd centuries

The Antarctic SMB forecasts were computed with LMDZ4 and SMHiL for the end of the 21st and the 22nd centuries (Table 4.1).

The LMDZ4 model driven by HADCM3 SSC suggested an increase in the SMB of about 23 mm w.e. a<sup>-1</sup> at the end of the 21st century under the SRES A1B scenario (6 mm w.e. a<sup>-1</sup> for ENSEMBLES E1 scenario). This represents a higher mitigation of the sea level rise than at present, which is about 0.8 mm a<sup>-1</sup> sea level equivalent (s.l.e.) under the SRES A1B scenario (0.2 mm a<sup>-1</sup> s.l.e. for ENSEMBLES E1 scenario, respectively). We note that although the SMB would not increase during the 22nd century under the ENSEMBLES E1 scenario, in the SRES A1B scenario, the increase would continue and the change in the SMB would cause a 1.2 mm a<sup>-1</sup> s.l.e. higher mitigation of the sea level rise than at present for the end of the 22nd century (Figure 4.7).

Period	Scenario	$P_S$	$\Delta P_S$	$\Delta P_S/20c.$	$S_U$	$\Delta S_U$	$\Delta S_U/20c.$	$P_L$	$\Delta P_L$	$\Delta P_L/20c.$	$R$	$\Delta R$	$\Delta R/20c.$
1981-2000	Obs. (ERA)	185			21			3			1		
2080-2099	A1B ECHAM5	212	27	15%	25	4	17%	9	5	155%	4	3	208%
2080-2099	A1B HADCM3	214	29	15%	25	4	18%	10	6	183%	4	2	180%
2180-2199	A1B HADCM3	227	42	23%	26	5	22%	13	10	285%	5	4	296%
2080-2099	E1 ECHAM3	190	5	3%	22	0	1%	4	0	4%	1	0	8%
2080-2099	E1 HADCM3	194	9	5%	23	2	7%	6	2	71%	2	1	82%
2180-2199	E1 HADCM3	195	10	5%	22	1	5%	6	3	84%	3	2	150%

TABLE 4.2 – Components of the Antarctic surface mass balance modeled by LMDZ4 for present and future climates, integrated over the grounded ice sheet. For simulations of the future, LMDZ4 was driven with SSC from ECHAM5 and HADCM3 models for ENSEMBLES E1 and SRES A1B scenarios.  $P_S$  is solid precipitation,  $S_U$  is sublimation,  $P_L$  is liquid precipitation and  $R$  is runoff, in mm w.e.  $a^{-1}$ .  $\Delta V$  is the difference between variable V for the period under consideration and V for the period 1981-2000, in mm w.e.  $a^{-1}$ .  $\Delta V/20c.$  is the latter value but estimated as a percentage of the value of V for the 20th century.

Period	Scenario	$P_S$	$\Delta P_S$	$\Delta P_S/20c.$	$S_U$	$\Delta S_U$	$\Delta S_U/20c.$	$P_L$	$\Delta P_L$	$\Delta P_L/20c.$	$R$	$\Delta R$	$\Delta R/20c.$
1981-2000	Obs. (ERA)	209			19			4			1		
2080-2099	A1B ECHAM5	241	32	15%	22	3	17%	9	5	152%	3	2	234%
2080-2099	A1B HADCM3	243	34	16%	23	4	19%	10	7	182%	3	2	263%
2180-2199	A1B HADCM3	260	51	24%	23	5	24%	14	10	278%	5	4	472%
2080-2099	E1 ECHAM3	216	7	3%	19	0	1%	4	0	6%	1	0	-8%
2080-2099	E1 HADCM3	220	11	5%	20	1	8%	6	2	69%	2	1	94%
2180-2199	E1 HADCM3	222	13	6%	20	1	5%	6	3	80%	2	1	116%

TABLE 4.3 – Components of Antarctic surface mass balance modeled by SMHiL applied on LMDZ4 outputs for present and future climates, integrated over the grounded ice sheet. For simulations of the future, LMDZ4 was driven with SSC from ECHAM5 and HADCM3 models for ENSEMBLES E1 and SRES A1B scenarios.  $P_S$  is solid precipitation,  $S_U$  is sublimation,  $P_L$  is liquid precipitation and  $R$  is runoff, in mm w.e.  $a^{-1}$ .  $\Delta V$  is the difference between variable V for the period under consideration and V for the period 1981-2000, in mm w.e.  $a^{-1}$ .  $\Delta V/20c.$  is the latter value but estimated as a percentage of the value of V for the 20th century.

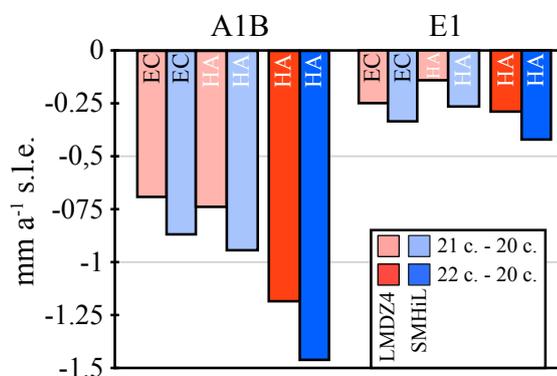


FIGURE 4.7 – Estimated mitigation of the sea level rise due to differences in the SMB between the end of the 20th century and the end of the 21st century (20 c. - 21 c., light colors) and between the end of the 20th century and the end of the 22nd century (20 c. - 22 c., dark colors) under ENSEMBLES E1 and SRES A1B scenarios. The 20th, 21st and 22nd centuries correspond to the periods 1981-2000, 2080-2099 and 2180-2199, respectively. SMB is averaged over the grounded ice sheet. Red bars show results of LMDZ4 simulations driven by SSC from ECHAM5 (EC) and HadCM3 (HA). Blue bars are the results of the SMHiL model forced by LMDZ4 outputs.

The application of the downscaling model does not drastically change the grounded SMB variations over Antarctica, but SMHiL suggests an approximately 30% higher increase in the Antarctic grounded SMB under the SRES A1B scenario (about 50% for ENSEMBLES E1) than does LMDZ4 driven by HADCM3 SSC during the 21st century (Table 4.1 and Figure 4.7). This increase is significantly higher than the uncertainties related to LMDZ4 SSC forcing by HADCM3 or ECHAM5 for the realistic SRES A1B scenario (Figure 4.7). Both LMDZ4 and SMHiL show that the main differences from the present will mainly concern precipitation and runoff, with higher values in low elevation areas (Figures 4.8a,c,d). SMHiL and LMDZ4 suggest that higher precipitation will occur almost everywhere in Antarctica, with a maximum in coastal areas (Figure 4.8c). There was one exception to this general pattern in Adelie Land, where precipitation is expected to decrease at the end of the 22nd century. *Krinner et al.* (2007) showed a similar change in precipitation pattern that they explained by a sea ice concentration increase of Wilkes Land, and a strong concentration decrease further East, in the Ross and Amundsen Seas. A temperature increase of about 2.8°C is expected over the continent at the end of the 21st century and about 4.0°C at the end of the 22nd century (respectively 2.5°C and 3.6°C below 1000 m a.s.l.) and the liquid phase should play a bigger role than today. Under the SRES A1B scenario at the end of the 21st century, this warming will lead to a more than 2-fold higher value for each term corresponding to the liquid phase (Tables 4.2 and 4.3). The increase in runoff will only

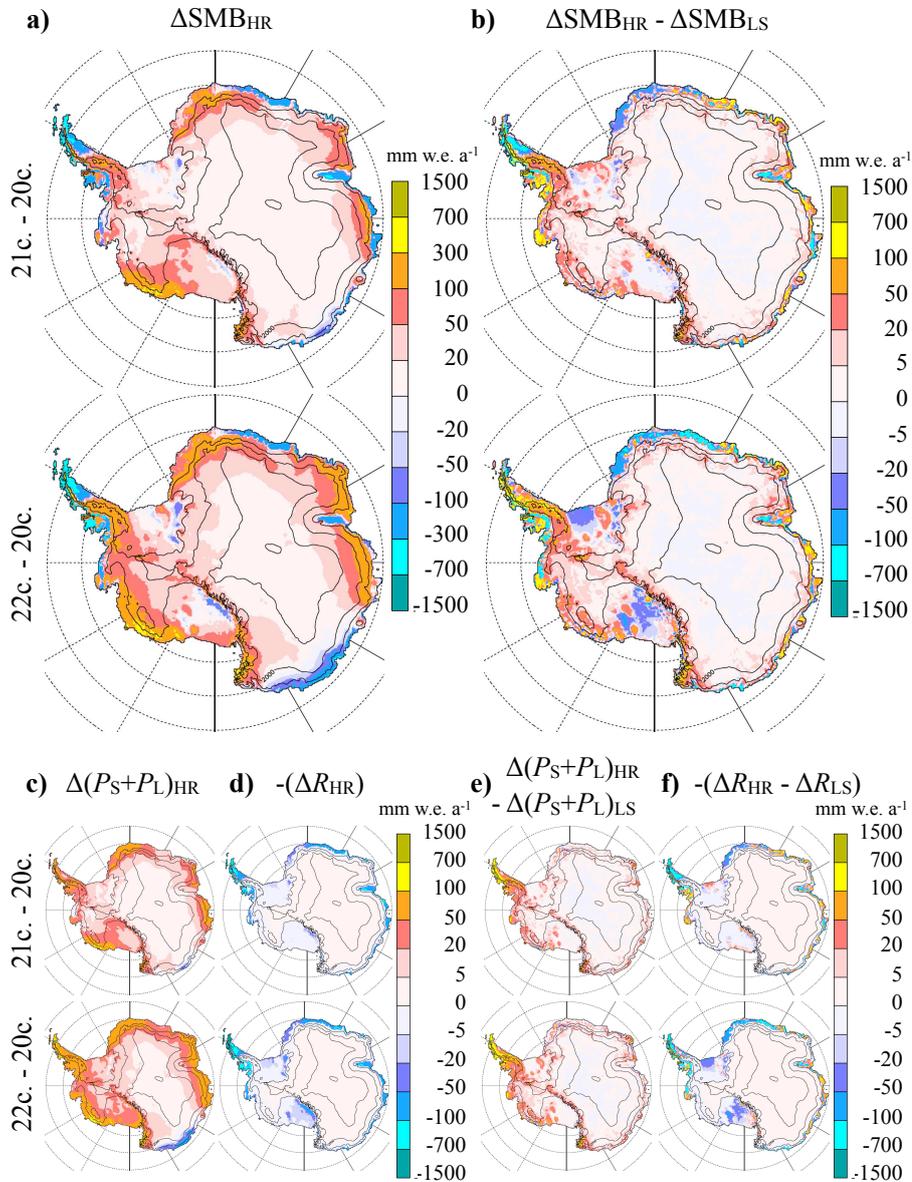


FIGURE 4.8 – Distribution over Antarctica of differences between the 21st and the 20th centuries (21c. - 20c.) and between the 22nd and the 20th centuries (22c. - 20c.). HR subscript indicates high resolution (SMHiL forced by LMDZ4) and LS subscript indicates large scale (LMDZ4 interpolated on the SMHiL grid). LMDZ4 runs are those driven by SSC from HADCM3. The left panel (Figures a, c and d) shows the difference between future and present SMHiL outputs, and the right panel (Figures b, e and f) shows the information provided by SMHiL to low resolution fields (that is the difference between variation computed by SMHiL and by LMDZ4). Results are presented for surface mass balance (SMB), total precipitation ( $P_S + P_L$ ) and runoff ( $R$ ).

concern low lying coastal areas and the peninsula, on the other hand, there are no areas where runoff is expected to decrease (Figure 4.8d). The competition between higher snow precipitation and ablation is particularly interesting in the peninsula, where the decrease in SMB is expected to exceed  $1 \text{ m w.e. a}^{-1}$  in low lying areas, whereas SMB is expected to increase on summits. SMHiL suggests a large increase in solid precipitation (and in the SMB) on the main mountain ranges that act as barriers for the cyclonic systems intruding inland, while higher precipitation is not expected in the areas located in the lee of the mountain ranges.

Nevertheless, differences in the changes in SMB modeled by SMHiL and LMDZ4 were not uniformly distributed at the scale of the continent (Figure 4.8b). The downscaling step resulted in a bigger increase in precipitation almost everywhere, especially in the Peninsula, in Mary Byrd Land, along the Transantarctic mountains and in the area around Lambert glacier (Figure 4.8e). Downscaled runoff changes compared to LMDZ4 ones are more contrasted (Figure 4.8f). Indeed, it is the result of a competition between increased liquid water and increased refreezing amounts, since the refreezing potential is higher where SMHiL simulate an increase in snowfall. Finally, we observed that differences in the SMB between LMDZ4 and SMHiL were even larger at the end of the 22nd century than at the end of the 21st century, because higher temperatures and moisture will increase the values of both orographic precipitation and ablation. In particular, it is worth noting that SMHiL suggests a more negative SMB on ice-shelves and in coastal areas (Figure 4.8b) related to higher runoff in SMHiL (Figure 4.8f).

## 4.5 Discussion and conclusion

Although theoretical aspects of SMHiL are based on simplified physical equations of atmosphere dynamics, validating the model with field data showed the advantage of a simple model for long-term simulations of the whole continent. Even though the general pattern of SMB distribution was already correct with LMDZ4, our comparison with a new updated and quality controlled database (Parouty et al., submitted) containing field measurements of SMB clearly showed that improving the resolution led to a significantly different SMB for the present. Because current available database over Antarctica presents an underrepresentation for low elevation areas, a classic validation for the whole continent is not robust. To evaluate the performance of the model, it is necessary to concentrate on specific areas with highly contrasted topography. Here, the new original rough database containing 4800 field points and 2800 reliable data allowed a thorough validation along long traverses from the coasts to plateau as well as in specific areas. Our modeling validation using this new database thus goes one step further than previous validation steps for models in Antarctica. Since the current database is fully accessible, similar validation should be performed with other models to estimate their quality and biases in Antarctica. Moreover,

our results clearly demonstrate that getting new SMB observations between 200 m and 2000 m a.s.l. is a scientific priority, especially since three-quarters of the grounded ice-sheet SMB are concentrated in areas below 2000 m a.s.l.

The present-day grounded ice-sheet SMB estimated with RACMO2.1/ANT model at a 27 km resolution and including snow drift is  $160 \pm 10$  mm w.e.  $\text{a}^{-1}$  (Lenaerts *et al.*, 2012), which is slightly lower than the one we estimated by downscaling LMDZ4 with SMHiL (176 mm w.e.  $\text{a}^{-1}$  after correction). It should be noted that Lenaerts *et al.* (2012) performed a validation at the scale of Antarctica with a partially updated database from which they selected objectively reliable data using a similar procedure to the one proposed by Magand *et al.* (2007) and Favier *et al.* (2012). They chose to compare each of their 745 reliable SMB observations with RACMO2.1/ANT by calculating a weighted average of the model values for the four surrounding grid points. A weighted factor was also assigned to each observation so that areas with dense observational coverage were not overrepresented in the comparison. As shown in Section 4.3.1, such validation process with the whole dataset does not allow distinguishing the relative performance of models in the low elevation areas, which play a key role in the surface mass balance of the continent.

We observed that previous estimations of SMB forecasts for Antarctica, obtained with low resolution (about 50 km) models, may underestimate its potential increase by from 15% to 30%, in agreement with Genthon *et al.* (2009a). However, the resolution is not the only source of uncertainty for Antarctic SMB projections. Krinner *et al.* (2008) have shown that SSC boundary conditions for an atmospheric-only climate model have a significant impact on the amplitude of surface mass balance change over the Antarctic continent. Thus, the use of SSC boundary conditions from two different coupled climate models is useful to quantify the significance of the increase in SMB related to a higher resolution compared to the SMB changes related to the SSC forcings. We show that for the aggressive mitigation scenario ENSEMBLES E1, improving the resolution induce SMB increases of same magnitude than the uncertainty related to SSC forcings, whereas for the more realistic scenario SRES A1B the increase in SMB related to a better resolution is much higher than the change induced by the choice of AGCM boundary conditions (Figure 4.7).

Our modeling results confirm the crucial role of low and mid elevation ranges in Antarctica for present-day estimation as for projections. They show that SMB will result from the conflict between higher snow accumulation amounts and higher liquid precipitation and ablation rates, all strongly connected to the variation in topography. Of course, melting and runoff will increase significantly on low elevation glaciers in the Antarctic Peninsula but accumulation will present a complex pattern caused by co-variation of both temperature and precipitation. Understanding the impact of these complex changes requires modeling the impact of an increase in temperature

on precipitation, accumulation, albedo and surface roughness length. Hence, it requires estimating the consequences of the energy balance through the short wave radiation budget, turbulent heat fluxes, heat conduction and refreezing processes, through a complete surface scheme such as the one we propose here.

However, SMHiL assumes several theoretical simplifications and currently has certain limitations. One of them is the off-line parameterization for refreezing, whereas the soil model should accurately estimate this process. Another version of SMHiL model has been tested in which the SISVAT surface scheme from MAR model *Gallée and Duynkerke (1997)* was applied (see *Agosta et al.*, Part I, submitted). SISVAT includes the computation of the surface heat and mass fluxes (liquid water) into snow/ice. Comparing SISVAT and the current simple model for refreezing revealed slight differences but which only affected limited areas, and consequently do not modify the final conclusions of our modeling of the SMB.

Another assumption was neglecting the drifting snow processes. Although *Gallée et al. (2011)* suggested that orographic forcing on precipitation has a bigger effect on SMB than on snow drift in complex topography areas like Law Dome, these processes are clearly crucial in coastal areas (e.g. *Scarchilli et al., 2010; Lenaerts and van den Broeke, 2012*), particularly in blue ice areas (e.g. *Bintanja, 1999; Genthon et al., 2007; Favier et al., 2011*). Snowdrift processes require a good knowledge of the convergence or divergence of wind fields, whose structure depends to a large extent on non-linear processes linked to small scale topography such as protuberances and channels. Fine scale computation requires resolving the momentum conservation law, which would require high computation time. However, applying a snowdrift routine to horizontally interpolated winds is currently under development for a future version of the code.

The last important assumption is that SMHiL does not account for the drying of the atmosphere caused by high precipitation modeled at low elevations. This may explain the overestimation of SMHiL SMB between 1200 and 1800 m a.s.l., since higher precipitation in low elevation areas should lead to a reduction of air humidity transport upward and decreased precipitation at higher elevations. In the same way, SMHiL was unable to reproduce the foehn effect as air masses cross the Antarctic Peninsula. The humidity deficit due to enhanced precipitation on the upstream flank of mountains may be advected downstream in the model. Moreover, the associated temperature deficit should be introduced through the conservation of the virtual potential temperature. Such a scheme has already been tested by *Sinclair (1994)*, but has not been applied to Antarctica. Introduction of this scheme in SMHiL is under development and may have an important impact on SMB distribution over the Antarctic Peninsula, where a continuous westerly flux is observed.

In conclusion, the modeling resolution used here to assess SMB in present and future climates

is the highest ever tested in Antarctica. This is a crucial contribution for a better estimation of the potential limitation of the rise in sea level caused by the Antarctic SMB in the coming century.

## Acknowledgments

We acknowledge the ice2sea project, funded by the European Commission's 7th Framework Programme through grant number 226375, ice2sea manuscript number 090. Field data between DDU and DC were obtained thanks to the French glaciological observatory GLACIOCLIM-SAMBA (IPEV program number 411) and to the ANR-07-VULN-013 VANISH project. SMHiL simulations were run on CIMENT computers.

# Conclusion et perspectives

Le travail réalisé au cours de ma thèse a été centré sur le développement et l'application d'un modèle de régionalisation du bilan de masse de surface (SMHiL) et sur l'analyse des données d'observations de BMS permettant de valider les modèles en Antarctique. Une des principales conclusions de cette étude est qu'il est crucial de collecter des données de BMS sur les zones de la calotte situées au dessous de 2000 m d'altitude, à un pas d'espace assez fin pour capturer et pour filtrer la variabilité spatiale kilométrique et sur des distances suffisantes au regard de la résolution spatiale des modèles. C'est pour répondre à ce besoin que l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA a mis en place une ligne de balises en Terre Adélie, qui s'étend depuis la côte jusqu'à 150 km à l'intérieur du continent et qui est relevée annuellement. Il est important de développer et de pérenniser d'autres réseaux de mesures de cette qualité sur les bordures de la calotte pour mieux évaluer les biais des modèles de climat, mal connus dans ces régions aux conditions climatiques extrêmes.

Le modèle SMHiL permet d'estimer le BMS à une résolution de 15 km sur de grandes échelles de temps, alors que les coûts de calculs des modèles de climat globaux ou régionaux ne leurs permettent pas de réaliser de telles simulations. Cependant, les résultats obtenus sont fortement dépendants de la qualité des modèles de grande échelle utilisés. La régionalisation de ERA-Interim conduit à une estimation de la contribution actuelle du BMS de la calotte Antarctique au niveau des mers évaluée à  $-5.5 \text{ mm a}^{-1}$ , tandis qu'elle est estimée à  $-6.0 \text{ mm a}^{-1}$  à partir de la régionalisation du modèle LMDZ4. Les résultats obtenus montrent que les modèles de grande échelle sous-estiment vraisemblablement le BMS de 10 à 20% du fait de leur faible résolution. D'après l'étude réalisée à partir du modèle LMDZ4, l'augmentation du BMS Antarctique d'ici à la fin du siècle constituerait une compensation à l'élévation du niveau des mers de  $1 \text{ mm a}^{-1}$ , ce qui est 25% plus élevé que l'augmentation prévue par le modèle LMDZ4 non régionalisé.

Néanmoins, SMHiL présente d'importantes limitations dont les conséquences sur le BMS doivent être rappelées. Les simplifications réalisées pour conserver des coûts de calculs réduits empêchent SMHiL d'être performant dans des régions de montagnes escarpées (monts transantarctiques par exemple). En effet, la théorie des ondes de gravité de faible amplitude en deux

dimensions, utilisée pour modéliser le vent vertical induit par la topographie en conditions stables, fait l'hypothèse que les masses d'air s'élèvent sur des pentes infiniment longues dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. De plus, cette théorie ne peut être appliquée que lorsque la longueur d'onde de la topographie dans la direction du vent reste très supérieure à une dizaine de kilomètres. Ces hypothèses sont vérifiées sur les bordures des calottes Antarctique et du Groenland, qui présentent de grandes dimensions horizontales. Enfin, les modifications de dynamique de l'atmosphère induites par la topographie à haute résolution (contournement du relief par exemple) sont négligées par SMHiL, alors qu'elles jouent un rôle important dans les régions de relief très marqué.

Une autre limitation de SMHiL est son biais humide, dû à la fois à ses champs prescrits par le modèle de grande échelle et au fait que l'assèchement des masses d'air n'est pas advecté à l'aval des reliefs. Ainsi le modèle n'est pas capable de représenter l'effet de foehn, alors que ce phénomène météorologique a un impact important sur le bilan d'énergie de surface à l'aval des barrières montagneuses. La quantification de ce biais sera nécessaire afin d'évaluer l'erreur réalisée sur les estimations présentes et futures du BMS Antarctique à haute résolution.

## Perspectives

Suite à ces recherches, Déborah Verfaillie, qui a débuté sa thèse au LGGE en Septembre 2011, travaille à l'implantation d'un processus d'advection de l'humidité dans le modèle SMHiL. La parallélisation du code du modèle permettrait d'ajouter ce type de processus tout en conservant de faibles coûts de calcul.

Une autre perspective serait de modéliser l'érosion et le dépôt de la neige transportée par le vent dans SMHiL à partir du module déjà implanté dans le schéma de surface SISVAT. Il est probable qu'une simple activation de ce module ne soit pas suffisante pour représenter correctement le transport de la neige par le vent à haute résolution, car ce processus induit de fortes rétroactions sur la physique de l'atmosphère (turbulence, humidité de l'air). Un premier essai de régionalisation pourrait être effectué à partir de simulations du MAR incluant le transport de neige, car une grande partie de ces rétroactions serait alors déjà prise en compte par le modèle de grande échelle.

En conclusion, SMHiL donnera les résultats les plus robustes en étant utilisé dans une cascade de modèles bien choisis. Il serait particulièrement intéressant d'appliquer SMHiL à l'aval du modèle atmosphérique régional MAR, car celui-ci résout la dynamique et la physique de l'atmosphère en région polaire en prenant en compte le transport de neige par le vent. De plus, ses temps de calculs lui permettent d'atteindre 40 km de résolution sur l'Antarctique pour des échelles de temps climatiques (plusieurs dizaines d'années), ce qui fait partie des simulations les mieux résolues pour de telles échelles de temps dans cette région. Cependant, comme tous les

modèles régionaux, les performances du MAR sont fortement liées à la qualité de ses forçages aux limites. Le choix du modèle de climat général duquel sont extraits les champs de forçage du MAR est donc une étape cruciale pour modéliser correctement le BMS Antarctique. La régionalisation de telles simulations avec SMHiL permettrait d'obtenir une estimation réaliste de la contribution du BMS Antarctique à l'évolution du niveau des mers. Toutefois, l'incertitude liée à cette estimation ne pourra être évaluée qu'à partir d'observations échantillonnant correctement les zones à fort contraste topographique.



# Annexe A

## Interpolation linéaire barycentrique

La première étape de l'interpolation consiste à triangulariser la grille grande échelle projetée dans le plan stéréographique. La méthode de triangulation que j'ai implémentée permet d'obtenir une triangulation de Delaunay de la grille grande échelle. Cette triangulation a la particularité d'être très régulière car les triangles obtenus ont des angles internes les plus grands possibles (voir Figure 1.2, page 24).

Une fois la triangulation réalisée, pour chaque point de la grille stéréographique à haute résolution  $P_{HR}$  nous cherchons le triangle  $(A_{LS}, B_{LS}, C_{LS})$  de la grille grande échelle auquel il appartient. Nous calculons ensuite les coordonnées de  $P_{HR}$  dans la base  $(\overrightarrow{A_{LS}B_{LS}}, \overrightarrow{A_{LS}C_{LS}})$ , c'est à dire le couple  $(\lambda_1, \lambda_2)$  tel que  $\overrightarrow{A_{LS}P_{HR}} = \lambda_1 \overrightarrow{A_{LS}B_{LS}} + \lambda_2 \overrightarrow{A_{LS}C_{LS}}$ . En nommant  $(x_Z, y_Z)$  les coordonnées d'un point  $Z$  dans le plan stéréographique, nous avons donc :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_{P_{HR}} - x_{A_{LS}} \\ y_{P_{HR}} - y_{A_{LS}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} x_{B_{LS}} - x_{A_{LS}} & y_{B_{LS}} - y_{A_{LS}} \\ x_{C_{LS}} - x_{A_{LS}} & y_{C_{LS}} - y_{A_{LS}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \end{pmatrix} \\ \Leftrightarrow \begin{pmatrix} x_{P_{HR}} \\ y_{P_{HR}} \end{pmatrix} &= (1 - \lambda_1 - \lambda_2) \begin{pmatrix} x_{A_{LS}} \\ y_{A_{LS}} \end{pmatrix} + \lambda_1 \begin{pmatrix} x_{B_{LS}} \\ y_{B_{LS}} \end{pmatrix} + \lambda_2 \begin{pmatrix} x_{C_{LS}} \\ y_{C_{LS}} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Pour toute variable  $X_{LS}$  connue aux points  $A_{LS}$ ,  $B_{LS}$  et  $C_{LS}$ , l'interpolation linéaire de  $X_{LS}$  au point  $P_{HR}$  s'écrit alors :  $X(P_{HR}) = (1 - \lambda_1 - \lambda_2)X_{LS}(A_{LS}) + \lambda_1 X_{LS}(B_{LS}) + \lambda_2 X_{LS}(C_{LS})$ .



## Annexe B

# Régionalisation des précipitations : développement des équations

[ Équation (1.5), page 32 ] Nous développons ici le calcul du gradient thermique adiabatique de l'air sec  $\Gamma_d$  en considérant une parcelle d'air s'élevant adiabatiquement.

Pour l'air sec, le premier principe de la thermodynamique (conservation de l'énergie) et la 2<sup>ème</sup> loi de Joule pour les gaz parfaits (enthalpie indépendante de la température) s'écrivent :

$$\delta Q = mc_{pd}dT + hdp = mc_{pd}dT - Vdp$$

où  $Q$  est la quantité de chaleur échangée avec le milieu extérieur et  $m$ ,  $h$  et  $V$  sont respectivement la masse, l'enthalpie et le volume de la parcelle d'air. Par définition, il n'y a pas d'échange de chaleur avec l'extérieur lors d'un processus adiabatique, donc :

$$\delta Q = 0 \Rightarrow mc_{pd}dT = Vdp \Rightarrow dp = \rho_d c_{pd}dT$$

Et l'approximation hydrostatique s'écrit :

$$dp = -\rho_d g dz$$

Donc au final :

$$\begin{aligned} \rho_d c_{pd}dT &= -\rho_d g dz \\ \Rightarrow \Gamma_d &= -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_{pd}} \end{aligned}$$

Ainsi, une parcelle d'air s'élevant adiabatiquement se refroidit.

[ **Équation (1.8), page 33** ] Nous écrivons ici le gradient thermique le long d'une adiabatique humide saturée  $\Gamma_m$  en fonction de la masse volumique de vapeur d'eau à saturation  $\rho_{vs}$  :

$$\begin{aligned}
 q_v &= \frac{\rho_v}{\rho_d} = \frac{\rho_v}{\frac{p - e_v}{R_d T}} = \frac{\rho_v R_d T}{p - \rho_v R_v T} = \frac{\frac{R_d}{R_v} \rho_v}{\frac{p}{R_v T} - \rho_v} \\
 \Rightarrow \Gamma_m &= \Gamma_d \frac{1 + \frac{L_v q_{vs}}{R_d T}}{1 + \frac{L_v^2 q_{vs}}{c_{pd} R_v T^2}} \quad (\text{cf. équation (1.6)}) \\
 &= \Gamma_d \frac{1 + \frac{L_v}{R_v T} \frac{R_v}{R_d} q_{vs}}{1 + \left(\frac{L_v}{R_v T}\right)^2 \frac{R_v}{c_{pd}} q_{vs}} \\
 &= \Gamma_d \frac{\frac{p}{R_v T} - \rho_{vs} + \frac{L_v}{R_v T} \rho_{vs}}{\frac{p}{R_v T} - \rho_{vs} + \left(\frac{L_v}{R_v T}\right)^2 \frac{R_v}{c_{pd}} \frac{R_d}{R_v} \rho_{vs}} \\
 \Gamma_m &= \Gamma_d \frac{\frac{p}{R_v T} + \left(\frac{L_v}{R_v T} - 1\right) \rho_{vs}}{\frac{p}{R_v T} + \left(\frac{R_d}{c_{pd}} \left(\frac{L_v}{R_v T}\right)^2 - 1\right) \rho_{vs}}
 \end{aligned}$$

[ **Équation (1.10), page 33** ] L'équation de Clausius-Clapeyron (1.9) peut se traduire en terme de variation de masse volumique de la vapeur d'eau contenue dans la parcelle :

$$\begin{aligned}
 \rho_{vs} &= \frac{e_{vs}}{R_v T} \quad (\text{gaz parfait}) \\
 \Rightarrow \frac{d\rho_{vs}}{dT} &= \frac{1}{R_v T} \frac{de_{vs}}{dT} - \frac{1}{R_v T^2} e_{vs} \\
 \stackrel{(1.9)}{\Rightarrow} \frac{d\rho_{vs}}{dT} &= \frac{1}{R_v T} \frac{L_v e_{vs}}{R_v T^2} - \frac{1}{T} \rho_{vs} \\
 \Rightarrow \frac{d\rho_{vs}}{dT} &= \frac{L_v}{R_v T^2} \rho_{vs} - \frac{1}{T} \rho_{vs} \\
 \Rightarrow \frac{d\rho_{vs}}{dT} &= \frac{1}{T} \underbrace{\left(\frac{L_v}{R_v T} - 1\right)}_{>0} \rho_{vs}
 \end{aligned}$$

[ **Équation (1.16), page 36** ] Nous écrivons ici l'équation des gaz parfaits pour l'air humide en introduisant la notion de température virtuelle  $T_v$ . La pression partielle de l'air sec est égale

à  $\rho_d R_d T$  et celle de la vapeur d'eau est égale à  $\rho_v R_v T$ . Nous avons ainsi :

$$p = \rho_d R_d T + \rho_v R_v T$$

La masse volumique  $\rho$  de l'air humide est égal à  $\rho_d + \rho_v$  et le rapport de mélange de la vapeur d'eau  $q_v$  est égal à  $\rho_v / \rho_d$ , donc :

$$\rho_d = \rho / (1 + q_v) \text{ et } \rho_v = q_v \rho / (1 + q_v)$$

L'équation des gaz parfaits pour l'air humide s'écrit donc :

$$\begin{aligned} p &= \frac{\rho}{1 + q_v} R_d T + \frac{q_v \rho}{1 + q_v} R_v T = \rho R_d T \frac{1 + R_v / R_d q_v}{1 + q_v} \\ \Rightarrow p &= \rho R_d \left( 1 + (R_v / R_d - 1) \frac{q_v}{1 + q_v} \right) T \end{aligned}$$

En définissant la température virtuelle  $T_v$  par :

$$T_v = \left( 1 + (R_v / R_d - 1) \frac{q_v}{1 + q_v} \right) T$$

nous pouvons écrire l'équation des gaz parfaits pour l'air humide sous la forme simple suivante :

$$p = \rho R_d T_v$$

[ **Linéarisation des équations (1.21), (1.22), (1.23) et (1.24), pages 37 à 38** ] La linéarisation de ces équations se fait d'après le calcul suivant :

$$\begin{aligned} a(x, z) &= \bar{a}(z) + a'(x, z) \Rightarrow \frac{\partial a}{\partial x} = \frac{\partial a'}{\partial x} \\ \text{et } \frac{Da}{Dt} &= \frac{\partial a}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial a}{\partial z} \frac{dz}{dt} = u \frac{\partial a}{\partial x} + w \frac{\partial a}{\partial z} \\ &= (\bar{u} + u') \frac{\partial a'}{\partial x} + w' \left( \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} + \frac{\partial a'}{\partial z} \right) \\ &= \bar{u} \frac{\partial a'}{\partial x} + u' \frac{\partial a'}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} + w' \frac{\partial a'}{\partial z} \end{aligned}$$

Donc après linéarisation :  $\frac{Da}{Dt} \approx \bar{u} \frac{\partial a'}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{a}}{\partial z}$

[ **Équation (1.27), page 38** ] La quantité  $\beta$  représente la stabilité statique de l'atmosphère. En effet, elle correspond au gradient vertical de la température potentielle virtuelle  $\bar{\theta}_v$  :

$$\begin{aligned}
 \bar{\theta}_v &= \bar{T}_v \left( \frac{\bar{p}}{\bar{p}_o} \right)^{\frac{1}{\gamma}-1} = \frac{1}{R_d(\bar{p}_o)^{\frac{1}{\gamma}-1}} \frac{\bar{p}^{\frac{1}{\gamma}}}{\bar{\rho}} \\
 \Rightarrow \ln \bar{\theta}_v &= -\ln(R_d(\bar{p}_o)^{\frac{1}{\gamma}-1}) + \frac{1}{\gamma} \ln(\bar{p}) - \ln(\bar{\rho}) \\
 \Rightarrow \frac{\partial \ln \bar{\theta}_v}{\partial z} &= 0 + \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\bar{p}} \underbrace{\frac{\partial \bar{p}}{\partial z}}_{-\bar{\rho}g} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \\
 \Rightarrow \frac{1}{\bar{\theta}_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} &= -g \frac{1}{\gamma} \underbrace{\frac{\bar{\rho}}{\bar{p}}}_{1/R_d \bar{T}_v} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = -\frac{g}{c^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \\
 \Rightarrow \beta &= \frac{1}{\bar{\theta}_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}
 \end{aligned}$$

[ **Équation (1.29), page 38** ] La combinaison de l'équation de conservation de la masse (1.23) et de l'équation de transformation adiabatique (1.28) donne :

$$\begin{aligned}
 (1.23) \Leftrightarrow \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= -\frac{\bar{u}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz}}_{\bar{S}} w' \\
 \stackrel{(1.28)}{\Rightarrow} \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= -(\bar{S} + \beta)w'
 \end{aligned}$$

[ **Équation (1.30), page 39** ] En dérivant selon la dimension horizontale l'équation de conservation de la quantité de mouvement verticale (1.22) et en la combinant avec l'équation de transformation adiabatique (1.28), nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 \partial(1.22)/\partial x \Leftrightarrow -\frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} &= \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + g \frac{\partial \rho'}{\partial x} \\
 \stackrel{(1.28)}{\Rightarrow} -\frac{1}{\bar{\rho} \bar{u}} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} &= \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{g\beta}{\bar{u}^2} w'
 \end{aligned}$$

[ **Équation (1.31), page 39** ] En dérivant selon la dimension verticale l'équation de conservation de la quantité de mouvement horizontale (1.21) et en la combinant avec l'équation (1.29),

nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\partial(1.21)/\partial z &\Leftrightarrow -\frac{1}{\bar{\rho}\bar{u}} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \underbrace{\left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' \right)}_{(1.29)} + \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \underbrace{\left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right)}_{(1.29)} + \underbrace{\frac{\partial^2 u'}{\partial z \partial x}}_{(1.29)} + \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} w' \\
&\Rightarrow -\frac{1}{\bar{\rho}\bar{u}} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} = \bar{S} \left( -\frac{\partial w'}{\partial z} - (\bar{S} + \beta) w' + \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' \right) \\
&\quad - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} (\bar{S} + \beta) w' \\
&\quad - \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} - \frac{\partial(\bar{S} + \beta)}{\partial z} w' - (\bar{S} + \beta) \frac{\partial w'}{\partial z} \\
&\quad + \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} w' \\
&\Rightarrow -\frac{1}{\bar{\rho}\bar{u}} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial x} = -\frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} \\
&\quad - (2\bar{S} + \beta) \frac{\partial w'}{\partial z} \\
&\quad - \left( \bar{S}(\bar{S} + \beta) + \beta \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial(\bar{S} + \beta)}{\partial z} - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) w'
\end{aligned}$$

[ **Équation (1.34), page 39** ] Nous utilisons la nouvelle variable  $\hat{w}$  définie à l'équation (1.33) pour simplifier l'équation d'onde (1.32).

Considérons une variable  $h(z)$  ne dépendant que de l'altitude  $z$ . Nous définissons les fonctions :

$$H(h) = \sqrt{h(z_s)/h} \text{ et } S(h) = \frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial z}.$$

Nous avons alors  $w' = \hat{w} H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v)$ .

Pour commencer, nous calculons la dérivées de  $H(h)$  selon  $z$  :

$$\frac{\partial H(h)}{\partial z} = \frac{\partial \sqrt{h(z_s)/h}}{\partial z} = \sqrt{h(z_s)} \left(-\frac{1}{2}\right) \frac{1}{h\sqrt{h}} \frac{\partial h}{\partial z} = -\frac{1}{2} H(h) S(h)$$

Nous avons ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{\partial H(\bar{\rho})}{\partial z} &= -\frac{1}{2}H(\bar{\rho})\bar{S} \quad \text{et} \quad \frac{\partial H(\bar{\theta}_v)}{\partial z} = -\frac{1}{2}H(\bar{\theta}_v)\beta \\ \Rightarrow \frac{\partial H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v)}{\partial z} &= -\frac{1}{2} (2H(\bar{\rho})^2 \bar{S} H(\bar{\theta}_v) + H(\bar{\theta}_v)\beta H(\bar{\rho})^2) \\ &= -\frac{1}{2} H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) (2\bar{S} + \beta) \\ \text{et} \quad \frac{\partial^2 H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v)}{\partial z^2} &= \frac{1}{4} H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) (2\bar{S} + \beta)^2 - \frac{1}{2} H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) \frac{\partial(2\bar{S} + \beta)}{\partial z} \end{aligned}$$

Nous pouvons en déduire l'expression des dérivées de  $w'$  en fonction des dérivées de  $\hat{w}$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} &= H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial x^2} \\ \frac{\partial w'}{\partial z} &= H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} - \frac{1}{2} H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) (2\bar{S} + \beta) \hat{w} \\ &= H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) \left( \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} - \frac{1}{2} (2\bar{S} + \beta) \hat{w} \right) \\ \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} &= H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} \\ &\quad - H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) (2\bar{S} + \beta) \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} \\ &\quad + H(\bar{\rho})^2 H(\bar{\theta}_v) \left( \frac{1}{4} (2\bar{S} + \beta)^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial(2\bar{S} + \beta)}{\partial z} \right) \hat{w} \end{aligned}$$

L'équation d'onde sur la vitesse verticale  $w'$  (1.32) peut donc être réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned} (1.32) \Leftrightarrow \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} - (2\bar{S} + \beta) \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} + \left( \frac{1}{4} (2\bar{S} + \beta)^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial(2\bar{S} + \beta)}{\partial z} \right) \hat{w} \\ + (2\bar{S} + \beta) \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} - \frac{1}{2} (2\bar{S} + \beta)^2 \hat{w} + \left( \frac{\beta g}{\bar{u}^2} - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \beta \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial(\bar{S} + \beta)}{\partial z} + \bar{S}(\bar{S} + \beta) \right) \hat{w} = 0 \\ \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + l^2(z) \hat{w} = 0 \\ l^2(z) = \frac{\beta g}{\bar{u}^2} - \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \beta \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{1}{4} (2\bar{S} + \beta)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial \beta}{\partial z} + \bar{S}(\bar{S} + \beta) \end{cases} \end{aligned}$$

# Bibliographie

- Agosta, C., V. Favier, C. Genthon, H. Gallée, G. Krinner, J. Lenaerts, and M. van den Broeke (2012), A 40-year accumulation dataset for Adelie Land, Antarctica and its application for model validation, *Climate Dynamics*, *38*, 75–86, doi :10.1007/s00382-011-1103-4. 75, 118, 123
- Agosta, C., V. Favier, G. Krinner, H. Gallée, and C. Genthon (Part I, submitted), High resolution modeling of the Antarctic surface mass balance, Part I : model description and validation, *Climate Dynamics*. 117, 119, 120, 121, 137
- Agosta, C., V. Favier, G. Krinner, H. Gallée, and C. Genthon (Part II, submitted), High resolution modeling of the Antarctic surface mass balance, Part II : application for the 20th, 21st and 22nd centuries, *Climate Dynamics*. 98
- Andreas, E. (1995), Physically based model of the form drag associated with sastrugi, *Tech. Rep. Report No CR 95-16*, CRREL. 58
- Andreas, E. L. (1987), A theory for scalar roughness and the scalar transfert coefficient over snow and ice, *Boundary Layer Meteorology*, *38*, 159–184. 53, 58
- Andrew J Monaghan, D. H. Bromwich, and S.-H. Wang (2006a), Recent trends in Antarctic snow accumulation from polar MM5 simulations, *Philos. T. R. Soc. A*, *364*(1844), 1683–1708, doi :10.1098/rsta.2006.1795. 86
- Andrew J Monaghan, et al. (2006b), Insignificant change in Antarctic snowfall since the international geophysical year, *Science*, *313*(5788), 827–831, doi :10.1126/science.1128243. 93, 94, 118, 131
- Arthern, R. J., D. P. Winebrenner, and D. G. Vaughan (2006), Antarctic snow accumulation mapped using polarization of 4.3-cm wavelength microwave emission, *Journal of Geophysical Research*, *111*, D06,107, doi :10.1029/2004JD005667,. 14, 68, 85, 90, 91, 95, 109, 118, 123, 161, 162

- Bamber, J. L., J. Gomez-Dans, and J. Griggs (2009), Antarctic 1 km digital elevation model (DEM) from combined ERS-1 radar and ICESat laser satellite altimetry, *Tech. rep.*, National Snow and Ice Data Center, Boulder, Colorado. 10, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 77, 82, 100, 125, 161
- Barstad, I., and R. Smith (2005), Evaluation of an orographic precipitation model, *Journal of Hydrometeorology*, 6, 85–99. 26, 27
- Bintanja, R. (1999), On the glaciological, meteorological, and climatological significance of Antarctic blue ice areas, *Reviews of Geophysics*, 37(3), 337–359, doi :10.1029/1999RG900007. 54, 137
- Bintanja, R., S. Jonsson, and W. Knap (1997), The annual cycle of the surface energy balance of Antarctic blue ice, *Journal of Geophysical Research*, 102(D2), 1867–1881. 48, 54
- Bromwich, D. H., and R. L. Fogt (2004), Strong trends in the skill of the ERA-40 and ncep–NCAR reanalyses in the high and midlatitudes of the southern hemisphere, 1958–2001, *Journal of Climate*, 17, 4603–4618. 131
- Bromwich, D. H., J. Cassano, T. Klein, G. Heinemann, K. Hines, K. Steffen, and J. E. Box (2001), Mesoscale modeling of katabatic winds over Greenland with the polar MM5, *Monthly Weather Review*, 129(9), 2290–2309. 86
- Brun, E., P. David, M. Sudul, and G. Brunot (1992), A numerical model to simulate snow-cover stratigraphy for operational avalanche forecasting, *Journal of Glaciology*, 38(128), 13–22. 58, 62
- Bull, C. (1971), *Research in the Antarctic : a symposium presented at the Dallas meeting of the American Association for the Advancement of Science, December, 1968*, chap. Snow accumulation in Antarctica, Publication (American Association for the Advancement of Science), American Association for the Advancement of Science. 69, 70
- Cassano, J., T. Parish, and J. King (2001), Evaluation of turbulent surface flux parameterizations for the stable surface layer over Halley, Antarctica, *Monthly Weather Review*, 129(1), 26–46. 86
- De Ridder, K., and H. Gallée (1998), Land surface-induced regional climate change in Southern Israel, *Journal of Applied Meteorology*, 37, 1470–1485. 58
- De Ridder, K., and G. Schayes (1997), The iAgl land surface model, *Journal of Applied Meteorology*, 36, 167–182. 58

- Ding, M., C. Xiao, Y. Li, J. Ren, S. Hou, B. Jin, and B. Sun (2011), Spatial variability of surface mass balance along a traverse route from zhongshan station to Dome A, Antarctica, *Journal of Glaciology*, *57*(204), 658–666, doi :10.3189/002214311797409820. 123
- Durran, D. R., and J. B. Klemp (1982), On the effects of moisture on the brunt-vaisala frequency, *Journal of Atmospheric Science*, *39*(10), 2152–2158. 27, 32, 40, 60
- Duynkerke, P. G., and M. van den Broeke (1994), Surface energy balance and katabatic flow over glacier and tundra during gimex-91, *Global Planet Change*, *9*, 17–28, doi :10.1016/0921-8181(94)90004-3. 58
- Eisen, O., et al. (2008), Ground-based measurements of spatial and temporal variability of snow accumulation in east Antarctica, *Review of Geophysics*, *46*(1), RG2001, doi :10.1029/2006RG000218. 15, 70, 81, 93, 95
- Ettema, J., M. R. van den Broeke, E. van Meijgaard, W. J. van de Berg, J. L. Bamber, J. E. Box, and R. C. Bales (2009), Higher surface mass balance of the Greenland ice sheet revealed by high-resolution climate modeling, *Geophysical Research Letter*, *36*, L12,501, doi :10.1029/2009GL038110. 87
- Favier, V., C. Agosta, C. Genthon, L. Arnaud, Alexandre Trouvillez, and H. Gallee (2011), Modeling the mass and surface heat budgets in a coastal blue ice area of Adelie Land, Antarctica, *Journal of Geophysical Research*, *116*, F03,017, doi :10.1029/2010JF001939. 52, 53, 54, 137
- Favier, V., C. Agosta, S. Parouty, G. Durand, G. Delaygue, H. Gallée, A. S. Drouet, A. Trouvillez, and G. Krinner (2012), An updated and quality controlled surface mass balance dataset for Antarctica, *The Cryosphere Discussions*, *6*, 3667–3702. 69, 70, 72, 73, 76, 77, 79, 98, 102, 123, 130, 136, 161
- Fletcher, N. (1962), *The physics of rain clouds*, Cambridge University Press. 65
- Frezzotti, M., M. Pourchet, O. Flora, and S. Gandolfi (2004), New estimations of precipitation and surface sublimation in East Antarctica from snow accumulation measurements, *Climate Dynamics*, *23*, 803–813, doi :10.1007/s00382-004-0462-5. 87
- Funk, C., and J. Michaelsen (2004), A simplified diagnostic model of orographic rainfall for enhancing satellite-based rainfall estimates in data-poor regions, *Journal of Applied Meteorology*, *43*(10), 1366–1378. 26, 27, 60
- Gallée, H. (1995), Simulation of the mesocyclonic activity in the ross sea, Antarctica, *Monthly Weather Review*, *123*(7), 2051–2069. 65

- Gallée, H., and P. Duynkerke (1997), Air-snow interactions and the surface energy and mass balance over the melting zone of west Greenland during the Greenland ice margin experiment, *Journal of Geophysical Research*, 102(D12), 13,813–13,824. 58, 61, 87, 137
- Gallée, H., and P. Pettré (1998), Dynamical constraints on katabatic wind cessation in Adelie Land, Antarctica, *Journal of Atmospheric Science*, 55(10), 1755–1770. 80, 94
- Gallée, H., and G. Schayes (1994), Development of a 3-dimensional meso-gamma primitive equation model - katabatic winds simulation in the area of terra-nova bay, Antarctica, *Monthly Weather Review*, 122(4), 671–685. 65, 87
- Gallée, H., G. Guyomarc'h, and E. Brun (2001), Impact of snow drift on the Antarctic ice sheet surface mass balance : possible sensitivity to snow-surface properties, *Boundary-Layer Meteorology*, 99, 1–19. 58, 87
- Gallée, H., C. Agosta, L. Gential, V. Favier, and G. Krinner (2011), A downscaling approach towards high-resolution surface mass balance over Antarctica, *Surveys in Geophysics*, doi : 10.1007/s10712-011-9125-3. 27, 98, 118, 119, 120, 121, 124, 137
- Garratt, J. (1992), *The atmospheric boundary layer*, Cambridge University Press, Cambridge, UK. 50, 53
- Genthon, C., S. D. Kaspari, and P. A. Mayewski (2005), Interannual variability of the surface mass balance of West Antarctica from ice cores and ERA40 reanalyses, 1958-2000, *Climate Dynamics*, 24(7-8), 759–770, doi :10.1007/s00382-005-0019-2. 81, 93
- Genthon, C., P. Lardeux, and G. Krinner (2007), The surface accumulation and ablation of a coastal blue-ice area near Cap Prudhomme, Terre Adélie, Antarctica, *Journal of Glaciology*, 53(183), 635–645(11), doi :10.3189/002214307784409333. 54, 80, 87, 137
- Genthon, C., G. Krinner, and H. Castebrunet (2009a), Antarctic precipitation and climate-change predictions : horizontal resolution and margin vs plateau issues, *Annals of Glaciology*, 50(50), 55–60, doi :10.3189/172756409787769681. 16, 17, 118, 130, 136
- Genthon, C., O. Magand, G. Krinner, and M. Fily (2009b), Do climate models underestimate snow accumulation on the Antarctic plateau? A re-evaluation of/from in situ observations in East Wilkes and Victoria Lands, *Annals of Glaciology*, 50(50), 61–65, doi : 10.3189/172756409787769735. 123
- Gential, L. (2007), Modélisation du bilan de masse en surface de la calotte polaire antarctique, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble 1). 27, 44

- Giovinetto, M., and H. Zwally (2000), Spatial distribution of net surface accumulation on the Antarctic ice sheet, *Annals of Glaciology*, 68
- Gordon, C., C. Cooper, C. Senior, H. Banks, J. Gregory, T. Johns, J. Mitchell, and R. Wood (2000), The simulation of sst, sea ice extents and ocean heat transports in a version of the hadley centre coupled model without flux adjustments, *Climate Dynamics*, 16(2-3), 147–168. 67, 122
- Goyette, S., and J. Laprise (1996), Numerical investigation with a physically based regional interpolator for off-line downscaling of GCMs : Fizr, *Journal of Climate*, 9, 3464–3495. 26
- Gregory, J. M., and P. Huybrechts (2006), Ice-sheet contributions to future sea-level change, *Philos. T. R. Soc. A*, 364(1844), 1709–1731, doi :10.1098/rsta.2006.1796. 16, 118
- Grell, G., J. Dudhia, and D. Stauffer (1994), A description of the fifth-generation Penn StateNCAR mesoscale model (MM5), *NCAR Technical Note NCAR/TN-398CSTR p 117*, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado. 86
- Helsen, M. M., M. R. van den Broeke, R. S. W. van de Wal, W. J. van de Berg, E. van Meijgaard, C. H. Davis, Y. Li, and I. Goodwin (2008), Elevation changes in Antarctica mainly determined by accumulation variability, *Science*, 320(5883), 1626–1629, doi :10.1126/science.1153894. 94
- Hourdin, F., et al. (2006), The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection, *Climate Dynamics*, 27, 787–813, doi :10.1007/s00382-006-0158-0. 56, 66, 86, 121, 122
- Huybrechts, P., J. Gregory, I. Janssens, and M. Wild (2004), Modelling Antarctic and Greenland volume changes during the 20th and 21st centuries forced by GCM time slice integrations, *Global Planet Change*, 42(1-4), 83–105, doi :10.1016/j.gloplacha.2003.11.011. 16, 17, 118, 119
- Jungclaus, J. H., N. Keenlyside, M. Botzet, H. Haak, J. J. Luo, M. Latif, J. Marotzke, U. Mikolajewicz, and E. Roeckner (2006), Ocean circulation and tropical variability in the coupled model echAm5/mpiom, *Journal of Climate*, 19(16), 3952–3972. 67, 122
- Kessler, E. (1969), On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation, *Meteorological Monographs*, 10(32), American Meteorological Society. 25. 65
- King, J., and J. Turner (1997), *Antarctic Meteorology and Climatology*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, Cambridge, UK. 7, 80, 93
- Kitanidis, P. (1997), Introduction to geostatistics : applications to hydrogeology, *Cambridge Univ. Press, New York. Stanford-Cambridge Program*. 85

- König-Langlo, G., J. C. King, and P. Pettré (1998), Climatology of the three coastal Antarctic stations Dumont d'Urville, Neumayer, and Halley, *Journal of Geophysical Research*, *103*(D9), 10,935–10,946. 80
- Krinner, G., C. Genthon, Z. Li, and P. L. Van (1997), Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, *102*(D12), 13,731–13,745. 56, 66, 86, 122
- Krinner, G., O. Boucher, and Y. Balkanski (2006), Ice-free glacial northern Asia due to dust deposition on snow, *Climate Dynamics*, *27*(6), 613–625, doi :10.1007/s00382-006-0159-z. 57
- Krinner, G., O. Magand, I. Simmonds, C. Genthon, and J. L. Dufresne (2007), Simulated Antarctic precipitation and surface mass balance at the end of the twentieth and twenty-first centuries, *Climate Dynamics*, *28*(2-3), 215–230, doi :10.1007/s00382-006-0177-x. 57, 66, 118, 119, 121, 122, 133
- Krinner, G., B. Guicherd, K. Ox, C. Genthon, and O. Magand (2008), Influence of oceanic boundary conditions in simulations of Antarctic climate and surface mass balance change during the coming century, *Journal of Climate*, *21*(5), 938–962, doi :10.1175/2007JCLI1690.1. 16, 17, 66, 67, 118, 119, 122, 130, 136
- Kuligowski, R., and A. Barros (1999), High-resolution short-term quantitative precipitation forecasting in mountainous regions using a nested model, *Journal of Geophysical Research*, *31*(553–31), 564. 26
- Lefebvre, F., H. Gallée, J. van Ypersele, and W. Greuell (2003), Modelling of snow and ice melt at ETH camp (West Greenland) : a study of surface albedo, *Journal of Geophysical Research*, *108*(D8), 10.1029/2001JD001160. 58
- Lenaerts, J., and M. van den Broeke (2012), Modeling drifting snow in Antarctica with a regional climate model : 2. results, *Journal of Geophysical Research*, *117*(D5), D05,109, doi :10.1029/2010JD015419. 137
- Lenaerts, J. T. M., M. R. van den Broeke, S. J. Dery, G. Koenig-Langlo, J. Ettema, and P. K. Munneke (2010), Modelling snowdrift sublimation on an Antarctic ice shelf, *The Cryosphere*, *4*(2), 179–190, doi :10.5194/tc-4-179-2010. 87
- Lenaerts, J. T. M., M. R. van den Broeke, W. J. V. D. Berg, E. V. Meijgaard, and P. K. Munneke (2012), A new, high-resolution surface mass balance map of Antarctica (1979–2010) based on regional atmospheric climate modeling, *Geophysical Research Letter*, *39*(4), L04,501, doi :10.1029/2011GL050713. 16, 109, 123, 136

- Levkov, L., B. Rockel, H. Kapitza, and E. Raschke (1992), 3d mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution, *Beitrage zur Physik der Atmosphere*, 65, 35–57. 65
- Lin, Y.-L., R. Farley, and H. Orville (1983), Bulk parametrization of the snow field in a cloud model, *Journal of Applied Meteorology*, 22, 1065–1092. 65
- Louis, J. (1979), A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2), 187–202, doi :10.1007/BF00117978. 56
- Lowe, J. A., C. D. Hewitt, D. P. van Vuuren, T. C. Johns, E. Stehfest, J.-F. Royer, and P. J. van der Linden (2009), New study for climate modeling, Analyses, and scenarios, *Eos Trans. AGU*, 90(21), 181, doi :10.1029/2009EO210001. 122
- Magand, O., C. Genthon, M. Fily, G. Krinner, G. Picard, M. Frezzotti, and Alexey A Ekaykin (2007), An up-to-date quality-controlled surface mass balance data set for the 90 degrees-180 degrees e Antarctica sector and 1950-2005 period, *Journal of Geophysical Research*, 112(D12), D12,106, doi :10.1029/2006JD007691. 68, 69, 70, 71, 84, 123, 136
- Magand, O., G. Picard, L. Brucker, M. Fily, and C. Genthon (2008), Snow melting bias in microwave mapping of Antarctic snow accumulation, *The Cryosphere*, 2(2), 109–115. 95
- Marshall, S., and R. Oglesby (1994), An improved snow hydrology for GCMs. Part 1 : Snow cover fraction, albedo, grain size, and age, *Climate Dynamics*, 10(1-2), 21–37. 57
- Marti, O., P. Braconnot, J. Bellier, et al. (2006), The new IPSL climate system model : IPSL-CM4, *Note du Pôle de Modélisation* 26, Institut Pierre Simon Laplace. 86
- Mayewski, P. A., et al. (2009), State of the Antarctic and southern ocean climate system, *Review of Geophysics*, 47, RG1003, doi :10.1029/2007RG000231. 85
- Meehl, G. A., C. Covey, T. Delworth, M. Latif, B. McAvaney, J. F. B. Mitchell, R. J. Stouffer, and K. E. Taylor (2007), The wcrp cmip3 multimodel dataset - A new era in climate change research, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 88(9), 1383–1394, doi :10.1175/B{A}MS-88-9-1383. 66, 122
- Meyers, M., P. DeMott, and W. cotton (1992), New primary ice-nucleation parameterizations in an explicit cloud model, *Journal of Applied Meteorology*, 31, 708–721. 65
- Monin, A., and A. Obukhov (1954), Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, *Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst*, 24, 163–187. 51, 52, 56, 58

- Morcrette, J.-J. (2001), The surface longwave radiation in the ECMWF forecast system, *Tech. Rep. 339*, ECMWF Technical Memorandum. 65
- Morcrette, J.-J. (2002), The surface downward longwave radiation in the ECMWF forecast system, *Journal of Climate*, 15(14), 1875–1892. 65
- Motoyama, H., H. Enomoto, M. Miyahara, and J. Koike (1995), Glaciological data collected by the 34th Japanese Antarctic research expedition in 1993, *Tech. Rep. 202*, National Institute of Polar Research. 123
- Nerem, R. S., D. P. Chambers, C. Choe, and G. T. Mitchum (2010), Estimating mean sea level change from the TOPEX and Jason altimeter missions, *Marine Geodesy*, 33, 435–446, doi : 10.1080/01490419.2010.491031. 15
- Oke, T. (1987), *Boundary Layer Climate*, 2nd ed. ed., Routledge, New York. 47
- Pettré, P., J. Pinglot, M. Pourchet, and L. Reynaud (1986), Accumulation distribution in terre Adélie, Antarctica : effect of meteorological parameters, *Journal of Glaciology*, 32(112112), 486–500. 84, 93, 126
- Pfeffer, W., M. Meier, and T. K. Illangasekare (1991), Retention of Greenland runoff by refreezing - implication for projected future sea-level change, *Journal of Geophysical Research*, 96(C12), 22,117–22,124. 57, 121
- Pielke, R., and R. Wilby (2012), Regional climate downscaling : What’s the point ?, *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 93(5), 52, doi :10.1029/2012EO050008. 119
- Richardson-Näslund, C. (2004), Spatial characteristics of snow accumulation in Dronning Maud Land, Antarctica, *Global Planet Change*, doi :10.1016/j.gloplacha.2003.11.009. 93
- Rignot, E., I. Velicogna, M. R. van den Broeke, A. Monaghan, and J. Lenaerts (2011), Acceleration of the contribution of the Greenland and Antarctic ice sheets to sea level rise, *Geophysical Research Letter*, 38, L05,503, doi :10.1029/2011GL046583. 16, 118
- Sarchilli, C., M. Frezzotti, P. Grigioni, L. De Silvestri, L. Agnoletto, and S. Dolci (2010), Extraordinary blowing snow transport events in East Antarctica, *Climate Dynamics*, 34(7), 1195–1206, doi :10.1007/s00382-009-0601-0. 137
- Simmons, A., S. Uppala, D. Dee, and S. Kobayashi (2006), ERA-Interim : New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards, *ECMWF Newsletter*, 110, 25–35. 64, 86

- Sinclair, M. R. (1994), A diagnostic model for estimating orographic precipitation, *Journal of Applied Meteorology*, *33*, 1163–1175. 26, 27, 34, 44, 45, 60, 121, 137
- Sinisalo, A., J. Moore, R. V. D. Wal, R. Bintanja, and S. Jonsson (2003), A 14 year mass-balance record of a blue-ice area in Antarctica, *Annals of Glaciology*, doi :10.3189/172756403781816013. 72, 73
- Smith, R., and I. Barstad (2004), A linear theory of orographic precipitation, *Journal of the Atmospheric Science*, *61*, 1377–1391. 27
- Smith, R. B. (1979), *The Influence of Mountains on the Atmosphere*, *Advances in Geophysics*, vol. 21, pp. 87–230, Elsevier, doi :10.1016/S0065-2687(08)60262-9. 42
- Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. Averyt, M. Tignor, and H. Miller (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 University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. 7, 15, 118, 122
- Taylor, K., R. Stouffer, and G. Meehl (2012), An overview of cmip5 and the experiment design, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *93*, doi :10.1175/B{A}MS-D-11-00094.1. 119
- Thompson, S. L., and D. Pollard (1997), Greenland and Antarctic mass balances for present and doubled atmospheric CO<sub>2</sub> from the genesis version-2 global climate model, *Journal of Climate*, *10*, 871–900, doi :10.1175/1520-0442(1997)010<0871:G{A}{A}MBF>2.0.CO;2. 17, 57, 119
- Turner, J., T. Lachlan-Cope, G. Marshall, E. Morris, R. Mulvaney, and W. Winter (2002), Spatial variability of Antarctic peninsula net surface mass balance, *Journal of Geophysical Research*, *107*(4173), 10–1029, doi :10.1029/2001JD000755. 123
- Uppala, S., et al. (2005), The ERA-40 re-analysis, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *131*(612), 2961–3012, doi :10.1256/qj.04.176. 64, 86, 122
- van de Berg, W. J., M. R. van den Broeke, C. Reijmer, and E. van Meijgaard (2006), Reassessment of the Antarctic surface mass balance using calibrated output of a regional atmospheric climate model, *Journal of Geophysical Research*, *111*, D11,104, doi :10.1029/2005JD006495. 68, 85, 86, 90, 91, 95, 109, 118, 123, 162
- van den Broeke, M. R., W. J. van de Berg, E. van Meijgaard, and C. Reijmer (2006), Identification of Antarctic ablation areas using a regional atmospheric climate model, *Journal of Geophysical Research*, *111*, D18,110, doi :10.1029/2006JD007127. 54

- van Lipzig, N., E. van Meijgaard, and J. Oerlemans (2002), Temperature sensitivity of the Antarctic surface mass balance in a regional atmospheric climate model, *Journal of climate*, *15*(19), 2758–2774, doi :10.1175/1520-0442(2002)015<2758:TSOT{A}S>2.0.CO;2. 118, 119
- van Ommen, T., V. Morgan, and M. Curran (2004), Deglacial and holocene changes in accumulation at Law Dome, East Antarctica, *Annals of Glaciology*, *39*(1), 359–365, doi : 10.3189/172756404781814221. 79, 98, 99, 123, 124, 162, 163
- Vaughan, D. G., J. L. Bamber, M. Giovinetto, J. Russell, and A. P. R. Cooper (1999), Reassessment of net surface mass balance in Antarctica, *Journal of Climate*, *12*(4), 933–946. 68, 69, 70, 85, 86, 109, 123, 161
- Verfaillie, D., M. Fily, E. L. Meur, O. Magand, B. Jourdain, L. Arnaud, and V. Favier (submitted), Snow accumulation variability in Adelie Land (East Antarctica) derived from radar and ice core data. A transect from Dome c to dumont-d’urville, *the Cryosphere Discussion*. 123
- Warren, S., and W. Wiscombe (1980), A model for the spectral albedo of snow II Snow containing atmospheric aerosols, *Journal of Atmospheric Science*, *37*(12), 2734–2745, doi : 10.1175/1520-0469(1980)037<2734:{A}MFTS{A}>2.0.CO;2. 57
- Whillans, I., and R. Bindschadler (1988), Mass balance of ice stream B, West Antarctica, *Ann. Glaciol*, *11*(1), 87–193. 123
- Wild, M., P. Calanca, S. Scherrer, and A. Ohmura (2003), Effects of polar ice sheets on global sea level in high-resolution greenhouse scenarios, *Journal of Geophysical Research*, *108*(D5), 4165, doi :10.1029/2002JD002451. 17, 118, 119
- Wiscombe, W., and S. Warren (1980), A model for the spectral albedo of snow I Pure snow, *Journal of Atmospheric Science*, *37*(12), 2712–2733, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<2712:{A}MFTS{A}>2.0.CO;2. 57, 58

# Table des figures

1	Carte de la calotte polaire Antarctique précisant le nom des régions et des principales bases scientifiques du continent. . . . .	8
2	Etendues des différentes glaces Antarctiques : calotte posée, calotte flottante et glace de mer. . . . .	9
3	Géographie actuelle de la calotte Antarctique : topographie, régions et vue en coupe. . . . .	10
4	Climatologie du bilan de masse de surface Antarctique pour la deuxième moitié du 20 <sup>ème</sup> siècle d'après <i>Arthern et al.</i> (2006). . . . .	14
1.1	Nomenclature utilisée pour la définition des variables d'entrée et de sortie de SMHiL . . . . .	22
1.2	Méthode d'interpolation linéaire barycentrique . . . . .	24
1.3	Méthodologie adoptée pour la régionalisation des précipitations. . . . .	28
2.1	Couverture spatiale des données observées de BMS d'après la base de <i>Vaughan et al.</i> (1999) et la base filtrée de <i>Favier et al.</i> (2012). . . . .	69
2.2	Distribution de la différence entre l'élévation des observations telle qu'indiquée dans les publications de référence et l'élévation du MNT de <i>Bamber et al.</i> (2009). . . . .	72
2.3	Variation du BMS en fonction de l'élévation pour les observations de la base de données filtrée de <i>Favier et al.</i> (2012) . . . . .	73
2.4	Description des observations sélectionnées pour la validation de modèles : a) par tranches d'élévation b) par tranches de BMS c) par tranches de durée de mesure d) pour chaque année entre 1940 et 2010 . . . . .	74
2.5	Localisation des jeux de données cohérents sélectionnés pour la validation de modèles. . . . .	77
2.6	a) Distribution de l'élévation et b) distribution du BMS des jeux de données sélectionnés. . . . .	78
2.7	Surface elevation in m from <i>Bamber et al.</i> (2009) and location of the GS stake-line. . . . .	82
2.8	Snow density and surface elevation profiles along the stake-line. . . . .	83

2.9	EOF1 of the GS SMB measurements for 3 years of data (2006-2008) and 5 years of data (2004-2008). . . . .	85
2.10	Gap-filled SMB between km 1.0 and km 16.5 from the coast along the traverse between Cap Prudhomme and Dome C from GS (2004-2008) and IPEV (1971-1991) stakes. . . .	88
2.11	Comparison between SMB computed from IPEV and GS reports for the stakes located between 1.0 km and 16.5 km from Cap Prudhomme station. a) mean SMB and two standard deviation intervals b) annual mean SMB vs interannual standard deviation for each stake. . . . .	89
2.12	Mean GS SMB for the 2004-2008 period and 20-km mean SMB. Also displayed, SMB measurements deduced from $\beta$ -radioactive reference horizons in shallow ice cores. . . .	89
2.13	Each sub-figure shows the surface elevation of the model grid boxes covering the GS stakes, the elevation of the GS stakes and the elevation of the GS stakes averaged over the model grid boxes. . . . .	90
2.14	Comparison between modeled and measured SMB spatial patterns. Each sub-figure shows : 1) The temporally-averaged SMB from MAR, PMM5, LMDZ4 and ERA-40 (1981-2000 period), from RACMO2 and ERA-Interim (1989-2008 period) and from <i>Arthern et al.</i> (2006) and <i>van de Berg et al.</i> (2006) climatologies. 2) The GS stakes SMB averaged on each model grid box for the 2004-2008 period . . . . .	91
2.15	Comparison between modeled and measured inter-annual variability of the SMB. . . . .	92
2.16	Comparison of annual mean SMB from ERA-40, ERA-Interim and GS over the 156 km GS stake line for a) SMB and b) precipitation and sublimation . . . . .	94
3.1	Distribution du BMS à Law Dome pour la période actuelle, pour a) ERA-Interim (1989-2010) b) SMHiL forcé par ERA-Interim (1989-2010) et c) estimée par <i>van Ommen et al.</i> (2004). . . . .	99
3.2	Élévation et BMS observés et modélisés par SMHiL et par ERA-Interim pour chacun des jeux de données cohérents sélectionnés pour la validation des modèles. . . . .	100
3.3	Précipitations, sublimation et ruissellement modélisés par SMHiL et par ERA-Interim pour chacun des jeux de données cohérents sélectionnés pour la validation des modèles. . . . .	101
3.4	Analyses statistiques du BMS observé et modélisé par ERA-Interim et par SMHiL. a) Moyenne et b) écart-type du BMS par classes d'élévation. c) Statistiques en boîtes à moustaches du BMS au dessus de 200 m d'élévation. . . . .	103
3.5	Logarithmes du BMS modélisé par SMHiL et par ERA-Interim en fonction du logarithme du BMS observé. . . . .	104

3.6	BMS modélisé par SMHiL et par ERA-Interim en fonction du BMS observé, par classes d'élévations. . . . .	106
3.7	Statistiques en boîtes à moustaches du BMS observé et modélisé par ERA-Interim et par SMHiL, par classes d'élévations. . . . .	107
3.8	BMS et ses composantes intégrés sur la calotte posée par classes d'élévations de 50 m, pour SMHiL et ERA-Interim. . . . .	110
3.9	Comparaison des distributions spatiales du BMS et de ses composantes modélisés par SMHiL et par ERA-Interim pour la période actuelle (1989-2010). . . . .	111
3.10	Précipitations neigeuses modélisées par MAR et par SMHiL forcé par MAR pour différentes résolutions (80 km, 40 km et 15 km) sur Law Dome (Antarctique), pour l'année 2004. . . . .	113
3.11	Précipitations neigeuses modélisées par MAR et par SMHiL forcé par MAR pour différentes résolutions (80 km, 40 km et 15 km) sur la calotte Antarctique, pour l'année 2004. . . . .	114
4.1	SMB distribution at Law Dome over the period 1980-2007 for a) LMDZ4 driven by HADCM3 and b) SMHiL forced by LMDZ4 driven by HADCM3 and c) given by <i>van Ommen et al.</i> (2004). . . . .	124
4.2	Surface elevation (sh) and SMB variation in specific regions and along traverses from the coast to plateau where field data are available : a) GS stakes line in Adelie Land, b) between DDU and DC, c) Byrd area and Ross ice shelf d) between Shyowa and DF, e) from Zhongshan station to DA, f) in the Antarctic Peninsula. . . . .	125
4.3	Statistical analysis of observed and modeled SMB. a) Mean and b) standard deviation of SMB computed by elevation bins. c) Boxplot statistics of SMB values above 200m a.s.l. . . . .	127
4.4	SMB and its components averaged on the grounded ice sheet by 50-m elevation bins, for SMHiL and LMDZ4. a) SMB, b) solid precipitation, c) sublimation, d) runoff e) liquid precipitation and f) melting. . . . .	128
4.5	Comparison between logarithme of SMB values from field observation and from modeling results. . . . .	129
4.6	a) SMB spatial distribution from SMHiL forced by LMDZ4 and b) difference between the SMB from SMHiL and LMDZ4 interpolated linearly on the SMHiL grid. . . . .	130

4.7	Estimated mitigation of the sea level rise due to differences in the SMB between the end of the 20th century and the end of the 21st century and between the end of the 20th century and the end of the 22nd century under ENSEMBLES E1 and SRES A1B scenarios, for SMHiL and LMDZ4. . . . .	133
4.8	Distribution over Antarctica of differences of SMB, precipitation and run-off between the 21st and the 20th centuries and between the 22nd and the 20th centuries, for SMHiL and LMDZ4. . . . .	134



## Résumé

Le bilan de masse de surface (BMS, c'est-à-dire les précipitations de neige auxquelles est retranchée l'ablation par sublimation, ruissellement ou érosion) de la calotte polaire Antarctique représente une contribution majeure et encore mal connue à l'évolution actuelle du niveau des mers. Le stockage d'eau douce par accumulation de neige sur la calotte posée est supposé s'intensifier au cours du 21<sup>ème</sup> siècle, modérant l'élévation du niveau des mers. Les trois-quarts du bilan de masse de surface Antarctique sont concentrés au dessous de 2000 m d'altitude alors que cette zone ne représente que 40% de la surface de la calotte posée. Les précipitations orographiques sont une contribution majeure à l'accumulation dans cette région, il est donc crucial d'estimer précisément ce terme. La modélisation de ce processus est fortement dépendant de la résolution des modèles, car les pentes de la calotte influencent l'intensité des précipitations orographiques. La sublimation et la fonte de la neige sont elles aussi fortement dépendantes de l'élévation. Bien qu'elles contribuent actuellement peu au bilan de masse de surface de l'Antarctique, elles sont susceptibles de subir des changements importants au cours des prochains siècles. Les modèles atmosphériques de climat, globaux ou régionaux, peuvent difficilement atteindre des résolutions allant au delà de 40 km sur l'Antarctique pour des simulations à l'échelle du siècle du fait de coûts de calcul importants. A ces résolutions, la topographie des zones côtières Antarctique n'est pas correctement représentée.

C'est pourquoi nous avons développé le modèle de régionalisation SMHiL (Surface Mass balance High-resolution downscaLing) qui permet d'estimer les composantes du bilan de masse de surface Antarctique à haute résolution ( $\sim 15$  km) à partir de champs atmosphériques de plus grande échelle. Nous calculons l'effet de la topographie fine sur les précipitations orographiques et sur les processus de couche limite menant à la sublimation, la fonte et le regel. SMHiL est validé pour la période actuelle à partir d'un jeu de données inédit constitué de plus de 2700 observations de qualité contrôlée. Cependant, les observations représentatives du BMS de la zone côtière Antarctique y sont sous-représentées. Dans ce contexte, nous montrons que la ligne de balise mise en place par l'observatoire GLACIOCLIM-SAMBA en bordure de calotte constitue une référence pour estimer les performances des modèles. Enfin, nous utilisons SMHiL pour évaluer les variations de BMS au cours du 21<sup>ème</sup> et du 22<sup>ème</sup> siècles à partir des sorties du modèle de circulation général LMDZ4. Le BMS à haute résolution est significativement différent de celui de LMDZ4. Nos résultats suggèrent qu'utiliser LMDZ4 à haute résolution pourrait mener à une augmentation du BMS au cours du 21<sup>ème</sup> siècle de 15% à 30% supérieure à celle obtenue avec sa résolution standard. Les changements de BMS à faible élévation résulteront d'une compétition entre l'augmentation d'accumulation de neige et de ruissellement. SMHiL est un outil destiné à être appliqué à l'aval d'autres modèles de climat, globaux ou régionaux, pour une meilleure estimation des variations futures du niveau des mers.