Couches limites atmosphériques en Antarctique : observation et simulation numérique

Hélène Barral

▶ **To cite this version:**

Hélène Barral. Couches limites atmosphériques en Antarctique : observation et simulation numérique. Océan, Atmosphère. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENU053 . tel-01228081

HAL Id: tel-01228081

https://theses.hal.science/tel-01228081

Submitted on 12 Nov 2015

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

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

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Science de la Terre et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Hélène BARRAL

Thèse dirigée par **Christophe GENTHON et Christophe BRUN**

préparée au sein du
Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement
et de l'École Doctorale
Terre, Univers, Environnement

Couches limites atmosphériques en Antarctique

Observation et simulation numérique

Thèse soutenue publiquement le **26 novembre 2014**,
devant le jury composé de :

Mme Florence NAAIM-BOUVET
Directeur de recherche à l'IRSTEA, Grenoble, Examinateur
Mme Guylaine CANUT
Chargée de recherche au CNRM, Toulouse, Examinateur
M. John C. KING
Science Leader au BAS, Cambridge UK, Rapporteur
M. Alain WEILL
Directeur de recherche au CNRS, IPSL, Paris, Rapporteur
M. Christophe GENTHON
Directeur de recherche au CNRS, LGGE, Grenoble, Directeur de thèse
M. Christophe BRUN
Maître de conférence à l'UJF, LEGI, Grenoble, Directeur de thèse

Résumé

Sauf pour quelques heures les après-midi d'été, la surface enneigée du continent Antarctique se refroidit constamment radiativement. Il en résulte une stratification stable persistante de la couche limite atmosphérique. Celle-ci alimente un écoulement catabatique le long des pentes qui descendent du plateau vers l'océan. En hiver, les inversions de températures et les vitesses de vents associées sont extrêmes. Une inversion moyenne de 25°C et des vitesses dépassant les 200 km/h sont régulièrement observées sur le plateau et sur la côte respectivement. L'été, si les inversions restent très marquées la nuit, le réchauffement de la surface par le soleil conduit au développement de couches convectives l'après midi. Des replats et des pentes immenses et vides, inlassablement recouverts de neige : l'Antarctique est un laboratoire unique pour étudier la turbulence dans les couches limites stables et catabatiques mais aussi, en été, les transitions entre les régimes turbulents. Des processus délicats à étudier, puisque très sensibles aux hétérogénéités de la surface.

Ce travail de thèse documente trois cas d'école estivaux typiques : le cycle diurne sur le plateau Antarctique, la génération d'un écoulement catabatique local, et la couche limite soumise à un forçage catabatique. Ces trois situations ont été explorées avec des observations in-situ. Pour deux d'entre elles, les observations ont nourri et ont été complétées par des simulations avec le modèle atmosphérique Méso-NH.

Le premier cas s'intéresse au cycle diurne au Dôme C. Le Dôme C, sur le plateau Antarctique est une zone plate et homogène éloignée des perturbations océaniques. Depuis quelques années, une tour de 45 m échantillonne la couche limite. L'été, un cycle diurne marqué est observé en température et en vent avec un jet de basse couche surgéostrophique la nuit. Une période de deux jours, représentative du reste de l'été, a été sélectionnée, pour la construction du cas d'intercomparaison GABLS4, préparé en collaboration avec Météo-France. Les simulations uni-colonnes menées avec le modèle Méso-NH ont montré la nécessité d'adapter le schéma de turbulence afin qu'il puisse reproduire à la fois les inversions de température et l'intensité de la turbulence mesurées.

Le deuxième cas d'école examine un écoulement catabatique généré localement, au coucher du soleil, observé sur une pente de 600 m par 300 m en Terre Adélie. Certaines caractéristiques de la turbulence, en particulier l'anisotropie, ont été explorées à l'aide de simulations à fine échelle (LES).

Le troisième cas s'intéresse à la couche limite mélangée typique des zones côtières soumises à un vent intense. Ce vent d'origine catabatique, a dévalé les 1000 km de pente en amont. En remobilisant la neige, il interagit avec le mélange turbulent. Le travail s'est intéressé dans ce troisième cas à l'impact du transport de neige sur l'humidité de l'air et au calcul des flux turbulents à partir des profils de température, vent et humidité.

Mots-clés : Antarctique, couche limite atmosphérique stable, vent catabatique, transport de neige par le vent, mélange turbulent, simulation numérique, observations.

Abstract

Except during a few summer afternoon hours, the snow-covered surface of Antarctica is constantly cooling because of radiative processes. This results in a stable, persisting stratification of the atmospheric boundary layer that feeds katabatic winds along the slopes descending from the Plateau to the Ocean. Temperature inversions and wind speeds both peak during the winter, with inversions regularly reaching 25 degrees (C) over the Plateau and winds exceeding 200 km/h along the coast. In the summer, significant inversions remain at night but solar heating leads to the formation of convective layers near the surface in the afternoon. With berms and large, empty slopes constantly covered with snow, Antarctica is a unique and perfect laboratory for the study of transitions between turbulent regimes and of the turbulence within stable and katabatic boundary layers. The investigation of these processes is usually made difficult by their sensitivity to heterogeneities at the surface.

This thesis work documents three typical "text-book" summer cases : the diurnal cycle on the Antarctic Plateau, the generation of a local katabatic wind and the katabatic forcing of the boundary layer. The investigation of these three cases uses in-situ data. For two of these cases, the observational data has fed and been completed with some Meso-NH model simulation outputs.

The first case focusses on the diurnal cycle at Dome C. On the Antarctic Plateau, Dome C is a flat, homogeneous area far from oceanic perturbations. Since a few years, a 45 meters tower samples the boundary layer there. In the summer, the diurnal cycle there is characterized by clean signals in both temperature and winds, with a nocturnal low-level jet within the boundary layer. A two-days data set representative of the rest of the summer has been selected for analysis and is used in the GABLS4 comparison study prepared in collaboration with Meteo France. Single-column simulations have been run for this comparison work launched in June.

The second case examines a local katabatic flow generated at sunset over a 600 by 300 meters slope in Terre Adelie. Characteristics of the turbulence of this flow, in particular, its anisotropy, are investigated using small-scale model simulations. A measuring station has been deployed in order to prepare and evaluate these simulations.

The third case is concerned with boundary layers typical of coastal areas with strong winds of katabatic origins, which have flown over 1000 km-long slopes towards the sea. By moving around the snow at the surface, these winds interact with turbulent mixing processes. For this final case, the work is interested in the impact of blowing snow on atmospheric moisture and with the calculation of turbulent fluxes based on temperature, wind and humidity profiles.

Keywords : Antarctica, stable atmospheric boundary layer, katabatic wind, turbulent mixing, numerical simulation, observation.

Remerciements

La thèse c'est le produit que vous êtes en train de lire mais c'est aussi trois années d'aventures. Des aventures turbulentes ! Je remercie mes directeurs de thèse Christophe et Christophe pour m'avoir fait confiance avant de commencer la thèse, et m'ont permis de vivre cette aventure. Je les remercie aussi de m'avoir soutenu à la fin, en particulier pour leurs relectures du présent manuscrit, réactive ou précise et donc complémentaires.

Le propos que vous vous apprêtez à lire est le fruit d'une lente maturation catalysée par les discussions que m'ont offert entre autre Hubert G, Étienne V, Olivier T, Luc P et Jean-Martial C. Je remercie aussi l'équipe GABLS emmené par Éric B, qui a permis de plonger cette thèse dans une dynamique internationale. Charles A, Ambroise D, Nicolas J, Alexandre T, Vincent F, Delphine S, et Emmanuel L ont apporté pour leur expertise ou leur temps pour recueillir les données d'observation sur laquelle cette thèse s'appuie. Merci à eux.

Bien sûr, je remercie les membres du jury Florence Naaim Bouvet, Guylaine Canut, Alain Weill et John King d'avoir accepté de juger mes travaux et d'être venu à Grenoble pour la soutenance. Merci en particulier aux deux rapporteurs pour leur relecture soigneuse de mes travaux, malgré les courtes échéances et pour leurs commentaires pertinentes qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit.

Merci aux compagnons du quotidien qui ont pimenté et adouci ces trois années. Cyril et Charles compagnons de bureau pour le pire et le meilleur. Les copains des pauses midi à rallonge à la Halle Chartreuse, Quentin et Florent, de bons moments pour papoter. Ceux qui sont toujours là pour un conseil Antoine, Déborah, Ruben et la bande de thésard. Bien sûr les immanquables Elsa, Véro, Jean, Laure, Sarah, Max pour leur soutien ou leur humour. Et à tous les compagnons d'aventures : la météo ça s'apprend et se ressent aussi bien dans les livres que là haut, sur la montagne.

Le texte et les équations sont un peu plus digestes grâce aux photographes et au dessinateur qui ont permis l'illustration du manuscrit ou de la soutenance. Merci particulièrement à Bruno, Albane, Ambroise et Emmanuel.

Enfin merci à ma famille qui m'ont permis de si longues études et qui se sont farcis quelques relectures !

Notes au lecteur

Cette thèse comporte six chapitres. Ils sont écrits en français, toutefois, une partie significative des chapitres 3 et 6 est écrite en anglais. Ces parties reprennent l'intégralité de deux articles qui ont été écrits respectivement pour une conférence et pour une revue internationales. Les trois premiers chapitres présentent le contexte de la thèse. Le premier chapitre introduit les objets d'étude et les enjeux associés. Le chapitre 2 rappelle le cadre théorique dans lequel ce travail s'est inscrit. Le chapitre 3 décrit les outils d'observation et de simulation numérique qui ont été mis en œuvre. Les chapitres 4 à 6 décrivent le travail de recherche proprement dit, mené au cours de cette thèse. Ces trois derniers chapitres sont indépendants les uns des autres. Ils traitent de la couche limite stable estivale au Dôme C, de la turbulence au sein d'un écoulement catabatique et du vent catabatique sur la côte de la Terre Adélie.

Table des matières

1 Introduction : Portrait météorologique de l'Antarctique **14**
1.1 Localisation des sites de mesures Dôme C, D17, Cap Prud'homme 16
1.2 Couches limites stables 18
1.2.1 Définition de la couche limite 18
1.2.2 Stabilité 18
1.2.3 La couche limite stable sur le plateau Antarctique 19
1.3 Le vent catabatique en Antarctique 24
1.3.1 Le modèle de Ball 25
1.3.2 Singularités de la Terre Adélie : The Home of the Blizzard 27
1.3.3 Transport de neige par le vent 30
1.3.4 Les polynies 33
1.3.5 Circulation atmosphérique régionale 34
1.4 Présentation du mémoire 34

2 Processus turbulents dans la couche limite **36**
2.1 Les équations de transport 36
2.1.1 Quelques propriétés de l'air 36
2.1.2 Les équations de Navier Stokes 36
2.1.3 Quelques approximations dans la couche limite 38
2.1.4 Les équations statistiques de l'écoulement turbulent 39
2.1.5 Fermeture des équations 42
2.2 Caractérisation de la turbulence 42
2.2.1 Retour sur l'énergie cinétique turbulente 42
2.2.2 Le nombre de Richardson 43
2.2.3 Le nombre de Prandtl 45
2.3 Les flux d'énergie en surface 45
2.3.1 La couche de surface 45
2.3.2 La théorie de Monin Obukhov 46
2.3.3 La méthode des profils 51
2.4 Spécificités des couches limites stables 51
2.4.1 La fréquence de Brunt-Väisälä 51
2.4.2 Contributions au mélange par la turbulence 51
2.4.3 Le jet nocturne par oscillation inertielle 52
2.4.4 Génération d'un écoulement catabatique 53
2.5 Problématiques associées à la paramétrisation des couches limites stables . . . 57
2.5.1 La sensibilité des couches limites stables dans les modèles de climat et de prévision numérique 57
2.5.2 Quelques caractéristiques des couches limites stables 57
2.5.3 Le projet GABLS 58
2.5.4 Conclusion 59

3 Les outils pour l'observation et la simulation numérique **60**
3.1 Observation : Capteurs de mesures météorologiques 60
3.2 Observation : les installations 66
3.2.1 Le Dôme C 66

3.2.2 La côte de la Terre Adélie . . . 67
3.3 Modélisation numérique . . . 68
3.3.1 Simulations unicolonnes . . . 68
3.3.2 Simulations LES pour l'étude de la turbulence . . . 68
3.4 Modélisation numérique : le modèle Méso-NH . . . 69
3.4.1 Système d'équations et schémas numériques . . . 69
3.4.2 Paramétrisations physiques . . . 70
3.4.3 Schéma de fermeture . . . 71
3.4.4 Quelques applications en Antarctique . . . 74

4 Le cycle diurne au Dôme C 76
4.0.5 Sélection de la période GABLS4 : 11-12 décembre 2009 . . . 76
4.0.6 Organisation du chapitre . . . 77
4.1 Summer diurnal cycle at Dome C on the Antarctic plateau . . . 78
4.1.1 Introduction . . . 78
4.1.2 Observations and Modelling tools . . . 79
4.1.3 The diurnal cycle on December 11-12th, 2009. . . . 81
4.1.4 Turbulent mixing . . . 91
4.1.5 The low level jet . . . 97
4.1.6 Conclusion . . . 99
4.2 Retour sur le jet nocturne : Comparaison des jets des cas GABLS et OPALE . 101
4.2.1 Résumé des conclusions de *Gallée et al.* (2014a) pour le cas du 16-17 décembre 2011 . . . 102
4.2.2 Retour sur le jet nocturne du 11-12 décembre 2009 . . . 103
4.2.3 Conclusion : le jet nocturne : un indicateur pour évaluer les paramétrisations de la turbulence dans les modèles . . . 103
4.3 Sous-estimation de la température de surface : le bilan d'énergie de la neige . . 107
4.3.1 Impact du couvert nuageux . . . 108
4.3.2 Impact de l'albédo . . . 111
4.3.3 Le flux de chaleur dans la neige . . . 111
4.3.4 Conclusion . . . 114
4.4 Retour sur le mélange turbulent . . . 117
4.4.1 Estimations des flux turbulents à partir des observations . . . 117
4.4.2 Comparaison des flux turbulents . . . 123
4.4.3 Hauteur de rugosité . . . 126
4.4.4 Ajustement des paramètres du schéma de fermeture de Méso-NH : Étude analytique . . . 131
4.4.5 Ajustement des paramètres du schéma de turbulence : simulations . . . 134
4.5 Conclusion . . . 137

5 Le développement d'un écoulement catabatique local 141
5.1 Contexte et observations . . . 142
5.1.1 Campagnes de mesures . . . 142
5.1.2 Contexte météorologique . . . 143
5.1.3 Le cas du 20 janvier 2014 . . . 147
5.2 Cas idéal : mise en place de la simulation . . . 148
5.2.1 Configuration du modèle . . . 148
5.2.2 Etat initial . . . 149
5.2.3 Domaine et résolution . . . 149
5.2.4 Conditions aux bords . . . 150

5.2.5 Schéma de turbulence 151
5.2.6 Méthode d'analyse statistique 154
5.3 Résultats 156
5.3.1 Séries temporelles 156
5.3.2 Le champ moyen 156
5.3.3 La turbulence 159
5.4 Perspectives 168

6 L'humidité sous le vent catabatique en Terre Adélie 171
6.1 Blowing snow in coastal Adélie Land, Antarctica : three atmospheric moisture issues. 172
6.2 Résumé et perspectives 188

7 Conclusion générale 190

Bibliographie 193

Table des figures 202

Liste des symboles 209

Liste des acronymes 211

Annexes 212

A Le projet GABLS 213

B Étude de sensibilité à la hauteur de rugosité pour le calcul des flux au Dôme C 215
B.1 Étude de sensibilité de la méthode des profils 215
B.2 Étude paramétrique avec Méso-NH 215

L'Astrolabe.
Illustration d'Emmanuel Lepage.

Chapitre 1

Introduction : Portrait météorologique de l'Antarctique

Protégé par les tourments de l'océan Austral, sa ceinture de glace, et son climat extrêmement hostile, le continent Antarctique a été isolé du monde jusqu'au XIX^{eme} siècle. Avant l'expédition d'Amundsen et son sens aigu de la logistique, en 1911, seuls quelques oiseaux avaient pu voir le Pôle Sud géographique. Un siècle après, les nouvelles récurrentes de cargos ravitailleurs bloqués dans le pack de glace rappellent la rigueur et l'ingéniosité qu'exige la logistique d'une campagne en Antarctique. Depuis les traités de 1959 et 1991, le continent austral est un parc naturel mondial réservé à la paix puis à la science. Des vocations scientifiques y sont nées et le continent est devenu un observatoire du climat, de l'évolution des espèces et du système solaire. En particulier, les météorologues et les climatologues y cherchent les pièces manquantes du puzzle pour compléter leurs connaissances des climats passés et présent et affiner leurs estimations du climat futur. Pour cela, ils s'appuient sur l'observation de l'atmosphère, du névé et de la glace. Les modèles qui leurs permettent d'extrapoler ces observations, nécessitent d'être calibrés, avec des observations. Or ces observations, qui ont commencé dès les premières expéditions, sont encore disparates dans l'espace et discontinues dans le temps.

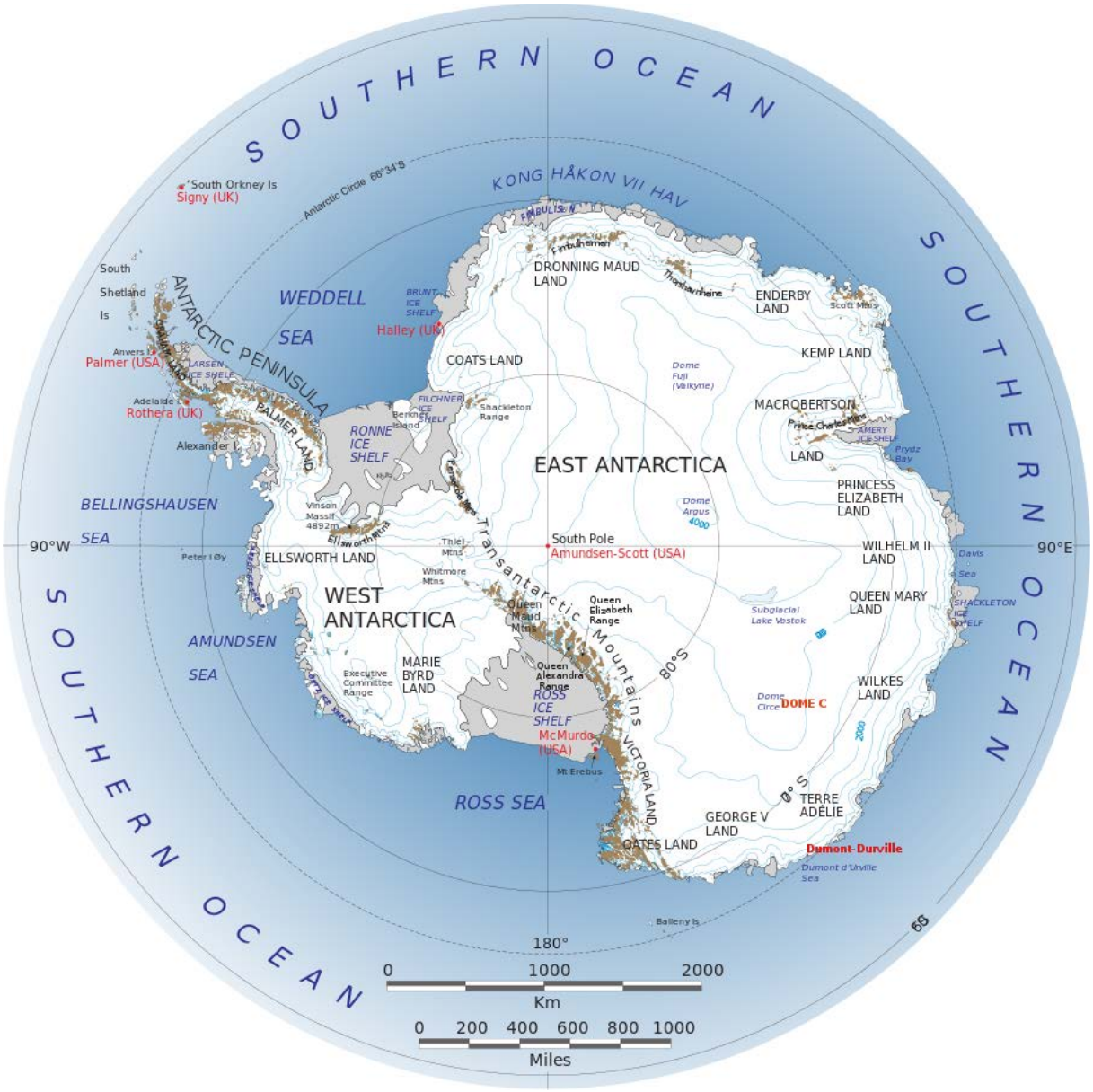


FIGURE 1.1 – Carte du continent Antarctique - source *Landsat Image Mosaic of Antarctica.*

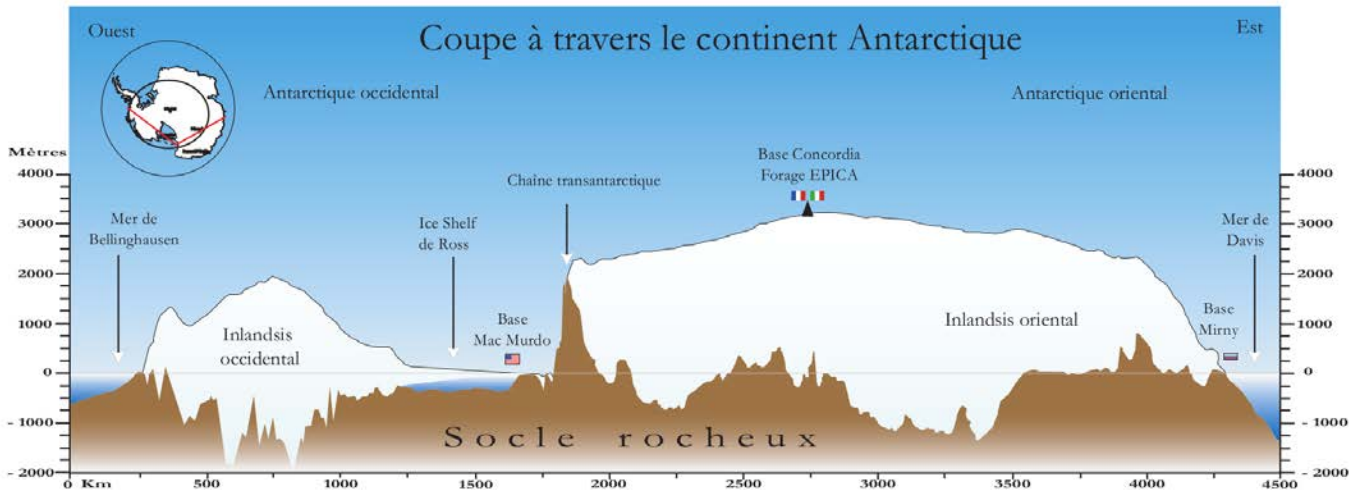


FIGURE 1.2 – Coupe de l'Antarctique - *LEGOS, source IPEV.*

1.1 Localisation des sites de mesures Dôme C, D17, Cap Prud'homme

L'Antarctique est, en résumé, un dôme de glace formé d'un haut plateau intérieur culminant à 3-4000 m et de pentes périphériques qui descendent jusqu'à la mer (Figure 1.2).
Cette étude s'est penchée sur trois sites particuliers, caractéristiques du haut plateau ou des régions côtières, que sont le Dôme C, sur le plateau, D17 à 10 km de la côte en Terre Adélie et Cap Prud'homme, toujours en Terre Adélie mais en bordure du continent. Leurs localisations sont repérées sur la carte 1.1 et résumées dans le tableau 1.1.

	Distance à la mer km	Altitude m	Latitude °Sud	Longitude °Est
Dôme C	1100	3233	75°06	123°20
D17	10	450	66°43	139°42
Cap Prud'homme	0.1	30	66°41	139°54

TABLE 1.1 – Localisation des sites d'études.

Dans chacun de ces sites, on dispose de stations météorologiques pérennes entretenues dans le cadre des programmes *GLACIOCLIM-CENACLAM*[1] et *CALVA*. Ces systèmes d'observation et les capteurs utilisés sont décrits avec plus de détails au chapitre 3.

Le Dôme C sur le plateau Antarctique est un maximum local culminant à 3233 m. Ce désert blanc, dont la pente varie de moins de 1‰, a été choisi pour le forage EPICA [2] dont les carottes de glace ont permis de remonter l'histoire du climat jusqu'à 800 000 ans en arrière. Depuis, une quinzaine de personnes hivernent chaque année dans la base de Concordia et permettent l'entretien du système d'observation. Notamment, ils viennent régulièrement nettoyer le givre qui s'empare des capteurs installés en 2008 le long d'une la tour de 45 m (Figure 1.3a). Les

1. `http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/`
2. *European Project for Ice Coring in Antarctica* Projet européen de forage profond pour l'étude de l'histoire du climat.

capteurs de vent, température et humidité profilent la couche limite pour étudier les échanges à l'interface air-neige. Ces études visent notamment à comprendre les mécanismes d'accumulation de neige ainsi que le mélange et la disponibilité de réactifs chimiques afin de pouvoir dater les bulles d'air contenues dans les carottes de glaces et relier leur composition à celle de l'atmosphère passée. Le profilage vise aussi l'étude de la turbulence dans la couche limite stable à des fins météorologiques et climatiques mais aussi pour l'interprétation des observations astronomiques (leur dé-bruitage par exemple).

Cap Prud'homme en Terre Adélie est une petite base logistique à 6 km environ de la station scientifique de Dumont d'Urville. A la différence de celle-ci, installée sur une île, Cap Prud'homme a les pieds sur le continent. C'est de là que partent les convois de tracteurs pour le ravitaillement de Concordia sur le Dome C, 1000 km plus au Sud.
Depuis 2003, plusieurs balises et stations météorologiques ont été déployées aux alentours, notamment sur les lieux-dits D3, D10 et D17, situés à 3, 10 et 17 km de Cap Prud'homme en allant vers le Dôme C (Carte 1.11). Les mesures concernent principalement le vent catabatique, le transport de neige par le vent ainsi que l'ablation et l'accumulation pour le bilan de masse de surface. À D17, un mât de 7 m échantillonne 6 niveaux de mesures de température, vitesse de vents et humidité (Figure 1.3b).

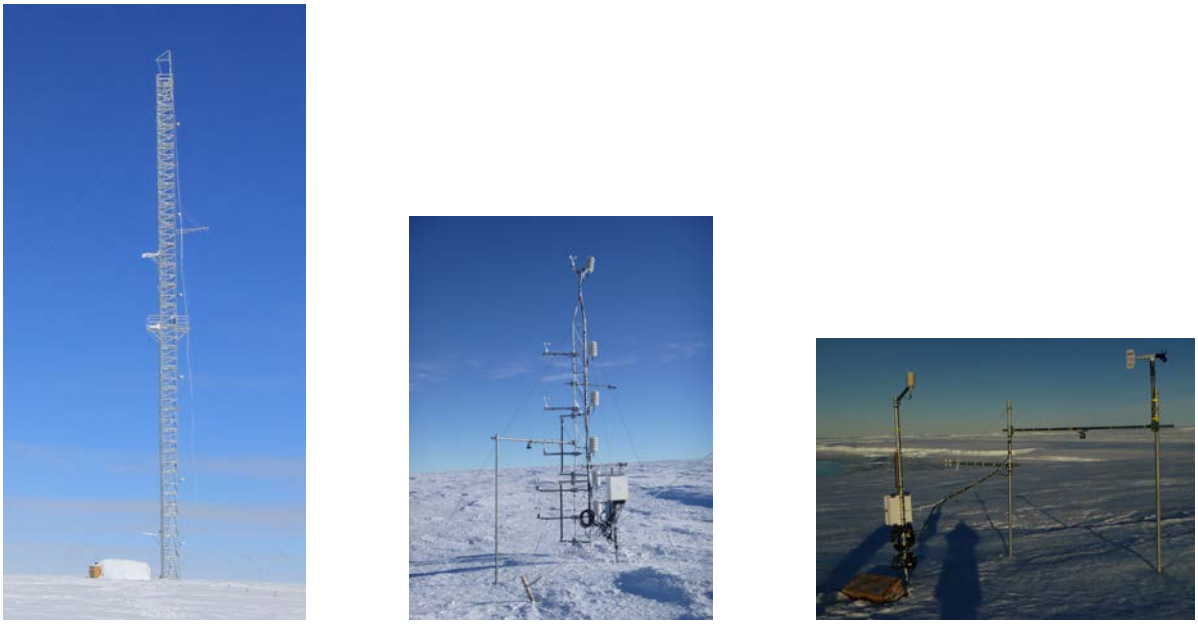


FIGURE 1.3 – De gauche à droite : la tour de 45 m au Dôme C (*Cliché Bruno Jourdain*), le mât de 7 m à D17, une station météorologique à Cap Prud'homme.

1.2 Couches limites stables

1.2.1 Définition de la couche limite

On appelle couche limite atmosphérique la plus basse couche de la troposphère directement influencée par la présence de la surface, qui répond aux changements de la surface avec des constantes de temps courtes, de l'ordre de l'heure (*Stull*, 1988). La couche limite est en fait le siège des échanges mécaniques de chaleur et de quantité de mouvement entre l'atmosphère et la surface. Par opposition à la couche limite, qui « ressent » la surface, le reste de la troposphère est appelée troposphère libre.
La couche limite a une épaisseur de l'ordre de la centaine de mètre au kilomètre. Généralement plus fine la nuit ou dans les régions polaires, elle se développe sur un ou deux kilomètres en présence de cellules de convection.

1.2.2 Stabilité

Un couche d'air sec est dite statiquement stable si une parcelle d'air légèrement écartée de sa position initiale est rappelée vers cette dernière. La couche d'air est dite instable si, au contraire, le petit écart initial est amplifiée.
Le destin de la parcelle d'air va en fait dépendre de sa masse volumique (density) par rapport à la masse volumique de la couche environnante ou, en d'autres termes, de sa flottabilité $b = -\frac{g}{\rho_P}(\rho_P - \rho)$. Si la parcelle a une masse volumique ρ_P faible (resp. élevée) par rapport à celle de son environnement ρ, elle aura tendance à s'élever (resp. tomber).
Finalement, une couche limite est stable si son gradient de masse volumique est négatif. L'air est plus dense en bas qu'en haut. A l'inverse, elle est instable si le gradient de densité est positif. En fait la masse volumique de l'air est inversement proportionnelle à la température T (loi d'état des gaz parfait, équation 2.1) et est, avec une approximation satisfaisante (détaillée au chapitre 2), directement reliée à la température potentielle θ.
Généralement, pour évaluer la stabilité statique de la couche limite, on examine le gradient de température potentielle,
$\frac{\partial\theta}{\partial z} > 0$, la couche est stablement stratifiée et dite statiquement stable,
$\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$, la couche est dite neutre,
$\frac{\partial\theta}{\partial z} < 0$, la couche est dite statiquement instable.
$\theta(z)$ correspond à la température qu'aurait une parcelle d'air initialement à la température $T(z)$, située à l'altitude z, soumise à la pression $P(z)$, si elle était ramenée adiabatiquement [3] à la pression P_0.

$$\theta = T \cdot (\frac{P_0}{P})^{R_a/c_p} \tag{1.1}$$

c_p désigne la capacité thermique massique de l'air sec à pression constante, R_a la constante des gaz parfaits pour l'air sec, P_0 une pression de référence (on prend généralement la pression au sol ou 1000 hPa).
Au premier ordre, $\theta = T + (g/c_p)z$, avec z l'altitude au dessus de 1000 hPa. $\frac{\partial\theta}{\partial z} > \frac{\partial T}{\partial z}$; typiquement $\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$ correspond à $\frac{\partial T}{\partial z} \sim 9.8\,^\circ\mathrm{C}\cdot\mathrm{km}^{-1}$, le gradient adiabatique sec.
Lorsque $\frac{\partial T}{\partial z} > 0$, la couche limite est très stablement stratifiée ; on dit qu'on est en présence d'une inversion de température.

3. Une transformation adiabatique est une transformation sans échange de chaleur avec l'extérieur, processus qui vérifie $P\rho^{-\frac{c_p}{c_v}} = cste$.

1.2.3 La couche limite stable sur le plateau Antarctique

1.2.3.1 Les propriétés de la neige et le bilan radiatif de la surface

La surface de la calotte est majoritairement recouverte d'un manteau neigeux perdurant toute l'année. Ce manteau est constitué de glace et surtout d'air, ce qui en fait un très bon isolant. Avec sa faible conductivité et sa forte capacité thermique, il agit comme un condensateur : les transferts thermiques entre la neige de surface et le reste du manteau neigeux sont lents. Il s'ensuit que la surface isolée du reste du manteau neigeux est contrainte de répondre rapidement aux forçages radiatifs en ajustant sa température.

La surface de la calotte reçoit de l'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique dans deux bandes spectrales principales :

- Dans le visible, la surface reçoit le rayonnement solaire après sa traversée de l'atmosphère. Le flux associé est appelé flux courtes ondes (short waves), noté dans la suite : $SW\downarrow$.
- Dans l'infrarouge lointain, la surface reçoit le rayonnement émis et transmis par les différents composants de l'atmosphère, en particulier la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone. Le flux associé est appelé flux longues ondes (long waves), noté dans la suite : $LW\downarrow$.

Le bilan radiatif, qui comptabilise l'énergie que gagne (ou renvoie) la surface de (ou vers) l'atmosphère par rayonnement, est égale à :

$$Rn = SW\downarrow - SW\uparrow + LW\downarrow - LW\uparrow \tag{1.2}$$

Avec $SW\uparrow$ le rayonnement solaire réfléchi par la surface et $LW\uparrow$ le rayonnement émis par la surface à la température T_s, qui se comporte comme un corps gris d'émissivité ϵ : $LW\uparrow \sim \epsilon\,\sigma\,T_s^4$.

En hiver, le plateau Antarctique est plongé dans la pénombre, $SW\downarrow$ est nul. À l'inverse, l'été, le plateau reçoit plus de rayonnement solaire par jour que n'importe quelle autre région terrestre ! (*King and Turner*, 1997). Au dessus du plateau, qui côtoie les 3000 m d'altitude, la couche d'atmosphère que doivent traverser les rayons est peu épaisse. En plus, cette dernière est très pauvre en aérosols et en vapeur d'eau ; les nuages y sont peu fréquents. Ainsi, jusqu'à 90 % du rayonnement arrivant au sommet de l'atmosphère la traverse jusqu'à la surface sans se faire piéger (sans être ni diffusée ni absorbée). $SW\downarrow$ varie de 100 à 800 Wm^{-2} en plein été. Néanmoins, la surface neigeuse a un albédo α élevé : 80 à 90 % du rayonnement solaire incident est réfléchi. Le rayonnement solaire absorbé ne dépasse pas 120 Wm^{-2}. Finalement, sauf pour quelques heures autour de midi, pendant la courte période estivale, le terme prépondérant du bilan radiatif est $LW\downarrow - LW\uparrow$.

Par temps couvert, *Wendler et al.* (1993) mesurent les valeurs de rayonnement net, Rn, les plus grandes. En fait, $LW\downarrow$ augmente plus avec le couvert nuageux, que $SW\downarrow$ ne diminue. C'est le paradoxe radiatif observé dans d'autres régions enneigées comme le Groenland (*Ambach*, 1974) qui explique pourquoi la surface est moins froide par temps couvert.

Plaçons nous dans un cas de ciel clair, cas le plus courant. Imaginons que la surface de neige soit à l'équilibre thermique, à la température T_a avec l'air au dessus. Comme la surface de neige a une émissivité élevée, supérieure à celle de l'air, celle-ci émet plus de rayonnement, qu'elle n'en reçoit de la part de l'atmosphère. Ainsi $Rn \simeq LW\downarrow - LW\uparrow < 0$. La surface perd de l'énergie, sa température T_s diminue jusqu'à l'équilibre thermodynamique entre la surface et l'atmosphère.

Plus généralement, en cas de ciel clair, au dessus d'une surface de neige qui reçoit peu d'énergie solaire, l'équilibre thermodynamique entre la surface et l'atmosphère est généralement atteint pour $T_s < T_a$ et un flux de chaleur sensible H qui pompe de l'énergie à l'atmosphère pour le restituer à la surface.

Au Dôme C par exemple, le rayonnement net Rn est négatif une grande majorité du temps. En plein hiver, la surface reçoit un rayonnement thermique de l'ordre de $LW\downarrow \sim 80\,\mathrm{Wm}^{-2}$. La température de la surface de neige T_s variant autour de -70 °C : $LW\uparrow \sim 90\,\mathrm{Wm}^{-2}$ et $Rn \sim -30\,\mathrm{Wm}^{-2}$ (Figure 1.4).
L'été $LW\downarrow$ est de l'ordre de $100\,\mathrm{Wm}^{-2}$ en cas de ciel clair et augmente jusqu'à $200-220\,\mathrm{Wm}^{-2}$ lorsqu'il y a des nuages. Le faible cycle solaire est amplifié par la variation de l'albédo fonction croissante de l'angle zénithal. Ainsi, bien que le soleil reste présent tout le jour, l'énergie solaire absorbée oscille entre 5 et $150\,\mathrm{Wm}^{-2}$. Ce cycle se retrouve dans Rn, qui oscille entre des valeurs négatives $\simeq -50\,\mathrm{Wm}^{-2}$, et positives $\simeq +50\,\mathrm{Wm}^{-2}$ (Figure 1.4). La température de la surface du manteau neigeux répond rapidement à ces variations diurnes de Rn, en suivant elle-même un cycle dont l'amplitude est de l'ordre de 15 °C lorsque le ciel est clair.

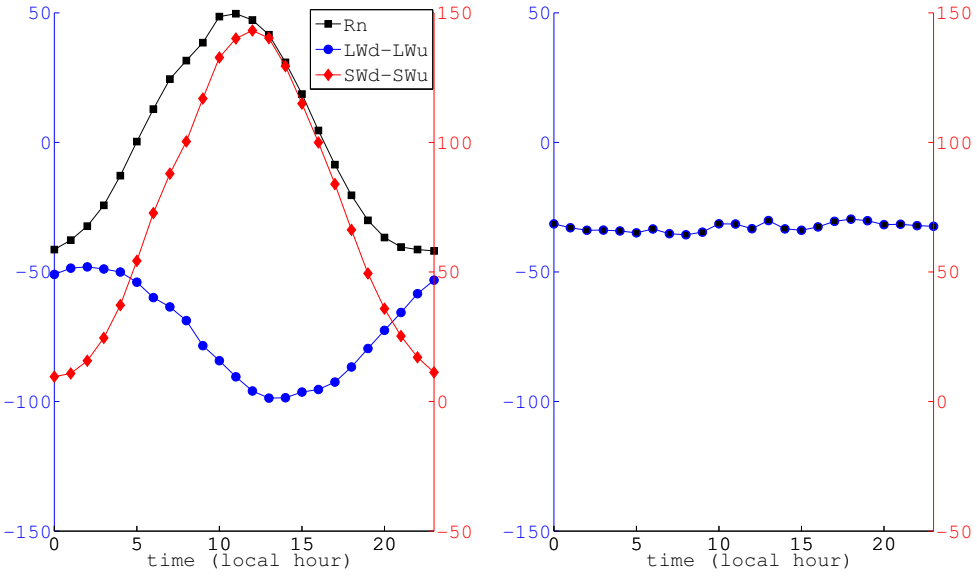


FIGURE 1.4 – Flux nets solaire et thermique (Wm^{-2}) - moyenne sur l'été (janvier) et l'hiver (juillet) - d'après les données BSRN au Dôme C en 2009 et 2010.
Les valeurs de flux thermiques et de flux net, sont portées par l'axe de gauche (en bleu), les valeurs du flux solaires sont reportées sur l'axe de droite (en rouge).

4. Les ordres de grandeur de α, ϵ, ρ sont tirés de *Brun et al.* (2012) pour le Dôme C, des observations pour D17 (neige en région Côtière), et de *Favier et al.* (2011) et de *Genthon et al.* (2007) pour la glace bleue. Les capacités thermiques sont calculées en fonction de la gamme de température, les conductivités sont calculées à partir des densités en suivant la relation de Yen. Ces deux dernières quantités sont représentatives du manteau à $\sim 10\,\mathrm{cm}$ sous la surface.

Localité	Type de surface	α Albédo (visible)	ϵ Emissivité	ρ_s Densité $\mathrm{kg\,m^{-3}}$	c_p Capacité thermique $\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$	λ Conductivité $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$	z_0 Rugosité mm
plateau intérieur	neige sèche	0.8-0.9	0.99	300	1500-1900	0.25	1 ? ?
région côtière	neige	0.8-0.9	0.99	350	1900-2100	0.4	2.5
	glace bleue	0.6-0.7	0.99	850	1900-2100	2	0.2
Col de Porte	neige saisonnière	0.6-0.9	0.9	100-450	2000-2100	0.03-0.5	5

TABLE 1.2 – Propriétés de la surface. Quelques ordres de grandeurs pour les 3 sites d'étude et pour la comparaison : un site de moyenne montagne en hiver, à proximité de Grenoble. [4]

1.2.3.2 L'inversion de température sur le plateau Antarctique

La surface refroidie radiativement devient plus froide que l'atmosphère. Il s'ensuit la formation d'une inversion de température : La différence de température entre la surface et l'atmosphère induit un flux de chaleur par conduction et transfert turbulent H qui pompe de la chaleur à l'air pour réchauffer la surface, formant une couche limite stable, avec un profil de température croissant. Dans cette couche stable, les transferts de chaleur par convection vont être inhibés. Le mélange entre les couches stratifiées est limité et l'inversion persiste.
Phillpot and Zillman (1970) définissent l'amplitude de l'inversion par la différence entre la température de surface et la température la plus chaude de la troposphère. Les données de radiosondages de plusieurs stations leur ont permis de constater une relation linéaire entre la température au voisinage de la surface et la force de l'inversion. L'inversion se renforce quand la température de surface s'effondre. Partant de cette constatation ils ont pu dresser une carte de l'amplitude de l'inversion moyenne en hiver sur le continent Antarctique (Figure 1.5).

Les observations de *Phillpot and Zillman* (1970) montrent qu'en hiver, tout le continent est concerné par une inversion persistante qui dépasse les 25 °C à l'intérieur du continent (35 °C pour les jours calmes de ciel clair). En été, l'inversion suit le cycle diurne. Significative la nuit elle est généralement détruite l'après midi. Sous nos latitudes, des couches limites stratifiées se forment régulièrement la nuit, consécutivement au refroidissement radiatif de la surface, ou alors en présence d'advection d'air chaud sur une surface froide. Des inversions peuvent être observées, mais elles dépassent rarement les 5 ou 10 °C sur plusieurs centaines de mètres. Les inversions de température du plateau Antarctique sont les plus marquées et les plus confinées jamais observées sur Terre.

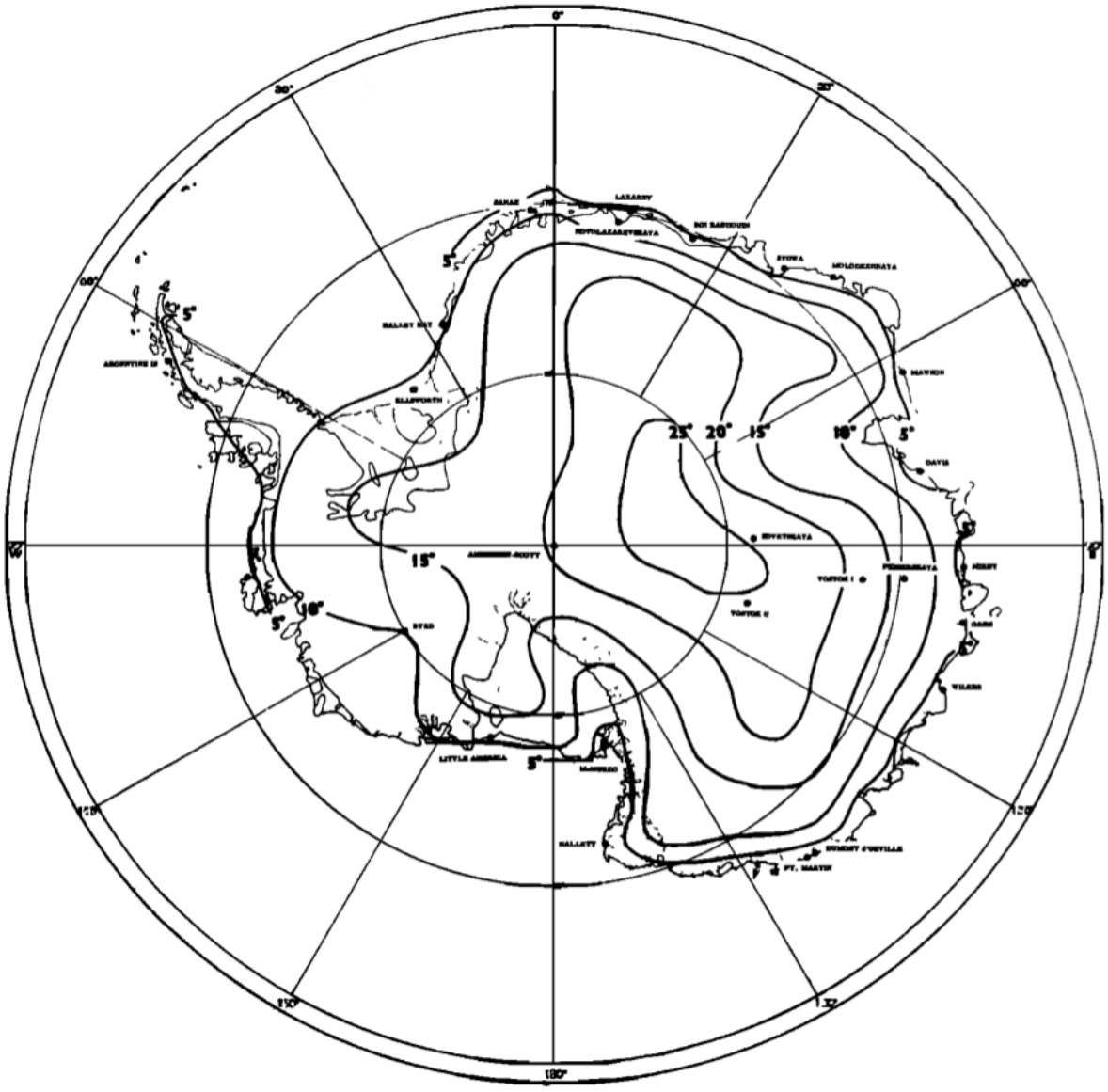


FIGURE 1.5 – Isocontour de la force de l'inversion (ΔT °C), à la surface du continent Antarctique en hiver (juin, juillet, août). Figure tirée de (*Phillpot and Zillman*, 1970).

1.2.3.3 Quelques résultats d'observation de la couche limite au Dôme C

On a l'habitude de ressentir les vents les plus forts au sommet des dômes isolés et librement exposés au vent. Concordia au Dôme C est pourtant l'une des stations les moins ventées de l'Antarctique (*Wendler et al.*, 1993). La vitesse annuelle à 3 m est de l'ordre de $3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Ce dôme plat n'est pas soumis au vent catabatique local comme la majorité des stations mais le vent a quand même une direction privilégiée Sud Ouest. La faiblesse du vent favorise une turbulence locale et intermittente et le maintien d'une stratification fortement stable de la couche limite.

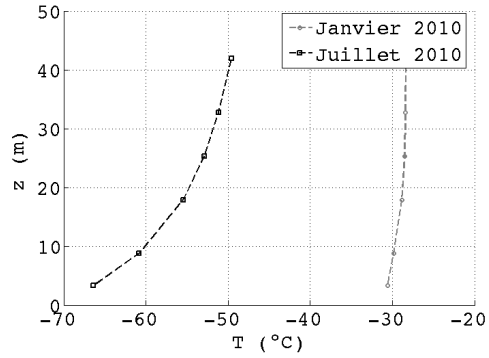


FIGURE 1.6 – Profils moyens de température, en janvier 2010 (○) et juillet 2010 (□) au Dôme C - d'après les données de la tour.

Des profils moyens en juillet (hiver) et janvier (été) sont tracés figure 1.6. Les températures sont très basses, de l'ordre de -80 à −50 °C pendant les 6 mois d'hiver, et autour de −30 °C pendant les deux mois d'été. L'air, très froid, est pauvre en vapeur d'eau. L'humidité relative par rapport au solide ("with respect to ice") RH_{wri}, mesurée sur la tour varie entre 70 et 100 % malgré une humidité spécifique q très faible de l'ordre de $0.013\,\mathrm{g\cdot kg^{-1}}$. Cependant le dépôt fréquent de givre et de gelée blanche sur la surface et sur les instruments laisse supposer l'existence régulière de sursaturations (*Genthon et al.*, 2013). L'histogramme de la figure 1.7 recense le taux d'occurrence de faibles et fortes inversions de température. Une inversion de température est observée 85 % du temps, et une inversion de plus de 5 °C entre le premier et le dernier niveau de la tour plus de 63 % du temps. Les plus fortes inversions de température s'installent pendant la nuit polaire, lorsque le refroidissement radiatif est le plus marqué. Les inversions atteignent en moyenne une amplitude de l'ordre de 15 °C sur la tour (avec un gradient moyen de $0.8\,^{\circ}\mathrm{Cm^{-1}}$ entre 3 et 8 m) mais se poursuivent au delà. Pour comparer, *Phillpot and Zillman* (1970) donnent une estimation de $\sim 20\,^{\circ}\mathrm{C}$ (leur calcul prend en compte une plus grande hauteur...). Des cas de température uniforme le long de la tour sont remarqués chaque année en hiver et sont attribués à des cas d'événements chauds. Les événements chauds sont des épisodes d'une durée de quelques jours pendant lesquels la température augmente d'une dizaine à une vingtaine de degrés. Ils sont attribués à l'intrusion d'air chaud et humide provenant du Nord (*Genthon et al.*, 2013) mais sont encore mal compris. C'est en été que les inversions sont les moins marquées. Elles peuvent atteindre 10 °C en cas de ciel clair, la « nuit » lorsque le soleil est au plus bas, mais sont détruites en "journée" consécutivement au réchauffement de la surface par le rayonnement solaire. Le cycle diurne estival au Dôme C est étudié plus en détail dans le chapitre dédié 4.

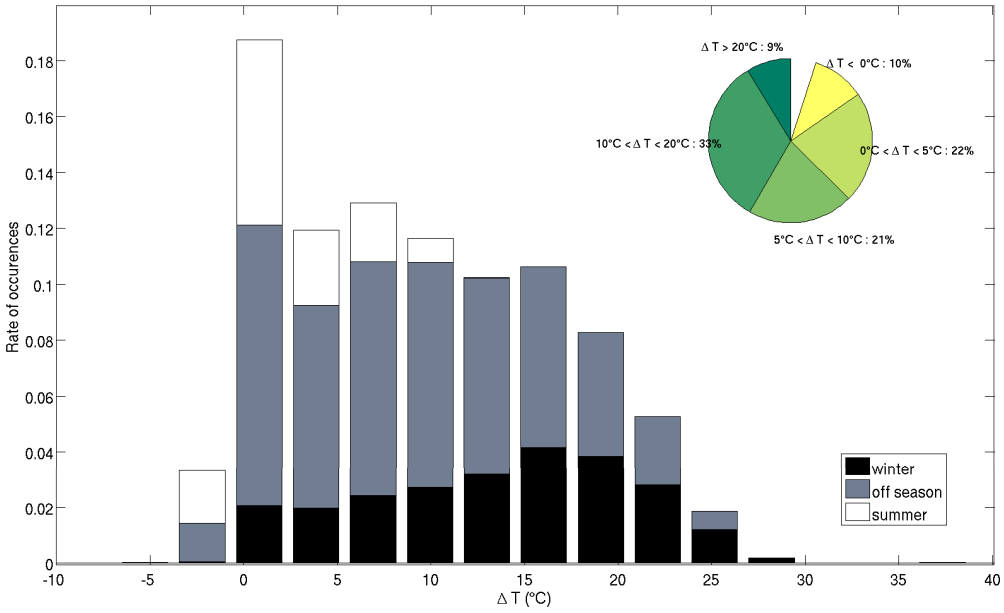


FIGURE 1.7 – Les inversions de température au Dôme C, observées pour les années 2009, 2010 et 2011 : Différence entre les températures au premier (3 m) et dernier (42 m) niveau de la tour.
a. Histogramme des inversions de température au Dôme C. Comparaison entre les saisons d'hiver (juin, juillet, août), été (décembre, janvier) et autres mois.
b. Statistiques des inversions sur les 3 dernières années sans distinction de saison.

1.3 Le vent catabatique en Antarctique

1.3.0.4 Formation

Du fait du refroidissement radiatif, de fortes inversions se développent sur tout le continent et perdurent la plus grande partie de l'année. Sur un terrain pentu, une parcelle d'air donnée se trouve être plus froide donc plus dense que sa voisine en aval située à la même altitude mais plus éloignée de la surface. La gravité entre en jeu pour supprimer cette hétérogénéité. Un écoulement catabatique s'initie le long de la pente.

Les vents catabatiques sont des vents de surfaces caractérisés par :
- une épaisseur relativement fine (pas plus de 300-500 m), dans laquelle la vitesse atteint un maximum,
- une extrême constance dans la direction du vent qui est aligné avec la pente principale plus ou moins dévié par la force de Coriolis et les effets de canalisation par la topographie,
- une faible humidité relative.

On mesure du vent la variabilité temporelle de la direction du vent par sa constance directionnelle. Elle est définie par le rapport de la moyenne vectorielle du vent et la moyenne de la vitesse du vent, de sorte qu'elle vaut 1 lorsque le vent souffle constamment dans une même direction :

$$C_D = \sqrt{\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2} / \langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle \tag{1.3}$$

1.3.1 Le modèle de Ball

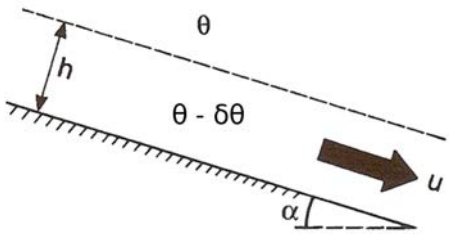


FIGURE 1.8 – Schéma de principe du modèle de Ball, adapté de (*King and Turner*, 1997).

En 1956, Ball s'est inspiré d'un modèle hydraulique d'écoulement stationnaire à surface libre ("in open channels") pour modéliser les forts vents gravitaires s'écoulant le long des pentes des calottes Groenlandaise et Antarctique.
(*Ball*, 1956) considère une pente d'inclinaison α surmontée de deux couches (Figure 1.8) :

- une fine couche d'épaisseur $h(x)$ d'air froid et de vitesse $u(x)$: la couche catabatique
- une couche d'air plus chaude à la température $\theta(x)$, au repos.

Les deux couches, séparées par une « soudaine » inversion $\delta\theta$, sont totalement découplées (pas de mélange entre les deux couches).
Un écoulement stationnaire le long de la pente résulterait d'un équilibre entre l'advection, la force dite catabatique (la force de flottabilité due au refroidissement radiatif de la pente [5]), le freinage consécutif à l'épaississement de la couche catabatique, l'effet du gradient de pression synoptique et le frottement à la surface. En négligeant l'advection verticale, pour une pente faible d'angle $\alpha \sim \sin\alpha$, les équations d'évolution de la hauteur d'inversion h et de la vitesse d'écoulement u deviennent, pour un écoulement stationnaire dans le repère de la pente (*Ball*, 1956) :

$$\frac{\mathrm{d}hu}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{1.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}hu^2}{\mathrm{d}x} = hg\frac{\delta\theta}{\theta}\alpha - hg\frac{\delta\theta}{\theta}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x} - h\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} - ku^2 \tag{1.5}$$

$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}$ représente le gradient de pression synoptique, au dessus de l'inversion. On appelle $Q = uh$ le débit d'air froid provenant de l'amont, qui est constant (équation 1.4).
Pour traiter le cas de l'Antarctique et de ses pentes immenses, la rotation de la Terre et la force de Coriolis qui en résulte ne peuvent pas être négligées, on a alors un écoulement 2D, avec les deux composantes de vitesse u et v. L'équation (1.5) devient :

$$hV\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} = hg\frac{\delta\theta}{\theta}\alpha - hg\frac{\delta\theta}{\theta}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x} + hf_c(v - v_g) - kVu \tag{1.6}$$

$$hV\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}x} = -hf_c(u - u_g) - kVv \tag{1.7}$$

Ici V désigne le module du vent ; le terme de forçage de grande échelle a été remplacé par les composantes u_g et v_g du vent géostrophique, en suivant la définition de vent géostrophique (cf. chapitre 2, paragraphe 2.1.3).
Pour un écoulement uniforme $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} = 0$, les équations présentent une solution analytique simple. Lorsque, en plus, on néglige le vent géostrophique, la vitesse du vent V et l'angle β l'angle duquel il est dévié de la pente principale par la force de Coriolis s'écrivent (*Ball*, 1956) :

$$V^3 = Qg\frac{\delta\theta}{\theta}\alpha \tag{1.8}$$

$$\sin(\beta) = \frac{f_c V}{g\alpha\delta\theta/\theta} \tag{1.9}$$

La vitesse est une fonction croissante de la force catabatique $F_K = g\alpha\frac{\delta\theta}{\theta}$.

5. Cette force catabatique est aussi appelée *slope-inversion force* ou *thermal wind*, selon les auteurs.

1.3.1.1 Application du modèle de Ball : Carte du champ de vent Parish & Bromwich

En 1987, Parish et Bromwich ont tracé une carte du champ de vent en surface du continent Antarctique, à partir des seules valeurs d'inclinaison des pentes α et de l'amplitude des inversions $\delta\theta$. Pour cela ils ont utilisé la solution stationnaire du modèle de Ball en négligeant la force du vent géostrophique par rapport à celle du vent catabatique en surface : $u_g = 0$, ou autrement dit, le gradient de pression synoptique par rapport à la force catabatique et au frottement à la surface. $\alpha, \delta\theta$ et h ont été estimés à partir de la carte topographique à 50 km de *Drewry* (1983) et les radiosondages présentés par *Phillpot and Zillman* (1970).

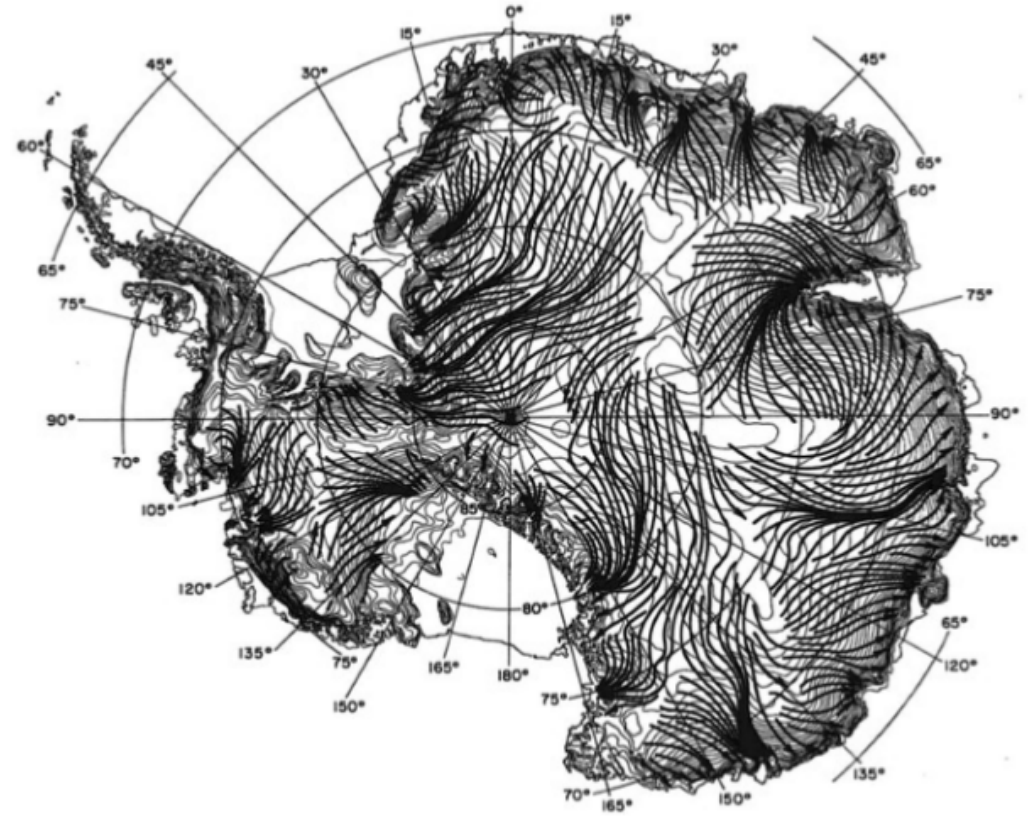
La carte (Figure 1.9) fait apparaître un vortex anticyclonique centré sur les terres les plus élevées du continent : l'air froid et stable des hauts plateaux s'échappe en direction des côtes, en déviant petit à petit vers l'Est. Une forte corrélation apparait entre force du vent et topographie. Tandis que les vents les plus faibles sont calculés sur les pentes douces de l'intérieur (typiquement $\alpha \leq 0.1\,\%$), les vents les plus forts se retrouvent sur les pentes raides des côtes ($\alpha \geq 1\,\%$). Les résultats ont d'abord été comparés avec succès aux vitesses et directions moyennes du vent mesurées par les stations météorologiques en place, puis aux observations disponibles de sastrugi (Figure 1.10) qui s'orientent selon la direction moyenne du vent.

Dix ans plus tard, *Parish and Bromwich* (2007) ont utilisé le modèle atmosphérique évolué AMPS [6] à 30 km de résolution pour estimer le champ de vent moyen en surface du continent, pour l'hiver 2003. Ils ont retracé la même carte, en prenant en compte cette fois le gradient de pression de grande échelle. Les deux cartes 1.9a et 1.9b sont très similaires en particulier sur les pentes intérieures du continent où le vent est simulé avec une précision raisonnable. Cette comparaison souligne que les processus physiques prépondérants sont ceux qu'avait considérés Ball 50 ans plus tôt : l'effet de pente et le frottement à la surface. Les variations du gradient de pression synoptique ont un impact du second ordre sur la vitesse et la direction du vent.
L'adéquation entre les deux cartes montre de plus que, d'un hiver à l'autre, la direction du vent change peu. *Parish* (1982) explique qu'en fait la circulation a un instant donné ne s'écarte jamais significativement de cette moyenne hivernale. A grande échelle, la circulation hivernale s'avère peu sensible à des changements modérés de l'inversion de température. En revanche, des modifications mineures de la topographie altèrent significativement l'organisation des lignes de courants.

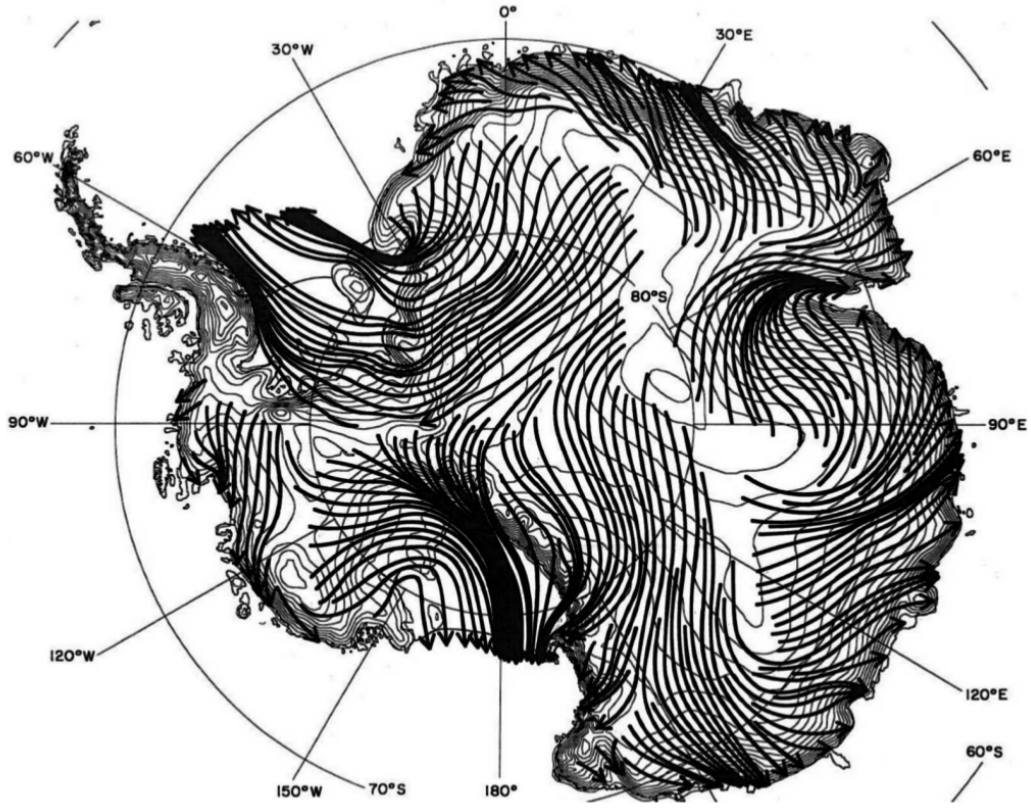
Pour l'été, on s'attend à ce que la carte 1.9 donne encore une bonne idée des lignes de courant, puisque celles-ci sont majoritairement contrôlées par la topographie. Ces propos sont soutenus par les enregistrements météorologiques qui montrent que pour de nombreuses stations, les constances directionnelles sont supérieures à 0.8 voire 0.9 (*King and Turner*, 1997). En revanche, on s'attend à des vitesses plus faibles, en raison de l'inversion moins forte.

Si le modèle de Ball donne des résultats satisfaisants à l'intérieur du continent, il surestime la vitesse du vent sur les côtes. *King and Turner* (1997) attribuent cette surestimation au fait d'avoir négligé les termes d'inertie. *Parish* (1982) distingue le vent d'inversion du vent catabatique. Le premier, caractérisé par une constance directionnelle très forte, caractéristique de l'intérieur du continent, est un vent stationnaire. Le second familier des pentes raides de la côte

6. *Antarctic Mesoscale Prediction System*, modèle numérique mésoéchelle pour la prévision dans les régions Antarctique et Sub-Antarctique (*Powers et al.*, 2003). Le modèle est basé sur le modèle méso-échelle Polar-MM5 (depuis Polar-WRF) et un système d'assimilation utilisant un réseau d'observation plus complet dans la région que celui utilisé pour les réanalyses NCEP et ERA.



a)



b)

FIGURE 1.9 – Ligne de courant du vent moyen en hiver.
a). Ligne de courant calculée avec le modèle de Ball. Figure adaptée de (*Parish and Bromwich*, 1987)
b). Ligne de courant calculée par le modèle AMPS. Dans ce cas et contrairement au précédent, le calcul a aussi était mené pour les plateformes flottantes (”ice-shelf”) de Ross et de Ronne. Figure adaptée de (*Parish and Bromwich*, 2007).

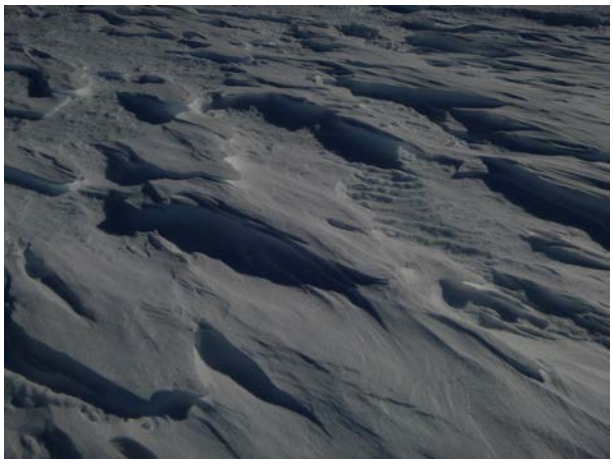


FIGURE 1.10 – Sastrugi à D17 : motifs tranchants de la surface neigeuse résultant de l'érosion par le vent.

est instationnaire. [7] Des périodes de calme succèdent aux fortes rafales, suivant la disponibilité de masse d'air de flottabilité négative. L'hypothèse de stationnarité dans le modèle de Ball n'est plus acceptable. Quant aux régions côtières moins raides, le vent dans la couche limite y est en premier lieu déterminé par le forçage synoptique qui ne peut donc plus être négligé (*King and Turner*, 1997).

1.3.2 Singularités de la Terre Adélie : The Home of the Blizzard

La carte 1.9 met en évidence plusieurs régions côtières singulières, pour lesquelles les lignes de courant convergent et le vent forcit. Ces régions de confluence comptent parmi elles la baie de Terre Neuve (Terra Nova Bay), où des membres de l'expédition de Scott ont attendu vainement leur bateau, et une partie de la Terre Adélie. La carte 1.11 présente la topographie de la Terre Adélie. On peut y repérer la crête qui descend du Dôme C à Dumont d'Urville. Cette crête canalise les lignes de courants à l'Est . En conséquence, les vents catabatiques sont extrêmes au voisinage de Cap Denison et Port Martin situés en aval de cette zone de confluence. Ces vents sont plus forts qu'ailleurs à cause de l'effet Venturi et plus persistant car ils drainent l'air froid, de flottabilité négative, d'une plus vaste région.

Mawson a passé malgré lui deux hivers à Cap Denison, en 1912 et 1913. Les récits de Mawson et de ses compagnons d'expédition relatent des tempêtes extrêmement violentes, plusieurs jours durant, avec des vitesses records dépassant les $43\,\mathrm{ms}^{-1}$. Pour rendre compte de l'intensité du vent dans ce « Home of the blizzard » (titre donné par Mawson à son récit d'expédition), ils ont fabriqué leur propres instruments dont le "puffmeter" , destiné à enregistrer les soudaines rafales de vent. L'anémomètre leur demandait tellement de temps d'entretien, soin et réparation, qu'il fut baptisé « Annie, la femme de l'expédition ».

Depuis l'aventure de Mawson en 1912-1913, les vents catabatiques extrêmes de Terre Adélie surprennent encore. En 1952, lors d'une campagne de mesure menée à Port Martin (*Prudhomme and Valtat*, 1957), une vitesse annuelle moyenne de l'ordre de $19.5\,\mathrm{ms}^{-1}$, similaire à celle de Cap Denison, a été enregistrée. En 1985-1986, durant la campagne Interaction Atmosphère-Glace-Océan (*Pettré and André*, 1991), des profils de vents ont été mesurés le long de la pente qui descend de Dôme C à Dumont d'Urville, représentée sur la carte 1.11. Cette pente est

7. Dans la suite de ce travail nous appellerons vent catabatique, le vent d'origine catabatique que l'on mesure sur la côte, et nous appellerons écoulement catabatique, l'écoulement gravitaire généré localement.

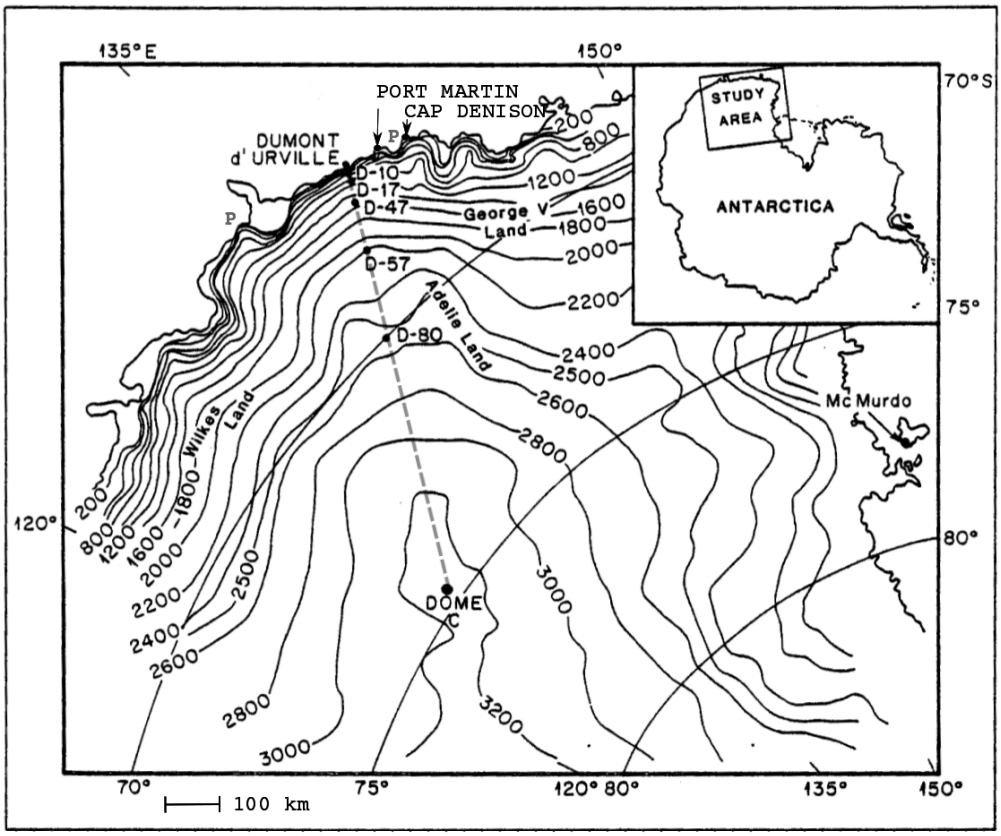


FIGURE 1.11 – Topographie de la Terre Adélie et localisation des stations D10, D17, D47. La flèche grise en pointillé matérialise la pente sur la crête qui va du Dôme C à Dumont d'Urville. Les marques P repèrent des polynies récurrentes.

orientée Sud Ouest - Nord Est avec un azimut de 210 ° (*Wendler et al.*, 1993) ; elle s'incline au fur et à mesure de 1 ‰ jusqu'à 10 % dans le dernier kilomètre. De D47 à D10, les vents ont une constance directionnelle remarquable supérieure à 0.9. A D17, par exemple, le vent a une direction privilégiée de 160 °. La déviation par rapport à la pente est de l'ordre de 50 ° vers l'Ouest. Le vent, moins fort qu'à Cap Denison et Port Martin, a néanmoins une vitesse moyenne annuelle de $\sim 12\,\mathrm{ms}^{-1}$ et connaît régulièrement des rafales de l'ordre de $30\,\mathrm{ms}^{-1}$.
Wendler et al. (1993) montre que la vitesse du vent est clairement corrélée avec la différence de température entre la côte et le plateau (Figure 1.12), ce qui appuie l'hypothèse d'un vent contrôlé par la gravité ou la force catabatique. Le vent s'accélère en descendant la pente, cependant le maximum du vent n'est pas observé à la côte mais plusieurs dizaines de kilomètres en amont (Figure 1.12). Deux raisons peuvent expliquer cette anomalie. Tout d'abord, l'épaississement de la couche catabatique au fur et à mesure de l'écoulement, par entraînement d'air chaud à son sommet, qui tend à décélérer l'écoulement ; mais aussi par l'occurrence de brise de mer en été, due au contraste de température entre la glace de la calotte et la mer libre lorsque la banquise a débâclé. Cette brise anabatique, empêche le catabatique d'atteindre Dumont d'Urville (*Pettré et al.*, 1993).

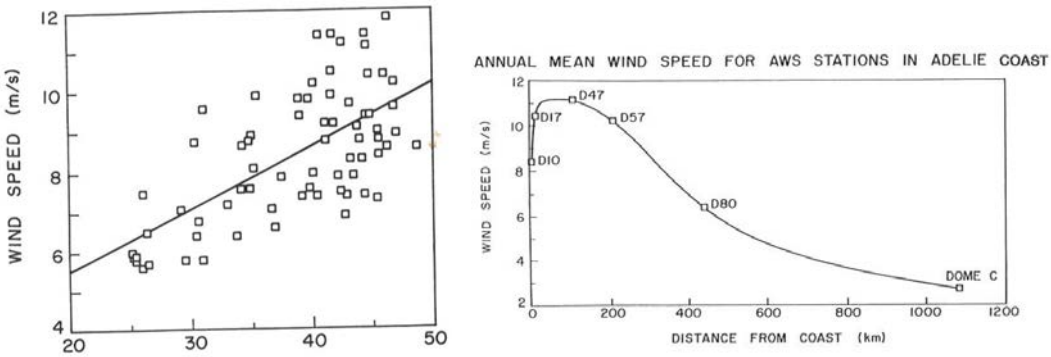


FIGURE 1.12 – a. Vitesse du vent à D10 en fonction de la différence de température entre D10 et Dôme C (°C).
b. Vitesse du vent en fonction de la distance à la côte. Figures tirées de (*Wendler et al.*, 1993).

1.3.3 Transport de neige par le vent

For nine months of the year an almost continuous blizzard rages, and for weeks on end one can only crawl about outside the shelter of the hut unable to see at an arm's length owing to the blinding snow drift.
Madigan, 1929, dans le rapport de son expédition avec Mawson

FIGURE 1.13 – Blizzard sur la base de Dumont d'Urville en Terre Adélie - 2011 - *Cliché Bruno Jourdain.*

Les phénomènes de chasse-neige accompagnant les épisodes de fort vent ont marqué les esprits, des explorateurs d'hier aux hivernants d'aujourd'hui (Photo 1.13). Cette neige érodée et transportée par le vent a sans doute inspiré Ball décrivant les vents catabatiques comme des avalanches de poudreuse, pour lesquelles le rapport neige/air est inversé.
A D17 on observe de la neige transportée, déposée, remobilisée, plus de 80 % du temps (*Trouvilliez et al.*, 2014). En évacuant la neige et les précipitations vers l'océan, le vent catabatique

affecte le bilan de masse de la calotte. Par ailleurs, certaines pentes raides de la côte sont constamment érodées de sorte que la glace bleue affleure. L'albédo de ces surfaces est amoindri ($\alpha \sim 0.69$ d'après *King and Turner* (1997)), des épisodes de fonte sont observés. Si le vent transporte la neige, la neige en suspension a, à son tour, un effet sur la force du vent.

1.3.3.1 Rétroactions Transport neige / Écoulement

Trois rétroactions principales ont été identifiées et discutées par *Gosink* (1989). Une est freinante et deux sont accélératrices.

- L'arrachage des grains de neige rend la surface plus rugueuse. Le frottement est renforcé, le vent tend à ralentir.
- Les grains de neige en suspension sont plus denses que la parcelle d'air dont ils occupent le volume. Comme la quantité de neige décroît avec z, il en résulte un gradient de densité qui vient renforcer la stratification et le forçage de la flottabilité.
- Une parcelle d'air entraînée dans la couche catabatique se réchauffe par compression adiabatique. L'humidité relative de la parcelle diminue, ce qui favorise la sublimation des cristaux de neige en suspension. L'absorption de chaleur latente associée à la sublimation entraîne un refroidissement qui à son tour renforce la stratification.

L'importance relative de ces rétroactions a été en partie quantifiée et discutée par *Kodama et al.* (1985) :

- A partir de $12\,\mathrm{ms}^{-1}$, vitesse pour laquelle, à D47, la densité de neige en suspension généralement excède $1\,\mathrm{gm}^{-3}$ et atteint fréquemment $10\,\mathrm{gm}^{-3}$; la force catabatique n'explique plus à elle seule la vitesse du vent. (Pour reprendre la relation de Ball (équation 1.9), V^3 continue de croître même si F_K stagne.)
- La variation de la rugosité n'aurait qu'une influence du second ordre sur la vitesse du vent, par rapport à celle de la densité.
- La suspension des cristaux de glace et la sublimation contribuent pour une part comparable à l'accélération du vent, mais ces deux phénomènes ne suffisent pas à expliquer les très fortes vitesses.

On peut essayer d'évaluer l'accélération du vent ΔV due à la neige soufflée, en jouant sur le terme $\delta\theta$ de la relation de Ball (équation 1.9). L'accroissement de densité $\Delta(\delta\rho)$ de la couche catabatique par la neige en suspension peut être converti en refroidissement $\Delta(\delta\theta)$ avec l'équation 2.7. Par exemple, à -10 °C, $\Delta(\delta\rho) \sim 10\,\mathrm{g\,m}^{-3}$ équivaut à $\Delta(\delta\theta) = 2\,°\mathrm{C}$. L'accélération ΔV consécutive à l'accroissement de densité $\Delta(\delta\rho)$ peut être évaluée par :

$$\frac{(V+\Delta V)^3}{V^3} = \frac{(\delta\theta + \Delta(\delta\theta))}{\delta\theta} \Rightarrow \frac{\Delta V}{V} \sim \frac{1}{3}\frac{\Delta(\delta\theta)}{\delta\theta} \Rightarrow \frac{\Delta V}{V}_{|\text{suspension}} \sim \frac{1}{3}\frac{(\theta/\rho)\Delta(\delta\rho)}{\delta\theta} \tag{1.10}$$

Par ailleurs la sublimation d'un pourcentage r de la masse de neige en suspension $\Delta(\delta\rho)$ entraîne un refroidissement : $L_S/(\rho c_p) r \Delta(\delta\rho)$.

$$\frac{\Delta V}{V}_{|\text{sublimation}} \sim \frac{1}{3}\frac{rL_S}{\rho c_p}\frac{\Delta(\delta\rho)}{\delta\theta} \tag{1.11}$$

$$\frac{\Delta V_{|\text{sublimation}}}{\Delta V_{|\text{suspension}}} \sim \frac{rL_S}{c_p\theta} \tag{1.12}$$

Pour une température θ de -10 °C, on trouve un rapport de $10r$. En prenant $r = 10\,\%$, le rapport des accélérations due à la sublimation et due à la suspension est d'environ 1.07 : il s'ensuit que les deux rétroactions par la sublimation et par la suspension sont comparables. En prenant un écart de densité $\Delta(\delta\rho) = 5\,\mathrm{gm}^{-3}$, et une stratification de température de 2 °C, on trouve des accélérations $\Delta V_{|\text{sublimation}}$ et $\Delta V_{|\text{suspension}}$ de l'ordre de 20 %.

Bilan d'énergie de la calotte. L'écoulement d'air froid du centre de la calotte en direction de l'océan, illustré sur la carte 1.9b, est équivalent à un flux de chaleur sensible dirigé vers le pôle : $H = \rho C_p u h \delta\theta D$ avec D le périmètre de l'Antarctique. Avec des valeurs typiques : $\delta\theta = 5\,°C$, $u = 10\,\mathrm{ms}^{-1}$, $h = 300\,m$, $D = 15000\,\mathrm{km}$, on trouve $H = 2.8 \cdot 10^{11}\,\mathrm{W}$.
Quant à la neige transportée, elle induit un flux positif de chaleur latente vers le pôle. *Ball* (1957) conclut qu'en dépit de leur faible épaisseur, les vents catabatiques induisent une perte significative dans le bilan d'énergie de l'Antarctique, qui compterait pour plus d'un seizième du refroidissement radiatif.

1.3.4 Les polynies

Les forts vents d'origine catabatique dévalent les pentes jusqu'à l'océan gelé. Là ils participent à la formation de polynies. (Une forte corrélation a été rapportée entre le nombre/la surface de zones d'eau libre et les épisodes de vents catabatiques intenses.) Des polynies récurrentes sont observées en particulier au voisinage des zones de confluence comme celle de Cap Denison (Figure 1.11) ou dans la baie de Terre Neuve. Les polynies sont des zones d'eau libre ou recouverte d'une fine couche de glace au premier stade de formation, qui perdurent dans le pack de glace de mer, malgré les températures très basses de l'atmosphère. Elles s'étendent généralement sur 10 à 10^5 km^2 (*Morales Maqueda et al.*, 2004) et jouent un rôle climatique particulier.

Échanges amplifiés océan-atmosphère La glace de mer n'est plus là pour jouer son rôle d'isolant entre l'atmosphère très froid et l'océan. Les polynies sont des zones d'échanges privilégiées de quantité de mouvement, humidité et chaleur entre l'océan et l'atmosphère. La perte nette de chaleur par les flux turbulents atteint la centaine de Wm^{-2}, soit deux ordres de grandeur de plus qu'au dessus de la glace de mer (*Morales Maqueda et al.*, 2004). Il s'ensuit un réchauffement des colonnes d'air situées au dessus de la polynie et sous le vent, qui vont influencer les mouvements atmosphériques de méso-échelle et rétroagir sur le vent catabatique par le biais du terme de gradient de pression synoptique.

Usine à glace de mer et mélange vertical de l'océan Bien que libre de glace, les polynies en sont des zones de formation intense. En effet, les eaux libres en contact avec l'air très froid vont geler très rapidement. Mais la glace nouvellement formée est immédiatement advectée plus loin par le vent. La pompe est amorcée. *Kurtz and Bromwich* (1985) ont estimé qu'environ 10 %[8] de la glace de mer hivernale de la mer de Ross s'est formée dans la polynie de la baie de Terre Neuve dont la surface ne représente que $1300\,\mathrm{km}^2$ des $500000\,\mathrm{km}^2$ de la mer de Ross qui ne sont pas recouvert par la plate-forme de glace flottante (ice-shelf). La formation de glace s'accompagne d'un important rejet de sel. Les eaux froides et salées de la polynie se densifient et initient la convection sur la colonne océanique. Si le vent est fort et la température froide, le taux de formation de glace de mer devra être élevé, la densification des eaux associées pourra entraîner la formation d'eau de fond.

Oasis des manchots Petits îlots de paradis, au milieu de l'immense banquise blanche, elles permettent aux manchots affamés d'aller se ravitailler en krill. En particulier l'été, les polynies absorbent une grande quantité de rayonnement solaire et deviennent favorables à la production de plancton. Les polynies sont un maillon crucial des écosystèmes polaires.

8. La production de glace de mer a augmenté dans la dernière décennie (*Vaughan et al.*, 2013).

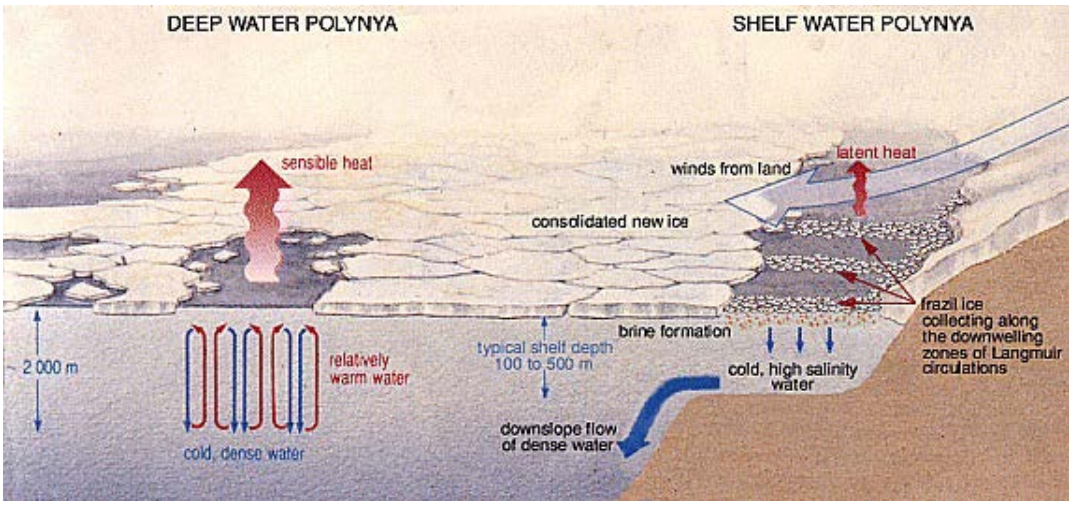


FIGURE 1.14 – Représentation schématique des processus physiques en jeu dans les polynies. Figure tirée de (*Morales Maqueda et al.*, 2004).

1.3.5 Circulation atmosphérique régionale

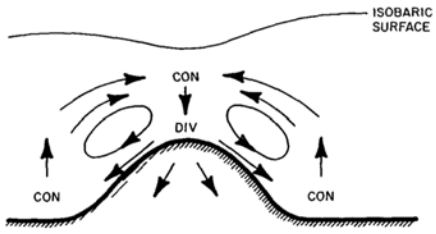


FIGURE 1.15 – Schéma conceptuel de la circulation de masse au dessus de la calotte Antarctique, extrait de (*King and Turner*, 1997).

Les forts vents du Sud dans les 1500 premier mètres de l'atmosphère équivalent à une perte nette de masse s'échappant de la calotte Antarctique en direction du Nord. *Parish and Bromwich* (2007) ont évalué ce flux à $\sim 5.10^3\,\mathrm{k\,g\,m^{-1}s^{-1}}$. La conservation de la masse d'atmosphère impose que ce flux divergeant de masse soit nourri par un mouvement de subsidence au centre du continent et compensé par un transport de masse convergent (Nord $\rightarrow$ Sud) un peu plus haut dans l'atmosphère, comme illustré sur la figure 1.15.

1.4 Présentation du mémoire

Les inversions de températures et les vents catabatiques qui en résultent impactent dans une large mesure le climat de l'Antarctique et celui des autres latitudes. Les vents catabatiques sont une clé de voûte de la circulation atmosphérique régionale. Ils modifient la circulation océanique en ouvrant des polynies. Ils affectent le bilan d'énergie de surface, entre autre par le biais des flux turbulents, et plus généralement le bilan de masse en évacuant les précipitations vers l'océan.

Ainsi, il semble que la compréhension et la prévision du climat de l'Antarctique ne devraient pas se passer ni d'une compréhension fine de deux caractéristiques : les inversions de

température et les vents catabatiques, ni d'une représentation adéquate de celles-ci dans les modèles. Plus généralement, les situations stables et catabatiques sont mal représentées dans les modèles (*Holtslag*, 2006), entre autre parce que :

- la résolution des modèles est trop lâche. Les processus de mélange turbulent, et autres, dans les couches limites stables et dans les écoulements catabatiques sont des processus de petite échelle. Ils sont limités à une fine épaisseur et sont très dépendants des hétérogénéités locales de la surface et du relief.
- les processus physiques associés sont encore mal compris (*Mahrt*, 1998). Les théories de la couche limite ici trouvent leur limites !

Or, au delà de l'Antarctique et de la problématique climatique associée, les situations stables et catabatiques posent des questions auxquelles on aimerait pouvoir répondre. Dans les vallées alpines, par exemple, les écoulements catabatiques conduisent à la formation de poches froides propices à la formation de brouillard et au piégeage des polluants (*Largeron et al.*, 2013). L'Antarctique nous offre des cas de laboratoire pour lesquels la stabilité et les vents catabatiques sont exacerbés, alors que d'autres questions peuvent être mises de coté. Par exemple, les pentes et les replats immenses et lisses, inlassablement recouverts de neige, du continent Antarctique, permettent de s'affranchir, plus qu'ailleurs, des questions relatives à l'hétérogénéité de la surface.

Avant de nous pencher sur les trois cas de laboratoire que sont le cycle diurne au Dôme C au chapitre 4, le développement d'un écoulement catabatique au chapitre 5 ainsi que l'impact du transport de neige par le vent sur l'humidité en Terre Adélie au chapitre 6, nous allons rappeler quelques notions théoriques relatives au processus de mélange turbulent dans la couche limite et en particulier dans la couche limite stable. Le chapitre 2 fait aussi l'objet d'une discussion sur les problématiques associées à la paramétrisation des couches limites stables dans les modèles. Le chapitre 3 est dédié à la présentation des outils d'observation et de simulation.

Chapitre 2

Processus turbulents dans la couche limite

Le chapitre précédent présentait à grands traits les caractéristiques de la couche limite Antarctique et, notamment, les très fortes inversions et le vent catabatique. Le chapitre présent détaille les équations décrivant les processus en jeu dans la couche limite atmosphérique en général. Nous nous attardons en particulier sur le mélange turbulent, avec la description des flux turbulents. Les équations générales sont ensuite simplifiées et discutées pour les cas d'une couche limite fortement stable et celui d'un écoulement catabatique.

2.1 Les équations de transport

2.1.1 Quelques propriétés de l'air

L'air troposphérique est un gaz visqueux dont les propriétés thermodynamiques sont bien décrites par le modèle du gaz parfait.

Équation d'état : la loi des gaz parfaits,

$$p = \rho R_a T \tag{2.1}$$

ρ est la masse volumique de l'air qui dépend à la fois de la température, de la pression et de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air.

En Antarctique, l'air est très sec, l'humidité spécifique q est d'environ $1\,\mathrm{g\,kg^{-1}}$ sur la Côte, $q \sim 0.04\,\mathrm{g\,kg^{-1}}$ sur le plateau. Pour la suite de ce chapitre, bien qu'on prenne en compte l'équation de transport de l'humidité et son influence sur la température, on suppose que les propriétés de l'air sont celles de l'air sec. (On ne néglige pas l'humidité mais son influence sur les propriétés du fluide). Par conséquent, dans l'équation (2.1), on considère la constante des gaz parfaits pour l'air sec $R_a = 287\mathrm{J\,K^{-1}kg^{-1}}$. Et, on se contente de l'approximation $\rho_{air} \sim \rho_{air\,sec}$.

Si l'air est un fluide compressible, du fait des faibles vitesses en jeu, l'écoulement dans la troposphère est quasi incompressible. Sa dynamique peut être décrite par les équations de Navier Stokes sous une forme quasi-incompressible.

2.1.2 Les équations de Navier Stokes

Les équations suivantes sont tirées et adaptées du cours de couche limite de *Wilson* (2013). Elles sont écrites avec les notations d'Einstein dans le repère cartésien local (M,x,y,z), associé au plan tangent f [1].

1. Plan tangent à la sphère terrestre, dans lequel on s'affranchit des variations du paramètre de Coriolis f_c avec la latitude (*Malardel*, 2005).

		P	T	q	ρ	ν	f_c	g
Localité	Latitude	Pression atmosphérique hPa	Température °C	Humidité spécifique $g\,kg^{-1}$	Masse volumique air $kg\,m^{-3}$	Viscosité m^2s^{-1}	Paramètre de Coriolis s^{-1}	Gravité ms^{-2}
plateau intérieur	75°S	650	-40 à -20	0.3	0.95	$1.7\,10^{-5}$	$1.5\,10^{-4}$	9.86
région côtière	66°5 S	980	-15 à 2	1.6	1.3	$1.2\,10^{-5}$	$1.3\,10^{-4}$	9.87
Col de Porte	45°N	870	-10 à 10	1 à 5	1.1	$1.5\,10^{-5}$	$1\,10^{-4}$	9.86

TABLE 2.1 – Quelques ordres de grandeur des variables météorologiques et de paramètre liés à la latitude : en **été** au Dôme C et autour de Cap Prud'homme, en hiver au Col de Porte, un site de moyenne montagne à proximité de Grenoble.

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{2.2}$$

Conservation de la quantité de mouvement Pour chacune des trois composantes du vent u_i, i allant de 1 à 3, qu'on notera aussi dans la suite (u, v et w), on a :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g + f_c \epsilon_{ij3} u_j - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \tag{2.3}$$

On reconnaît de gauche à droite, les termes d'inertie, d'advection, de pesanteur, de Coriolis, de gradient de pression et de diffusion moléculaire.
f_c est le paramètre de Coriolis, c'est une fonction sinusoïdale de la latitude (cf. Tableau 2.1). ν est la viscosité cinématique de l'air. C'est une fonction croissante de la température (Loi de Sutherland).

Conservation de la chaleur Le premier principe de la thermodynamique, induit l'équation d'évolution suivante pour la température potentielle (définie chapitre 1) :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \nu_h \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} + \frac{S_h}{\rho} \tag{2.4}$$

On reconnaît de gauche à droite, les termes de stockage, d'advection, de diffusion moléculaire et les sources et puits.
S_h représente le taux d'apport de chaleur ($K\,s^{-1}$), il peut prendre en compte le flux de chaleur radiatif $\frac{1}{c_p}\frac{\partial R_j}{\partial x_j}$et la chaleur latente associée aux changements de phase de l'eau contenue dans l'air $\frac{L_S}{c_p}E$.

Conservation des phases de l'eau Aux équations précédentes, s'ajoute une équation de conservation pour chaque phase de l'eau, entre autres la phase vapeur. On quantifie le contenu de l'air en vapeur d'eau avec q, l'humidité spécifique. Cette grandeur représente plus précisément la masse d'eau sous forme vapeur par unité de masse d'air humide.

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u_j \frac{\partial q}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} + \frac{Sq}{\rho} \tag{2.5}$$

On reconnaît encore de gauche à droite, les termes de stockage, d'advection, de diffusion moléculaire et les sources et puits.
S_q , en $kg\,m^{-3}\,s^{-1}$, représente le taux massique de vapeur d'eau, créée par sublimation ou évaporation.

2.1.3 Quelques approximations dans la couche limite

Dans la couche limite, plusieurs approximations peuvent être faites pour simplifier les équations.

a. Linéarisation au voisinage de l'état de référence. Les fluctuations de θ, ρ, p et q sont souvent beaucoup plus petites que les valeurs moyennes et que les variations permises par les équations. Partant de ce constat, on peut linéariser les variations de ces quantités au voisinage d'un état de référence bien choisi (supposé au repos, hydrostatique [2] et adiabatique). Dans la suite, l'état de référence est noté avec l'indice $._r$. L'écart par rapport à l'état de référence ξ_r est écrit $\delta\xi_r$. $\frac{\delta\theta}{\theta_r}, \frac{\delta p}{p_r}, \frac{\delta\rho}{\rho_r}, \frac{\delta q}{q_r} \ll 1$.

b1. L'approximation anélastique néglige les évolutions temporelles locales de la masse volumique ainsi que ses variations dues à des mouvements horizontaux. En d'autres termes on ne prend pas en compte l'évolution de la masse volumique liée à l'élasticité du fluide. $\frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$, $u\frac{\partial\rho}{\partial x} = 0$, et $v\frac{\partial\rho}{\partial y} = 0$ En revanche, on prend toujours en compte l'effet de compression du fluide lorsque celui-ci subit des déplacements verticaux. Dans ce cadre, l'équation de conservation de la masse (2.2) devient :

$$w\frac{\partial\rho_r}{\partial z} + \rho_r\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad \left(\Leftrightarrow \quad \frac{\partial\rho_r u_j}{\partial x_j} = 0\right) \tag{2.6}$$

Cette hypothèse est acceptable dans la basse atmosphère lorsque les vitesses sont bien inférieures à celle du son et que l'on ne s'intéresse pas aux ondes acoustiques. Elle est utilisée dans le modèle atmosphérique Méso-NH (cf. section 3).

Conséquence : relation entre variations de masse volumique et de température pour l'air sec. L'hypothèse b. revient à considérer que les fluctuations de la masse volumique dues aux fluctuations de la pression sont négligeables par rapport à celles dues aux variations de la température. Par différenciation logarithmique de l'équation des gaz parfaits : $\frac{\delta p}{p_r} = \frac{\delta T}{T_r} + \frac{\delta\rho}{\rho_r}$. On en déduit :

$$\frac{\delta\rho}{\rho_r} = -\frac{\delta T}{T_r} \text{ ce qui revient au premier ordre à } \frac{\delta\rho}{\rho_r} = -\frac{\delta\theta}{\theta_r} \tag{2.7}$$

Cette relation est très importante. Elle permet de relier les variations de masse volumique, donc de flottabilité, que l'on ne sait pas mesurer de façon directe, aux variations de température.

b2. La première approximation de Boussinesq considère, en plus de l'approximation anélastique, que les échelles des mouvements verticaux sont petites devant l'épaisseur de la couche limite. L'approximation de Boussinesq revient à négliger les variations de la masse volumique dans l'équation de conservation de la masse $\frac{\partial\rho}{\partial z} = 0$. Elle devient une équation de continuité :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2.8}$$

Cette approximation, qui n'est pas celle utilisée dans Méso-NH, le sera tout au long de ce chapitre. Elle nous sera entre autre utile pour modéliser un écoulement catabatique (cf. section 2.4.4).

2. On appelle équilibre hydrostatique, l'état d'un fluide dont la résultante verticale des forces de pression et le poids s'équilibrent exactement. L'approximation hydrostatique consiste à négliger le terme d'accélération verticale devant la force de pression et le poids dans l'équation 2.3 pour w.

c. La deuxième approximation de Boussinesq et ses conséquences pour le terme de flottabilité. Suivant la seconde hypothèse de Boussinesq, on néglige les variations de masse volumique partout, sauf dans le terme de gravité. ρ est remplacé par ρ_r qui devient $\frac{(\rho_r+\delta\rho)}{\rho_r}g$. En fait la première partie $\frac{\rho_r}{\rho_r}g$ équilibre le gradient de pression $\frac{1}{\rho_r}\frac{\partial p_r}{\partial z}$ puisque l'état de référence est choisi hydrostatique. Il ne reste plus que le terme $\frac{\delta\rho}{\rho_r}g$, dit de flottabilité.
Pour la suite, en particulier pour modéliser les écoulements catabatiques, on s'appuie sur la relation (2.7), pour écrire le terme de flottabilité sous la forme $b = \frac{\delta\theta}{\theta_r}g$ ou $b = \beta\delta\theta$, avec $\beta = \frac{g}{\theta_r}$ le coefficient de flottabilité.

d. Le vent géostrophique. À grande échelle, les termes de diffusion moléculaire sont négligeables et l'accélération horizontale ($\frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$) pour $i = 1, 2$ est d'un ordre de grandeur plus petit que la force de Coriolis. L'équation 2.3 pour le vent horizontal se résume à :

$$0 \sim f_c\epsilon_{ij3}u_j - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}$$

Cette équation décrit un équilibre horizontal appelé l'équilibre géostrophique.
On désigne alors par vent géostrophique, noté avec l'indice $._g$, le vent qu'il faudrait pour avoir un équilibre géostrophique parfait :

$$\begin{aligned} f_c\, u_g &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \\ f_c\, v_g &= \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \\ w_g &= 0 \end{aligned} \tag{2.9}$$

2.1.4 Les équations statistiques de l'écoulement turbulent

La couche limite atmosphérique est intrinsèquement turbulente. Les graphiques tirés d'une simulation d'un écoulement catabatique et de mesure à haute fréquence, avec des anémomètres soniques, exhibent des champs de température et de vitesse très fluctuants (Figures 2.1). Les graphiques du champ de température laissent apparaître des fluctuations turbulentes, à petite échelle, qui se superposent aux fluctuations quasi-périodiques que sont les cycles diurnes et saisonniers. Une description instantanée n'est pas appropriée : nous ne connaissons pas

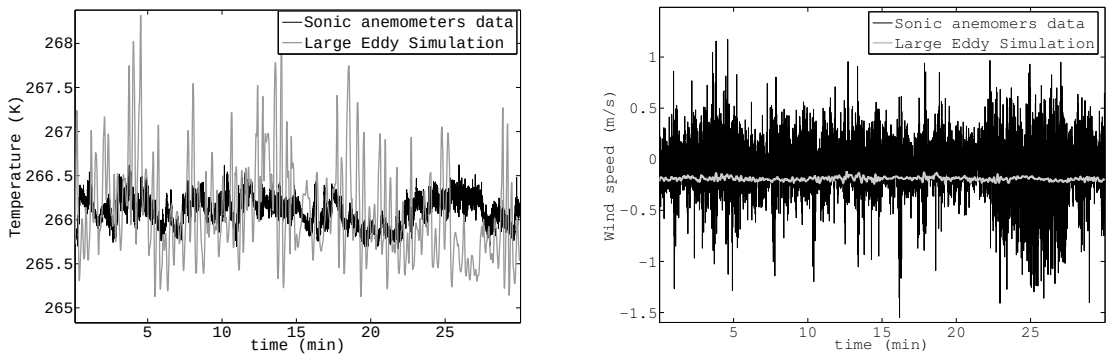


FIGURE 2.1 – Signal temporel de la température et de la vitesse du vent, mesurés avec un anémomètre sonique, et simulés par le modèle Méso-NH.

assez précisément les conditions initiales et aux limites du problème. Les équations étant non-linéaires, de faibles imprécisions sur les conditions initiales entraînent des solutions très divergentes. Pour caractériser les propriétés du champ turbulent, une description statistique est alors préférée.

Pour obtenir cette description statistique, on décompose chaque variable ξ en une composante moyenne et une composante fluctuante. $\xi = \overline{\xi} + \xi'$. L'opérateur barre $(\overline{.})$ est appelé opérateur de Reynolds. Il peut représenter une moyenne temporelle ou spatiale, ce qui revient au même si l'on accepte l'hypothèse de Taylor (*Taylor* (1938), (voir *Stull*, 1988)). En injectant cette décomposition dans les équations et en appliquant l'opérateur moyenne, on obtient les équations de transport des quantités moyennes $\bar{u}_j, \bar{\theta}, \ldots$. En soustrayant ces équations aux équations initiales, on obtient les équations de transport des quantités fluctuantes $u'_j, \theta', \ldots$. On va s'intéresser ici aux covariances de ces quantités : $\overline{\xi'_1 \xi'_2} = \overline{(\xi_1 - \overline{\xi_1})(\xi_2 - \overline{\xi_2})}$ et variances $\overline{\xi'^2_1}$. En particulier on adjoint à notre ensemble de variables ($\bar{p}, \bar{u}_j$,$\bar{\theta}$,$\bar{q}$), une ou deux autres variables : l'énergie cinétique turbulente par unité de masse (TKE en anglais) et parfois, l'énergie potentielle turbulente par unité de masse (TPE). La TKE est définie à partir des variances des trois composantes du vent :

$$e = \frac{1}{2}(\overline{u'_j u'_j}) = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \tag{2.10}$$

La TPE est définie à partir de la variance de température. Elle décrit la quantité d'énergie potentielle, par unité de masse, gagnée lors du déplacement vertical d'une parcelle d'air dans un environnement stablement stratifié (*Zilitinkevich et al.*, 2013) :

$$e_P = \frac{1}{2}\left(\frac{\beta}{N}\right)^2 \overline{\theta'^2} \tag{2.11}$$

N est la fréquence de Brunt-Väisälä, définie section 2.4), $\beta = \dfrac{g}{\theta_r}$, le coefficient de flottabilité.

La décomposition de Reynolds, et les hypothèses (a), (b1) ou (b2) et (c) mènent au système d'équations suivant :

Equation d'état

$$\bar{p} = \rho_r R_a \bar{T} \tag{2.12}$$

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_r \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \text{ ou bien } \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2.13}$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = f_c(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial \overline{u'_j u'}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x_j^2} \tag{2.14}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = -f_c(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial \overline{u'_j v'}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x_j^2} \tag{2.15}$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{w}}{\partial x_j} = \frac{\delta\theta}{\theta_r} g - \frac{\partial \overline{u'_j w'}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x_j^2} \tag{2.16}$$

u_g et v_g sont les composantes moyennes du vent géostrophique (cf. équation 2.9) et, $\delta\theta = \bar{\theta} - \theta_r$.

Conservation de la chaleur

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \frac{\bar{S}_h}{\rho_r} - \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} + \nu_h \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2} \tag{2.17}$$

Conservation des phases de l'eau

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = \frac{\bar{S}_q}{\rho_r} - \frac{\partial \overline{u'_j q'}}{\partial x_j} + \nu_q \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x_j^2} \tag{2.18}$$

Transport de l'énergie cinétique turbulente

$$\underbrace{\frac{\partial e}{\partial t}}_{\text{stockage}} \quad \underbrace{+\bar{u}_j \frac{\partial e}{\partial x_j}}_{\substack{\text{advection} \\ \text{par écoulement moyen}}} = \quad \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{\substack{\text{production} \\ \text{mécanique}}} \quad \underbrace{+\beta \overline{w'\theta'}}_{\substack{\text{prod/conso} \\ \text{par flotabilité}}} \quad \underbrace{-\frac{\partial \overline{u'_j e'}}{\partial x_j}}_{\substack{\text{transport} \\ \text{turbulent}}} \quad \underbrace{-\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_j}}_{\text{redistribution}} \quad \underbrace{+\nu \frac{\partial^2 e}{\partial x_j^2}}_{\substack{\text{diffusion} \\ \text{visqueuse}}} \quad \underbrace{-\epsilon}_{\text{dissipation}} \tag{2.19}$$

$\epsilon = +\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2}$, la dissipation visqueuse (*Stull*, 1988).

Transport de l'énergie potentielle turbulente

$$\underbrace{\frac{\partial e_P}{\partial t}}_{\text{stockage}} \quad \underbrace{+\bar{u}_j \frac{\partial e_P}{\partial x_j}}_{\substack{\text{advection} \\ \text{par écoulement moyen}}} = \quad \underbrace{-\beta \overline{w'\theta'}}_{\substack{\text{conso/prod} \\ \text{par flotabilité}}} \quad \underbrace{-\frac{\partial \overline{u'_j e'_P}}{\partial x_j}}_{\substack{\text{transport} \\ \text{turbulent}}} \quad \underbrace{+\nu_h \frac{\partial^2 e_P}{\partial x_j^2}}_{\substack{\text{diffusion} \\ \text{visqueuse}}} \quad \underbrace{-\epsilon_P}_{\text{dissipation}} \tag{2.20}$$

Avec, $\epsilon_P = +\nu_h \overline{\left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_j} \right)^2}$, la dissipation visqueuse (*Zilitinkevich et al.*, 2013).

2.1.4.1 Mélange lié au transport par les fluctuations de vitesse

On remarque que les fluctuations interviennent dans les équations du mouvement moyen $\bar{\xi}$ par le biais de termes $\frac{\partial \overline{u'_j \xi'}}{\partial x_j}$. L'intervention de ces termes dans les équations des grandeurs moyennes traduit un couplage non-linéaire entre les champs moyens et fluctuants et explique l'aspect ≪ chaotique≫ ou plutôt multi-échelle de la turbulence : la solution moyenne est perturbée par des tourbillons de petites échelles qu'elle entretient en retour.
$\overline{u'_j \xi'}$ est un flux turbulent, il représente le transport des fluctuations de ξ' par les fluctuations de vitesse. Le terme $-\frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j}$ qui intervient dans l'équation d'évolution de θ par exemple représente l'accumulation de chaleur correspondant à la divergence du flux turbulent. La turbulence peut être responsable d'un transport net non nul bien qu'il n'y ait pas de transport de masse $\overline{u'_j} = 0$. Le transport par les fluctuations de vitesse tend à mélanger les particules fluides, quels que soient leurs écarts de vitesse par rapport à la moyenne. Il en résulte une homogénéisation du fluide. L'homogénéisation est une des propriétés principales de la turbulence qui entretient le mélange.

2.1.4.2 Quelques hypothèses pour la suite

Pour l'étude de la turbulence dans certains écoulements particuliers comme les jets de basse couche dans la couche stable, nous aurons recours à quelques hypothèses supplémentaires :

d. Homogénéité horizontale. Dans certains cas, on supposera l'écoulement homogène horizontalement $\frac{\partial\bar{\xi}}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial\bar{\xi}}{\partial y} = 0$. De plus on négligera la vitesse verticale $\bar{w} = 0$ devant les vitesses horizontales, typiquement de 3 ordres de grandeurs plus grandes.

e. Terme de diffusion moléculaire. Le terme de diffusion moléculaire est souvent négligeable devant les autres termes et en particulier devant les termes d'advection ou de transport turbulent. On négligera donc souvent ce terme pour simplifier les équations.

2.1.4.3 Les moments d'ordre 2

Le système d'équations de Reynolds n'est pas fermé, de nouvelles inconnues ont été introduites : les covariances ou moments d'ordre 2 $\overline{u_i'u_j'}$, $\overline{u_j'\theta'}$ ... Pour fermer ce système, il faudrait leur équation d'évolution, que l'on peut développer. Mais, ces équations d'évolutions font intervenir à leur tour des moments d'ordres supérieurs. On estime ici ces inconnues avec un modèle de fermeture qui les relie au champ moyen.

2.1.5 Fermeture des équations

Pour fermer le système d'équation on cherche à supprimer des inconnues en les exprimant en fonction des variables du champ moyen. Par exemple, une fermeture d'ordre 1 cherchera à exprimer les moments d'ordre 2 en fonction des moments d'ordre 1, c'est à dire $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$, $\bar{\theta}$ ... Pour les couches limites neutres ou stables, l'approche la plus courante consiste à supposer les flux proportionnels et opposés aux gradients locaux (*Smagorinsky*, 1963; *Lilly*, 1967). En particulier pour les flux verticaux :

$$\begin{aligned} \overline{w'u'} &= -K_m \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} & \overline{w'v'} &= -K_m \frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \\ \overline{w'\theta'} &= -K_h \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} & \overline{w'q'} &= -K_q \frac{\partial\bar{q}}{\partial z} \\ \overline{w'e'} &= -K_e \frac{\partial e}{\partial z} & \overline{w'e_P'} &= -K_{e_P} \frac{\partial e_P}{\partial z} \end{aligned} \tag{2.21}$$

Les coefficients de proportionnalité K_ξ sont appelés *coefficients de viscosité turbulente* pour la quantité de mouvement, et *coefficients de diffusivité turbulente* pour la température et les autres scalaires (q, e, e_P ...). Ils dépendent de l'écoulement et en particulier de l'intensité de la turbulence. Dans de nombreux modèles de fermeture d'ordre 1, la dépendance des coefficients d'échanges K à l'écoulement est modélisée par une fonction du nombre de Richardson (cf. section 2.2.2). D'autres modèles, dont celui de Méso-NH, ont choisi une fermeture d'ordre 1.5. Les coefficients K y sont calculés proportionnels à $l\sqrt{e}$, où l est une longueur de mélange, caractérisant la taille des tourbillons, et e l'énergie cinétique turbulente (cf. chapitre 3).

2.2 Caractérisation de la turbulence

2.2.1 Retour sur l'énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente (TKE) est d'autant plus grande que les fluctuations de la vitesse le sont. En cela la TKE constitue une mesure de l'intensité de la turbulence. De gauche à droite dans l'équation (2.19), l'énergie turbulente est transportée par l'écoulement moyen, produite ou consommée par transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers ou depuis les tourbillons, redistribuée par les variations de pression, ou convertie en chaleur, par viscosité moléculaire (dissipation).

En particulier, l'énergie cinétique turbulente peut être produite ou consommée par deux mécanismes : l'un mécanique, par cisaillement du vent ; l'autre thermique par la flottabilité. Le flux de quantité de mouvement ($\overline{u_i' u_j'}$) et le cisaillement moyen $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ sont généralement de signes opposés, ce qui induit la production de turbulence [3]. La flottabilité, quant à elle, produit ou consomme de l'énergie turbulente selon que le flux de chaleur est négatif ou positif [4].
La flottabilité n'agit que sur la verticale alors que le terme de production par cisaillement joue principalement sur l'horizontale. Chacun des deux modes de production a tendance a générer de la turbulence anisotrope. La corrélation de pression tend à redistribuer l'énergie cinétique de la direction verticale vers les directions horizontales et vice-versa. C'est pourquoi ce terme est aussi appelé terme de retour à l'isotropie. Dans les couches stables la corrélation de pression peut aussi drainer de l'énergie en dehors de la couche limite sous forme d'ondes de gravité (*Stull*, 1988).

2.2.2 Le nombre de Richardson

Le rapport des deux termes de production/consommation forme un nombre adimensionné caractérisant l'origine de la turbulence : le nombre de Richardson (de flux). Il s'écrit, lorsque l'on néglige la subsidence et que l'on suppose l'homogénéité horizontale :

$$Ri_f = \frac{\beta \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \tag{2.22}$$

Lorsqu'on déplace une particule vers le bas (haut), dans un écoulement statiquement instable, elle devient plus froide (chaude) que ses voisines, $\theta' < 0$ ($\theta' > 0$) ; du coup, elle a tendance à continuer sa route vers le bas (haut) : $w' < 0$, ($w' > 0$). Le flux de chaleur ($\overline{w'\theta'}$) est positif (cf Figure 2.2), $Ri_f < 0$.

A l'inverse, pour un écoulement statiquement stable : $(\overline{w'\theta'}) < 0, \quad Ri_f > 0$.
Tant que la stabilité statique n'est pas assez forte pour compenser la production mécanique ($Ri_f < +1$), on s'attend à ce qu'un écoulement initialement dynamiquement instable, demeure turbulent, et, qu'un écoulement initialement laminaire le reste [5]. Au delà de +1, la stratification est trop stable pour que la turbulence se maintienne.
En pratique, on a rarement accès aux flux ($\overline{w'\theta'}$), on utilise à défaut le nombre Richardson de gradient (2.23) ou la formulation Bulk (2.24) qui en découle :

$$Ri_g = \frac{\beta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z})^2 + (\frac{\partial \bar{v}}{\partial z})^2} \tag{2.23}$$

$$Ri_b = \frac{\beta \Delta\bar{\theta}\, \Delta z}{((\Delta\bar{u})^2 + (\Delta\bar{v})^2)} \tag{2.24}$$

Ces trois nombres de Richardson ne sont pas tout à fait équivalents. On montre aisément que $Ri_g = PrRi_f$, où Pr est le nombre de Prandtl turbulent.

3. $-\overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = K_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right)^2 > 0$.

4. Autrement dit, selon que le flux de chaleur est négatif ou positif, la TKE est convertie en TPE ou inversement. Le terme de flottabilité intervient dans les deux équations (2.19) et (2.20) avec un signe opposé.

5. Effet d'hysteresis, (*Stull*, 1988).

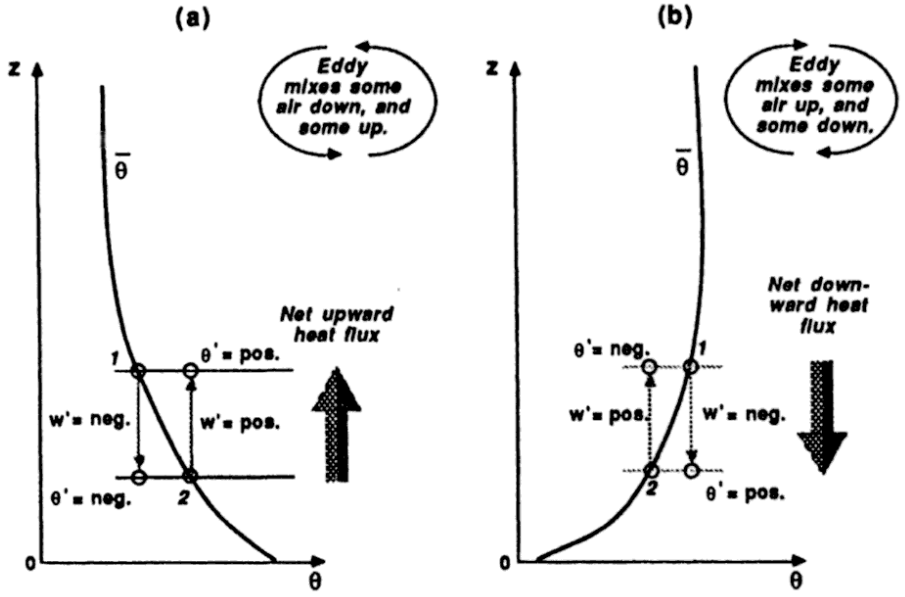


FIGURE 2.2 – Sens du flux de chaleur au sein d'une couche instable (a) et stable (b) - Tirée de (*Stull*, 1988).

2.2.3 Le nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl turbulent Pr est défini par le rapport des coefficient de viscosité et de diffusivité turbulentes :

$$Pr = \frac{K_m}{K_h} \tag{2.25}$$

Il décrit les différences entre les transferts turbulents de quantité de mouvement et ceux de chaleur sensible. $Pr > 1$ indique que la turbulence transporte plus efficacement la quantité de mouvement que la chaleur sensible. Pr est généralement pris constant égale à 1 (*Mahrt*, 1998). Néanmoins, il a été montré que Pr dépend de la stabilité et, en particulier, s'écarte de 1 en régime stable. Cependant, aucun consensus ne s'est encore dégagé (*Grachev et al.*, 2007). Certaines études expérimentales, dont celle de *Zilitinkevich and Calanca* (2000), penchent pour une croissance de Pr avec la stabilité. Un nombre de Prandlt $Pr > 1$ peut se comprendre, par exemple, par la présence d'ondes de gravité qui transportent de la quantité de mouvement avec les fluctuations de pression mais qui n'affectent pas la chaleur sensible (*Mahrt*, 1998). L'intercomparaison LES pour GABLS 3 et les données de la campagne SHEBA en Arctique (*Grachev et al.*, 2005), quand à elles, soutiennent $Pr < 1$.

2.3 Les flux d'énergie en surface

Si la source d'énergie principale est le soleil, la troposphère est plus ou moins transparente aux rayonnements solaires (plus précisément, elle en absorbe environ tout de même près de 30 %). L'atmosphère ne sent pas directement tout le forçage du soleil, la surface sert de relai. C'est elle qui absorbe la plus grande partie (les 70 % restant) de l'énergie solaire puis la retransmet en partie à l'atmosphère par conduction et convection. En fait, la surface joue un rôle capital. En plus de retransmettre l'énergie solaire et l'humidité du sol à l'atmosphère, c'est elle qui ralentit le vent. La couche limite n'existerait pas sans surface ! La dynamique de cette dernière est contrôlée en grande partie par les flux d'énergie de surface. Les échanges entre

la surface et l'atmosphère se font sur quelques millimètres par conduction (moléculaire) pour la chaleur, par diffusion moléculaire pour l'humidité et transfert visqueux pour la quantité de mouvement. Enfin, dans l'air, les transferts convectifs et turbulents prennent le relai. Plus efficaces que les mécanismes moléculaires (conduction et frottement visqueux) qui deviennent négligeables, ils transfèrent l'énergie sur une plus grande profondeur.
Il est commun d'appeler les flux verticaux : flux turbulents pour parler de la somme des deux flux verticaux : moléculaire et turbulent.

Comptés positifs lorsque dirigés vers la surface [6], ils s'écrivent :
- $\tau = \rho(-\overline{w'u'} + \nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z})$ pour le flux de quantité de mouvement,
- $H = \rho c_p(-\overline{w'\theta'} + \nu_h\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z})$ pour le flux de chaleur sensible (en Wm^{-2}),
- $LE = \rho L_\xi(-\overline{w'q'} + \nu_h\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z})$ pour le flux de chaleur latente (en Wm^{-2}).

c_p est la chaleur massique de l'air, à pression constante, par unité de masse. L_ξ est l'enthalpie de chaleur latente ; pour nos travaux, on considère systématiquement l'enthalpie pour la sublimation L_S.

2.3.1 La couche de surface

A proximité de la surface, les effets de celle-ci deviennent prépondérants devant la force de Coriolis et le gradient de pression. De plus, on peut négliger les variations de direction du vent. Pour un écoulement stationnaire et homogène horizontalement, dans un repère parallèle à l'écoulement moyen, de sorte que $\bar{v} = 0$, les équations (2.14), (2.17), (2.18) et (2.19) deviennent :

$$\nu\frac{\partial^2\bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial z} = 0 \tag{2.26}$$

$$\nu_h\frac{\partial^2\bar{\theta}}{\partial z^2} - \frac{\partial\overline{\theta'w'}}{\partial z} = 0 \tag{2.27}$$

$$\nu_q\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial z^2} - \frac{\partial\overline{q'w'}}{\partial z} = 0 \tag{2.28}$$

$$-\frac{\partial\overline{w'e'}}{\partial z} - \overline{u'w'}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z} + \beta\overline{w'\theta'} - \epsilon = 0 \tag{2.29}$$

Dans l'équation (2.26), la somme des contraintes visqueuses et turbulentes apparaît constante, de même que la somme des flux de chaleur moléculaire et turbulent (2.28). On définit alors la couche dite de surface par la couche dans laquelle les flux verticaux sont constants. On les note τ_0, H_0, LE_0.

La couche de surface a généralement une épaisseur variant de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres. Au bout de quelques centimètres, les flux turbulents deviennent prépondérants par rapport aux flux moléculaires. [7] Pour y caractériser la turbulence, on utilise les échelles dites de frottement turbulent, $u_\star$, $\theta_\star$, $q_\star$, définies par :

$$u_\star^2 = \frac{\tau_0}{\rho} \tag{2.30}$$

$$u_\star\theta_\star = H_0 \tag{2.31}$$

$$u_\star q_\star = LE_0 \tag{2.32}$$

6. Convention « météo ».

7. Retour sur l'hypothèse e : Au paragraphe (2.1.4.2), il a été dit qu'on négligerait souvent les termes de viscosité et de diffusion moléculaire dans les équations de Reynolds (2.14 à 2.18). Cette hypothèse était justifiée par les grands nombres de Reynolds, signes que les termes de viscosité sont négligeables devant les termes d'advection. L'efficacité des processus de mélange turbulent par rapport à ceux de diffusion moléculaire pour des échelles supérieures au centimètre appuie encore cette hypothèse. Au Dôme C par exemple, l'été, $K \sim 10^{-2} \ldots 10^{-3}\,\mathrm{m^2s^{-1}} \gg \nu \sim 10^{-5}\,\mathrm{m^2s^{-1}}$. Les termes de viscosité et diffusion moléculaires sont négligeables devant ceux de diffusivité turbulente.

La loi du vent logarithmique dans une couche limite statiquement neutre Dans le cas où il n'y a pas de source de chaleur $H_0 = 0$, la température est constante, et la vitesse du vent suit un profil logarithmique.

$$\bar{u} = \frac{u_\star}{\kappa} \ln(\frac{z}{z_0}) \tag{2.33}$$

κ est la constante de von Karman. Sa valeur a été estimée empiriquement autour de 0.4. z_0 est la hauteur de rugosité. Elle dépend de l'état de surface. Le tableau 1.2 donne des ordres de grandeur de z_0 pour les surfaces de neige ou de glace rencontrées en Antarctique. La loi du vent logarithmique, empruntée aux aérodynamiciens, a été largement vérifiée empiriquement dans la couche atmosphérique neutre (*Monin and Obukhov*, 1954). *Monin and Obukhov* (1954) la redémontrent, mais elle peut être retrouvée d'une autre manière : en raisonnant sur la longueur de mélange de Prandtl. L'originalité du travail de *Monin and Obukhov* (1954) est d'avoir cherché à généraliser cette relation au delà des couches limites neutres.

2.3.2 La théorie de Monin Obukhov

Monin et Obukhov ont montré qu'il existait dans la couche de surface une relation simple et universelle entre les flux turbulents verticaux et les gradients verticaux moyens. Le raisonnement repose sur la théorie de similitude qui vise à établir, avec le minimum de paramètres, un système d'équation décrivant le régime turbulent.
Au vu des équations (2.26), (2.28), (2.29), trois paramètres semblent déterminer la turbulence dans la couche de surface : β, et les forçages turbulents de surface $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{u'w'}$; ou bien, de façon équivalente $\beta\ \theta_\star$ et $u_\star$. Les variations de température et de vitesse moyenne avec la hauteur dépendent alors uniquement de z, β, $u_\star$ et $\theta_\star$. Le seul groupement adimensionné pouvant être formé à partir de ces 4 variables est z/L avec L, la longueur de Monin Obukhov :

$$L = \frac{-u_\star^3}{\kappa\beta\,(\overline{w'\theta'})} \quad \left(= \frac{-u_\star^2}{\kappa\beta\theta_\star}\right) \tag{2.34}$$

Pour une stratification proche de la neutralité pour laquelle $\frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = \frac{u_\star}{\kappa z}$, le rapport z/L n'est autre que le rapport du terme de production thermique de l'équation de l'énergie cinétique turbulente sur celui de production dynamique. La valeur absolue de L caractérise donc la hauteur jusqu'à laquelle le cisaillement est le processus dominant (par rapport à la flottabilité) pour générer la turbulence. Comme pour le nombre de Richardson, son signe dépend du signe $\overline{w'\theta'}$ et donc de la stabilité statique de la couche limite.

$\overline{w'\theta'} > 0 \Rightarrow z/L > 0$ la couche est statiquement stable,
$\overline{w'\theta'} = 0 \Rightarrow z/L = 0$ la couche est neutre,
$\overline{w'\theta'} < 0 \Rightarrow z/L < 0$ la couche est statiquement instable.

La théorie de similitude impose une relation unique entre le gradient moyen et la longueur L :

$$\frac{\kappa z}{u_\star}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = \phi_m(\frac{z}{L}) \tag{2.35}$$

$$\frac{\kappa z}{\theta_\star}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} = \phi_h(\frac{z}{L}) \tag{2.36}$$

$$\frac{\kappa z}{q_\star}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z} = \phi_q(\frac{z}{L}) \tag{2.37}$$

Les fonctions universelles ϕ sont déterminées empiriquement, à partir de mesures indépendantes des profils de vitesse et température, et des moments d'ordre 2.

Néanmoins, les comportements asymptotiques de ces fonctions sont imposés par la théorie. Notamment pour $L \to \infty$, on s'approche du cas neutre : $\phi_m(0) = 1$. De plus, on montre aisément que $\frac{\phi_m(z/L)}{\phi_h(z/L)} = Pr$ (*Andreas*, 2002).
Businger et al. (1971) ont proposé pour le cas instable $z/L < 0$, les fonctions suivantes :

$$\phi_m(z/L) = \left[1 - \frac{15z}{L}\right]^{-1/4} \tag{2.38}$$

$$\phi_h(z/L) = \frac{1}{Pr}\left[1 - \frac{9z}{L}\right]^{-1/4} \tag{2.39}$$

Dans le cas proche de la neutralité $\frac{z}{L} < 1$, il est naturel de tenter un développement de ϕ en série au voisinage de 0 et de chercher une fonction du type

$$\phi_m(z/L) = 1 + \alpha_m \frac{z}{L} \tag{2.40}$$

α_m varie autour de 4, 6 selon les études (*King et al.*, 1996; *Högström*, 1996) ou 5-7 (*Andreas*, 2002).

Dans le cas très stable, les études et observations divergent. Pour le moment, il n'y a pas de consensus. Néanmoins, *Andreas* (2002) a comparé une dizaine de fonctions et recommande celle de *Holtslag and De Bruin* (1988) qu'on appelera HdB88, valable sur l'intervalle $0 < z/L < 10$.

$$\phi_m(z/L) = 1 + 0.7\frac{z}{L} + 0.75\frac{z}{L}(6 - 0.35\frac{z}{L})\exp(-0.35\frac{z}{L}) \tag{2.41}$$
$$\phi_m(z/L) = \phi_h(z/L)$$

Un peu plus tard, à la suite de la campagne SHEBA en Arctique, au cours de laquelle un grand nombre de mesures ≪ soniques ≫ ont été récoltées, (*Grachev et al.*, 2007) a déterminé les fonctions ci-dessous, qu'on appelera SHEBA07 :

$$\phi_m(z/L) = 1 + \frac{6.5\frac{z}{L}(1 + \frac{z}{L})^{\frac{1}{3}}}{1.3 + \frac{z}{L}} \tag{2.42}$$
$$\phi_h(z/L) = 1 + \frac{5\frac{z}{L} + 5\frac{z}{L}^2}{1 + 3\frac{z}{L} + (\frac{z}{L})^2}$$

Forme intégrée. En pratique, on utilise plutôt les formes intégrées entre la hauteur de rugosité z_0 et z :

$$\bar{u} = \frac{u_\star}{\kappa}\left(\ln(\frac{z}{z_0}) - \psi_m(\frac{z}{L}) + \psi_m(\frac{z_0}{L})\right) \tag{2.43}$$

$$\bar{\theta} - \bar{\theta}_0 = \frac{\theta_\star}{\kappa}\left(\frac{1}{Pr}\ln(\frac{z}{z_{0T}}) - \psi_h(\frac{z}{L}) + \psi_h(\frac{z_{0T}}{L})\right) \tag{2.44}$$

$$\bar{q} - \bar{q}_0 = \frac{q_\star}{\kappa}\left(\frac{1}{Pr}\ln(\frac{z}{z_{0T}}) - \psi_h(\frac{z}{L}) + \psi_h(\frac{z_{0T}}{L})\right) \tag{2.45}$$

où l'on a admis que pour les scalaires θ, q, ... : $\phi_\xi = \phi_h$ et $z_{0\xi} = z_{0T}$.
Les fonctions dites de stabilité ψ sont déduites des fonctions ϕ par intégration :

$$\psi(z/L) = \int_{z_0/L}^{z/L} \frac{1 - \phi(\xi)}{\xi} \mathrm{d}\xi \tag{2.46}$$

Les équations (2.43) à (2.45) nous montrent que, quand on s'écarte de la neutralité, les profils de $\bar{u}, \bar{\theta}$ ou $\bar{q}$ s'écartent du profil logarithmique de la quantité $-\psi_m(\frac{z}{L}) + \psi_m(\frac{z_0}{L})$. L'écart

au profil logarithmique pour différentes fonctions de stabilité ψ_m est tracé sur la figure 2.3. Dans le cas instable, $z/L < 0$, l'écart est négatif la vitesse croit moins vite avec l'altitude que dans le cas neutre. A contrario, dans le cas stable, la vitesse croit plus vite. Les trois fonctions de stabilité loglin (pour $\alpha_m = 4.94$), HdB88 et SHEBA07 ont un comportement similaire dans le cas faiblement stable ($0 < z/L < 1$) caractérisé par une croissance soutenue. Lorsque $z/L > 5$ augmente, ces fonctions de stabilité divergent fortement, la fonction HdB88 ayant la pente la plus douce. Pour $z/L = 6$, l'écart $-\psi_m(\frac{z}{L}) + \psi_m(\frac{z_0}{L})$ est deux fois plus élevé avec la fonction loglin (pour $\alpha_m = 4.94$) qu'avec la fonction HdB88.

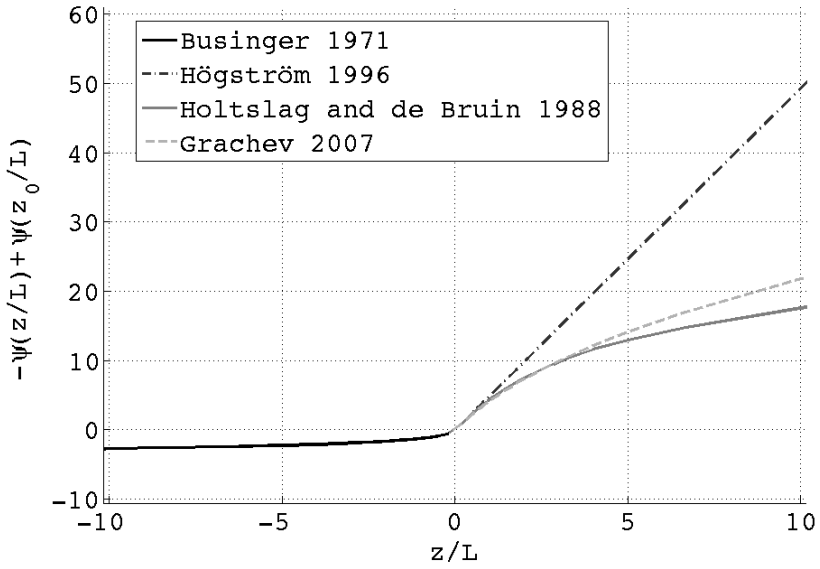


FIGURE 2.3 – Déviation au profil logarithmique : $-\psi_m(\frac{z}{L}) + \psi_m(\frac{z_0}{L})$ en fonction de z/L pour différentes fonctions de stabilité, avec $z_0 = 0.0001\,\mathrm{m}$.

2.3.2.1 Au dessus : similitude locale puis la couche « z-less »

La hauteur de la couche de surface est une fonction de la vitesse du vent géostrophique et de la vitesse de frottement $u_\star$ (*Monin and Obukhov*, 1954). Cette hauteur, typiquement de l'ordre de 20-30 m dans une couche neutre, peut diminuer significativement dans les couches stables.
Au dessus de la couche de surface, l'hypothèse des flux constants ne tient plus. Cependant, dans le cas stable, la théorie de similitude, appliquée localement est encore valable (L est calculée avec les valeurs locales, en z, des flux), la longueur de Monin Obukhov locale restant un bon paramètre d'échelle (*van de Wiel et al.*, 2008).
Encore au dessus, z/L devient grand :

$$\phi_\xi(z/L) \underset{\frac{z}{L}\to+\infty}{\longrightarrow} \alpha_\xi \frac{z}{L} \text{ avec } \xi = h \text{ ou } m. \tag{2.47}$$

Comme $\phi_h(z/L) = \dfrac{\kappa z u_\star}{-\overline{w'\theta'}} \dfrac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$, il vient (*Mahrt*, 1999) :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \sim \frac{\alpha_h \theta_\star}{\kappa L} \tag{2.48}$$

Le flux de chaleur et le gradient de température deviennent indépendants de z : on parle de la zone de stratification « z-less » (*Mahrt*, 1999). La figure 2.4 résume les différentes sous-couches de la couche limite stable. Lorsque la stratification se renforce, on s'attend à ce que ces sous-couches s'amincissent (*Mahrt*, 1999).

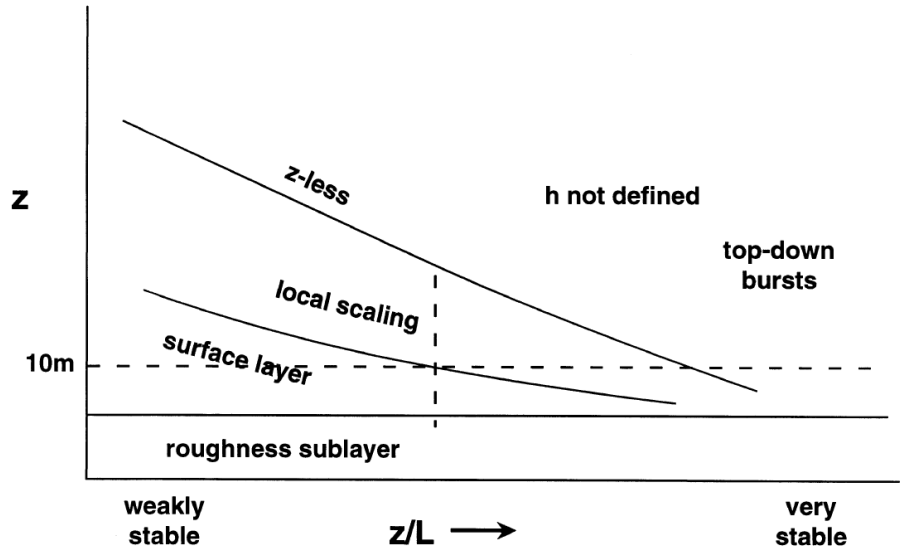


FIGURE 2.4 – Les différents régimes de la couche stable en fonction de la stratification. La ligne verticale tiretée matérialise la valeur de z/L pour laquelle le flux $\overline{w'\theta'}$ est maximum. Figure tirée de (*Mahrt*, 1998).

2.3.3 La méthode des profils

La méthode des profils est employée pour calculer les flux turbulents lorsqu'on a mesuré des profils de vents et de température, et donc qu'on dispose de plusieurs, au moins deux, niveaux de mesures dans la zone de la couche limite étudiée. Cette méthode calcule $u_\star$, $\theta_\star$, $q_\star$ en résolvant par itération le système formé par les équations : (2.43), (2.44), (2.45) et (2.34). L'itération s'arrête quand L converge. Généralement cette méthode converge assez vite (en 5-6 itérations) tant que $Ri < Ri_{\text{critique}}$ donc sauf dans les cas très stables (*Berkowicz and Prahm*, 1982). Par contre la méthode est très sensible : de faibles erreurs sur la mesures de température, par exemple, sont amplifiées et conduisent à des flux irréalistes, comme nous le verrons au chapitre 6.

2.4 Spécificités des couches limites stables

2.4.1 La fréquence de Brunt-Väisälä

Dans la suite de cette étude, nous quantifierons souvent la force de la stratification ambiante par la quantité N définie par (*Malardel*, 2005) :

$$N^2 = \frac{g}{\theta_r}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \tag{2.49}$$

N est une fréquence. Définie pour un environnement stablement stratifié, elle correspond à la fréquence d'oscillation d'une parcelle d'air autour de sa position d'équilibre après une perturbation.

2.4.2 Contributions au mélange par la turbulence

Dans les couches limites convectives, la convection turbulente, représentée par le terme $\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$ dans l'équation de transport de la chaleur (2.17), est le mécanisme de mélange principal. Dans une couche stablement stratifiée, les autres termes de l'équation ne sont plus systématiquement négligeables. En particulier :

Le terme de divergence du flux radiatif $* \frac{\mathbf{1}}{\rho_\mathbf{r}\mathbf{c_p}}\frac{\partial \mathbf{R_j}}{\partial \mathbf{x_j}}$ Le refroidissement radiatif de la surface est souvent le facteur déterminant pour la formation d'une couche stable. Parce que l'émissivité de la couche limite dans l'infra-rouge est plus faible, on attache souvent moins d'importance au refroidissement radiatif de la couche limite elle-même. Pourtant, il n'est pas toujours négligeable. Du fait du gradient positif de température, ce refroidissement n'est pas uniforme. Les basses couches refroidissent moins, voire même se réchauffent avec le rayonnement reçu des couches supérieures. La divergence du flux radiatif, tend à refroidir la couche limite mais à limiter la stratification, et à épaissir la couche limite (*Edwards et al.*, 2014).

Le terme d'advection verticale $* \mathbf{w}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \mathbf{z}}$ L'advection verticale due à la subsidence contribue à réchauffer la couche limite par entraînement d'air chaud en son sommet. En fait, la hauteur de la couche limite est très sensible à des variations modérées de la subsidence de grande échelle. La subsidence limite le mélange turbulent dans la couche limite et endigue sa croissance verticale. *Mirocha and Kosović* (2010) ont montré, avec des LES, une diminution de près de 100 m de la hauteur de couche limite stable hivernale en Arctique pour w variant de 0 à -0.002 ms^{-1}.
Au dessus de la calotte Antarctique, la divergence des vents catabatiques initie une subsidence de grande échelle significative. Pendant l'été austral, les vents catabatiques et par conséquent

la subsidence sont plus faibles. Néanmoins, *Casasanta et al.* (2014) ont calculé qu'il fallait $w \sim -0.04\,\mathrm{ms}^{-1}$ au Dôme C en été, pour retrouver la hauteur de la couche limite telle que déduite des mesures Sodar.

Le terme d'advection horizontale $* \mathbf{u}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial\mathbf{x}} + \mathbf{v}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial\mathbf{y}}$ Les couches limites stables sont souvent le siège de jets de basses couches. Ils participent au réchauffement ou au refroidissement de la couche limite par advection de masse d'air plus chaude ou plus froide.

Les jets de basses couches peuvent aussi générer la production de turbulence par cisaillement au dessus du jet. La proximité de la surface n'est alors plus la seule source de production de turbulence.
Deux mécanismes principaux sont à l'origine de la formation de ces jets :
- l'oscillation inertielle qui induit ce qu'on appelle ici un jet nocturne,
- le refroidissement des surfaces en pente qui induit un écoulement gravitaire qu'on appelle ici écoulement catabatique.

2.4.3 Le jet nocturne par oscillation inertielle

Des jets de basses couches sont souvent observés les nuits de ciel clair précédées d'une journée de vive convection (*Banta et al.*, 2003). La relation de cause à effet entre turbulence en journée et vent sur-géostrophique la nuit est expliquée par *Blackadar* (1957) dans sa théorie du jet nocturne par oscillation inertielle. Cette théorie est résumée ici, on y reviendra au chapitre 4.
On se place sur un replat homogène horizontalement ; on néglige la subsidence et les flux moléculaires. Les équations (2.14 et 2.16) deviennent :

$$\begin{aligned}\frac{\partial\bar{u}}{\partial t} &= f_c(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial z}\\ \frac{\partial\bar{v}}{\partial t} &= -f_c(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial\overline{v'w'}}{\partial z}\end{aligned} \tag{2.50}$$

En soirée, la surface commence à se refroidir radiativement. A cause du cisaillement, proche de la surface, les mouvements sont turbulents. Le mélange turbulent contribue au renforcement de l'inversion en transférant de la chaleur vers la surface pour compenser le refroidissement. En revanche, un peu plus haut, au dessus de l'inversion, la turbulence s'effondre. Les termes $\frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial z}$ et $\frac{\partial\overline{v'w'}}{\partial z}$ deviennent négligeables dans les équations (2.50). Soit $W = (\bar{u} - u_g) + i(\bar{v} - v_g)$, l'écart par rapport au vent géostrophique, le système (2.50) se réécrit :

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -if_cW \tag{2.51}$$

Pour un vent géostrophique constant, cette équation admet une solution harmonique simple, de période $T_{io} = \frac{2\pi}{f_c}$. Pour chaque hauteur z au dessus de la couche d'inversion, on peut écrire :

$$W(z,t) = W(z,t_0)\exp(if_c(t - t_0)) \tag{2.52}$$

avec t_0 l'instant à partir duquel le flux turbulent à la hauteur z s'effondre. $W(t_0) = \frac{1}{f_c}\frac{\partial\overline{v'w'}}{\partial z}(t < t_0) + i\frac{1}{f_c}\frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial z}(t < t_0)$ représente l'écart par rapport au vent géostrophique avant la nuit. Il est d'autant plus grand que la turbulence a été vive l'après midi.

L'évolution du profil de vent, au cours de la nuit, est schématisée sur la figure 2.5. Proche de la surface, le vent reste contraint par les frottements. Plus haut le vent raccroche le vent

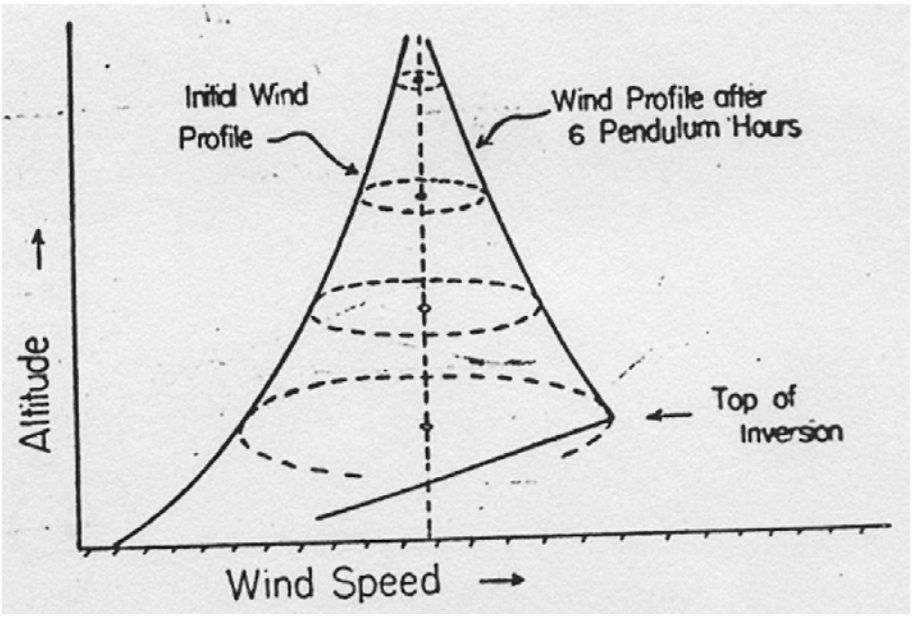


FIGURE 2.5 – Illustration schématique de l'évolution du vent. Figure tirée de *Blackadar* (1957).

géostrophique. L'écart $W(z,t)$ par rapport au vent géostrophique est maximal aux hauteurs intermédiaires. Cet écart reste constant en amplitude, mais tourne. En particulier, il s'aligne avec le vent géostrophique à $t = t_0 + T_{io}/2$. La vitesse du vent, alors égale à la somme de la vitesse géostrophique à l'instant t et de la vitesse agéostrophique à l'instant initial t_0, devient surgéostrophique. Le profil de vent initialement quasi-logarithmique revêt une forme de jet.

Une turbulence vive l'après midi, de la convection par exemple, suivi d'un refroidissement radiatif prononcé le soir, sont deux ingrédients pour observer des jets marqués. Au Dôme C, toutes les conditions sont réunies. On observe régulièrement un jet de ce type durant les "nuits" d'été, comme nous le verrons au chapitre 4.

2.4.4 Génération d'un écoulement catabatique

Comme on l'a vu au chapitre 1, des conditions stables et terrain pentu vont de pair avec écoulement catabatique. Le système d'équation de Ball, discuté au chapitre 1, est très simple et a donné de bons résultats pour évaluer les lignes de courant du vent à l'échelle du continent Antarctique (*Parish and Bromwich*, 2007). Cependant, il s'appuie sur une description très grossière, souvent éloignée de la réalité, des profils verticaux de vitesse et de température. En conséquence, les paramètres h et $\delta\theta$ utilisés dans le modèle pour décrire ces profils sont difficiles à choisir. Pour avoir une description plus fine des profils de vents et de températures dans un écoulement catabatique, on va dériver un système d'équations en dépassant l'hypothèse d'une couche catabatique bien définie avec des profils verticaux uniformes de vitesse et de température.

On considère une pente infinie en longueur et en largeur, inclinée d'un angle α avec l'horizontale. On reprend les équations (2.26) mais on entreprend une rotation du repère pour se retrouver dans le repère de la pente (x_n, y_n, z_n) illustré sur la figure 2.6 (*Fedorovich and Shapiro*, 2009a). Comme l'on cherche une solution à l'équilibre et homogène en x et y,

– on suppose l'écoulement homogène dans la direction $y_n = y$,

– on néglige les variations horizontales des flux turbulents.

Le système devient :

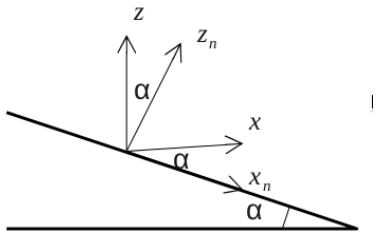


FIGURE 2.6 – Le repère initial (x, y, z) et le repère de la pente (x_n, y, z_n).

$$\frac{\partial \bar{u}_n}{\partial t} + \bar{u}_n \frac{\partial \bar{u}_n}{\partial x_n} + \bar{w}_n \frac{\partial \bar{u}_n}{\partial z_n} = \sin\alpha \frac{\delta\theta}{\theta_r} g + f_c(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial \overline{w'_n u'_n}}{\partial z_n} \tag{2.53}$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_n \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_n} + \bar{w}_n \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z_n} = \frac{\bar{S_h}}{\rho_r} - \frac{\partial \overline{w'_n \theta'}}{\partial z_n} \tag{2.54}$$

On peut décrire le vent géostrophique sous une autre forme si on accepte l'hypothèse hydrostatique. En remplaçant les gradients verticaux de p dans (2.9) par sa relation en fonction de θ obtenue dans l'approximation hydrostatique, on obtient la relation du vent thermique (*Malardel*, 2005) :

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{g}{f_c \theta_r} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \qquad \frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{g}{f_c \theta_r} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \tag{2.55}$$

Par intégration on obtient une nouvelle formulation pour $f_c v_g$: $f_c v_g = \frac{g}{\theta_r} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial x}$ avec $\hat{\theta}(z) = 1/h \int_z^h \delta\theta(\xi) \mathrm{d}\xi$. On reconnaît le terme dit de vent thermique qui apparait dans l'équation de Ball [8], et dans les équations de *Mahrt* (1982).

2.4.4.1 Le modèle de Prandtl

Le modèle de Prandtl vise a obtenir une solution analytique simple du champ moyen d'un écoulement catabatique pur. On procède à quelques simplifications supplémentaires :

- On considère un écoulement uniforme le long de la pente,
- on considère un écoulement stationnaire,
- on ne retient que les termes associés aux processus moteurs et prépondérants d'un écoulement catabatique : la flottabilité, le frottement à la surface, le flux de chaleur sensible et l'advection verticale de chaleur,
- on suppose que l'on peut écrire les flux turbulents en fonction des gradients verticaux moyens (cf fermeture 2.21),
- de plus, on prend des coefficients d'échange K_m et K_h constants.

Un écoulement uniforme signifie $\frac{\partial}{\partial x_n} = 0$: l'équation de continuité se résume donc à $\frac{\partial \bar{w}_n}{\partial z_n} = 0$ ce qui implique $\bar{w}_n(z) = \bar{w}_n(z = 0) = 0$.

Le système d'équation (2.53-2.54) devient :

$$0 = \sin\alpha \frac{\delta\theta}{\theta_r} g - K_m \frac{\partial^2 \bar{u_n}}{\partial z_n^2} \tag{2.56}$$

$$\bar{u}_n \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_n} = -K_h \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z_n^2} \tag{2.57}$$

8. Dans le chapitre 1, ce terme est interprété comme étant un terme de freinage consécutif à l'épaississement du vent.

Le modèle traduit l'équilibre entre, d'une part, l'accélération dans la pente due à la force catabatique (flottabilité négative) et le ralentissement induit par les frottements turbulents à la paroi et dans la couche cisaillé externe du jet et, d'autre part, les transferts de chaleur, vers la surface, par turbulence et le réchauffement par compression adiabatique consécutif au mouvement d'advection le long de la pente.

En décomposant $\bar{\theta}$ de la sorte : $\bar{\theta}(x_n, z_n) = \theta_r(z) + \delta\theta(z_n) = \theta_0 + \gamma z + \delta\theta(z_n) = \theta_0 + \gamma \sin\alpha x_n + \gamma \cos\alpha z_n + \delta\theta(z_n)$, avec γ, le gradient de température associé à la stratification ambiante, on peut réécrire l'équation thermodynamique sous la forme :

$$\bar{u}_n \gamma \sin\alpha = -K_h \frac{\partial^2 \delta\theta}{\partial z_n^2} \tag{2.58}$$

Pour les conditions aux limites suivantes : non glissement $u_n(0) = 0$ et $\delta\theta(0) = C$, avec $C < 0$, le refroidissement de la paroi, *Prandlt* (1942), voir (*Grisogono and Axelsen*, 2012), a proposé la solution suivante :

$$\delta\theta(z_n) = C \exp(-\frac{z_n}{h}) \cos(\frac{z_n}{h}) \tag{2.59}$$

$$u_n(z) = -C \left[\frac{g}{\theta_0 \gamma Pr}\right]^{1/2} \exp(-\frac{z_n}{h}) \sin(\frac{z_n}{h}) \tag{2.60}$$

Avec $h = \left(\frac{4K_m K_h \theta_0}{g\gamma \sin^2\alpha}\right)^{1/4} = \left(\frac{4K_m K_h}{N^2 \sin^2\alpha}\right)^{1/4}$, l'épaisseur caractéristique de l'écoulement catabatique. La hauteur du max vaut $h\pi/4$. L'écoulement s'amincit (h diminue) et la hauteur du jet diminue lorsque la stratification ambiante N augmente ou que la pente se raidit (α augmente entre 0 et $\pi/2$). En revanche, la vitesse maximum est indépendante de l'inclinaison de la pente, ce qui est assez surprenant. Avec des simulations LES sur des pentes d'inclinaison constantes, *Grisogono and Axelsen* (2012) ont prouvé que le maximum du vent décroit quand la pente s'incline de 3 à 6 °. *Grisogono and Axelsen* (2012) expliquent cette tendance par le fait que pour des inclinaisons faibles, l'inversion de température qui se forme à proximité de la surface est moins forte, et que le transitoire dure plus longtemps que pour des inclinaisons plus grandes. En conséquence, pendant le transitoire, de plus gros tourbillons peuvent se développer sous le jet ; ils assurent le mélange sur une couche d'air plus épaisse permettant au jet d'accumuler plus de quantité de mouvement.

2.4.4.2 Limitation du modèle de Prandtl

Le traitement très simple de la diffusion turbulente avec des coefficients de diffusivité constants mène à des gradients irréalistes proche de la surface, trop faibles par rapport aux gradients observés (*Grisogono and Oerlemans*, 2001). Il induit un nombre de Prandtl Pr indépendant de l'écoulement ce qui n'est pas soutenu par *Zilitinkevich et al.* (2008). *Grisogono and Oerlemans* (2001) proposent d'affiner le modèle en introduisant des coefficients d'échanges fonctions de z, avec une valeur maximum un peu au dessus du jet.

Le modèle de Prandtl a le mérite d'aboutir à une formulation analytique décrivant une allure réaliste des profils de vent et de température. Pour aller plus loin et s'affranchir des défauts de ce modèle, la simulation numérique devient indispensable. Plusieurs études ont contribué à l'élaboration de modèles numériques d'écoulement catabatique : *Fedorovich and Shapiro* (2009a), avec un modèle DNS [9], *Denby* (1999) avec un modèle statistique RANS [10], ou *Skyllingstad* (2003) avec un modèle LES.

9. Direct Numerical Simulation.
10. Reynolds Averaged Navier Stokes.

2.5 Problématiques associées à la paramétrisation des couches limites stables

2.5.1 La sensibilité des couches limites stables dans les modèles de climat et de prévision numérique

Viterbo et al. (1999) ont entrepris deux simulations d'un même hiver avec le modèle de prévision du centre européen [11], en changeant très légèrement la dépendance en Ri du coefficient de diffusivité turbulente K_h. Les deux simulations ont montré des différences étonnantes jusqu'à 10 K pour la température moyenne en hiver à 2 m. Cette expérience a été répétée plus de 10 ans plus tard avec la nouvelle version du modèle [12] qui a bénéficié d'améliorations du schéma de neige, désormais plus isolant. Le changement ténu dans les formulations de K_h a encore plus d'impact qu'auparavant (*Holtslag et al.*, 2013). Pour l'Antarctique en particulier, *King et al.* (2001) ont mis en évidence une sensibilité significative, en hiver, des paramétrisations de K_h et K_m, avec le modèle climatique britannique HadAM2.
Cette sensibilité exacerbée est problématique étant donné qu'aucun consensus n'est encore apparu à propos de la dépendance à la stratification des coefficients d'échange K et de leur rapport Pr.
La difficulté à établir une paramétrisation des couches limites stables qui soit robuste (un changement minime de la formulation n'a pas de conséquence disproportionnée) et universelle (valable pour toutes les couches limites stables) se comprend par la nature des processus de mélange qui y opèrent, en particulier les petites échelles et la non-linéarité des couplages entre ces processus.

2.5.2 Quelques caractéristiques des couches limites stables

2.5.2.1 La multiplicité des couches limites stables

Contrairement au cas convectif, le mélange turbulent n'est plus nécessairement prépondérant. D'autres processus de mélange de petite échelle peuvent intervenir et contribuer pour une part comparable aux transferts de chaleur et de quantité de mouvement, par exemple :

- la divergence du flux radiatif (terme $\frac{\partial R_j}{\partial x_j}$ dans l'équation de transport de la chaleur 2.4) ;
- le transfert de quantité de mouvement dû à la propagation d'ondes de gravité (terme de pression à ne pas négliger dans l'équation de transport la TKE 2.19) ;
- l'absorption de chaleur latente résultant de la formation de brouillard et les échanges radiatifs associés (2.4).

Par ailleurs, on rencontre de la turbulence produite par cisaillement au dessus de la surface suite à la formation de jet de basse couche.

La multiplicité des processus en jeu induit une très grande variété phénoménologique pour les couches stables. Il n'y a pas une mais des couches stables : des couches limites fines à épaisses dans lesquelles la turbulence est continue, développée sur toute la couche, ou encore intermittente, ou bien des couches laminaires dans les cas fortement stables. Ces processus physiques et leur couplage sont encore mal compris (*Mahrt*, 1999) ; les équilibres sont fragiles, de très faibles perturbations peuvent entrainer des transitions imprévisibles d'un régime de turbulence à un autre.

La tendance actuelle est de distinguer les couches faiblement stables, pour lesquelles les flux turbulents sont limités par les faibles gradients, des couches très stables (pour lesquelles

11. version de 1994.
12. version de 2011.

les flux turbulents sont limités par la flottabilité) (figure 2.4 ([13]), *Mahrt* (1998)). Ces dernières sont rencontrées par vent faible au dessus d'un sol de faible capacité thermique comme la neige. La turbulence y est intermittente. Les critères de stabilité habituels comme le nombre de Richardson ne permette pas de séparer ces deux régimes ; des études sont en cours pour déterminer un tel critère (*Van de Wiel et al.*, 2012).

2.5.2.2 Les hétérogénéités de surface

Dans les couches convectives, les gros tourbillons participent au lissage (au filtrage) des hétérogénéités de la surface. Ce n'est plus le cas dans les couches stables caractérisées par un mélange modeste et lent assuré par des tourbillons de petites dimensions. Il en résulte une turbulence hétérogène, anisotrope, stimulée ou inhibée au voisinage de certains obstacles.

2.5.2.3 Non-linéarités et moyennes spatiales

Mahrt (1999) explique que pour des raisons de non-linéarité des processus de mélange turbulent, le calcul du nombre de Richardson à partir d'un champ moyenné spatialement peut donner des valeurs moyennes Ri élevées, alors que Ri est petit en certains points du champ non moyenné. De ce fait il se peut qu'un mélange turbulent effectif soit observé bien que le nombre de Richardson calculé dépasse la valeur critique. En fait le transport turbulent « grid averaged » ne s'évanouit pas lorsque Ri croit. Partant de cette constatation, *Mahrt* (1999) soutient que, dans les modèles avec une résolution spatiale médiocre, la turbulence devrait être active même pour des nombres de Richardson dépassant la limite prédite par la théorie.

2.5.2.4 Des mesures délicates

En plus des difficultés liées d'une part à la multiplicité des processus en jeu et d'autre part à la finesse des échelles associées, la turbulence dans les couches très stables est difficile à observer.
Du fait de la petite taille des tourbillons et de l'intermittence de la turbulence, les méthodes d'eddy-correlation avec des anémomètres soniques trouvent leurs limites (*Mahrt*, 1999). De plus la non-stationnarité et les hétérogénéités spatiales de la turbulence rendent les mesures délicates à exploiter.

2.5.3 Le projet GABLS

De l'urgence d'améliorer la compréhension des processus dans la couche stable et leur prise en compte pour les prévisions météorologiques et climatiques, est né le projet GABLS. GABLS comme Gewex [14] Atmospheric Boundary Layer Study, est un projet qui vise à améliorer la représentation des couches limites atmosphériques dans les modèles de prévision numérique et les modèles de climat. Depuis 2003, le projet s'est concentré sur les couches stables. Constatant la diversité des paramétrisations utilisées, trois intercomparaisons de modèles unicolonnes ont été organisées. Les résultats des modèles ont été comparés à des observations ou aux résultats de simulations LES. Plus de détails sur ces cas d'intercomparaison seront donnés en annexe A. Les trois cas GABLS ont mis en défaut les modèles de prévision numérique (*Holtslag et al.*, 2013), avec :

- des couches stables trop épaisses ;
- des jets de basses couches trop faibles et trop hauts au dessus de la surface ;
- un angle trop faible entre le vent de surface et le vent géostrophique.

13. cf la limite verticale en pointillée sur la figure.
14. *Global Energy and Water Exchange Project*, projet du WCRP.

Les défauts des modèles de prévision sont attribués à la trop grande diffusivité de leur schéma de couche limite en conditions stables. Les coefficients d'échange turbulent K, sont excessifs par rapport à ceux que l'on peut déduire des observations. En fait, la diffusion accrue est maintenue pour trois raisons :

- c'est une façon de tenir compte des contributions au mélange vertical d'autres processus qui ne peuvent être résolus explicitement : hétérogénéités de surface, propagation d'ondes de gravité ;
- elle permet d'éviter l'enclenchement d'une rétroaction positive : « moins de mélange ⇒ stratification plus forte ⇒ moins de mélange ». Ce mécanisme mène à un découplage entre l'atmosphère et la surface qui se refroidit inexorablement ;
- favoriser (artificiellement, même si ce n'est pas encouragé par la théorie et les observations) le mélange vertical dans la couche limite stable rend le modèle plus performant à grande échelle. En effet, une diffusivité accrue des couches limites stables permet d'obtenir des temps de vie plus réalistes pour les perturbations synoptiques. Cela inhibe la suractivité cyclonique (*Holtslag et al.*, 2013).

2.5.4 Conclusion

La représentation des couches limites stables dans les modèles est importante pour des questions climatiques, de qualité de l'air et de production d'énergie. Il s'agit de comprendre et prévoir le climat des Pôles, prévoir et organiser la dispersion des polluants la nuit dans nos agglomérations, anticiper les événements de brouillard, choisir un site et dimensionner les éoliennes pour la production d'énergie. Les échanges de chaleur et de quantité de mouvement dans les couches stables se font à petites échelles. Les tailles des mailles nécessaires pour une résolution explicite de ces échanges sont extrêmement petites et hors de portée de la puissance actuelle des calculateurs. La paramétrisation est incontournable mais nécessite de surmonter plusieurs types de difficultés : des difficultés théoriques liées à la complexité des couplages entre les différents processus de mélange en jeu ; des difficultés techniques, liées aux petites échelles, mettant en défaut les outils habituels d'exploration de la turbulence que sont les « LES » et les méthodes d'eddy-correlation. Au delà des difficultés spécifiques aux couches limites stables, améliorer un aspect du modèle entraîne souvent des dégradations ailleurs, là où l'on ne s'y attend pas. La modélisation est une vocation... La paramétrisation des couches limites stables dans les modèles climatiques et opérationnels constitue un vrai défi. Cette thèse ne prétend pas résoudre ce problème mais documente trois cas d'école qui serviront, par la suite, à affiner une paramétrisation. La couche limite de ces trois cas a été explorée conjointement avec des observations et un modèle utilisé en mode « LES » ou unicolonne. Le chapitre suivant présente ces outils.

Chapitre 3

Les outils pour l'observation et la simulation numérique

3.1 Observation : Capteurs de mesures météorologiques

Cette partie présente les capteurs principaux dont les données ont été exploitées. Pour chacun des capteurs utilisés, est résumé le principe de la mesure. Les précisions données par le constructeur sont reportées dans les tableaux 3.1 à 3.5. Sont aussi signalées, les spécificités à considérer pour l'analyse des données récoltées dans les conditions inhabituelles que sont les conditions polaires ($T \sim -30\,^{\circ}\mathrm{C}$, air très sec, vent fort).

3.1.0.1 Les mesures de vitesse et direction du vent

Elles sont effectuées soit par des anémo-girouettes Young 05103 ou 05106 soit par des anémomètres à coupelles Vector A100LK ou A100R et une girouette W200P.

La mesure de la direction est faite par un potentiomètre alimenté en tension, dont la tension résultante aux bornes de la résistance variable, est proportionnelle à l'angle d'azimut. La mesure de vitesse diffère selon le type d'anémomètre.

La mesure de vitesse de l'anémomètre Young est basée sur un système d'induction bobine-aimant. Trois aimants montés sur l'axe de l'hélice sont entraînés en rotation autour d'une bobine montée sur l'axe fixe. La rotation induit, dans les spires de la bobine, un courant alternatif dont la fréquence est modulée par la vitesse de rotation, elle-même proportionnelle à la vitesse du vent.

L'anémomètre A100R comporte un aimant solidaire du rotor et un interrupteur à lame souple (reed switch). A chaque révolution des coupelles, l'aimant passe une fois à proximité de l'interrupteur. Il repousse une bille de mercure provoquant la fermeture de l'interrupteur. On récupère à la sortie une tension dont il faut compter les impulsions. Ce dispositif n'est pas sujet à l'usure mécanique et ne consomme pas de courant contrairement aux autres anémomètres [1].

Le principe de l'anémomètre A100LK repose sur un système optique. Un disque à fentes est monté sur l'axe des coupelles. Une photo-diode et un récepteur sont montés sur le stator de part et d'autre du disque et permettent de compter le nombre d'impulsion. Alors que le signal de sortie de l'A100R contient 1 impulsion par révolution des coupelles, le signal des Young contient 3 périodes et celui de l'A100LK 13 impulsions. En conséquence, L'A100LK est l'anémomètre qui parmi les 3, peut mesurer les vitesses les plus faibles et a la meilleure résolution temporelle. Les acquisitions à la seconde sont possibles ; ainsi les mesures récoltées peuvent servir pour l'étude de la turbulence.

Les mesures sont délicates en hiver. Au Dôme C, le grand froid altère la viscosité de la graisse utilisée dans les roulements. Seuls les roulements des Young 05103 fonctionnent à basse température. Le givre qui se dépose asymétriquement sur les hélices affecte la mesure (Figure 3.1). Les erreurs qui en résultent sont difficiles à détecter et à corriger. Sur la côte, les très fortes rafales de vent ont arraché plus d'un capteur.

1. La notice constructeur assure pour l'interrupteur de l'A100R une durée de vie nominale de plus de 10^9 contacts, soit environ 20 ans de fonctionnement continu !

Modèles	Plage de mesure $m\,s^{-1}$	Vitesses seuils démarrage/arrêt $m\,s^{-1}$	Précision
Young 05103 et 05106	0-100	1/0.5	$\pm$ 0.3
Vector A100R	0-75	0.25	$\pm 0.1 \pm 1\,\%$
Vector A100LK	0-77	0.2/0.1	$\pm 0.1 \pm 1\,\%$

TABLE 3.1 – Spécifications des capteurs de vitesses

Modèles	Plage de mesure degré (°)	Vitesses seuils 10 °/5 ° $m\,s^{-1}$	Précision angulaire degré (°)	Résolution angulaire degré (°)
Young 05103 et 05106	0-355	1/1.5	$\pm$ 3	
Vector W200P	0-360	0.6	$\pm$ 2 pour $V > 5$	0.2

TABLE 3.2 – Spécifications des girouettes

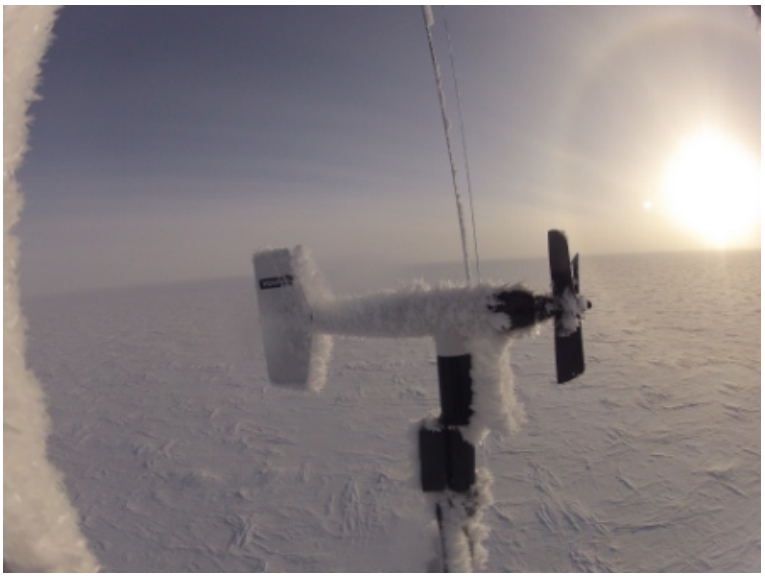


FIGURE 3.1 – Anémo-girouette sur la tour du Dôme C. *Cliché : Albane Barbero.*

3.1.0.2 La mesure de température

Elle est réalisée avec des sondes Pt100 ou Pt1000 simples ou encapsulées dans des instruments Vaisala HMP155 ou HMP45.
Ces thermomètres sont des pièces de platine dont la résistance, de 100 ou 1000 Ω à 0 °C, croît quasi-linéairement avec la température. Suivant les recommandations de l'organisation météorologique mondiale, la mesure est effectuée sous abri, pour éviter le réchauffement de la sonde par transfert radiatif. Au-dessus d'une surface fortement réfléchissante, associée à des conditions de vent faible (comme au Dôme C), les abris classiques ne sont pas efficaces contre les biais radiatifs. En journée, des biais chauds dépassant 10 °C ont été mesurés au Dôme C (*Genthon et al.*, 2011). Ces biais sont illustrés figure 3.2 ; ils sont plus marqués près du sol du fait du ralentissement du vent à l'approche de celui-ci. Pour s'affranchir de ces biais de mesure, fréquents au Dôme C, des abris équipés de ventilateurs ont été préférés (Young 43502 au lieu

des Campbell URS1 Gill-styled radiation shields).

Modèles	Capteurs	Plage de mesure	Précision à $T \sim \xi$ °C			
			0	-10 °C	-30 °C	-50 °C
HMP45	Pt1000 classe B	-40 à +60 °C	± 0.30	± 0.35	± 0.5	XXX
HMP155	Pt100 classe F	-80 à +20 °C	± 0.20	± 0.25	± 0.3	± 0.35

TABLE 3.3 – Spécifications des sondes de températures.

Modèles	Capteurs	Plage de mesure	Précision
HMP45	Humicap180	0.8-100 %	± 3 %
HMP155	Humicap180R	0-100 %	± 1.5 %

TABLE 3.4 – Spécifications des sondes d'humidité.

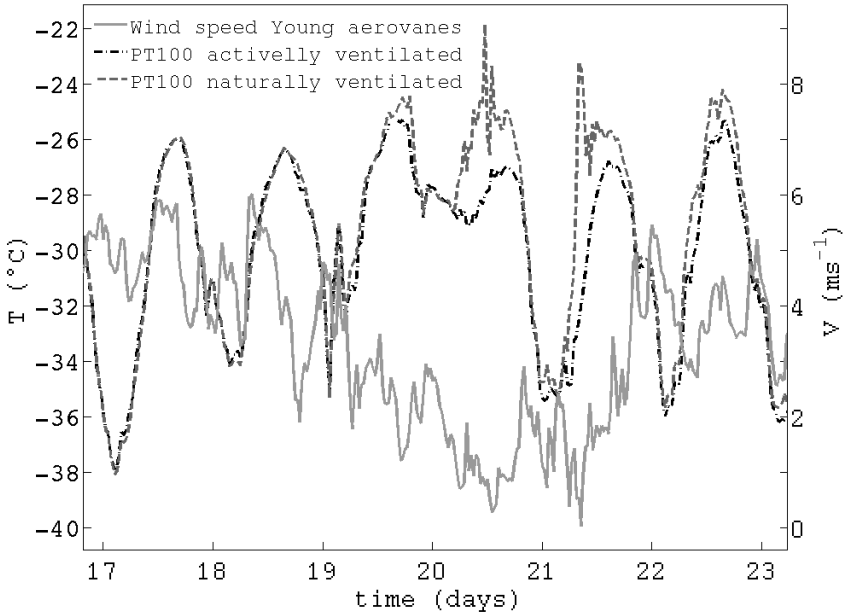


FIGURE 3.2 – Mesures de température effectuées à 3 m sous un abri naturellement ventilé (–), et sous un abri avec ventilation forcée (.-) pendant 3 jours d'été. En gris les mesures de vent.

3.1.0.3 La mesure d'humidité

Elle est effectuée avec les instruments Vaisala HMP155 et HMP45. En plus de la résistance de platine, ces instruments contiennent une membrane en céramique HUMICAP dont les propriétés diélectriques sont sensibles à l'humidité. Le capteur mesure une capacité, qui couplée à la mesure de température est convertie en humidité relative par une calibration empirique. Quelque soit la température, le capteur HMP délivre une humidité relative en pour-cent par rapport au liquide. Pour $T < 0$ °C, donc quasi-systématiquement, ces humidités relatives doivent être converties par rapport au solide en calculant le rapport de pression des vapeurs

saturantes de l'eau liquide et solide :

$$RH_{wri} = \frac{Psat_{ice}}{Psat_{liq}} RH_{wrl} \tag{3.1}$$

Les pressions de vapeurs saturantes sont calculées en fonction de la température par la relation de *Goff and Gratch* (1945), dont le graph est présenté à la figure 3.3 :

$$\begin{aligned} \log(Psat_{ice}) &= -a_i \left(\frac{T_0}{T} - 1\right) - b_i \log \frac{T_0}{T} + c_i \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) + \log Psat_{0i} \\ \log(Psat_{liq}) &= -a_l \left(\frac{T_b}{T} - 1\right) + b_l \log \frac{T_b}{T} - c_l (10^{e_l(1-\frac{T}{T_b})} - 1) + d_l (10^{-f_l(\frac{T_b}{T}-1)} - 1) + \log Psat_{0l} \end{aligned} \tag{3.2}$$

$T_0 = 273.15\,°\mathrm{C}$ et $Psat_{0i} = 6.1173\,\mathrm{hP}$ sont la température et la pression au point de fusion.
$T_b = 373.15\,°\mathrm{C}$ et $Psat_{0l} = 1013.25\,\mathrm{hP}$ sont la température et la pression au point d'ébullition.
$a_i = 9.09718, b_i = 3.56654, c_i = 0.876793,\ a_l = 7.90298, b_l = 5.02808, c_l = 1.3816\,10^{-7}, d_l = 8.1328\,10^{-3}, e_l = 11.344, f_l = 3.491.$

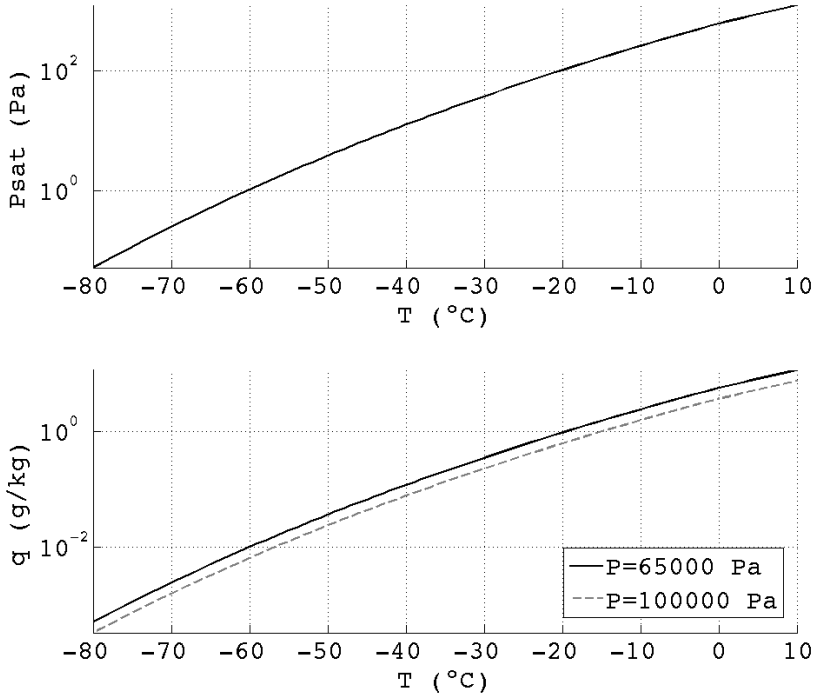


FIGURE 3.3 – a. Pression de vapeur saturante $Psat$ en fonction de la température T selon la formulation (3.2) de *Goff and Gratch* (1945).
b. Humidité spécifique q en gkg^{-1} en fonction de la température, pour la pression $P = 65000\,\mathrm{Pa}$ typique du Dôme C en été et pour la pression $P = 100000\,\mathrm{Pa}$.

Les températures très basses, et la rareté des noyaux de condensation, rendent les sursaturations par rapport à la glace probables voire fréquentes au Dôme C. Des sursaturations de l'ordre de 120% à 140 % sont simulées par le modèle MAR (*Genthon et al.*, 2013). Les capteurs HMP délivrent des humidités relatives par rapport au liquide inférieures à 100 %. Dans les gammes de températures auxquelles nous travaillons, $RH_{wrl} < RH_{wri}$, les capteurs HMP

devraient, en théorie, pouvoir mesurer des sursaturations modérées par rapport à la glace. En pratique, ils ne peuvent pas, parce que la vapeur d'eau contenue en excès [2] dans l'air se condense au contact de la coiffe qui protège les sondes (*Anderson*, 1994). Pour mesurer des sursaturations, l'air doit être chauffé au-delà de la température du point de rosée [3], avant qu'il ne croise trop de pièces solides sur lesquelles il aurait envie de se décharger d'un peu de vapeur d'eau en excès. Des sursaturations de l'ordre de 120% à 140 % ont effectivement été observées avec un hygromètre à miroir équipé d'un système d'aspiration et de chauffage de l'air. Cet instrument ne fonctionne plus au-dessous de -65 °C. Depuis janvier 2014, plusieurs systèmes sont en cours d'expérimentation. Les premiers résultats laissent supposer qu'en été, les mesures des HMP classiques sous-estiment l'humidité de 15 à 20 % la nuit, lorsque l'air est froid, et surestiment l'humidité de 0 à 15 % en début de journée. Cette sur-estimation est probablement due à l'évaporation du givre qui s'est déposé pendant la nuit ; elle dépendrait de la vitesse du vent. Tous ces résultats sont préliminaires. On ne dispose pas encore de mesures fiables d'humidité pour déterminer une relation simple (fonction de WS, RH et T) permettant de corriger de manière systématique les mesures d'humidité relative des HMP. Pour ces raisons les données d'humidité au Dôme C ne seront pas étudiées ici.

3.1.0.4 Les mesures de rayonnements

Les flux radiatifs sont mesurés sur la côte par des radiomètres Kipp & Zonen CNR1. Ces instruments sont équipés de deux pyranomètres (CM3), de deux pyrgéomètres (CG3) et d'un thermomètre Pt100. Les pyranomètres mesurent les flux courtes ondes (SW), montants (↑) et descendants (↓). Les pyrgéomètres mesurent les flux longues ondes (LW). Ce sont des thermopiles (grappes de thermocouples associées à une cellule sensible au rayonnement étudié) placées sous une vitre-filtre pour sélectionner la gamme de longueur d'onde souhaitée. Le flux radiatif incident provoque l'échauffement de la cellule sensible de la thermopile ; on mesure la différence de potentiel qui en résulte aux bornes de la grappe de thermocouples. Elle est proportionnelle au flux incident.
Les flux thermiques mesurés par les pyrgéomètres correspondent aux flux échangés entre d'une part la surface et/ou l'atmosphère et d'autre part l'instrument. Pour retrouver le flux reçu par l'instrument, on a besoin de connaitre sa température ; c'est pourquoi, l'instrument comprend son propre thermomètre. Au Dôme C, les mesures sont affectées par le dépôt de givre. Celui-ci entraine une sous estimation des flux. L'été, le chauffage de la vitre des pyrgéomètres par le rayonnement solaire entraine une surestimation des flux $LW\uparrow$ et $LW\downarrow$.

Modèle	Bande spectrale pyrano	Bande spectrale pyrgeo	Précision	Temps de réponse
CNR1	0.3 - 3 μm	5-50 μm	$\sim$ 10 %	$\sim$ 18 s

Table 3.5 – Spécifications des radiomètres.

La mesure du flux $LW\uparrow$, permet d'accéder à la température de la surface, selon le modèle du corps gris et la relation de Stefan Boltzmann :

$$T_s = \left(\frac{LW\uparrow -(1-\epsilon)LW\downarrow}{\epsilon\sigma}\right)^{1/4} \tag{3.3}$$

Avec $\sigma = 5.6710^{-8}\,\mathrm{Wm^{-2}K^{-4}}$ (constante de Stefan Boltzmann) et l'émissivité de la neige pour la gamme de longueurs d'ondes considérée soit $\epsilon = 0.99$.

2. par rapport à l'équilibre thermodynamique.
3. $T_{\mathrm{rosee}} \sim 5\,^{\circ}\mathrm{C}$ à -20 °C.

3.1.0.5 Les mesures de fluctuations de la température et des trois composantes du champ de vitesse

Les thermo-anémomètres soniques mesurent les temps de vol t_1 et t_2 sur la distance d, d'une onde ultra-sonore entre deux têtes alternativement émettrice et réceptrice. Les vitesses du vent v et du son c, dans la direction tracée par le couple de têtes émettrices-réceptrices, sont déduites des relations :

$$v = \frac{d}{2}\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right) \quad \text{et} \quad c(T) = \frac{d}{2}\left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2}\right) \tag{3.4}$$

La température est déduite de la vitesse du son. [4] Les capteurs utilisés dans ce travail : SATI 3SX de Applied Technology Inc et CSAT de Campbell Scientific comportent 3 couples de têtes émettrices/réceptrices dans 3 directions orthogonales pour mesurer les 3 composantes du vent u,v et w.
Dépourvus de pièces mécaniques en mouvement, ces instruments n'ont pas besoin de lubrifiant susceptible de se figer par grand froid. Surtout, les mesures sont précises (au sens de 'precise', mais pas forcément exactes, au sens d"accurate') et les temps de réponse très rapides, de sorte que les acquisitions peuvent être faites à hautes fréquences, à 10 Hz par exemple. Les données obtenues à hautes fréquences permettent d'accéder aux fluctuations u', v', w', T' et donc aux flux et autres paramètres turbulents.
Néanmoins, sur le plateau, les mesures sont affectées par le givre qui obstrue les membranes émettrices et réceptrices. Sur la côte, la neige en suspension diffracte les ondes sonores et rend les mesures inexploitables.
Pour palier le dépôt de givre, un système de chauffage intermittent a été mis en place sur les anémomètres-soniques installés sur la tour du Dôme C. Parce que la qualité des mesures serait altérée par le chauffage, les périodes de chauffage alternent avec les périodes d'acquisition. Cette alternance rend encore plus compliqué un traitement de données déjà délicat. Dans cette thèse, quelques résultats de « données soniques » seront discutés en marge ; le traitement des données utilisées a été mené au CNRM/GAME et au LEGI et ne sera pas approfondi dans ce manuscrit.

3.1.0.6 Les radiosondages

Des sondes sous ballon sont lâchées quotidiennement au Dôme C et à Dumont D'Urville. Les sondes sont lâchées respectivement par les personnels du PNRA et de Météo-France à 19 h locale et 9 h locale. L'ascension dure environ 2 h. Les ballons s'élèvent à une vitesse de $5\,\mathrm{ms}^{-1}$ jusqu'à environ 25 km d'altitude avant d'éclater. Lorsque les données sont transmises à temps sur le réseau, elles sont assimilées pour les analyses opérationnelles ARPEGE et ECMWF, pour les fournées de 12 h et 0 h UTC.
Les sondes lancées à DDU sont des modèles Modem, celles lancées au Dôme C sont des Vaisala RS92. Les sondes comprennent un thermomètre, un capteur d'humidité et un GPS duquel on déduit les positions successives puis la direction et la vitesse du vent.
Les sondes Vaisala RS92 comportent un baromètre. Pour des questions de poids, de coût et de limitation des déchêts, les constructeurs des sondes Modem ont choisi de ne pas mesurer la pression ; ils s'appuient sur les mesures assez précises de température, humidité et altitude pour la déduire. Le calcul repose sur l'intégration de l'équation hydrostatique combinée avec

4. La vitesse du son dépend au premier ordre de la température et au second ordre de l'humidité spécifique. Dans notre environnement très sec, la dépendance à l'humidité peut être négligée.

la loi des gaz parfaits :

$$P_n = P_{n-1} \exp\left(\frac{z_n - z_{n-1}}{29.27 \cdot (T_{v,n} + T_{v,n-1})/2}\right) \tag{3.5}$$

$T_{v,n}$ et la température virtuelle calculée à partir de la température T_n, de l'humidité relative RH_n et de la pression P_{n-1} calculée à l'instant précédent.
Les sondes permettent d'obtenir des profils sur toute la troposphère et une partie de la stratosphère. Ces profils sont représentatifs d'une région de plusieurs dizaines de km^2 sur une durée de plusieurs heures. Cependant, les mesures ne sont pas fiables sur les 50 voire 200 premiers mètres d'ascension. Cela pour trois raisons :

- La sonde est accrochée sous le ballon par un fil d'environ 50 m [5]. Le déroulement du fil après le largage entraine la sonde dans un mouvement de spirale qui brouille la mesure de vent.
- Tant que le déroulement du fil n'est pas terminé, la vitesse d'ascension de la sonde est nulle ou trop faible pour assurer la ventilation des capteurs qui ont été calibrés pour une vitesse ascensionnelle de 300 m min^{-1} ± 10 % [6] .
- Les premières mesures sont acquises environ 50 s après le largage, alors que la sonde s'est déjà élevée de 150 à 250 m. Les premiers points de mesure des radiosondages sont déduits par interpolation linéaire avec le point sol. De là provient l'alignement systématique des premiers points de mesure qui apparaît sur les profils (exemple sur la figure **??** au chapitre 4).

3.2 Observation : les installations

Ce paragraphe présente brièvement les installations de mesures pour les deux régions d'études.

3.2.1 Le Dôme C

La tour Une tour de 45 m a été installée au Dôme C en 2008. Cette tour est placée à environ 700 m à l'ouest des bâtiments de la base scientifique de Concordia. Les instruments sont disposés face au vent dominant (Sud-Sud Ouest), de sorte que les mesures qui y sont faites soient le moins possible affectées par les distorsions de l'écoulement par les bâtiments et par la tour elle-même.

Depuis l'été 2009-2010, cette tour est équipée, entre 3 et 42 m, de :

- 6 niveaux de mesures de vent avec des Young 05103 et 05106,
- 6 niveaux de mesures d'humidité et de température (HMP155) sous abris à ventilation forcée [7],
- 6 niveaux supplémentaires de mesures de température (Pt100, sous abris naturellement ventilés),
- 6 niveaux d'anémomètres soniques Applied Technology SAT-SX [8].

5. 30 ou 70 m selon les sondes.

6. En conséquence, les mesures de température sont affectées par le rayonnement solaire et présentent un biais chaud.

7. Jusqu'en janvier 2010 les HMP155 étaient sous abri classique et les Pt100 simples sous abri avec ventilation forcée ; ensuite les deux types d'abris ont été échangés.

8. En 2013, 3 sur 6 étaient fonctionnels.

Les données des anémomètres soniques ne seront pas discutées ici. Pour tous les autres capteurs, l'acquisition est réalisée par des centrales Campbell CR3000 avec un échantillonnage de 30 s. Seules les statistiques sur la demi-heure sont enregistrées (moyenne, minimum, maximum et écart-type). Les capteurs sont placés aux niveaux reportés dans la table 3.6. Le niveau des capteurs diminue chaque année d'environ 8 cm, du fait de l'accumulation de neige. Cette accumulation est mesurée chaque été par des balises dans le cadre du programme de l'observatoire *GLACIOCLIM-SAMBA*. La hauteur des capteurs, c'est à dire la distance entre la surface de neige et la tête des capteurs est mesurée chaque été. En fait, cette hauteur n'est définie qu'à 10 cm près à cause de l'état de surface variable et de la présence de sastrugis dont la hauteur typique varie de 5 à 20 cm d'une année à l'autre.

Grandeur	Capteur	Hauteurs au-dessus de la surface en m					
T,RH	HMP155 et Pt100	3	8.5	17.5	25	32.5	41.5
U,V	Young	3.5	9	18	25.5	33	41.5

TABLE 3.6 – Hauteurs des mesures sur la tour de Dôme C à l'été 2009 (à ±30 cm près).

Le mât dans la couche de surface, En 2012, un mât de 2 m a été installé avec 3 niveaux de températures à 0.5, 1 et 2 m. Ce mât est situé à environ 200 m de la tour. Les capteurs ne pouvaient pas être placés aussi bas sur la tour déjà encombrée par de nombreux équipements. Ce mat sert aussi à tester de nouveaux capteurs. Nous l'appellerons dans la suite, le mat SBL.

Le BSRN Le PNRA [9] effectue des mesures de rayonnement courtes et longues ondes montants et descendants avec des radiomètres Kipp & Zonen. Ces mesures sont associées au réseau BSRN (*Lanconelli et al.*, 2011). Les capteurs sont plus sophistiqués que ceux des CNR1. En théorie les problèmes dus au givre et le chauffage de la vitre du pyrgeomètre par le soleil sont réduits.

3.2.2 La côte de la Terre Adélie

Plusieurs stations météorologiques sont disposées le long de la « route » du raid qui mène de Cap Prud'homme au Dôme C (voir les chapitres 1 et 5). On s'intéresse en particulier au mat de D17.

Le mat de D17 Un mat de 7 m a été installé en 2010. A l'été 2012-2013, ce mat est équipé de :

- 6 niveaux d'anémomètres Vector,
- 6 niveaux de mesures de température et d'humidité par des sondes HMP45 dans des abris naturellement ventilés,
- 1 girouette en haut du mât,
- 2 tubes flowcapt d'une longueur de 1 m, en bas et en haut du mât.

Les capteurs flowcapt IAV sont des microphones qui, contenus dans des tubes, déduisent le flux de neige en $g\,m^{-2}s^{-1}$, à partir d'une mesure de la pression acoustique générée par l'impact des flocons sur le tube. Ces capteurs ont été installés pour estimer la fréquence et l'intensité du transport de neige par le vent. Le principe et la fiabilité de leurs mesures sont décrits avec plus de détails dans le manuscrit de thèse de *Trouvilliez* (2013).

9. Programme national italien de recherche en Antarctique.

Grandeurs	Capteur	Hauteurs au-dessus de la surface en m					
T,RH	HMP45	0.8	1.3	2	3.2	5	6.5
WS	Vector	0.8	1.3	2	3.2	5	6.5
Fluxneige	Flowcapt	0-1			5.5-6.5		

TABLE 3.7 – Hauteurs des capteurs sur le mat de D17 à l'été 2012-2013 (à ±10 cm près).

3.3 Modélisation numérique

Les données obtenues à partir des capteurs présentés ci-dessus sont utilisées alternativement soit pour nourrir les modèles et obtenir une image plus exhaustive des situations étudiées soit pour être comparées aux simulations afin d'évaluer les performances des modèles.

3.3.1 Simulations unicolonnes

Les simulations unicolonnes ont servi dans cette thèse à tester d'une part des jeux de forçage et d'autre part le comportement global des paramétrisations du modèle. Les simulations sont peu coûteuses et de nombreux tests ont pu être menés. Ces simulations ne cherchent pas spécifiquement à étudier la turbulence dont les effets y sont complètement paramétrisés.

3.3.2 Simulations LES pour l'étude de la turbulence

Les simulations dites LES comme "Large Eddy Simulations" dont les pionniers sont *Smagorinsky* (1963), *Lilly* (1967) et *Deardorff* (1980), ont été développées pour explorer et caractériser les mouvements turbulents. Elles cherchent donc à résoudre explicitement une partie des tourbillons, au moins les plus énergétiques. La discrétisation des équations sur une maille de taille finie Δx_i agit comme un filtre passe bas de nombre d'ondes de coupure $k_c = \frac{2\pi}{\Delta x_i}$. Un modèle numérique projeté sur un maillage Δx_i, résout alors explicitement les tourbillons de taille de l'ordre de $2\Delta x_i$. Pour caractériser précisément l'ensemble des échelles turbulentes, il faudrait que Δx_i soit inférieure à l'échelle de Kolmogorov, de l'ordre de $\eta_k \sim 1\,\text{mm}$ dans l'atmosphère. C'est le principe des simulations numériques directes (DNS). En pratique, le coût numérique est rapidement trop élevé. Alors, les simulations LES tirent parti de la séparation des échelles de production et de dissipation de l'énergie turbulente, dans la théorie de Kolmogorov. En effet, entre les deux zones de production et de dissipation du spectre de l'énergie turbulente, se trouve la zone inertielle, dans laquelle l'énergie est essentiellement transférée d'une échelle à la suivante plus petite (Figure 3.4). C'est dans cette zone, où la densité spectrale de l'énergie turbulente connaît une décroissance rapide (en $k^{-5/3}$) que les LES cherchent à placer la coupure. De cette façon, toutes les structures les plus énergétiques au niveau desquelles l'énergie de l'écoulement moyen est transférée à la turbulence correspondent aux plus grandes structures et sont donc résolues, alors que, les échelles de nombre d'onde supérieure à k_c, qui ne sont pas prises en compte, ont une énergie turbulente relativement négligeable. Les petites échelles jouent un rôle essentiel dans la dissipation de l'énergie. Pour éviter que l'énergie ne s'accumule à l'échelle de la maille, les LES, qui ne tiennent pas compte des petites échelles, remplacent la dissipation à ces échelles par de la diffusion sous-maille.

Bien que leur énergie soit négligeable, ne pas prendre en compte ces échelles entraîne l'interruption de la cascade d'échelles de l'énergie et la disparition de la dissipation consécutives à la suppression des petites échelles, et ainsi éviter que l'énergie ne s'accumule à l'échelle de la maille, on utilise une paramétrisation de la dissipation basée sur le principe de diffusion sous-maille.

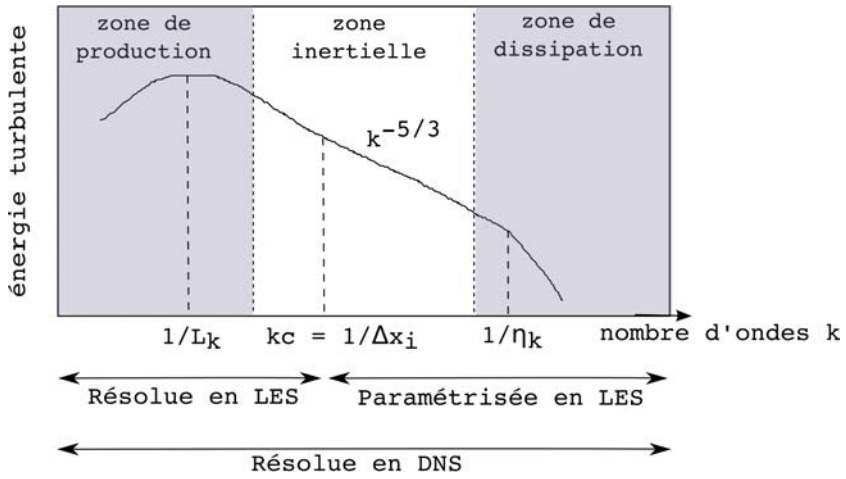


FIGURE 3.4 – Schéma de principe du spectre d'énergie en turbulence homogène et isotrope

Le modèle utilisé dans le cadre de cette thèse, pour les simulations unicolonnes et LES est le modèle Méso-NH.

3.4 Modélisation numérique : le modèle Méso-NH

Le modèle atmosphérique Méso-NH est un modèle à aire limitée conjointement développé et entretenu depuis les années 1990 à Toulouse, au CNRM et au Laboratoire d'Aérologie. Ce code de recherche est construit pour opérer sur une large gamme d'échelle, de la centaine de kilomètres au mètre. De nombreux schémas physiques ont été développés pour s'adapter aux différentes échelles. Ainsi, ce modèle peut être utilisé dans différentes configurations d'uni à tridimensionnelles, LES ou méso-échelle. Cette capacité d'adaptation lui permet de servir à l'étude de situations académiques ou réalistes pour des applications variées, par exemple, la propagation des feux de forêt en Corse (*Strada et al.*, 2012), le transport de neige par le vent dans les Alpes (*Vionnet et al.*, 2014), les vents catabatiques sur terrain complexe ou idéal, l'activité électrique d'un orage (*Pinty et al.*, 2013), la prédiction du brouillard (*Bergot et al.*, 2014), l'étude d'impact d'aménagements urbain en cas de canicule (*Tremeac et al.*, 2012), la chimie des aérosols (*Tulet et al.*, 2003)...

3.4.1 Système d'équations et schémas numériques

Pour simuler les mouvements atmosphériques sur une large gamme d'échelles, deux choix ont été faits. Pour la petite échelle, le modèle est non-hydrostatique. Pour les plus grandes échelles, les ondes acoustiques sont filtrées. Ces ondes ont une vitesse de propagation supérieure d'environ deux ordres de grandeurs à la vitesse du vent dans l'atmosphère, elles imposent donc de fortes contraintes sur le pas de temps. Le filtrage est réalisé en adoptant un profil de masse volumique constant à la place de la masse volumique du fluide dans les équations de continuité et du mouvement (c'est l'approximation anélastique détaillée section 2.1.3). Plusieurs versions de l'approximation anélastique sont implémentées ; nous utilisons celle de *Durran* (1989).

L'approche anélastique suppose que les variables d'état thermodynamiques ρ, T, r_v, p, ne s'écartent que modérément d'un état de référence. L'état de référence est défini pour une atmosphère au repos, à l'équilibre hydrostatique, avec des profils de température et de vapeur d'eau uniformes horizontalement. Cet état est construit à partir d'une moyenne horizontale,

sur tout le domaine, des profils initiaux de température et vapeur d'eau.

$$\begin{aligned} u(x,y,z,t) &= 0 + \delta u(x,y,z,t) \\ v(x,y,z,t) &= 0 + \delta v(x,y,z,t) \\ w(x,y,z,t) &= 0 + \delta w(x,y,z,t) \\ T(x,y,z,t) &= T_r(z) + \delta T(x,y,z,t) \\ r_v(x,y,z,t) &= r_{vr}(z) + \delta r_v(x,y,z,t) \\ p(x,y,z,t) &= p_r(z) + \delta p(x,y,z,t) \\ \rho(x,y,z,t) &= \rho_r(z) + \delta \rho(x,y,z,t) \end{aligned} \tag{3.6}$$

Les équations du modèle ont été obtenues après linéarisation au voisinage de l'état de référence des équations de Navier Stokes. Elles s'apparentent aux équations 2.14 à 2.19. Ici l'opérateur $\bar{(\cdot)}$ fait référence à l'opération du filtrage associée au maillage plutôt qu'à l'opérateur de Reynolds.
Les variables pronostiques du modèle sont les trois composantes du vent, de la température potentielle, des rapports de mélange en vapeur d'eau et en hydrométéores et de l'énergie cinétique turbulente sous-maille. La pression n'est pas une variable pronostique ; elle est diagnostiquée avec une équation elliptique, obtenue à partir des équations du mouvement et de continuité 2.13a, et résolue par itération. La masse volumique ρ est déduite de l'équation d'état 2.12.

Les équations sont discrétisées sur la grille avec des schémas aux différences finies. Plusieurs options sont disponibles ; dans notre étude, nous avons utilisé des schémas d'advection centrés explicites [10] associés à un schéma temporel de type « Leapfrog ». Les schémas centrés explicites, bien que moins stables que des schémas implicites ou explicites décentrés, ont l'avantage d'être peu diffusifs. Le schéma « Leapfrog » est stable à condition de satisfaire le critère de Courant-Friedrich-Levy (CFL) :

$$|u\frac{\Delta t}{\Delta x}| + |v\frac{\Delta t}{\Delta y}| + |w\frac{\Delta t}{\Delta z}| \leq 1 \tag{3.7}$$

Le code est parallélisé. Méso-NH est en fait le premier modèle météorologique français a avoir été implémenté sur une architecture massivement parallèle (*Pantillon et al.*, 2011). La scalabilité du modèle a été démontrée jusqu'à 2 millions de threads.

3.4.2 Paramétrisations physiques

Les transferts radiatifs dans l'atmosphère sont traités par colonne (two stream approx). Le schéma de Fouquart Morcrette est utilisé pour le visible ; le schéma Rapid Radiative Transfer Model (*Mlawer et al.*, 1997) traite l'infrarouge. Le code est très proche de celui de la version opérationnelle du centre Européen (*Gregory et al.*, 2000).

La microphysique est traitée avec un schéma explicite à phase mixte dit ICE3. Ce schéma calcule l'évolution des rapports de mélange de 6 hydrométéores : la vapeur d'eau r_v, les gouttelettes nuageuses r_c, la glace nuageuse r_i, la pluie r_r, les flocons de neige r_s et la neige roulée (graupel) r_g. Les effets de condensation sous-maille sont traités par le schéma de convection peu profonde (shallow convection) dit EDKF qui repose sur approche combinée « Eddy-Diffusivity / Mass Flux » (*Pergaud et al.*, 2009).

10. *2nd ordre (CEN2ND) ou 4ème ordre (CEN4TH) pour le vent. 3ème ordre (PPM) conservatif, pour les scalaires : température, TKE, rapports de mélange.*

La surface est décrite par le modèle de surface SURFEX. A chaque pas de temps, le modèle SURFEX calcule chaque composante du bilan d'énergie de surface, à partir des champs météorologiques au premier niveau du modèle, et des flux radiatifs incidents calculés par Méso-NH. Les flux H, LE, $LW\downarrow$ et $SW\downarrow$ en sortie, servent de conditions aux limites au schéma de fermeture et au schéma radiatif de Méso-NH.
Le modèle SURFEX développé par Météo-France est en fait un modèle externalisé qui peut être couplé à d'autres modèles atmosphériques comme AROME et ARPEGE, ou à des modèles hydrologiques, mais qui peut aussi être utilisé seul ("stand alone mode") (*Masson et al.*, 2013). Il contient plusieurs sous-modèles dont ISBA, un modèle de végétation avec un schéma de neige, Crocus un modèle de manteau neigeux multi-couche, un modèle de ville, de lac etc.

3.4.3 Schéma de fermeture

Le schéma de turbulence est à la fois un schéma de fermeture qui a pour vocation la prise en compte de l'effet sur l'écoulement moyen des tourbillons d'échelles inférieures à la maille, non résolus par le modèle - pour cela, il calcule les contributions sous-maille aux flux et variances pour fermer les équations (cf. section 2.1.5) – et un schéma servant à compenser la coupure spectrale artificielle générée par la résolution finie ; pour cela, Il doit résorber l'énergie qui tend à s'accumuler à l'échelle de la maille, par cascade des grandes vers les petites échelles ; à cet effet, il comprend une paramétrisation de la dissipation.

Ce schéma, dit « sous-maille », implémenté dans Méso-NH, est un schéma d'ordre 1.5 basé sur une équation pronostique de la TKE, une longueur de mélange et une formulation du nombre de Prandtl turbulent fonction du nombre de Richardson. La particularité de ce schéma est d'avoir été pensé et codé pour toutes les configurations du modèle : LES, méso-échelle et unicolonne... La dimension (1 à 3) et la longueur de mélange sont les seuls ingrédients du schéma qui changent entre les configurations LES, méso-échelle ou unicolonne. Le schéma est détaillé brièvement ci-dessous.

Le schéma sous-maille calcule à chaque pas temps et pour chaque maille les moments d'ordre 2 à l'échelle de la maille. Le schéma a été développé à partir du système d'équations des moments d'ordre 2 (comme par exemple celui présenté par *Stull* (1988)) simplifié par un ensemble d'hypothèses. En particulier :

- La turbulence sous-maille est supposée dans un état stationnaire, à l'équilibre avec les conditions aux bords de la maille, (la turbulence sous maille est homogène au sein d'une maille),
- les termes anisotropes sont négligés devant leurs homologues isotropes,
- les termes d'ordre 3 sont négligés,
- la force de Coriolis est supposée négligeable à l'échelle d'une maille,
- les termes associés aux sources externes de chaleur comme le rayonnement ou les changements de phase, sont négligés,
- la dissipation et la viscosité moléculaire sont négligés sauf dans le cas de l'énergie cinétique turbulente dont l'équation contient encore un terme de dissipation ϵ.

Dans le code, le schéma est écrit avec des variables qui se conservent lors des changements de phase comme la température potentielle virtuelle [11] . Il est présenté ici dans le cas sec où θ_v se réduit à θ. Pour les moments d'ordre 2 de la vitesse et de la température potentielle, le système

11. $\theta_v = \theta(1 + r_v R_v/R_a)/(1 + r_w)$ avec R_v la constante des gaz parfaits pour la vapeur d'eau et r_w le rapport de mélange total de l'eau, qui prend en compte l'eau dans toutes ses phases.

une fois simplifié s'écrit (*Cuxart et al.*, 2000) :

$$\begin{aligned}
\overline{u_i'\theta'} &= -\frac{2}{3}\frac{1}{C_h}K\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_i}\phi_i \\
\overline{\theta'^2} &= \frac{2}{3}\frac{1}{C_2}l^2\left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_m}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_m}\right)\phi_m \\
\overline{u_i'u_j'} &= -\frac{4}{15}\frac{K}{C_m}(\frac{\partial\bar{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial\bar{u_j}}{\partial x_i}) \\
\overline{u_i'^2} &= \frac{2}{3}e-\frac{4}{15}\frac{K}{C_m}\left(2\frac{\partial\bar{u_i}}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\frac{\partial\bar{u}_m}{\partial x_m}\right)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

$i,j \in 1,2,3$ et $i \neq j$. La sommation d'Einstein s'applique pour l'indice m mais pas pour l'indice i. On peut se reporter à (*Cuxart et al.*, 2000) pour obtenir les formulations associées aux autres moments : $\overline{u_j'q'}$,$\overline{q'^2}$,$\overline{\theta'q'}$...

Les coefficients de diffusité K_h **et** K_m introduits section 2.1.5 s'écrivent ici $K_m = \frac{4}{15}\frac{K}{C_m}$ et $K_h = \frac{2}{3}\frac{1}{C_h}K\phi_3$. Ils sont calculés en fonction d'un coefficient de diffusivité type K modélisé par :

$$K = l\sqrt{e} \tag{3.9}$$

Où e est la TKE sous maille, et l la longueur de mélange, qui est une longueur caractéristique de la taille des tourbillons sous-mailles les plus énergétiques.

La TKE sous-maille e est déduite à chaque pas de temps de sa valeur au pas de temps précédent, en résolvant l'équation pronostique 2.19. Quelques simplifications sont apportées à cette équation :

- les termes de corrélations de pression sont négligés,
- les moments d'ordre 2 dans les termes de production sont estimés par le schéma 3.8,
- Le transport de TKE par les tourbillons est décrit par une formulation en K-gradient analogue à celle des autres moments d'ordre 2 :

$$\overline{u_j'e'} = -C_eK\frac{\partial e}{\partial x_j} \tag{3.10}$$

- **La dissipation** ϵ est modélisée par analyse d'échelle, en suivant la théorie de Kolmogorov :

$$\epsilon = C_\epsilon\frac{e^{3/2}}{l} \tag{3.11}$$

La longueur caractéristique utilisée pour la dissipation est, par défaut, dans Méso-NH, égale à la longueur de mélange pour la diffusivité l.

Les fonctions ϕ_i sont des fonctions de stabilité qui jouent le rôle de nombres turbulents inverses de Prandtl[12] Pr. Les composantes horizontales sont $\phi_1 = \phi_2 = 1$. En fait seule la composante verticale a un sens, elle dépend des variations locales des champs 3D, par l'intermédiaire de nombres de Richardson généralisés décrits par *Redelsperger and Sommeria* (1981). Dans le cas 1D, ϕ_3 a une expression simple, (*Cuxart et al.*, 2000) :

$$\begin{aligned}
\phi_3 = \psi_3 &= \frac{1}{1+C_1R_{1D}} \\
\text{avec } R_{1D} &= \beta\frac{l^2}{e}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \quad \left(=\frac{l^2N^2}{e} \text{ en cas stable}\right)
\end{aligned} \tag{3.12}$$

12. Cf section 2.2.3.

$\phi_3 = 1$ dans le cas neutre. ϕ_3 décroit avec $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0$. Cela correspond à un nombre de Prandtl $Pr > 1$ en cas stable, en accord avec l'idée soutenue par *Schumann* (1991) qu'en cas stable, le mélange de quantité de mouvement est plus efficace que le mélange de chaleur. Pour les cas faiblement instables, ϕ_3 croit au delà de 1 et tend à accroître le mélange.

La longueur de mélange est calculée différemment selon que le modèle est utilisé en mode « LES », « méso-échelle » ou « unicolonne ».

C_h	C_2	C_m	C_ϵ	C_e	C_1
4.65	5.58	2.11	0.85	0.4	0.119

TABLE 3.8 – Valeurs des paramètres du schéma de fermeture dans Méso-NH

3.4.3.1 Longueur de mélange dans le cas LES

- l correspond à la taille de la maille $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$.
- l est limitée par la distance au sol ($l < \kappa z$, la longueur de mélange de Prandtl).
- En cas de stabilité thermique, les échanges turbulents sont inhibés, l décroit en conséquence en deçà de la taille de la maille selon la formulation de *Deardorff* (1980).

$$l = \min\left(\kappa z, \Delta, 0.76\sqrt{\frac{e}{N}}\right) \tag{3.13}$$

Par la suite, on appelle DEAR comme Deardorff cette longueur de mélange. De plus, on appelle DELT comme delta la longueur de mélange dans le cas où l'on ne tient pas compte de la correction de stabilité : $l = \min(\kappa z, \Delta)$.

3.4.3.2 Longueur de mélange dans le cas uni-colonne

Dans les cas méso-échelles ou uni-colonnes, les champs sont supposés homogènes horizontalement. Seuls les flux verticaux sont paramétrés. On cherche une longueur de mélange qui tienne compte de la stabilité de la couche dans son ensemble et non plus seulement de la stabilité locale. La longueur choisie est celle de *Bougeault and Lacarrère* (1989). Elle représente la taille des plus grands tourbillons, limités par la stabilité :

$$l = \left[\frac{(l_{up})^{-2/3} + (l_{down})^{-2/3}}{2}\right]^{-3/2} \tag{3.14}$$

où l_{up} et $l_{down} < z$ sont les distances maximales que peut parcourir, vers le haut ou vers le bas, une particule d'air initialement à la hauteur z. Ces distances sont calculées en supposant que la particule dispose d'une énergie moyenne $e(z)$ et donc que le travail de la force de flottabilité subie lors du trajet ne peut dépasser l'énergie $e(z)$.

$$\begin{aligned} \int_z^{z+l_{up}} \beta(\theta(z') - \theta(z))\mathrm{d}z' &= e(z) \\ \int_{z-l_{down}}^{z} \beta(\theta(z) - \theta(z'))\mathrm{d}z' &= e(z) \end{aligned} \tag{3.15}$$

Dans une couche stablement stratifiée ($N > 0$), un développement limité à l'ordre 2 de $\theta(z) - \theta(z')$ donne (*Cuxart et al.*, 2000) :

$$l = \sqrt{\frac{2e}{N}} \tag{3.16}$$

On retrouve des similarités avec la formulation précédente. Cette longueur, qu'on appellera par la suite BL89, est finalement une généralisation de l'approche de *Deardorff* (1980) dans le cas ≪ non-local ≫.

3.4.4 Quelques applications en Antarctique

3.4.4.1 Caractérisation de la turbulence optique pour l'observation astronomique sur le plateau Antarctique

Le modèle Méso-NH couplée avec SURFEX a déjà été testé dans les conditions particulières du plateau Antarctique pour la prévision de la turbulence optique. *Lascaux et al.* (2011) ont utilisé le modèle Méso-NH pour étudier l'intérêt des sites de Dôme A, Dôme C et du Pôle Sud pour l'observation astronomique. Pour chaque site d'étude, des simulations ont été menées pour 15 nuits d'hiver. Méso-NH a été utilisé en mode méso-échelle avec trois domaines imbriqués (grid nesting), pour un maillage final de 1 km de résolution. Le schéma de microphysique n'est pas activé. Les simulations sont forcées toutes les 6 h avec des analyses de ECMWF ; les paramètres optiques : épaisseur de la couche de surface, seing, ... sont diagnostiqués par le package Astro-Méso NH. La configuration du modèle et le package Astro-Méso NH avaient initialement été testés et validés sur le site du Dôme C (*Lascaux et al.*, 2009, 2010). Les simulations ont été comparées aux radiosondages de 20 h pour les variables météorologiques et à des mesures in-situ pour le seing. Ces comparaisons ont confirmé l'apport de simulations à haute résolution horizontale et verticale (avec un premier niveau à 2 m et 12 niveaux dans les 100 premiers mètres) par rapport à l'utilisation brute des analyses météorologiques, pour le calcul des paramètres optiques. En hiver, les analyses du centre Européen ne sont pas fiables dans les 100 premiers mètres ; au Dôme C, en particulier, le gradient de température et le cisaillement sont sous-estimés par rapport aux profils des radiosondes (*Hagelin et al.*, 2008) [13]. En-dessous de 10 m, les analyses présentent un biais chaud d'environ 5 K et le vent est surestimé de près de 3 ms^{-1} (*Hagelin et al.*, 2008). Les résultats du modèle Méso-NH tendent à s'approcher profils donnés par les radiosondages, le biais chaud est atténué de 3 K environ, mais le gradient de température et le cisaillement du vent demeurent sous-estimées.

3.4.4.2 Évolution du manteau neigeux en été, au Dôme C

Le modèle multi-couche de manteau neigeux SURFEX/Crocus, initialement conçu pour les manteaux neigeux saisonniers alpins, a été adapté pour le plateau Antarctique. Pour valider les adaptations, une simulation couplée, forcée avec les analyses ARPEGE a été menée sur 11 jours d'été (janvier 2010) par *Brun et al.* (2012). Le modèle atmosphérique utilisé n'était pas Méso-NH mais son cousin AROME. AROME est le modèle méso-échelle non-hydrostatique utilisé pour la prévision météorologique par Météo-France. On peut y brancher les paramétrisations physiques de Méso-NH. Les schémas de Méso-NH pour le rayonnement, ICE3 pour la micro-physique et EDKF, et la longueur de mélange BL89, ont donc été testés dans les conditions polaires. Les champs de vents et de température ont été comparés aux observations. La température de surface et son évolution sont satisfaisantes. Néanmoins, la vitesse du vent à 10 m n'est pas toujours bien représentée, et *Brun et al.* (2012) insistent sur les difficultés du modèle à former des nuages au bon moment. Certains jours, des nuages bas se forment dans la simulation alors qu'en réalité ils n'ont pas été observés ; d'autres jours la formation de nuages observés n'est pas simulée. Les différences de $LW \downarrow$ qui résultent de la mauvaise représentation des nuages dégradent sensiblement la température de surface ; des

13. L'étude a été conduites avec les radiosondages routiniers et les analyses opérationnelles du centre européen de 2006.

biais de +7 °C sont obtenus la nuit lorsqu'un nuage est formé alors que le ciel est clair, et de −2 °C lorsque la simulation a manqué un nuage et que le vent est nettement sous estimé.

Chapitre 4

Le cycle diurne au Dôme C

Depuis 2003, trois cas d'intercomparaison de modèles ont été conduits dans le cadre du projet GEWEX-GABLS (cf. chapitre 2 et annexe A). Ces trois cas ont permis de comparer les paramétrisations des modèles de prévisions numériques et de climat, sur des situations simplifiées de couches limites stables. D'un cas à l'autre, les modèles ont été confrontés à la fois à des nombres de Richardson de plus en plus grands et à des situations de plus en plus réalistes. Ces trois cas ont révélé une très grande disparité dans les performances des différentes paramétrisations utilisées. Cependant, deux problèmes sont récurrents : d'une part, la très grande sensibilité des modèles à l'interdépendance, en cas stable, des trois types de processus, radiatifs, turbulents et de couplage sol/atmosphère, et d'autre part, la difficulté à reproduire les transitions diurnes (instable/stable). Au delà de l'intercomparaison des modèles, le projet GABLS a permis de sensibiliser la communauté aux enjeux associés aux couches stables et au retard des modèles dans ces situations. De plus, le projet a impulsé une vague de changements dans plusieurs centres de modélisation qui ont redoublé d'efforts pour améliorer leurs paramétrisations de la couche limite (turbulence, rayonnement) et de la surface. Ces mêmes centres de modélisation, Météo France, ECMWF et Met-Office par exemple, ont appelé à la mise en place d'un quatrième cas d'intercomparaison pour évaluer leurs paramétrisations améliorées, dans un cas encore plus stable.

Le Dôme C est une vaste étendue plane et blanche avec un air très sec et propre (Figure 4.1). Malgré son isolement, on y dispose de 5 années d'observations inédites sur une tour de 45 m. Ces observations montrent que la couche limite estivale connaît un cycle diurne marqué avec une stratification très stable la nuit.
Ces différentes caractéristiques : homogénéité du site, existence de données d'observations, cycle diurne et couche très stable, font du Dôme C un site idéal pour un exercice GABLS. L'idée de lancer un tel cas GABLS 4 est née à Météo-France, alors que je commençais ma thèse, au LGGE, où sont coordonnées les mesures météo de la tour. J'ai alors été mise à contribution pour participer au choix de la période d'étude et tester les versions préliminaires des jeux d'initialisation et de forçage. L'objectif final était la préparation d'une simulation LES de référence avec le modèle Méso-NH. Nous ne sommes pas allés jusque là, les simulations uni-colonnes ayant pointé un grand nombre de difficultés.

L'exercice GABLS4 lancé depuis va s'attacher, dans un premier temps, à comparer les performances de modèles unicolonnes, en mode couplé (avec la surface libre), et en mode forcé (avec une température de surface imposée). Une intercomparaison de modèles LES est programmée dans un second temps. Cet exercice vise en particulier à comparer les schémas de turbulence en énergie turbulente totale (*Zilitinkevich et al.*, 2013), récemment implémentés dans ARPEGE par exemple, avec ceux plus classiques en énergie cinétique turbulente.

4.0.5 Sélection de la période GABLS4 : 11-12 décembre 2009

Comme nous visions un cycle diurne, la période d'étude a été cherchée durant le court été. Trois étés d'observation ont donc été explorés, à la recherche d'une période de 2 jours, pour

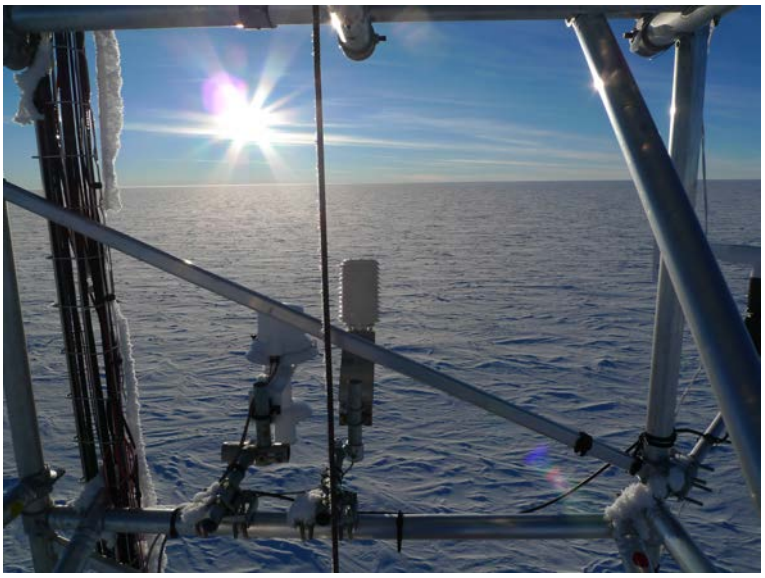


FIGURE 4.1 – Le Dôme C : un désert blanc. *Cliché : Eric Brun.*

laquelle le ciel est clair, le vent modéré et les données de qualité. Une attention particulière a été portée à la campagne de terrain Concordiasi de l'été 2009-2010 (*Rabier et al.*, 2010), durant laquelle, près de deux radiosondages quotidiens ont été lancés. Les données de radiosondage et de températures (à la surface et dans le manteau neigeux) sont précieuses pour la construction de l'état initial, d'une part, et des forçages, d'autre part, pour nourrir les modèles. Les autres données (observations météorologiques et mesures haute-fréquence sur la tour, données de rayonnement) serviront à l'évaluation des modèles. Bien que les mois d'été, décembre et janvier, aient un climat nettement plus doux et favorable aux mesures que tous les autres mois, cette période n'est pas la meilleure lorsqu'il s'agit d'en extraire des séries d'observations continues et homogènes. En effet, c'est pendant cette saison que sont menées la grande majorité des opérations d'évolution du système d'observation et de maintenance des instruments, souvent altérés par les rigueurs de l'hiver. Il a été impossible de trouver deux journées consécutives pour lesquelles, d'une part, tous les capteurs sont opérationnels et, d'autre part, leurs données sont propres. Les journées des 11 et 12 décembre 2009 satisfont tous les critères sauf pour les données de température dans le manteau neigeux. Elles ont malgré tout été choisies. Pour combler les données manquantes de température dans la neige, une simulation du manteau avec le modèle SURFEX/Crocus a été réalisée à Météo-France.

4.0.6 Organisation du chapitre

Les premiers résultats du travail mené pour la préparation du cas GABLS 4 ont fait l'objet d'un poster au 21^{e} Symposium *Boundary Layer and Turbulence* en juin 2014. À la suite de cette conférence, un *proceeding* a été rédigé. Il présente les caractéristiques générales du cycle diurne estival au Dôme C et les deux journées du 11 et 12 décembre 2009 en particulier. Les résultats d'une simulation unicolonne avec Méso-NH y sont présentés, avec un focus particulier sur le mélange turbulent et sur le jet nocturne de basse couche. Ce texte, écrit en anglais, fait l'objet de la section 4.1 de ce chapitre. Les sections qui suivent reprennent, pour les approfondir ou les détailler, les idées esquissées dans le *proceeding* : la sous-estimation de la température de surface de la neige, la sur-estimation du mélange turbulent, le jet nocturne.

4.1 Summer diurnal cycle at Dome C on the Antarctic plateau

D'après :

Barral, H., E. Vignon, E. Bazile, O. Traullé, H. Gallée, C. Genthon, C. Brun, F. Couvreux, P. Le Moigne (2014), Summer diurnal cycle at Dome C on the Antarctic plateau, in *Proceeding of the AMS 21st Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, 9-13 June 2014, Leeds, United Kingdom

4.1.1 Introduction

Antarctic boundary layers experience persistent and strong temperature inversions (*Phillpot and Zillman*, 1970; *King and Turner*, 1997). A better understanding of the physical processes and their coupling involved in stable boundary layers is necessary to model the Antarctic meteorology and for future predictions of the regional climate and sea level. The study of the Antarctic atmosphere may also help to investigate the stable boundary layers. Indeed, the ice-sheet offers us "laboratory cases" with endless snow covered, relatively homogeneous, flat or sloped areas with persistent and strong stable stratifications resulting in low level jets. Dome C (75°06 S, 123°E) on the East Antarctic Plateau is one of them.

Dome C is a place of particular interest partly because of the numerous observations performed there, all year long. The nearby permanent scientific station Concordia, jointly operated by the French and Italian polar institutes (IPEV and PNRA) allows routinely operating permanent observations despite the remoteness of the site, the very low temperatures and the frost deposition.

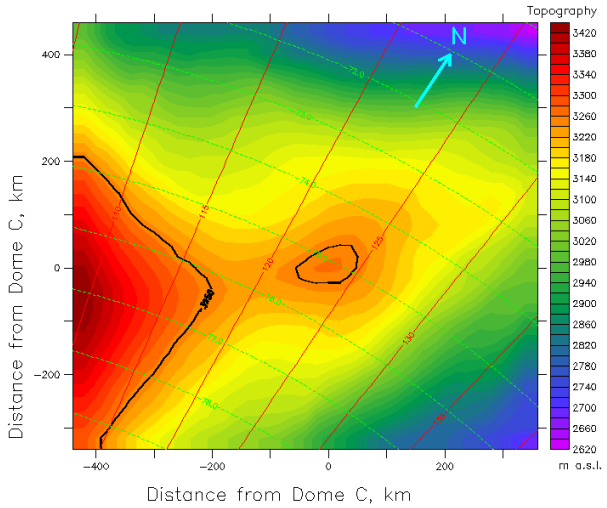


FIGURE 4.2 – Topography around Dome C - (*Gallée et al.*, 2014b)

Figure 4.2 shows the topography of the dome culminating at 3233 m above sea level ; the local slope is no greater than 1 ‰ so that the place does not feed the famous strong and persistent katabatic winds of Antarctica (*Parish and Bromwich*, 2007). No clear annual cycle in wind speed has been noticed, the annual speed averages 4.5 ms^{-1} at 10 m according to tower observations.

In summer, this high latitude area is permanently insolated, still the boundary layer experiences a clear diurnal cycle in temperature and wind speed. This summertime boundary layer has been investigated through several measurement methods : in-situ meteorological sensors (*Genthon et al.*, 2010, 2013), ground-based sodar (*Argentini et al.*, 2005, 2014), and ground-based microwave radiometer (*Ricaud et al.*, 2011). At "night" that is when the sun zenith angle is the largest, the albedo of the surface is also the highest (around 0.85), the net long-wave deficit $LW\uparrow - LW\downarrow$ exceeds the net short-wave gain $SW\downarrow - SW\uparrow$ leading to surface cooling. Clear sky and weak wind conditions favour the development of a strongly stably stratified boundary layer. During the day, high downward solar radiative fluxes and dryness associated to low temperatures ($\sim$ –30 °C) favour the initiation of convection (*King et al.*, 2006). A well mixed layer grows up to 200 or 300 m above the surface (*Argentini et al.*, 2005, 2014; *Ricaud et al.*, 2011). Such a diurnal cycle, with a boundary layer experiencing such a broad range of turbulence regime is not common even in Antarctica, the land of uncommons.

King et al. (2006) compare the diurnal responses of the boundary layer of Halley and Dome C, both around 75°S. At Halley which surface receives approximately the same amount of daily radiation, the measured diurnal temperature amplitude (at 2 m) typically reaches 3 °C compared to 10 °C at Dome C. The difference is attributed to 1) a lower daytime heating due to different partitioning of available surface energy into fluxes of latent or sensible heat ; 2) a lower night-time cooling due to difference in cloud cover. *King et al.* (2006) conclude that in order to experience a summertime convective boundary layer in Antarctica, one should be northerly enough for sufficient daytime solar radiation and also elevated enough for low temperatures (so that the energy absorbed by the surface is transferred to the boundary layer through sensible rather than latent heat, and thus is able to initiate convection). However, on the ice-sheet altitude is roughly correlated with latitude. Moreover, going northward, cloud cover and mechanical mixing due to katabatic wind prevent the formation of a strongly stably stratified boundary layer. Dome C appears to be a good synergy between latitude and altitude.

Low level jets are commonly observed in stable boundary layers. They may be downslope flows (*Manins and Sawford*, 1979) or "short-lived" jet, induced by an inertial oscillation during the "evening transition" (*van de Wiel et al.*, 2010). This study focuses on a particular diurnal cycle : the 11th and 12th December 2009. Single column model simulations are performed and compared to in-situ observations. Then we focus on night-time turbulent mixing and search for possible underlying mechanisms for a nocturnal low level jet.

4.1.2 Observations and Modelling tools

4.1.2.1 Observations system : the 45-m tower

Several kinds of atmospheric and snow pack observations are routinely performed at Dome C. In particular six level of meteorological sensors have been set up from 3 to 42 m on the tower depicted in Figure 4.3.

Wind speed and direction are measured with Young 05103 aerovanes, air temperature and relative humidity are sampled with Vaisala HMP155, in aspirated shields. Up to now, a 5-year quasi-continuous data series has been recorded. *Genthon et al.* (2010, 2011, 2013) give further details on this tower measurements, the obtained mean statistics and the deduced main

FIGURE 4.3 – The 45 m tower at Dome C. *Photo C. Brun.*

characteristics of the boundary layer. In addition to these "standard" meteorological sensors, six sonic thermo-anemometers were deployed between 7 and 42 m. In December 2009, five of them were running.

Everyday, insights of the state of the atmosphere up to 20-25 km over Dome C are provided by launching Vaisala RS92 radiosound at 12 UTC (20 LT) as part as the Routine Meteorological Observation program [1]. In December 2009, during the Concordiasi campaign detailed by *Rabier et al.* (2010), an additional radiosound was launched at 0 UTC (8 LT).

4.1.2.2 The Meso-NH numerical model

Meso-NH is a non-hydrostatic, anelastic model designed to simulate a broad range of atmospheric motions from mesoscale to turbulent eddies (*Lafore et al.*, 1998). Here, it was used in single column mode coupled with the SURFEX surface scheme (*Masson et al.*, 2013). A 1.5-order turbulent scheme as described in *Cuxart et al.* (2000), based on a prognostic equation for TKE and involving a Richardson-number-dependent formulation for the Prandtl number (*Redelsperger and Sommeria*, 1982) is implemented. It is used here in its one dimensional formulation with a *Bougeault and Lacarrère* (1989) mixing length. The long-waves and short-waves radiative transfers are computed separately using the ECMWF operational radiation code (*Gregory et al.*, 2000). Cloud dynamics is simulated using a mixed-phase microphysical scheme (*Pinty and Jabouille*, 1998) ; shallow convection is parameterized with a combined eddy-diffusity / mass-flux approach (*Pergaud et al.*, 2009).

4.1.2.3 Initialization and large-scale forcing

The case starts at 0 UTC that is 8 LT in the morning. A radiosounding is available at that time. Actually, this observational data are not directly used. Instead, temperature, humidity and geostrophic wind initial fields have been deduced and simplified (*Bazile et al.*, 2014) from a 4D-var re-analysis with the ARPEGE global circulation model. The re-analysis was performed using the ARPEGE configurations used during the Concordiasi field campaign : a stretched

1. RMO, `http://www.climantartide.it/`.

grid centred on Dome C with horizontal resolution of 10 km on the Antarctic plateau. Each radiosounding of the period was taken into account with its whole set of data levels.

For meaningful comparison between simulations and observations, we must prescribe a realistic large scale atmospheric forcing corresponding to the studied period. The needed large-scale fields are the geostrophic wind and the dynamical tendencies of temperature and humidity induced by the synoptic-scale weather conditions. These fields and their temporal evolutions are not observed but deduced by comparison of modelling and radiosounding data (*Bazile et al.*, 2013). An ensemble of simulations with the three dimensional limited area model AROME (*Seity et al.*, 2010) forced by the ARPEGE reanalysis and coupled with different physical packages were performed.

The AROME horizontal pressure gradient is used as an estimator of the geostrophic wind. The dynamic contributions to tendencies $\frac{\partial T}{\partial t}$ and $\frac{\partial q}{\partial t}$ were isolated by subtracting the mean spatially averaged physical tendencies only obtained with the AROME ensemble simulations from the tendencies observed between two consecutive radiosounding measurements.

Four profiles for +0 h, +12 h, +24 h and +36 h have been designed. In between, the model computes a linear interpolation of the two consecutive forcings. The advection tendencies of temperature and humidity are kept constant in each 12 h period. These initial and forcing fields were preliminary in-test versions of the GABLS4 intercomparison project (*Bazile et al.*, 2014).

4.1.2.4 Model setup

A reference simulation was performed with 10 m resolution in the low troposphere and a first level at 5 m. The stretched vertical grid extends up to 9000 m above the surface, with a damping layer above 8 km. The time step is set to 30 s. Microphysics, radiation, turbulence, shallow convection and surface schemes are activated. The chosen surface scheme consists in a 3 layers soil with the surface characteristics of fresh snow. The following surface parameters are fixed and do not evolve : the albedo ($\alpha = 0.8$), the surface roughness ($z_0 = 0.01$ m) and the emissivity ($\epsilon = 0.98$). The simulation starts on 11 December at 00 UTC (8 LT) and runs 36 hours.

4.1.3 The diurnal cycle on December 11-12th, 2009.

4.1.3.1 Comparison with December climatology

To assess whether the study period (11 and 12 December 2009) is representative of the summertime at Dome C, observed data from five December months (2009 to 2013) have been gathered and compared to the data collected during the study period (*Vignon*, 2014). For a saturated air parcel at -30 °C and 650 hPa, specific humidity is of about $0.35\,\mathrm{g \cdot kg^{-1}}$. This is a very low value : the atmosphere may be considered as dry. Consequently, the present study does not discuss moisture aspects of the boundary layer but focuses on the temperature and wind climatology. In fact, no moisture climatology has been drawn due to the lack of accurate humidity measurements. In such dry conditions, standard humidity measurements are questionable (*Genthon et al.*, 2013).

December climatology Located 1000 km away from the Coast, cloud cover is relatively thin or absent (*King and Turner*, 1997). For the last 5 summers the measured $LW\downarrow$ flux is under $125\,\mathrm{Wm^{-2}}$ more than 75 % of the time (Figure 4.4).

Temperature. Temperature usually averages around -30 °C in summer but experiences diurnal variations with an amplitude of about 10 °C at 3 m, damping to 4 °C at 42 m as shown

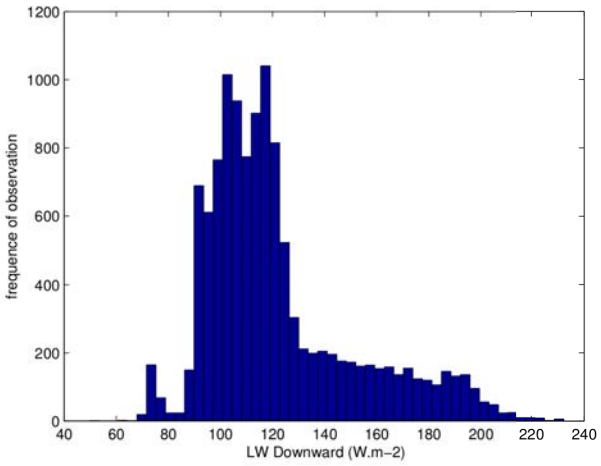


FIGURE 4.4 – Histrogram - longwave diffusive radiation down : $LW\downarrow$. BSRN data, December only from 2009 to 2013 - (*Vignon*, 2014).

in Figure 4.5.
Daytime profiles are quasi-uniform along the tower. This turbulent mixed layer fed by convection deepens from about 20-30 m at 9 am up to 100-300 m, as estimated by sodar measurements (*Argentini et al.*, 2005, 2014). From 4-5 pm, as soon as the heat turbulent fluxes decrease below zero, the mixed layer collapses to 50 m within only 2 hours. A stable stratification starts to set up in the surface layer.
Observed night-time temperature profiles obtained from the tower and radiosoundings may be divided in three layers. The inversion layer extends in the lowest 20 meters. The inversion layer characterised by a temperature gradient of $0.7\,°\mathrm{C}\cdot\mathrm{m}^{-1}$ thickens regularly from 8 pm to 7 am, before shrinking suddenly. An overlying residual layer, with uniform temperature follows and overpasses the top of the tower. Above and up to the tropopause, the atmosphere is weakly stable with a quasi-uniform gradient, and a Brunt Väisälä frequency about $N \sim 0.014\mathrm{s}^{-1}$. The maximum daytime temperature is reached 1 hour after midday for the surface temperature, 2 hours later (3 pm) at 3 m and around 4-4.5 pm at 40 m above the surface. The minimum night-time temperature is reached at about 2 am for the surface temperature, 2 hours later (4 am) at 3 m and at about 6 am at 25 m above the surface.

Wind. More than 80 % of the time, wind blows from South, South-West, bringing dry and cold air from the high plateau (Figure 4.6). Northerly winds occur sometimes and are correlated with so-called warm events (*Genthon et al.*, 2010). Daytime vertical wind profiles are quasi-homogeneous in the mixed layer. Conversely, night-time wind profiles are characterized by a strong wind shear $\frac{dW}{dz} \sim 0.075\,\mathrm{s}^{-1}$. The near surface wind, weaker by night, plateaus at $4.5\,\mathrm{ms}^{-1}$ by day, while active turbulent mixing may bring momentum from the upper troposphere. On the tower top, the midday plateau consists in a minimum, the maximum is reached by night.

December 11-12th, 2009 Temperature and velocity profiles in the boundary layer are typical of a summer day. In the lowest 15 m, the temperature is a bit colder than the climatological mean as other clear sky days. $LW\downarrow$ varies between 90 and $100\,\mathrm{Wm}^{-2}$. Wind is South-Westerly. Along the tower it is slightly weaker ($\sim 1\,\mathrm{ms}^{-1}$) than the climatological mean but still in the $\pm$ one standard deviation interval. Figure 4.7 shows that the near-surface stratification in the early morning is one of the strongest observed ($T_{3.3m} - T_s > 10\,\mathrm{K}$), as expected for clear-sky and weak wind conditions.

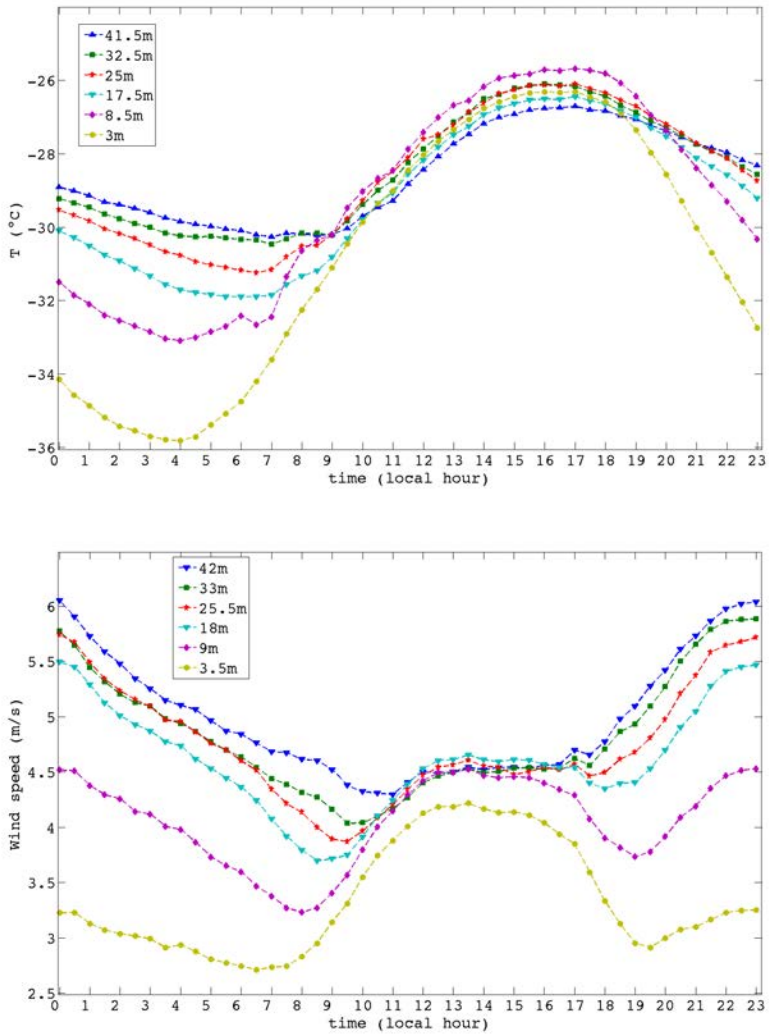


FIGURE 4.5 – Mean diurnal cycle in temperature and wind speed. Night-time December data from 2009 to 2011.

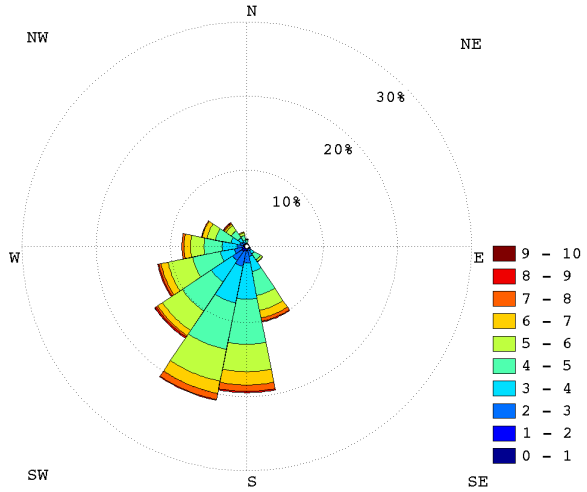


FIGURE 4.6 – Wind rose - 9-m wind, December (only) data from 2009 to 2011

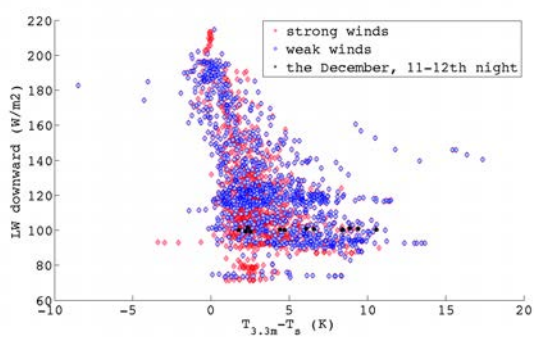


FIGURE 4.7 – Downward long-waves radiation $LW\downarrow$ versus Inversion strength in the surface layer ($T_{3.3m} - T_s$), by night. Strong winds samples are plotted in red, whereas weak winds samples in blue. Plotted samples are from night-time December (only) data from 2009 to 2013. - Adapted from (*Vignon*, 2014).

4.1.3.2 Diurnal cycle in temperature

Isocontours of the observed and simulated potential temperature profiles are presented in Figure 4.8. The simulated temperature field experiences a clear diurnal cycle in phase with the observed cycle. Neither the surface temperature nor the fluxes are prescribed, so that, the cycle expresses the response of the boundary layer to solar forcing. The simulated boundary layer is stably stratified at night (with a temperature gradient reaching $0.11\,\mathrm{Km}^{-1}$ between 3 and 60 m) and relatively well mixed during the day. Evening and morning transitions seem on the whole well reproduced and occur in time.

However, the vertical distribution of temperature is not satisfactory. In order to be comparable, simulated and observed temperature profiles are shown in Figure 4.8 using two different vertical scales. The simulated temperature field is plotted up to 180 m above the surface, whereas observed temperatures are plotted only along the 45 m of the tower. The simulated inversion layer follows similar thickening and shrinking phases than the observed one but extends up to 60 m. In addition, there is no clear residual layer above.

The order of magnitude of the daytime near-surface temperature is well reproduced with a temperature maximum around -27.5 °C ($\theta \sim 278\,\mathrm{K}$). But, the surface layer does not cool

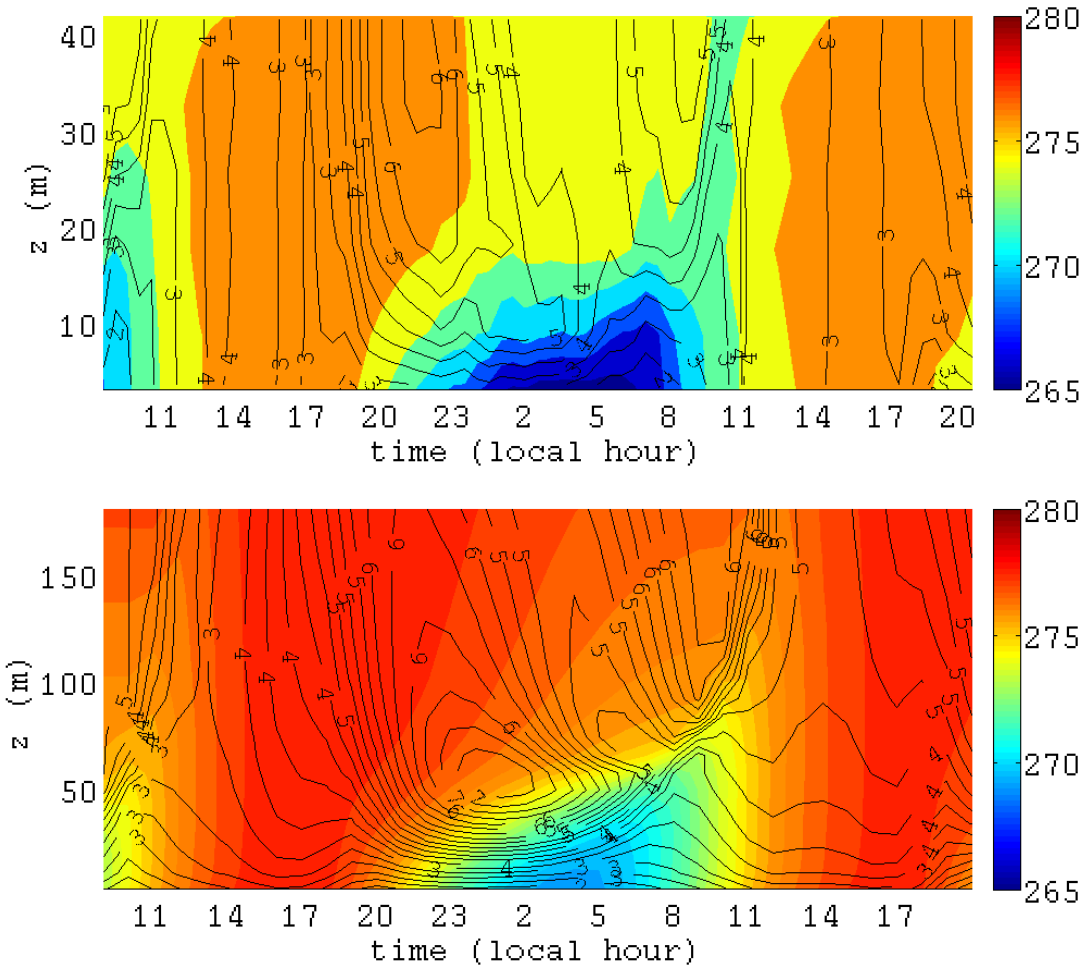


FIGURE 4.8 – Potential temperature and wind speed isocontours from tower observations (top) and in the 180 first meters of the simulation (bottom). Potential temperature, calculated with a reference level at 1013 hPa, ranges so "high" above 0 °C due to the elevated altitude of Dome C and the associated low pressure ($\sim$ 650 hPa). Corresponding absolute temperature is of about -30 °C.

enough at night, leading to a warm bias in the simulation. The near surface diurnal amplitude is thus underestimated, scaling around 10 °C at the surface and 9 °C at 3 m whereas, in the observational data, the diurnal amplitude reaches 17 °C at the surface and 12 °C at 3 m. The amplitude is damped to 8 °C at 20 m ; the simulated damping is underestimated and only reaches 1 °C, consistent with a too deep inversion layer.

4.1.3.3 Diurnal cycle in wind speed

The simulated 3.5 m mean wind speed is quite close to the observed one ($\sim$ 2.5 ms^{-1}), however, the 10 m mean wind speed is underestimated by about 0.25 ms^{-1}. Figure 4.9 shows the velocity profile (1 h averaged) during the whole simulation. During the "day" (between 11 am et 4 pm) the velocity vertical profile is uniform along the tower. Whereas, at "night", a strong shear is observed in the first 20 meters. Despite an overestimation of daytime shear and an underestimation of night-time shear, the diurnal cycle in wind speed is in overall well reproduced by the model.

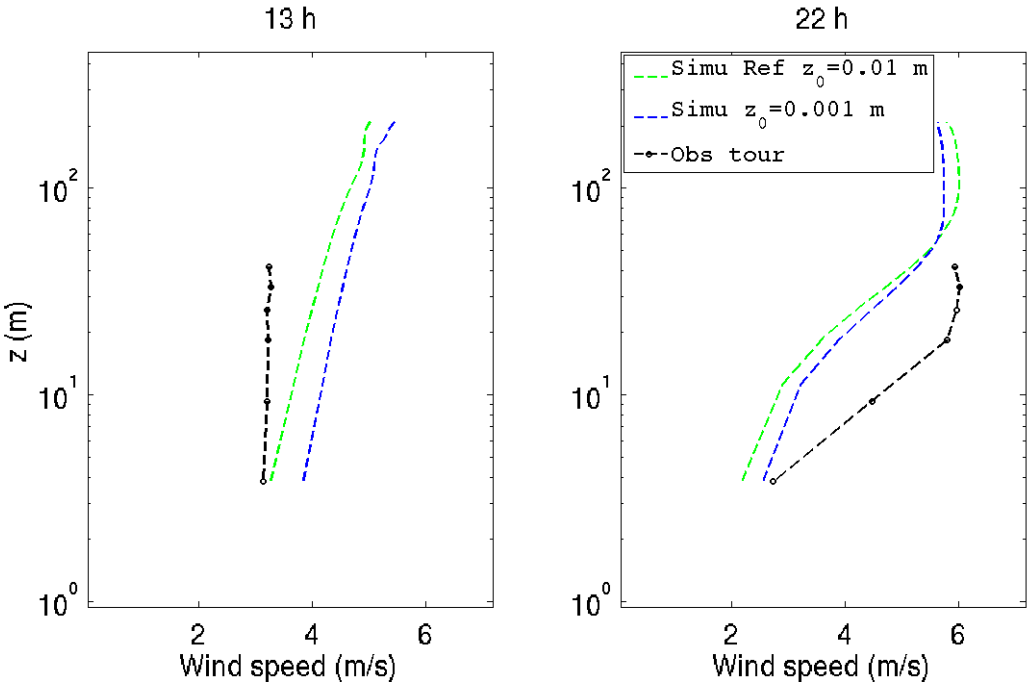


FIGURE 4.9 – Wind velocity profiles at 1 pm and 10 pm. Tower observations in black are compared with the control simulation (in green) and a simulation Simu2 with a lower value of the rugosity length.

Figure 4.10 exhibits the wind speed isocontours as observed (top) and simulated (bottom). Two velocity maxima can be seen by night. From tower observations, a first maximum is visible at 10 pm with a 6.1 ms^{-1} speed. The maximum speed is measured by the highest anemometer, we assume this is the signature of a jet since the speed exceeds the geostrophic speed as estimated by AROME (section 4.1.2.3, and used to force the model). Nevertheless, we do not know exactly the jet nose position. It could be higher, or a bit lower since the difference in the two speed measured from the two highest anemometers is far lower than the factory stated accuracy ($\Delta W \sim \pm 0.03\,\mathrm{ms}^{-1} < \sigma_W = 0.3\,\mathrm{ms}^{-1}$). The jet nose looks going down below 10 m at 2 h30. Around 9 am, a second maximum is measured at the top.

The model also produces two distinct wind speed maxima. A jet is simulated around 1 am with a nose located at 58 m and a speed of 7.1 ms^{-1}. The speed exceeds the geostrophic wind speed G by 2.3 ms^{-1}. A second supergeostrophic maximum of 6.5 ms^{-1} $= G + 1.3\,\mathrm{ms}^{-1}$ is reached at about 9 am and is located near 200 m. Figure 4.11 compares the temporal series of observed and simulated wind speed. Despite the too high location of the wind maxima, the timing is quite satisfactory.

In the simulation, the geostrophic wind is forced and evolves in time. However, from 0 to 400 m the geostrophic wind speed is vertically uniform and varies only slightly temporally, $G = 4.7\,\mathrm{ms}^{-1}$ with a standard deviation of 0.33 ms^{-1}. Nevertheless, in order to be sure that the maximum speed described here is not correlated with temporal extrema in geostrophic wind, a simulation with a constant geostrophic forcing has been performed. The results reported in Table 4.1 do not significantly change. Two supergeostrophic maxima are again simulated. The wind maxima are weaker consistent with a weaker geostrophic wind, $W_{J1} = G + 2.1\,\mathrm{ms}^{-1}, W_{J2} = G + 1.7\,\mathrm{ms}^{-1}$. A dynamical explanation of the wind maxima as low level jet is sketched in section 4.1.5.

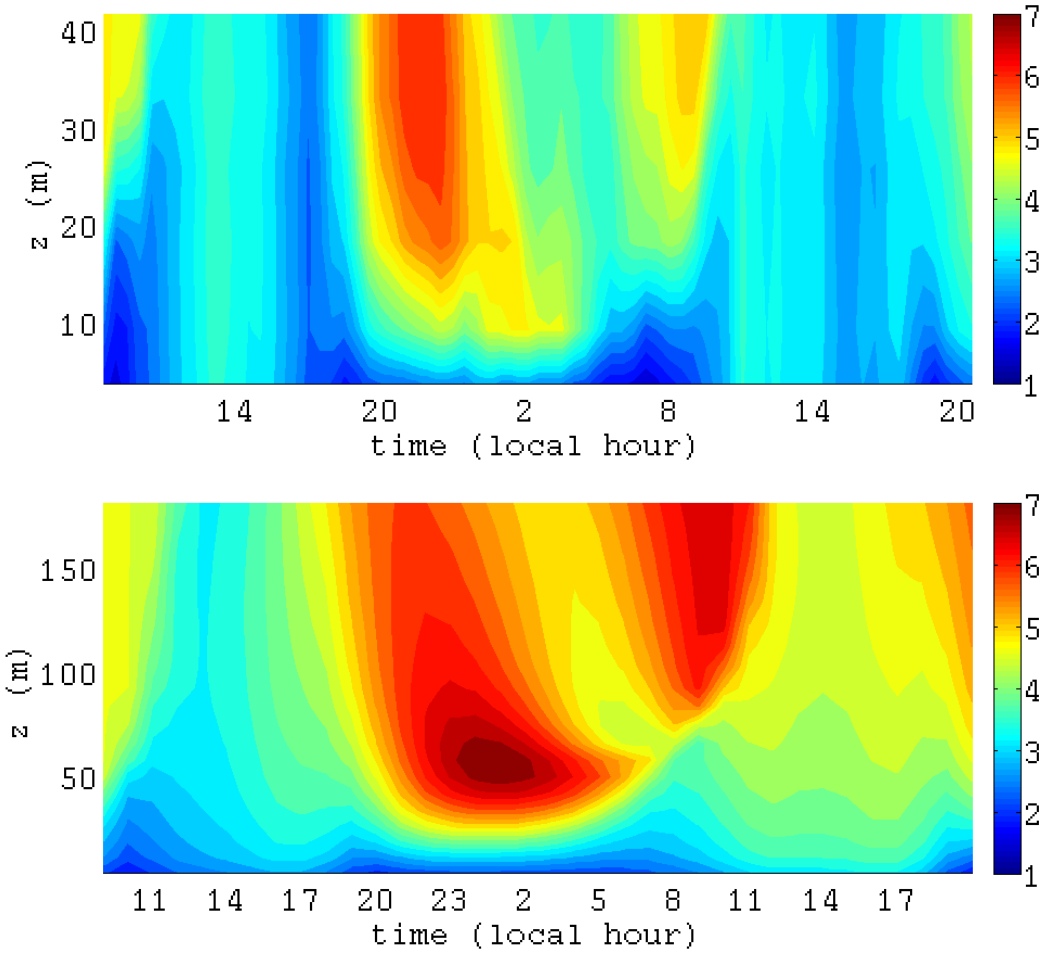


FIGURE 4.10 – Wind speed isocontours from tower observations (top) and in the 180 first meters of the simulation (bottom).

		.		First wind maximum			Second wind maximum		
	z_0 m	G ms^{-1}	$\frac{dT}{dz})_{J1}$ Km^{-1}	t_{J1} LT	z_{J1} m	W_{J1} ms^{-1}	t_{J2} LT	z_{J2} m	W_{J2} ms^{-1}
Simu1 Ref	0.01	4.7± 0.5	0.115	1 ± 1	58	7.11	9 ± 1	210	6.54
Simu2 z_0	0.001	4.7± 0.5	0.12	1 ± 1	50	6.82	9 ± 1	195	6.34
Simu3 $G = cst$	0.01	4.4 ± 0.0	0.11	0 ± 1	50	6.45	10 ± 1	125	6.06
Obs			0.3	22	33	6.03	10 ± 0.5	> 42	

TABLE 4.1 – Time, height and speed of the simulated and observed jets. Three different simulations are compared, the control simulation (Ref), one with a lower rugosity length (Simu2) and another with constant geostrophic forcing (Simu3).

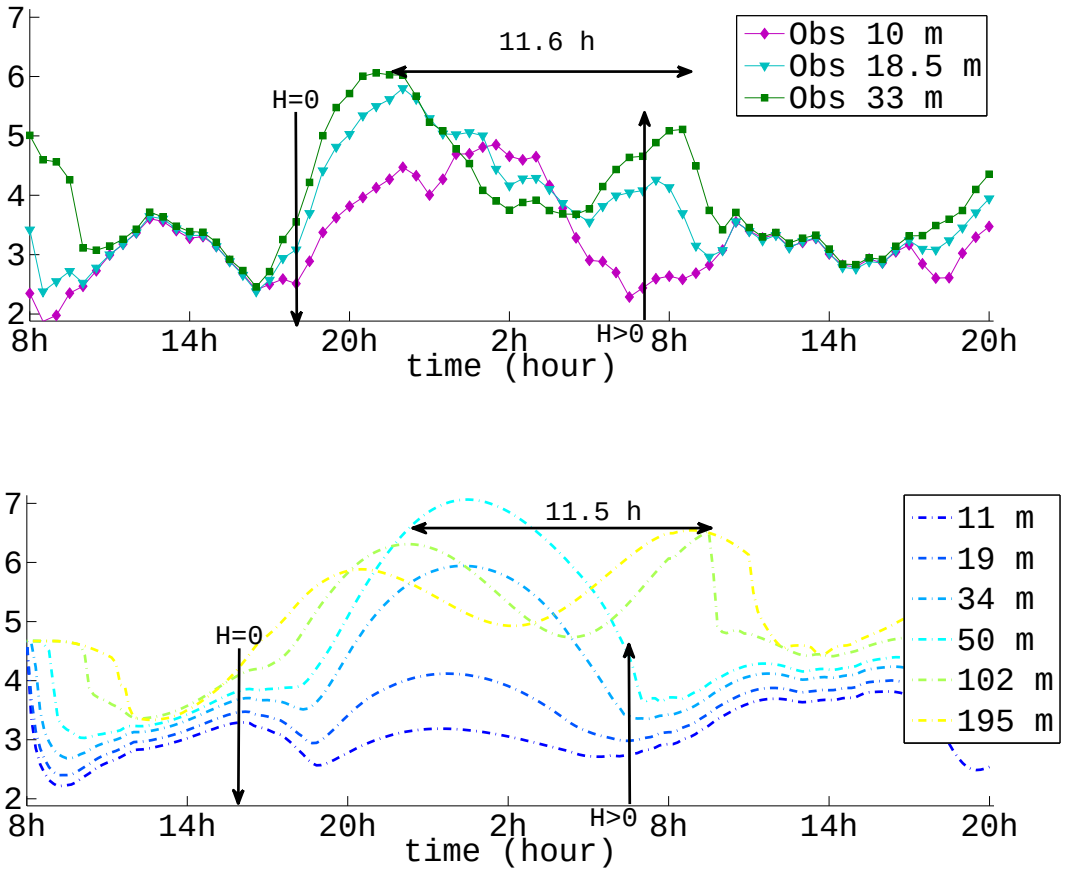


FIGURE 4.11 – Horizontal wind speed in ms^{-1} ; temporal series at different levels in the observations (top) and in the model (bottom).

4.1.4 Turbulent mixing

The model performs quite well during the day but fails in reproducing the stable stratification at night (section 4.1.3.2). Possible reasons could be an unrealistic turbulent mixing or a misrepresentation of snow-surface processes. This section investigates the first scenario and focuses on night-time turbulent mixing. First the simulation is compared to turbulent quantities deduced from in-situ observations. Then, the turbulent scheme of the Meso-NH model is analyzed.

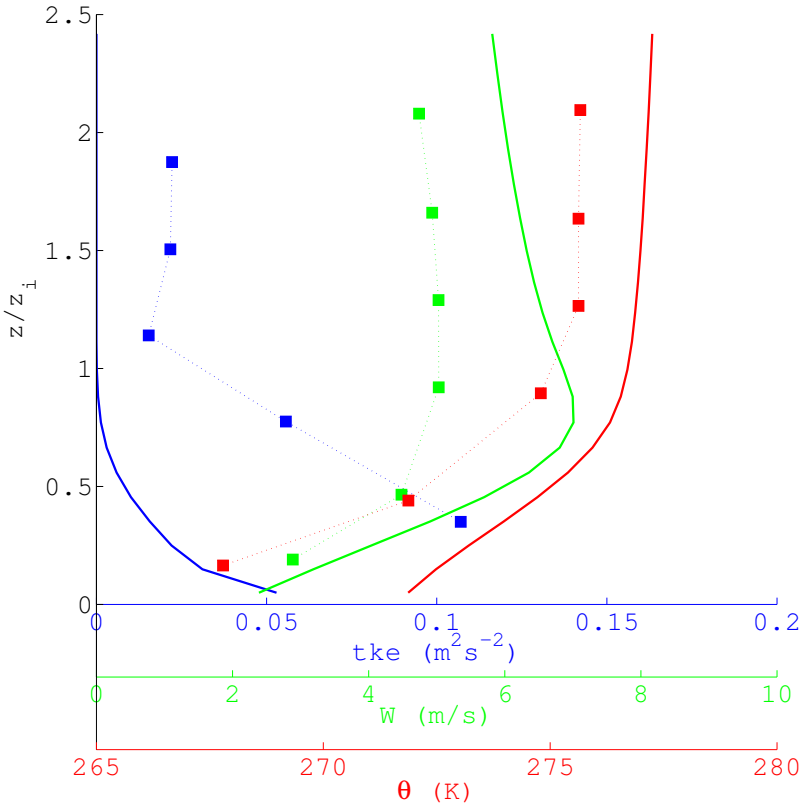


FIGURE 4.12 – Vertical profiles of potential temperature, wind speed and turbulent kinetic energy. Data are shown at midnight. Observational data from the tower are shown by the square ; simulation results are represented by the solid line. The vertical scale is normalized with the ground-base inversion layer depth (20 m in the observational data and 60 m in the simulation).

Figure 4.12 shows normalised vertical profiles of potential temperature, wind speed and TKE at midnight. Figure 4.13 shows the contributions of different terms in the TKE budget equations. Turbulent kinetic energy is mainly produced by shear in the 60 lowest meters. The top of the turbulent layer corresponds to the top of the inversion layer and to the height of the jet. Studying a case of nocturnal low level jets in the Duero Basin, Spain, *Conangla and Cuxart* (2006) and *Cuxart and Jiménez* (2007) have found with Meso-NH simulations two distinct turbulent layers. Vertical profiles of TKE is maximum near the surface and above the jet nose due to shear production. These two layers of elevated turbulence are separated by a minimum around the jet nose. The two-layer structure is not simulated here (Figure 4.13). Maybe this is because our jet is less pronounced and "short lived". The jet studied by *Cuxart*

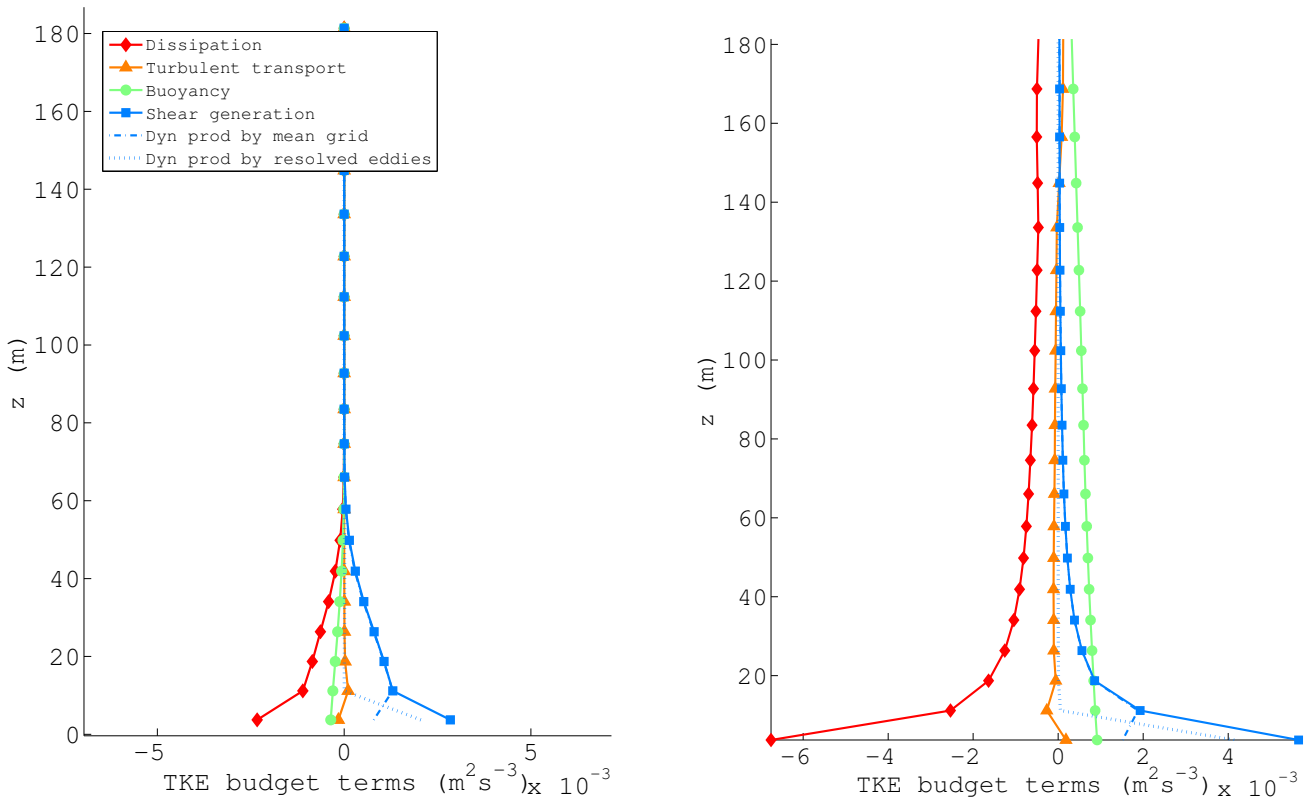


FIGURE 4.13 – Vertical profile of TKE budget computed from 1-hour statistics :
a. at 0 LT,
b. at 12 LT.

and Jiménez (2007) is quasi-stationary between 0000 and 0200 UTC with values around 9 ms^{-1}.

Turbulent quantities as turbulent kinetic energy, heat and momentum fluxes and temperature variances have been computed from sonic-anemometers data and eddy correlation (EC) methods. Surface fluxes have been computed through profile method from classical meteorological measurements and similarity laws (*Vignon*, 2014). Some of these quantities are compared here to the simulated one.

Surface sensible heat flux is in a good agreement with observations whereas the surface friction velocity is significantly overestimated (by 40 %). Correct values of surface sensible heat fluxes are not expected since snow-surface temperature does not cool enough at night leading to a warm bias of about 6 K. Changing the roughness length to a more realistic value $z_0)_{\mathrm{Simu2}} = 0.001$ m instead of $z_0)_{\mathrm{Simu1}} = 0.01$ m leads to a lower surface friction velocity, which is still overestimated, but by 30 %. The surface sensible heat flux is improved whereas TKE at 7 m deteriorates. Overall the simulated boundary layer is slightly more stable and thinner (Table 4.1), but improvements are limited.

Figure 4.14 compares temporal series of turbulent quantities at 7 meters computed by the Meso-NH model and by eddy correlation methods. The height of 7 m falls between the first and

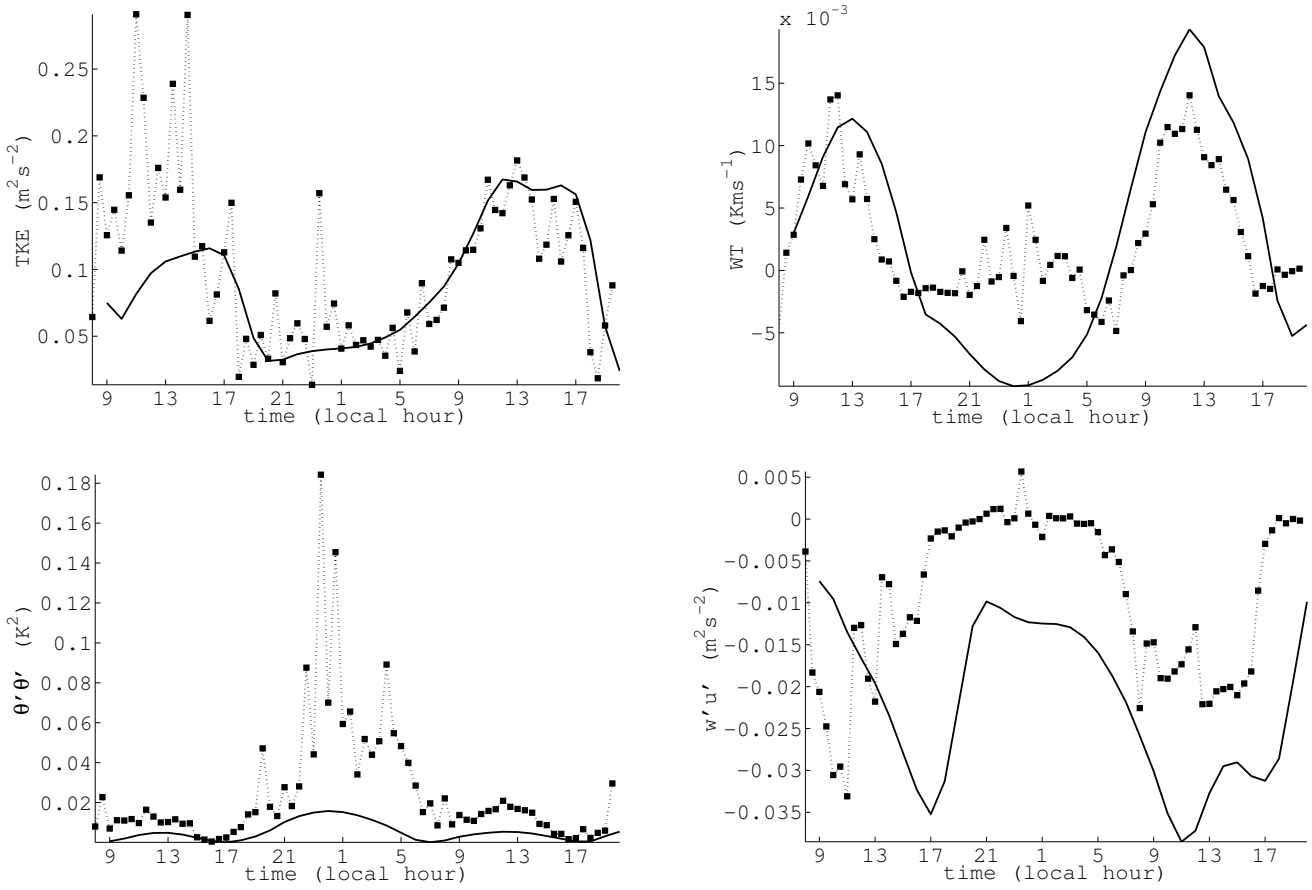


FIGURE 4.14 – Temporal series at 7 m, simulated (solid line) and computed from sonic anemometers (square) :
a. Turbulent kinetic energy e (m^2s^{-2}),
b. $\overline{w'\theta'}$ (Ks^{-1}),
c. $\overline{\theta'^2}$ (K^2),
b. $\overline{w'v'}$ (m^2s^{-2}).

second model atmospheric levels (3.7 m and 11.2 m). Turbulent kinetic energy (e), potential temperature variance ($\overline{\theta'^2}$), sensible heat ($\overline{w'\theta'}$) and momentum fluxes ($\overline{w'u'}$) are shown in Figure 4.14. Simulated and observed diurnal trends are similar, whereas their order of magnitude differs. At 7 m above the surface, while values of TKE (e) are comparable, and $\overline{\theta'^2}$ is overestimated, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'u'}$ and $\overline{w'v'}$ are overestimated by Meso-NH. As one goes upper, for example at 30 m, the agreement tends to be better (not shown). This overestimation of turbulent mixing intensity in the inversion layer may explain the difficulty of the model to represent the observed strength of the stable stratification and its shallowness.

In fact, misrepresentation of the second order moments : $\overline{\theta'^2}$, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'u'}$ and $\overline{w'v'}$, by night is expected since vertical gradients of potential temperature θ and, to a lesser extent, of wind speed are largely underestimated by the model. The model turbulent-scheme computes the second order moments using a K-gradient approach.

Figure 4.15 shows the vertical profile of the eddy diffusivity coefficient K_h for sensible heat at midnight. The simulated K_h decreases with height. The eddy-diffusivity coefficient deduced from eddy correlation appears quite noisy in this instantaneous picture, but the lowest

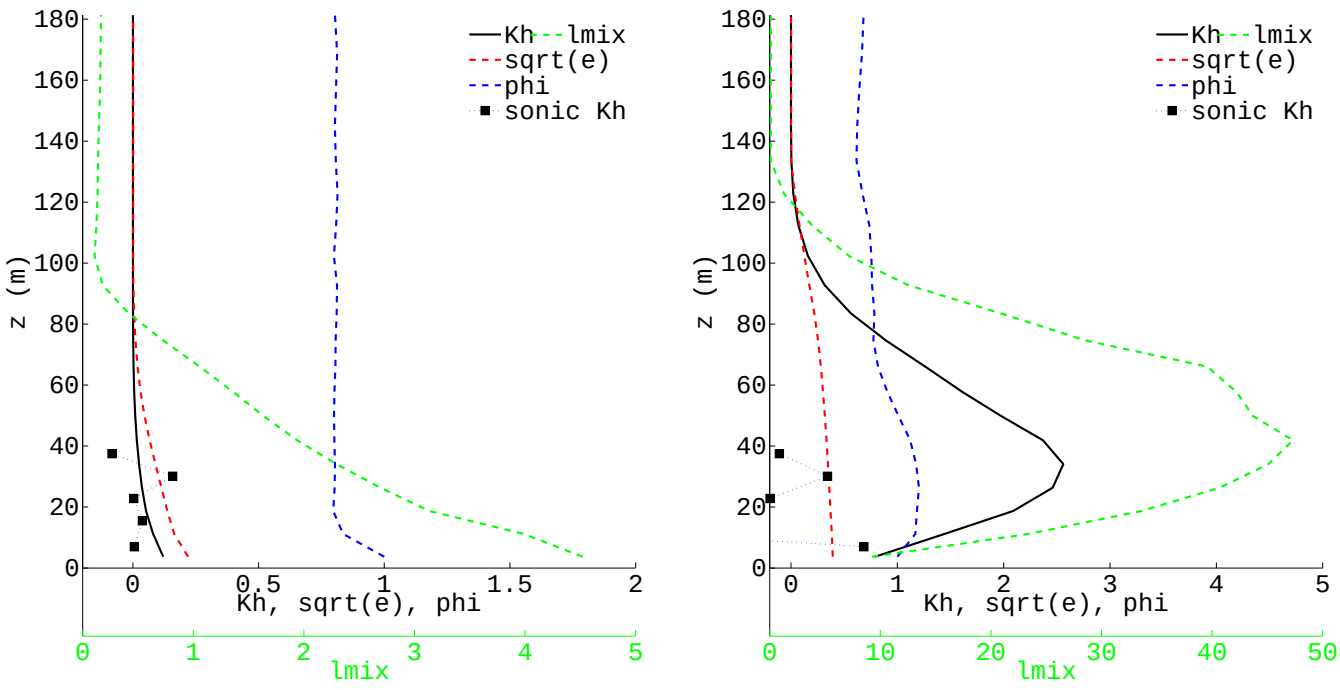


FIGURE 4.15 – Vertical profile the eddy diffusivity coefficient K_h in m^2s^{-1} (black solid line). The green dashed line represents the mixing length l in m, the blue dashed line, the stability function ϕ and the red dashed line the square out of the TKE ($\sqrt{e}$) in ms^{-1}. The black squares stand for the eddy diffusivity coefficients K_h computed from sonic data. Note that l has its own horizontal scale.
a. at 0 LT,
b. at 12 LT.

value at 7 m is relatively constant along the night. At 7 m $K_h)_{\text{obs}} \sim 0.005\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$ whereas $K_h)_{\text{simu}} \sim 0.1\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$. $K_h)_{\text{simu}}$ is computed by the Meso-NH closure scheme according to, (*Cuxart et al.*, 2000) :

$$K_h = C_h \cdot l \cdot \sqrt{e} \cdot \phi \tag{4.1}$$

where e denotes the turbulent kinetic energy. l is the *Bougeault and Lacarrère* (1989) mixing length representing the size of the most energetic subgrid eddies. ϕ is a stability function, it accounts for the Prandtl number dependence on Richardson number, and $C_h = 0.14$ is a fixed parameter. In one-dimensional cases, ϕ gets a simple formulation, (*Cuxart et al.*, 2000) :

$$\phi(z) = \frac{1}{1 + C_1 \beta \frac{l^2}{e} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \tag{4.2}$$

with $C_1 = 0.0257$. β denotes the buoyant parameter $\beta = \dfrac{g}{\theta_r}$, and $\dfrac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ is the local vertical gradient of temperature.

In a layer of constant stable stratification $\dfrac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$, a simple analytical formulation for l can be obtained from a second order development of $\theta(z) - \theta(z')$, (*Bougeault and Lacarrère*, 1989) :

$$l = \sqrt{\frac{2e}{\beta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}} \tag{4.3}$$

Combining equations (4.3) and (4.2) in equation (4.1), K_h becomes :

$$K_h \sim C_h \frac{\sqrt{2}}{1 + 2C_1} \frac{e}{\sqrt{\beta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}} \tag{4.4}$$

The equation implies that K_h is a decreasing function of the stratification parameter $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$. Figure 4.16 shows the shape of K_h as a function of $\dfrac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ for different values of e.

Computing K_h from equation (4.4) with modelled values of $\dfrac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ and e, it gives : $K_h)_{\text{analytic1}} \sim 0.13\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$. This is larger than $K_h)_{\text{simu}} \sim 0.10\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$. However it is the right order of magnitude, and is far larger than the value deduced from observations : $K_h)_{\text{obs}} \sim 0.001\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$. Suppose that the simulation performs better in reproducing the stable stratification so that at midnight the simulated vertical gradient of temperature approaches the observed one. Then, according to equation (4.4) : $K_h)_{\text{analytic2}} = 0.06\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$, this value is lower but still one order of magnitude too large.

The values of vertical gradient of temperature and turbulent kinetic energy, at midnight, 7 m above the surface are reported in Table 4.2. The corresponding observed or computed eddy-diffusivity coefficients K_h and fluxes $\overline{w'\theta'}$ are reported in the same table and in Figure 4.16. The analytic study detailed in the case of sensible heat flux and summarized in Figure 4.16 shows that the model overestimates turbulent mixing. Even though the stable stratification was well reproduced, it could not be sustained due to a too large mixing length l or a too large coefficient C_h. A simulation initialized with the observed temperature profile at 2 am instead of 8 am has been performed. It did not give better results : the steep initial temperature gradient is rapidly smoothed, supporting the conclusion drawn from the analytic study. Dividing C_h by 30 in equation (4.1) would resolved the problem at the beginning of the night, but it may alter good results during day time. The adjustment of the parameter C_h is part of on-going work.

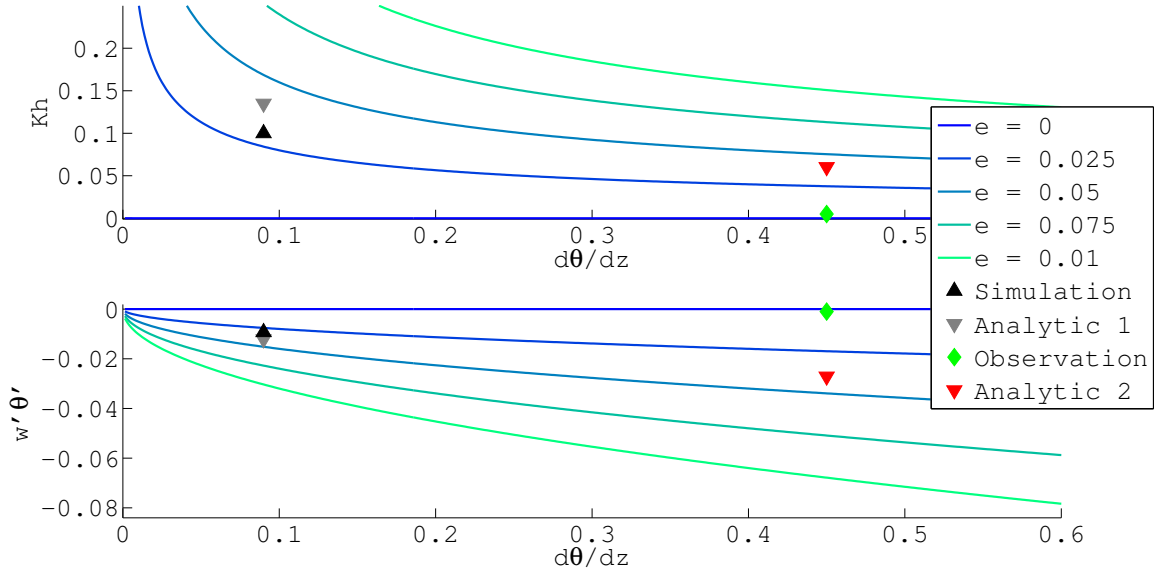


FIGURE 4.16 – a. Curves of the eddy diffusivity coefficient K_h in equation (4.4), as a function of the local vertical gradient $\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$, for different values of TKE (e in $\mathrm{m^2 s^{-2}}$).
b. Curves of the heat flux $\overline{w'\theta'} = -K_h \cdot \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$, as a function of the local vertical gradient $\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$, for different values of TKE.
The four superposed characteristic points are described in Table 4.2.

	$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$	e	K_h	$\overline{w'\theta'}$
	$\mathrm{Km^{-1}}$	$\mathrm{m^2 s^{-2}}$	$\mathrm{m^2 s^{-1}}$	$\mathrm{Kms^{-1}}$
simulation ▲	0.09	0.04	0.10	-0.01
obs and EC calculations ♦	0.45	0.05	0.001	-0.0005
analytic 1 ▼	0.09	0.04	0.13	-0.012
analytic 2 ▼	0.45	0.04	0.06	-0.03

TABLE 4.2 – Values of the vertical gradient of temperature, turbulent kinetic energy and eddy diffusivity coefficients at 0 LT, at 7 m. The gradients are computed from the two closest measurement or model points above and below 7 m.
Line 1 : simulated values ; line 2 : values deduced from observation and EC methods ; line 3 : K_h is computed from equation (4.4) and simulated values ; line 4 : K_h is computed from equation (4.4) and observed values.

4.1.5 The low level jet

4.1.5.1 Climatological study

Both in the observations and simulations, the two low level jets occur at the top of the inversion layer. The simulated jet is too high compared with the observed one but this is consistent with the weaker stability and deeper inversion layer. This kind of nocturnal jet is not specific to our case study as a jet is observed below 41 m (the highest anemometer) more than 90 % of the 5 last years December nights (*Vignon*, 2014). Figure 4.5 shows that contrary to the near-surface wind, the 20 to 40-m winds reach their maximum by night. This averaged maximum speed is probably associated with a low level jet. Climatological wind standard deviation increases with height by night (reaching 1.5 ms^{-1}), so that the clear maximum wind speed seen in Figure 4.5 at midnight, hides disparities in the low level jet nose and maximum. The jet characteristics vary from day to day probably depending on inversion strength and on geostrophic wind. Inversion strength itself depends on external forcing like cloud cover. Figure 4.17 shows the height of the jet nose is lower when the inversion is stronger.

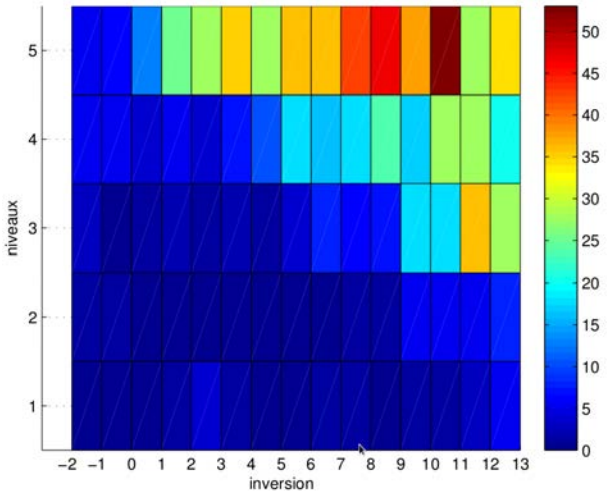


FIGURE 4.17 – Number of samples (30-min average) for which a jet is detected below 40 m, depending on the height (expressed in tower level) and the inversion strength (measured by $T_{\text{tower top}} - T_{\text{tower bottom}}$ in °C). All the available measurements recorded during December nights from 2009 to 2013 have been plotted. - Adapted from (*Vignon*, 2014).

Inversion related low level jets are usually associated with katabatic flows. The surface is flat at Dome C, so that katabatic flows can not be locally generated. However, map 4.2 shows a 300 km-long slope, down from the South-Western high plateau to a pass 200 m lower. The slope direction corroborates with the prevailing wind. From the pass the terrain height increases by 40 m over 100 km and reaches Dome C. Nocturnal radiative cooling during the short 'night' very probably induces katabatic flows on these two slopes. Could one consider that katabatic flows generated on the down-slope to have enough kinetic energy to reach Dome C ?

Gallée et al. (2014a) have studied an other case of low level jet at Dome C on December 16-17th, 2011. The limited area model, specially designed for Antarctic meteorology MAR, nudged with ECMWF reanalysis fields is used. The simulation is made on the 3-D domain represented in Figure 4.2. Height and speed of the nocturnal low level jet are remarkably simulated. An analysis of the simulation on that case shows that katabatic winds flow down-slope but do not climb up to Dome C. *Gallée et al.* (2014a) present a detailed analysis of the temporal series and vertical profiles of the kinetic energy budget.

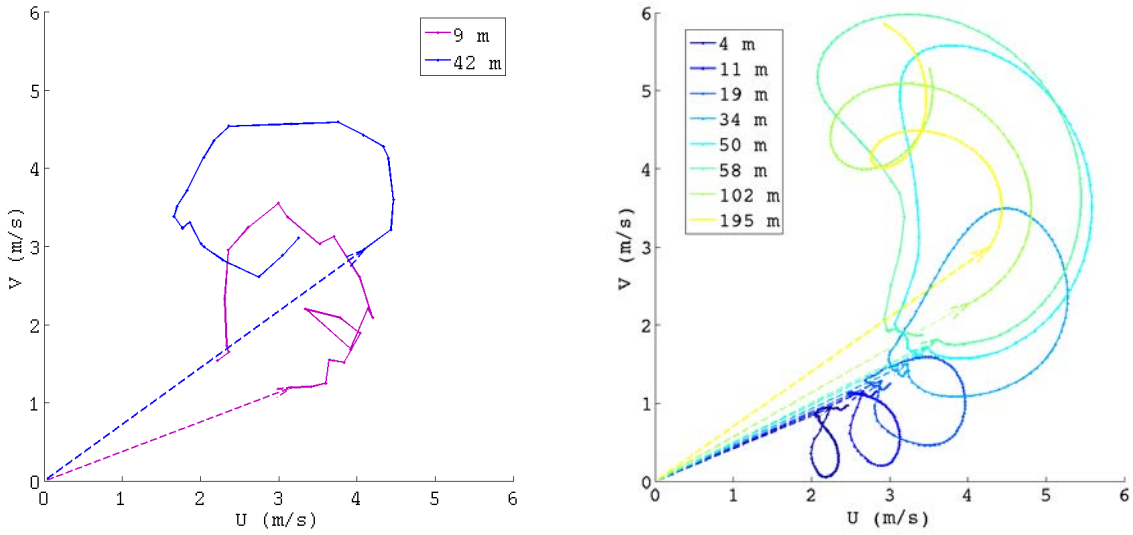


FIGURE 4.18 – Hodographs for different vertical levels in observation (left) and in the model (right). Dashed and coloured arrays stand for the evening velocity vectors (7 pm). Grey dashed vectors represent the maximum wind speed for each level. The observed wind is plotted from 7 pm to 6 am ; the simulated wind is plotted from 7 pm to 9 am.

4.1.5.2 December, 11-12th, 2009

The present simulations are performed on a flat single-grid domain, so that other mechanisms than katabatic flows, are at stake to generate the simulated low level jet.
Hodographs from observed and simulated wind vectors are drawn in Figure 4.18. At each level the wind is turning anti-clockwise. A turn is completed in approximately 11-12 h. As we go up along the tower or in the model, the oscillation starts sooner and stops later, so that there is time to initiate a second turn. Going back to Figure 4.11, we see that above 20 m in the observations, and above 100 m in the simulation, two maxima are observed shifted from 11.5 h $\pm$ 0.15 in simulation and 11.6 h $\pm$ 0.5 in the model. This duration corresponds to the duration of one turn and to the inertial period $T_{io} = 2\pi/f_c$, where f_c is the Coriolis parameter equal to $1.510^{-4}\,\mathrm{s}^{-1}$ at Dome C.

4.1.5.3 Inertial oscillation

These observations support the inertial oscillation (IO) mechanisms for low level jets, as theorized by *Blackadar* (1957) and revisited by *van de Wiel et al.* (2010) to account for frictional effects. The theory predicts that while at evening transition, the equilibrium between the gradient pressure force, the Coriolis force, and friction is broken, the wind starts to rotate around an equilibrium profile with the period T_{io}, (*van de Wiel et al.*, 2010) :

$$\begin{aligned} u - u_e &= (v_0 - v_e)\sin(\frac{2\pi}{T_{io}}t) + (u_0 - u_e)\cos(\frac{2\pi}{T_{io}}t) \\ v - v_e &= (v_0 - v_e)\cos(\frac{2\pi}{T_{io}}t) + (u_0 - u_e)\sin(\frac{2\pi}{T_{io}}t) \end{aligned} \tag{4.5}$$

where (u_0, v_0) and (u_e, v_e) represent the initial and equilibrium velocity components [2]. At each height the IO is independent of the IO at other heights (*van de Wiel et al.*, 2010). Friction

2. u_e corresponds the geostrophic wind in *Blackadar* (1957).

shuts down sooner for higher level, so that oscillation at each level are out of phase. Oscillations amplitude depend also on the height through the departure between initial and equilibrium profiles. The departure is zero near the surface where both wind speeds are zero and in the free troposphere where both wind speeds are geostrophic. In between it reaches a maximum, generally around the top of the nocturnal shear layer. This explains why we observe jet-like profile.
van de Wiel et al. (2010) found that a "reverse oscillation" may take place at low level during an inertial oscillation. This may contribute to the weakening of near-surface wind. Such a "clockwise oscillation" has not been observed in our case, neither on the observations nor in the simulation.

According to the theory, the amplitude of the oscillation is larger when the contrast in turbulence intensity between day and night is larger. Such contrasts are reinforced by the weaker role of the turbulent latent heat flux at Dome C, leading to a stronger diurnal cycle of the sensible heat flux. This also explain why at Dome C, jets are observed during clear sky and weak wind conditions : this conditions leads to a stronger inversion. This fact also supports that Dome C, in the summer, is an ideal site to study inertial oscillations thanks to the occurrences of both a convective boundary layer in afternoon and a strongly stable stratification at "night". This kind of jets are thus not expected on typical winter days.

4.1.6 Conclusion

Although the sun never disappears below the horizon, the summertime boundary layer at Dome C experiences a clear diurnal cycle. A rapid transition between a very stable boundary layer and its associated jet and a diurnal convective boundary layer is observed. This offers an ideal case in the real world to test turbulent schemes, and learn about stable regimes. This is the goal of the freshly launched GABLS4 intercomparison project (`http://www.cnrm.meteo.fr/aladin/meshtml/GABLS4/GABLS4.html`) organized by CNRM/GAME and LGGE. The present simulation does not perform as well as it should to fit observed data. The nocturnal cooling is underestimated leading to a far too deep and not stable enough inversion layer. Some more work is required in order to understand the simulation failures and improve the results. In particular, a simulation with a prescribed surface temperature may be helpful to discriminate the failures due to the turbulent scheme from those due to the surface scheme or to the coupling. Nevertheless, the comparison between the simulated night-time wind and temperature profiles with the observations do show some similarities : on both, a short live low level jet occurs just below the top of the inversion layer.

These similarities provided clues for an interpretation of the wind speed maxima seen sometimes in the middle of the observed vertical profiles. Indeed, an insight of inertial induced jets requires fine vertical and temporal resolutions in both model and observation system. On the tower, almost ten meters separates the two highest anemometers so that, the short lived jet produces some unfamiliar maxima on one or two measurement samples of the observed vertical profile. These maxima had before often been interpreted as measurement errors.

Some evidence of oscillation shows that the inertial oscillation mechanism contributes to the formation of this jet. Of course, there may also be other underlying processes feeding the jet. Studies with three dimensional models constrained by good quality large scale atmospheric forcing and able to reproduce the fine scale turbulence as done in *Gallée et al.* (2014a) are necessary for a comprehensive understanding of the underlying mechanisms responsible for the low level jet.

Inertial induced low level jets at Dome C, may appear anecdotal. Yet, in other latitudes, low level jets may interfere with other processes like the dispersion of polluants in stable cases or birds migrations. Inertial induced jet and the induced shear-driven turbulence may

usefully be considered to adjust the height of wind farms, design their turbines, program the flight of a drone and train carrier-pigeon. The good behaviour of the *Gallée et al.* (2014a) model MAR in simulating boundary layer processes at Dome C is not stranger to its good behaviour over Belgium (*Doutreloup et al.*, 2014). We argue that the dataset of the full-scale laboratory : Dome C could be useful for every one interested in low level jets or other stable boundary layers related features. Besides, anyone trying to design a simulation for low level jet by inertial oscillations, whether he is from the meteorological or climate communities or not, is encouraged to take part in the GABLS4 intercomparison.

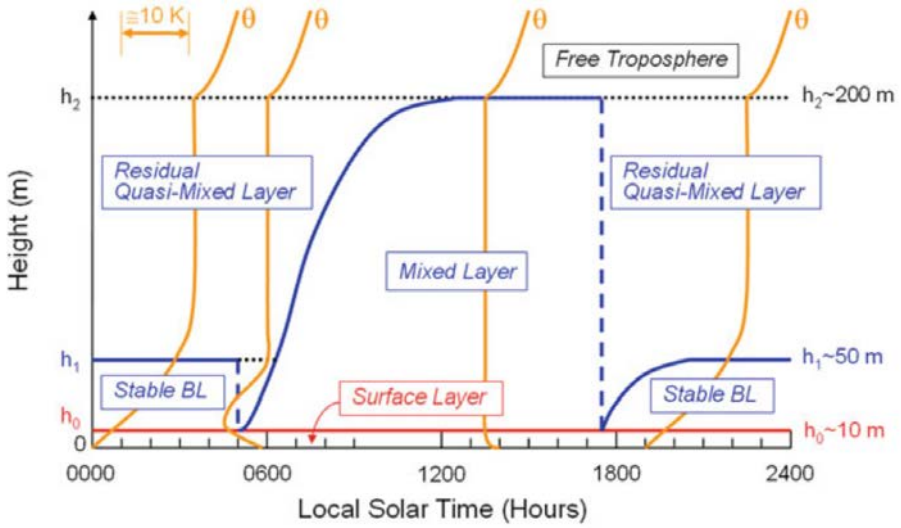


FIGURE 4.19 – Schéma de principe de la couche limite estivale au Dôme C. Figure tirée de (*Ricaud et al.*, 2011).

4.2 Retour sur le jet nocturne : Comparaison des jets des cas GABLS et OPALE

Des jets nocturnes sont fréquemment observés au Dôme C, en été. La section 4.1.5 détaille le cas du 11-12 décembre 2009, la période GABLS4. Dans la section 4.1.5, nous avons soutenu l'hypothèse que le jet, observé la nuit GABLS4, est plus probablement généré par une oscillation inertielle, plutôt que, par un écoulement d'origine catabatique. Pour cela, nous avons fait référence à l'étude de *Gallée et al.* (2014a), qui écarte le second scénario pour le cas du 16-17 décembre 2011 (OPALE). Ce raisonnement est un peu rapide puisque, les deux cas ont été étudiés avec des méthodes différentes, et par conséquent, il n'est pas certain que les deux situations soient comparables.
Le cas GABLS est étudié à partir d'une analyse des séries temporelles des modules de vent observés et simulés par le modèle unicolonne Méso-NH. Le cas OPALE est lui analysé avec une méthode dynamique basée sur une simulation 3 D du modèle MAR (*Gallée and Gorodetskaya*, 2010). Pour comparer les deux cas, les hodographes et le graphique d'évolution temporelle montrés pour le cas GABLS 4.1.5, ont été tracés avec les données du cas OPALE :

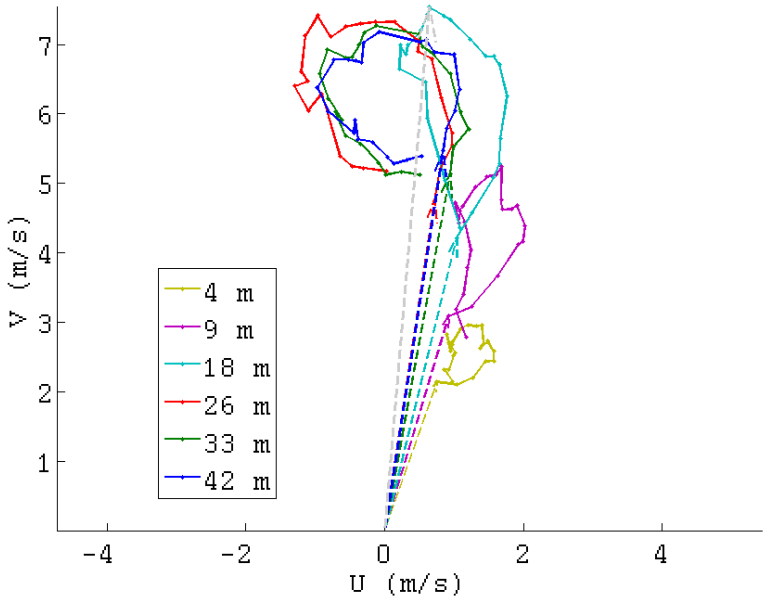


FIGURE 4.20 – Le cas OPALE : 16-17 décembre 2011. Hodographes de la vitesse, d'après les données d'observation de la tour. Les vecteurs représentés en tireté colorés matérialisent les vecteurs vitesse en début de nuit (19 h). Le vecteur en tireté gris matérialise le jet.

L'hodographe 4.20 montre que, comme pour le cas GABLS, à chaque niveaux, le vent tourne dans le sens anti-horaire. En revanche on n'observe qu'une oscillation (Figure 4.21) contre deux dans le cas GABLS (Figure 4.11).

4.2.1 Résumé des conclusions de *Gallée et al.* (2014a) pour le cas du 16-17 décembre 2011

Gallée et al. (2014a) ont étudié la nuit du 16 au 17 décembre 2011 au Dôme C. Cette nuit, un jet de basse couche est observé vers 15 m au-dessus de la surface avec une vitesse de

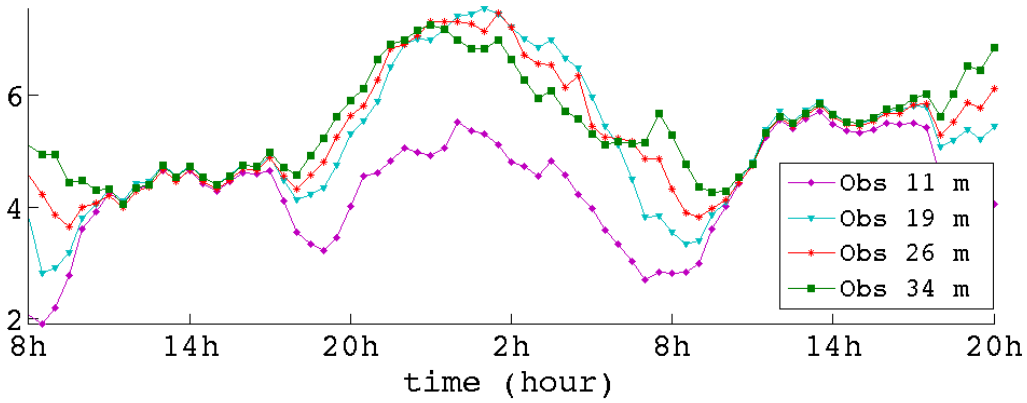


FIGURE 4.21 – Le cas OPALE : 16-17 décembre 2011. Module du vent horizontale ; évolution temporelle pour différents niveaux de la tour.

l'ordre de $7\,\mathrm{ms}^{-1}$. Le modèle régional MAR simule très bien ce jet, à la bonne hauteur et avec un bon timing. La simulation du MAR a duré 3 mois, à partir du 1er novembre 2011, pour couvrir la campagne de mesures OPALE (*Gallée et al.*, 2014b). Le domaine de la simulation est représenté sur la carte 4.2 ; la résolution a été choisie relativement fine : 20 km de résolution horizontale et 2 m de résolution verticale. Le modèle est « nudgé » par les réanalyses ERA-interim. Les champs simulés ont été comparés aux observations de la tour du Dôme C et à des relevés SODAR (*Argentini et al.*, 2014). Cette comparaison a montré un relativement bon accord entre la simulation et les observations (*Gallée et al.*, 2014b) et nous a donné confiance en la capacité du modèle à assimiler les conditions météorologiques de grandes échelles et, à simuler les conditions locales et, en particulier, le mélange turbulent. En conséquence, une étude détaillée de la simulation la nuit du 16 au 17 décembre, a pu commencer. Une analyse des contributions dynamiques des forces de gradient de pression, des forces de frottement et de l'advection a été menée par *Gallée et al.* (2014a). Un bref résumé de l'étude est dressé ici.

À 16 h, la vitesse du vent est quasiment uniforme dans la couche limite mélangée. La simulation indique que le vent provient du Sud, une direction intermédiaire entre celle du vent géostrophique (du Sud-Est) et de celle de la force de gradient de pression (du Sud-Ouest). À la tombée de la « nuit », la turbulence s'éteint et l'équilibre est rompu. Au-dessus de 14 m, on obtient un découplage avec la surface, et le vent s'aligne avec le vent géostrophique. En-dessous, on sent encore l'influence de la turbulence, générée par les frottements à la surface, qui tend à dévier le vent dans la direction de la force de gradient de pression. La force de gradient de pression, qui n'est plus perpendiculaire au vent, peut alors travailler et contribuer à l'accélération du vent. Une accélération est effectivement simulée (et observée) à 14 m, avec un maximum du vent à minuit. La hauteur de 14 m constitue un compromis entre un cisaillement assez faible, pour ne pas trop freiner le vent, et existant, pour dévier la direction du vent et faire travailler la force de gradient de pression. Ce jet n'est pas d'origine catabatique même si, au même instant, des jets de basses couches catabatiques sont simulés au niveau de la pente qui descend du plateau.

4.2.2 Retour sur le jet nocturne du 11-12 décembre 2009

La figure 4.22 montre les contributions du travail de chaque force sur la variation de l'énergie cinétique $\frac{1}{2}\frac{d(u^2+v^2)}{dt}$, pour le cas GABLS, étudié avec Méso-NH. Il n'y a pas de contributions de l'advection ici, car la simulation est unicolonne. En revanche, on a les contributions des forces de gradients de pression locale et synoptique par l'intermédiaire du forçage dit géostrophique, les contributions de la force de Coriolis et de la divergence du flux turbulent. Le flux de chaleur sensible en surface s'annule à 16 h. À 19 h, le terme de diffusion turbulente, tracé en vert étoilé pour deux niveaux du modèle, s'affaiblit. Il en résulte un équilibre entre les forces d'inertie, de Coriolis et de gradients de pression. Figure 4.22, la dérivée temporelle de l'énergie cinétique suit la tendance de la résultante des puissances des forces de gradient de pression et de Coriolis. Il s'ensuit une succession de cycles (1 ou 2 cycles) d'accélération et de décélération du module du vent (Figure 4.11). À 60 m, la turbulence se développe à nouveau vers 3 h ce qui entraîne la décroissance du module du vent.

4.2.3 Conclusion : le jet nocturne : un indicateur pour évaluer les paramétrisations de la turbulence dans les modèles

Les nuits d'été, des maximums de vitesse de vent sont régulièrement observés en dessous du dernier niveau de mesure de la tour. Les jets associés sont attribués à une oscillation inertielle, telle qu'expliquée par *Blackadar* (1957), qui est déclenchée par l'effondrement de la turbulence en soirée. Pour un niveau z donné, l'oscillation inertielle se déclenche au moment $t_0(z)$ de l'effondrement de la turbulence à ce niveau ; le maximum de vitesse survient une demi-période inertielle plus tard. Ce maximum de vitesse, dépend à la fois de la vitesse agéostrophique et de l'intensité de la turbulence à ce niveau avant l'effondrement. Lorsqu'on se rapproche de la surface, celui-ci survient plus tard. À l'inverse, au petit matin, la turbulence « se rallume », ou plutôt se développe à nouveau, plus tôt. Ainsi, les oscillations inertielles qui sont toutes de périodes T_{io}, sont déphasées d'un niveau à l'autre et durent moins longtemps lorsqu'on s'approche de la surface. Du coup, lorsque l'on regarde le profil de vitesse complet, on observe un jet qui descend le long de la tour, en « aiguisant son nez », jusqu'à une vitesse maximale W_J, puis remonte après l'initiation de la convection (Figure 4.23) . La hauteur de ce jet repère l'évolution de la hauteur de la couche limite nocturne.
Les modèles simulent très certainement sans problèmes l'oscillation inertielle. Cependant, reproduire fidèlement la vitesse max W_J, la hauteur et la chronologie du jet le plus bas représente un challenge pour nombre de modèle. En effet, une vitesse correcte nécessite une bonne paramétrisation de la convection pour obtenir une vitesse de vent et un niveau de turbulence diurne satisfaisant. Une hauteur correcte nécessite une bonne paramétrisation de la couche limite stable pour obtenir une bonne hauteur de la couche limite nocturne. Enfin une chronologie correcte signifie un bon timing pour la transition diurne. Finalement, le jet, avec sa hauteur, son instant, et sa vitesse constitue donc un bon proxy, simple, pour évaluer les performances des paramétrisations de la couche limite d'un modèle, à retenir lors de l'évaluation des modèles sur l'exercice GABLS4.

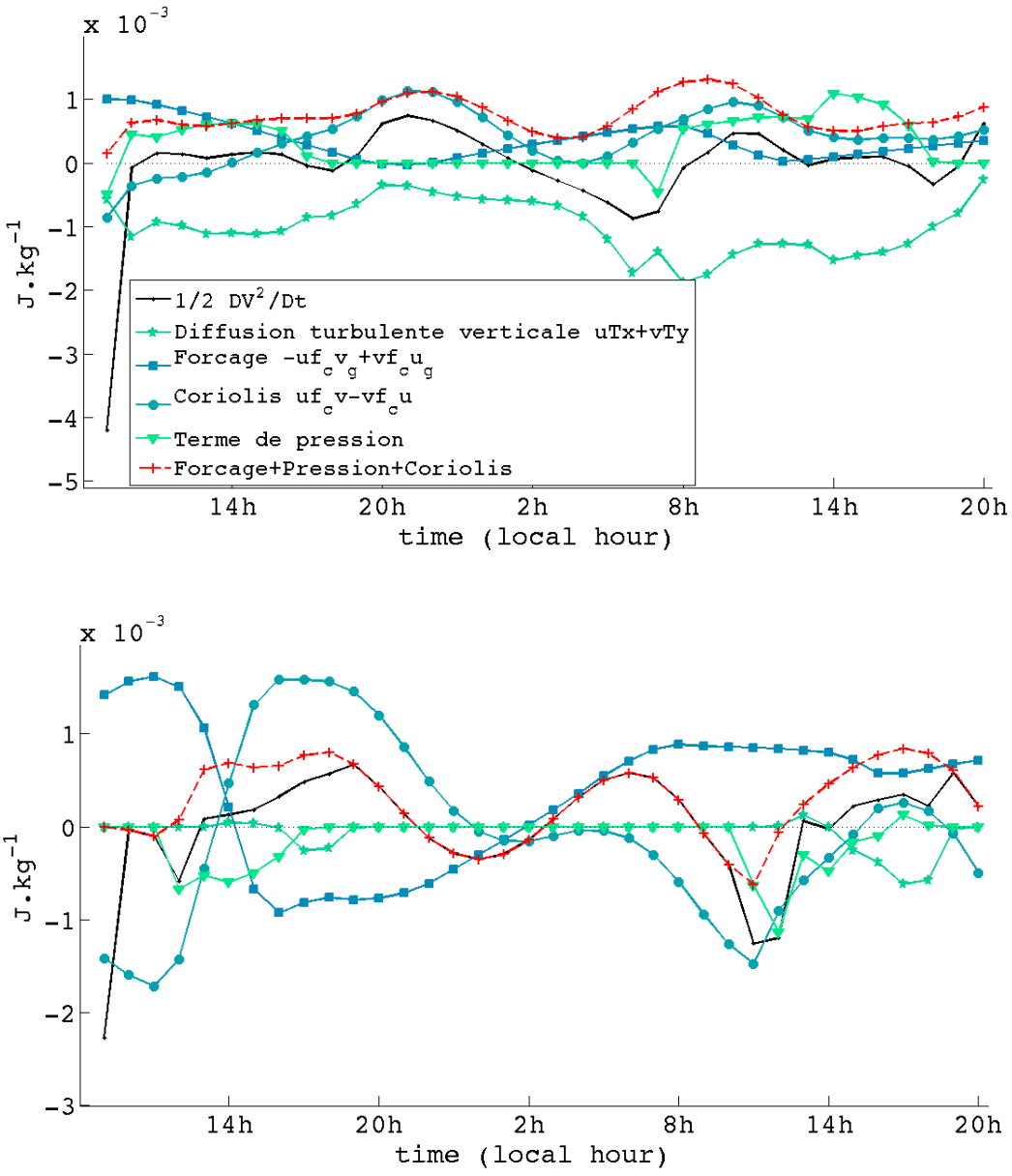


FIGURE 4.22 – Cas GABLS : Bilan en puissance des forces qui contribuent à la variation de la norme du vent à 60 et à 200 m au-dessus de la surface.

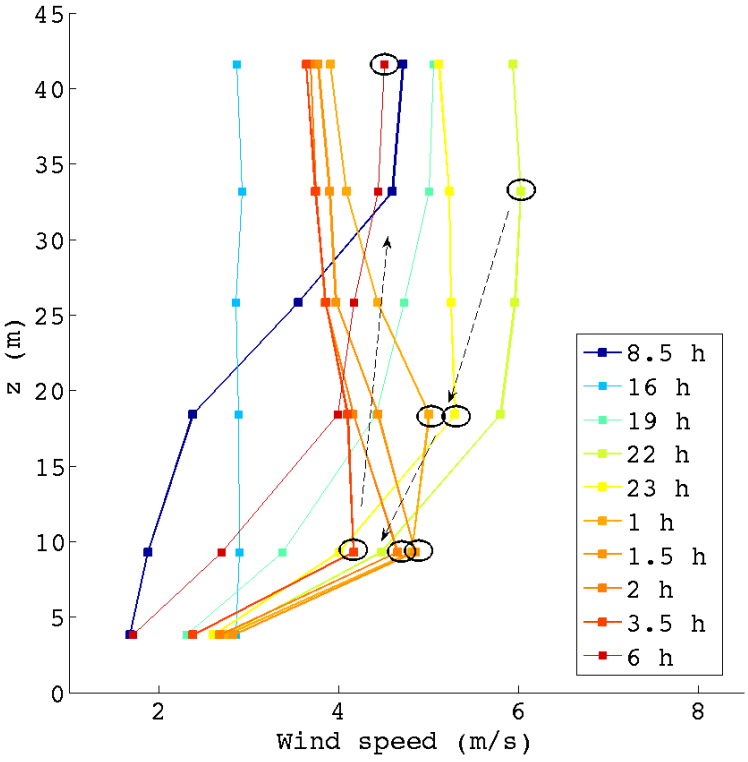


FIGURE 4.23 – Cas GABLS : Evolution du profil de vents le long de la tour, au cours de la journée GABLS.

4.3 Sous-estimation de la température de surface : le bilan d'énergie de la neige

La simulation Méso-NH présentée dans *Barral et al.* (2014a) sous-estimait largement le refroidissement nocturne de la couche limite (Figure 4.8). Deux causes ont été évoquées pour expliquer cette sous-estimation (cf. section 4.1) :

- une mauvaise représentation de la surface de neige ou de son bilan d'énergie, menant à un biais chaud pour la température de surface.
- une turbulence trop intense, de sorte que le refroidissement de l'air par mélange turbulent est réparti dans une couche trop épaisse.

Cette section s'intéresse à la première cause. Nous reviendrons à la seconde cause dans la section suivante.

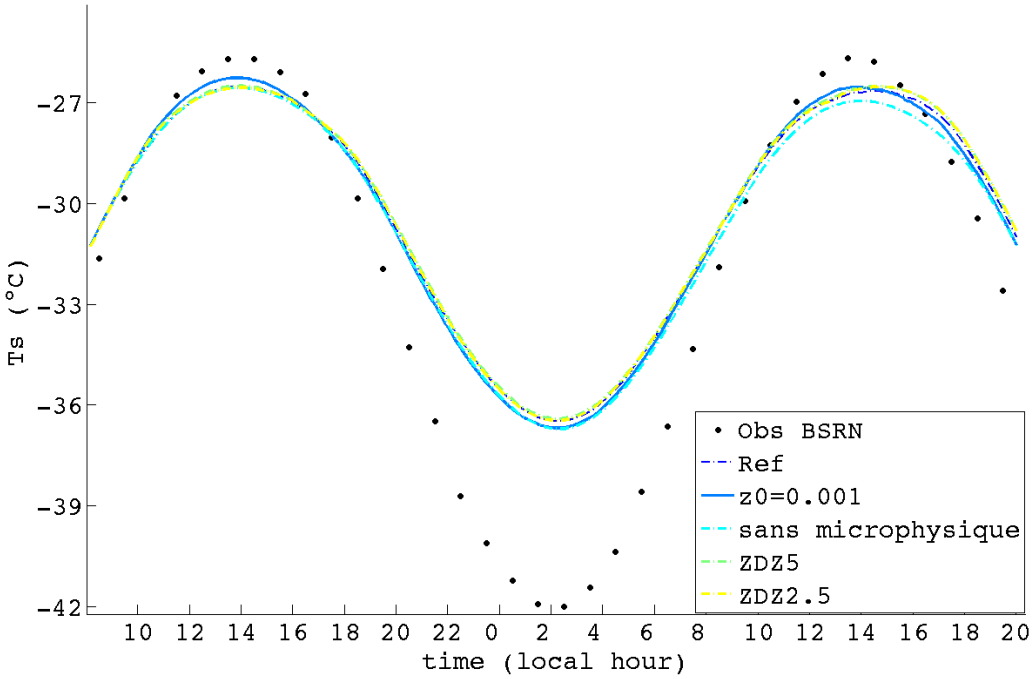


FIGURE 4.24 – Cycle journalier de la température de la surface de neige T_s en (°C) d'après les observations du BSRN et pour plusieurs simulations Méso-NH.

La figure 4.24 montre les températures de surface de la neige, observée et simulées par Méso-NH. La nuit, on remarque dans les simulations un biais chaud dépassant 5 °C. Trois scénarios sont avancés et testés afin d'améliorer les simulations :

- Des nuages se forment dans la simulation. Le flux longues ondes $LW\downarrow$ émis par le nuage compense le refroidissement dû à l'émission de flux $LW\uparrow$ par la surface.
- L'albédo n'est pas assez fort, de sorte que la surface absorbe trop d'énergie solaire. Au Dôme C, en décembre, le soleil ne disparait jamais de l'horizon. La surface reçoit un rayonnement solaire significatif même la nuit.
- Le sol est trop conducteur, il absorbe de la chaleur le jour et la restitue la nuit, de sorte que l'amplitude du cycle diurne de la température de la surface est amortie.

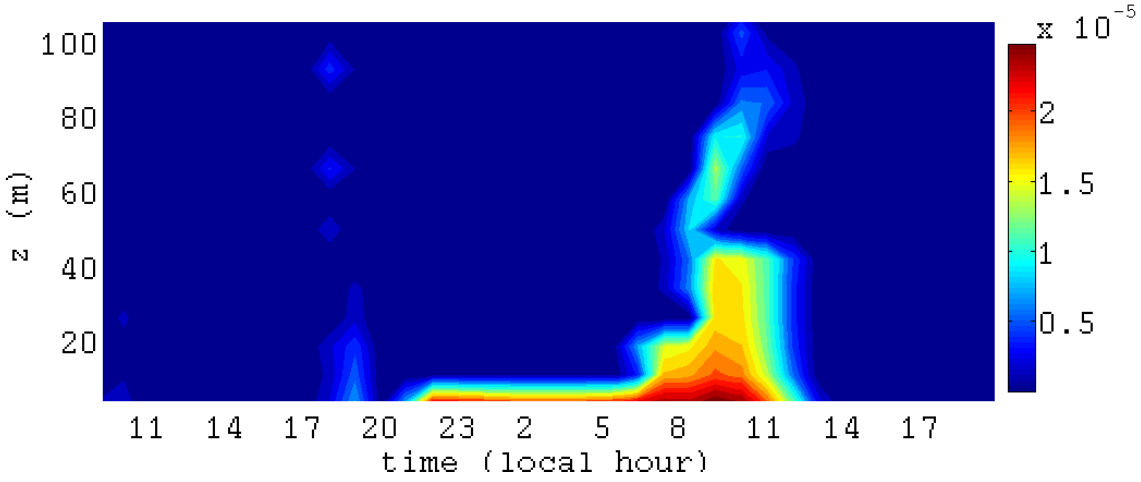


FIGURE 4.25 – Rapport de mélange en glace nuageuse (cloud ice mixing ratio r_i), en kg/kg dans les 100 premiers mètres de la simulation.

4.3.1 Impact du couvert nuageux

La figure 4.25 illustre le contenu en glace nuageuse de l'atmosphère dans la simulation de référence. De la vapeur d'eau commence à se condenser dès 21 h dans les 10 premiers mètres au-dessus de la surface. Le « brouillard » de glace ainsi formé plafonne à 10 m jusqu'au petit matin (5 h). Au petit matin, suite aux réchauffement de la surface par le soleil :

- Le flux de chaleur latente de l'ordre de 1 Wm^{-2} la nuit commence à augmenter à 4 h, atteint un plafond à 13 h, (au moment du creux de $LW\downarrow$) puis réaugmente jusqu'à $7-8\,\mathrm{Wm}^{-2}$ à 15 h), alimentant la couche limite en vapeur d'eau et la maintenant à saturation ;
- Dès 6 h 30, la convection s'initie permettant au « brouillard » de « s'étaler » en hauteur.

La simulation forme effectivement un nuage qui n'a pas été observé sur le terrain. Cependant, l'effet du brouillard est relativement limité. Jusqu'à 6 h, tant que le nuage est confiné dans les dix premiers mètres de la couche limite et que sa température est voisine de celle de la surface, son effet sur le flux $LW\downarrow$ est faible. $LW\downarrow$ est d'ailleurs sous-estimé par le modèle d'environ $4\,\mathrm{Wm}^{-2}$ par rapport aux observations (Figure 4.26).

Calcul d'ordre de grandeur On considère 2 cas de figure qui diffèrent par le flux $LW\downarrow$. On cherche à quantifier l'impact de cette différence sur la température de surface T_s. Pour simplifier, on considère que les flux SW, LE et Q ainsi que la température de l'air T_{2m} ne sont pas affectés. On modélise le flux H par une équation Bulk du type : $H=-Cu_{2m}(T_{2m}-T_s)$ et on approxime le flux $LW\uparrow$ par $LW\uparrow=\epsilon\sigma {T_s}^4$. Pour chaque cas de figure, l'équation du bilan sur les 10 premiers centimètres de neige s'écrit :

$$\mathrm{SEB} : LW\downarrow - LW\uparrow + SW\downarrow - SW\uparrow = H + LE + Q \tag{4.6}$$

Après soustraction des bilans d'énergie de ces deux cas de figure :

$$\Delta LW\downarrow = Cu_{2m}\Delta T_s + \epsilon\sigma\Delta({T_s}^4) \tag{4.7}$$

$$\Delta LW\downarrow \sim \Delta T_s(Cu_{2m} + 4\epsilon\sigma {T_s}^3) \tag{4.8}$$

$$\Delta T_s \sim \frac{\Delta LW\downarrow}{Cu_{2m} + 4\epsilon\sigma {T_s}^3} \tag{4.9}$$

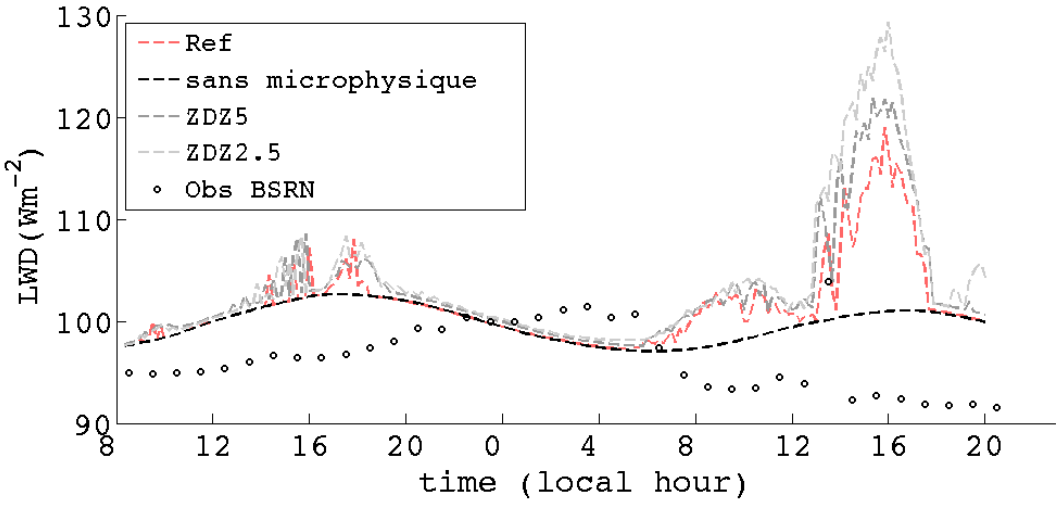


FIGURE 4.26 – Séries temporelles des flux longues ondes descendants $LW\downarrow$ mesurés par le BSRN et simulés par Méso-NH. Quatre simulations sont comparées : la simulation de référence avec le schéma microphysique ICE3, deux simulations à plus fine résolution verticale (2.5 m et 5 m), une simulation avec la microphysique désactivée.

Avec $C = 0.5$, $u_{2m} = 4\,\mathrm{ms}^{-1}$, $T_s = 245\,\mathrm{K}$ on obtient : $\Delta T_s \sim -\frac{\Delta LW\downarrow}{5}$. Avec $C = 0$, ce qui est équivalent à négliger le flux de chaleur sensible la nuit, on obtient $\Delta T_s \sim -\frac{\Delta LW\downarrow}{3.5}$. Ce calcul prédit qu'une augmentation du flux de $4\,\mathrm{Wm}^{-2}$ devrait entraîner une augmentation de la température de surface de $+0.7\,°\mathrm{C}$. Négliger à la fois les flux LE et H ainsi que la réponse du flux Q à un changement du flux $LW\downarrow$, revient à considérer que la surface est découplée à la fois de l'atmosphère et du manteau neigeux. En conséquence, tous le flux $LW\downarrow$ reçus en plus par la surface participent au chauffage de celle-ci. L'ordre de grandeur que nous obtenons est donc une borne supérieure. Autrement dit, une variation du flux de $4\,\mathrm{Wm}^{-2}$ devrait entraîner une variation d'au plus $0.7\,°\mathrm{C}$ pour la température de surface.
La différence de température de surface entre les observations et la simulation de référence est de l'ordre de -5.5 °C la nuit ; cette différence est négative et dépasse largement 0.7 °C (en valeur absolue). On en déduit que ce n'est pas l'erreur sur $LW\downarrow$ qui explique la sur-estimation de T_s. D'autres phénomènes doivent être mal représentés et entraînent une mauvaise reproduction de la température de surface de la neige.

La sous-estimation de la baisse de la température de surface ne semble pas pouvoir être attribuée ni à une sous-estimation du terme de refroidissement radiatif $LW\uparrow - LW\downarrow$. Étant donné, les quantités d'eau en jeu, cette sous-estimation ne peut pas non plus être attribuée au dégagement de chaleur latente associé à la formation du nuage. Néanmoins, ce nuage n'a pas été observé. Plusieurs études préalables ont dénoncé les lacunes en microphysique polaire et les difficultés des schémas microphysiques à reproduire le couvert nuageux et leur impact radiatif en Antarctique (*Gallée and Gorodetskaya*, 2010; *Bromwich et al.*, 2012). En particulier, l'étude de *Brun et al.* (2012) a montré une très faible corrélation entre les fractions nuageuses observées et reproduites par le schéma microphysique ICE3 au sein d'une simulation forcée. Nos résultats appuient ces propos.

Nous avons donc débranché le schéma microphysique. Dans ce cas, la vapeur d'eau est dans l'impossibilité de se condenser mais tient toutefois son rôle déterminant de gaz à effet de serre. Sans microphysique, le flux $LW\downarrow$ reste contenu dans l'intervalle [95 ; 105] Wm^{-2} (Figure 4.26). L'impact sur la température est dans le bon sens mais relativement limité. La nuit, la

température de surface baisse de 0.20 °C (Figure 4.24) et la température à 3 m de 0.40 °C. L'amplitude diurne à 3 m augmente de 0.20 °C.

4.3.2 Impact de l'albédo

Calcul d'ordre de grandeur On considère 2 cas de figure qui diffèrent par leur valeur de l'albédo. Afin de quantifier l'impact de cette différence sur la température de surface T_s, on reprend la méthode précédemment utilisée (équations 4.6 à 4.9). Cette fois-ci, $LW\downarrow$ et $SW\downarrow$ restent constants entre les deux cas de figure mais, $SW\uparrow = \alpha SW\downarrow$ varie. Après soustraction des bilans d'énergie des deux cas de figure, on obtient :

$$-(\Delta\alpha)SW\downarrow = Cu_{2m}\Delta T_s + \epsilon\sigma\Delta({T_s}^4) \tag{4.10}$$

$$-(\Delta\alpha)SW\downarrow \sim \Delta T_s(Cu_{2m} + 4\epsilon\sigma {T_s}^3) \tag{4.11}$$

$$\Delta T_s \sim -\frac{\Delta\alpha SW\downarrow}{Cu_{2m} + 4\epsilon\sigma {T_s}^3} \tag{4.12}$$

Avec $C = 0.5$, $u_{2m} = 4\,\mathrm{ms}^{-1}$, $T_s = 245\,\mathrm{K}$ on obtient : $\Delta T_s \sim -\frac{\Delta\alpha SW\downarrow}{5.5}$. Avec une valeur moyenne $SW\downarrow = 400\,\mathrm{Wm}^{-2}$, ce modèle simplifié prédit une baisse pour T_s d'environ -0.7 °C pour une augmentation de l'albédo de $\Delta\alpha = 0.01$. Pour une augmentation de l'albédo de $\Delta\alpha = 0.05$, il prédit une baisse de T_s d'environ -3.6 °C. Après ce calcul d'ordre de grandeur, on s'attend à ce que les simulations soient très sensibles à l'albédo.

Les résultats de 4 expériences avec des valeurs d'albédo fixées à 0.75, 0.8 (la simulation de référence), 0.81 et 0.85 sont illustrés sur la figure 4.27. On obtient, pour la température moyenne de la surface, des baisses de l'ordre de -0.5 °C, pour le cas 0.8 → 0.81, et de -3.51 °, pour les 2 cas 0.8 → 0.85 et 0.75 → 0.8. Ces résultats sont très proches des prévisions du calcul préliminaire.
L'albédo a effectivement un fort impact sur la température de surface moyenne comme le montre la figure 4.27, en revanche l'amplitude du cycle diurne est peu impactée. Même avec un albédo élevé (0.85), le modèle présente encore un biais chaud d'au moins 3 K la nuit. Un albédo de 0.75 dégrade significativement les performances de la simulation. Le brouillard qui se forme est 5 fois plus épais et le flux longues ondes descendant qui en résulte atteint $LW\downarrow = 170\,\mathrm{Wm}^{-2}$.
Comme les simulations présentent un biais froid dans la journée et un biais chaud la nuit, il serait pertinent de tester une configuration avec un albédo variable, croissant avec l'angle zénithal. Ce qui serait conforme aux observations du BSRN qui indiquent des albédos de l'ordre de 0.9 la nuit et de l'ordre de 0.8 le jour.

4.3.3 Le flux de chaleur dans la neige

La figure 4.28 montre le résidu du bilan d'énergie de la surface, c'est à dire de la première couche de sol, dans les simulations : $Residu = (SW\downarrow - SW\uparrow) + (LW\downarrow - LW\uparrow) - H - LE$. Une épaisseur de 10 cm a été choisie pour la première couche du sol dans le modèle. Etant donné que la plupart de l'énergie solaire est absorbée dans les premiers centimètres du manteau neigeux, on peut assimiler le résidu au seul flux de chaleur par conduction dans le sol, qu'on appelle ici Q. Les valeurs de Q simulées sont de l'ordre de $Q = +40\,\mathrm{Wm}^{-2}$ en journée et de $Q = -40\,\mathrm{Wm}^{-2}$ la nuit. Ces valeurs sont près de 2 fois supérieures (en valeur absolue) aux estimations reportées dans les études précédentes.
Le flux de chaleur dans le manteau au Dôme C a été mesuré par *King et al.* (2006) avec un fluxmètre (heat flux plate) placé à 50 mm sous la surface. La mesure donne un flux $Q =$

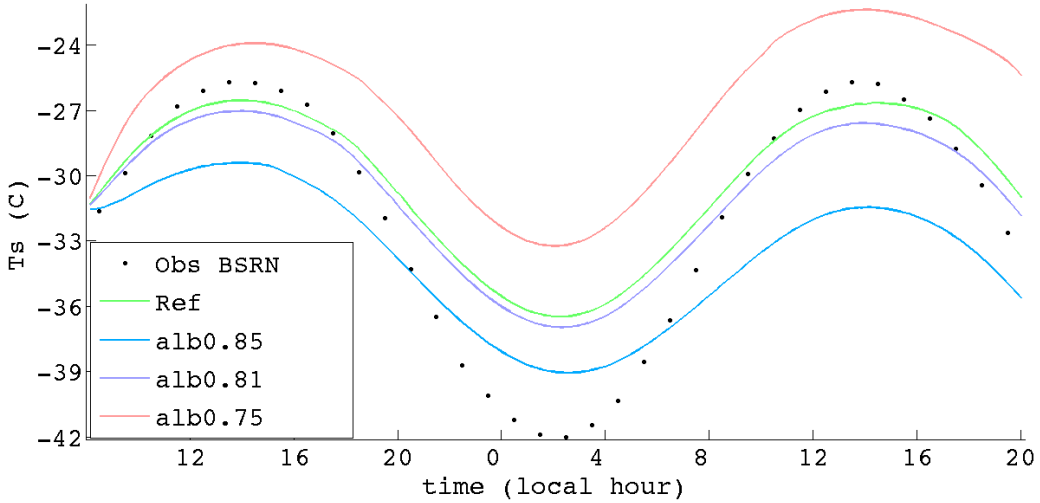


FIGURE 4.27 – Température de la surface de neige, simulée et déduite des mesures de flux longues ondes du BSRN. Quatre simulations sont comparées : la simulation de référence avec un albédo fixé à 0.8, et les simulations avec l'albédo fixé à 0.75, 0.81 et 0.85.

$19 \pm 6\,\mathrm{Wm}^{-2}$ à 12 h et $Q = -18 \pm 5\,\mathrm{Wm}^{-2}$ à 0 h (Q est ici compté positivement lorsqu'il est dirigé de la surface vers le manteau neigeux). Par ailleurs, une simulation avec le modèle de manteau neigeux multi-couche SURFEX/Crocus qui intègre l'équation de la chaleur a été réalisée par le CNRM, sur le mois de décembre 2009 pour la préparation du cas GABLS [3]. Cette simulation prévoit un maximum journalier de l'ordre de $Q = +25$ à $+35\,\mathrm{Wm}^{-2}$ et un minimum nocturne de l'ordre de $Q = -20$ à $-10\,\mathrm{Wm}^{-2}$ (P. Le Moigne, CNRM/GAME com. pers.).
Les mesures du fluxmètre et les simulations Crocus prédisent une moyenne journalière positive pour le flux Q. Elles signifient un réchauffement du manteau neigeux comme ce qui est attendu durant le mois de décembre. Dans nos simulations, un tel réchauffement n'est pas observé.

Il semblerait que, tel qu'il est modélisé ici, le sol soit, soit trop chaud par rapport à la surface, soit trop conducteur. Le sol capte de l'énergie à la surface le jour, qu'il restitue intégralement la nuit, entraînant l'amortissement du cycle de la température de surface. La question mérite d'être approfondie en examinant l'évolution des températures dans le sol, par exemple, ainsi que les sensibilités du modèle à la valeur de la conductivité du sol et à l'épaisseur de la première couche.
Le modèle de sol utilisé ici est une version simple de SURFEX à 3 couches. Cette version avait fait ses preuves avec les simulations AROME, conduites à Météo-France, pour déterminer les jeux de forçage. Nous l'avons choisie dans l'optique de faire des simulations LES, très coûteuses par ailleurs. Cependant, les performances, médiocres, des simulations uni-colonnes nous incitent à tester une représentation plus physique du manteau neigeux, pour laquelle notamment, l'albédo est une fonction de l'angle zénithal. Pour cela, il est prévu d'utiliser la version Crocus de SURFEX, d'autant plus que Crocus a bénéficié ces derniers mois de nombreuses évaluations et adaptations pour la neige sèche du Dôme C, avec les travaux de *Brun et al.* (2012), *Libois* (2014) et ceux menés pour le cas GABLS4.

3. Pour extrapoler les données d'observation de température dans le manteau neigeux, comme précisé à la section 4.0.5.

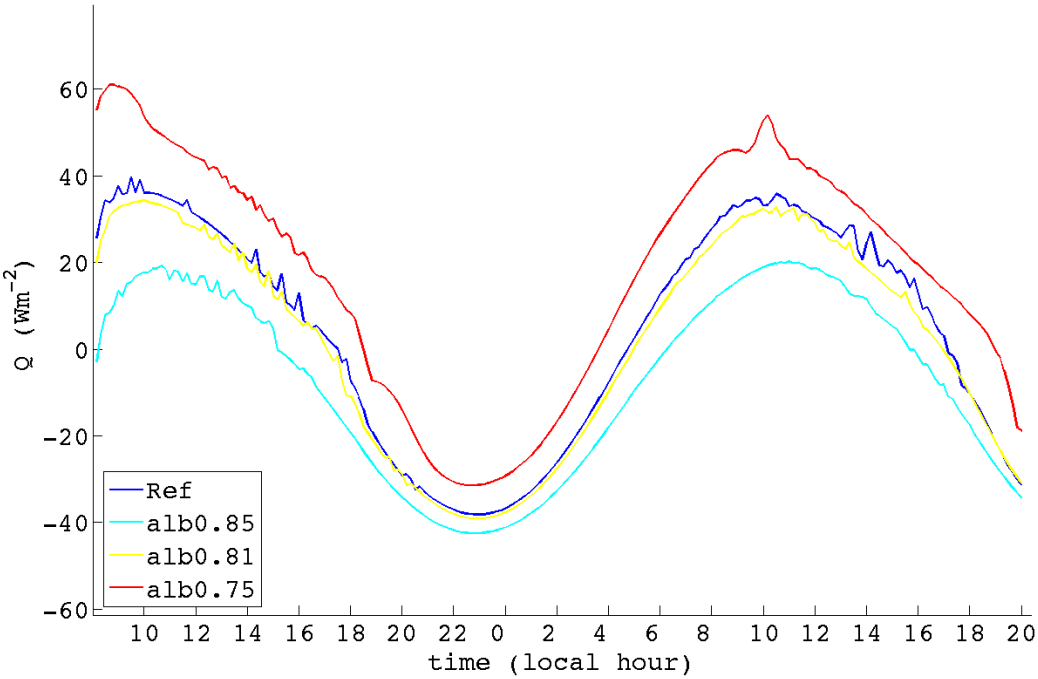


FIGURE 4.28 – Cycle journalier du résidu du bilan d'énergie pour différentes simulations Méso-NH.

4.3.4 Conclusion

La température de surface de la neige simulée par Méso-NH est en accord avec les observations le jour mais est trop élevée la nuit. En conséquence, l'amplitude du cycle de la température de surface de neige est sous-estimée et on obtient un biais chaud de l'ordre de 5 °C, la nuit.
Nous avons montré que ce biais chaud nocturne n'est imputable ni au brouillard qui se forme dans la simulation, ni à un mauvais choix de l'albédo moyen. En revanche, le choix d'un albédo variable améliorerait les résultats. De plus, le couplage sol/atmosphère semble jouer un rôle déterminant. Ces deux pistes n'ont pas encore pu être explorées en détail.

Dans la suite, nous apportons quelques modifications à notre simulation de référence (appelée désormais *Ref 2*) :

- le schéma de microphysique est désactivé ;
- l'albédo est légèrement modifié : $\alpha = 0.81$.

Si ces modifications ne règlent pas le problème du biais chaud nocturne de la température de surface, ce biais est néanmoins réduit de 2 °C, et la simulation est globalement plus réaliste. Elle ne forme pas de nuages, par exemple.
En parallèle, une simulation, dite *Tsforcee*, a été réalisée avec une température de surface de neige imposée, égale aux observations. Pour les deux simulations *Ref2* et *Tsforcee*, le profil vertical de température à 2 h ainsi que le cycle journalier à différentes hauteurs dans la couche limite sont illustrés et comparés aux observations sur les figures 4.29 et 4.30. Dans la simulation *Tsforcee*, la température de la surface est en accord avec les observations (puisqu'elle est imposée). La modification des conditions de surface, entre les simulations *Ref2* et *Tsforcee*, affecte significativement les températures dans la couche limite qui sont nettement plus froides

dans la simulation *Ref2* (Figure 4.30). En revanche, le gradient vertical de température est peu affecté et est toujours largement sous-estimé. La couche limite est trop mélangée donnant au profil de température une allure concave au lieu de l'allure convexe observée (Figure 4.29).
La comparaison des deux simulations *Ref2* et *Tsforcee* pointe du doigt l'importance du couplage sol/atmosphère la nuit. Elle nous encourage aussi, à regarder, plus en détail, le mélange turbulent qui semble être sur-estimé. Le couplage sol/atmosphère est probablement mal représenté, menant à un biais chaud, dans la température de la surface de neige, qui se propage dans la couche limite. Toutefois le mauvais couplage sol/atmosphère n'est pas le principal responsable de la mauvaise stratification nocturne ; le mélange turbulent a probablement un rôle déterminant.

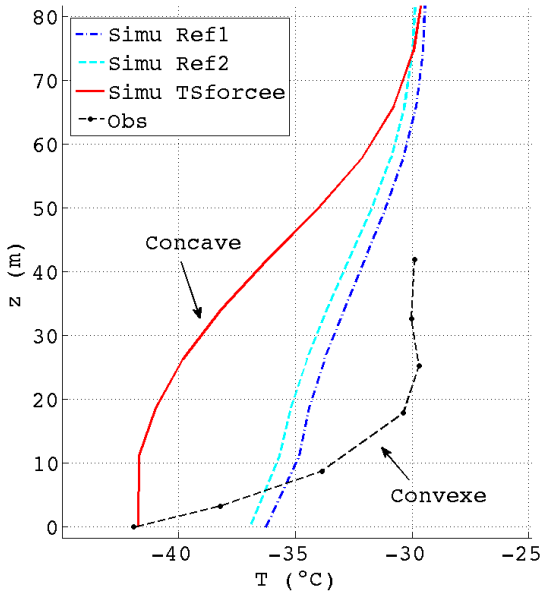
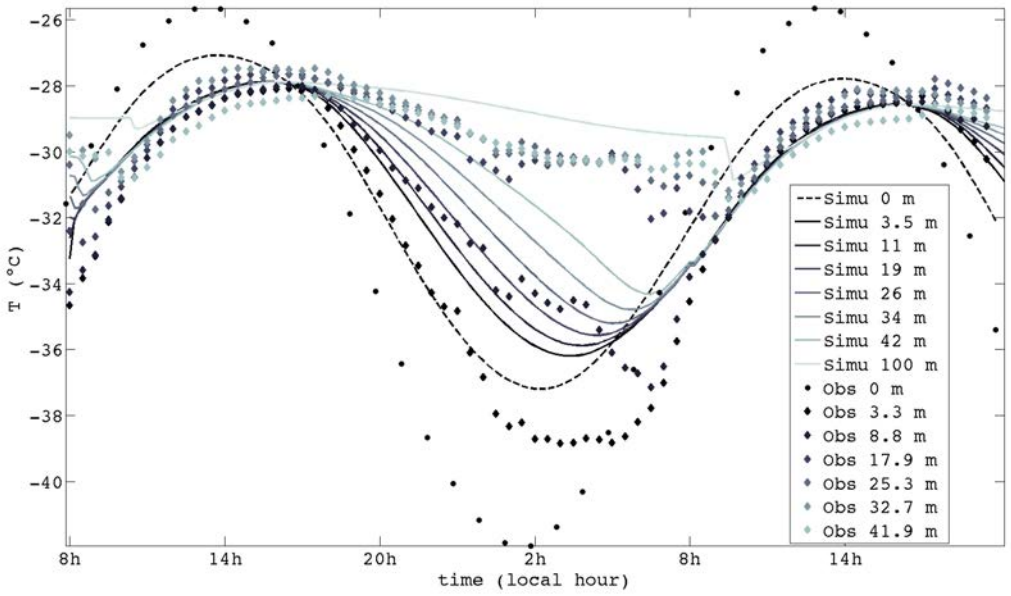
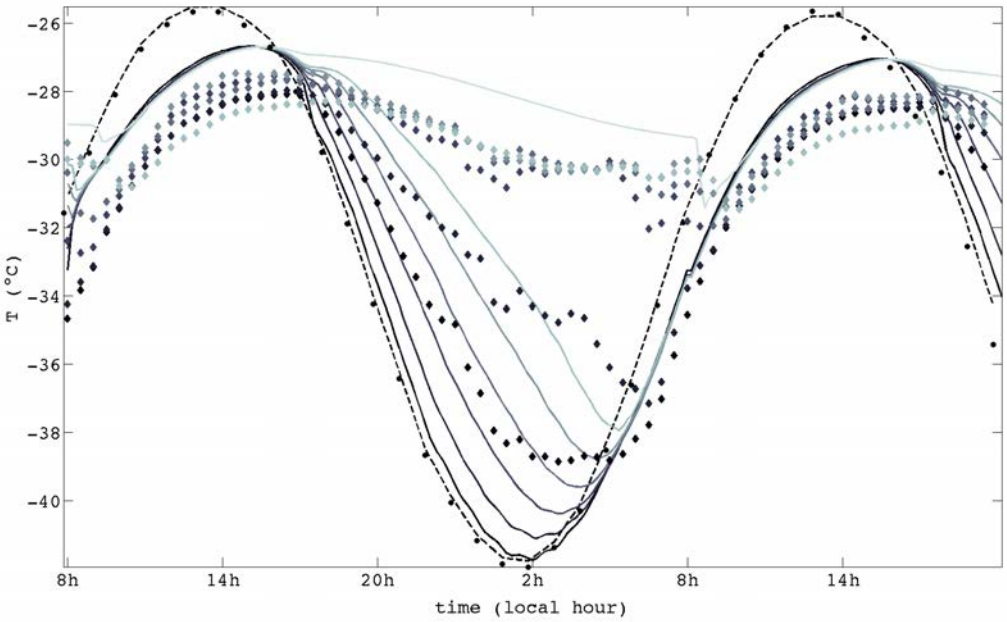


FIGURE 4.29 – Profil vertical de température (°C) observé sur la tour, et prédit par les simulations avec une surface libre *Ref1* et *Ref2*, et avec une surface forcée en température : *TSforcee*.

a).





b).

FIGURE 4.30 – Cycle journalier de la température (°C) à la surface et aux différents niveaux du modèle. En pointillé, la température observée.
a. Simulation *Ref2* avec la surface libre.
b. Simulation *TSforcee* avec la surface forcée en température.

4.4 Retour sur le mélange turbulent

Cette section s'attache à approfondir l'analyse, initiée dans le proceeding (section 4.1.4), du mélange turbulent dans les simulations. Cette analyse se base sur la comparaison des flux et quantités turbulentes simulés avec les flux et quantités turbulentes calculés à partir des observations. Dans un premier temps, nous donnons quelques détails sur les données d'observation et les méthodes utilisées pour le calcul de ces quantités turbulentes que l'on a pris comme référence.

4.4.1 Estimations des flux turbulents à partir des observations

Plusieurs estimations de flux turbulents ont été réalisées depuis 2009. Les flux de chaleur sensible et de quantité de mouvement ont été calculés, au CNRM/GAME, avec la méthode d'eddy-corrélation, à partir des données des thermo-anémomètres soniques, placés entre 7 et 40 m sur la tour. La nuit, en moyenne, le flux de chaleur sensible H et la vitesse de frottement $u_\star$ sont de l'ordre de $H = -5\,\mathrm{Wm}^{-2}$ ($\theta_\star = -0.05\,\mathrm{K}$) et $u_\star = 0.07\,\mathrm{ms}^{-1}$. Ces quantités croissent très fortement entre 6 h et 11 h, jusqu'à un maximum de l'ordre de $H = 20\,\mathrm{Wm}^{-2}$ et $u_\star = 0.2\,\mathrm{ms}^{-1}$. Enfin, elles décroissent entre 15 h à 18 h pour revenir aux valeurs nocturnes. Bien qu'un cycle diurne soit notable, les flux présentent un aspect très bruité avec des sauts de plus de $5\,\mathrm{Wm}^{-2}$ d'une demi-heure à l'autre (Figure 4.31). Aussi, les flux ne varient pas de façon monotone avec la hauteur.

4.4.1.1 Calcul des flux par la méthode des profils

Plus récemment, pour profiter de nouvelles données plus proches de la surface, les flux ont été calculés à nouveau par la méthode des profils. C'est Etienne Vignon qui s'est chargé de ce travail dans le cadre de son stage de master que nous avons co-encadré avec Christophe Genthon.

Données : Sur la tour, le premier niveau de mesure classique est à 3 m et, le premier anémomètre sonique est à 7 m. Comme la couche de surface est peu épaisse, nous souhaitions pouvoir examiner les flux plus bas.
Depuis janvier 2013, nous disposons d'un échantillonnage plus fin de la couche limite proche de la surface, avec le mat SBL, décrit au chapitre 3. Ce mat comprend entre autre, un niveau de mesure à 2 m au-dessus de la surface, pour le vent, la température et l'humidité. À cette hauteur, un anémomètre sonique avec une acquisition continue (sans pause chauffage), a été installé pendant une quinzaine de jours en janvier 2014.

Méthode : Des journées typiques, de ciel clair, ont été cherchées en janvier 2014. Pour ces journées, la méthode des profils a été appliquée entre 0 et 2 m. Les résultats ont été comparés aux flux obtenus à partir des données soniques. Cette comparaison a permis, d'une part, d'ajuster les paramètres des fonctions de stabilité log-linéaire et de *Zilitinkevich and Calanca* (2000) dites ZC2000 et, d'autre part, de les comparer avec d'autres fonctions de stabilités plus sophistiquées.
Pour les conditions faiblement convectives rencontrées en journée, les fonctions de stabilité de *Högström* (1996) (cf relation 2.39 au chapitre 2) ont été comparées. Pour les conditions stables rencontrées la nuit, quatre ensembles de fonctions de stabilité ont été testés : les fonctions de *Holtslag and De Bruin* (1988) dites HdB88 (2.42), les fonctions de *Grachev et al.* (2007) dites SHEBA07 (2.43) et les fonctions log-linéaires et ZC2000 dont les paramètres ont été ajustés préalablement.

L'objectif de cette comparaison est de choisir les fonctions de stabilités les plus adaptées, qui serviront pour le calcul des flux sur la période GABLS4.

Résultats concernant la méthode : La comparaison dont les résultats sont détaillés dans le rapport de stage d'Etienne Vignon (*Vignon*, 2014), est brièvement résumée ici. La fonction ZC2000 a été écartée ; l'ajustement de ses paramètres n'ayant pas abouti. A posteriori ce résultat n'est pas surprenant. En effet, cette fonction a été développée pour des cas de couche limite stable en contact direct avec la troposphère libre (*Zilitinkevich and Calanca*, 2000) ; ce qui est le cas du Dôme C en hiver. A contrario, l'été, une couche résiduelle, issue de la convection en journée, subsiste toute la nuit entre la hauteur de 20 m et la troposphère libre (Figure 4.19).
Avec les autres fonctions, les flux obtenus sont comparables, sur les journées de janvier 2014, aux flux calculés à partir des données soniques. La méthode des profils a donc été appliquée, sur la période GABLS4, entre la surface et les différents niveaux de la tour, pour toutes ces fonctions.
En journée, la méthode des profils ne converge plus au delà du 2^{e} niveau de la tour. En fait, le 3^{e} niveau est déjà au-dessus de la couche de surface, dans la couche mélangée, où $L \to -\infty$. La nuit, la méthode ne converge plus au delà du 3^{e} niveau à partir duquel $z/L > 10$. *Vignon* (2014) a montré qu'entre la surface et le 1er niveau de la tour (~ 3.5 m), où $z/L < 0.25$, les trois fonctions : log linéaire, HdB88 et SHEBA07 donnent des flux tout à fait comparables. En tout cas la dispersion des résultats obtenus, avec ces trois fonctions, est négligeable devant celle que l'on observe avec de petites variations de la hauteur de rugosité z_0.

Résultats sur les flux et comparaison avec d'autres études : Le flux de chaleur sensible obtenu pour les journées du 11 et 12 décembre 2009 est tracé sur la figure 4.31. Il vaut près de $H = -10\,\mathrm{Wm^{-2}}$ à 0 h, $H = 18\,\mathrm{Wm^{-2}}$ à 13 h, et change de signe vers 11 h et 19 h. Le flux de chaleur latente, quasi-nul la nuit, atteint $LE \sim 5\,\mathrm{Wm^{-2}}$ à 13 h.
King et al. (2006) rapportent un flux de chaleur sensible moyen $H = 16 \pm 3\,\mathrm{Wm^{-2}}$ à 12 h et $H = -7 \pm 1\,\mathrm{Wm^{-2}}$ à 0 h. Ce flux H a été mesuré par eddy-corrélation avec un anémomètre sonique installé à 3.6 m au-dessus de la surface pendant 2 mois (décembre 1999 et janvier 2000). En fermant le bilan, *King et al.* (2006) prédisent que le flux LE à 13 h ne devrait pas dépasser $2\,\mathrm{Wm^{-2}}$.
Les valeurs absolues de nos flux sont un petit peu surestimées par rapport à celles de *King et al.* (2006), d'autant plus que le vent moyen à 12 h est plus faible sur notre période d'étude : $3.5\,\mathrm{ms^{-1}}$ contre $4.5\,\mathrm{ms^{-1}}$.
Le flux de chaleur par conduction dans le manteau neigeux Q utilisé pour fermer le bilan par *King et al.* (2006) a été mesuré par un fluxmètre à 50 mm du sol. La mesure donne un flux $Q = 19 \pm 6\,\mathrm{Wm^{-2}}$ à 12 h.[4] La simulation SURFEX/Crocus réalisée au CNRM, sur le mois de décembre 2009, pour la préparation du cas GABLS donne un maximum journalier Q, plus grand, de l'ordre de $+25$ à $+35\,\mathrm{Wm^{-2}}$ (P. Le Moigne, com. pers.). Un flux Q plus fort à 12 h, signifie moins d'énergie disponible pour les flux de chaleur sensible et latent. Les résultats de la simulation Crocus vont donc dans le sens d'un flux de chaleur latente encore plus faible que celui estimé par *King et al.* (2006). En conséquence, nous pensons que les flux de chaleur latente que nous avons calculés, sont probablement sur-estimés.
Pour estimer le degré de confiance dans nos valeurs de flux, nous avons mené une étude de sensibilité des flux à la propagation de possibles incertitudes de mesures.

4. Q est ici compté positivement lorsqu'il est dirigé de la surface vers le manteau neigeux.

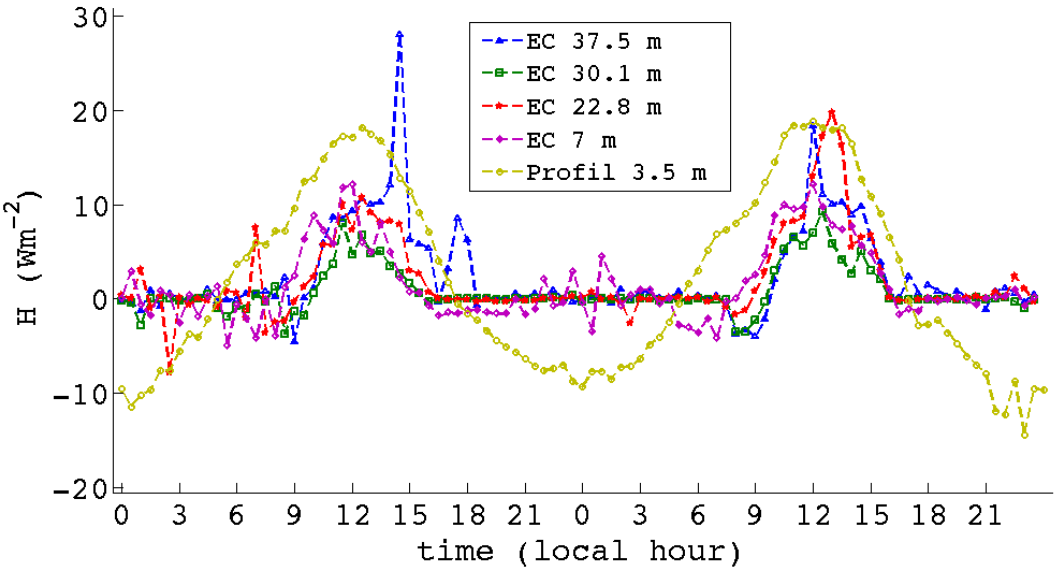


FIGURE 4.31 – Flux de chaleur sensible pour les journées des 11 et 12 décembre 2009. Les flux entre 7 et 37.5 m ont été calculés au CNRM/GAME par la méthode d'eddy-corrélation. Sur cette période le flux à 7 m est anormalement bruité, il a donc été retiré du graphique pour plus de clarté. Le flux à 3.5 m a été calculé par E. Vignon par la méthode des profils.

4.4.1.2 Étude de sensibilité

Une étude de sensibilité des flux aux erreurs des différentes mesures : température T, humidité relative RH, vitesse du vent V, hauteur du capteur z et hauteurs de rugosité z_{0T} et z_0 a été conduite pour les deux journées du 11 et 12 décembre 2009. La méthode qui repose sur une expérience de Monte-Carlo est décrite au chapitre 6 (*Barral et al.*, 2014b). Six expériences ont été menées pour tester la sensibilité des flux aux erreurs sur les 6 variables T, RH, V, z_0, z_{0T} et z. L'écart-type de l'erreur de départ a été pris égale à la précision nominale de l'instrument. La figure 4.32 montre la propagation de l'erreur de mesure sur le flux de chaleur sensible à différentes heures de la journée. Globalement, la propagation des erreurs est plus efficace la nuit et au petit matin (0 h et 6 h) que l'après midi (13 h). Le flux de chaleur sensible est principalement affecté par les erreurs de vitesse, la nuit, et par les erreurs de température, le jour. De même, le flux de chaleur latente est affecté par les erreurs de vitesse, la nuit, et par les erreurs de température et d'humidité relative, le jour. Un autre résultat marquant est la forte sensibilité des flux à de petites variations des hauteurs de rugosité z_0 et z_{0T}. Les erreurs propagées sur les flux sont reportées dans le tableau 4.3. L'erreur absolue maximale sur le flux de chaleur sensible H vaut 4 Wm^{-2}. Cette erreur est atteinte à 13 h au moment où le flux est maximum. La nuit, l'erreur n'est que de l'ordre de 0.25 Wm^{-2}, mais cela représente 16 % du flux.

D'autres expériences ont été menées en prenant différentes fractions ou multiples de l'erreur de départ. Les résultats de ces expériences pour le flux de chaleur sensible sont reportés sur la figure 4.33. Les graphiques relatifs aux flux de chaleur latente et de quantité de mouvement sont présentés dans l'annexe B. Ces graphiques font apparaître l'importance de la précision des mesures de vent pour le calcul des flux, mais aussi de celle de l'estimation des deux hauteurs de rugosité. La grande sensibilité des flux aux variations des hauteurs de rugosité z_0 et z_{0T}, mise en évidence par ces expériences, est aussi due au fait que l'erreur de départ, sur z_0 et z_{0T}, bien qu'elle soit faible (10^{-4} m) est de l'ordre de grandeur de la valeur elle-même.

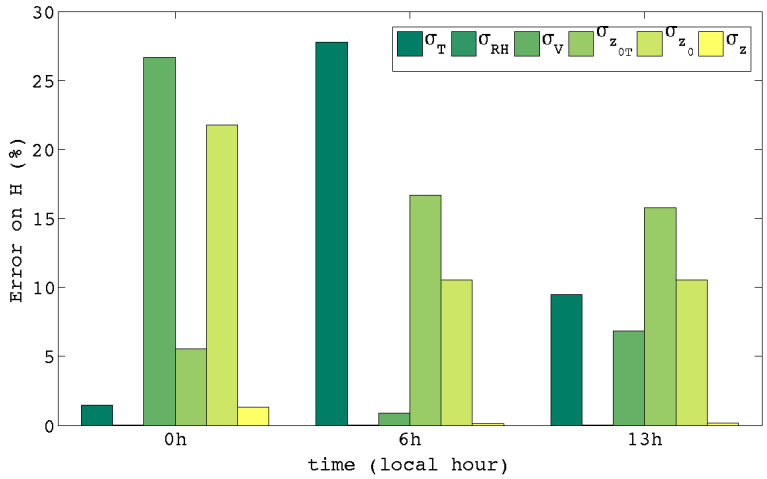


FIGURE 4.32 – Comparaison de la propagation dans le calcul de flux de chaleur sensible, des erreurs de mesures sur 6 différentes variables (T,RH_{wrl},V,z_{0T},z_0 et z).

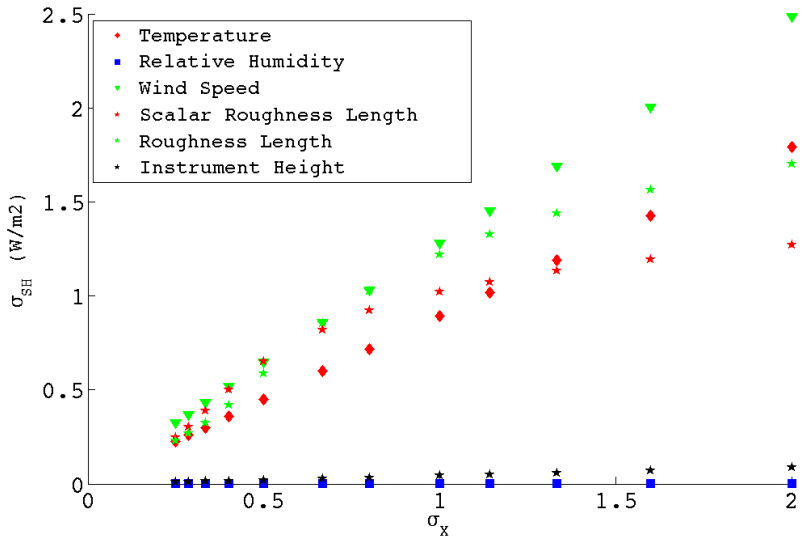


FIGURE 4.33 – Propagation moyenne des erreurs de mesures dans le calcul du flux de chaleur sensible pour différents écart-type pour l'erreur de départ. Sur l'axe des abscisses sont reportées les erreurs de départ comme fraction ou multiple de la précision nominale de la mesure σ_X. Pour les variables météorologiques, la précision du constructeur a été utilisée : $\sigma_T = 0.3\,°C$, $\sigma_{RH} = 2\,\%$, $\sigma_V = 0.3\,\mathrm{ms}^{-1}$. Pour les hauteurs, on prend comme incertitude de départ, une estimation de l'incertitude sur la valeur déterminée (cf. section 4.4.1.3) : $\sigma_{z_{0T}} = 1.10^{-4}\,\mathrm{m}$, $\sigma_{z_0} = 2.10^{-4}\,\mathrm{m}$, $\sigma_z = 0.05\,\mathrm{m}$.

4.4.1.3 Détermination de la hauteur de rugosité

L'étude initiée avec Etienne Vignon pose le problème de la détermination de la hauteur de rugosité z_0.

Méthode : Pour le calcul des flux, une hauteur de rugosité constante a été utilisée. Cette hauteur a été déterminée par la méthode de *Vignon* (2014) qui consiste en une régression

	heure	$\sigma_{\mathbf{SH}}$	$\frac{\sigma_{\mathbf{SH}}}{\mathbf{SH}}$	$\sigma_{\mathbf{LH}}$	$\frac{\sigma_{\mathbf{LH}}}{\mathbf{LH}}$	$\sigma_{\mathbf{u_\star}}$	$\frac{\sigma_{\mathbf{u_\star}}}{\mathbf{u_\star}}$
		$\mathrm{Wm^{-2}s^{-1}}$	%	$\mathrm{Wm^{-2}s^{-1}}$	%	$\mathrm{ms^{-1}}$	%
z_{0T}	0 h	0.23	5.5	0.01	20	3.5e-3	4.5
	6 h	0.3	17	0.015	2.5	4.5e-4	0.5
	13 h	3.7	16	0.045	10	1e-3	0.5
z_0	0 h	1.96	22	0.06	120	0.01	12.5
	6 h	0.19	11	0.02	3	0.09	11
	13 h	2.00	10.5	0.32	0.6	0.02	12.5

TABLE 4.3 – Propagation sur les flux des incertitudes sur les hauteurs de rugosité z_0 et z_{0T}. Les erreurs absolues et relatives sont présentées pour 3 heures de la journée : 0 h, 6 h et 13 h.

logarithmique sur les profils de vitesse, entre 2 et 20 m (4 niveaux de mesure), de l'été 2013-2014. Seuls les profils neutres pour lesquels la régression était significative ont été conservés. On en compte une quinzaine : ils correspondent aux heures du soir. La hauteur de rugosité z_{0T} a été déterminée à partir de z_0 avec la relation de *Andreas* (2002).

Résultats et limites de la méthode : Les valeurs trouvées sont $z_0 = 2.3\,10^{-4}\,\mathrm{m} \pm 2.10^{-4}$ et $z_{0T} = 0.910^{-4}\,\mathrm{m} \pm 0.810^{-4}$. Cette valeur de z_0 est cohérente avec les ordres de grandeur typiquement choisis pour des surface neigeuses, $z_0 = 10^{-4}\,\mathrm{m}$ (*Stull*, 1988), ou mesurés dans plusieurs régions de l'Antartique (*King and Turner*, 1997). Sur le plateau, à proximité de la station de Konhen, *van As et al.* (2005) ont trouvé une hauteur de rugosité plus faible d'un ordre de grandeur, $z_0 = 2.10^{-5}\,\mathrm{m}$. Leur estimation se base sur les mesures de deux anémomètres soniques placés à 2 et 10 m au-dessus de la surface.
Nous estimons que, la valeur choisie dans notre étude, est modérément fiable. En effet, les statistiques ont été faites sur un jeu de données relativement limité (une quinzaine de profils). De plus, malgré la petite taille du jeu de données, l'écart type est de l'ordre de grandeur de l'estimation. Pour le calcul de flux turbulents, sur une période ou une journée typique, avec un vent modéré, orienté dans la direction dominante, cette estimation doit être suffisante. Mais, cette valeur n'est sans doute pas représentative de toutes les situations rencontrées l'été, au Dôme C.
Les résultats de notre étude de sensibilité incitent à examiner, plus en détails, la valeur moyenne de z_0 et ses variations avec, à la fois, la direction du vent et l'évolution de l'état de surface. Les modèles de bilan d'énergie de surface, comme celui de SURFEX, sont pour la plupart basés sur une hauteur de rugosité constante. Or, bien que la surface du Dôme C soit idéale et homogène du point de vue de l'atmosphéricien, son état de surface peut évoluer de rugueuse à très lisse en quelques heures. *Champollion et al.* (2013) ont mis en évidence des épisodes de formation de cristaux de givre ("hoar crystals") qui augmenteraient la rugosité de la surface. Les cristaux de givre se forment en 3 à 5 jours. La structure formée est stable et peut se maintenir des dizaines de jours. Seul un changement de la direction du vent, de l'ordre de 90 °(pour avoir un vent perpendiculaire à la direction principale des sastrugis), associé éventuellement à un renforcement du vent $V > 4\,\mathrm{ms^{-1}}$([5]) entraîne la destruction du givre. La disparition des cristaux est alors immédiate. En quelques heures seulement, la surface reprend une texture très lisse. Si le procédé de destruction des cristaux par compression mécanique et sublimation rapide, durant des épisodes de turbulence, intensifiée par une rugosité élevée et un vent

5. Il s'agit du vent à 2 m. La vitesse de $4\mathrm{ms^{-1}}$ correspond à une vitesse plus grande, d'$1\,\mathrm{ms^{-1}}$, que la vitesse moyenne du vent mesurée à 2 m.

plus fort, est bien expliqué par *Champollion et al.* (2013), la formation de ces cristaux est encore mal comprise. Aucune corrélation évidente n'a encore été établie entre les paramètres atmosphériques et l'occurrence de givre (peut être parce qu'on mesure mal l'humidité relative ?). Les hypothèses avancées sont le dépôt par condensation de vapeur d'eau atmosphérique combiné avec la condensation de vapeur d'eau provenant du manteau neigeux.

4.4.2 Comparaison des flux turbulents

Revenons à la simulation *Ref2*. Les flux de chaleur et la vitesse de frottement $u_\star$ à la surface, estimés à partir des observations et simulés par Méso-NH sont comparés sur les figures 4.34 a,b et c. Ces trois quantités ont été calculées entre la surface et une hauteur $z \sim 3.5 \pm 0.2\,\mathrm{m}$. L'intervalle grisé, de part et d'autre du flux observé, matérialise l'incertitude sur le flux liée à l'incertitude sur la rugosité.

- Le flux de chaleur sensible des simulations *Ref1* et *Ref2*, de l'ordre de $H = 15\,\mathrm{Wm}^{-2}$, la journée, et $H = -10\,\mathrm{Wm}^{-2}$, la nuit, est plutôt satisfaisant.
- Le flux de chaleur latente simulé est, lui aussi, en relativement bon accord avec les observations. Néanmoins, la comparaison entre les flux observés et les flux simulés reste délicate à cause des biais soupçonnés dans nos calculs de flux (cf. section 4.4.1.1) et dans les mesures de humidité relative (cf. chapitre 3). De plus, pour le flux de chaleur latente, l'intervalle grisé est trompeur car il ne représente que l'incertitude due à l'erreur sur la hauteur de rugosité z_0 alors que celle-ci est mineure devant l'incertitude due à l'erreur sur la vitesse du vent (Figure B.2 en annexe B ([6])).
- Alors que les flux de chaleur sont satisfaisants, la vitesse de frottement $u_\star$ est sur-estimée d'un facteur 2.

Les figures 4.35 comparent les variances et covariances des fluctuations, à 7 m, estimées à partir des observations et simulées par Méso-NH. Les tendances temporelles sont, globalement, bien reproduites par le modèle. En revanche, les ordres de grandeur ne sont pas satisfaisants, sauf pour la TKE. Plus précisément, les flux de chaleur et de quantité de mouvement sont sur-estimés, alors que, la variance de température est largement sous-estimée. Cela est cohérent avec le fait que l'énergie potentielle turbulente e_P n'est pas une variable pronostique du modèle.

Si les flux de chaleur en surface semblent corrects, la sur-estimation du flux à 7 m soutient l'hypothèse d'un mélange turbulent trop prononcé. D'ailleurs, étant donné que la température de surface est mal représentée la nuit, l'accord entre les simulations et le modèle pour les flux de chaleur en surface est assez surprenant. Nous soupçonnons que cet accord est dû à de mauvaises raisons, d'autant plus que, les flux en surface sont largement sur-estimés dans la simulation *TSforcee*, simulation dans laquelle, la température de surface est imposée.

Pour réduire le cisaillement on souhaiterait diminuer la hauteur de rugosité, d'autant plus que, la hauteur choisie, $z_0 = 0.01\,\mathrm{m}$, est près de deux ordres de grandeur plus grande que les hauteurs de rugosité des surfaces neigeuses typiquement estimées en Antarctique. Le choix d'une hauteur de rugosité élevée a été motivé par l'expérience passée du modèle couplé SURFEX/AROME au Dôme C (*Brun et al.*, 2012) [7]. Dans notre cas, les graphiques 4.34 et 4.35 semblent montrer une meilleure adéquation entre simulations et observations lorsque $z_0 = 0.001\,\mathrm{m}$.

6. L'étude de sensibilité à été menée en prenant comme erreur d'humidité de départ, la précision « constructeur » des HMP155. Le fait que l'on arrive pas à mesurer les fréquentes sursaturations avec les sondes HMP n'a pas été prises en compte dans le choix de l'erreur de départ. Par conséquent, l'humidité relative est certainement plus cruciale pour le calcul du flux de chaleur latente que ce que ne laisse entendre la figure B.2

7. Dans l'étude de *Brun et al.* (2012), la hauteur de rugosité a en fait été ajustée pour que la température de la surface de neige, simulée, soit en accord avec les observations.

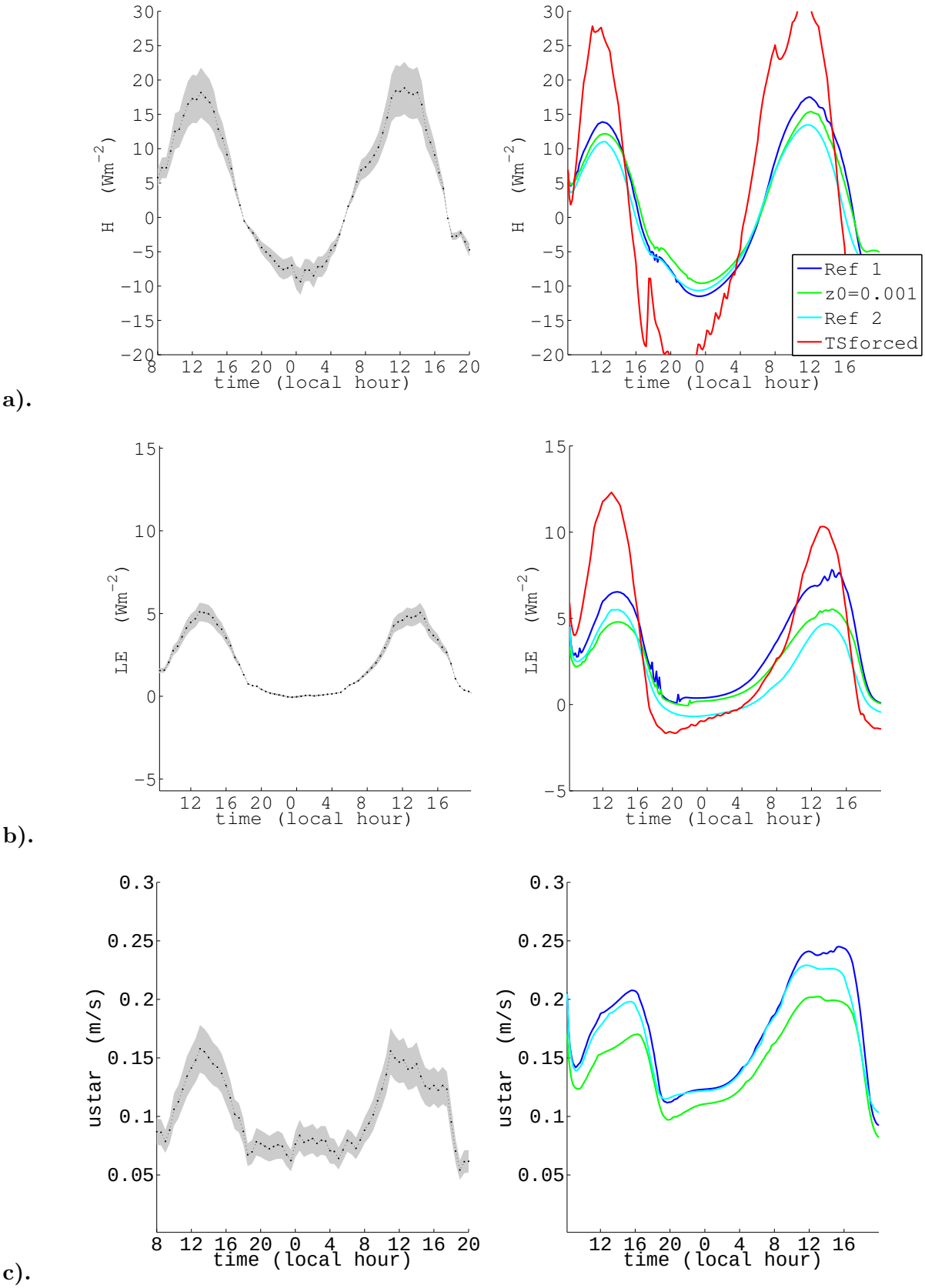


FIGURE 4.34 – Flux de chaleur en surface, et vitesse de frottement.
À gauche, en pointillé noir, les flux calculés à partir des observations, en gris l'incertitude liée à l'incertitude sur la hauteur de rugosité. À droite : les flux issus de plusieurs simulations Méso-NH.

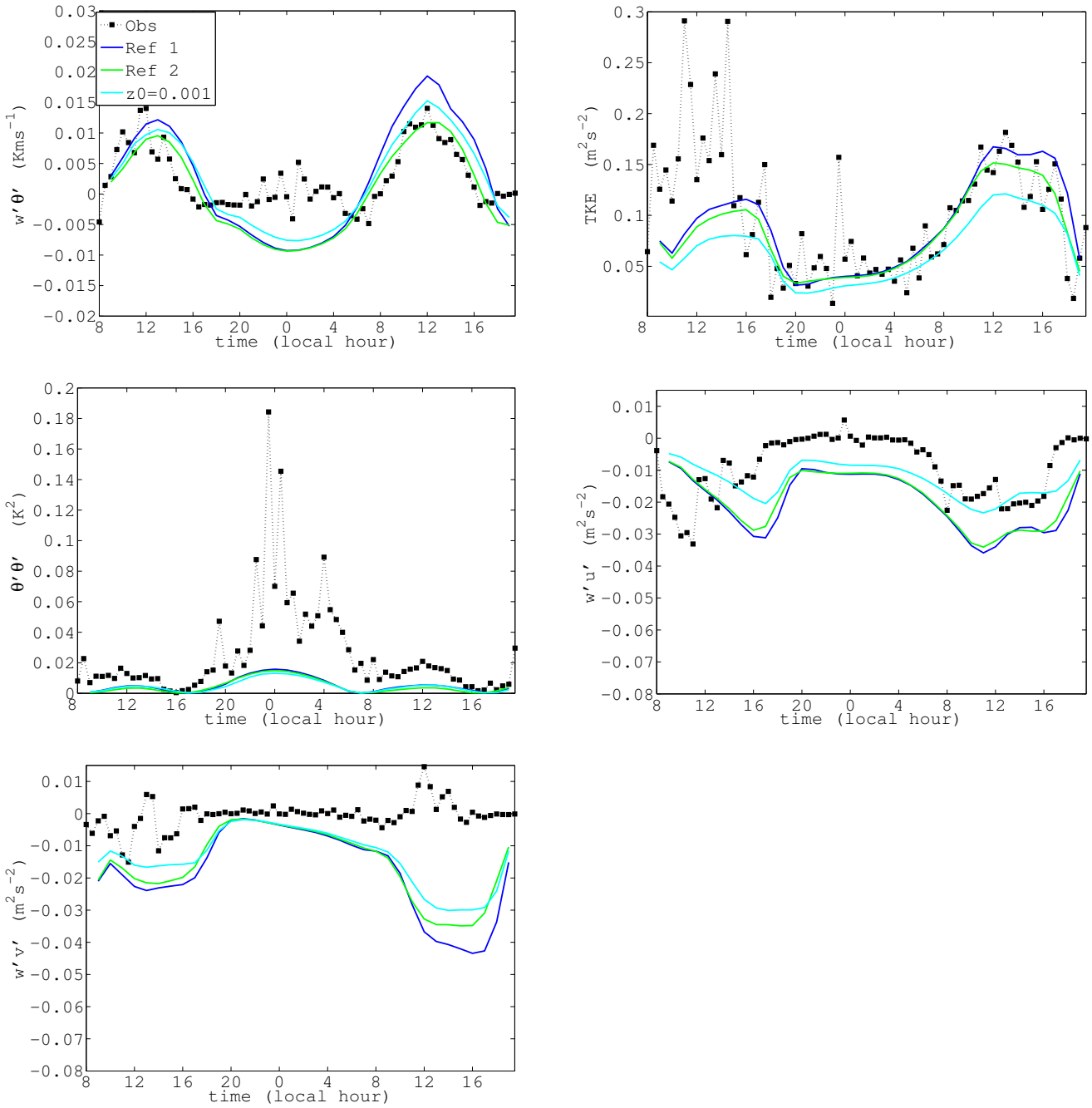


FIGURE 4.35 – Variances et covariances des fluctuations à 7 m.
Les valeurs sont déduites de simulations Méso-NH ou des observations avec la méthode d'eddy-correlation (■).

4.4.3 Hauteur de rugosité

Les covariances $\overline{w'u'}$, $\overline{w'v'}$, $\overline{w'\theta'}$, dans la couche d'inversion, sont, en valeur absolue, largement sur-estimées dans les simulations. Diminuer la hauteur de rugosité permettrait, a priori, d'améliorer les résultats. Partant de la simulation *Ref2* c'est à dire avec le schéma de microphysique désactivé, un albédo $\alpha = 0.81$ et une hauteur de rugosité initiale $z_0)_{ini} = 0.01\,\mathrm{m}$, nous avons diminué petit à petit la hauteur de rugosité, jusqu'à $z_0 = 1.10^{-5}\,\mathrm{m}$.

Champs moyens de température et de vitesse du vent. Lorsque z_0 diminue, la couche limite a tendance à être légèrement plus froide (~ 0.5 à 1K à $3.5\,\mathrm{m}$) la journée et légèrement plus chaude la nuit. Ainsi l'amplitude du cycle diminue. Les séries temporelles de la température, pour chaque simulation et pour différents niveaux, sont montrées en annexe. Les profils verticaux ne sont pas affectés en journée, en revanche, la nuit la stratification se renforce entre 10 et $40\,\mathrm{m}$, et l'épaisseur de la couche limite diminue (Figure 4.36a).
Les séries temporelles du module de vent à $3.5\,\mathrm{m}$, pour les simulations *Ref2* et pour différentes valeurs de z_0, sont montrées sur la figure 4.37. Les vitesses du vent sont significativement affectées, autant le jour que la nuit. En particulier, la vitesse du vent à $3\,\mathrm{m}$ diminue, ce qui est cohérent avec un cisaillement moindre. Des quatre hauteurs de rugosité testées, le meilleur accord avec les observations est obtenue pour $z_0 = 0.001\,\mathrm{m}$.
La hauteur de rugosité impacte aussi le jet nocturne. La hauteur du jet a tendance à baisser, tandis que sa vitesse diminue légèrement, comme reporté dans le tableau 4.4 et illustré sur la figure 4.36b.

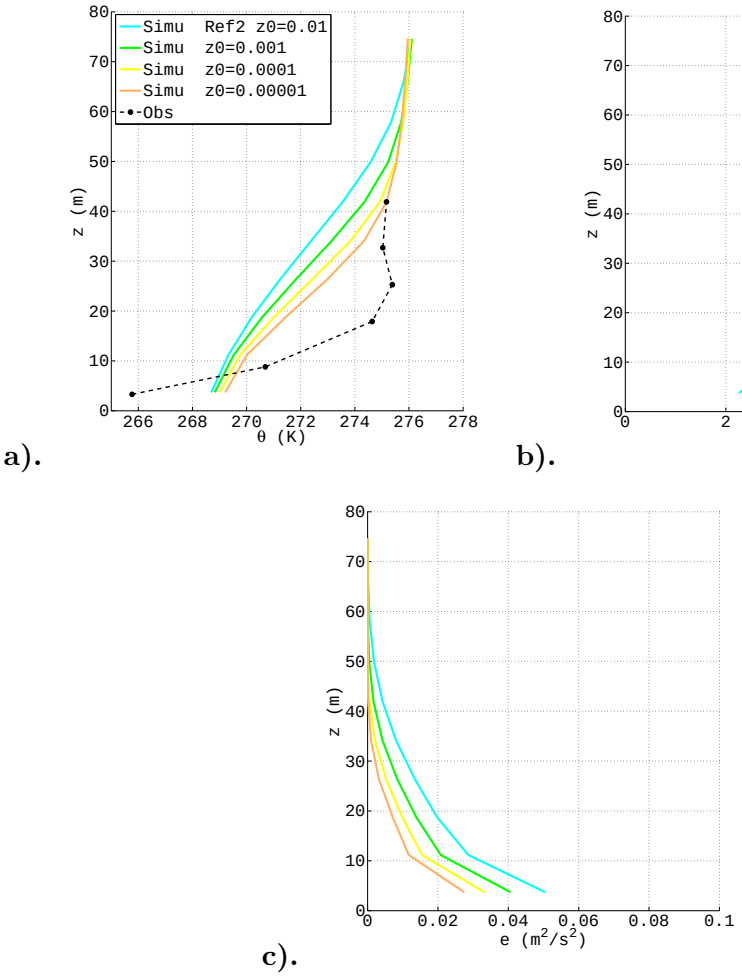


FIGURE 4.36 – Profils verticaux, à 2 h local, de la température potentielle, du module du vent et de la TKE. Comparaison entre les profils observés et les profils simulés pour différentes valeurs de z_0.

	Ref 1	*Ref 2*	Simu 3	Simu 4	Simu 5
hauteur de rugosité z_0 (m)	0.01	0.01	0.001	0.0001	0.00001
hauteur du jet (m)	57.8	57.8	49.8	42	34
vitesse du jet (ms^{-1})	7.11	7.01	6.75	6.65	6.60
instant du jet (LT)	1 $\pm$1 h	1 $\pm$1 h	1 $\pm$1 h	1 $\pm$1 h	1 $\pm$1 h

TABLE 4.4 – Hauteur, instant et vitesse maximale du jet nocturne en fonction de la hauteur de rugosité.

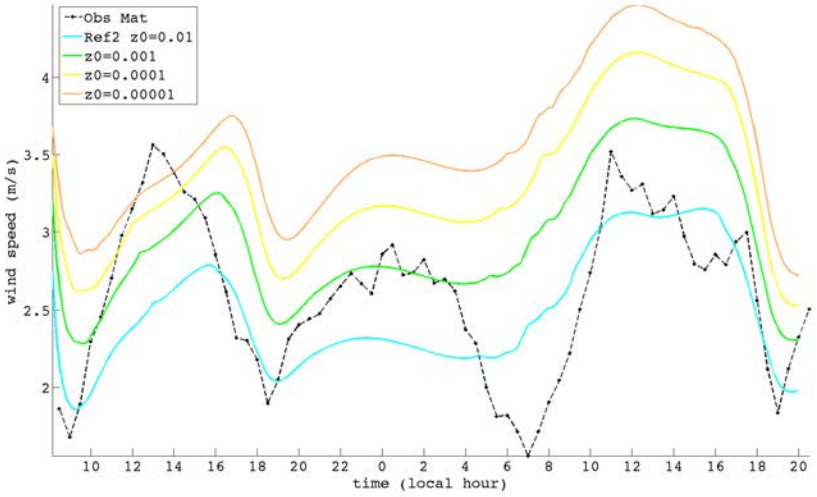


FIGURE 4.37 – Série temporelle du module de vent à 3.5 m, dans les observations et dans les simulations pour différentes valeurs de z_0.

Flux et moment d'ordre 2. Les variances et covariances des fluctuations sont comparées sur la figure 4.38. Les flux en surface sont comparés sur la figure B.5, en annexe. La diminution de la hauteur de rugosité entraîne une diminution de tous les flux, de jour comme de nuit. Les bons résultats obtenus par le modèle, la journée, sont donc fortement dégradés. La nuit, les flux simulés $\overline{w'u'}$, $\overline{w'v'}$ et $\overline{w'\theta'}$, qui étaient sur-estimés, s'approchent des flux observés, tandis que les variances ($\overline{\theta'^2}$ et e), qui étaient sous-estimées, s'effondrent.
Lorsque z_0 diminue, les simulations prédisent simultanément une baisse de l'intensité du mélange turbulent et une couche limite plus chaude la nuit. *Sterk et al.* (2013) a travaillé avec le modèle WRF sur la couche limite hivernale en Arctique et a observé le même comportement, c'est à dire, une augmentation de la température à 2 m, lorsqu'il diminuait le coefficient de diffusivité. Il explique que lorsqu'on diminue l'intensité du mélange, l'air refroidit au contact de la surface plus froide, reste confiné au voisinage de la surface et n'est pas mélangé avec les couches supérieures.

Les observations montrent que, dans la couche très stable du Dôme C, on peut avoir une énergie cinétique, soutenue, tout en ayant des flux de chaleur et de quantité de mouvement très faibles. Ces observations laissent entendre que, l'énergie cinétique turbulente n'est pas, en toute circonstance, la meilleure mesure de l'intensité du mélange turbulent.
En jouant sur la rugosité, on n'arrive pas à avoir simultanément des flux faibles et une énergie cinétique turbulente significative. Il faut choisir entre une hauteur de rugosité réaliste, pour avoir des flux faibles, ou une hauteur de rugosité sur-dimensionnée, pour soutenir des valeurs réalistes d'énergie cinétique turbulente. Ce résultat soulève la question de la capacité du schéma de fermeture de Méso-NH, à reproduire, à la fois, les flux moyens et la stratification, observés.

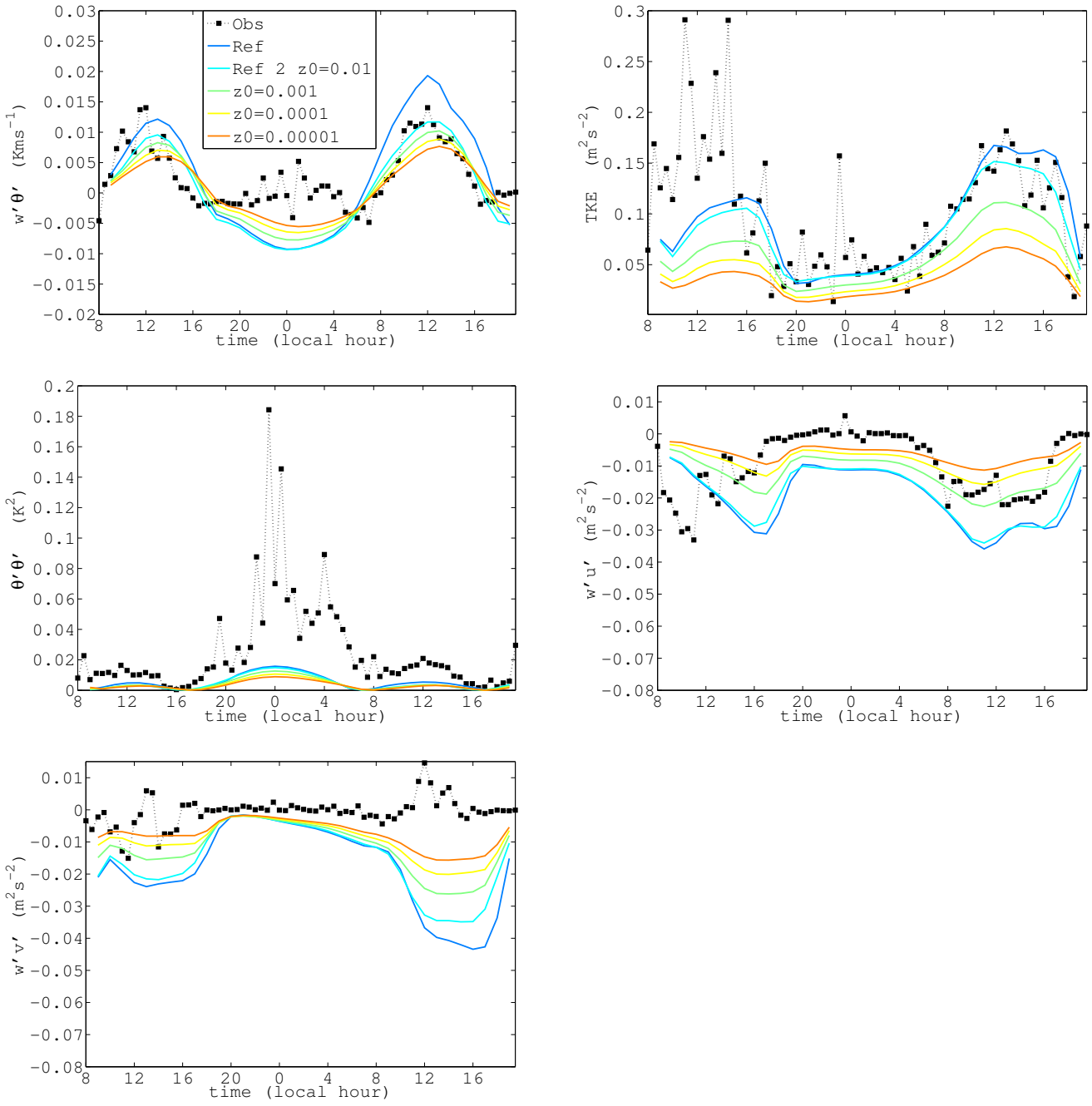


FIGURE 4.38 – Variances et covariances des fluctuations, estimées à partir des observations (■) et calculées par le modèle, avec des hauteurs de rugosité z_0, variant de 10^{-2} à 10^{-5} m.

4.4.4 Ajustement des paramètres du schéma de fermeture de Méso-NH : Étude analytique

La comparaison des quantités turbulentes, simulées par Méso-NH, avec les quantités turbulentes, estimées à partir des observations, montre que les flux verticaux sont sur-estimés par le modèle, alors que les variances sont sous-estimées. L'objectif de cette étude est de déterminer si, l'écart sur les quantités turbulentes, entre les résultats du modèle et les observations, est imputable, à la fois, à la mauvaise représentation du gradient vertical de température et au schéma de turbulence, ou bien seulement, à la mauvaise représentation du gradient vertical de température. Pour cela, avec un modèle analytique simple, on cherche les valeurs des quantités turbulentes que le modèle de fermeture calculerait, dans le cas où l'on aurait le gradient de température observé. Si les valeurs ainsi calculées, par le modèle analytique, diffèrent significativement des valeurs déduites des observations, alors, on pourra conclure que le schéma de fermeture de Méso-NH n'est pas adapté. De plus, on pourra déterminer comment modifier quantitativement les paramètres du schéma de fermeture. La méthode et les premiers résultats de cette étude analytique ont déjà été présentés dans le proceeding (cf. section 4.1.4), dans le cas du flux de chaleur sensible $\overline{w'\theta'}$. Ici nous exploitons cette méthode dans le cas de la variance de température et celui du flux de quantité de mouvement. Pour cela, on se place, à minuit et à 7 m, la hauteur du premier anémomètre sonique sur la tour.

4.4.4.1 Variance de température

Le graphique montre que, la nuit à 7 m, la variance de température simulée est largement sous-estimée par rapport aux observations. La variance est calculée par le modèle de fermeture de Méso-NH, selon la relation :

$$\overline{\theta'^2} = \frac{2}{3}\frac{1}{C_2} \cdot l^2 \cdot \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^2 \phi \tag{4.13}$$

Avec la relation (3.13) pour ϕ [8], et la relation approchée (3.16) pour l, il vient :

$$\overline{\theta'^2} = \frac{2}{3}\frac{1}{C_2} \cdot \frac{2e}{\beta} \cdot \frac{1}{1+2C_1}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \tag{4.14}$$

$\overline{\theta'^2}$ est une fonction linéaire et croissante du gradient vertical de température $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ d'une part, et de l'énergie cinétique turbulente d'autre part. Son allure en fonction du gradient de température, pour différentes valeurs de la TKE, est donnée sur la figure 4.39. Sur cette figure, on compare la valeur de $\overline{\theta'^2}$ observée à 7 m à minuit, avec d'une part, la valeur simulée au même moment au même niveau et avec d'autre part, les valeurs obtenues avec la formule analytique (4.14) et les gradients de température simulés et observés.
Le modèle analytique prévoit que, si le modèle simulait un gradient de température plus réaliste donc plus grand, la variance de température serait plus grande. Ce qui va dans le bon sens. La valeur prédite par le modèle analytique est néanmoins trop grande comparée à la valeur observée $\overline{\theta'^2})_{\text{analytic2}} - \overline{\theta'^2})_{obs} = 0.5\,\overline{\theta'^2})_{obs}$ (Figure 4.39). Toutefois, contrairement au cas du flux de chaleur (cf. section 4.1.4), la valeur prédite par le modèle analytique et la valeur observée restent du même ordre de grandeur. Comme le modèle analytique ne reproduit pas parfaitement le schéma de fermeture de Méso-NH et qu'il a tendance à sur-estimer la variance. (Pour $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0.09\,\text{Km}-1$, le gradient simulée, la valeur donnée par le modèle analytique est légèrement supérieure à la valeur simulée), on conclut que la sous-estimation de la stratification explique une bonne partie de la sous-estimation de la variance.

8. La fonction de stabilité ϕ correspond à la fonction ϕ_3 du chapitre 3.

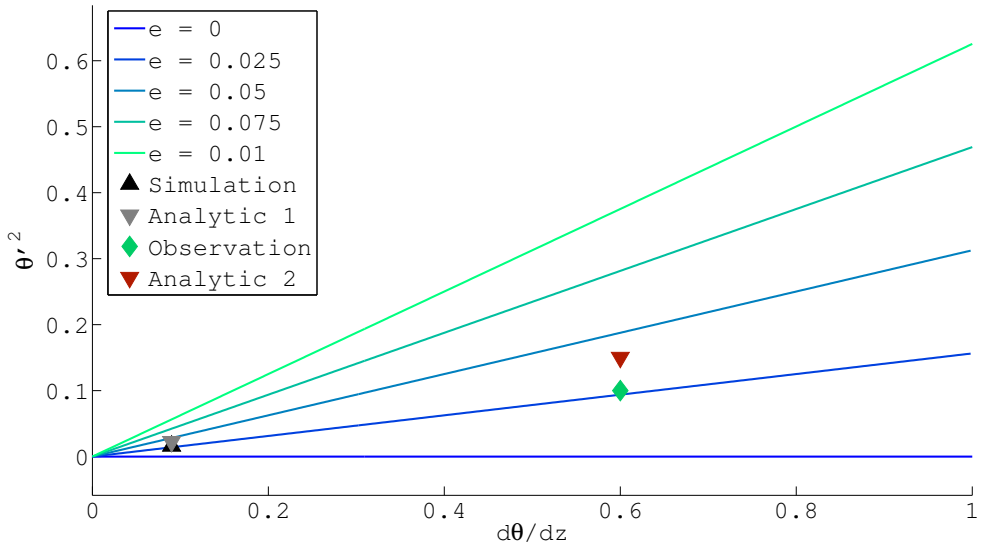


FIGURE 4.39 – Allure de la variance de température $\overline{\theta'^2}$ (K^2) en fonction du gradient vertical de température, selon l'équation (4.14), pour différentes valeurs de l'énergie cinétique turbulente e ($\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-2}$).
▲ indique la variance simulée à 7 m à minuit ; ♦ la variance observée à 7 m à minuit ; ▼ et ▼, les prédictions du modèle analytique (équation 4.14).

4.4.4.2 Flux de quantité de mouvement

Les flux de quantité de mouvement sont calculés par le modèle de fermeture, selon les relations K-gradients :

$$\overline{w'u'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \overline{w'v'} = -K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \tag{4.15}$$

La relation analytique pour le coefficient de viscosité turbulente est :

$$K_m \sim \frac{4}{15 C_m} \cdot e \cdot \sqrt{\frac{2}{\beta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}} \tag{4.16}$$

Avec $C_m = 2.11$. En fait, pour s'affranchir de la direction du vent, on considère la quantité $(\overline{w'u'}^2 + \overline{w'v'}^2)^{\frac{1}{2}}$ qui est invariante par rotation autour de l'axe de la verticale :

$$(\overline{w'u'}^2 + \overline{w'v'}^2)^{\frac{1}{2}} = K_m \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2} \tag{4.17}$$

Les résultats du calcul analytique sont reportés dans la table 4.5 et sur la figure 4.40. Dans la simulation, à minuit à 7 m, $K_m = 0.12\,\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-1}$, alors que dans les observations, K_m est 30 fois plus petit. La sous-estimation du gradient de vent, compense en partie celle du gradient de température. De sorte qu'il n'y a plus qu'un facteur 10 entre les cisaillements $(\overline{w'u'}^2 + \overline{w'v'}^2)^{\frac{1}{2}}$ simulés et observés. Le modèle analytique prédit qu'avec des gradients réalistes de température et de vitesse, le coefficient de viscosité K_m serait trop grand d'un facteur 10.

	$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$	e	K_m	$\sqrt{\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z}\right)^2}$	$(\overline{w'u'}^2+\overline{w'v'}^2)^{\frac{1}{2}}$
	Km^{-1}	$\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-2}$	$\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-1}$	s^{-1}	$\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-2}$
simulation ▲	0.09	0.04	0.12	0.12	0.012
obs and EC calculations ♦	0.6	0.05	0.004	0.23	0.001
analytic 1 ▼	0.09	0.04	0.13	0.12	0.015
analytic 2 ▼	0.6	0.04	0.05	0.12	0.006
analytic 3 ▼	0.6	0.04	0.05	0.23	0.011
analytic 4 ▼	0.09	0.04	0.13	0.23	0.029

TABLE 4.5 – Gradient vertical de température, TKE, coefficients de viscosité turbulente K_m et les quantités $\sqrt{\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z}\right)^2}$ et $(\overline{w'u'}^2+\overline{w'v'}^2)^{\frac{1}{2}}$ à minuit à 7 m. Les gradients sont calculés entre 3 et 17 m dans les observations et entre 3 et 11 m dans la simulation. Pour les lignes 3 à 6, les valeurs de K_m et $(\overline{w'u'}^2+\overline{w'v'}^2)^{\frac{1}{2}}$ sont calculées à partir du modèle analytique (équations 4.16 et 4.17) avec les gradients :
Ligne 3 : simulés ;
Ligne 4 : observés ;
Ligne 5 : observé pour la température et simulés pour la vitesse ;
Ligne 6 : simulé pour la température et observés pour la vitesse.

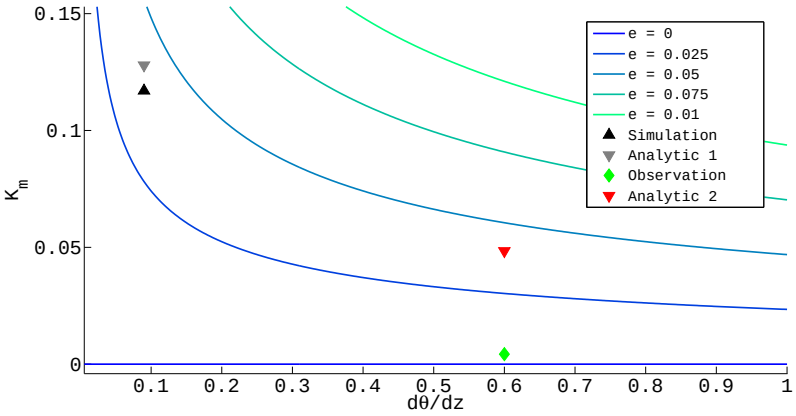


FIGURE 4.40 – Allure du coefficient de viscosité turbulente K_m ($\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-1}$) en fonction du gradient vertical de température, selon l'équation 4.16, pour différentes valeurs de l'énergie cinétique turbulente e ($\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-2}$).
▲ indique la valeur simulée à 7 m à minuit ; ♦, la valeur observée à 7 m à minuit. ▼ et ▼ indiquent les prédictions du modèle analytique (4.16).

4.4.4.3 Limites de la méthode

La méthode nous encourage a diviser par 10 et 30 les coefficients C_m et C_h du schéma de turbulence.
Mais, les résultats de cette étude sont à prendre avec précaution. En effet,

- Les calculs ont été menés pour un cas particulier : une hauteur particulière (7 m) et un horaire précis (moyenne sur 1 h autour de 0 LT).
- Pour avoir une expression analytique simple des coefficients de diffusivité K, on utilise un développement limité à l'ordre 2 de $\bar{\theta}(z)-\bar{\theta}(z')$. Il en résulte que le nombre de

Prandtl inverse, censé dépendre de la stabilité, ne dépend plus de la stratification $\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$! Heureusement, lorsque $\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \sim 0.1\,\mathrm{Km}^{-1}$, l'erreur relative sur la longueur de mélange est très faible et, l'erreur relative sur ϕ se répercute peu sur K comme le montre la figure 4.41. Toutefois, on imagine que, plus le gradient devient grand, plus l'approximation est discutable. Or, ce qui nous intéresse ce sont justement les valeurs prédites pour de plus grands gradients ;

– Les valeurs des quantités turbulentes, déterminées à partir des observations, sur lesquelles on s'appuie pour juger des performances du modèle, peuvent être entachées d'erreurs. Quoi qu'il en soit, ces séries d'observations sont très bruitées.
– Le modèle analytique ne prend pas en compte les rétroactions non-linéaires du mélange turbulent sur le gradient. En d'autres termes, s'il permet de simplifier considérablement l'analyse, le modèle analytique ne remplace pas le modèle numérique Méso-NH.

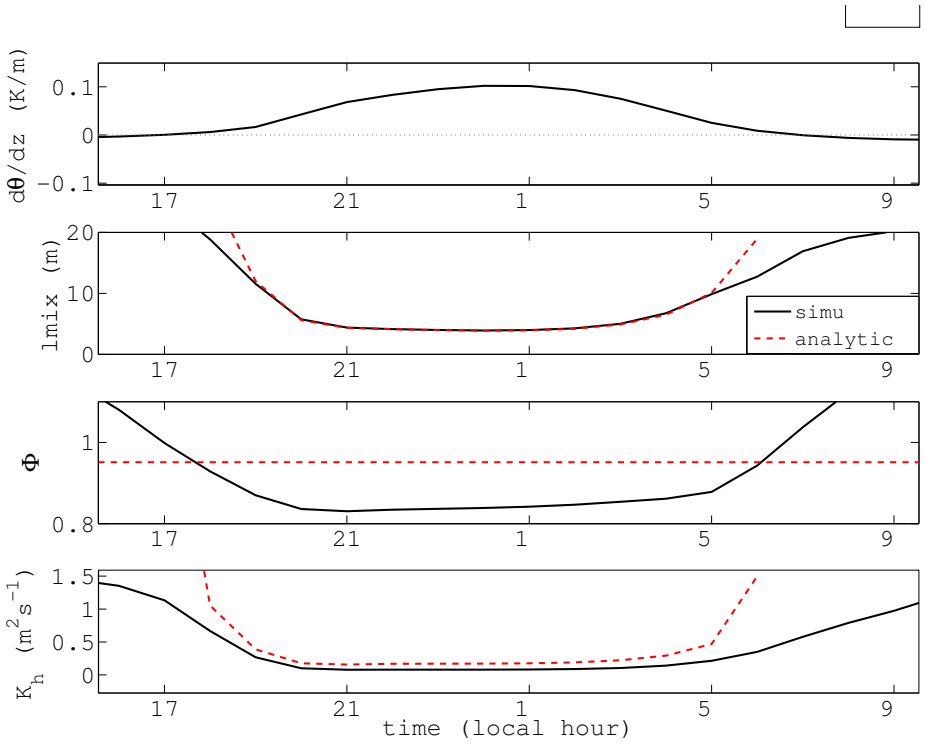


FIGURE 4.41 – Comparaison des grandeurs l, ϕ et K_h, calculées soit avec le modèle analytique (en tireté), soit par Méso-NH.

4.4.5 Ajustement des paramètres du schéma de turbulence : simulations

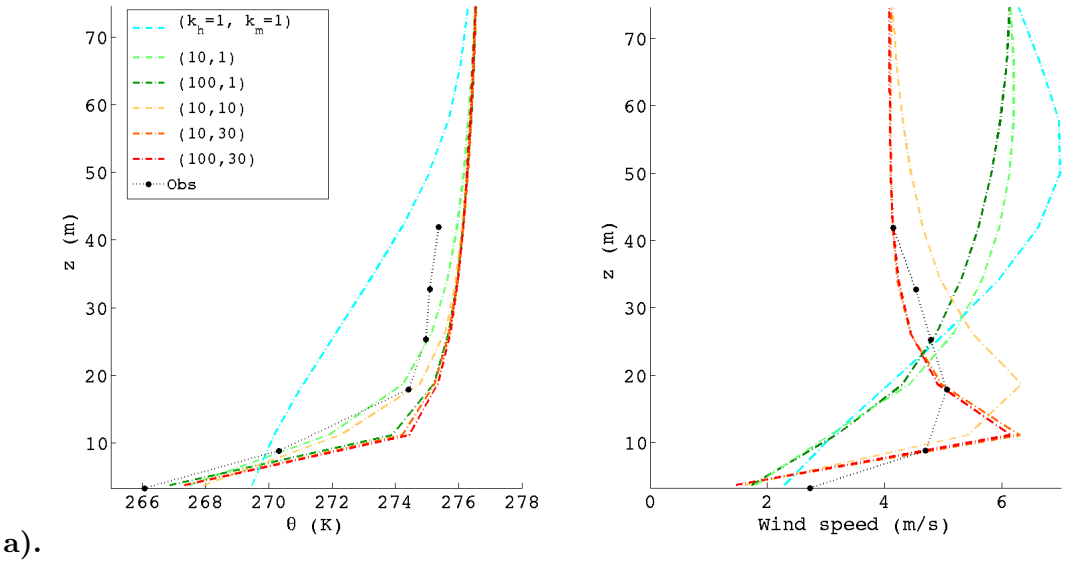
Comme suggéré par l'étude analytique précédente, nous avons mené une étude paramétrique sur les paramètres C_h et C_m du schéma de turbulence de Méso-NH. Une dizaine de couples (k_h, k_m), avec $1 < k_h < 100$ et $1 < k_m < 30$, ont été choisis pour produire des simulations dans lesquelles les paramètres C_h et C_m ont été remplacés par C_h/k_h et C_m/k_m, respectivement. Les profils de température à 12 h, 1 h et 5 h, obtenus pour ces différentes simulations sont tracés sur les figures 4.42. On remarque que les profils diurnes sont peu affectés par rapport aux profils nocturnes. Le gradient de température nocturne augmente, donnant au profil de température une forme convexe au lieu de concave, en meilleur accord avec le profil observé. On remarque néanmoins que, si entre $k_h = 1$ et $k_h = 10$, l'impact sur l'allure du profil de température est

significatif, il est moins marqué lorsque l'on passe de $k_h = 10$ à $k_h = 100$ (Figures 4.42a et b). A partir de $k_m = 30$, l'énergie cinétique turbulente, et donc tous les flux, s'effondrent complètement la nuit ; le jour on obtient des profils surprenants (Figure 4.42c). L'impact n'est pas aussi marqué pour $k_h = 100$. D'une manière générale, le modèle semble plus sensible a une diminution de C_m qu'à une diminution de C_h. En particulier, la hauteur du jet nocturne est très sensible à la valeur de C_m. Dès $k_m = 10$ le jet descend jusqu'à 10-20 m, comme dans les observations (Figure 4.42a).

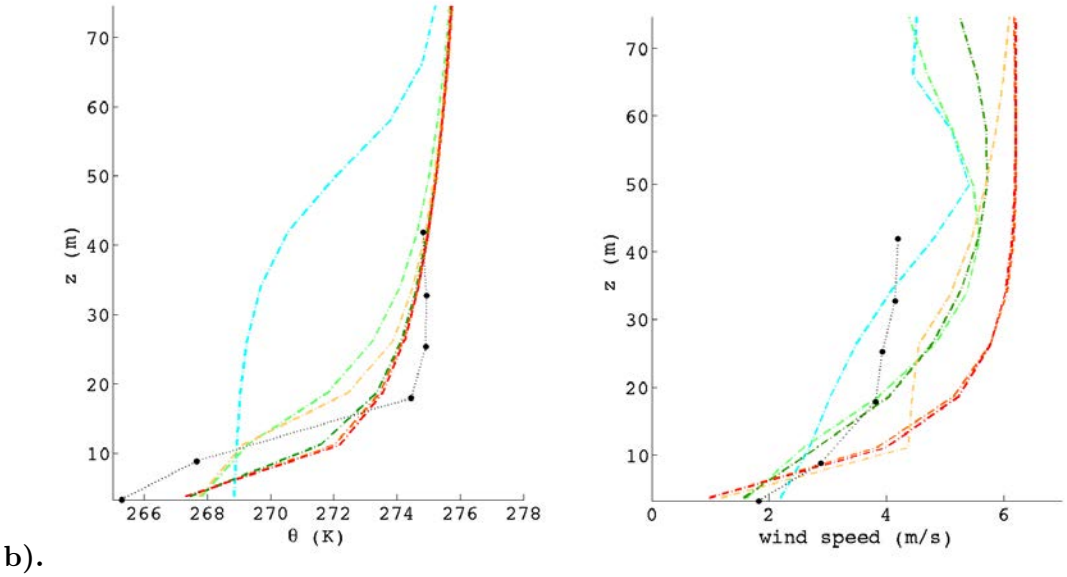
Forcer une diminution du mélange turbulent en jouant sur les coefficients C_m et C_h a non seulement un impact sur les profils de température et de vent dans la couche limite, mais aussi sur le bilan d'énergie de la surface et sur le transfert de chaleur par rayonnement. Le flux $LW\downarrow - LW\uparrow$ augmente de presque $4\,\mathrm{Wm}^{-2}$, mais pas suffisamment pour compenser la baisse du flux turbulent H : il en résulte une baisse de la température de surface de 1 K.
Le rôle du transfert de chaleur par rayonnement est désormais amplifié et modifié. Les figures 4.43 montrent les contributions des différents processus au refroidissement de l'air, en fonction de la hauteur, autour de minuit. Dans la simulation *Ref1* le rayonnement tend à refroidir toute la colonne, alors que dans les deux autres simulations présentées, il tend à réchauffer les premiers niveaux, s'opposant au renforcement de la stratification.

La modification des paramètres C_h et C_m entraîne la diminution recherchée des flux turbulents $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'u'}$, $\overline{w'v'}$. Ceux-ci s'approchent donc des valeurs déduites des mesures soniques la nuit, mais s'en éloignent le jour. Modifier les valeurs des paramètres C_h et C_m ne suffit pas pour représenter les différents régimes de turbulence que la couche limite estivale du Dôme C traverse. Malgré tout, ces simulations ont montré qu'il était possible de reproduire, d'une part, les profils de température et de vent observés, et, d'autre part, des transitions entre régimes convectifs et très stables. Pour poursuivre, il apparaît nécessaire de travailler sur la longueur de mélange et sa dépendance avec la stratification et sur les transitions. A l'issu de cette thèse, ce travail reste à faire.

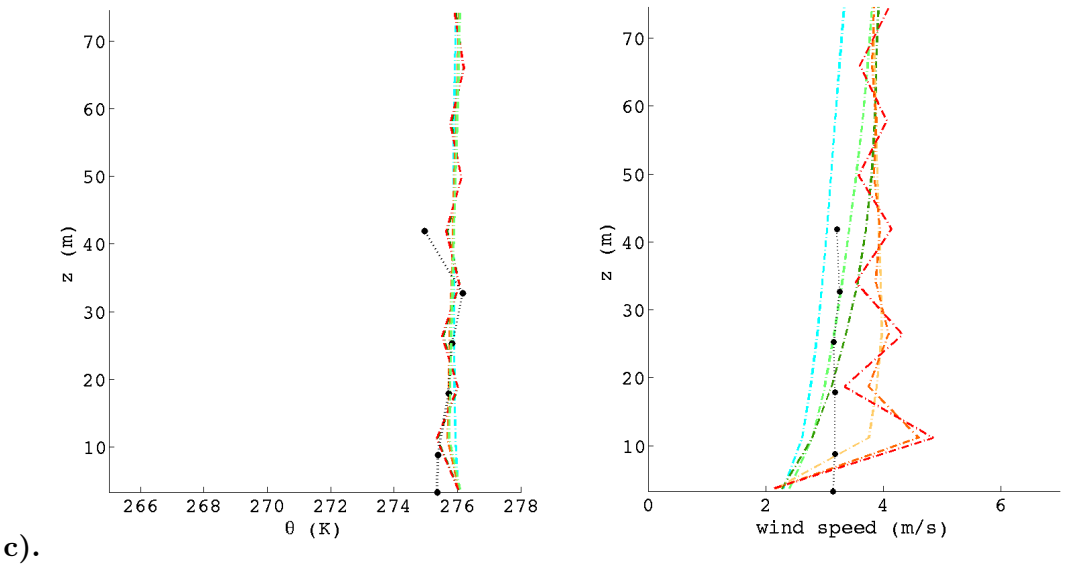
Afin d'obtenir une meilleure correspondance entre les simulations et les observations, nous avons ajusté deux jeux de paramètres. Tout d'abord, nous avons procédé à une augmentation des hauteurs de rugosité z_0 et z_{0T} par rapport aux hauteurs de rugosité observées. Ensuite, nous avons réduits le mélange turbulent via les coefficients C_m et C_h. A posteriori, il serait judicieux, dans un second temps, de reprendre des hauteurs de rugosité réalistes et d'augmenter les coefficients C.



a).



b).



c).

FIGURE 4.42 – Profils verticaux de la température potentielle (gauche) et du module du vitesse (droite), pour différents jeux de paramètres (C_h, C_m) et différentes heures de la journée/nuit. À a). 1 h, b). à 6 h et c). 12 h locales.

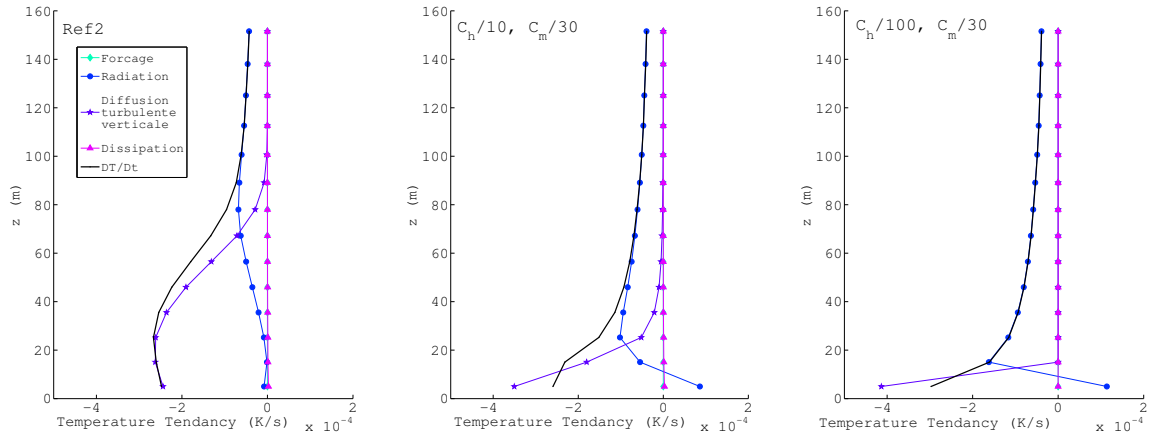


FIGURE 4.43 – Contributions de chaque processus à la tendance de la température, à minuit, pour les simulations *Ref2*, ($k_h = 10, k_m = 1$) et ($k_h = 100, k_m = 30$)

4.5 Conclusion

Cette étude préparatoire au lancement du cas d'intercomparaison GABLS4 a été l'occasion de décrire plus finement la couche limite estivale au Dôme C. L'occurrence de jets de basses couches, par oscillation inertielle a été mis en évidence. Les flux turbulents ont été calculés grâce aux points de mesures supplémentaires.

Dans le même temps, les jeux d'initialisation et de forçage ont été testés avec Méso-NH 1D ainsi que deux autres modèles unicolonnes : les modèles opérationnels ARPEGE et ECMWF. Les précédents cas d'intercomparaison GABLS avaient pointé du doigt les mauvaises performances des modèles opérationnels qui prédisaient trop de mélange alors que les modèles de recherche s'en sortaient mieux (*Holtslag et al.*, 2013). Dans notre cas, c'est le modèle de recherche Méso-NH qui a été le moins bon, en particulier, en ce qui concerne la microphysique nuageuse, le mélange turbulent, et le couplage sol-atmosphère.

Pour l'instant, aucune simulation assez satisfaisante n'a été obtenue avec Méso-NH. La température de la surface est trop chaude la nuit et la couche limite trop mélangée et trop profonde. Des améliorations sont apportées la nuit en corrigeant, avec un facteur multiplicatif, les coefficients de viscosité et de diffusivité. La modification de ces coefficients impacte, non seulement, les gradients de vent et de température dans la couche limite, mais aussi, le transfert par rayonnement et la température de la surface. Malheureusement, les mauvaises performances du modèle ne nous permettent pas de tirer de conclusions solides sur les rôles respectifs de ces trois processus, mise à part leur interdépendance. Les trois processus sont fortement interdépendants, surtout en cas de vent faible, comme le souligne *Sterk et al.* (2013) qui a étudié le rôle de ces trois processus avec le modèle WRF sur un cas idéalisé de couche limite stable au-dessus d'une surface de neige, inspiré de l'Arctique. *Sterk et al.* (2013) a mis en évidence une réponse non-linéaire de la température dans la couche limite, à une augmentation de l'intensité du mélange turbulent. Son étude souligne qu'il est délicat d'attribuer à tel processus ou à tel autre la responsabilité d'une mauvaise reproduction des observations : l'analyse des résultats de l'intercomparaison GABLS4 s'annonce enrichissante mais délicate. Préalablement à l'exercice d'intercomparaison avec les modèles couplés sol/atmosphère, le projet prévoit un premier exercice avec le modèle de neige/surface seul, et un deuxième exercice

avec l'atmosphère seule et une température de surface forcée. La comparaison des résultats d'un modèle à ces trois exercices devrait aider à démêler les rôles des différents schémas de turbulence, de rayonnement et de surface.

Suite à ces tests préliminaires avec les trois modèles, le vent géostrophique prescrit pour l'expérience, a été légèrement baissé. Cette baisse est soutenue par la surestimation de la vitesse du jet nocturne dans les simulations Méso-NH. Les précédents cas GABLS ont plutôt mis en évidence une sous-estimation du jet par oscillation inertielle, pour les modèles qui présentaient trop de mélange, or, dans nos simulations, on obtient l'inverse. Par ailleurs, les études de sensibilité, à la hauteur de rugosité z_0, du calcul des flux par Méso-NH ou par la méthode des profils, nous a fait prendre conscience de l'attention qu'il fallait porter au choix de la valeur qui est prescrite dans l'exercice.

Si les performances du modèle Méso-NH ont été largement démontrées sous nos latitudes ou sous les tropiques, il n'est pas surprenant que les résultats ne soient pas satisfaisants au Dôme C. En effet, ce modèle a peu d'expérience en régions polaires. Certes, Méso-NH a déjà produit des simulations au Dôme C en hiver et a permis à *Lascaux et al.* (2009) d'affiner les estimations de l'épaisseur de la couche de turbulence optique et du *seing*, par rapport aux estimations déduites des analyses météorologiques. Néanmoins, *Lascaux et al.* (2009) ont rencontré les mêmes difficultés, à savoir, une surface trop chaude et des quantités turbulentes qui ne sont pas adéquates. Une partie de ces difficultés a été surmontée avec les réglages de la conductivité du manteau neigeux et de paramètres du schéma de turbulence (F. Lascaux et E. Masciadri, com. pers.). Cependant, la couche limite demeure insuffisamment stratifiée avec un profil concave (Figure 4.44). Au Dôme C, les inversions de température sont bien moins extrêmes en été qu'en hiver. Cependant, l'été exige un schéma de turbulence polyvalent, capable de reproduire le mélange turbulent à la fois dans les cas convectifs et fortement stables.

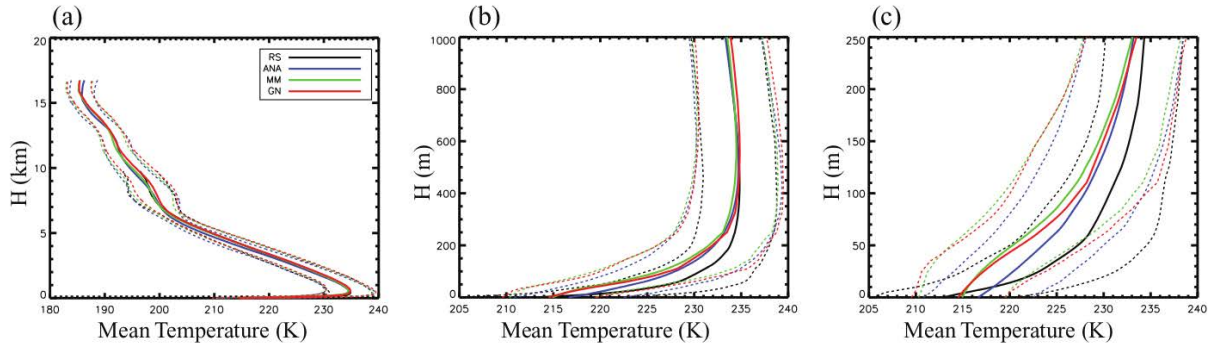


FIGURE 4.44 – Profils de température moyennés sur une cinquantaine de nuit de juillet et d'août, au Dôme C. En noir, le profil obtenu avec les radiosondages de 20 h ; en bleu, le profil obtenu à partir des analyses opérationnelles de ECMWF ; en rouge et vert des profils simulés par Méso-NH. Figure tirée de (*Lascaux et al.*, 2009).

Si un modèle comme Méso-NH avec des paramétrisations évoluées et des résolutions fines, rencontre autant de difficultés pour représenter les couches stables polaires, que peut-on attendre des modèles de circulation générale avec leur résolution lâche et leurs paramétrisations qui ont peu de chances d'avoir été ajustées pour les régions polaires ?

Base de Dumont d'Urville dans l'archipel de la Pointe de Géologie en Terre Adélie.
Illustration Emmanuel Lepage.

Chapitre 5

Le développement d'un écoulement catabatique local

Les forts vents, de 10 à 40 ms^{-1}, observés sur les côtes du continent Antarctique, sont nourris par un écoulement catabatique qui naît sur les pentes douces du plateau intérieur. L'écoulement catabatique est un écoulement gravitaire, généré sur une surface en pente suite à son refroidissement. Au départ, cet écoulement prend la forme d'un vent d'inversion (*Schwerdtfeger*, 1984), caractérisé par un jet prononcé, et un gradient positif de température très fort proche de la surface. L'écoulement s'accélère en descendant la pente douce mais longue ($\sim 1000\,\mathrm{km}$) qui le conduit de l'intérieur du continent vers la côte. Au cours de cette accélération, le jet s'épaissit par entraînement d'air chaud en son sommet. Au sein du jet, la taille des tourbillons augmente et la couche d'air, initialement stablement stratifiée, devient très mélangée.
Le chapitre 4 s'est intéressé à la couche limite très stable du plateau intérieur où les vents sont très faibles. Le chapitre 6 se focalise sur la couche limite très dynamique de la côte où l'écoulement catabatique a une épaisseur de quelques centaines de mètres et des vitesses de 10 à 25 ms^{-1}. Ce chapitre étudie un cas intermédiaire ; il s'intéresse à la génération et au développement d'un écoulement catabatique. Alors que les chapitres 4 et 6 étudient les conditions météorologiques moyennes, observées au Dôme C et à D17, ce chapitre s'intéresse à un cas idéal. Il est illusoire d'identifier un lieu particulier où l'écoulement catabatique qui atteint D17 a été initié. Par contre, l'initiation d'un vent catabatique local a pu être observée sur une pente d'une centaine de mètres à proximité immédiate de Dumont d'Urville. C'est ce cas d'école qui est étudié ici.

Nous nous intéressons ici en particulier au mélange turbulent au sein de l'écoulement. *Renfrew* (2004), qui a étudié le développement d'un écoulement catabatique pur le long d'une pente en Terre de Coats [1], a relevé des difficultés à reproduire, avec un modèle méso-échelle, le niveau de turbulence observé dans la partie inférieure du jet. Plus généralement, au sein d'un vent d'inversion, caractérisé par un jet bas et une stratification stable, la hauteur de la couche à flux constant, appelée la *couche de surface*, devient très petite (*Denby*, 1999; *Grisogono et al.*, 2007). Or dans les modèles méso et grandes échelles, les paramétrisations des échanges turbulents, à l'interface entre la surface et la couche limite, sont classiquement basées sur la théorie de la *couche de surface* (cf. chapitre 2). Par ailleurs, pour reproduire le mélange turbulent au sein de la couche limite, ces mêmes modèles utilisent classiquement des fermetures d'ordre 1 ou 1.5. Ces schémas sous-estiment nécessairement la diffusion turbulente au travers du jet. En effet, au niveau du jet où la vitesse $\bar{v} = v_{max}$, le cisaillement s'annule $\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = 0$ donc une formulation de type K-gradient entraîne une annulation du flux $\overline{w'v'}$. Il s'ensuit un découplage entre la surface située en dessous du jet, et la couche supérieure. Des résultats prometteurs ont été obtenus avec des paramétrisations d'ordre supérieur comme celle de *Denby* (1999), mais au prix d'une très fine résolution verticale.

La simulation LES cherche à simuler explicitement les tourbillons au lieu de paramétriser le mélange turbulent. Elle s'affranchit ainsi des deux difficultés énoncées, rencontrées par les

1. en amont de la station Halley.

modèles méso et grande échelle, pour décrire la turbulence au sein des écoulements catabatiques. La simulation LES constitue, au regard des limitations de calculs actuelles, l'outil approprié pour notre étude de la turbulence au sein d'écoulement catabatique. Avec des simulations LES, *Grisogono and Axelsen* (2012); *Brun and Chollet* (2009) ont cherché des relations simples entre la hauteur du jet, la vitesse maximale et l'inclinaison ou la stratification ambiante N, au sein d'écoulements catabatiques purs, sur des pentes simples. Parallèlement, *Cuxart and Jiménez* (2007); *Largeron et al.* (2013); *Blein* (2015) ont décrit le mélange turbulent dans des situations catabatiques réelles, sur des reliefs et dans des conditions synoptiques complexes. Ici, nous proposons un cas de catabatique pur sur une pente réelle. Notre objectif est de documenter le mélange turbulent tel qu'il est décrit par une simulation inspirée d'un cas observé, avec le modèle Méso-NH utilisé en mode LES. Cette simulation LES m'a également permise de me familiariser avec le modèle, les concepts et les outils d'analyse associés à la LES, avant de dimensionner une LES sur l'épisode de 36 h du cas GABLS au Dôme C.

5.1 Contexte et observations

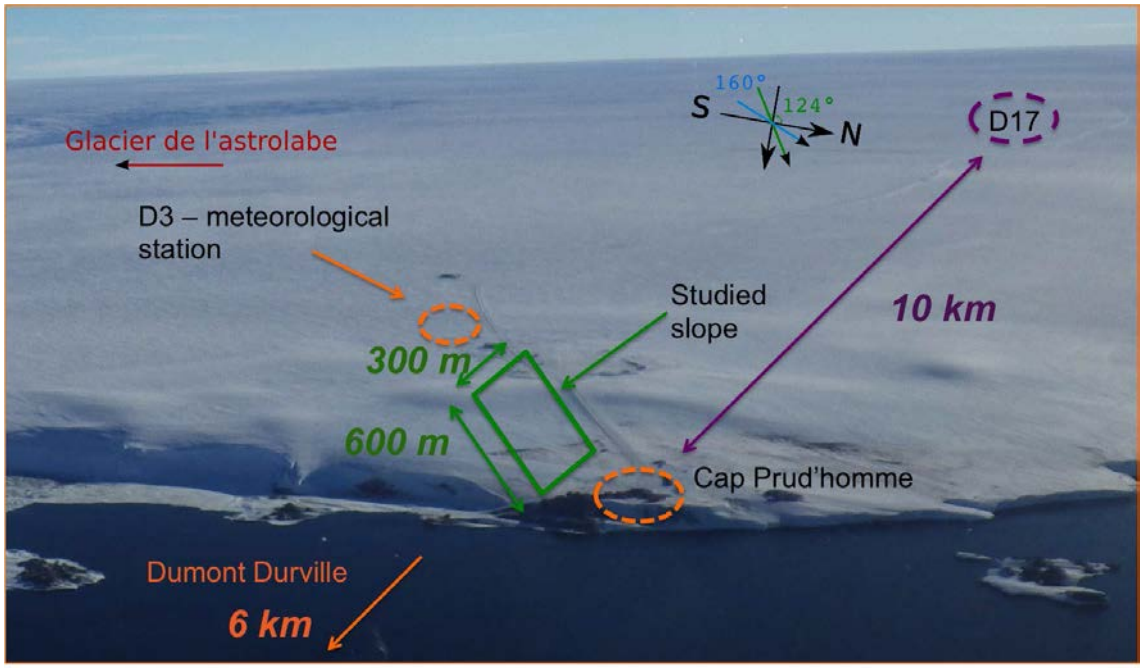


FIGURE 5.1 – La pente de glace bleue et les différents sites de mesures. On distingue la route du raid qui part de la base, longe la pente par la droite en direction de D17 puis du Dôme C.

La base logistique de Cap Prud'Homme (CP) [2], est située sur la côte du continent Antarctique en face de l'archipel de la pointe de Géologie où a été construite la station DDU. La photo 5.1 dépeint le voisinage de CP : un mur de glace qui sert de plongeoir aux manchots adélie, une zone de replat avec des rochers sur lesquels sont construits les bâtiments de la base, une pente raide traversée par la piste du raid (le convoi de tracteur destiné au ravitaillement de la base Concordia au Dôme C), enfin, un horizon infiniment blanc. La pente de glace bleue est matérialisée en vert. Cette pente mesure environ 600 m de long sur 300 m de large et est inclinée de près de 8°. En fin d'été, la surface prend une teinte bleutée ; la couche de neige qui

2. baptisée en souvenir d'André Prud'Homme, disparu dans le blizzard à quelques centaines de mètres de la base de Dumont d'Urville (DDU) alors qu'il effectuait des relevés météorologiques.

la recouvre est soit très fine ($\sim$ 1 cm) soit inexistante : la vielle glace, bleue, affleure. Cette zone fait partie des 0.8 % de la surface de l'Antarctique recouverte de glace bleue, qui sont des zones sans accumulation de neige à cause du transport de neige par le vent (*Ligtenberg et al.*, 2014). Cette zone de glace bleue, dont fait partie la pente, a déjà suscité l'intérêt de l'équipe en tant que zone d'ablation pour, d'une part, y étudier l'érosion de la neige par le vent (*Genthon et al.*, 2007) et pour, d'autre part, quantifier les épisodes de fonte (*Favier et al.*, 2011).

FIGURE 5.2 – La pente de glace bleue surmontée d'une couche de saltation, après le coucher du soleil, en janvier 2012 *Cliché C. Brun.*

La Terre Adélie est réputée pour les vents catabatiques forts, fréquents et persistants qui y soufflent. Malgré cela, il est possible d'y observer en été des après-midi de vent faible. Ces jours là, lorsque le soleil commence à décliner vers l'Ouest et passe derrière la butte en haut de la pente, on observe la génération d'un écoulement catabatique local. Les quelques grains de neige qui se trouvent sur la glace sont mis en mouvement nous permettant de visualiser les structures turbulentes (cf. photo 5.2). Après avoir observé ce phénomène en janvier 2012, Christophe Brun a décidé d'exploiter ce cas idéal mais réel pour mettre en perspective les études initiées au LEGI sur la turbulence au sein d'écoulements catabatiques sur des pentes idéalisées (*Brun and Chollet*, 2009).

5.1.1 Campagnes de mesures

En février 2013, lors des campagnes GLACIOCLIM et CALVA, qui visent à étudier le bilan de masse de surface, nous avons installé une station météorologique sur la pente. Cette station comportait deux niveaux de mesure de vent, de température et d'humidité à 1 et 2 m au-dessus de la surface, ainsi qu'un radiomètre pour la mesures des flux courtes et grandes longueurs d'onde. En février, la saison d'été touche à sa fin, les journées sans vent sont très rares. Par conséquent, peu d'évènements de génération locale ont pu être échantillonnés. Néanmoins, cette station a fourni un premier jeu de données et des directives pour la conception d'une station pour la saison suivante.
Cette station a été installée par Christophe Brun, Ambroise Dufour, Charles Amory et Nicolas Jourdain, en janvier 2014. Elle comprend un plus grand nombre de niveaux de mesure que la station de 2013 (Table 5.1). Les premiers niveaux de mesure ont été placés plus bas. Des anémomètres A100LK ont été préférés aux A100R (cf. chapitre 3). En plus de ces capteurs météorologiques classiques, un anémomètre sonique a été installé (Figure 5.3).

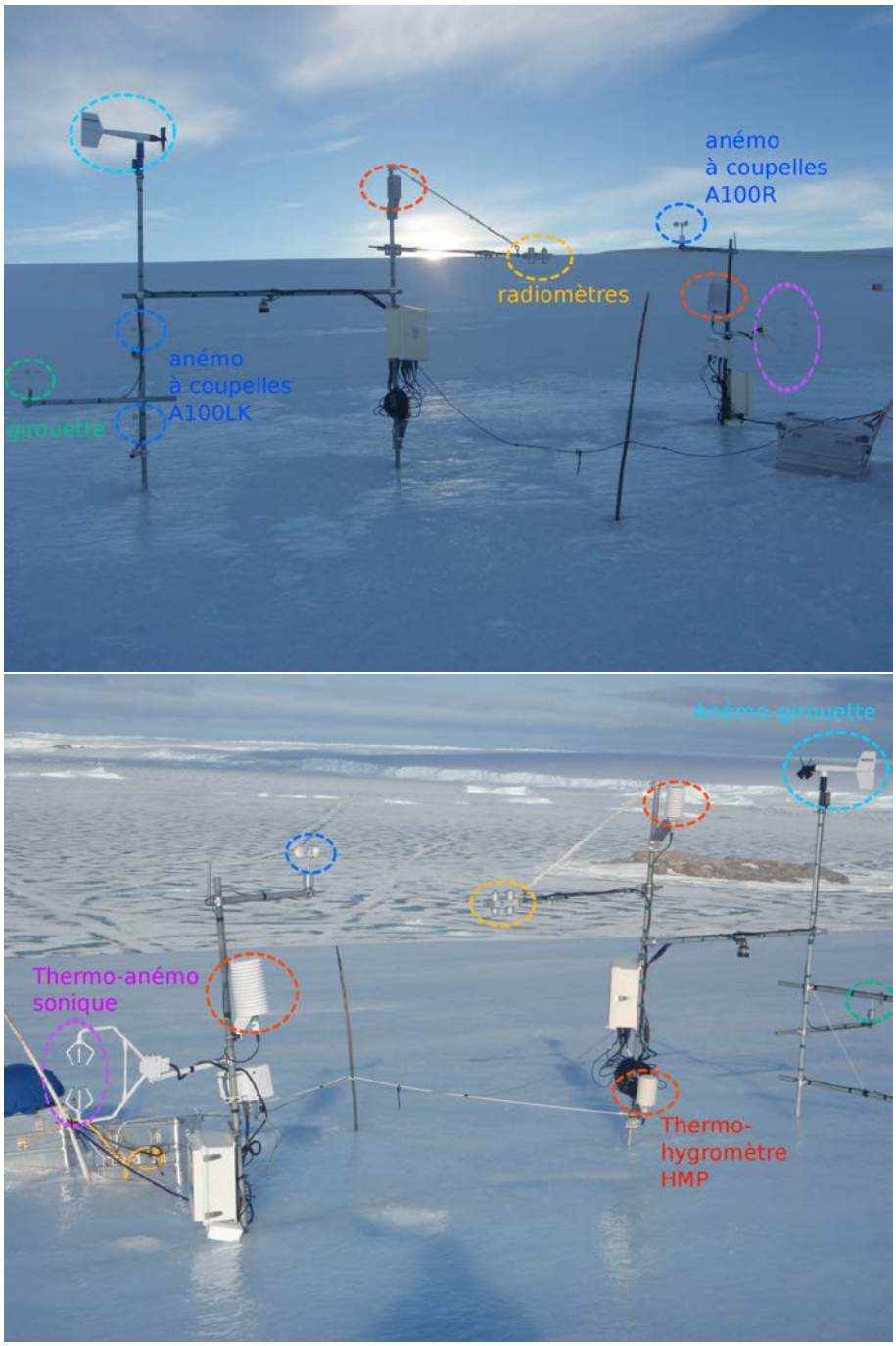


FIGURE 5.3 – Station de mesure sur la pente en janvier 2014. Vue du bas et vue du haut.

Quantité mesurée	Capteur	Hauteur (m)		
T, RH	thermohygromètres HMP45	0.35	1.05	2.10
V	anémomètres A100LK	0.30	1.00	
u, v	anémomètre Young	2.40		
D_V	girouette WP200	0.80		
$SW\downarrow$, $SW\uparrow$, $LW\uparrow$, $LW\downarrow$, T_s	radiomètre CNR1	1.50		
u',v',w',θ'	anémomètre-sonique CSAT	0.85		

TABLE 5.1 – Caractéristiques des capteurs sur la pente de glace bleue en janvier 2014.

5.1.2 Contexte météorologique

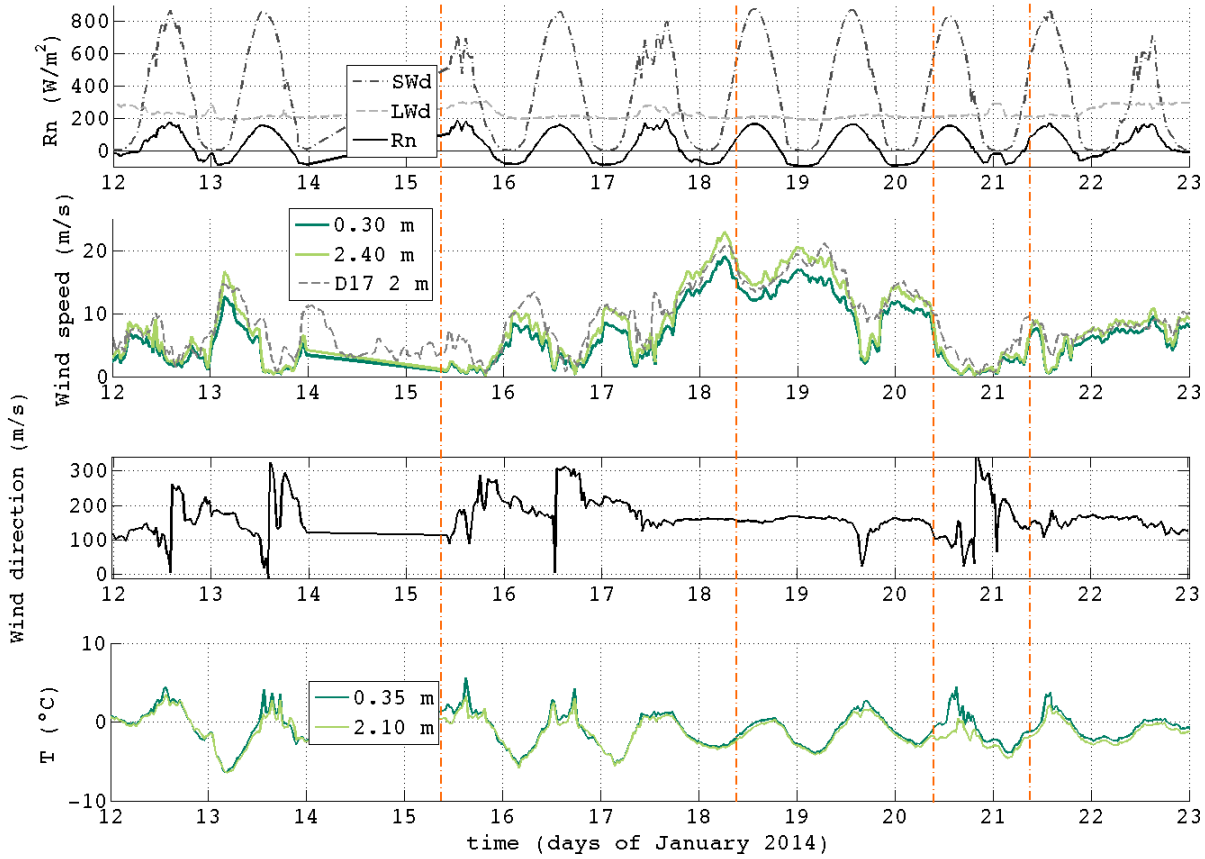


FIGURE 5.4 – Séries météorologiques mesurées sur la pente entre le 12 janvier et le 23 janvier 2014.
a. Flux radiatifs incidents $SW\downarrow$, $LW\downarrow$, et rayonnement net R_n ;
b. Vitesse du vent à 30 cm et à 2.40 m. Les mesures de vent à D17 sont superposées en gris ;
c. Direction du vent ;
d. Température à 35 cm et 2.1 m. Il manque des données entre les 14 et 15 janvier.

La figure 5.4 présente les séries temporelles de rayonnement, vent et température sur la pente durant une dizaine de jours de janvier 2014. Durant le mois de janvier, la nuit n'est jamais noire, cependant vers 20 h le soleil passe derrière le relief, de sorte que le flux $SW\downarrow$ devient quasi-nul ($< 1\,\mathrm{Wm}^{-2}$) à partir de minuit. La surface commence ainsi à se refroidir radiativement dès 20 h. Entre 21 h et 23 h, le rayonnement net décroît de $R_n \sim -50\,\mathrm{Wm}^{-2}$ à

$R_n \sim -100\,\mathrm{Wm}^{-2}$. 20 h correspond aussi à l'heure à laquelle, quasi-quotidiennement, le vent se lève. Au cœur de la nuit, le vent atteint des vitesses de l'ordre de $10\,\mathrm{ms}^{-1}$ avec une direction de l'ordre de 180 °, correspondant à la direction du glacier de l'astrolabe (Figure 5.1). Ce vent ne s'affaiblit généralement qu'en fin de matinée. La température subit aussi un cycle diurne. Entre 1 et 2 m au-dessus de la surface, ce cycle diurne a une amplitude de l'ordre de 6 °C [3]. Au cours des journées les plus chaudes, pour lesquelles on mesure des températures de l'air, positives à 1 m, de la fonte en surface de la glace bleue est observée.

Régulièrement, on observe des épisodes de très fort vent, comme celui des 18 et 19 janvier, durant lesquelles la vitesse du vent avoisine $V \sim 20\,\mathrm{ms}^{-1}$. Pendant ces épisodes, la direction du vent est alors remarquablement constante, $D_V = 160 \pm 10\,°$. Cette direction indique le plateau (Figure 5.1). Ces épisodes peuvent durer 2 à 3 jours. Généralement durant ces épisodes, la température est uniforme entre 1 et 6 m et son cycle diurne est amorti. De plus, on observe généralement un intense transport de neige, et l'humidité de l'air augmente proche de la saturation, comme nous le verrons au chapitre 6.

La figure 5.5 montre les profils verticaux sur 5 à 10 km au-dessus de la surface, tels qu'ils sont mesurés par les radiosondages de DDU à 5 km de la base CP. Avec son jet marqué, le profil de vent du 18 janvier est remarquable : la vitesse atteint presque $30\,\mathrm{ms}^{-1}$, environ 400 m au-dessus de la surface. Les profils de température potentielle font apparaître une couche atmosphérique stable, avec une fréquence de Brunt-Väisälä de l'ordre de $N \sim 0.013\,\mathrm{s}^{-1}$.

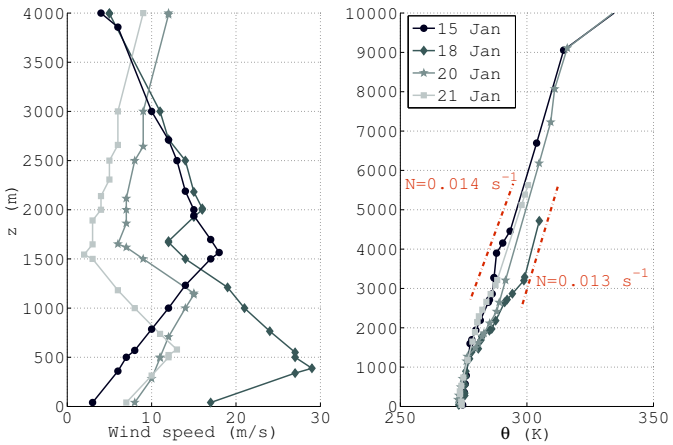


FIGURE 5.5 – Profils du module du vent et de la température potentielle, jusqu'à 4 km et 10 km au-dessus de la surface, respectivement. Les profils sont tracés pour 4 jours de janvier 2014 à 8 h 30 locale environ ; ils sont déduits des radiosondages de DDU, repérés par les barres verticales oranges sur la figure 5.4.

5.1.3 Le cas du 20 janvier 2014

La journée du 20 janvier fait partie des rares journées sans vent (Figure 5.4), d'ailleurs ce jour-là, le signal de température est affecté par les biais radiatifs (cf. chapitre 3). À 20 h, alors que le soleil passe derrière la butte située en haut de la pente (Figure 5.2), la température commence à baisser. Le vent provient initialement du Nord avec une vitesse de l'ordre de $0.5\,\mathrm{ms}^{-1}$.

3. Pour comparer, au Dôme C, en janvier, le cycle diurne en température étudié au chapitre 4 a une amplitude deux fois plus grande, de l'ordre de $\Delta T \sim 12\,°\mathrm{C}$ à 2 m.

Petit à petit, le vent forcit et s'oriente dans la direction de la pente. Entre 21 h et 22 h, on observe un écoulement catabatique local quasi-stationnaire avec $V \sim 2.5\,\mathrm{ms}^{-1}$ (Figure 5.6). À 22 h, la baisse de température s'interrompt. Le vent s'affaiblit et change de direction. Au même moment, la signature d'un nuage est visible sur le signal du flux $LW\downarrow$ (Figure 5.4). Cette anomalie dans le flux $LW\downarrow$ dure jusqu'à 2 h. Ensuite, la température diminue à nouveau. Le vent forcit, on retrouve un régime catabatique plus habituel avec une vitesse maximale à 9 h, de l'ordre de $V \sim 8-9\,\mathrm{ms}^{-1}$ à 2 m. Le profil vertical de ce vent catabatique, mesuré par le radiosondage du 21 janvier, est visible sur la figure 5.5.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéressons au cas de catabatique local quasi-stationnaire tel qu'il est observé entre 22 et 23 h. Les quantités moyennes des champs moyens et fluctuants ont été déterminées sur cette période à partir des données de l'anémomètre sonique. Dans la suite, ces données d'observation seront repérées sur les figures avec le symbole $\star$.

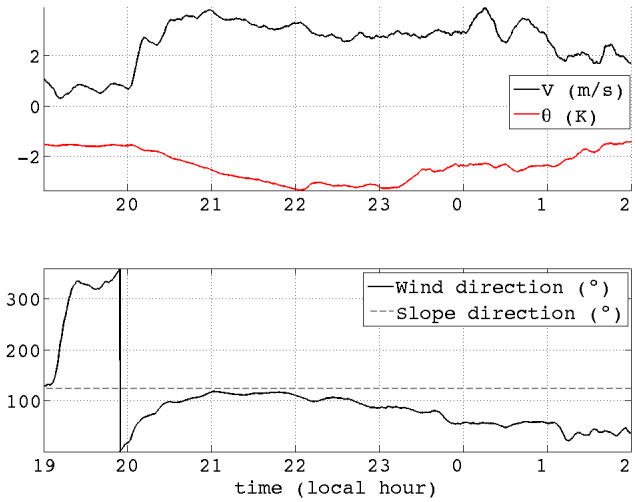


FIGURE 5.6 – Série temporelle des mesures de l'anémomètre sonique dans la nuit du 20 au 21 janvier 2014 : vitesse du vent et température sonique (haut), direction du vent (bas) Les mesures sont acquises à 20 Hz et moyennées sur 8 min.

5.2 Cas idéal : mise en place de la simulation

Pour une première simulation LES, nous avons choisi de définir un cas simple, contraint par des données expérimentales réalistes. L'atmosphère est initialement au repos : $u = v = w = 0$, avec une stratification initiale stable et uniforme, et la couche de surface se refroidit. L'objectif est d'examiner l'écoulement qui se met en place suite à ce refroidissement et d'étudier le régime établi.

5.2.1 Configuration du modèle

L'objectif de cette simulation est de décrire finement le mélange turbulent au sein d'un écoulement catabatique. Cet écoulement est caractérisé par un jet d'une vitesse de l'ordre de $2\,\mathrm{ms}^{-1}$, relativement peu épais et situé à environ 1 m de la surface. Pour simuler complètement le jet, une résolution très fine est nécessaire. Afin d'effectuer un calcul aussi résolu à des coûts numériques raisonnables, une configuration légère a été choisie. En particulier,

- L'air est sec, ni la microphysique nuageuse ni les transferts radiatifs ne sont pris en compte : on néglige l'humidité de l'air ;
- La surface n'est pas modélisée, l'atmosphère est forcée à la surface par un flux turbulent constant ;
- La topographie est approximée par une pente lisse.

En définitive, seul le corps dynamique du modèle avec le schéma de turbulence (de fermeture) est utilisé. Le choix des différents paramètres de ce schéma est discuté plus loin (cf. section 5.2.5). Les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec la version 4-9-3 du modèle non-hydrostatique Méso-NH.

5.2.2 Etat initial

Le domaine est initialisé avec une atmosphère au repos $u = v = w = 0$, une stratification initiale stable et uniforme caractérisée par une fréquence de Brunt-Väisälä N constante. N a été fixé à $N = 0.014\,\mathrm{s}^{-1}$. Cette valeur a été déterminée à partir des radiosondages de Dumont d'Urville, elle correspond à la stratification au-dessus de la couche catabatique pour le 21 janvier (Figure 5.5).
À la surface, l'atmosphère est refroidi par un flux de chaleur dirigé vers la surface $H = -50\,\mathrm{Wm}^{-2}$([4]). Cette valeur correspond au rayonnement net moyen pour un soir de janvier (Figure 5.4).

5.2.3 Domaine et résolution

Le domaine de la simulation recouvre la pente de $640\,\mathrm{m} \times 300\,\mathrm{m}$. Les limites du domaine ont été choisies de sorte que l'inclinaison de la surface soit faible au niveau des bords aval et amont de la pente, $x = 0\,\mathrm{m}$ et $x = 640\,\mathrm{m}$. Le repère de la simulation est un repère cartésien qui ne suit pas la topographie (Figure 5.7), la vitesse w n'est donc pas négligeable ce qui poserait problème si le modèle Méso-NH était hydrostatique.

La topographie de la surface est simplifiée par un polynôme de degré 3. Les coefficients du polynôme ont été ajustés à partir de mesures GPS différentielles de la topographie menées par E. Lemeur et C. Brun en février 2012 (Figure 5.7).

La résolution horizontale a été fixée à 2 m dans les 2 directions x et y. Verticalement, le domaine s'étend jusqu'à la tropopause, $z > 9\,\mathrm{km}$ (Figure 5.5) avec une grille élastique ("stretched grid") de 380 niveaux, et une résolution de $\Delta z = 0.20\,\mathrm{m}$ proche de la surface. Cette forte anisotropie du maillage, $\frac{\Delta x}{\Delta z} = 10$, est classique en simulation numérique LES et DNS d'écoulement cisaillé turbulent, en particulier en couche limite turbulente (*Jimenez et al.*, 2004). Elle est nécessaire pour représenter finement l'anisotropie de la turbulence proche de la surface.

Les calculs sont menés sur les supercalculateurs Jade, du CINES, et Ada, de l'IDRIS. Après une série de tests, les calculs ont été répartis sur 512 processeurs, le nombre de processeurs optimum. Une heure physique, soit 72.10^3 pas de temps, est simulée en 16 h CPU sur 512 processeurs. Les simulations restent très coûteuses. La configuration des simulations est résumée dans le tableau 5.2.

4. avec la convention ≪ météo ≫ : le flux H est compté positivement lorsqu'il est dirigé de la surface vers l'atmosphère

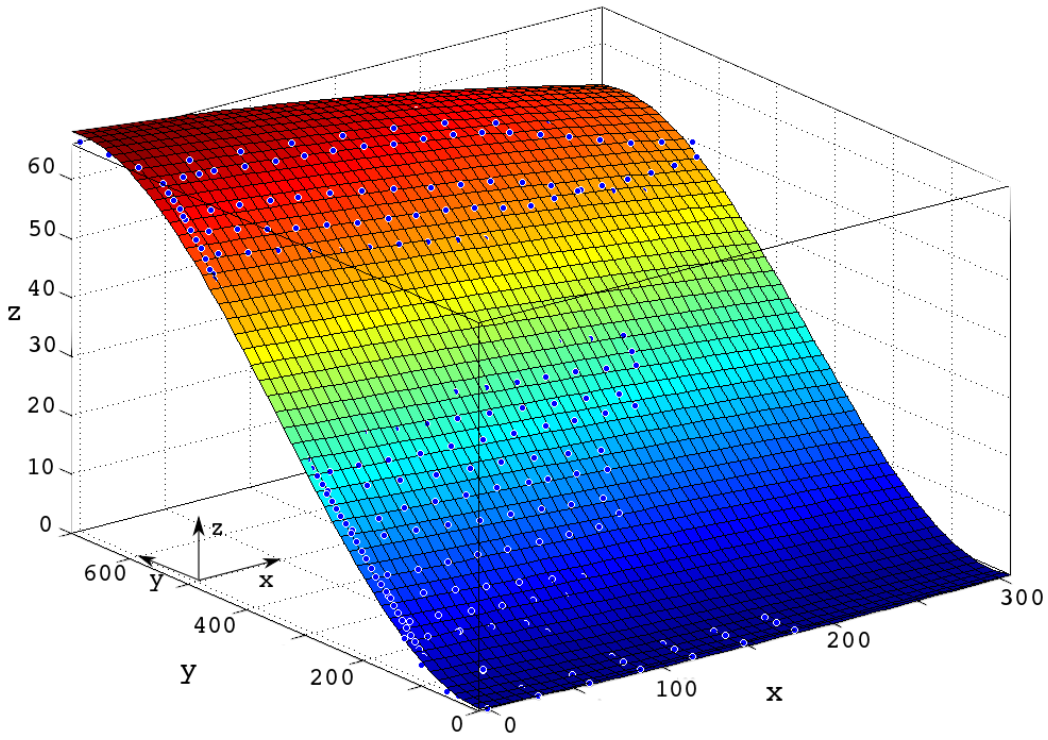


FIGURE 5.7 – Topographie de la pente utilisée pour la simulation. Les points bleus correspondent aux mesures GPS.

Taille du domaine horizontal	300 m × 640 m
Taille du domaine vertical	9 km
Résolutions horizontales	2 m
Résolution verticale	$\Delta z_{bottom} = 0.2$ m
	$\Delta z_{max} = 100$ m
Nombre de points	$150 \times 330 \times 380 \sim 20\,10^6$
Pas de temps	$\Delta t = 0.05$ s CPU

TABLE 5.2 – Configuration choisie pour les simulations Méso-NH.

5.2.4 Conditions aux bords

À la paroi, i.e au sol, un flux de chaleur turbulent H, constant, correspondant aux conditions initiales, est prescrit. Pour la quantité de mouvement, la hauteur rugosité z_0 est imposée.

Hauteur de rugosité La hauteur de rugosité aérodynamique est fixée à $z_0 = 2.85$ mm. Cette valeur est tirée de *Favier et al.* (2011). Elle a été ajustée pour minimiser la différence entre la sublimation observée sur cette zone de glace bleue, durant les étés 2009 et 2010, et la sublimation calculée, par un modèle de bilan d'énergie de surface. Cette hauteur est a posteriori grande par rapport aux hauteurs de rugosité des surfaces neigeuses et de glace bleue, typiquement estimées en Antarctique, 0.1 mm et 0.01 mm respectivement (*King and Turner*, 1997). L'état de surface de la pente est en plus remarquablement lisse (cf. photo 5.3), et l'écoulement est local. Un test de sensibilité sur la hauteur de rugosité est programmé.

Sur les bords latéraux, des conditions dites ouvertes ont été choisies. les composantes normales des vitesses sont calculées suivant une équation d'advection, qui s'écrit, dans la direction principale de la pente (*Lafore et al.*, 1998) :

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + C^* \frac{\partial v_n}{\partial y} = 0. \tag{5.1}$$

La vitesse d'advection est déterminée par la méthode de *Klemp and Wilhelmson* (1978) : $C^* = C - v_n$ en $y = 0$ et $C^* = C + v_n$ en $y = y_{\max}$. $C = 1\,\mathrm{ms}^{-1}$, de l'ordre de grandeur de la vitesse d'advection de l'écoulement, condition nécessaire pour une condition aux limites de l'écoulement qui soit robuste. [5]
Les scalaires (θ, e) et les vitesses tangentielles à la frontière, sont calculés :

- par extrapolation du champ intérieur au domaine lorsque l'écoulement est sortant i.e $v_n > 0$;
- par interpolation entre le champ intérieur et l'état de référence lorsque l'écoulement est entrant i.e $v_n < 0$.

Au plafond, entre $z = 6\,\mathrm{km}$ et $z = 9\,\mathrm{km}$, les champs sont rappelés vers les valeurs de l'état de référence. Cette couche dite d'absorption, située tout en haut du domaine, a pour rôle de limiter la réflexion d'ondes sur le plafond rigide (*rigid lid*).

5.2.5 Schéma de turbulence

Le schéma de turbulence est un schéma d'ordre 1.5 avec une équation pronostique (2.19) pour la TKE sous maille (cf. chapitre 3).

5.2.5.1 Conditions initiales et aux limites pour l'équation pronostique de la TKE

Nous avons fixé la valeur initiale et minimale pour e à $e_{min} = 10^{-6}\,\mathrm{m^2 s^{-2}}$. Cette valeur est adaptée à un écoulement initialement au repos, non turbulent. Une valeur initiale plus grande pour e, entraîne une diffusion turbulente et une dissipation importantes : $K \propto e_{min}$ et $\epsilon \propto e_{min}^{1/2}$ (équations 3.9, 3.11 et 3.13). Il s'ensuit la laminarisation de l'écoulement [6].

5.2.5.2 Longueur de mélange

Les deux modèles de longueur de mélange DELT et DEAR, introduits au chapitre 3, ont été comparés. Malgré les similarités des deux longueurs de mélange, les simulations DELT et DEAR, du nom des longueurs de mélange utilisées, sont significativement différentes. L'écoulement dans les simulations DELT est quasiment laminaire comme l'illustrent les coupes verticales de la figure 5.8, alors que l'écoulement DEAR est visiblement turbulent.
l_{DELT} est proportionnelle à la taille de la maille, La longueur de mélange l_{DEAR} est construite à partir de l_{DELT}, mais comprend un terme de stabilité (équation 3.13). Comme la taille verticale de la maille, l_{DELT} croît linéairement avec z. Dès le quatrième niveau du modèle, c'est à dire pour $z \sim 0.8\,\mathrm{m}$, $l_{\mathrm{DELT}} > 2 \cdot l_{\mathrm{DEAR}}$ (Figure 5.9a). Il s'ensuit une diffusion importante et la

5. Initialement dans Méso-NH (version 4-9-3), C représente une vitesse de phase typiquement $C \sim 20\,\mathrm{ms}^{-1}$, de l'ordre de la vitesse de propagation de l'onde de gravité la plus rapide qui pourrait se propager dans le domaine. Cette méthode vise à limiter la réflexion d'ondes et de perturbations sur les bordures latérales afin que ces ondes puissent sortir facilement du domaine. Plus précisément, dans la version 4-9-3 du modèle Méso-NH, $C(z)$ est profilé de sorte que $C(z) = 0$ dans la couche limite, déterminée en fonction de la valeur de e.

6. Initialement dans la version 4-9-3 du modèle Méso-NH, la valeur est fixée à $e_{min} = 0.01\,\mathrm{m^2 s^{-2}}$ et n'est pas adaptée à la fine échelle spatiale de notre écoulement.

laminarisation de l'écoulement.

La TKE sous-maille, e, est calculée avec l'équation pronostique 2.19 (cf. section 3.4.3). Nous la distinguons ici de la TKE explicite, $E = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, diagnostiquée à partir des statistiques menées sur le champ fluctuant simulé. Les profils des deux TKE sont comparés sur la figure 5.9b.
Dans la simulation DEAR, la TKE explicite dépasse la TKE sous-maille dès le 3^{e} niveau. Au delà la contribution de la TKE sous-maille est négligeable, signifiant que les tourbillons sont bien résolus à partir du niveau 3. La simulation DEAR est bien une LES, avec la coupure dans la zone inertielle du spectre (cf. figure 3.4 au chapitre 3).
Au contraire, dans le cas DELT, la TKE sous-maille a une contribution importante dans toute la couche limite et dépasse la TKE explicite de deux ordres de grandeur. Dans cette simulation, les tourbillons, de plus petite échelles à cause de la diffusion accrue, ne sont pas explicitement résolus. La simulation DELT n'est pas une LES, la coupure est placée trop haut dans le spectre d'énergie. Pour répondre à nos objectifs qui sont de décrire l'écoulement avec une LES, nous avons choisi la longueur de mélange DEAR. Néanmoins, d'après la figure 5.9a, il semble qu'avec des mailles 2 à 3 fois plus petites seulement, les deux longueurs de mélange seraient comparables. Ainsi l'on pourrait s'affranchir du terme de stabilité et considérer une formulation aussi simple que DELT pour la longueur de mélange, à condition d'une maillage un peu plus fin encore.

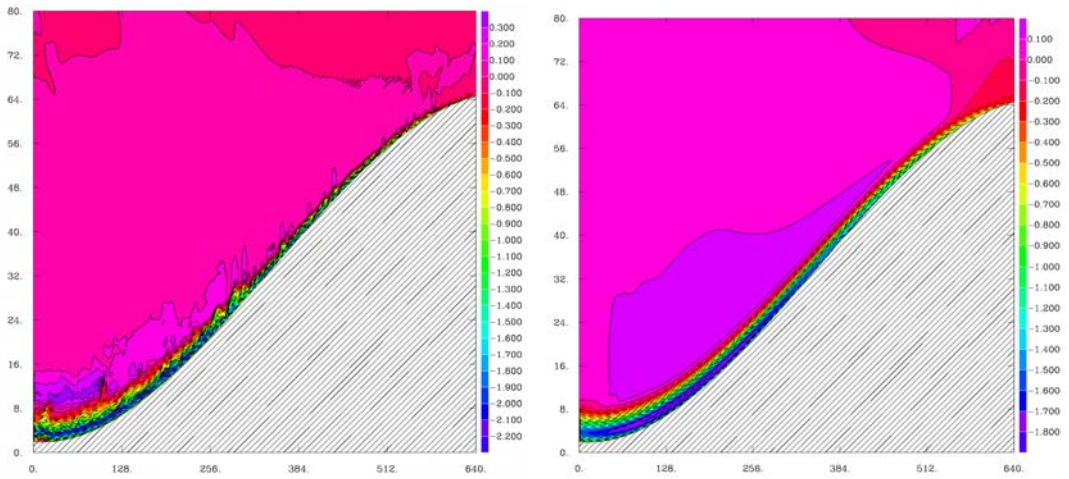


FIGURE 5.8 – Coupes verticales dans le plan $x = 150$: module du vent dans les simulations DEAR (gauche) et DELT (droite).

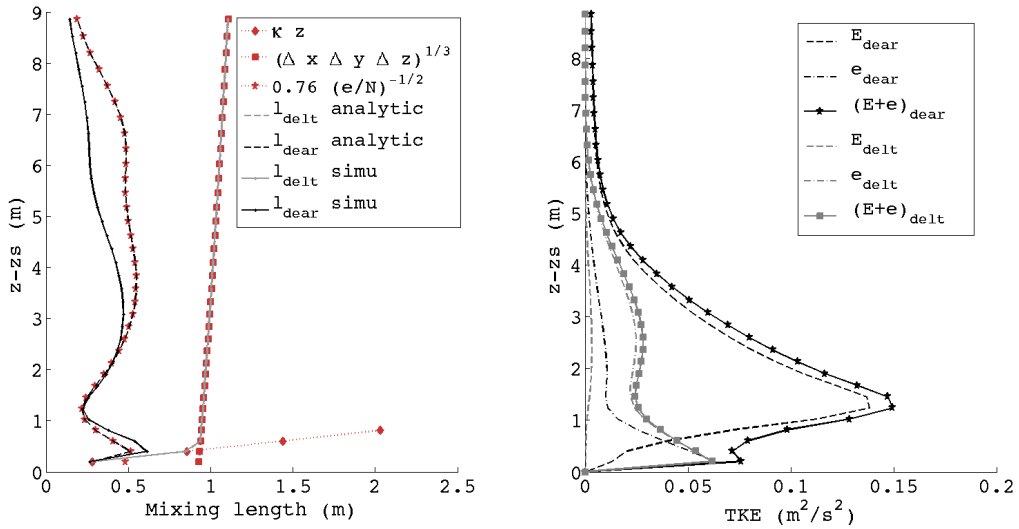


FIGURE 5.9 – Profils verticaux moyens de la longueur de mélange l et des deux TKE, dans les deux cas DEAR et DELT.
A gauche, les profils de l, calculés analytiquement avec l'équation (3.13) et simulés par Méso-NH ;
A droite, les profils de TKE, explicite (E), sous-maille (e) et totale ($E + e$).

5.2.6 Méthode d'analyse statistique

Dans la suite de cette étude, nous analyserons le champ turbulent avec une approche statistique comme celle présentée au chapitre 2. Pour cela, nous avons procédé à des moyennes temporelles et spatiales. Les moyennes temporelles sont réalisées sur 2000 s de simulation, avec 10 000 pas de temps, à partir de $t = 3000\,s$ alors que le régime permanent est bien établi. Les moyennes spatiales sont réalisées sur des bandes de 4 points en y et 150 points en x (c-à-d toute la largeur de la pente). Les quatre bandes dont nous analyserons les résultats, sont illustrées sur la figure 5.10. Elles sont chacune constituées de 600 points et représentent un domaine de 8 m × 300 m. Nous avons choisi à la fois un relativement grand nombre de pas de temps et un relativement grand nombre de mailles ($10\,000 \times 600 = 6\,10^6$ points) pour assurer la convergence des statistiques.

Pour analyser les profils de vitesse et de température, nous considérons pour chaque bande d'étude, le repère de la pente locale moyenne. Les repères des bandes sont matérialisés sur la figure 5.11. Puisque la pente n'est uniforme ni en y ni en x (Figures 5.12), les quatre repères n'ont aucun axe en commun. Ils ont été construits avec deux rotations successives. La première est une rotation autour de l'axe x, avec l'angle $\alpha_y(y)$ correspondant à l'inclinaison moyenne, pour la bande considérée, de la surface dans la direction principale y. La seconde rotation est effectuée autour de l'axe y_n avec l'angle $\alpha_x(y)$ correspondant à l'inclinaison moyenne, pour la bande considérée, de la surface dans la direction secondaire x.

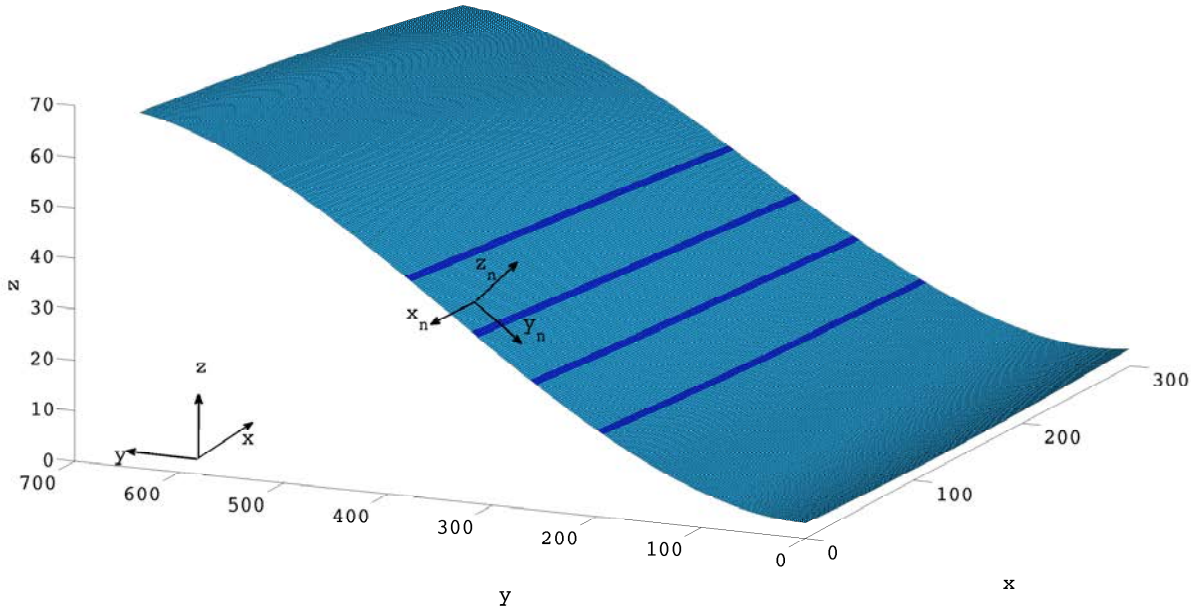


FIGURE 5.10 – La pente avec les quatre bandes sur lesquelles des statistiques ont été conduites.

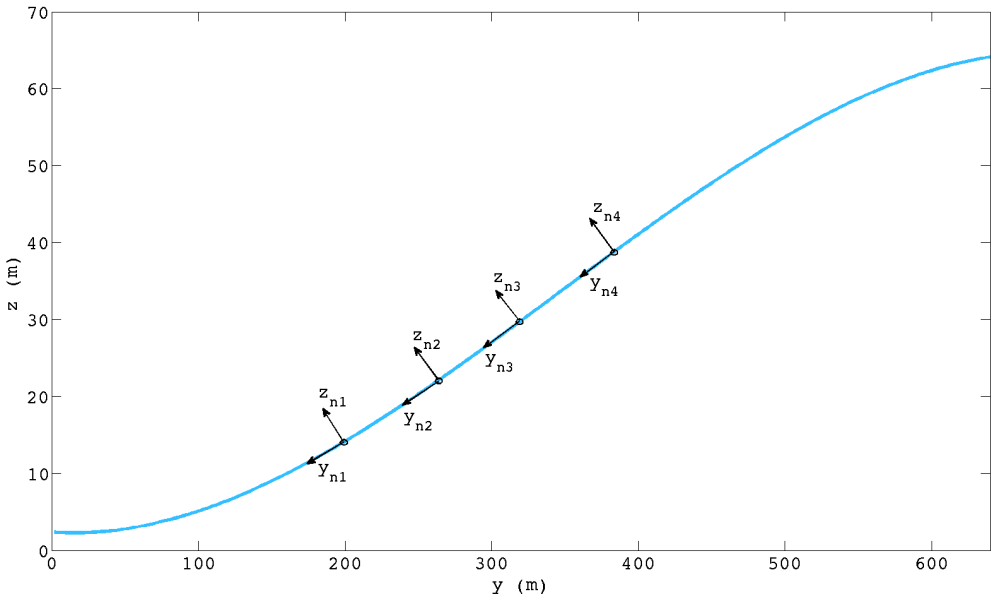


FIGURE 5.11 – Topographie moyennée sur l'axe x, avec les quatre repères (x_n, y_n, z_n) locaux.

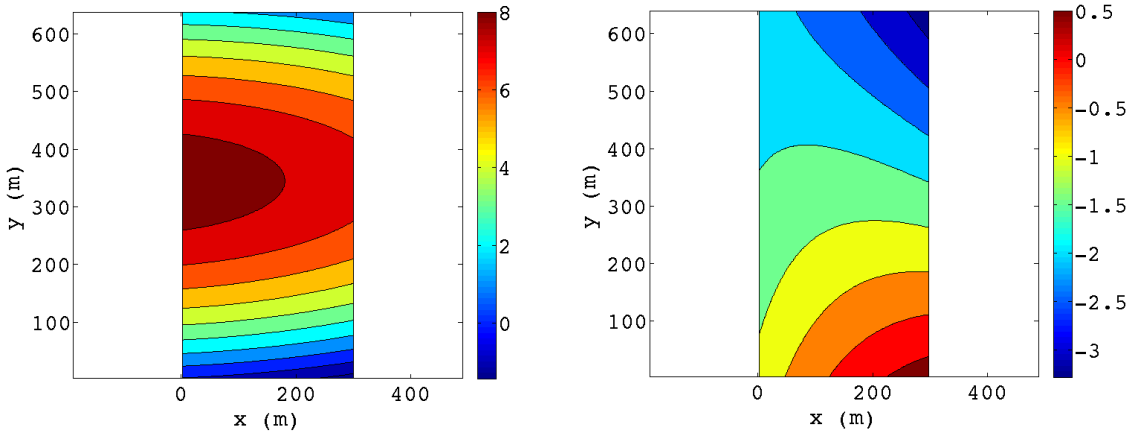


FIGURE 5.12 – Inclinaisons de la surface $\alpha_y(x, y)$ et $\alpha_x(x, y)$, selon les axes y et x en degrés.

5.3 Résultats

5.3.1 Séries temporelles

Les séries temporelles de la température potentielle et de la vitesse v_n du vent sont montrées sur les figures 5.13. Considérons la parcelle d'air P située à $y = 200\,\mathrm{m}$ et $z = zs + 80\,\mathrm{cm}$ (4^{e} niveau du modèle). La parcelle du dessous, en contact avec la surface, est refroidie du fait du flux turbulent négatif imposé à la surface $H_0 \sim -50\,\mathrm{Wm}^{-2}$. A son tour, la parcelle d'air P se refroidit par transfert turbulent de chaleur vers la parcelle du dessous. Sa température potentielle subit une décroissance rapide de près de 9 K en 3 min par rapport à l'état de référence (Figure 5.13a). Dans le même temps, un écoulement gravitaire est généré. La compression adiabatique qui s'ensuit tend à réchauffer la parcelle P, mais ne compense pas le refroidissement. Le gradient de température entre P et la parcelle du dessus ($z = 1.7\,\mathrm{m}$) se renforce. En conséquence, la parcelle du dessus commence à se refroidir en transférant de la chaleur à P, par turbulence. La température de P remonte un peu, et l'écoulement ralentit ; le réchauffement adiabatique aussi. Par conséquent, la couche se refroidit à nouveau. Finalement au bout de 750 s s'établit un régime quasi-stationnaire. Les séries temporelles montrent des champs turbulents, concentrés dans la zone de 1 à 2 m au-dessus de la surface. Nous étudions les statistiques entre les instants $t_1 = 3000\,\mathrm{s}$ et $t_2 = 5000\,\mathrm{s}$. (les séries temporelles entre les instants t_1 et t_2 ne sont pas montrées ici.)

5.3.2 Le champ moyen

5.3.2.1 Profils verticaux

L'écoulement catabatique qui se met en place est caractérisé par un jet bien défini de près de $V_J = 2\,\mathrm{ms}^{-1}$ à environ $z_J = 1\,\mathrm{m}$ au-dessus de la surface. Ce jet sépare la couche limite en deux parties : une couche limite de paroi en dessous du jet et un écoulement cisaillé au-dessus. La couche catabatique que l'on définit par la hauteur minimale au-dessus de la surface à laquelle le vent s'annule s'étend entre $h = 2$ et $h = 5\,\mathrm{m}$.

Les profils de température sont convexes, et caractérisés par une sévère inversion de température près du sol, $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 3.3\,\mathrm{Km}^{-1}$. La couche d'inversion a une hauteur comprise entre $h = 4$ et $h = 5\,\mathrm{m}$, légèrement plus grande que la hauteur de la couche catabatique.

En descendant sur la pente, de $y = 380\,\mathrm{m}$ à $y = 200\,\mathrm{m}$, le vent s'accélère (de $V_J = 1.55\,\mathrm{ms}^{-1}$ à $V_J = 1.75\,\mathrm{ms}^{-1}$), le jet s'épaissit et la hauteur du maximum s'élève légèrement de $z_J = 0.6\,\mathrm{m}$ à $z_J = 1\,\mathrm{m}$. Les profils de température sont moins affectés (Figure 5.14a). Pour examiner les contributions respectives de l'advection, de l'entraînement par diffusion turbulente au sommet de la couche catabatique et de la force de Coriolis à l'évolution des profils verticaux du vent le long de la pente, en particulier l'accélération du vent et l'épaississement du jet, nous planifions d'étudier des diagnostiques supplémentaires à propos des contributions des différents termes de l'équation du mouvement (2.53), par analogie avec l'étude de *Renfrew* (2004).

Le vent est principalement porté par la direction de plus grande pente y_n. Cependant, on retrouve une contribution non négligeable sur x_n (Figure 5.14b), avec une direction du vent de l'ordre de 8 à 12°. La vitesse $\bar{u}_n$ peut être attribuée à

- l'inclinaison de la pente dans cette direction,
- la déviation de l'écoulement par la force de Coriolis.

Un calcul d'ordre de grandeur montre que, dans la direction principale de l'écoulement, y_n, le

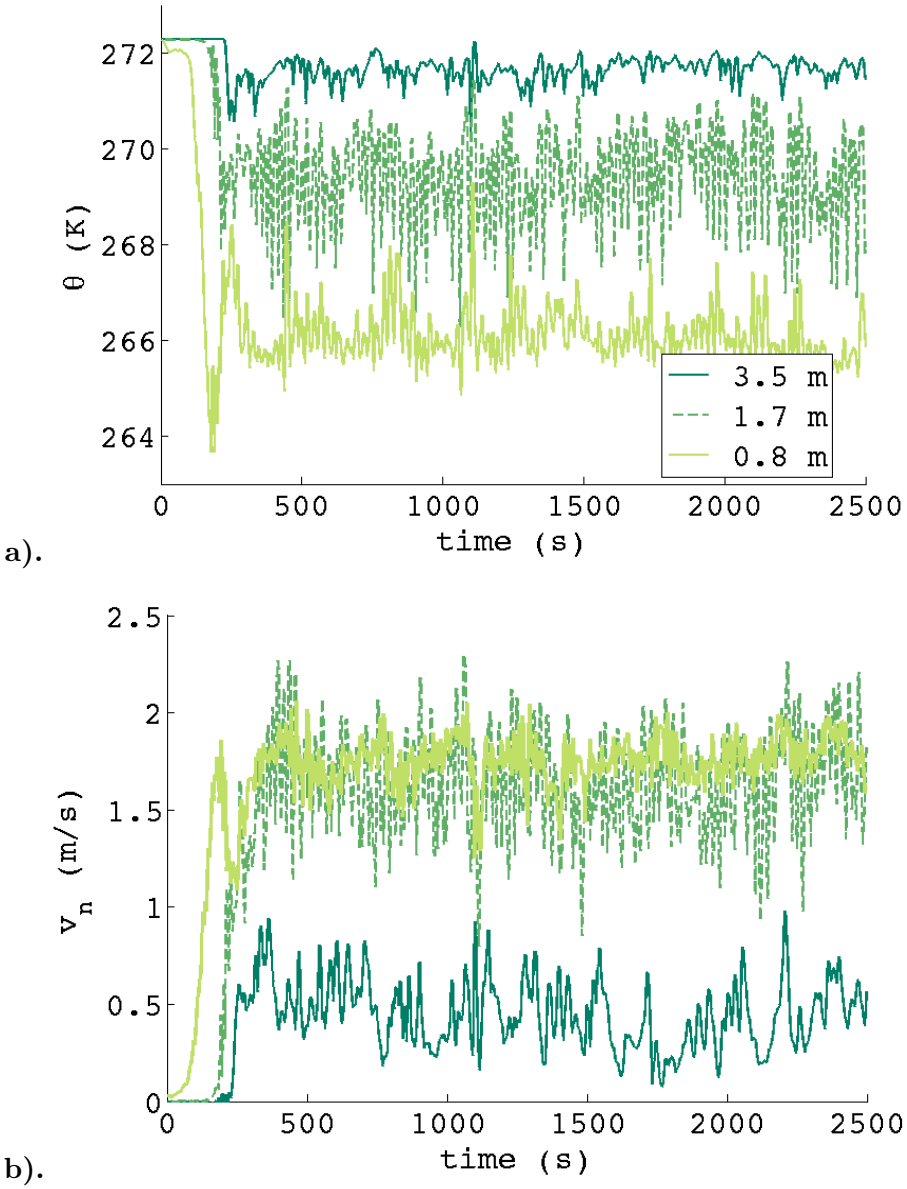


FIGURE 5.13 – Séries temporelles de la température potentielle et de la vitesse du vent le long de la pente v_n, simulées en $y = 200\,\mathrm{m}$.

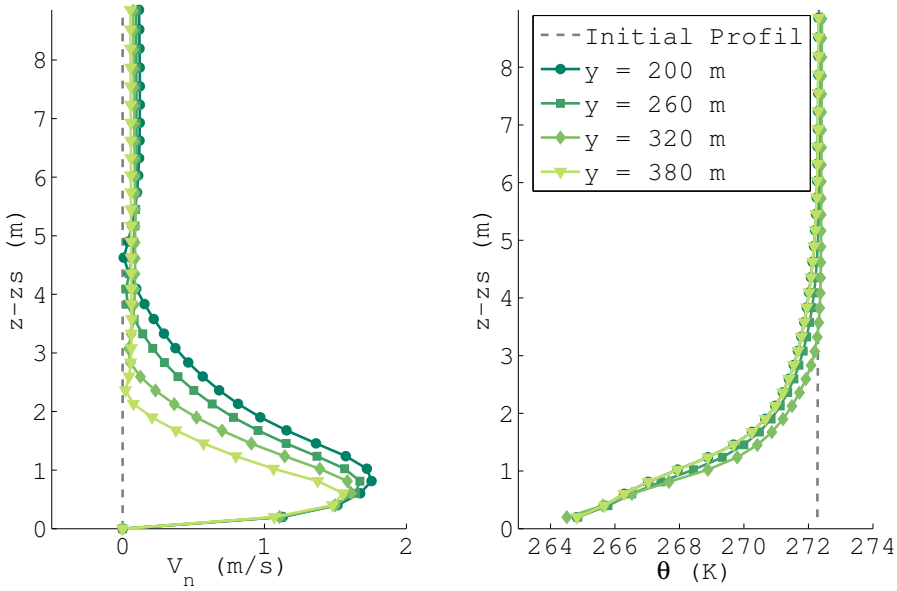
terme de Coriolis de l'équation du mouvement (équation 2.53([7])) est de 4 ordres de grandeur inférieur au terme d'advection (équation 5.2). Dans la direction x_n, le terme de Coriolis est de deux ordres de grandeur inférieur au terme catabatique (équation 5.3).

$$\frac{\mathrm{Coriolis}_{\mathrm{y_n}}}{\mathrm{Advection}_{\mathrm{y_n}}} = \frac{f_c \bar{u}_n}{\bar{v}_n \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial y_n}} = \frac{1.3 \cdot 10^{-4} \cdot 0.5}{1.8 \cdot 0.2/2.0} \sim 5.10^{-4} \tag{5.2}$$

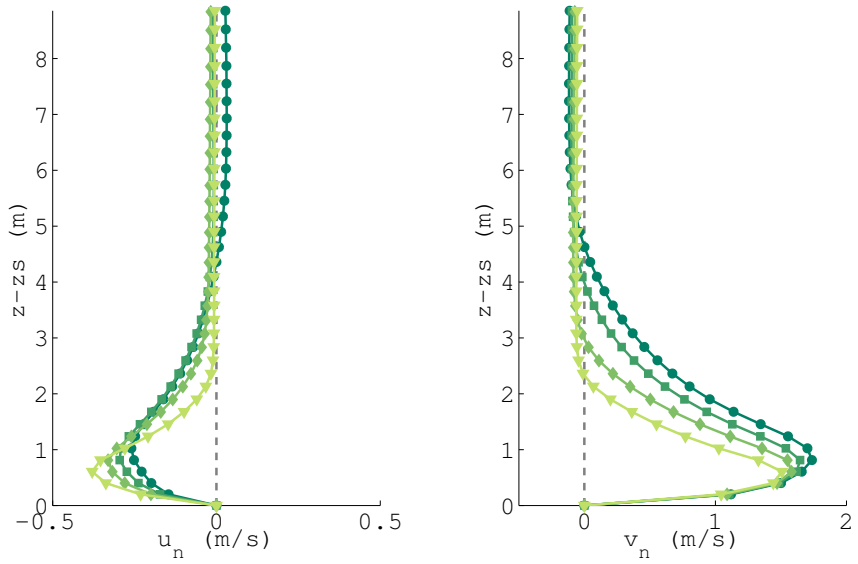
$$\frac{\mathrm{Coriolis}_{\mathrm{x_n}}}{\mathrm{Catabatique}_{\mathrm{x_n}}} = \frac{f_c \bar{v}_n}{\sin \alpha_x \frac{\delta \theta}{\theta_r}} = \frac{1.3 \cdot 10^{-4} \cdot 1.8}{0.03 \cdot 7.0/272.0 \cdot 9.9} \sim 3.10^{-2} \tag{5.3}$$

La solution du modèle de Ball (1.9, cf. chapitre 1), fournit une autre façon d'étudier l'influence

7. Dans cette équation, la direction principale de l'écoulement est x_n et non y_n contrairement à notre simulation.



a).



b).

FIGURE 5.14 – Profils verticaux moyens le long de la pente : **a).** de la vitesse du vent V_n et de la température potentielle θ ; **b).** des composantes $\bar{u}_n$ et $\bar{v}_n$ du vent.

de la force de Coriolis sur la direction du jet.

$$\sin\beta = \frac{f_c V_{Ball}}{g\alpha_y \delta\theta_{Ball}/\theta_r} = \frac{1.3\cdot 10^{-4}\cdot 1.3}{9.9\cdot 0.1\cdot 3.9/272.} \sim 0.01 \Rightarrow \beta \sim 0.6^\circ \tag{5.4}$$

Pour les valeurs de la vitesse V_{Ball} et de l'inversion $\delta\theta_{Ball}$, nous avons choisi d'intégrer selon z les profils simulés de vitesse et d'écart de température $\delta\theta$, dans la couche catabatique. Cette méthode, résumée sur la figure 5.15, assure la conservation du débit entre l'écoulement simulé par Méso-NH et l'écoulement représenté par le modèle de Ball.

Ces ordres de grandeurs suggèrent d'une part que la contribution de Coriolis pour la vitesse

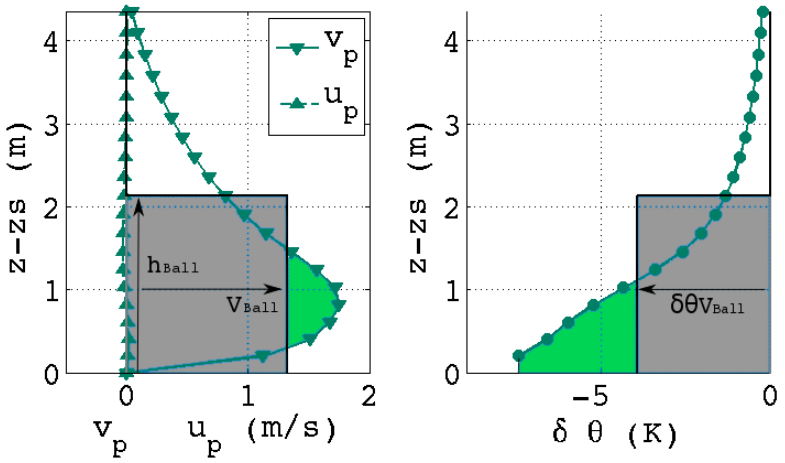


FIGURE 5.15 – Détermination des paramètres pour le modèle de Ball, à partir des profils de vitesse v_p et d'écart à la température $\delta\theta$.

$\bar{v}_n$ est négligeable et d'autre part que la force catabatique dans la direction x_n contribue plus que la force de Coriolis pour la vitesse $\bar{u}_n$. Enfin pour les vitesses considérées, la déviation du vent par Coriolis, de l'ordre de 0.5°, est négligeable par rapport à l'angle entre le vent et l'axe y_n, de l'ordre de 10°.

Désormais, nous ne discuterons plus la déviation du vent par la force de Coriolis. La direction du vent, de $10 \pm 3°$ pour les quatre zones d'étude, est relativement constante sur l'épaisseur du jet, entre 20 cm et 2 m. Nous allons donc pouvoir effectuer une rotation autour de l'axe z_n, $(x_n, y_n, z_n) \rightarrow (x_p, y_p, z_n)$, afin l'aligner l'axe du repère y_p sur la direction du jet.

y (m)	$\bar{z}$ (m)	α_y (°)	α_x (°)	z_J (m)	V_J (ms^{-1})	$\bar{u}_J$ (ms^{-1})	D_{V_J} (°)
200	14	6.6	-0.8	0.8-1	1.76	-0.26	8
260	22	7.6	-1.05	0.8	1.67	-0.30	10
320	30	8.03	-1.30	0.6-0.8	1.61	-0.33	12
380	39	7.95	-1.52	0.6	1.55	-0.38	13

TABLE 5.3 – Localisation des quatre points d'étude à partir du bas de la pente, et caractéristiques du jet en ces points.
Pour chacun des quatre points, défini par sa coordonnée y, sont reportés : l'altitude moyenne de la surface $\bar{z}$, l'inclinaison de la surface selon les axes y et x, α_x et α_y, l'épaisseur de la couche catabatique h, la hauteur du jet z_J, la vitesse du jet z_J, la composante $\bar{u}_J$ de la vitesse selon x_n, la direction du jet D_{V_J} par rapport à y_n.

5.3.2.2 Comparaison au modèle de Prandtl

Les profils verticaux de la vitesse $\bar{v}_p$, dans la direction principale de l'écoulement, et de la température potentielle θ simulés pour $y = 200$ m, sont tracés sur la figure 5.16, avec des profils prédits par le modèle de Prandtl. Ces derniers profils ont été tracés à partir des équations (2.60) et (2.59) [8], en considérant les valeurs de notre cas d'étude pour N, α et β, et différents jeux de valeurs pour K_m et K_h (ou K_h et Pr). La figure 5.16 montre les profils prédits par

8. cf. chapitre 2.

le modèle de Prandtl pour deux jeux de paramètres. Le premier couple ($K_h = 2.10^{-4}\,\mathrm{m^2s^{-1}}$, $K_m = 3.10^{-2}\,\mathrm{m^2s^{-1}}$) a été ajusté pour obtenir les hauteur et vitesse du jet, z_J et V_J, simulées par Méso-NH. Il correspond à $Pr = 14.5$. Le second couple de paramètres ($K_h = 10^{-3}\,\mathrm{m^2s^{-1}}$ et $K_m = 10^{-2}\,\mathrm{m^2s^{-1}}$), pour lequel $Pr = 10$, a été choisi pour une meilleure adéquation des profils de température simulés par Méso-NH et prédits par le modèle de Prandtl. Qualitativement, le modèle, simple et analytique, de Prandtl, prédit des profils verticaux conformes aux profils simulés par la LES. Cependant, il semble impossible d'obtenir simultanément de bons accords avec les profils simulés, de vent d'une part, et de température d'autre part. Dans le premier cas, le profil de vent, du modèle de Prandtl, est satisfaisant, bien que la vitesse décroisse trop vite au-dessus du jet. En revanche la couche d'inversion est trop fine et trop stratifiée et le modèle de Prandtl prédit un biais chaud de l'ordre de 1 à 2 K. Dans le second cas, le profil de température est en meilleur accord avec le profil simulé, même si le gradient est légèrement sous-estimé. En revanche, le jet est trop fort et le maximum deux fois trop haut. Par ailleurs, pour obtenir un jet bas, nous devons prendre des valeurs très faibles pour les coefficients de diffusivité K_h et K_m. Dans le même temps, pour obtenir une vitesse de l'ordre de $1.5\,\mathrm{ms^{-1}}$, il nous faut choisir un nombre de Prandtl élevé, ce qui nécessite des valeurs particulièrement faibles pour K_h, de l'ordre $K_h = 10^{-4}\,\mathrm{m^2s^{-1}}$, environ 2 ordres de grandeur inférieures aux valeurs de K_h de la LES. On sait qu'une des faiblesses du modèle de Prandtl est justement de considérer K_m et K_h constants selon z (*Grisogono and Oerlemans*, 2001). Un modèle avec K fonction de z améliorerait les résultats.

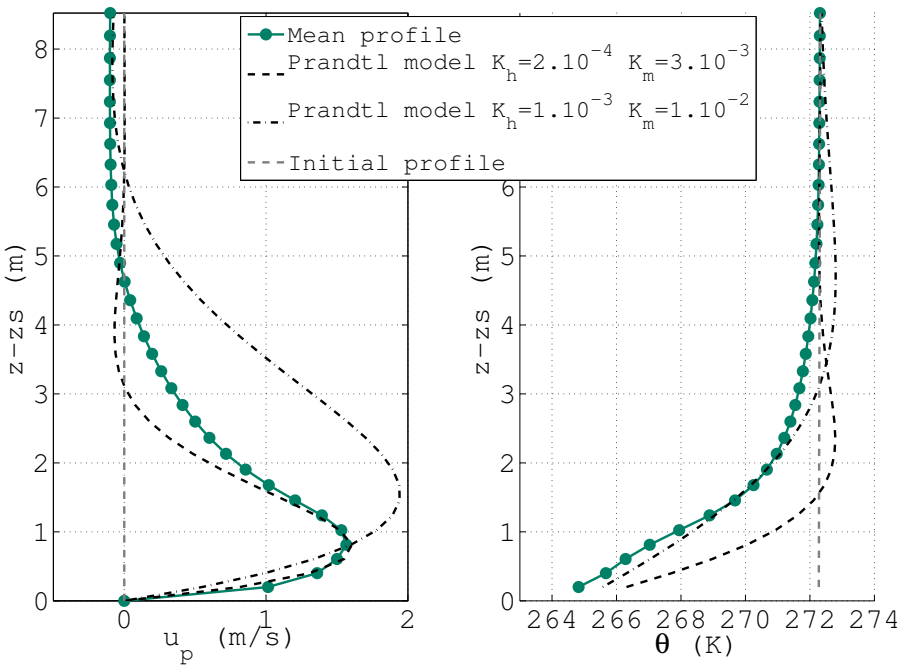


FIGURE 5.16 – Profils verticaux moyens de la vitesse du vent dans la direction principale y_p, et de la température potentielle θ, en bas de la pente à $y = 200\,\mathrm{m}$ (- • -). Les profils du modèle de Prandtl sont tracés pour deux jeux de valeurs de K_m et K_h (-·-, - -).

5.3.2.3 Comparaison avec les observations

La station de mesure est située à proximité du milieu de la pente, entre les bandes $y = 320$ et $y = 380$. Entre 22 et 23 h, l'anémomètre à coupelles et l'anémo-girouette, placés à 0.30 m et

à 2.1 m, mesurent une vitesse moyenne d'environ $0.8\,\mathrm{ms}^{-1}$ et $1\,\mathrm{ms}^{-1}$. Entre les deux, à 0.85 m, l'anémomètre sonique mesure une vitesse moyenne plus grande, de l'ordre de $2.5\,\mathrm{ms}^{-1}$. Cette vitesse est un peu plus grande que la vitesse maximum de l'écoulement simulé. Néanmoins, les ordres de grandeur sont comparables, et, au regard des simplifications réalisées lors de la mise en place du calcul, nous sommes satisfaits de la comparaison.

5.3.3 La turbulence

Cette section présente les résultats d'une étude en cours. L'interprétation de ces résultats est encore à un stade préliminaire.

5.3.3.1 Profils verticaux d'énergie turbulente

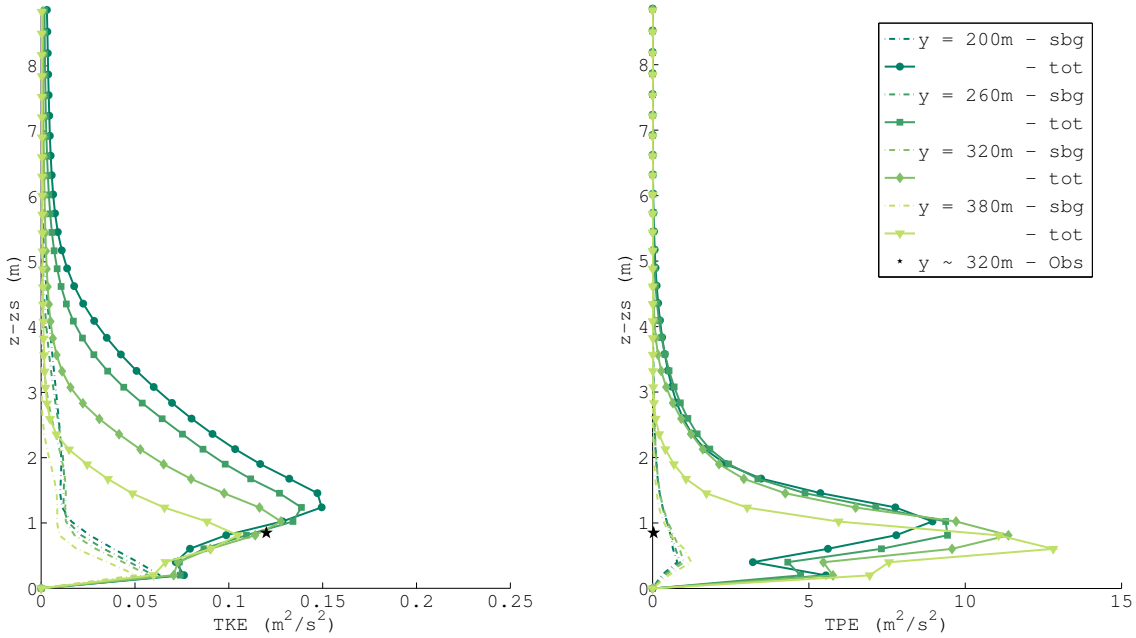
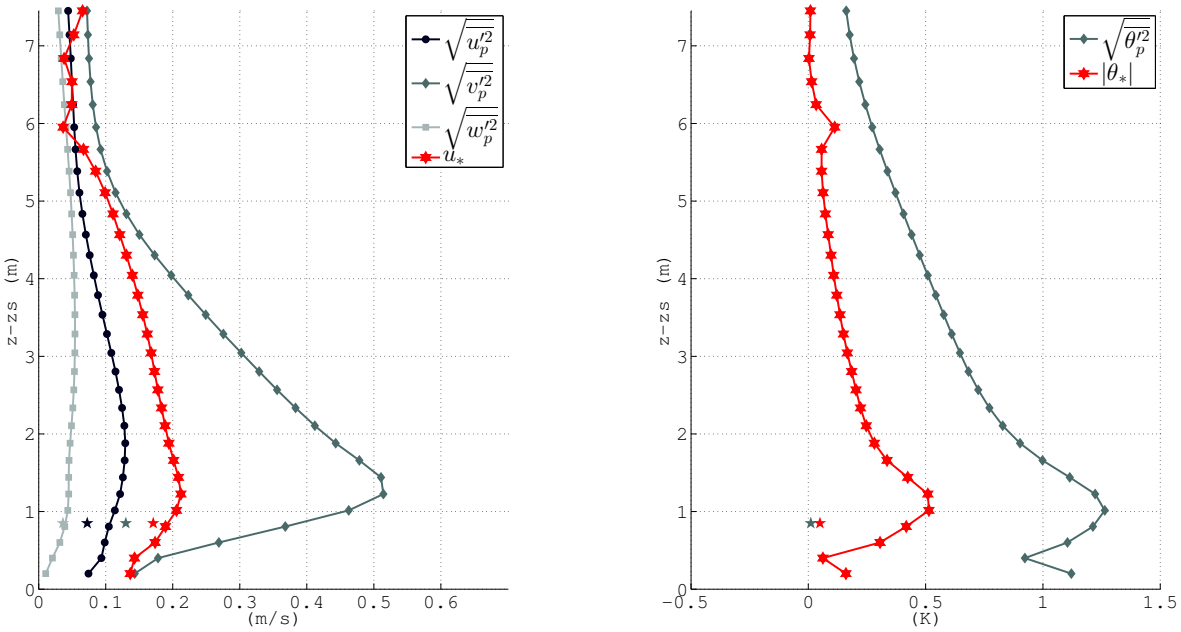


FIGURE 5.17 – Profils verticaux de TKE et TPE sous-maille et totales, pour les quatre points d'étude. Les signes ⋆ repèrent les données d'observation.

L'énergie cinétique turbulente présente deux pics correspondant aux deux zones de cisaillement, un proche de la surface porté par e, la TKE sous-maille, et un autre pic juste au-dessus du jet, porté par la TKE explicite. La TKE croît en même temps que l'écoulement s'accélère le long de la pente. Néanmoins, le taux de turbulence $\sqrt{TKE}/V_{max}$ reste quasiment constant, supérieur à 20 %.
L'énergie potentielle turbulente représentée sur la figure 5.17 a été calculée à partir de la variance de la température $\overline{\theta'^2}$, en prenant la valeur de N correspondante à la stratification extérieure (la condition initiale de la simulation). Les profils de TPE présentent deux pics, l'un au premier niveau du modèle, là où la stratification est la plus forte, l'autre au même niveau que le jet. En descendant la pente, la TPE décroît, alors que la TKE croît, l'énergie turbulente est transférée d'une forme à une autre.

La TKE mesurée avec l'anémomètre sonique est du même ordre de grandeur que la TKE de l'écoulement simulé. En revanche, les valeurs de TPE simulées sont de 3 ordres de grandeurs supérieures aux valeurs de TPE déduites des mesures soniques.
L'énergie potentielle turbulente est principalement résolue, néanmoins, la contribution sous-maille est calculée avec une fermeture d'ordre 1 et non une fermeture d'ordre 2 comme la TKE. Ainsi, l'effet des petites échelles sur l'écoulement fluctuant n'est pas aussi bien pris en compte par le modèle. Ce fait explique certainement les différentes performances du modèle pour simuler des TKE et des TPE réalistes.

5.3.3.2 Profils verticaux des flux et anisotropie



a). **b).**

FIGURE 5.18 – Profils verticaux des racines des moments d'ordre 2, en bas de la pente, pour **a)** la quantité de mouvement ($\sqrt{\overline{u_p'^2}}$, $\sqrt{\overline{v_p'^2}}$, $\sqrt{\overline{w_p'^2}}$ et $u_\star$) ; **b)**, la température potentielle ($\sqrt{\overline{\theta'^2}}$ et $\theta_\star$). Les étoiles repèrent les données d'observation.

Les figures 5.18a et b, présentent les profils verticaux des quantités $u_\star$ et $\theta_\star$. Ces quantités ont été calculées à partir des flux verticaux, selon : $u_\star^2 = \overline{w_p' v_p'}$ et $u_\star \theta_\star = \overline{w_p' \theta'}$.
Ces valeurs ne sont pas constantes et présentent un maximum au-dessus du jet, dans la couche de mélange aussi appelée couche cisaillée. Ainsi, les flux verticaux ne sont pas constants et donc le jet se trouve au-dessus de la couche de surface. *Denby* (1999) a montré, à partir d'observations, que la couche de surface a une épaisseur inférieure à $z_J/3$ dans un écoulement catabatique avec jet en z_J. Quelques points supplémentaires dans la couche inférieure du jet seraient nécessaires pour vérifier cette assertion avec nos simulations.

Les quantités $u_\star$ et $\theta_\star$ sont comparables aux écarts-types de vitesse et de température, respectivement, ce qui est attendu pour un écoulement turbulent.
Les variances de vitesse ne sont pas égales laissant sous-entendre que l'écoulement n'est pas isotrope. En particulier, la variance $\sqrt{\overline{w_p'^2}}$ est particulièrement faible, peut-être en raison de la

	$\frac{\sqrt{(\overline{u_p'^2})}}{u_\star}$	$\frac{\sqrt{(\overline{v_p'^2})}}{u_\star}$	$\frac{\sqrt{(\overline{w_p'^2})}}{u_\star}$	$\frac{\sqrt{(\overline{\theta'^2})}}{\theta_\star}$
Simulation	0.57	2.43	0.21	2.48
Observation	0.43	0.79	0.21	0.22

TABLE 5.4 – Comparaison en bas de la pente.

stratification ambiante qui inhibe les mouvements verticaux.

La figure 5.19 représente la carte d'anisotropie introduite par *Lumley* (1979) et rediscutée par *Simonsen and Krogstad* (2005). Sur cette carte sont reportés les invariants I2 et I3 de la partie anisotrope du tenseur de Reynolds. La partie anisotrope du tenseur de Reynolds $\tau_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$ s'écrit, (*Simonsen and Krogstad*, 2005) :

$$b_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{\tau_{kk}} - \frac{1}{3}\delta_{ij} \tag{5.5}$$

Les trois invariants de ce tenseur sont sa trace qui est nulle, $I2 = -\frac{1}{2} b_{ij} b_{ji}$ et son déterminant $I3 = \frac{1}{3} b_{ik} b_{kj} b_{ji}$. Les invariants de tous les tenseurs de Reynolds réalisables se trouvent nécessairement dans le domaine délimité en noir sur la carte. Les frontières représentent les cas particuliers pour lesquels la turbulence est bi-dimensionnelle ou axisymétrique. Lorsque la turbulence est homogène isotrope, les variances sont égales et les covariances sont nulles : les deux invariants $I2$ et $I3$ sont donc nuls, eux aussi.
Dans notre cas, proche du sol, la turbulence est de type bi-dimensionnelle, elle tend vers une turbulence de type uni-dimensionnelle au niveau du jet. Au-dessus du jet, dans la couche de mélange, la turbulence est de type axisymétrique, avec une direction privilégiée : la direction de l'écoulement y_p. Le fait remarquable est que dans la simulation, la turbulence ne tend pas vers l'isotropie. De même, le point de mesure est placé loin des frontières du domaine, indiquant une turbulence 3D sans caractéristique particulière, en particulier la turbulence n'est pas homogène isotrope.

Pour conclure en quelques mots, la couche supérieure du jet est le siège d'une turbulence intense, comme on peut le voir sur le profil de TKE. Cette turbulence, principalement générée par cisaillement, n'est pas isotrope mais axisymétrique.

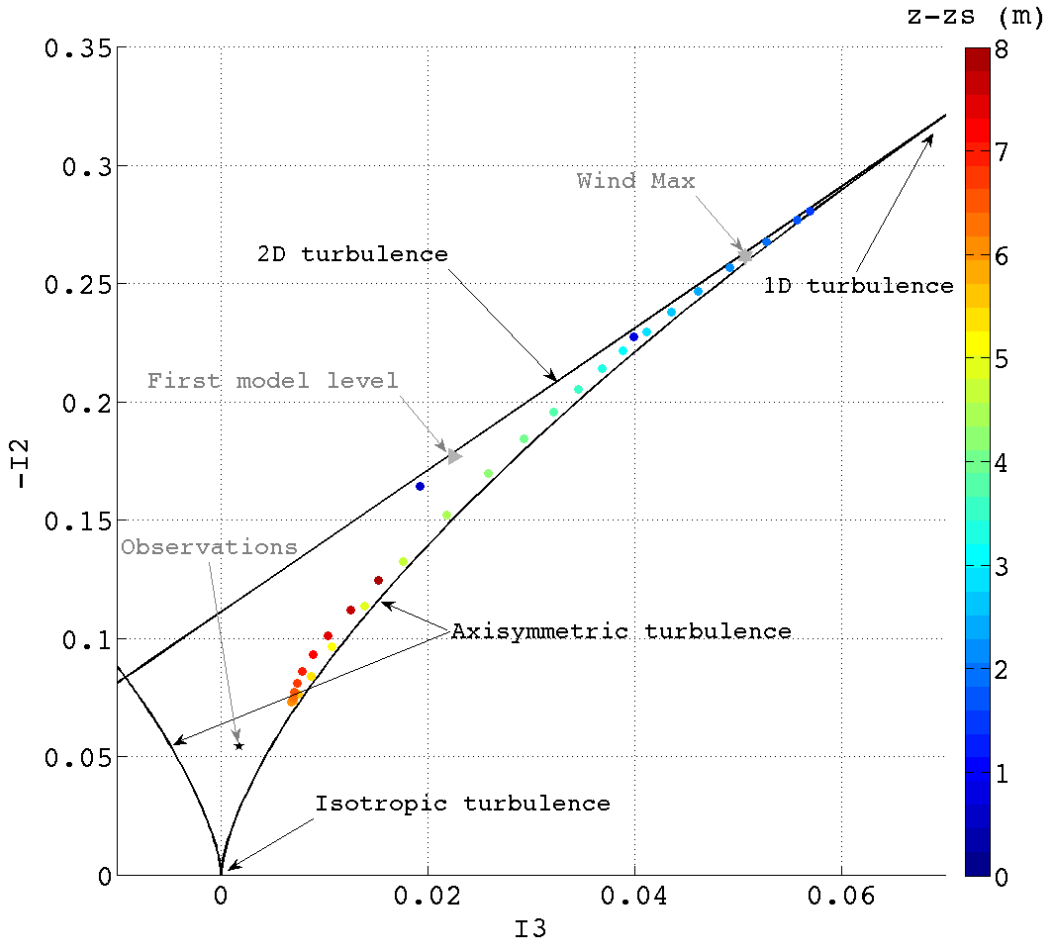


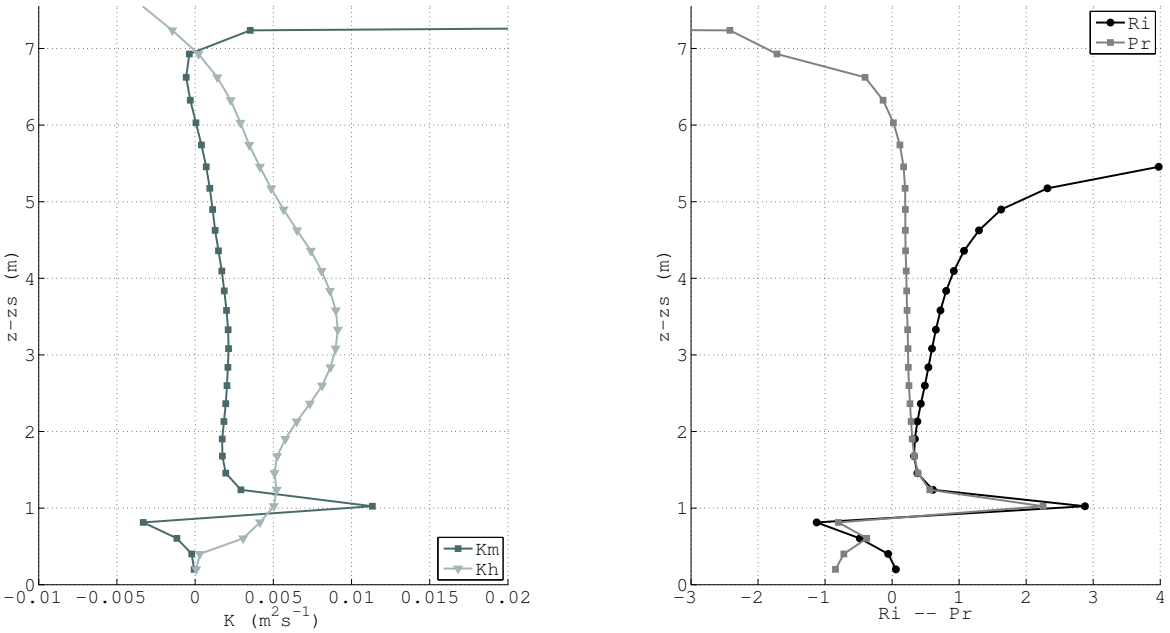
FIGURE 5.19 – Carte d'anisotropie de la turbulence en bas de la pente entre 0 et 8 m au-dessus de la surface.

5.3.3.3 Nombres adimensionnés dans la couche de mélange supérieure

Au-dessus du jet, dans la couche de mélange, les quantités turbulentes explicitement résolues par le modèle sont prépondérantes devant leurs homologues sous-maille. Nous pouvons donc étudier l'allure des nombres de Prandtl et de Richardson indépendamment des hypothèses sur lesquelles sont basées le schéma de turbulence sous-maille. À ce jour, la dépendance du nombre de Prandtl à la stabilité de la couche limite est encore largement discutée (cf. chapitre 2).

Les profils verticaux des coefficients de viscosité et de diffusivité turbulentes K_m et K_h sont montrés sur la figure 5.20. Les deux singularités de K_m correspondent au maximum de vitesse en z_J, et au raccord avec la vitesse initiale nulle, en $z = zs + 7 - 8\,\mathrm{m}$. Cette figure fait apparaître un maximum pour K_h, au-dessus du maximum de la TKE, comme suggéré par *Grisogono and Oerlemans* (2001). Le coefficient de viscosité apparaît significativement inférieur au coefficient de diffusivité, laissant sous entendre qu'au sein de cette couche cisaillée, les tourbillons transfèrent plus efficacement la chaleur que la quantité de mouvement. Dans cette couche, le nombre de Prandtl est faible $Pr \sim 0.2$ et uniforme. Le profil vertical de Pr est montré avec celui du nombre de Richardson (de flux = sur la figure 5.21. Le nombre de Richardson a été calculé selon $Ri_f = \frac{\overline{w'_p\theta'}}{\overline{w'_p v'_p}\frac{\partial \overline{v}_p}{\partial z}}$. Les singularités de Ri_f correspondent aux points

pour lesquels soit $\bar{v}_p$ est maximum, comme en $z_J \sim 1\,\mathrm{m}$, soit le flux $\overline{w'_p v'_p}$ s'annule, comme vers 6 m au-dessus de la surface. Le nombre de Richardson prend ses valeurs les moins fortes entre 1.2 m et 3.5 m, là où la turbulence est la plus intense. L'allure du profil est en accord avec les profils obtenus dans des études antérieures avec d'autres méthodes, par exemple l'étude de *Denby* (1999) avec une paramétrisation du second ordre. Le profil de Pr en fonction de Ri_f, sur la figure 5.21, montre que dans la couche cisaillée, Pr est une fonction décroissante de Ri_f.



a). **b).**

FIGURE 5.20 – Profils verticaux en bas de la pente : **a)** des coefficients de diffusion et de viscosité turbulente ; **b)** des nombres de Prandtl turbulent Pr et de Richardson de flux Ri_f.

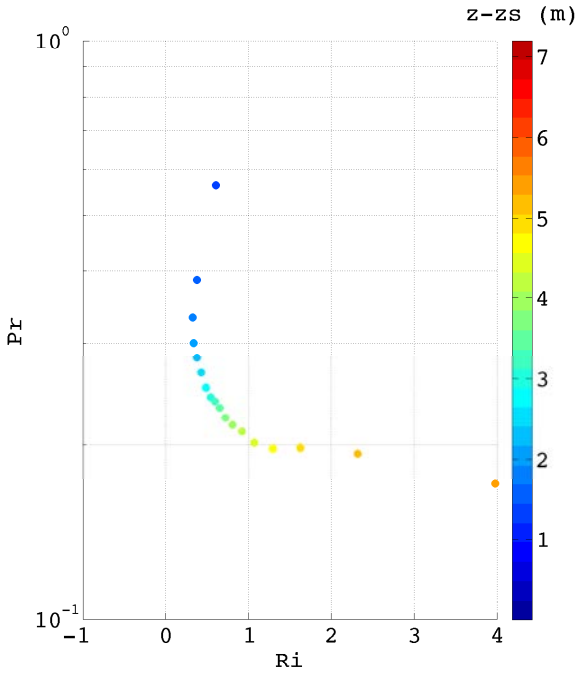


FIGURE 5.21 – Relation entre le nombre de Prandtl turbulent Pr et le nombre de Richardson de flux Ri_f dans la couche de mélange supérieure du jet, la couleur indique la distance à la surface en mètres.

5.4 Perspectives

L'été, la région de Dumont d'Urville, connaît différents régimes catabatiques, chacun associé à une direction de vent remarquable $D_V = 160°$, $D_V = 180°$ ... Ces régimes dépendent des conditions synoptiques, en particulier du gradient de pression et du contraste de température entre la surface de neige et l'océan (*Pettré and André*, 1991; *Pettré et al.*, 1993). Ils dépendent aussi de l'histoire et du trajet de l'écoulement catabatique fonction des conditions d'ensoleillement. Certaines journées, il est possible d'observer la génération locale d'un écoulement catabatique.

Nous avons réalisé la simulation d'un écoulement catabatique pur, sur un cas inspiré de cette situation observée. Grâce à un maillage fin au voisinage de la paroi, $\Delta z = 20\,\text{cm}$ et $\Delta y = \Delta x = 2\,\text{m}$, le jet est explicitement résolu. Il est donc possible d'explorer le mélange turbulent, indépendamment des hypothèses sur lesquelles reposent le schéma de turbulence du modèle. Les ordres de grandeur de la vitesse et des fluctuations des champs simulés, sont comparables à ceux mesurés in-situ. L'allure des profils moyens de la vitesse, de la température et de la TKE est comparable à l'allure des profils simulés, soit par d'autres LES (*Grisogono and Axelsen*, 2012; *Brun and Chollet*, 2009), soit par des DNS (*Fedorovich and Shapiro*, 2009a), dans des cas encore plus idéaux. La simulation décrit une turbulence fortement anisotrope qui présente des caractéristiques distinctes selon que l'on se trouve dans la couche limite de paroi ou dans la couche cisaillée au-dessus du jet. Les performances de Méso-NH ici en mode LES, sont bien plus satisfaisantes qu'en mode 1D, sur le cas du Dôme C présenté au chapitre 4, où les effets de la turbulence étaient entièrement paramétrisées. Les simulations d'un écoulement catabatique pur présentées dans ce chapitre, méritent d'être plus amplement explorées et exploitées.

Le modèle Méso-NH a initialement été conçu pour la météorologie à méso-échelle. Il est généralement appliqué sur des maillages dont la résolution horizontale est de l'ordre de 10 à 100 km, et la résolution verticale de 2 à 10 m. Les simulations Méso-NH sur des maillages très fins, avec des résolutions verticales inférieures au mètre, sont encore peu nombreuses et récentes. Elles concernent, par exemple, les travaux sur le brouillard en conditions stables (*Bergot et al.*, 2014). La mise en place de ces simulations à fine échelle est non seulement coûteuse en calcul mais aussi délicate : le modèle nécessite encore un peu d'expérience et quelques optimisations pour être robuste à ces échelles très fines.

Nous disposons maintenant d'un calcul stable et robuste, pour un écoulement simple et réaliste. La configuration de ce calcul est désormais un outil qui peut nous servir à des études, plus approfondies, des différents processus associés aux écoulements catabatiques.
Ce cas peut servir à étudier plus précisément les mécanismes responsables de l'épaississement du jet. Une telle étude pourrait nous permettre de mieux comprendre l'augmentation de l'intensité de la turbulence qui va conduire à la destruction de l'inversion en faveur d'une couche mélangée.
L'étape suivante consiste à forcer la surface avec un cycle de température au lieu de forcer la première couche d'atmosphère avec un flux de chaleur constant. Cette modification permettrait l'étude d'un cycle diurne, et de détailler la génération et l'extinction d'un écoulement catabatique.

Ce cas peut servir de base pour un calcul plus réaliste. Un cas plus réaliste permettra une comparaison plus aisée avec les observations et constituera ainsi un test de robustesse pour le modèle.
Toutefois, pour une comparaison détaillée avec les observations, il faudrait disposer d'un profilage plus fin, avec des capteurs appropriés à l'étude de la fine échelle, temporelle et spatiale. L'analyse des observations sur le cas du 20 janvier 2014 a montré les limites des capteurs météorologiques classiques pour capturer des processus de petite échelle spatiale. En particulier, près du sol, une grappe de fils chauds et de fils froids serait plus approprié qu'un anémomètre à coupelle. Au dessus du jet, il serait intéressant de disposer de plusieurs anémomètres soniques.

Chapitre 6

L'humidité sous le vent catabatique en Terre Adélie

Parce qu'il fait froid, les quantités de vapeur d'eau atmosphérique sont en général très faibles en Antarctique comparé aux autres latitudes. Jusqu'à présent, dans les précédents chapitres, nous avons toujours négligé l'humidité de l'air. Or, l'humidité joue un rôle crucial. Sans humidité, donc sans précipitation ni givre, la calotte de glace Antarctique, qui contient près de 90 % de l'eau douce terrestre, n'aurait jamais pu se former. La neige se dépose sur la calotte par précipitation et sublimation inverse de la vapeur d'eau atmosphérique sur la neige de surface. Le bilan net de ce que gagne ou perd la calotte est appelé bilan de masse de surface (SMB en anglais), il prend en compte la quantité d'eau solide ou liquide déposée par précipitation P, les quantités de neige déposées D et érodées E par le vent, la quantité d'eau échangée avec la couche limite atmosphérique par condensation ou évaporation S_u, et la quantité d'eau liquide qui ruisselle jusqu'à l'océan R.

$$\mathrm{SMB} = P + (D - E) - S_u - R \tag{6.1}$$

Le bilan de masse de surface fait l'objet de nombreuses recherches (*Palerme et al.*, 2014; *Lenaerts et al.*, 2012; *Genthon et al.*, 2005), c'est le seul terme du bilan de masse total qui peut compenser la perte de masse par vêlage d'iceberg et la hausse du niveau des mers qui s'ensuit.

Pour estimer le bilan de masse de surface et son évolution, en Terre Adélie, plusieurs réseaux de balises ont été déployés depuis 2004 (*Agosta et al.*, 2012). Parmi eux, un réseau de 10 balises se trouve dans un rayon de 5 km autour de D17. D17 est situé à 10 km de la côte sur la route du Dôme C (cf. carte 1.11 au chapitre 1). La surface, recouverte de neige, a une pente faible et est localement homogène.

Les relevés de ces balises indiquent une très forte variabilité spatiale de l'accumulation (*Agosta et al.*, 2012). Cette forte variabilité est en majeure partie attribuée à la distribution de la neige par le vent. À D17, les vents catabatiques sont réguliers et persistants, on mesure du transport de neige plus de 80 % du temps (*Trouvilliez et al.*, 2014). Avec des vitesses atteignant régulièrement $V = 30\,\mathrm{ms}^{-1}$, les quantités de neige transportées peuvent être grandes. En conséquence, non seulement les termes D et E du SMB sont importants, mais aussi le terme S_u, à cause de la sublimation des grains de neige pendant le transport.

Afin de mieux comprendre les processus qui contrôlent le bilan de masse de surface et d'estimer le terme de sublimation, le site de D17 a été instrumenté, en 2010. L'analyse de la série de 3 années de mesures (2010 à 2013) montre une forte corrélation entre vitesse du vent et humidité. Or les vents catabatiques sont normalement associés à une faible humidité relative, à cause du réchauffement par compression adiabatique (cf. chapitre 1). Cette constatation a mené à une étude de l'impact du transport de neige par le vent sur l'humidité et la sublimation. Cette étude s'appuie à la fois sur les données d'observation à D17 et sur des sorties de modèle, notamment les analyses opérationnelles ECMWF. Ce travail s'appuie aussi sur des simulations du manteau neigeux réalisées avec le modèle de neige Crocus et une paramétrisation de

l'érosion de la neige par le vent (*Genthon et al.*, 2007). Cette étude s'est intéressée à 3 aspects particuliers :

- la comparaison des valeurs d'humidité dans les modèles, qui en général ne tiennent pas compte du transport de neige, et dans les observations ;
- l'effet de l'humidité de l'air et donc de la sublimation sur l'évolution de la hauteur de neige (simulée par Crocus),
- le calcul des flux de chaleur latente à partir des mesures d'humidité, température et vitesse de vent.

Cette étude a fait l'objet d'un article, sous presse pour la revue *The Cryosphère* au jour de la rédaction de ce mémoire. La reproduction de cet article constitue le corps de ce chapitre.

6.1 Blowing snow in coastal Adélie Land, Antarctica : three atmospheric moisture issues.

The Cryosphere, 8, 1–15, 2014
www.the-cryosphere.net/8/1/2014/
doi:10.5194/tc-8-1-2014
© Author(s) 2014. CC Attribution 3.0 License.

The Cryosphere Open Access

Blowing snow in coastal Adélie Land, Antarctica: three atmospheric-moisture issues

H. Barral[1,3], C. Genthon[1,2], A. Trouvilliez[4], C. Brun[3], and C. Amory[1,5]

[1]CNRS, LGGE – UMR5183, 38000 Grenoble, France
[2]Univ. Grenoble Alpes, LGGE – UMR5183, 38000 Grenoble, France
[3]Univ. Grenoble Alpes, LEGI – UMR5519, 38000 Grenoble, France
[4]Cerema, DTecEMF, LGCE, 29200 Brest, France
[5]Univ. Grenoble Alpes Irstea, 38000 Grenoble, France

Correspondence to: C. Genthon (genthon@lgge.obs.ujf-grenoble.fr) and H. Barral (helene.barral@lgge.obs.ujf-grenoble.fr)

Received: 21 April 2014 – Published in The Cryosphere Discuss.: 2 June 2014
Revised: 25 August 2014 – Accepted: 15 September 2014 – Published:

Abstract. A total of 3 years of blowing-snow observations and associated meteorology along a 7 m mast at site D17 in coastal Adélie Land are presented. The observations are used to address three atmospheric-moisture issues related to the occurrence of blowing snow, a feature which largely affects many regions of Antarctica: (1) blowing-snow sublimation raises the moisture content of the surface atmosphere close to saturation, and atmospheric models and meteorological analyses that do not carry blowing-snow parameterizations are affected by a systematic dry bias; (2) while snowpack modelling with a parameterization of surface-snow erosion by wind can reproduce the variability of snow accumulation and ablation, ignoring the high levels of atmospheric-moisture content associated with blowing snow results in overestimating surface sublimation, affecting the energy budget of the snowpack; (3) the well-known profile method of calculating turbulent moisture fluxes is not applicable when blowing snow occurs, because moisture gradients are weak due to blowing-snow sublimation, and the impact of measurement uncertainties are strongly amplified in the case of strong winds.

1 Introduction

In Antarctica, surface cooling and smooth sloping surfaces over hundreds of kilometres induce strong, frequent and persistent katabatic winds. More often than not, such winds transport snow and induce blizzards. Although some of the blizzards result from precipitating snow being transported by the wind, some of the blowing snow also originates from the erosion of previously deposited precipitation at the surface. In places, the contribution of eroding and blowing snow to the surface mass balance (SMB) of Antarctica is a major one, to the extent that no snow can accumulate even though snowfall occurs (Genthon et al., 2007). These are the wind-induced "blue-ice" areas that affect $\sim 0.8\,\%$ of the surface of Antarctica (Ligtenberg et al., 2014). Over the bulk of Antarctica, although estimates have been suggested from remote sensing (Das et al., 2013), only meteorological/climate models including parameterizations for blowing snow are likely to provide a fully consistent evaluation of the contribution of blowing-snow processes to the SMB of the ice sheet (Déry and Yau, 2002; Lenaerts et al., 2012b). Lenaerts et al. (2012a) computed that sublimation of blown particles removes almost 7 % of the precipitation, considering the whole ice-sheet. Gallée et al. (2005) found about 30 % along a 600 km transect in Wilkes Land. Yet, because the processes are complex and varied, such parameterizations and models must be carefully evaluated with in situ observations.

The fact that Adélie Land is one of the windiest and most blizzard-plagued regions in the world (Wendler et al., 1997) was already recognized back in the early days of Antarctic exploration (Mawson, 1915). This is because of the long fetch from the plateau, combined with topographic funnelling of the katabatic winds (Parish and Bromwich, 1991). Adélie Land is thus a favoured region for an observational characterization of blowing snow. Yet, access

and logistics are difficult in Antarctica in general, and operations in Adélie Land are no exception. In addition, to observe blowing snow, one has to deploy and run measuring devices in the harsh weather conditions. One of the French permanent Antarctic stations (Dumont d'Urville station) is located on an island 5 km offshore from the coast of Adélie Land, allowing significant logistical support in the area. Thanks to this support, an SMB monitoring programme has been run since 2004. The GLACIOCLIM-SAMBA observatory (http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/SiteWebAntarc/GLACIOCLIM-SAMBA.php) has collected annual SMB data stretching from the coast to more than 150 km inland, which, combined with historical data, have shown no significant SMB change over the last 40 years (Agosta et al., 2012). On the other hand, comparing the GLACIOCLIM-SAMBA observations with various models, including some that carry blowing-snow modelling, suggests that blowing snow does indeed contribute significantly to the SMB (Agosta et al., 2012).

To what extent do climate models that do not take into account blowing snow fail to reproduce the characteristics of the surface meteorology and climate of Antarctica? While blowing snow likely contributes to the SMB, it also impacts the near-surface atmosphere by further decreasing its negative buoyancy and reducing turbulence (Gallée et al., 2013). The negative buoyancy of the air is further increased because it is cooled by the evaporation/sublimation of the airborne snow particles. This is positive feedback for the katabatic flow. Besides transporting solid water, the near-surface atmosphere transports more water vapour than it would without blowing snow due to the sublimation of blown-snow particles. Some authors demonstrated through observations studies that snowdrift sublimation can exceed surface sublimation in coastal and windy Antarctic areas (Bintanja, 2001; Frezzotti et al., 2004). In fact, the issue of blowing snow is not limited to Antarctica, and historical studies first took place in mountainous regions. On the basis of direct in situ measurements, Schmidt (1982) calculated that sublimation amounts to 13.1 % of the blowing-snow transport rate in Southern Wyoming during blizzard events. Schmidt also cites results by Tabler (1975) in the same area, estimating that 57 % of the winter snowfall is evaporated during transport after remobilization from the surface. This is over flat surfaces exempt of katabatic wind. On the Antarctic slopes, air compression due to down-slope gravity flow induces adiabatic warming (Gosink, 1989): the air is warmer than it would be at rest or flowing over flat surfaces. As the air warms, it becomes more undersaturated. This is partially compensated by the sublimation of blowing snow. Thus, models that do not account for blowing snow are very likely to underestimate surface-air moisture in Antarctica.

Observations are needed to characterize not only the various aspects of the impacts of blowing snow on the SMB, but also surface meteorology and potential biases in models. Background surface-mass-balance information from

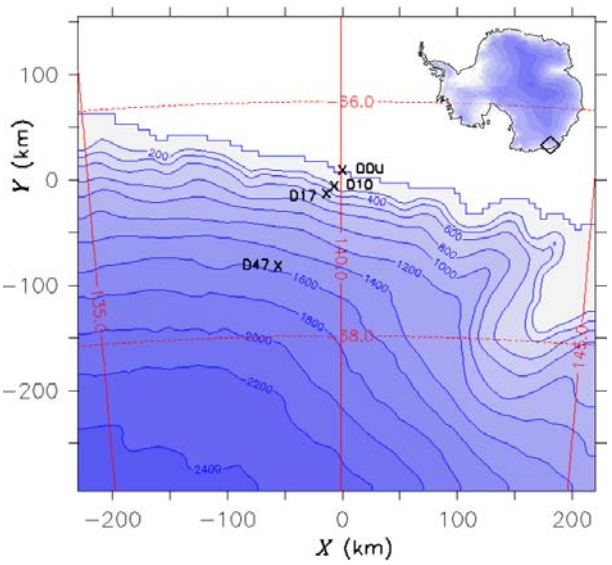


Figure 1. Topography of the area, with the location of the D17 site. Altitude lines are reported in metres.

GLACIOCLIM-SAMBA and good logistical support from the nearby Dumont d'Urville research station were major assets in initiating a multi-year blowing-snow monitoring campaign. Blowing snow and meteorological observation systems have been deployed and maintained since 2010. Instruments were deployed from the coast to 100 km inland (Trouvilliez et al., 2014). Here, we concentrate on the data obtained at site D17, about 10 km inland from the coast, because this is where the most extensive observation system was deployed. This is described in the data and model section (Sect. 2). An analysis of the data in terms of the relationship of atmospheric moisture with the occurrence of blowing snow is made in Sect. 3. The inability of various models without blowing snow, to reproduce the observed atmospheric moisture, is also demonstrated in this section. In Sect. 4, a snow-pack model with a parameterization of blowing snow is used to evaluate the importance and contribution of blowing snow at D17. In Sect. 5, latent heat fluxes are computed from profile observations and compared to the snow-pack model results. The uncertainties of the profile calculations are discussed. Section 6 provides the general conclusions.

2 Data and model

2.1 Observation data

Site D17 (66°43′26″ S, 139°42′21″ E; ∼450 m a.s.l.) is located ∼10 km inland from the coast of Adélie Land (Fig. 1). Access is relatively easy in summer, but the site is not accessible in winter. Thus, the bulk of the instruments deployed at D17 must run in an automatic mode. A 7 m mast was

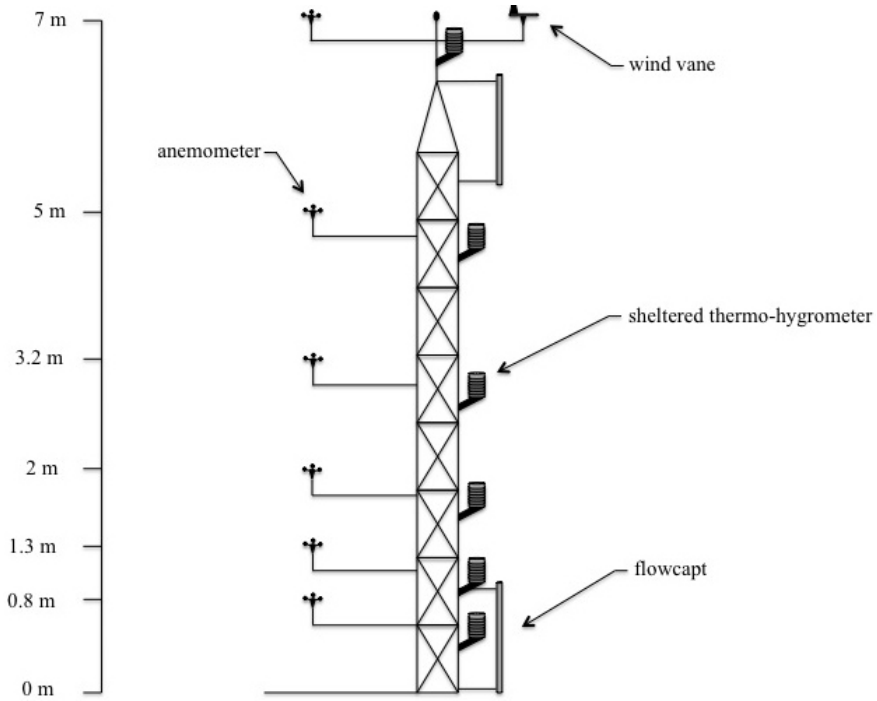


Figure 2. Schematic representation of the meteorological profiling and blowing-snow measurements at D17.

erected early in 2010 (Fig. 2). Profiles of wind, temperature and moisture are recorded along the mast. Temperature and moisture are measured using Vaisala HMP45 sensors in MET21 radiation shields. Because winds are remarkably persistent at D17, wind ventilation of the radiation shields that house the thermometers prevents warm biases, as reported by Genthon et al. (2011) on the Antarctic plateau. Texas Instrument NRG40C cup anemometers were initially used to sample wind. They proved to be insufficiently robust for the extreme Adélie Land environment and were later replaced with Vector A100 cup anemometers. Information on blowing snow was obtained using IAV Technologies FlowCapt sensors[1]. Although FlowCapts are very good at detecting blowing snow, the original design resulted in significant errors in estimating the blowing-snow fluxes (Cierco et al., 2007). The sensors at D17 are of a more recent design, which significantly improves, although not necessarily solves, problems with estimating blowing-snow fluxes (Trouvilliez, 2013).

Data are sampled with a 10 s time step, and the 30 min statistics are stored by a Campbell CR3000 data logger. The 30 min averaged data are used in the present work. All instruments were set up within manufacturer-stated operating range of temperature and wind at D17. The HMP45 are factory calibrated to report relative humidity with respect to liquid water rather than to ice, even below 0 °C. Goff and Gratch (1945) formulae are used to convert to relative humidity (RH) with respect to ice (RH_{wri}), using the sensor temperature reports in the conversion. Conversions occasionally yield values above 100 %. These values are attributed to instruments and Goff–Gratch conversion accuracy limitations. Indeed, while supersaturations have been reported in Antarctica (Anderson, 1996; Genthon et al., 2013), they only occur in very cold clean atmosphere devoid of cloud condensation nuclei. They cannot be sustained at D17 because of relatively high temperatures. Moreover, while snow is blowing, snow crystal particles provide a large number of cloud condensation nuclei. Therefore, the result of the conversion is capped to 100 %. Some of the observations, after such post-processing, are shown in Fig. 3.

The elevation of the instruments above the surface has changed with time due to snow accumulation and ablation. The profile initially ranged from 87 to 696 cm. The instruments were raised back to original height each summer, when access was possible. No information on local temporal variations is available before 2013 or the deployment of a Campbell SR50A acoustic depth gauge (ADG). A small stakes network (nine stakes over $\sim$ 200 m) was deployed in early 2011, but this is surveyed in summer only. A basic automatic weather station (AWS, single level temperature, moisture and wind) equipped with an ADG runs about 500 m away. The AWS location is too remote from the mast for the snow-height data to be confidently used to correct changes in the elevation of the mast instruments above the surface. Indeed, the GLACIOCLIM-SAMBA observations reveal very strong

[1]http://www.flowcapt.com/

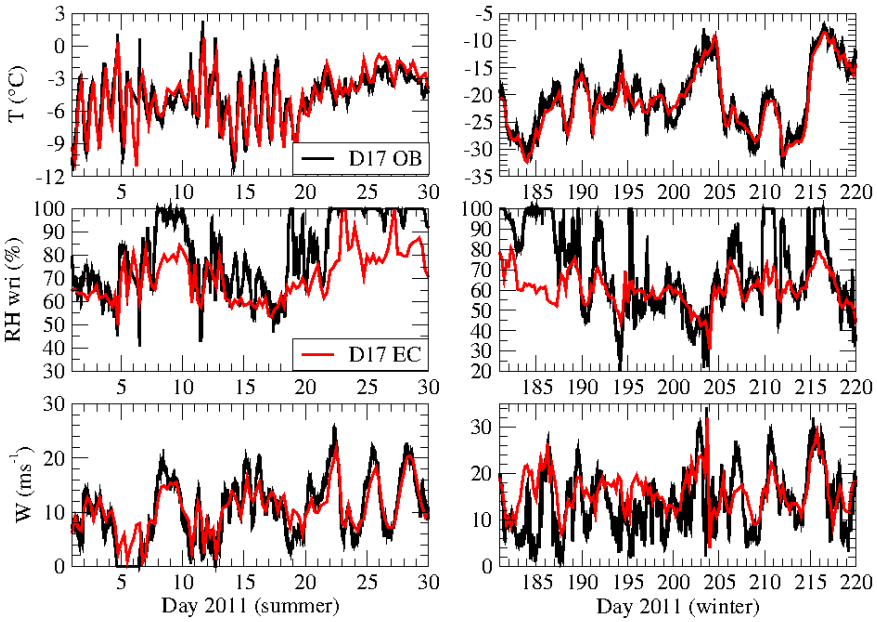


Figure 3. D17 meteorology, 2 m temperature (T) and relative humidity with respect to ice (RH_{wri}), and 10 m wind, through two 30 day samples in 2011, in austral summer (left panels) and winter (right panels). Observations (D17 OB) are in black, ECMWF operational analyses (D17 EC) in red. See text for approximation and extrapolation to 2 and 10 m for the observations.

variability of accumulation at sub-kilometre scale in the area (Agosta et al., 2012), clearly related to the distribution of blowing snow by the wind. Nevertheless, we used this data to compare results from a snow pack model in terms of variability (Sect. 4); we checked that the way the data are used here is not strongly affected by sub-annual changes of the elevation of the instruments above the surface. Such changes are thus neglected and the initial, annually readjusted instrument heights are used.

Data at standard levels (2 m for temperature and moisture, 10 m for wind) are necessary to compare with other sources of meteorological information (Sect. 2.2) and to force a snow model (Sect. 2.3). Reports from the third mast level (256 cm) are used as proxy for 2 m meteorology. Because of instrumental uncertainties, and the fact that wind and turbulent mixing are often strong, this is considered an acceptable approximation of 2 m for our purpose. The 10 m wind is extrapolated using log-profile approximation:

$$V_{10} = V_h \frac{\ln(10/z_0)}{\ln(h/z_0)}, \quad (1)$$

where V_h is wind speed h metres above surface (10 m for standard level, mast level for observation) and z_0 is the surface roughness. This is an acceptable approximation for our purpose, since the boundary layer is under near-neutral condition most of the time (Sect. 5). Using $z_0 = 0.25$ cm, the 10 m wind would be very similar if extrapolated from the fourth or higher mast levels. Further discussion of this estimation for z_0 is provided in Sect. 4. Here, the fifth level (4.8 m) wind, rather than the top one (~ 7 m), is extrapolated because of significant gaps in the record from the latter.

2.2 Meteorological-analysis data

The ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecasts) operational meteorological analyses (ECMWF, 1989)[2] compare well with the observation for temperature and reasonably for wind (Fig. 3). The meteorological analyses are the results of the assimilation of in situ and satellite observations into a meteorological model. The daily radiosounding at Dumont d'Urville station, and reports from 2 Antarctic Meteorological Research Center (AMRC) AWSs[3] within less than 100 km of D17, are both transmitted to the global telecommunication system and thus, in principle, available in time for operational analysis at ECMWF. This probably contributes to the good agreement with observation. On the other hand, atmospheric moisture is underestimated, suggesting that it is not properly assimilated. Persistent large discrepancies between the model and the observations may result in the rejection of the latter in the analysis process.

The operational analyses are used here, rather than reanalyses, because horizontal resolution is higher (~ 70 km for ERA-interim versus ~ 16 km for operational analysis since 2010). Near the coast, resolution is an important issue with respect to contamination by the ocean surface: grid points

[2]http://data-portal.ecmwf.int/

[3]http://amrc.ssec.wisc.edu/

that "see" the ocean, particularly when it is free of sea ice, are likely affected by larger heat and moisture exchange than grid points located inland. Also, the katabatic winds do not persist over the ocean and may thus be underestimated. The meteorological analyses from the grid point nearest to D17 on the model's T512 reduced Gauss grid, the surface of which is 100 % continental ice (no ocean), are used here. The grid point is centered within less than 20 km of the real D17, model surface elevation being 540 m, close to that of D17. The ECMWF analyses are used in Sect. 4 as surface atmospheric boundary conditions for a snow-pack model described in Sect. 2.2. The snow-pack model needs input of near-surface temperature, moisture and wind, but also precipitation, radiation and cloudiness. For the first group, observational data are used alternatively with meteorological analyses. For the second group, only meteorological analyses are used (comprehensive observational data sets are not available). It may be important to note that cloudiness is really analysed, whereas precipitation and radiation are not; they are, in fact, forecast by the ECMWF model initialized by the analyses.

2.3 Snow-pack model

The Crocus snow-pack model (Brun et al., 1989, 1992) was initially developed to simulate Alpine seasonal snow and assist in avalanche-risk evaluation. Crocus has also been used in various studies outside the originally planned domain of application, including studies of polar snow over ice sheets (Dang et al., 1997; Genthon et al., 2001, 2007). Crocus is a horizontally one-dimensional, vertically multilayered physical model of the snow cover. It explicitly calculates the surface-snow height, mass and energy budgets at hourly steps, including turbulent heat and moisture surface exchanges with the atmosphere and outgoing radiation, and the internal balance of mass and energy. There are up to 50 subsurface layers through which mass and energy are exchanged to account for physical processes, such as heat diffusion, radiation transfer or liquid-water percolation. Phase changes are taken into account and snow densification and metamorphism are parameterized, affecting mass and energy transfer and changing surface albedo.

3 Atmospheric moisture in relation to blowing snow, observations and models

An analysis of the data in terms of the relationship between atmospheric moisture and occurrence of blowing snow is made in the present section.

3.1 Relationship between atmospheric moisture and occurrence of blowing snow in the observations

Figure 4 shows the 2011–2012 records of observed relative humidity with respect to ice (RH_{wri}) at the lower (0.87 m) and upper (6.96 m) levels on the mast. A 10-day running average is used to smooth out the shorter-term variability, including diurnal and fast synoptic variability. For the entire duration of the 2-year observations, relative humidity is very high in the range about $RH_{wri} \sim 70$ %, and 10 % larger when measurements are performed close to the ground surface. A zoom on a summer episode and a winter episode is shown on Fig. 3. Very low RH values below $RH_{wri} = 30$ % do occur, which one would expect to be related to katabatic winds that are to be relatively dry in terms of RH, due to adiabatic warming as pressure increases downslope. Observations show that RH values close to or at saturation occur frequently as well, which is not a direct effect of the katabatic process. We presently analyse the effect of blowing snow on such an increase of relative humidity. The FlowCapt instruments on the D17 mast allow to sort data according to occurrence of blowing snow. One of the instruments failed and data from this instrument were unavailable over a major portion of the observation campaign. Thus, only one of the two instruments – the one near the surface – is used to evaluate blowing snow.

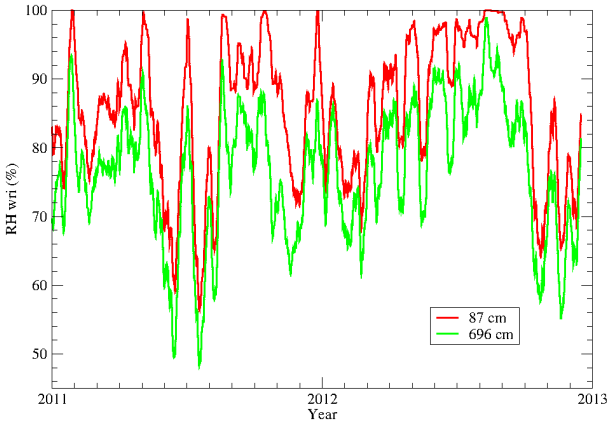


Figure 4. Relative humidity with respect to ice (RH_{wri}) at the lower (87 cm) and upper (696 cm) measurement levels. A 10-day running average is used to filter out the faster (diurnal, synoptic) components of variability.

Atmospheric moistening by sublimation of blown snow is expected to depend on blown-snow quantities. A large blowing-snow flux threshold at $300\,g\,m^{-2}\,s^{-1}$ is used here to highlight the saturation effect, but this threshold is only passed 2 % of the time.

Figure 5 shows the mean vertical profiles of RH_{wri} when large amounts of blowing snow are detected (flux $> 300\,g\,m^{-2}\,s^{-1}$), respectively weaker amounts (flux $< 300\,g\,m^{-2}\,s^{-1}$). Large blowing-snow quantities and high relative humidity are clearly related, with a mean moisture content very close to saturation. RH_{wri} is strongly reduced when blowing snow is weaker and decreases more significantly with height, as well. This process is consistent

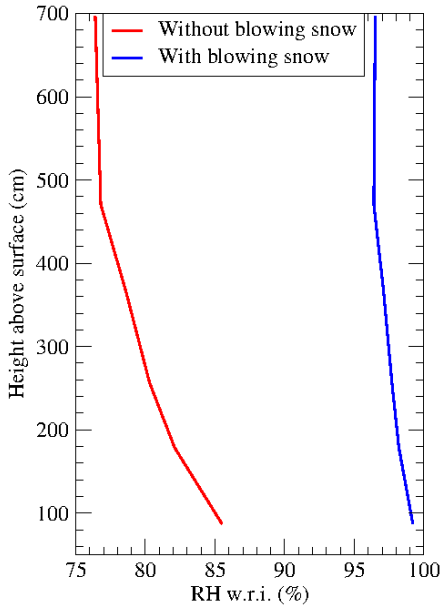


Figure 5. Profiles of mean 2011–2012 observed relative humidity with respect to ice, when blowing snow occurs to large (blue) and weak or null (red) quantities.

with a major source of moisture by surface sublimation when there is no blowing snow. Moistening by the sublimation of the wind-blown snow particles results in a vertical profile to be much more homogeneous. A residual gradient may be due to either a contribution of surface sublimation, or vertical gradients of blowing snow and thus of blown-snow sublimation.

The present results are consistent with observations at the AMRC AWS at site D10, ~ 7 km downslope from D17, where RH_{wri} is above 90 % more than 40 % of the time. At D47, ~ 100 km upslope and reputedly one of the windiest places in Adélie Land (Wendler et al., 1993), it is above 90 % more than 77 % of the time. At Halley on the Brunt Ice Shelf in West Antarctica, RH_{wri} is reported to increase with wind speed, as well (Mann et al., 2000). This is interpreted as the signature of the sublimation of blowing snow when the wind is strong enough to lift snow from the surface. In their study, relative humidity is shown to decrease along the vertical profile above the surface (between $z = 1.5$ m and $z = 11$ m), and the vertical gradient reduces when the wind is stronger, consistently with observations at D17 (Fig. 5). The present results are qualitatively consistent, as well, with observations performed in southern Wyoming (continental USA) during a nocturnal blizzard 70 cm above the snow surface (Schmidt, 1982). They report events of blowing-snow flux from 90 to 400 g m^{-2} s^{-1} and RH_{wri} ranging from 80 to 88 %, and they consider these as relatively high values of relative humidity that attribute to sublimation of blowing snow. Differences in saturation level with the present study may be related to a shorter wind fetch and thus a weaker development of the blowing-snow layer.

3.2 Relationship between atmospheric moisture and occurrence of blowing snow in atmospheric model

The atmospheric model used to produce ECMWF analyses ignores blowing snow and its moistening effect. This is likely the reason why relative humidity is underestimated and frequent saturation is not reproduced. Most meteorological and climate models ignore blowing snow, and are thus likely to similarly underestimate atmospheric moisture on the Antarctic slopes. Comparing simulations with a same meteorological model running with and without a parameterization for blowing snow, including blown-snow sublimation, Lenaerts et al. (2012a) report a significant increase of RH_{wri} at the coast of Queen Maud Land in better agreement with the observations in the latter run. The occurrence of blowing snow and the blown-snow quantity depend on various snow and atmosphere parameters (Gallée et al., 2013), obviously including wind speed. For models that do not parameterize blowing snow, the most straightforward proxy for blowing-snow occurrence is probably wind speed. Figure 6 shows the distributions of RH_{wri} values for wind speed above or below 12 m s^{-1}, an arbitrary blowing-snow proxy threshold, and for all values of wind. The distribution is plotted for the observations and the ECMWF analyses at D17, and for two climate models in the CMIP5 (Climate Model Intercomparison Project 5[4]) archive. Their continental grid point closest to D17 is used.

The data are sorted in 10 % wide RH bins, from 0–10 to 100–110 %, frequencies in the latter bin obviously being 0. A strong maximum of the distribution in the 90–100 % RH_{wri} bin shows that conditions close to saturation occur frequently in the observations. The distribution shows lower frequency in the range 70–80 % for weaker winds, with still significant contributions in the 90–100 % bin. All models and analyses are consistently dryer than the observations. None of the models or analyses reproduce a distribution with large counts in the high RH bins, as observed. ECMWF and CanAM4 tend to produce slightly higher, rather than lower, values of RH when the wind is weaker, possibly a signature of the relative dryness of the stronger katabatic winds. MRI-GCM3 is consistently too dry. Thus, all models lack a source of atmospheric moistening, and they fail to show a definite increase of atmospheric moisture with wind speed, as observed. Among the possible interpretation is the fact that none of the models account for occurrence and evaporation of blowing snow.

[4]http://cmip-pcmdi.llnl.gov/cmip5/

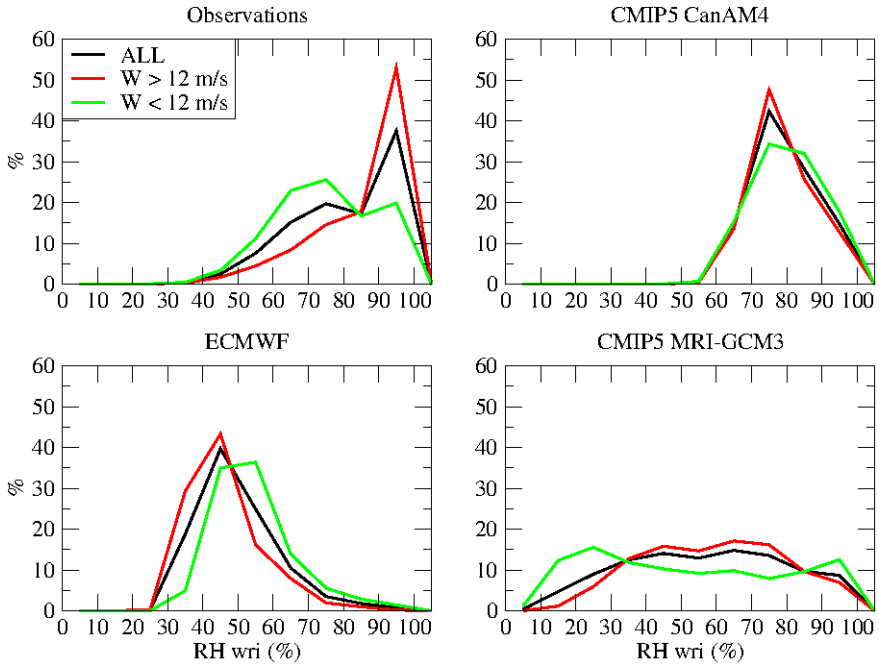


Figure 6. Frequency distribution of RH wri values, for 10 m wind speed above (red) or below (green) 12 m s^{-1}, or all cases (black), in the D17observations, the ECMWF operational analyses, and simulations by two general circulation models from the CMIP5 archive, CanAM4 and MRI-GCM3. The simulations are of the AMIP (Atmospheric Model Intercomparison Project) type; that is, the atmospheric component of the climate models is used with prescribed observed monthly sea-surface boundary conditions, but turbulent fluxes on continental surfaces are simulated. Results are shown for two models in the archive for which the 3-hourly AMIP results for both surface wind and for RH_{wri} are available.

3.3 Relationship between atmospheric moisture and wind speed

Even the dry values in the ECMWF analyses may be surprising considering that, although the moisture holding capacity of the katabatic air increases through adiabatic compression, the flow is a very turbulent one over an infinite source of potential sublimation at the surface. A number of AMRC AWSs report atmospheric moisture. AWSs D10, Gill and Bonaparte Point do. D10 is only ∼ 7 km from D17, in a very similar environment, although closer to the coast and the ocean. This is a proxy for D17 in the following intercomparison of data from AMRC AWSs. Station Gill (178.59° W, 79.93° S) is located on the Ross Ice Shelf. The mean temperature is lower by about 10 °C, and the mean wind is about one-third of that at D10. Bonaparte Point (64.07° W, 64.78° S) is the only AMRC AWS at a latitude close to that of D17, besides D10. It is located on an island on the western side of the Antarctic Peninsula. Temperature is about 10 °C higher, and the mean wind speed is about half that of D10. The three stations are near sea level. Only D10 is exposed to strong katabatic flow. Figure 7 shows the distributions of RH_{wri} for wind speed above or below 8 m s^{-1}. The threshold wind is less than for Fig. 6 because the height of the wind sensor on the AMRC AWSs, although not well known due to snow accumulation between visits, is always significantly less than 10 m. A lower wind threshold is thus a very approximate correction for a lower sensor height.

The counteracting effects of the katabatic wind comes out for D10, similarly to D17 (Fig. 6), with a clear bimodal distribution of RH_{wri}. At Gill, moisture is much more consistently high, with virtually no sensitivity to wind speed. This indicates that blowing snow, if any, does not affect air moisture, which is close to saturation anyway because of surface sublimation and no katabatic drying. Sensitivity to wind speed is also very low at Bonaparte Point, and a broad distribution suggests that moisture is added to the air by a combination of surface sublimation and synoptic advection. The observations in Adélie Land (D10) are the only ones consistent with a major impact of blowing snow: values are high when the wind is strong and blowing snow occurs; they are lower with weaker winds, when less or no blowing snow occurs and the katabatic drying effect takes over.

4 Snow-pack modelling

In this section, the snow-pack model Crocus (Sect. 2.3) is used with a parameterization of surface-snow erosion. Crocus requires 2 m atmospheric temperature and relative

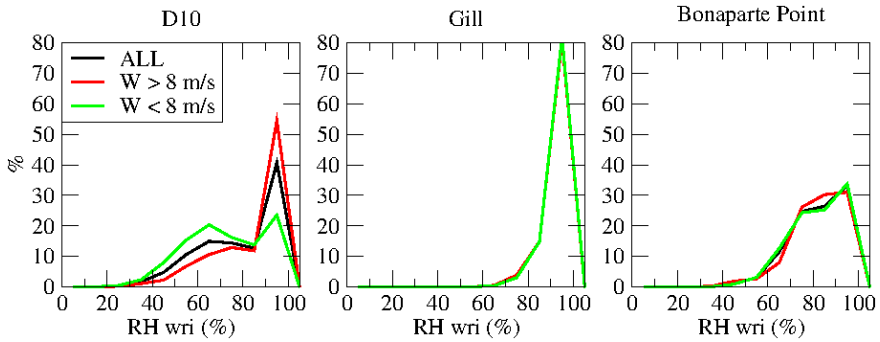


Figure 7. Same as Fig. 6 for three AMRC automatic weather stations. A lower wind threshold ($8\,m\,s^{-1}$) is used because the measurement height is less than 10 m.

humidity, 10 m wind speed, precipitation quantity and phase, downwelling solar and thermal radiation, and cloud cover. This is all available from the ECMWF analyses and short-term forecasts, as described in Sect. 2.2, but only partially from the observations. First, for some parameters of the model, the surface-snow-erosion parameterization and input of atmospheric fields have been adapted to Antarctic snow and conditions. Then, Crocus is alternately run with full input meteorology from ECMWF analyses, as in Genthon et al. (2007), or from a combination of the D17 mast observations and, where and when missing or not available, the ECMWF analyses. The input meteorology is interpolated to the required hourly time step from the 6 h analyses, or sampled from the 30 min observations.

4.1 Method: model adaptation for Antarctic snow and blowing-snow parameterization

Various aspects of the Antarctic snow-pack significantly differ from those of Alpine snow. Previous works (Genthon et al., 2007 for a comprehensive description) adapted the parameterizations for the roughness and albedo of surface snow, and snow density at deposition. A parameterization for snow erosion by wind was developed and implemented by Genthon et al. (2007) to simulate accumulation and ablation on a stretch of blue ice at the coast of Adélie Land. Yet, because Crocus is a one-dimensional model, it cannot explicitly handle the horizontal transport and exchange of blown snow. Over the blue ice, due to the proximity of the ocean, blown snow was assumed to be fully exported. At D17, a large net contribution from snow blown upstream is parameterized. Along with other atmospheric surface parameters, air moisture is prescribed. Thus, the model has no explicit (and no need for) parameterization for the sublimation of airborne snow. Observations reported in Sect. 3 show that blowing-snow sublimation increases atmospheric moisture, often to saturation level. The feedback on surface sublimation is taken into account in the model when the observed meteorology is used as input.

Here, the same parameters as in Genthon et al. (2007) over blue ice are used, except for the following:

- Consistently with the evaluation of the 10 m wind from mast observation (Sect. 2.1), a roughness length $z_0 = 0.25$ cm is used in the calculations of the friction velocity u_* for bulk heat and moisture-turbulent exchange at the surface and for the parameterization of snow erosion. This is significantly larger than over blue ice (0.016 cm) in Genthon et al. (2007), because snow dunes and sastrugi increase roughness, and also possibly because of more significant topography (glacier through) upstream. Although z_0 has been suggested to increase with friction velocity (Bintanja and van den Broeke, 1995), this results was challenged (Andreas, 2011). The value of z_0 is kept constant here.

- The short-term forecasts of precipitation are amplified by a factor of 1.2. No such multiplication factor was found necessary over blue ice. A precipitation-formation (condensation) increase of such amplitude, from the coast to D17 upslope only ~ 10 km in distance and ~ 400 m in elevation, is not likely. In Genthon et al. (2007), observations of the accumulation and ablation on blue ice were taken from a stake network, which was surveyed less than 10 times a year and only two to four times in winter. Here, an ADG provides a continuous high-resolution record of accumulation/ablation, which, despite limited spatial significance, yields an accurate local estimate of snow-height increase during events having time scales of snowfall. The multiplication factor is necessary to, on average, account for the observed amplitude of those events (Fig. 8). There are no in situ observations of precipitation to directly evaluate ECMWF in Antarctica. Palerme et al. (2014) report good agreement between ECMWF ERA-I reanalyses and annual mean snowfall estimated from satellites, but not with the spatial resolution required for an assessment at the scales considered here.

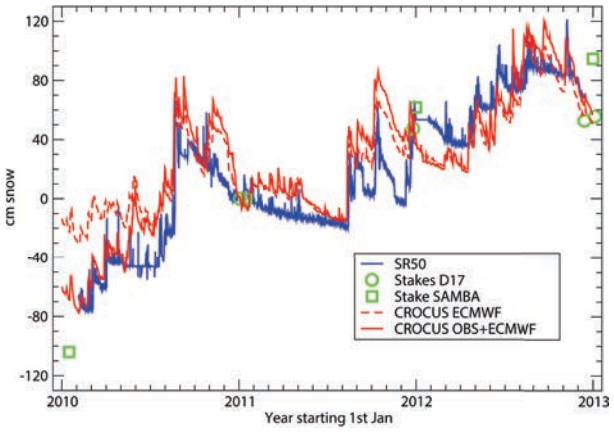


Figure 8. Observed (ADG in blue, GLACIOCLIM-SAMBA and D17 stakes in green) and simulated (Crocus model with ECMWF meteorology in red dashed line, with combined ECMWF and observed meteorology in red solid line) snow-pack height evolution over 2010–2012.

Agosta et al. (2012) show a 5 to 25 % underestimation of precipitation minus surface sublimation in ERA-I reanalyses compared to the GLACIOCLIM-SAMBA-stake observations of SMB averaged at the spatial resolution of the analyses. On the other hand, the spatial variability within a model grid box, at a kilometre scale, can be large. Over the 10 GLACIOCLIM-SAMBA stakes within 5 km of D17, the relative SMB variance is ~ 30 %. The strong katabatic winds transport and redistribute snow and can locally concentrate deposition, whether this is snow eroded from the surface or fresh snowfall. A significant yet local multiplication factor for snowfall is thus not inappropriate; the factor 1.2 is used to amplify the ECMWF short-term forecasts of precipitation.

– On blue ice, the eroded snow was fully lost by the surface, either by sublimation or by export to the ocean right next to the blue-ice field. At D17, 11 % of the parameterized erosion only results in a net local loss, as some of the snow originating upstream feeds the local snow pack. This is an adjusted parameter in the model to produce rates of snow-pack reduction during ablation periods, which, on average, agree with observations (Fig. 8). A long snow-pack reduction period in the first part of 2011 is overestimated though. On the other hand, shorter periods, e.g. at the end of 2011 and beginning of 2012, agree well. Again, one has to keep in mind that the ADG data are very local observations, and may not have sufficient spatial significance to expect a consistent agreement. Also, uncertainties with the other components of the snow-pack balance contribute to some disagreement.

4.2 Results

Crocus is alternately run with full input meteorology from ECMWF analyses or from a combination of the D17 mast observations and the ECMWF analyses. Figure 8 displays the observations and simulations of snow-pack-height variations at D17. The reference snow pack is that of 1 January 2011, about when the D17 nine-stakes network was deployed (green circles). Observation and model series are adjusted to this reference on the y axis. The GLACIOCLIM-SAMBA data confirm that the mean annual accumulation is positive at D17 (Agosta et al., 2012). The green squares in Fig. 8 show the measured snow accumulation at the GLACIOCLIM-SAMBA stake near D17 having the mean accumulation closest to that reported by the ADG (blue curve). This allows one to extend stake information 1 year back in time, from the nine-stake network at D17, showing significantly more accumulation in 2010 than in 2011 or 2012. In fact, the mean 2010 accumulation along the GLACIOCLIM-SAMBA stakes system was the highest on record.

The ADG also reports larger accumulation in 2010 than in 2011 and 2012, although it is not quite the increase the stake suggests. Both pieces of information have very limited spatial significance, though, and thus cannot be expected to fully compare due to small-scale spatial noise in accumulation (Genthon et al., 2005). A Crocus simulation using meteorological boundary conditions purely from the ECMWF analyses and short-term forecasts (red dashed curve) misses the stronger accumulation in 2010. On the other hand, a simulation using the observed meteorology, as available (Sect. 2.1), complemented with ECMWF data when missing in the observation (Sect. 4.1) reproduces the 2011–2012 mean accumulation and yields more accumulation in 2010 than in 2011 and 2012. Using the observed meteorology, rather than the analysed meteorology, thus makes a difference. Sensitivity tests (not shown) swapping observed and ECMWF components of meteorology show that differences in the wind, on the one hand, and of the temperature and relative humidity (together), on the other hand, equally contribute (by about 50 % each) to the differences in the model results.

One expects surface sublimation to differ when atmospheric-moisture saturation differs. In particular, no sublimation can occur if the atmosphere is saturated. In fact, in that case, in a katabatic flow, inverse sublimation (direct solid condensation of atmospheric moisture) may even be expected. Indeed, because the near-surface air is warmer than the snow surface due to compression, the near-surface relative humidity is greater than that of the overlying air. The mean simulated surface latent heat flux, and conversion in water equivalent, are given in Table 1 for four simulations that combine observed and analysed meteorology differently. Differences between observed wind (S2) and analysed wind (S3) have a small impact on sublimation. Thus, the high sensitivity of the snow pack

model to small differences in wind (Fig. 3) are due to the high sensitivity of blowing-snow erosion to wind. On the other hand, and not unexpectedly, differences in atmospheric moisture make up for most of the difference in surface sublimation. Using observed moisture rather than analyzed moisture, cuts sublimation by almost 50 %.

5 Bulk and profile moisture flux calculations

In this section, the moisture-turbulent fluxes calculated by the snow-pack model are compared to fluxes calculated with the profile method. Then, the impact of measurement uncertainties on flux calculations is discussed.

5.1 Method

Turbulent surface fluxes are computed in the Crocus model (Table 1) using a bulk formulation (Martin and Lejeune, 1998):

$$\mathrm{SHF} = \rho\, c_p\, C\, u_\mathrm{a}\, (T_\mathrm{a} - T_\mathrm{s}) \tag{2}$$

$$\mathrm{LHF} = \rho\, L_\mathrm{s}\, \frac{M_\mathrm{v}}{M_\mathrm{a}}\, C\, u_\mathrm{a}\, (q_\mathrm{a} - q_\mathrm{s})\,. \tag{3}$$

ρ is the air density, c_p the specific heat of air, L_s the ice latent heat of sublimation, $\frac{M_\mathrm{v}}{M_\mathrm{a}}$ is the ration of water vapour and dry-air molecular weight. C is a turbulent transfer coefficient depending on surface roughness z_0 and on the stability of the surface boundary layer through a bulk Richardson number (Martin and Lejeune, 1998). u_a, T_a, q_a are the forced atmosperic wind speed, temperature and specific humidity. The temperature T_s is calculated closing the surface energy balance (Brun et al., 1989). The atmospheric moisture at the surface q_s is assumed to be that of air saturation at the temperature of the snow surface T_s.

For u_a, T_a and q_a: the third level of the mast is used. The mast provides several observation levels, allowing an alternative and independent evaluation of the turbulent fluxes using the profile method.

The profile method is a frequently used method for turbulent-flux estimations, using standard meteorological measurements at two levels. It is based on the "flux–gradient" relationship of the Monin–Obukhov (MO) similarity theory for the atmospheric surface layer (Monin and Obukhov, 1954).

Berkowicz and Prahm (1982) outlined the procedure for the estimations of the sensible heat and the momentum fluxes, SHF and τ. It is adapted here for the latent heat flux (LHF) (Eq. 5). In the present study, heat fluxes towards the snow surface are counted as positive.

$$\mathrm{SHF} = \rho\, c_p\, u_*\, \theta_* \tag{4}$$

$$\mathrm{LHF} = \rho\, L_\mathrm{s}\, u_*\, q_* \tag{5}$$

$$\tau = \rho\, u_*^2, \tag{6}$$

Table 1. Simulated 2010–2012 annual mean latent heat and water equivalent exchange at the surface in 4 Crocus snow-pack model runs using different input atmospheric surface boundary conditions:
S1: Purely ECMWF data
S2: Observed data of temperature, relative humidity and wind, otherwise ECMWF data
S3: Observed data for temperature and relative humidity, otherwise ECMWF data, including wind speed
S4: Observed data for wind, otherwise ECMWF data, including temperature and moisture.

Simulation	$\mathrm{W\,m^{-2}}$	cm
S1	−25.7	−31.3
S2	−11.1	−13.4
S3	−13.0	−15.8
S4	−23.9	−29.1

where u_*, q_* and θ_* are characteristic scales of wind, specific humidity and potential temperature. They are computed from the measured gradients of wind speed, temperature and specific humidity, between levels z_2 and z_1, solving iteratively the following set of equations:

$$u_2 - u_1 = \frac{u_*}{\kappa}\left[\ln(z_2/z_1) - \psi_\mathrm{m}(z_2/L) + \psi_\mathrm{m}(z_1/L)\right] \tag{7}$$

$$\theta_2 - \theta_1 = \frac{\theta_*}{\kappa}\left[\ln(z_2/z_1) - \psi_\mathrm{h}(z_2/L) + \psi_\mathrm{h}(z_1/L)\right] \tag{8}$$

$$q_2 - q_1 = \frac{q_*}{\kappa}\left[\ln(z_2/z_1) - \psi_\mathrm{h}(z_2/L) + \psi_\mathrm{h}(z_1/L)\right] \tag{9}$$

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{T_0}\theta_* u_*} \simeq \frac{\text{mechanical production}}{\text{buoyant production}}. \tag{10}$$

L is the Monin–Obukhov length. The ψ functions are the stratification corrections to the logarithmic profile (Berkowicz and Prahm, 1982; Andreas, 2002). We make the usual assumptions that ψ_h is the same for both temperature and humidity. In case of moist air, to account for the weight of water vapour, the potential temperature is replaced by the virtual potential temperature in the buoyancy term of the Monin–Obukhov length. In our case, to a first order, the air is approximately dry $q \sim 0.6\,\mathrm{g\,kg^{-1}} \rightarrow \theta_\mathrm{v} = (1 + 0.61q)\cdot\theta \sim (1 + 0.37\times10^{-4})\cdot\theta$, so that we assumed $\theta_\mathrm{v} \sim \theta$.

The MO theory, on which the profile method is based, was developed under the assumptions of horizontal homogeneity and stationarity. Both assumptions are questionable in a katabatic flow. In particular, in the MO theory, mechanical and buoyant forces are assumed to act only in the vertical direction, and the turbulent transport is neglected compared to the local mechanical and buoyancy productions. Munro and Davies (1978) raised the point that horizontal buoyancy gradients are precisely the driving force of a katabatic flow. Coupling between the dynamics and thermodynamics should be taken into account, but is not included in MO theory (Grisogono and Oerlemans, 2001). Denby and Greuell (2000)

Table 2. The observed range and gradients (difference between levels 5 and 2 on the mast) of temperature, RH wri and wind speed, and factory stated range of instrumental accuracy.

	Sensor	Observations		Accuracy (±)	
		Range	Gradient	Range	Mean
Temperature (°C)	Vaisala HMP45	−20 to −2	−0.04 to 3.9	0.2 to 0.4	0.35
Relative humidity (% wri)	Vaisala HMP45	30 to 100	0 to -18	2 to 3	2.5
Wind speed ($m\,s^{-1}$)	Vektor A100LK	0 to 30	0 to 4	0.1 to 0.4	0.2

compared fluxes obtained from profile and bulk calculation with results from a one-dimensional second-order-closure boundary-layer model. The model second-order prognostic equations account for the turbulent transport terms and the two components of the buoyancy terms, parallel and perpendicular to the sloped surface (Denby, 1999). The model proved able to reproduce observed eddy fluxes on two high-latitude glaciers (in particular). With the model as a reference, Denby and Greuell (2000) find a strong underestimation with the profile method, particularly when approaching the wind maximum. They conclude that the profile method should be restricted to measurements at heights below one-third of the height of the wind maximum. Furthermore, Grisogono et al. (2007) pointed out that, for slopes larger than 5°, the MO length may be larger than the height of the wind maximum and may thus miss the jet-related turbulence.

This is not likely in our case. The observed katabatic flow at the coast of Adélie Land is generated 1000 km upstream, so that, when reaching D17, the katabatic layer is thick. Radiosounding at Dumont d'Urville generally reports a jet height in the range of 50 to 500 m above the surface (Fig. 10a). The short mast is well below this. The first measurement-point height is 2 orders of magnitude greater than the roughness length z_0, itself 2 orders of magnitude greater than the viscosity length scale u_*/ν. Wind profiles are quasi-logarithmic (Fig. 10b) and fairly consistent with the theoretical predictions of rough turbulent flow theories and, in particular, the MO theory. On the other hand, the mast shallowness limits the height over which gradients can be estimated, raising the issue of instrumental accuracy beyond blowing-snow cases.

Factory-stated instrumental accuracies are reported in Table 2 and compared with the observed gradients along the mast. Assuming that measurement errors follow a normal distribution, the propagation of the uncertainty to the moisture-flux estimate using the profile method can be evaluated using a Monte Carlo method. A set of 200 series, based on the records artificially contaminated by measurement uncertainties, are produced and the profile method is applied. At each time in the record, the spread (standard deviation) of the flux with the 200 series set is used as an estimate of the induced error. The contamination errors for each meteorological variable are randomly drawn from a normal distribution of a given standard deviation.

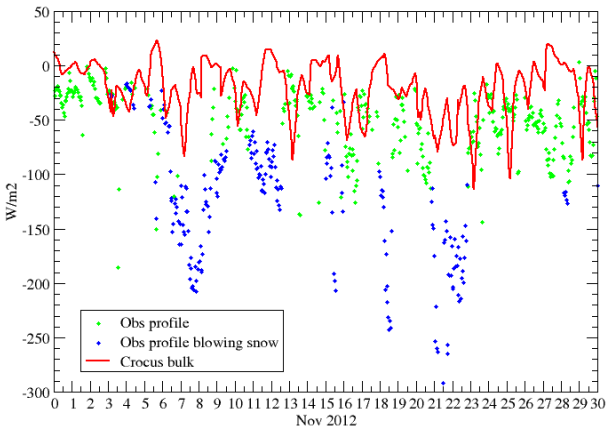


Figure 9. Surface latent heat flux in November 2012, evaluated from bulk parameterization in the Crocus model (red line) and from the profile method when blowing snow occurs (blue dots) or not (green dots).

5.2 Results and discussion

For November 2012, Fig. 9 compares the latent heat flux from Crocus (bulk parameterization) and the profile method, the latter using wind, moisture and temperature at second and fifth levels on the mast, which are separated by 2.5 m. For the third level being used in the Crocus calculations, the bulk and profile evaluations are fully independent in terms of observation data input. A diurnal cycle shows clearly in the Crocus data: sublimation is positive during the day and often slightly negative (inverse sublimation) at night, when the snow surface cools. The profile calculations produce a less definite diurnal cycle and no inverse sublimation. The comparison emphasizes the large scatter of the profile-estimated fluxes. The standard deviation is much larger ($60\,W\,m^{-2}$) than in Crocus results ($22\,W\,m^{-2}$). Profile fluxes reach $-300\,W\,m^{-2}$, while the Crocus results range from -180 to $22\,W\,m^{-2}$. In Fig. 9, occurrences with and without blowing snow are distinguished. A FlowCapt threshold of $4\,g\,m^{-2}\,s^{-1}$ is used to distinguish blowing from not-blowing snow events. This is much lower than the threshold used in Sect. 3 to separate the strongest blowing-snow cases. The threshold here allows one to characterize a strong impact of even light quantities

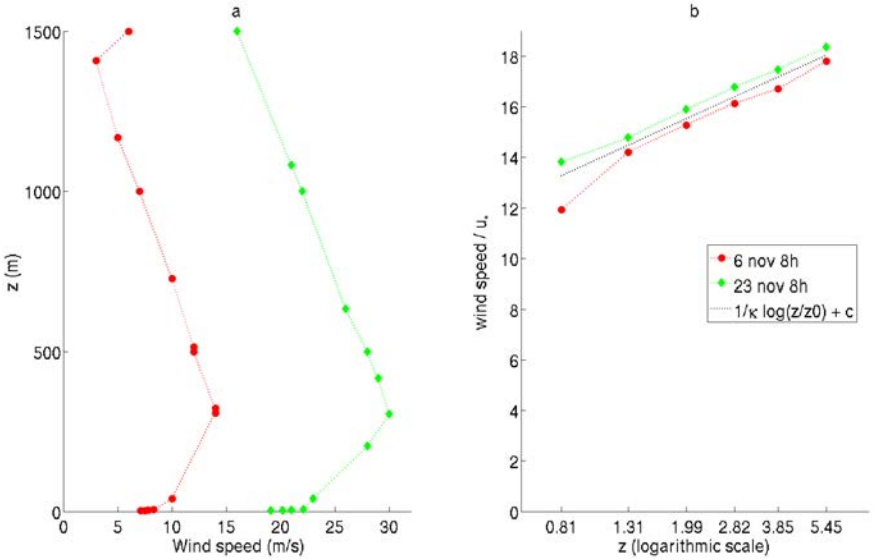


Figure 10. (a) Wind velocity profile from radiosounding performed at 08:00 LT (local time) on 6 and 23 November. **(b)** Normalized wind profile on a semi-log plot, from the 7 m mast data at 08:00 LT on 6 and 23 November.

of blowing snow on flux estimation by the profile method. The agreement between bulk and profile evaluations tends to be better when no blowing snow is detected: both exhibit comparable daily variability and standard deviation (22 and 27 W m^{-2}, respectively). One may expect confidence in the profile method to decrease during blowing-snow events, because the vertical moisture gradients are weaker (Fig. 5), raising instrumental accuracy as a serious issue. The fact that the profile fluxes particularly diverge when blowing snow is detected may indicate such a difficulty.

Sensitivity experiments with several assumptions on measurement errors have been performed for November 2012. The results are summarized in Fig. 11. A relative humidity error of 2.5 % induces a standard deviation of $\pm$50 W m^{-2} on the latent heat flux, up to $\pm$80 W m^{-2} in case of strong winds. For a temperature error of 0.35 °C, the standard deviation on latent heat fluxes averages $\pm$80 W m^{-2}, often exceeding $\pm$200 W m^{-2}. Because the observed temperature gradients are very small, measurement uncertainties induce comparatively large flux uncertainties. Figure 11 shows that humidity and temperature-measurement uncertainties have the largest direct repercussions on latent heat flux computations.

The uncertainties due to the different types of meteorological measurements are not easily comparable. We choose to set, on the x axis, the input errors for temperature, relative humidity, wind speed and sensors height as multiples of a reference uncertainty for the corresponding variable. For meteorological variables, the factory stated accuracy is taken for the reference uncertainty. The factory stated accuracies depend on the values of the measured quantities: temperature, wind and relative humidity. We choose the mean over the studied period (Table 2). Because variations of sensor

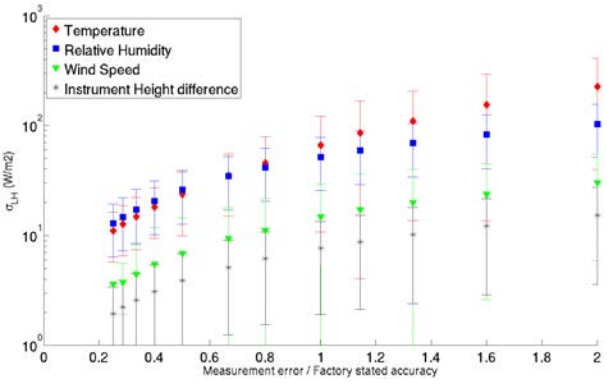


Figure 11. Uncertainty propagation into the latent heat flux from measurement uncertainties via profile calculations. The mean uncertainties in LHF are represented by symbols. Vertical bars illustrate the spread around the mean (standard deviation). On the x axis, the measurement uncertainties of temperature (red diamond), relative humidity (blue square) and wind speed (green triangle) are reported as multiples of the factory-stated accuracies. For instrument height (black star), the uncertainty is reported as a multiple of the estimated accumulation during the month ($\sim$ 10 cm). Note that a logarithmic scale is used on the y axis.

height were not measured in November 2012, an estimate of the height of fresh snow, which could have accumulated until the next measurement in December, is made. Taking an average snowfall of 30 mm water equivalent per month in the area (Palerme et al., 2014), we estimate a height of snow approaching 10 cm. This is a debatable choice for the reference uncertainty of the sensor height, but the fact that the

impact of height errors are weak compared to those of temperature, wind velocity and humidity errors is way beyond this uncertainty.

A relative humidity error of 2.5 % induces a standard deviation of $\pm 50\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ on the latent heat flux, up to $\pm 80\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ in case of strong winds. For a temperature error of 0.35 °C, the standard deviation on latent heat fluxes averages $\pm 80\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, often exceeding $\pm 200\,\mathrm{W\,m^{-2}}$. Because the observed temperature gradients are very small, measurement uncertainties induce comparatively large flux uncertainties. Figure 11 shows that humidity and temperature-measurement uncertainties have the largest direct repercussions on latent heat flux computations.

The uncertainty propagation is amplified as the wind gets stronger, as illustrated in Fig. 12. This is primarily because fluxes are computed proportional to the wind scale u_* (Eq. 5). Secondly, strong mixing and blowing snow during strong winds induce a decrease in the temperature and humidity gradients, so that measurement uncertainties become important compared to gradients, leading to a heightened uncertainty propagation. This is supported by Fig. 12a and b, which show that the propagated uncertainties are amplified with wind velocity or decreasing temperature gradients.

In addition, strong wind episodes generally go along with an increase of relative humidity (Fig. 5). When approaching 100 % of relative humidity, accuracy of the Humicap sensor deteriorates (±2 % to ±3 %).

This study demonstrates a strong sensitivity of the profile method to measurement errors, particularly in the case of small gradients in conjunction with strong winds. Special attention has to be devoted to temperature measurements. In Fig. 9, discrepancies between the latent heat fluxes, calculated with the two methods, on the 7 and 23 November may be explained by enhanced uncertainties permitted by the strong wind episode (Fig. 10a). Nonetheless, discriminating the part of uncertainty propagation due to strong wind and that of computation inaccuracies due to the presence of blowing snow is not straightforward. The Crocus model uses both a bulk method, which is essentially an integrated form of profile method, and surface energy budget closure to compute the surface temperature. As such, the Crocus calculations are less prone to measurement-error amplifications and then more reliable in the present working conditions.

Finally, one more issue should be raised here with respect to the profile method calculations in the case of blowing snow: the direct impact of airborne snow on vertical gradients of air density on the evaluation of the MO length. Snow sublimates, which cools the air, increases its density and affects density gradients depending on blown-snow concentration gradients; this is the temperature effect, which is accounted for because the temperatures are measured. Density gradients are also affected because ice is denser than the air; the weight of an air parcel is the sum of that of the air and of the ice within the parcel. As the concentration of blown snow decreases with height, this has a stabilizing effect (Kodama et al., 1985; Gosink, 1989) and decreases the MO length. In that case, in the profile calculations, one should directly consider the density (including the blown-snow effect), rather than the potential temperature. Uncertainties on blown-snow concentration measurements (Sect. 2.1) are too large to expect a reasonable estimation of the density gradient. Consequently, this particular point is not addressed here.

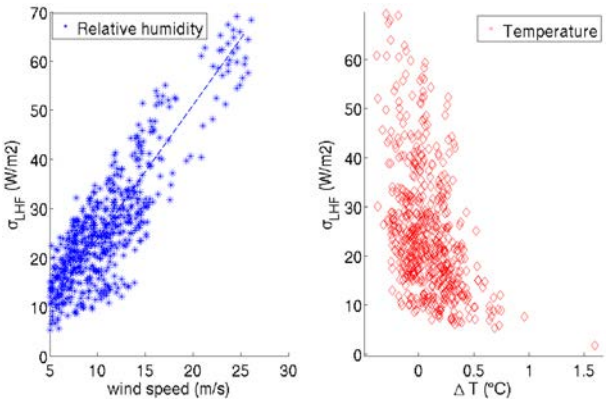


Figure 12. Uncertainty propagation into the latent heat flux from measurements uncertainties via profile calculations. **(a)** Propagated uncertainties into LHF versus wind speed: results of a Monte Carlo experiment starting with an error of ±2.5 % for relative humidity (blue square). **(b)** Propagated uncertainties into LHF versus temperature gradients (difference between level 5 and level 2). Results of a Monte Carlo experiment starting with an error of ±0.35° for temperature (red diamond).

6 Discussion and conclusion

Stearns and Weidner (1993) report calculated latent heat flux for several AMRC AWSs, using both the station-recorded temperature, moisture and wind, and a bulk parameterization. The results range from close to 0 or even inverse sublimation (water deposition, positive heat flux for the surface), to $-21\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, generally significantly less in absolute value than found here for D17 if the ECMWF meteorology is used. However, Stearns and Weidner (1993) results are for sites on the Ross Ice Shelf, none of which being as directly exposed to katabatic winds as D17. A limited survey of published evaluations of monthly or seasonal observed latent heat flux in Antarctica is provided by van den Broeke (1997). The numbers again range from virtually 0 to $-22\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, and again in better agreement with results in Table 1 if the observed, rather than the analysed, meteorology is used. Quoting Genthon et al. (2007), who present observed and modelled time series of surface snow and ice balance over a coastal blue-ice field in Adélie Land near D17, "sublimation [...] accounts for 38 cm [...] possibly overestimated due to missing sublimation of blown snow and saturation effect [in the model used]". This figure accounts for a period

of 2 years, in 2004–2005. Considering differences between the blue-ice field and snow-covered D17 site, including, in particular, differences in albedo (bare ice has a much lower albedo than snow), this is consistent with the numbers in Table 1. The words of caution about atmospheric-moisture saturation prove appropriate.

The observations at D17 do confirm a strong saturation effect of blowing snow in the near-surface atmosphere. This is because the suspended snow is efficiently ventilated and sublimation takes place in the full air layer. Snow particles that remain at the surface are not as well ventilated and subject to sublimation. If the ECMWF analyses provided a good estimate of the surface-air-moisture content if there was no blowing snow, surface sublimation would be greatly increased, but still only remove 40 to 50 cm of water over 3 years. This is estimated using a bulk parameterization of surface sublimation in the Crocus snow-pack model. Although profiles of meteorology, including atmospheric moisture, are available, this cannot be confidently used for the evaluation of turbulent moisture flux and sublimation, because the profile method is not strongly grounded in katabatic conditions, including in the presence of blowing snow. In practice, it is highly sensitive to measurement inaccuracies. In agreement with Denby and Greuell (2000), one can recommend using the bulk parameterization in such conditions. The issue of measuring surface temperature is avoided here, as this is calculated by the Crocus model by closing the energy-balance equation.

The simulated/observed net snow accumulation is ~ 180 cm over 3 years. According to the model, which continuously calculates snow density in fair agreement with the sporadic in situ measurements near the surface, this converts into 93 cm of water equivalent (from the model run combining ECMWF and observed meteorology). The cumulated precipitation (accounting for the multiplication factor used in the model) amounts to 2 m. Thus, more than half of the snowfall, equivalent to more than 1 m of water, is lost through either surface sublimation or erosion and export (either solid or as evaporated moisture). The GLACIOCLIM-SAMBA data do show that the SMB increases from the coast to ~ 30 km inland (Agosta et al., 2012). This is not because snowfall largely increases over such a short distance, but rather because surface sublimation and blowing snow (including sublimation) remove a large part of the deposited snow, in a way that varies with wind speed and other near-surface meteorological variables.

Acknowledgements. We wish to thank J. Lenaerts and M. Frezzotti for their comments which helped to improve the paper. This work was supported by funding by the ICE2SEA programme from the European Union 7 framework programme, grant number 226375. This paper is ICE2SEA contribution number 179. Additional support by INSU through the LEFE/CLAPA project and OSUG through the CENACLAM/GLACIOLCIM observatory is also acknowledged. Field observations would not have been possible without the logistical support and additional funding by the French polar institute IPEV (programme CALVA/1013).

Edited by: M. van den Broeke

References

Agosta, C., Favier, V., Genthon, C., Gallée, H., Krinner, G., Lenaerts, J. T., and van den Broeke, M. R.: A 40-year accumulation dataset for Adelie Land, Antarctica and its application for model validation, Clim. Dynam., 38, 75–86, 2012.

Anderson, P. S.: Reply, J. Atmos. Ocean. Tech., 13, 913–914, 1996.

Andreas, E. L.: Parameterizing Scalar Transfer over Snow and Ice: A Review, J. Hydrometeorol., 3, 417–432, 2002.

Andreas, E. L.: The Fallacy of Drifting Snow, Bound.-Lay. Meteorol., 141, 333–347, 2011.

Berkowicz, R. and Prahm, L.: Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat, Atmos. Environ., 16, 2809–2819, 1982.

Bintanja, R.: Snowdrift sublimation in a katabatic wind region of the Antarctic ice sheet, J. Appl. Meteorol., 40, 1952–1966, 2001.

Bintanja, R. and van den Broeke, M. R.: Momentum and scalar transfer coefficients over aerodynamically smooth antarctic surfaces, Bound.-Lay. Meteorol., 74, 89–111, 1995.

Brun, E., Martin, E., Simon, V., Gendre, C., and Coleou, C.: An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting, J. Glaciol., 35, 333–342, 1989.

Brun, E., David, P., Sudul, M., and Brunot, G.: A numerical model to simulate snow-cover stratigraphy for operational avalanche forecasting, J. Glaciol., 38, 13–22, 1992.

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., and Bellot, H.: Acoustic sensors for snowdrift measurements: How should they be used for research purposes?, Cold Reg. Sci. Technol., 49, 74–87, selected Papers from the General Assembly of the European Geosciences Union (EGU), 25 April 2005, Vienna, Austria, 2007.

Dang, H., Genthon, C., and Martin, E.: Numerical modelling of snow cover over polar ice sheets, Ann. Glaciol., 25, 170–176, 1997.

Das, I., Bell, R. E., Scambos, T. A., Wolovick, M., Creyts, T. T., Studinger, M., Frearson, N., Nicolas, J. P., Lenaerts, J. T. M., and van den Broeke, M. R.: Influence of persistent wind scour on the surface mass balance of Antarctica, Nat. Geosci., 6, 367–371, 2013.

Denby, B.: Second-Order Modelling of Turbulence in Katabatic Flows, Bound.-Lay. Meteorol., 92, 65–98, 1999.

Denby, B. and Greuell, W.: The use of bulk and profile methods for determining surface heat fluxes in the presence of glacier winds, J. Glaciol., 46, 445–452, 2000.

Déry, S. J. and Yau, M. K.: Large-scale mass balance effects of blowing snow and surface sublimation, J. Geophys. Res.-Atmos., 107, 8.1–8.17, 2002.

ECMWF: Physical Parametrization, ECMWF Forecast Model, Research Manual RM-3, 3rd Edn., Tech. rep., ECMWF, http://data-portal.ecmwf.int/*, 1989.

Frezzotti, M., Pourchet, M., Flora, O., Gandolfi, S., Gay, M., Urbini, S., Vincent, C., Becagli, S., Gragnani, R., Proposito, M., Severi, M. T. R., Udisti, R., and Fily, M.: New Estimations of Precipitation and Surface Sublimation in East Antarctica from Snow Accumulation Measurements, Cim. Dynam., 23, 803–813, 2004.

Gallée, H., Peyaud, V., and Goodwin, I.: Simulation of the net snow accumulation along the Wilkes Land transect, Antarctica, with a regional climate model, Ann. Glaciol., 41, 17–22, 2005.

Gallée, H., Trouvilliez, A., Agosta, C., Genthon, C., Favier, V., and Naaim-Bouvet, F.: Transport of Snow by the Wind: A Comparison Between Observations in Adélie Land, Antarctica, and Simulations Made with the Regional Climate Model MAR, Bound.-Lay. Meteorol., 146, 133–147, 2013.

Genthon, C., Fily, M., and Martin, E.: Numerical simulations of Greenland snowpack and comparison with passive microwave spectral signatures, Ann. Glaciol., 32, 109–115, 2001.

Genthon, C., Kaspari, S., and Mayewski, P.: Interannual variability of the surface mass balance of West Antarctica from ITASE cores and ERA40 reanalyses, 1958–2000, Clim. Dynam., 24, 759–770, 2005.

Genthon, C., Lardeux, P., and Krinner, G.: The surface accumulation and ablation of a coastal blue-ice area near Cap Prudhomme, Terre Adélie, Antarctica, J. Glaciol., 53, 635–645, 2007.

Genthon, C., Six, D., Favier, V., Lazzara, M., and Keller, L.: Atmospheric Temperature Measurement Biases on the Antarctic Plateau, J. Atmos. Ocean. Tech., 28, 1598–1605, 2011.

Genthon, C., Six, D., Gallée, H., Grigioni, P., and Pellegrini, A.: Two years of atmospheric boundary layer observations on a 45-m tower at Dome C on the Antarctic plateau, J. Geophys. Res.-Atmos., 118, 3218–3232, doi:10.1002/jgrd.50128, 2013.

Goff, J. A. and Gratch, S.: Thermodynamics properties of moist air, Trans. Am. Soc. Heat. Ventil. Eng., 51, 125–157, 1945.

Gosink, J.: The extension of a density current model of katabatic winds to include the effects of blowing snow and sublimation, Bound.-Lay. Meteorol., 49, 367–394, 1989.

Grisogono, B. and Oerlemans, J.: A theory for the estimation of surface fluxes in simple katabatic flows, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 127, 2725–2739, 2001.

Grisogono, B., Kraljević, L., and Jeričević, A.: The low-level katabatic jet height versus Monin–Obukhov height, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 133, 2133–2136, 2007.

Kodama, Y., Wendler, G., and Gosink, J.: The effect of blowing snow on katabatic winds in Antarctica, Ann. Glaciol., 6, 59–62, 1985.

Lenaerts, J. T. M., van den Broeke, M. R., Déry, S. J., van Meijgaard, E., van de Berg, W. J., Palm, S. P., and Sanz Rodrigo, J.: Modeling drifting snow in Antarctica with a regional climate model: 1. Methods and model evaluation, J. Geophys. Res.-Atmos., 117, doi:10.1029/2011JD016145, 2012a.

Lenaerts, J. T. M., van den Broeke, M. R., van de Berg, W. J., van Meijgaard, E., and Kuipers Munneke, P.: A new, high-resolution surface mass balance map of Antarctica (1979–2010) based on regional atmospheric climate modeling, Geophys. Res. Lett., 39, L04501, doi:10.1029/2011GL050713, 2012b.

Ligtenberg, S., Lenaerts, J., Van den Broeke, M., and Scambos, T.: On the formation of blue ice on Byrd Glacier, Antarctica, J. Glaciol., 60, 41–50, 2014.

Mann, G. W., Anderson, P. S., and Mobbs, S. D.: Profile measurements of blowing snow at Halley, Antarctica, J. Geophys. Res.-Atmos., 105, 24491–24508, 2000.

Martin, E. and Lejeune, Y.: Turbulent fluxes above the snow surface, Ann. Glaciol., 26, 179–183, 1998.

Mawson, D.: The home of the blizzard, a true story of Antarctic survival: The story of the Australian Antarctic expedition 1911–1914, Wakefield Press, Australia, 1915.

Monin, A. and Obukhov, A.: Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, Tr. Akad. Nauk SSSR Geophiz, 24, 163–187, 1954.

Munro, D. and Davies, J.: On fitting the log-linear model to wind speed and temperature profiles over a melting glacier, Bound.-Lay. Meteorol., 15, 423–437, 1978.

Palerme, C., Kay, J. E., Genthon, C., L'Ecuyer, T., Wood, N. B., and Claud, C.: How much snow falls on the Antarctic ice sheet?, The Cryosphere, 8, 1577–1587, doi:10.5194/tc-8-1577-2014, 2014.

Parish, T. R. and Bromwich, D. H.: Continental-Scale Simulation of the Antarctic Katabatic Wind Regime, J. Climate, 4, 135–146, 1991.

Schmidt, R.: Vertical profiles of wind speed, snow concentration, and humidity in blowing snow, Bound.-Lay. Meteorol., 23, 223–246, 1982.

Stearns, C. R. and Weidner, G. A.: Sensible and latent heat flux estimates in Antarctica, in Antarctic Meteorology and Climatology, Antarct. Res. Ser., 61, 109–138, 1993.

Tabler, R.: Estimating the Transport and Evaporation of Blowing Snow, in: vol. 73 of Snow Management on Great Plains Agricultural Council, University of Nebraska Agricultural Experiment Station, Lincoln, 1975.

Trouvilliez, A.: Observation et modélisation de la neige soufflée en Antarctique, Ph.D. thesis, Grenoble University, Grenoble, 2013.

Trouvilliez, A., Naaim, F., Genthon, C., Piard, L., Favier, V., Bellot, H., Agosta, C., Palerme, C., Amory, C., and Gallée, H.: Blowing snow observation in Antarctica: A review including a new observation system in Adélie Land, Cold Reg. Sci. Technol., doi:10.1016/j.coldregions.2014.09.005, in press, 2014.

van den Broeke, M. R.: Spatial and temporal variation of sublimation on Antarctica: Results of a high-resolution general circulation model, J. Geophys. Res.-Atmos., 102, 29765–29777, 1997.

Wendler, G., Andre, J., Pettre, P., Gosink, J., and Parish, T.: Katabatic winds in Adélie Coast, in Antarctic Meteorology and Climatology, Antarct. Res. Ser., 61, 23–46, 1993.

Wendler, G., Stearns, C., Weidner, G., Dargaud, G., and Parish, T.: On the extraordinary katabatic winds of Adélie Land, J. Geophys. Res.-Atmos., 102, 4463–4474, 1997.

6.2 Résumé et perspectives

L'humidité relative, mesurée à D17, est en moyenne relativement élevée, $RH_{wri} = 70\,\%$. Toutefois, elle présente une forte variabilité temporelle ; des humidités relatives à la fois faibles $RH_{wri} < 30\,\%$ et proches de la saturation sont régulièrement observées. Les plus fortes humidités relatives sont corrélées avec les plus fortes quantités de neige transportées. Si en général, l'humidité relative dans la couche de surface, décroît avec l'altitude, elle est uniforme lors des épisodes de transport de neige par le vent. Ces particularités du profil d'humidité, observées lors des épisodes de fort transport de neige par le vent, sont attribuées à la sublimation des grains de neige en suspension. À cause de la ventilation, la sublimation des grains de neige en suspension est plus efficace que la sublimation à la surface. L'effet du transport de neige sur l'humidité dans la couche limite de surface est significatif dans les régions ventées. Effectivement, le modèle atmosphérique du centre européen, qui ne tient pas compte des processus de sublimation liés au transport de neige par le vent, sous-estime l'humidité relative jusqu'à 30 ou 40 % et n'atteint jamais la sursaturation. Pourtant, la température dans les analyses est remarquablement proche de la température observée. On s'attend à ce que, à l'instar du modèle de ECMWF, les modèles qui ignorent le transport de neige par le vent ou ses effets, présentent un biais sec, sur une grande partie du continent.

Afin d'étudier l'impact du transport de neige par le vent sur le bilan de masse de surface à D17, le modèle de manteau neigeux Crocus a été adapté pour la neige Antarctique. Plusieurs simulations du manteau neigeux à D17 entre 2009 et 2013, ont été effectuées avec la paramétrisation d'érosion de la neige par le vent de *Genthon et al.* (2007), et les séries temporelles de température, humidité et vitesse observées pour le forçage atmosphérique. Ces simulations reproduisent à la fois la tendance générale et la forte variabilité temporelle, observées de la hauteur du manteau neigeux à D17. D'après ces simulations, plus de la moitié de la quantité de neige déposée par précipitation est perdue par sublimation à la surface, érosion par le vent et transport en dehors du domaine. Lorsque le forçage présente un biais sec et ne reproduit pas les sursaturations, la sublimation à la surface augmente significativement.

Afin de comparer les résultats de simulation avec les observations, les flux turbulents ont été calculés à partir des gradients observés d'humidité, vitesse de vent et température. Cette fois-ci, et contrairement aux cas étudiés dans les chapitres précédents, la couche limite est proche de la neutralité et le jet est très haut de sorte que toute la hauteur de la tour se trouve dans la *couche de surface*. Nous avons donc appliqué la méthode des profils basée sur la théorie de Monin-Obukhov (cf. chapitre 2). Ce calcul mène à des valeurs de flux très élevées voire aberrantes lors des épisodes de fort vent et de transport de neige. Ces problèmes sont attribués en premier lieu à la grande sensibilité de la méthode des profils aux erreurs de mesures. Nous avons montré qu'une erreur de 2.5 % sur l'humidité relative, peut entraîner une erreur de $\pm 50\,\mathrm{Wm}^{-2}$ sur le flux. L'amplification des erreurs est exacerbée par les vitesses élevées et lorsque les gradients d'humidité et de température sont faibles.

Les modèles météorologiques se doivent de tenir compte du transport de neige et/ou de ses effets, non seulement pour l'estimation du bilan de masse de surface et de sa variabilité mais aussi pour reproduire les niveaux d'humidité relative observés. Pour les modèles de grandes échelles, on pourrait imaginer une paramétrisation qui calculerait l'humidification de la couche limite en fonction de la vitesse du vent, de l'humidité relative et de la densité de la neige de surface. Afin d'obtenir des résultats réalistes, de telles paramétrisations doivent être validées avec des observations. La sublimation et les flux de chaleur latente et sensible pendant les épisodes de transport sont très difficiles à déduire des observations. D'un coté, les méthodes

classiques comme la méthode des profils doivent être adaptées. De l'autre coté, les mesures directes sont souvent faites avec des instruments fragiles qui ne sont pas adaptés aux vents très forts caractéristiques des épisodes de transport. En particulier, les anémomètres soniques ne fonctionnent plus ni lorsque des grains de neige interceptent les ondes ultra-sonores ni lorsque les vitesses de vents sont grandes.

La simulation LES constitue un autre outil qui pourrait être exploité pour estimer la part de la neige qui se sublime au cours du transport. *Vionnet et al.* (2014) ont récemment développé une paramétrisation du transport de neige par le vent dans Méso-NH couplée avec Crocus. Cette paramétrisation a été conçue pour les conditions alpines, un cas de transport à D17 constituerait un bon test de sa robustesse. Une intercomparaison des modèles MAR et Méso-NH-LES avec leurs paramétrisations respectives du transport, sur un cas de tempête à D17, est envisagée dans le cadre de la thèse de Charles Amory.

Chapitre 7

Conclusion générale

Ce mémoire de thèse s'est intéressé à la couche limite atmosphérique et plus particulièrement au mélange turbulent dans trois cas estivaux caractéristiques de trois régions différentes du continent Antarctique : le plateau intérieur, les pentes douces de l'intérieur et les côtes.

Le premier cas étudie le cycle diurne au Dôme C, sur le plateau intérieur. Les données d'observation recueillies depuis 2009, ont été analysées et interprétées afin de définir une période pour le cas d'intercomparaison de modèles GABLS4. Ce cas d'intercomparaison préparé en collaboration avec le CNRM a été lancé en juin 2014. Ce temps de préparation a fourni l'occasion d'établir un climatologie de la couche limite estivale au Dôme C, à partir des observations. Cette climatologie a permis de mettre en évidence l'occurence fréquente de jet nocturne surgéostrophique issu d'une oscillation inertielle. La chronologie, la hauteur et la vitesse du jet, liés à la différence d'intensité de la turbulence entre la journée et la nuit, constituent des proxy simples pour évaluer les paramétrisations de la turbulence des modèles et leur capacité à simuler la transition nocturne.
Des simulations uni-colonnes ont été menées pour le test des jeux de forçage et d'initialisation du cas. Ces simulations ont mis en évidence les difficultés du schéma de turbulence du modèle Méso-NH, à reproduire à la fois, les inversions de température et, l'intensité de la turbulence, observées. Ces tests ont aussi montré la grande sensibilité des simulations aux paramètres de la surface : hauteur de rugosité z_0, albédo α, conductivité thermique de la neige. La surface plate et enneigée du Dôme C peut-elle être encore considérée comme homogène et uniforme lorsque la couche limite est très stable ?

Le deuxième cas s'intéresse au développement d'un écoulement catabatique pur le long d'une pente. Cette étude est un peu plus fondamentale que les deux autres. Elle s'appuie sur des simulations LES à fine échelle, inspirées d'une situation observée, pour détailler les caractéristiques de la turbulence au sein d'un écoulement catabatique. Cette simulation qui permet d'explorer le mélange turbulent, indépendamment des hypothèses sur lesquelles reposent le schéma de turbulence du modèle, décrit un écoulement très turbulent et anisotrope. Le travail détaillé dans ce mémoire va nourrir une comparaison avec les études initiées au LEGI sur la turbulence dans les écoulements catabatiques sur des pentes d'inclinaison et de courbure typiques des reliefs alpins. Les comparaisons entre paramètres turbulents simulés et observés avec un anémomètre sonique sont satisfaisantes et montrent que le modèle Méso-NH à fine échelle et en mode LES est un outil adéquat pour l' étude d'écoulements turbulents fins. Ces résultats encouragent la mise en place d'une LES avec Méso-NH pour l'étude du cycle diurne estival au Dôme C, et ce malgré les résultats mitigés obtenus avec ce modèle en 1D.

Le troisième cas s'intéresse à la couche limite typique des côtes de l'Antarctique balayées par les vents catabatiques. Cette étude a montré que le transport de neige par le vent, fréquent dans ces régions ventées, a un impact non seulement sur le bilan de masse de surface et l'écoulement moyen via la turbulence, mais aussi sur l'humidité. Les grains de neige mobilisés par le vent se subliment plus efficacement que les grains de neige à la surface. Il en résulte un profil d'humidité quasiment uniforme, souvent proche de la saturation, dans toute la couche affectée par le transport. Cette étude démontre la nécessité de prendre en compte le transport

de neige par le vent ou ses effets pour modéliser le climat et le bilan de masse de surface du continent Antarctique.

Les trois cas se sont nourris de l'analyse d'observations in-situ et de simulations numériques. Pour chacun de ces trois cas, une approche spectrale permettrait d'approfondir la réflexion. Pour la couche limite très stable par exemple, une étude spectrale des signaux collectés par les anémomètres soniques pourrait permettre d'identifier des épisodes de turbulence intermittente ou la propagation d'ondes de gravité. Une étude spectrale serait particulièrement enrichissante pour l'étude de la turbulence au sein des écoulements catabatiques, étant donné que ces écoulements sont périodiques par nature (*McNider*, 1982; *Fedorovich and Shapiro*, 2009b).

L'analyse des trois cas d'étude est limitée par le peu d'observation disponible de la turbulence en général et des flux de chaleur et de quantité de mouvement dans la couche de surface, en particulier. Or, ces données d'observation sont nécessaires pour la validation ou l'adaptation, pour ces couches limites atypiques de l'Antarctique, des paramétrisations de la turbulence à partir des champs météorologiques classiques. Les anémomètres soniques fournissent des mesures directes très précieuses. Cependant, ce données sont disponibles pour quelques points disparates, dans le temps et dans l'espace, seulement. Or, la turbulence dans ces conditions majoritairement stables est susceptible d'être intermittente, fortement dépendante des conditions de surface locales, et confinée proche de la surface. De plus, ces capteurs sont fragiles et peu adaptés aux conditions météorologiques rigoureuses rencontrées en Antarctique. En particulier, les mesures sont affectées par les basses températures, le dépôt de givre, les forts vents, mais aussi la neige en suspension, de plus en plus fréquente, lorsqu'on se rapproche de la surface. Par conséquent, les observations des anémomètres soniques gagneraient à être multipliées mais aussi à être enrichies et complétées par d'autres types de mesures. Par exemple, des peignes de thermomètres à fil fin et d'anémomètres à fil chaud pourraient être utilisés pour effectuer des profilages locaux, finement résolus, temporellement et verticalement, dans la fine couche de surface. Par ailleurs, sodars et lidars permettraient une visualisation globale de la couche limite et de ses structures turbulentes. La scintillomètrie infra-rouge, qui délivre des informations sur la turbulence, intégrées sur une centaine de mètre, et notamment le flux de chaleur sensible, a-t'elle déjà été mise en œuvre dans des conditions polaires ?

Ici nous avons décrits des situations estivales. L'hiver, les phénomènes étudiés : inversions de température, vents catabatiques et transport de neige par le vent, sont renforcés par la longue nuit polaire. L'absence d'alternance jour-nuit permet à l'atmosphère de se stabiliser durablement. Les inversions de température sont bien plus fortes qu'en été et la couche résiduelle neutre qui fait écran entre la couche limite et la troposphère libre, présente en été disparaît en hiver. Les ondes de gravité peuvent ainsi se propager verticalement de la troposphère libre vers la couche limite et constituer une source de turbulence intermittente. Le mélange turbulent au sein de la couche hivernale très stable est alors sans doute bien différent du mélange turbulent au sein de la couche nocturne estivale. La couche limite au Dôme C en hiver pourrait faire l'objet d'un futur cas d'intercomparaison après GABLS4.
L'hiver, les inversions de température très fortes sur le plateau Antarctique entraînent le développement de vents catabatiques plus forts et persistants. Ces vents déterminent dans une large mesure le bilan de masse de surface de la calotte et le climat régional. Qu'adviendra t-il de cet équilibre dans un contexte de rechauffement climatique global ? Plusieurs études récentes dont celle de *Bintanja et al.* (2012) ont montré que les régions soumises à de fortes inversions de température étaient particulièrement sensibles au réchauffement climatique. Le réchauffement proche de la surface est amplifié par le fait que la chaleur supplémentaire reste cantonnée proche

de la surface au lieu de se répartir sur toute la couche limite. Dans ces conditions, comment l'albédo moyen de la surface du plateau va t-il évoluer ? Doit-on s'attendre à une diminution de l'albédo en raison de l'accélération du métamorphisme de la neige consécutive au réchauffement de la surface ? Au contraire, les précipitations de neige plus fréquentes vont-elles compenser le métamorphisme comme le propose l'étude de *Picard et al.* (2012) ? Une diminution de la force des inversions va-t-elle entraîner le ralentissement des vents catabatiques ? Qu'adviendra t-il des polynies, de la quantité et de l'extension de la glace de mer ? L'épaisseur de la calotte et le climat de la région résultent d'un équilibre ténu avec de nombreuses rétroactions. Leurs avenirs dans un contexte de réchauffement climatique est encore incertain.

Bibliographie

Agosta, C., V. Favier, C. Genthon, H. Gallée, G. Krinner, J. T. Lenaerts, and M. R. van den Broeke (2012), A 40-year accumulation dataset for adelie land, antarctica and its application for model validation, *Climate dynamics*, *38*(1-2), 75–86.

Ambach, W. (1974), The influence of cloudiness on the net radiation balance of a snow surface with high albedo, *Journal of Glaciology*, *13*(67), 73–84.

Anderson, P. S. (1994), A method for rescaling humidity sensors at temperatures well below freezing, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *11*(5), 1388–1391.

Andreas, E. L. (2002), Parameterizing scalar transfer over snow and ice : A review, *Journal of Hydrometeorology*, *3*(4), 417–432.

Argentini, S., A. Viola, A. M. Sempreviva, and I. Petenko (2005), Summer boundary-layer height at the plateau site of Dome C, Antarctica, *Boundary-Layer Meteorology*, *115*, 409–422.

Argentini, S., I. Petenko, A. Viola, G. Mastrantonio, I. Pietroni, G. Casasanta, E. Aristidi, and C. Genthon (2014), The surface layer observed by a high-resolution sodar at Dome C, Antarctica, *Annals of Geophysics*, *56*(5).

Ball, F. K. (1956), The theory of strong katabatic winds, *Australian Journal of Physics*, *9*(3), 373–386.

Ball, F. K. (1957), The katabatic winds of Adelie Land and King George V Land, *Tellus*, *9*(2), 201–208.

Banta, R. M., Y. L. Pichugina, and R. K. Newsom (2003), Relationship between low-level jet properties and turbulence kinetic energy in the nocturnal stable boundary layer, *Journal of the atmospheric sciences*, *60*(20), 2549–2555.

Barral, H., E. Vignon, E. Bazile, O. Traullé, H. Gallée, C. Genthon, C. Brun, F. Couvreux, and P. Le Moigne (2014a), Summer diurnal cycle at dome c on the antarctic plateau, in *Proceeding of the AMS 21st Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Leeds UK.

Barral, H., C. Genthon, A. Trouvilliez, C. Brun, and C. Amory (2014b), Blowing snow in coastal Adélie Land, Antarctica : three atmospheric moisture issues, *The Cryosphere*, *8*, 1905–1919.

Bazile, E., O. Traullé, H. Barral, T. Vihma, A. Holtslag, and G. Svensson (2013), GABLS4 : an intercomparison case for 1D models to study the stable boundary layer at Dome C on the Antartic plateau, in *13th EMS Annual Meeting*, Reading UK.

Bazile, E., O. Traullé, H. Barral, V. Guidard, A. A. M. Holtslag, G. Svensson, and T. Vihma (2014), GABLS4 : An intercomparison case to study the stable boundary layer with surface interactions on the Antarctic plateau, in *AMS : 21st Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Leeds, UK.

Bergot, T., J. Escobar, and V. Masson (2014), Effect of small-scale surface heterogeneities and buildings on radiation fog : Large-Eddy Simulation study at Paris–Charles de Gaulle airport, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, doi :10.1002/qj.2358.

Berkowicz, R., and L. P. Prahm (1982), Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat, *Atmospheric Environment (1967)*, *16*(12), 2809–2819.

Bintanja, R., E. van der Linden, and W. Hazeleger (2012), Boundary layer stability and Arctic climate change : a feedback study using EC-Earth, *Climate dynamics*, *39*(11), 2659–2673.

Blackadar (1957), Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions., *Bulletin of American Meteorological Society*, *38*, 283–290.

Blein, S. (2015), Simulation numérique de la turbulence et modélisation du transport et du mélange de scalaires en couche limite atmosphérique stable sur pente de relief alpin., Ph.D. thesis, Université de Grenoble.

Bosveld, F. C., et al. (2014), The third GABLS intercomparison case for evaluation studies of boundary-layer models. Part B : Results and process understanding, *Boundary-Layer Meteorology*, pp. 1–31.

Bougeault, P., and P. Lacarrère (1989), Parametrization of orography-induced turbulence in a mesoscale model, *Monthly Weather Review*, *117*.

Bromwich, D. H., et al. (2012), Tropospheric clouds in Antarctica, *Reviews of Geophysics*, *50*(1).

Brun, C., and J. Chollet (2009), LES of the turbulent katabatic flow developing along a hyperbolic tangent slope in stable atmospheric boundary layer., in *Sixth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*.

Brun, E., et al. (2012), Snow/atmosphere coupled simulation at Dome C, Antarctica, *Journal of Glaciology*, *57*(204), 721–736.

Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and E. F. Bradley (1971), Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *28*(2), 181–189.

Casasanta, G., I. Pietroni, I. Petenko, and S. Argentini (2014), Observed and modelled convective mixing-layer height at Dome C, Antarctica, *Boundary-Layer Meteorology*, *151*, 597–608.

Champollion, N., G. Picard, L. Arnaud, E. Lefebvre, and M. Fily (2013), Hoar crystal development and disappearance at Dome C, Antarctica : observation by near-infrared photography and passive microwave satellite, *The Cryosphere*, *7*(4), 1247–1262.

Conangla, L., and J. Cuxart (2006), On the turbulence in the upper part of the low-level jet : An experimental and numerical study, *Boundary-Layer Meteorology*, *118*(2), 379–400.

Cuxart, J., and M. Jiménez (2007), Mixing processes in a nocturnal low-level jet : An LES study, *Journal of the atmospheric sciences*, *64*(5), 1666–1679.

Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger (2000), A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *126*(562), 1–30.

Cuxart, J., et al. (2006), Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, *118*, 273–303.

Deardorff, J. (1980), Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-Layer Meteorology*, *18*(4), 495–527.

Denby, B. (1999), Second-order modelling of turbulence in katabatic flows, *Boundary-Layer Meteorology*, *92*, 65–98.

Doutreloup, S., X. Fettweis, J. Beaumet, and M. Erpicum (2014), Comparaison entre le profil vertical de la vitesse du vent observé dans les basses couches de la troposphère et celui simulé par le modèle WRF en Belgique, in *XXVIIe Colloque de l'Association Internationale de Climatologie*, Dijon, France.

Drewry, D. J. (1983), *Antarctica, Glaciological and Geophysical Folio*, University of Cambridge, Scott Polar Research Institute.

Durran, D. R. (1989), Improving the anelastic approximation, *Journal of the atmospheric sciences*, *46*(11), 1453–1461.

Edwards, J., S. Basu, F. Bosveld, and A. Holtslag (2014), The impact of radiation on the GABLS3 large-eddy simulation through the night and during the morning transition, *Boundary-Layer Meteorology*, pp. 1–23.

Favier, V., C. Agosta, C. Genthon, L. Arnaud, A. Trouvilliez, and H. Gallée (2011), Modeling the mass and surface heat budgets in a coastal blue ice area of Adelie Land, Antarctica, *Journal of Geophysical Research*, *116*, doi :10.1029/2010JF001939.

Fedorovich, E., and A. Shapiro (2009a), Structure of numerically simulated katabatic and anabatic flows along steep slopes, *Acta Geophysica*, *57*(4), 981–1010.

Fedorovich, E., and A. Shapiro (2009b), Turbulence and waves in numerically simulated slope flows, *Mécanique & Industries*, *10*(3-4), 175–179.

Gallée, H., and I. Gorodetskaya (2010), Validation of a limited area model over Dome C, Antarctic plateau, during winter, *Climate Dynamics*, *34*, 61–72.

Gallée, H., H. Barral, E. Vignon, and C. Genthon (2014a), A case study of a low level jet during OPALE, *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, *14*, 31,091–31,109.

Gallée, H., et al. (2014b), Characterization of the boundary layer at Dome C during OPALE, *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, *14*, 33,089–33,116.

Genthon, C., S. Kaspari, and P. Mayewski (2005), Interannual variability of the surface mass balance of West Antarctica from ITASE cores and ERA40 reanalyses, 1958–2000, *Climate Dynamics*, *24*(7-8), 759–770.

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.

Genthon, C., M. Town, D. Six, V. Favier, S. Argentini, and P. A. (2010), Meteorological atmospheric boundary layer measurements and ECMWF, analyses during summer at Dome C, Antarctica, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *115*, doi :10.1029/2009JD012741.

Genthon, C., D. Six, V. Favier, M. Lazzara, and L. Keller (2011), Atmospheric temperature measurement biases on the Antarctic plateau, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *28*, 1598–1605.

Genthon, C., D. Six, H. Gallée, P. Grigioni, and A. Pellegrini (2013), Two years of atmospheric boundary layer observations on a 45-m tower at Dome C on the Antarctic plateau, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *118*, 3218–3232.

Goff, J. A., and S. Gratch (1945), Thermodynamics properties of moist air, *Transactions of the American Society of Heating and Ventilating Engineers*, *51*, 125–157.

Gosink, J. P. (1989), The extension of a density current model of katabatic winds to include the effects of blowing snow and sublimation, *Boundary-Layer Meteorology*, *49*(4), 367–394.

Grachev, A., C. Fairall, P. Persson, E. Andreas, and P. Guest (2005), Stable boundary-layer scaling regimes : The Sheba data, *Boundary-Layer Meteorology*, *116*, 201–235.

Grachev, A., E. L. Andreas, C. W. Fairall, P. S. Guest, and P. O. Persson (2007), On the turbulent Prandtl number in the stable atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, *125*(2), 329–341.

Gregory, D., J.-J. Morcrette, C. Jakob, A. C. M. Beljaars, and T. Stockdale (2000), Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF integrated forecasting system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *126*(566), 1685–1710.

Grisogono, B., and S. L. Axelsen (2012), A note on the pure katabatic wind maximum over gentle slopes, *Boundary-layer meteorology*, *145*(3), 527–538.

Grisogono, B., and J. Oerlemans (2001), A theory for the estimation of surface fluxes in simple katabatic flows, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *127*(578), 2725–2739.

Grisogono, B., L. Kraljević, and A. Jeričević (2007), The low-level katabatic jet height versus Monin–Obukhov height, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *133*(629), 2133–2136.

Hagelin, S., E. Masciadri, F. Lascaux, and J. Stoesz (2008), Comparison of the atmosphere above the South Pole, Dome C and Dome A : first attempt, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *387*(4), 1499–1510.

Holtslag, A. A. M., and H. A. R. De Bruin (1988), Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land, *Journal of Applied Meteorology*, *27*(6), 689–704.

Holtslag, A. A. M., et al. (2013), Stable atmospheric boundary layers and diurnal cycles : Challenges for weather and climate models, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *94*(11), 1691–1706.

Holtslag, B. (2006), Preface : GEWEX atmospheric boundary-layer study (GABLS) on stable boundary layers, *Boundary-Layer Meteorology*, *118*, 243–246.

Högström, U. (1996), Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer, in *Boundary-Layer Meteorology 25th Anniversary Volume, 1970–1995*, edited by J. Garratt and P. Taylor, pp. 215–246, Springer Netherlands.

Jimenez, J., J. C. Del Alamo, and O. Flores (2004), The large-scale dynamics of near-wall turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, *505*, 179–199.

King, J. C., and J. Turner (1997), *Antarctic meteorology and climatology*, xi, 409 p. : pp., Cambridge University Press.

King, J. C., P. S. Anderson, M. C. Smith, and S. D. Mobbs (1996), The surface energy and mass balance at Halley, Antarctica during winter, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *101*(D14), 19,119–19,128.

King, J. C., W. M. Connolley, and S. H. Derbyshire (2001), Sensitivity of modelled Antarctic climate to surface and boundary-layer flux parametrizations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *127*(573), 779–794.

King, J. C., S. Argentini, and P. S. Anderson (2006), Contrasts between the summertime surface energy balance and boundary layer structure at Dome C and Halley stations, Antarctica, *Journal of Geophysical Research : Atmosphere*, *111*, doi :10.1029/2005JD006130.

Klemp, J. B., and R. B. Wilhelmson (1978), The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *35*(6), 1070–1096.

Kodama, Y., G. Wendler, and J. Gosink (1985), The effect of blowing snow on katabatic winds in Antarctica, *Annals of Glaciology*, *6*, 59–62.

Kurtz, D. D., and D. H. Bromwich (1985), A recurring, atmospherically forced polynya in Terra Nova Bay, in *Antarctic Research Series*, vol. 43, pp. 177–201, AGU, Washington, DC.

Lafore, J. P., et al. (1998), The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : adiabatic formulation and control simulations, *Annales Geophysicae*, *16*(1), 90–109.

Lanconelli, C., M. Busetto, E. G. Dutton, G. König-Langlo, M. Maturilli, R. Sieger, V. Vitale, and T. Yamanouchi (2011), Polar baseline surface radiation measurements during the International Polar Year 2007–2009, *Earth System Science Data*, *3*(1), 1–8.

Largeron, Y., C. Staquet, and C. Chemel (2013), Characterization of oscillatory motions in the stable atmosphere of a deep valley, *Boundary-Layer Meteorology*, pp. 1–16.

Lascaux, F., E. Masciadri, S. Hagelin, and J. Stoesz (2009), Mesoscale optical turbulence simulations at Dome C, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *398*, 1093–1104.

Lascaux, F., E. Masciadri, and S. Hagelin (2010), Mesoscale optical turbulence simulations at Dome C : refinements, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *403*(4), 1714–1718.

Lascaux, F., E. Masciadri, and S. Hagelin (2011), Mesoscale optical turbulence simulations above Dome C, Dome A and South Pole, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *411*(1), 693–704.

Lenaerts, J. T. M., M. R. van den Broeke, W. J. van de Berg, E. van Meijgaard, and P. Kuipers Munneke (2012), A new, high-resolution surface mass balance map of Antarctica (1979–2010) based on regional atmospheric climate modeling, *Geophysical Research Letters*, *39*(4), doi :10.1029/2011GL050713.

Libois, Q. (2014), Evolution des propriétés physiques de la neige de surface sur le plateau Antarctique : Observations et modélisation du transfert radiatif et du métamorphisme, Ph.D. thesis, Université Grenoble Alpes.

Ligtenberg, S., J. Lenaerts, M. Van den Broeke, and T. Scambos (2014), On the formation of blue ice on Byrd glacier, Antarctica, *Journal of Glaciology*, p. 41–50.

Lilly, D. (1967), The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, in *Proceeding IBM Computing Symposium on Environmental Sciences*.

Lumley, J. L. (1979), Computational modeling of turbulent flows, *Advances in applied mechanics*, *18*, 123–176.

Mahrt, L. (1982), Momentum balance of gravity flows, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *39*, 2701–2711.

Mahrt, L. (1998), Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, *11*(3-4), 263–279.

Mahrt, L. (1999), Stratified atmospheric boundary layers, *Boundary-Layer Meteorology*, *90*(3), 375–396.

Malardel, S. (2005), *Fondamentaux de meteorologie : à l'école du temps*, Cépaduès.

Manins, P. C., and B. L. Sawford (1979), A model of katabatic winds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *36*(4), 619–630.

Masson, V., et al. (2013), The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes, *Geoscientific Model Development*, *6*(4), 929–960.

McNider, R. T. (1982), A note on velocity fluctuations in drainage flows, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *39*(7), 1658–1660.

Mirocha, J. D., and B. Kosović (2010), A large-eddy simulation study of the influence of subsidence on the stably stratified atmospheric boundary layer, *Boundary-layer meteorology*, *134*(1), 1–21.

Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono, and S. A. Clough (1997), Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : RRTM, a validated correlated-k model for the longwave, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *102*(D14), 16,663–16,682.

Monin, A. S., and A. M. Obukhov (1954), Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, *Tr. Akad. Nauk SSSR Geophiz*, *24*, 163–187.

Morales Maqueda, M. A., A. J. Willmott, and N. R. T. Biggs (2004), Polynya dynamics : a review of observations and modeling, *Reviews of Geophysics*, *42*(1), doi :10.1029/2002RG000116.

Palerme, C., J. E. Kay, C. Genthon, T. L'Ecuyer, N. B. Wood, and C. Claud (2014), How much snow falls on the Antarctic ice sheet ?, *The Cryosphere*, *8*, 1577–1587.

Pantillon, F., P. Mascart, J.-P. Chaboureau, C. Lac, J. Escobar, and J. Duron (2011), Seamless Meso-NH modeling over very large grids, *Comptes Rendus Mécanique*, *339*(2), 136–140.

Parish, T. R. (1982), Surface airflow over East Antarctica, *Monthly Weather Review*, *110*(2), 84–90.

Parish, T. R., and D. H. Bromwich (1987), The surface windfield over the Antarctic ice sheets, *Nature*, *328*(6125), 51–54.

Parish, T. R., and D. H. Bromwich (2007), Reexamination of the near-surface airflow over the Antarctic continent and implications on atmospheric circulations at high southern latitudes, *Monthly Weather Review*, *135*(5), 1961–1973.

Pergaud, J., V. Masson, S. Malardel, and F. Couvreux (2009), A parameterization of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction, *Boundary-Layer Meteorology*, *132*(1), 83–106.

Pettré, P., and J. C. André (1991), Surface-pressure change through Loewe's phenomena and katabatic flow jumps : Study of two cases in Adélie Land, Antarctica, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *48*(4), 557–571.

Pettré, P., C. Payan, and T. R. Parish (1993), Interaction of katabatic flow with local thermal effects in a coastal region of Adelie Land, East Antarctica, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *98*(D6), 10,429–10,440.

Phillpot, H. R., and J. W. Zillman (1970), The surface temperature inversion over the Antarctic continent, *Journal of Geophysical Research*, *75*(21), 4161–4169.

Picard, G., F. Domine, G. Krinner, L. Arnaud, and E. Lefebvre (2012), Inhibition of the positive snow-albedo feedback by precipitation in interior Antarctica, *Nature Climate Change*, *2*(11), 795–798.

Pinty, J.-P., and P. Jabouille (1998), A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations., in *Proceedings Conference of Cloud Physics*.

Pinty, J.-P., C. Barthe, E. Defer, E. Richard, and M. Chong (2013), Explicit simulation of electrified clouds : From idealized to real case studies, *Atmospheric Research*, *123*, 82–92.

Powers, J. G., A. J. Monaghan, A. M. Cayette, D. H. Bromwich, Y.-H. Kuo, and K. W. Manning (2003), Real-time mesoscale modeling over Antarctica : The Antarctic Mesoscale Prediction System, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *84*(11), 1533–1545.

Prandlt, L. (1942), *Fürher durch die Strömungslehre*, Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Prudhomme, A., and B. Valtat (1957), Les observations météorologiques en terre Adélie 1950-1952. analyse critique. in Résultats Scientifiques, Série 5, *Tech. rep.*, Expéditions Polaires Françaises.

Rabier, F., et al. (2010), The Concordiasi project in Antarctica, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *91*(1), 69–86.

Redelsperger, J., and G. Sommeria (1981), Méthode de representation de la turbulence d'échelle inferieure à la maille pour un modele tri-dimensionnel de convection nuageuse, *Boundary-Layer Meteorology*, *21*(4), 509–530.

Redelsperger, J., and G. Sommeria (1982), Méthode de representation de la turbulence associee aux precipitations dans un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse, *Boundary-Layer Meteorology*, *24*(2), 231–252.

Renfrew, I. A. (2004), The dynamics of idealized katabatic flow over a moderate slope and ice shelf, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *130*(598), 1023–1045.

Ricaud, P., et al. (2011), Summer to winter diurnal variabilities of temperature and water vapour in the lowermost troposphere as observed by HAMSTRAD over Dome C, Antarctica, *Boundary-Layer Meteorology*, *143*(1), 1–33.

Schumann, U. (1991), Subgrid length-scales for large-eddy simulation of stratified turbulence, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, *2*(5-6), 279–290.

Schwerdtfeger, W. (1984), *Weather and Climate of the Antarctic*, 261 pp., Elsevier.

Seity, Y., P. Brousseau, S. Malardel, G. Hello, P. Bénard, F. Bouttier, C. Lac, and V. Masson (2010), The AROME-France convective-scale operational model, *Monthly Weather Review*, *139*(3), 976–991.

Simonsen, A., and P.-Å. Krogstad (2005), Turbulent stress invariant analysis : clarification of existing terminology, *Physics of Fluids*, *17*(8).

Skyllingstad, E. D. (2003), Large-eddy simulation of katabatic flows, *Boundary-layer meteorology*, *106*(2), 217–243.

Smagorinsky, J. (1963), General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment*, *Monthly weather review*, *91*(3), 99–164.

Sterk, H., G. Steeneveld, and A. Holtslag (2013), The role of snow-surface coupling, radiation, and turbulent mixing in modeling a stable boundary layer over Arctic sea ice, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *118*(3), 1199–1217.

Strada, S., C. Mari, J.-B. Filippi, and F. Bosseur (2012), Wildfire and the atmosphere : Modelling the chemical and dynamic interactions at the regional scale, *Atmospheric Environment*, *51*, 234–249.

Stull, R. B. (1988), *An introduction to boundary layer meteorology*, Kluwer Academic Publishers.

Svensson, G., et al. (2011), Evaluation of the diurnal cycle in the atmospheric boundary layer over land as represented by a variety of single-column models : The second GABLS experiment, *Boundary-Layer Meteorology*, *140*, 177–206.

Taylor, G. I. (1938), The spectrum of turbulence, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, *164*(919), 476–490.

Tremeac, B., P. Bousquet, C. de Munck, G. Pigeon, V. Masson, C. Marchadier, M. Merchat, P. Poeuf, and F. Meunier (2012), Influence of air conditioning management on heat island in Paris air street temperatures, *Applied Energy*, *95*, 102–110.

Trouvilliez, A. (2013), Observation et modélisation de la neige soufflée en Antarctique, Ph.D. thesis, Grenoble University.

Trouvilliez, A., et al. (2014), A novel experimental study of aeolian snow transport in Adelie Land (Antarctica), *Cold Regions Science and Technology*, pp. 125–138.

Tulet, P., V. Crassier, F. Solmon, D. Guedalia, and R. Rosset (2003), Description of the Mesoscale Nonhydrostatic chemistry model and application to a transboundary pollution episode between Northern France and Southern England, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *108*(D1), ACH–5.

van As, D., M. van den Broeke, C. Reijmer, and R. Wal (2005), The summer surface energy balance of the high Antarctic plateau, *Boundary-Layer Meteorology*, *115*, 289–317.

van de Wiel, B., A. Moene, W. Ronde, and H. Jonker (2008), Local similarity in the stable boundary layer and mixing-length approaches : Consistency of concepts, *Boundary-Layer Meteorology*, *128*(1), 103–116.

van de Wiel, B., A. F. Moene, G. J. Steeneveld, P. Baas, F. C. Bosveld, and A. A. M. Holtslag (2010), A conceptual view on inertial oscillations and nocturnal low-level jets, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *67*(8), 2679–2689.

Van de Wiel, B., A. Moene, H. Jonker, P. Baas, S. Basu, J. Donda, J. Sun, and A. Holtslag (2012), The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *69*(11), 3116–3127.

Vaughan, D., et al. (2013), Observations : Cryosphere, in *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, edited by T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P. Midgley, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

Vignon, E. (2014), Couches limites atmosphériques extrêmes en Antarctique : le cas GABLS4, Master's thesis, Paris 6 University.

Vionnet, V., E. Martin, V. Masson, G. Guyomarc'h, F. Naaim-Bouvet, A. Prokop, Y. Durand, and C. Lac (2014), Simulation of wind-induced snow transport and sublimation in alpine terrain using a fully coupled snowpack/atmosphere model, *The Cryosphere*, *8*(2), 395–415.

Viterbo, P., A. Beljaars, J. F. Mahfouf, and J. Teixeira (1999), The representation of soil moisture freezing and its impact on the stable boundary layer, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *125*(559), 2401–2426.

Wendler, G., J. André, P. Pettré, J. Gosink, and T. Parish (1993), Katabatic winds in Adélie coast, in Antarctic meteorology and climatology, *Antarctic Research Series*, *61*, 23–46.

Wilson, R. (2013), Une introduction à la physique dans la couche limite planetaire.

Zilitinkevich, S., and P. Calanca (2000), An extended similarity theory for the stably stratified atmospheric surface layer, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *126*(566), 1913–1923.

Zilitinkevich, S., T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, I. Esau, T. Mauritsen, and M. Miles (2008), Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows : Strong and weak mixing regimes, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *134*(633), 793–799.

Zilitinkevich, S., T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, and I. Esau (2013), A hierarchy of energy- and flux-budget (EFB) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows, *Boundary-Layer Meteorology*, *146*(3), 341–373.

Table des figures

Chapitre 1: Introduction : Portrait météorologique de l'Antarctique **14**

1.1 Carte du continent Antarctique - source *Landsat Image Mosaic of Antarctica*. . 15
1.2 Coupe de l'Antarctique - *LEGOS, source IPEV*. 15
1.3 De gauche à droite : la tour de 45 m au Dôme C (*Cliché Bruno Jourdain*), le mât de 7 m à D17, une station météorologique à Cap Prud'homme. 17
1.4 Flux nets solaire et thermique (Wm^{-2}) - moyenne sur l'été (janvier) et l'hiver (juillet) - d'après les données BSRN au Dôme C en 2009 et 2010. Les valeurs de flux thermiques et de flux net, sont portées par l'axe de gauche (en bleu), les valeurs du flux solaires sont reportées sur l'axe de droite (en rouge). 20
1.5 Isocontour de la force de l'inversion (ΔT °C), à la surface du continent Antarctique en hiver (juin, juillet, août). Figure tirée de (*Phillpot and Zillman*, 1970). 22
1.6 Profils moyens de température, en janvier 2010 (○) et juillet 2010 (□) au Dôme C - d'après les données de la tour. 23
1.7 Les inversions de température au Dôme C, observées pour les années 2009, 2010 et 2011 : Différence entre les températures au premier (3 m) et dernier (42 m) niveau de la tour. a. Histogramme des inversions de température au Dôme C. Comparaison entre les saisons d'hiver (juin, juillet, août), été (décembre, janvier) et autres mois. b. Statistiques des inversions sur les 3 dernières années sans distinction de saison. 24
1.8 Schéma de principe du modèle de Ball, adapté de (*King and Turner*, 1997). . . 25
1.9 Ligne de courant du vent moyen en hiver. a). Ligne de courant calculée avec le modèle de Ball. Figure adaptée de (*Parish and Bromwich*, 1987) b). Ligne de courant calculée par le modèle AMPS. Dans ce cas et contrairement au précédent, le calcul a aussi était mené pour les plateformes flottantes ("ice-shelf") de Ross et de Ronne. Figure adaptée de (*Parish and Bromwich*, 2007). . 28
1.10 Sastrugi à D17 : motifs tranchants de la surface neigeuse résultant de l'érosion par le vent. 29
1.11 Topographie de la Terre Adélie et localisation des stations D10, D17, D47. La flèche grise en pointillé matérialise la pente sur la crête qui va du Dôme C à Dumont d'Urville. Les marques P repèrent des polynies récurrentes. 30
1.12 a. Vitesse du vent à D10 en fonction de la différence de température entre D10 et Dôme C (°C). b. Vitesse du vent en fonction de la distance à la côte. Figures tirées de (*Wendler et al.*, 1993). 31
1.13 Blizzard sur la base de Dumont d'Urville en Terre Adélie - 2011 - *Cliché Bruno Jourdain.* 32
1.14 Représentation schématique des processus physiques en jeu dans les polynies. Figure tirée de (*Morales Maqueda et al.*, 2004). 34
1.15 Schéma conceptuel de la circulation de masse au dessus de la calotte Antarctique, extrait de (*King and Turner*, 1997). 34

Chapitre 2: Processus turbulents dans la couche limite **36**

2.1 Signal temporel de la température et de la vitesse du vent, mesurés avec un anémomètre sonique, et simulés par le modèle Méso-NH. 39
2.2 Sens du flux de chaleur au sein d'une couche instable (a) et stable (b) - Tirée de (*Stull*, 1988). 44
2.3 Déviation au profil logarithmique : $-\psi_m(\frac{z}{L}) + \psi_m(\frac{z_0}{L})$ en fonction de z/L pour différentes fonctions de stabilité, avec $z_0 = 0.0001\,\text{m}$. 49
2.4 Les différents régimes de la couche stable en fonction de la stratification. La ligne verticale tiretée matérialise la valeur de z/L pour laquelle le flux $\overline{w'\theta'}$ est maximum. Figure tirée de (*Mahrt*, 1998). 50
2.5 Illustration schématique de l'évolution du vent. Figure tirée de *Blackadar* (1957). 53
2.6 Le repère initial (x, y, z) et le repère de la pente (x_n, y, z_n). 54

Chapitre 3: Les outils pour l'observation et la simulation numérique 60

3.1 Anémo-girouette sur la tour du Dôme C. *Cliché : Albane Barbero.* 61
3.2 Mesures de température effectuées à 3 m sous un abri naturellement ventilé (–), et sous un abri avec ventilation forcée (.-) pendant 3 jours d'été. En gris les mesures de vent. 63
3.3 a. Pression de vapeur saturante $Psat$ en fonction de la température T selon la formulation (3.2) de *Goff and Gratch* (1945). b. Humidité spécifique q en gkg^{-1} en fonction de la température, pour la pression $P = 65000\,\text{Pa}$ typique du Dôme C en été et pour la pression $P = 100000\,\text{Pa}$. 64
3.4 Schéma de principe du spectre d'énergie en turbulence homogène et isotrope . . 69

Chapitre 4: Le cycle diurne au Dôme C 76

4.1 Le Dôme C : un désert blanc. *Cliché : Eric Brun.* 77
4.2 Topography around Dome C - (*Gallée et al.*, 2014b) 79
4.3 The 45 m tower at Dome C. *Photo C. Brun.* 80
4.4 Histrogram - longwave diffusive radiation down : $LW\downarrow$. BSRN data, December only from 2009 to 2013 - (*Vignon*, 2014). 82
4.5 Mean diurnal cycle in temperature and wind speed. Night-time December data from 2009 to 2011. 83
4.6 Wind rose - 9-m wind, December (only) data from 2009 to 2011 84
4.7 Downward long-waves radiation $LW\downarrow$ versus Inversion strength in the surface layer ($T_{3.3m} - T_s$), by night. Strong winds samples are plotted in red, whereas weak winds samples in blue. Plotted samples are from night-time December (only) data from 2009 to 2013. - Adapted from (*Vignon*, 2014). 84
4.8 Potential temperature and wind speed isocontours from tower observations (top) and in the 180 first meters of the simulation (bottom). Potential temperature, calculated with a reference level at 1013 hPa, ranges so "high" above 0 °C due to the elevated altitude of Dome C and the associated low pressure ($\sim 650\,\text{hPa}$). Corresponding absolute temperature is of about -30 °C. 87
4.9 Wind velocity profiles at 1 pm and 10 pm. Tower observations in black are compared with the control simulation (in green) and a simulation Simu2 with a lower value of the rugosity length. 88
4.10 Wind speed isocontours from tower observations (top) and in the 180 first meters of the simulation (bottom). 89
4.11 Horizontal wind speed in ms^{-1}; temporal series at different levels in the observations (top) and in the model (bottom). 90

4.12 Vertical profiles of potential temperature, wind speed and turbulent kinetic energy. Data are shown at midnight. Observational data from the tower are shown by the square ; simulation results are represented by the solid line. The vertical scale is normalized with the ground-base inversion layer depth (20 m in the observational data and 60 m in the simulation). 91
4.13 Vertical profile of TKE budget computed from 1-hour statistics: a. at 0 LT, b. at 12 LT. 92
4.14 Temporal series at 7 m, simulated (solid line) and computed from sonic anemometers (square) : a. Turbulent kinetic energy e (m^2s^{-2}), b. $\overline{w'\theta'}$ (Ks^{-1}), c. $\overline{\theta'^2}$ (K^2), b. $\overline{w'v'}$ (m^2s^{-2}). 93
4.15 Vertical profile the eddy diffusivity coefficient K_h in m^2s^{-1} (black solid line). The green dashed line represents the mixing length l in m, the blue dashed line, the stability function ϕ and the red dashed line the square out of the TKE ($\sqrt{e}$) in ms^{-1}. The black squares stand for the eddy diffusivity coefficients K_h computed from sonic data. Note that l has its own horizontal scale. a. at 0 LT, b. at 12 LT. 94
4.16 a. Curves of the eddy diffusivity coefficient K_h in equation (4.4), as a function of the local vertical gradient $\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$, for different values of TKE (e in m^2s^{-2}). b. Curves of the heat flux $\overline{w'\theta'} = -K_h \cdot \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$, as a function of the local vertical gradient $\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$, for different values of TKE. The four superposed characteristic points are described in Table 4.2. 96
4.17 Number of samples (30-min average) for which a jet is detected below 40 m, depending on the height (expressed in tower level) and the inversion strength (measured by $T_{\text{tower top}} - T_{\text{tower bottom}}$ in °C). All the available measurements recorded during December nights from 2009 to 2013 have been plotted. - Adapted from (*Vignon*, 2014). 97
4.18 Hodographs for different vertical levels in observation (left) and in the model (right). Dashed and coloured arrays stand for the evening velocity vectors (7 pm). Grey dashed vectors represent the maximum wind speed for each level. The observed wind is plotted from 7 pm to 6 am ; the simulated wind is plotted from 7 pm to 9 am. 98
4.19 Schéma de principe de la couche limite estivale au Dôme C. Figure tirée de (*Ricaud et al.*, 2011). 100
4.20 Le cas OPALE : 16-17 décembre 2011. Hodographes de la vitesse, d'après les données d'observation de la tour. Les vecteurs représentés en tireté colorés matérialisent les vecteurs vitesse en début de nuit (19 h). Le vecteur en tireté gris matérialise le jet. 101
4.21 Le cas OPALE : 16-17 décembre 2011. Module du vent horizontale ; évolution temporelle pour différents niveaux de la tour. 102
4.22 Cas GABLS : Bilan en puissance des forces qui contribuent à la variation de la norme du vent à 60 et à 200 m au-dessus de la surface. 105
4.23 Cas GABLS : Evolution du profil de vents le long de la tour, au cours de la journée GABLS. 106
4.24 Cycle journalier de la température de la surface de neige T_s en (°C) d'après les observations du BSRN et pour plusieurs simulations Méso-NH. 107
4.25 Rapport de mélange en glace nuageuse (cloud ice mixing ratio r_i), en kg/kg dans les 100 premiers mètres de la simulation. 109

4.26 Séries temporelles des flux longues ondes descendants $LW \downarrow$ mesurés par le BSRN et simulés par Méso-NH. Quatre simulations sont comparées : la simulation de référence avec le schéma microphysique ICE3, deux simulations à plus fine résolution verticale (2.5 m et 5 m), une simulation avec la microphysique désactivée. 110
4.27 Température de la surface de neige, simulée et déduite des mesures de flux longues ondes du BSRN. Quatre simulations sont comparées : la simulation de référence avec un albédo fixé à 0.8, et les simulations avec l'albédo fixé à 0.75, 0.81 et 0.85. 112
4.28 Cycle journalier du résidu du bilan d'énergie pour différentes simulations Méso-NH. 113
4.29 Profil vertical de température (°C) observé sur la tour, et prédit par les simulations avec une surface libre *Ref1* et *Ref2*, et avec une surface forcée en température : *TSforcee*. 115
4.30 Cycle journalier de la température (°C) à la surface et aux différents niveaux du modèle. En pointillé, la température observée. a. Simulation *Ref2* avec la surface libre. b. Simulation *TSforcee* avec la surface forcée en température. . . 116
4.31 Flux de chaleur sensible pour les journées des 11 et 12 décembre 2009. Les flux entre 7 et 37.5 m ont été calculés au CNRM/GAME par la méthode d'eddy-corrélation. Sur cette période le flux à 7 m est anormalement bruité, il a donc été retiré du graphique pour plus de clarté. Le flux à 3.5 m a été calculé par E. Vignon par la méthode des profils. 119
4.32 Comparaison de la propagation dans le calcul de flux de chaleur sensible, des erreurs de mesures sur 6 différentes variables (T,RH_{wrl},V,z_{0T},z_0 et z). 120
4.33 Propagation moyenne des erreurs de mesures dans le calcul du flux de chaleur sensible pour différents écart-type pour l'erreur de départ. Sur l'axe des abscisses sont reportées les erreurs de départ comme fraction ou multiple de la précision nominale de la mesure σ_X. Pour les variables météorologiques, la précision du constructeur a été utilisée : $\sigma_T = 0.3\,°C$, $\sigma_{RH} = 2\,\%$, $\sigma_V = 0.3\,\mathrm{ms}^{-1}$. Pour les hauteurs, on prend comme incertitude de départ, une estimation de l'incertitude sur la valeur déterminée (cf. section 4.4.1.3) : $\sigma_{z_{0T}} = 1.10^{-4}$ m, $\sigma_{z_0} = 2.10^{-4}$ m, $\sigma_z = 0.05$ m. 121
4.34 Flux de chaleur en surface, et vitesse de frottement. À gauche, en pointillé noir, les flux calculés à partir des observations, en gris l'incertitude liée à l'incertitude sur la hauteur de rugosité. À droite : les flux issus de plusieurs simulations Méso-NH. 124
4.35 Variances et covariances des fluctuations à 7 m. Les valeurs sont déduites de simulations Méso-NH ou des observations avec la méthode d'eddy-correlation (■).125
4.36 Profils verticaux, à 2 h local, de la température potentielle, du module du vent et de la TKE. Comparaison entre les profils observés et les profils simulés pour différentes valeurs de z_0. 127
4.37 Série temporelle du module de vent à 3.5 m, dans les observations et dans les simulations pour différentes valeurs de z_0. 128
4.38 Variances et covariances des fluctuations, estimées à partir des observations (■) et calculées par le modèle, avec des hauteurs de rugosité z_0, variant de 10^{-2} à 10^{-5} m. 130

4.39 Allure de la variance de température $\overline{\theta'^2}$ (K^2) en fonction du gradient vertical de température, selon l'équation (4.14), pour différentes valeurs de l'énergie cinétique turbulente e (m^2s^{-2}). ▲ indique la variance simulée à 7 m à minuit ; ♦ la variance observée à 7 m à minuit ; ▼ et ▼, les prédictions du modèle analytique (équation 4.14). 132
4.40 Allure du coefficient de viscosité turbulente K_m (m^2s^{-1}) en fonction du gradient vertical de température, selon l'équation 4.16, pour différentes valeurs de l'énergie cinétique turbulente e (m^2s^{-2}). ▲ indique la valeur simulée à 7 m à minuit ; ♦, la valeur observée à 7 m à minuit. ▼ et ▼ indiquent les prédictions du modèle analytique (4.16). 133
4.41 Comparaison des grandeurs l, ϕ et K_h, calculées soit avec le modèle analytique (en tireté), soit par Méso-NH. 134
4.42 Profils verticaux de la température potentielle (gauche) et du module du vitesse (droite), pour différents jeux de paramètres (C_h, C_m) et différentes heures de la journée/nuit. À a). 1 h, b). à 6 h et c). 12 h locales. 136
4.43 Contributions de chaque processus à la tendance de la température, à minuit, pour les simulations *Ref2*, $(k_h = 10, k_m = 1)$ et $(k_h = 100, k_m = 30)$ 137
4.44 Profils de température moyennés sur une cinquantaine de nuit de juillet et d'août, au Dôme C. En noir, le profil obtenu avec les radiosondages de 20 h ; en bleu, le profil obtenu à partir des analyses opérationnelles de ECMWF ; en rouge et vert des profils simulés par Méso-NH. Figure tirée de (*Lascaux et al.*, 2009). 139

Chapitre 5: Le développement d'un écoulement catabatique local 141

5.1 La pente de glace bleue et les différents sites de mesures. On distingue la route du raid qui part de la base, longe la pente par la droite en direction de D17 puis du Dôme C. 143
5.2 La pente de glace bleue surmontée d'une couche de saltation, après le coucher du soleil, en janvier 2012 *Cliché C. Brun.* 144
5.3 Station de mesure sur la pente en janvier 2014. Vue du bas et vue du haut. . . 145
5.4 Séries météorologiques mesurées sur la pente entre le 12 janvier et le 23 janvier 2014. a. Flux radiatifs incidents $SW\downarrow$, $LW\downarrow$, et rayonnement net R_n ; b. Vitesse du vent à 30 cm et à 2.40 m. Les mesures de vent à D17 sont superposées en gris ; c. Direction du vent ; d. Température à 35 cm et 2.1 m. Il manque des données entre les 14 et 15 janvier. 146
5.5 Profils du module du vent et de la température potentielle, jusqu'à 4 km et 10 km au-dessus de la surface, respectivement. Les profils sont tracés pour 4 jours de janvier 2014 à 8 h 30 locale environ ; ils sont déduits des radiosondages de DDU, repérés par les barres verticales oranges sur la figure 5.4. 147
5.6 Série temporelle des mesures de l'anémomètre sonique dans la nuit du 20 au 21 janvier 2014 : vitesse du vent et température sonique (haut), direction du vent (bas) Les mesures sont acquises à 20 Hz et moyennées sur 8 min. 148
5.7 Topographie de la pente utilisée pour la simulation. Les points bleus correspondent aux mesures GPS. 150
5.8 Coupes verticales dans le plan $x = 150$: module du vent dans les simulations DEAR (gauche) et DELT (droite). 153

5.9 Profils verticaux moyens de la longueur de mélange l et des deux TKE, dans les deux cas DEAR et DELT. A gauche, les profils de l, calculés analytiquement avec l'équation (3.13) et simulés par Méso-NH ; A droite, les profils de TKE, explicite (E), sous-maille (e) et totale ($E+e$). 153
5.10 La pente avec les quatre bandes sur lesquelles des statistiques ont été conduites. 154
5.11 Topographie moyennée sur l'axe x, avec les quatre repères (x_n, y_n, z_n) locaux. . 155
5.12 Inclinaisons de la surface $\alpha_y(x,y)$ et $\alpha_x(x,y)$, selon les axes y et x en degrés. . 156
5.13 Séries temporelles de la température potentielle et de la vitesse du vent le long de la pente v_n, simulées en $y = 200\,\mathrm{m}$. 161
5.14 Profils verticaux moyens le long de la pente : **a).** de la vitesse du vent V_n et de la température potentielle θ ; **b).** des composantes $\bar{u}_n$ et $\bar{v}_n$ du vent. 162
5.15 Détermination des paramètres pour le modèle de Ball, à partir des profils de vitesse v_p et d'écart à la température $\delta\theta$. 163
5.16 Profils verticaux moyens de la vitesse du vent dans la direction principale y_p, et de la température potentielle θ, en bas de la pente à $y = 200\,\mathrm{m}$ (- • -). Les profils du modèle de Prandtl sont tracés pour deux jeux de valeurs de K_m et K_h (-·-, - -). 164
5.17 Profils verticaux de TKE et TPE sous-maille et totales, pour les quatre points d'étude. Les signes $\star$ repèrent les données d'observation. 164
5.18 Profils verticaux des racines des moments d'ordre 2, en bas de la pente, pour **a)** la quantité de mouvement ($\sqrt{\overline{u_p'^2}}$, $\sqrt{\overline{v_p'^2}}$, $\sqrt{\overline{w_p'^2}}$ et $u_\star$); **b)**, la température potentielle ($\sqrt{\overline{\theta'^2}}$ et $\theta_\star$). Les étoiles repèrent les données d'observation. 165
5.19 Carte d'anisotropie de la turbulence en bas de la pente entre 0 et 8 m au-dessus de la surface. 166
5.20 Profils verticaux en bas de la pente : **a)** des coefficients de diffusion et de viscosité turbulente; **b)** des nombres de Prandtl turbulent Pr et de Richardson de flux Ri_f. 167
5.21 Relation entre le nombre de Prandtl turbulent Pr et le nombre de Richardson de flux Ri_f dans la couche de mélange supérieure du jet, la couleur indique la distance à la surface en mètres. 168

Chapitre 6: L'humidité sous le vent catabatique en Terre Adélie 171

Chapitre 7: Conclusion générale 190

Chapitre A: Le projet GABLS 213

Chapitre B: Étude de sensibilité à la hauteur de rugosité pour le calcul des flux au Dôme C 215

B.1 Propagation des erreurs de mesures sur le calcul des flux de chaleur latente LE et de quantité de mouvement τ pour différents écart-type pour l'erreur de départ. Sur l'axe des abscisses est reporté l'incertitude de départ comme fraction ou multiple de la précision nominale de la mesure σ_X. 216
B.2 Propagation des erreurs de mesures sur le calcul du flux de chaleur latente LE et de la vitesse $u_\star$ pour différentes heures de la journée. 217

B.3 Séries temporelles de la température potentielle (gauche) et du module du vent (droite) 218
B.4 Séries temporelles de la TKE. 219
B.5 Flux de chaleur et vitesses de frottement, en surface (0-3.5 m), estimés à partir des observations (gauche) et, simulés par Méso-NH (droite) avec différentes valeurs pour la hauteur de rugosité z_0. 220

Liste des symboles

x,y,z	Variables de l'espace dans les trois directions	[m]
t	Variable temporelle	[s]
u,v,w	Composantes horizontales et verticale du vent	[$\mathrm{m\,s^{-1}}$]
V ou W	Vitesse du vent	[$\mathrm{m\,s^{-1}}$]
D_V	Direction du vent	[°]
u_g,v_g	Composantes zonales et méridionales du vent géostrophique	[$\mathrm{m\,s^{-1}}$]
G	Module du vent géostrophique	[$\mathrm{m\,s^{-1}}$]
p	Pression de l'air	[Pa]
T	Température de l'air	[K]
θ	Température potentielle de l'air	[K]
ρ	Masse volumique de l'air (densité par abus de langage)	[$\mathrm{kg\,m^{-3}}$]
q	Humidité spécifique de l'air	[$\mathrm{g\,kg^{-1}}$]
RH_{liq}, RH_{ice}	Humidité relative par rapport au liquide et au solide	[%]
$Psat_{liq}$, $Psat_{ice}$	Pression de vapeur saturante par rapport au liquide et au solide	[Pa]
R_a	Constante des gaz parfait pour l'air sec	[$\mathrm{J\,K^{-1}kg^{-1}}$]
c_p	Capacité thermique massique de l'air sec	[$\mathrm{J\,K^{-1}kg^{-1}}$]
L_S	Chaleur latente de sublimation	[$\mathrm{J\,kg^{-1}}$]
σ	Constante de Stephan Bolzmann	[$\mathrm{W\,m^{-2}K^{-4}}$]
g	Accélération de la pesanteur	[$\mathrm{m\,s^{-2}}$]
f_c	Paramètre de Coriolis	[$\mathrm{s^{-1}}$]
κ	Constante de Von Karman	
β	Coefficient de flottabilité	[$\mathrm{m\,s^{-2}\,K^{-1}}$]
ρ_s	Densité de la neige	[$\mathrm{kg\,m^{-3}}$]
ϵ	Émissivité de la surface ou Dissipation, selon le contexte	
α	Albédo de la surface ou Inclinaison de la pente, selon le contexte	[1 ou °]
z_0, z_{0T}	Hauteurs de rugosité de la surface	[m]
ξ	Variable muette	
$\overline{\xi}$	Valeur de ξ pour champ moyen	
$\overline{\xi'^2}$, $\overline{\xi'_1\xi'_2}$	Variance et covariance pour le champ fluctuant	
e	Énergie cinétique turbulente	[$\mathrm{m^2s^{-2}}$]
e_P	Énergie potentielle turbulente	[$\mathrm{m^2s^{-2}}$]
N	Fréquence de Brunt-Väisälä	[$\mathrm{s^{-1}}$]
Ri	Nombre de Richardson	
Pr	Nombre de Prandtl turbulent	

L	Longueur de Monin Obukhov	[m]
ϕ_m, ϕ_h	Fonctions universelles pour la similitude	
ψ_m, ψ_h	Fonctions de stabilités	
$u_\star$	Vitesse de frottement	$[\mathrm{m\,s^{-1}}]$
τ	Tenseur de Reynolds	$[\mathrm{kg\,m^{-1}s^{-2}}]$
H, LE	Flux de chaleurs sensible et latent	$[\mathrm{W\,m^{-2}}]$
Q ou G	Flux de chaleur dans le manteau neigeux	$[\mathrm{W\,m^{-2}}]$
Rn	Rayonnement net	$[\mathrm{W\,m^{-2}}]$
$SW\downarrow$, $SW\uparrow$	Rayonnements solaires descendant et montant	$[\mathrm{W\,m^{-2}}]$
$LW\downarrow$, $LW\uparrow$	Rayonnements thermiques descendant et montant	$[\mathrm{W\,m^{-2}}]$
T_s	Température de la surface de neige	[°C]
h	Épaisseur de la couche catabatique	[m]
z_J	Hauteur du jet	[m]
C_{WD}	Constance directionnelle	
F_K	Force catabatique	[N]
Δ	Taille de la maille	[m]
ν, ν_h, ν_q	Viscosité et diffusivités moléculaires cinématiques	$[\mathrm{m^2s^{-1}}]$
K_m, K_h, K_q	Viscosité et diffusivités turbulentes	$[\mathrm{m^2s^{-1}}]$
l_m	Longueur de mélange	[m]
ϵ	Dissipation de la TKE ou émissivité de la surface	
C_h, C_2, C_m, C_ϵ, C_e, C_1	Paramètres du schéma de turbulence de Méso-NH	
e et E	Énergie cinétique turbulentes sous-maille et explicite dans le contexte d'une LES	$[\mathrm{m^2s^{-2}}]$
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	
ϵ_{ijk}	Symbole de Levi-Civita	
$\propto$	Symbole de proportionnalité	

Liste des Acronymes

.

AMPS *Antarctic Mesoscale Prediction System*, modèle numérique mésoéchelle pour la prévision dans les régions Antarctique et Sub-Antarctique (*Powers et al.*, 2003). Le modèle est basé sur le modèle méso-échelle Polar-MM5 (depuis Polar-WRF) et un système d'assimilation utilisant un réseau d'observation plus complet dans la région que celui utilisé pour les réanalyses NCEP et ERA.

ARPEGE Modèle de prévision numérique planétaire de Météo-France, déclinée dans deux versions pour la prévision météorologique et le climat. `http://www.cnrm.meteo.fr/spip.php?article121`

AROME Modèle régional (LAM) à maille fine (2.5 km) de Météo-France.

AWS *Automatic Weather Station* : station météorologique automatique.

BSRN *Baseline Surface Radiation Network* : `http://www.bsrn.awi.de/`.

CALVA *acquisition de données in-situ pour la CALibration et la VAlidation des modèles météorologiques et de climat*, programme de recherche.

CMIP5 *Couple Model Intercomparison Project Phase 5*, `http://cmip-pcmdi.llnl.gov/cmip5/`

CNRM *Centre Nationale de Recherche Météorologique*, unité mixte de recherche de Météo-France et du CNRS. `http://www.cnrm.meteo.fr/`

CNRS *Centre Nationnal de la Recherche Scientifique* en France.

CP base de *Cap Prud'Homme* en Terre Adélie.

Crocus Modèle de neige multicouche développée au CNRM. Intégrée depuis 2011 dans le modèle de surface SURFEX.

D17 lieu dit en Terre Adélie.

DDU Base Scientifique de *Dumont D'Urville*, en Antarctique.

DNS *Direct Numerical Simulation.*

ECMWF *European Centre for Medium Range Weather Forecast*, `http://www.ecmwf.int/`.

ERA-40 et ERA-interim Analyses et ré-analyses météorologiques préparées au centre Européen (ECMWF).

EPICA *European Project for Ice Coring in Antarctica*, Projet européen de forage profond pour l'étude de l'histoire du climat.

GABLS *GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study*

GEWEX *Global Energy and Water Exchange Project*, `www.gewex.org/`

GIEC *Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat.* En Anglais IPCC, `http://www.ipcc.ch/`

GLACIOCLIM *Les GLACiers un Observatoire du CLIMat.* Observatoire de Recherche en Environnement portant sur l'étude des Glaciers et du Climat. GLACIOCLIM-SAMBA en est la composante Antarctique. `http://www-lgge.obs.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/`

IPCC *International Panel on Climate Change.* En français : GIEC.

IPEV *Institut Paul Émile Victor* : Institut Polaire Français, `www.institut-polaire.fr/`.

LA *Laboratoire d'Aérologie*, unité mixte de recherche du CNRS et de l'université Paul Sabatier de Toulouse. `http://www.aero.obs-mip.fr/`.

LAM *Limited Area Model*. Abbréviation pour les modèles atmosphériques à aire limitée.

LES *Large Eddy Simulation*, abréviation pour une technique de modélisation définie au chapitre 3.

LEGI *Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels*, unité mixte de recherche du CNRS et de l'université Grenoble Alpes `www.legi.grenoble-inp.fr/`.

LGGE *Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement*, unité mixte de recherche du CNRS et de l'université Grenoble Alpes. `http://lgge.osug.fr`.

MAR *Modèle atmosphérique régional*, développé au LGGE.

Méso-NH *Modèle Méso-échelle Non Hydrostatique*. Modèle atmosphérique de recherche dévellopé par le CNRM et le LA du CNRS.

NCEP *National Centers for Environmental Protection* (USA)

PNRA Programme national italien de recherche en Antarctique. `http://www.pnra.it/`

SMB *Surface Mass Balance*, bilan net de la masse gagnée ou perdue par la calotte.

SURFEX *modèle de SURFace EXternalisée* développé à Météo-France, qui peut être couplé aux modèles Méso-NH, AROME et ARPEGE .... `http://www.cnrm.meteo.fr/surfex/`

TPE *Turbulent Kinetic Energy*, en français, énergie potentielle turbulente.

TKE *Turbulent Kinetic Energy*, en français, énergie cinétique turbulente.

Annexe A

Le projet GABLS

GABLS est une composante du projet GEWEX, qui vise à améliorer la représentation des couches limites atmosphériques dans les modèles de prévision numérique et les modèles de climat. Depuis 2003, le projet s'est concentré sur les couches stables avec trois intercomparaisons de modèles unicolonnes. Ces trois cas sont basés sur des observations réalisées, par ciel clair, en Arctique, au Kansas et à Cabauw au Pays-Bas.

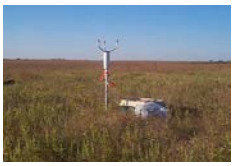
GABLS 1 - 2003	GABLS 2 - 2005	GABLS 3 - 2008	GABLS 4 - 2014
			
LES as reference	Observations (CASES99)	LES and Observations (CABAUW)	Observations (Concordiasi) (CALVA - GLACIOCLIM)
Academic setup	Idealized forcing	Observed forcing	Observed forcing
Prescribed Ts	Prescribed Ts	Full coupling with surface	Full coupling with surface
No radiation	No radiation	Radiation	Radiation
Turbulent mixing	Diurnal cycle	LLJ+transition	diurnal transitions strongly stable
Cuxart et al. (2006)	*Svensson et al.* (2011)	*Bosveld et al.* (2014)	En cours [1] cf chapitre 4

Table A.1 – Récapitulatif des 4 cas GABLS - *adapté de la présentation de B. Holtsag, Tokyo 2010.*

Apport de GABLS1

Cas d'une couche limite stable au dessus d'une surface de glace homogène. Une stratification ambiante avec un vent géostrophique constant de $8\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ ainsi qu'un refroidissement de la surface de $0.25\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ sont imposés. Les différents modèles qui ont tourné en mode LES ont donné des résultats cohérents en accord avec les observations et les théories de similitude. Du coup, les LES ont pu servir de référence pour évaluer les modèles unicolonnes. Les 19 modèles qui ont tourné en mode unicolonne en revanche, ont abouti à une grande variété de résultats. En règle générale, les modèles de recherche se sont montrés plus performants que les modèles opérationnels qui mélangent trop et en conséquence prédisent des couches limites trop profondes. En plus de pointer du doigt le fort mélange dans les modèles opérationnels, cette

1. `http://www.cnrm.meteo.fr/aladin/meshtml/GABLS4/GABLS4.html`

intercomparaison met en avant le rôle crucial de la résolution verticale proche de la surface et de la hauteur du premier niveau de modèle.

Apport de GABLS2

Un peu plus réaliste que le précédent cas, GABLS2 étudie un cycle diurne. Les 19 modèles unicolonnes ont produit des profils d'une part très divergents, et d'autre part substantiellement différents des observations. L'intercomparation a mis en évidence une forte sous-estimation de l'amplitude du cycle diurne en temprérature et en vent dans la couche limite. Le cas a aussi permis de relever une mauvaise représentation des transitions tant au coucher qu'au lever du soleil.
Il est apparu une meilleure convergence des modèles lorsqu'ils fonctionnaient en mode couplé avec un schéma de surface plutôt qu'avec une température de surface prescrite. En cela, le cas a mis en évidence la forte interaction entre couplage thermique de la couche limite avec le sol d'une part et le mélange turbulent d'autre part.

Apport de GABLS3

Encore plus réaliste, GABLS3 se focalise sur un cycle diurne, en tenant compte cette fois des échanges radiatifs. Un exercice pour les LES a aussi été conduit. Comme pour le cas GABLS1, les résultats des LES avec la température de surface prescrite sont bien moins dispersés que ceux des modèles unicolonnes. Le cas était idéal pour étudier les transitions de régime au coucher et au lever de soleil et en particulier la formation, par oscillation inertielle, d'un jet de basse couche. Les modèles sous-estiment pour la plupart la vitesse du jet. La température à 2 m est simulée avec succès (proche des observations) pour plus d'un tiers des modèles. La dispersion des autres modèles est attribuée en premier lieu aux différences de couplage thermique entre surface et atmosphère ; les différences dues au mélange turbulent et au transfert radiatif semblent être de seconde importance.

Annexe B

Étude de sensibilité à la hauteur de rugosité pour le calcul des flux au Dôme C

Cette annexe présente quelques graphiques supplémentaires relatifs à la sensibilité des flux au z_0.

B.1 Étude de sensibilité de la méthode des profils

Au chapitre 4, section 4.4.1.2, nous avons présenté une étude de sensibilité à la hauteur de rugosité z_0, du calcul des flux turbulents par la méthode des profils. Cette étude de sensibilité a été mené avec une méthode de Monte-Carlo.

Les graphiques relatifs au flux de chaleur sensible ont été présenté à la section 4.4.1.2, nous présentons ici les graphiques relatifs au flux de chaleur latente et au flux de quantité de mouvement.

Erreurs de départ Ces calculs ont été menés avec les erreurs de départ suivantes :
Pour les variables météorologiques, la précision du constructeur a été utilisée : $\sigma_T = 0.3\,°\mathrm{C}$, $\sigma_{RH} = 2\,\%$, $\sigma_W = 0.3\,\mathrm{ms}^{-1}$.
Pour les hauteurs une estimation de l'incertitude sur la valeur déterminée a été choisie : $\sigma_{z_{0T}} = 1.10^{-4}\,\mathrm{m}$, $\sigma_{z_0} = 2.10^{-4}\,\mathrm{m}$, $\sigma_z = 0.05\,\mathrm{m}$.

B.2 Étude paramétrique avec Méso-NH

À la section 4.4.3, plusieurs simulations ont été conduites en faisant varier la hauteur de rugosité z_0. Nous montrons ici quelques graphiques supplémentaires concernant les champs moyens et les flux en surface.

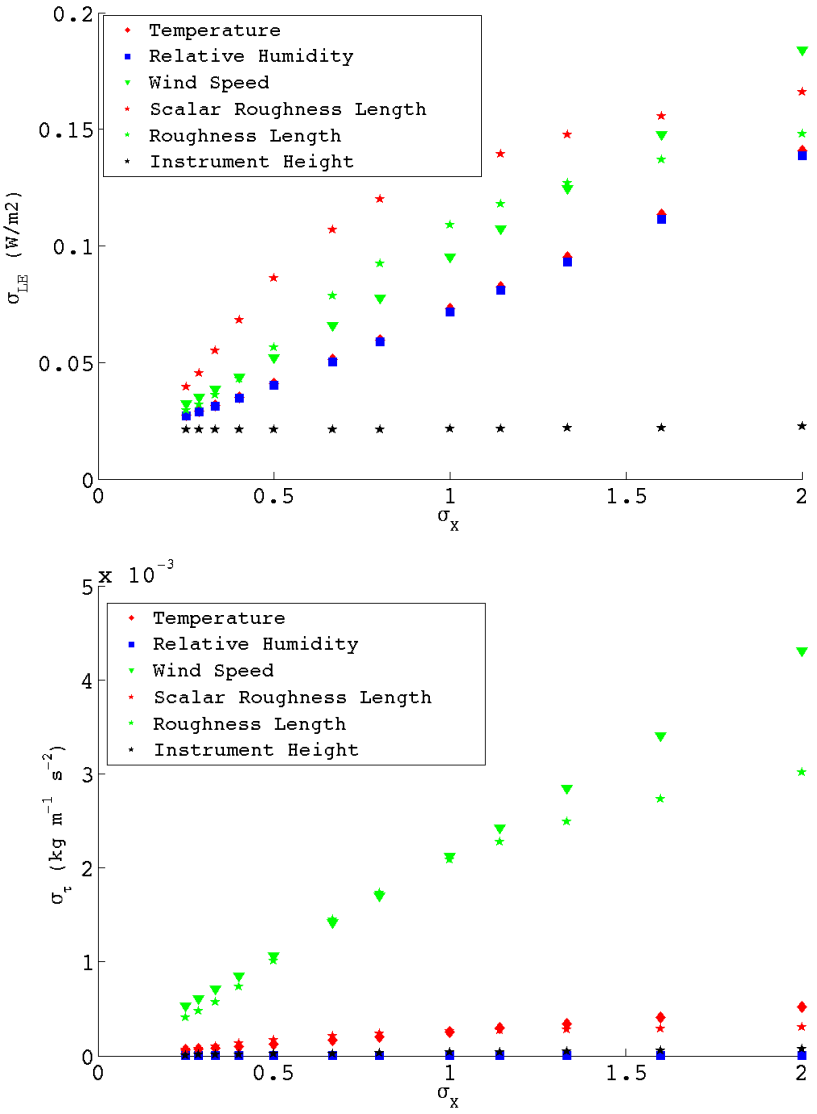


FIGURE B.1 – Propagation des erreurs de mesures sur le calcul des flux de chaleur latente LE et de quantité de mouvement τ pour différents écart-type pour l'erreur de départ. Sur l'axe des abscisses est reporté l'incertitude de départ comme fraction ou multiple de la précision nominale de la mesure σ_X.

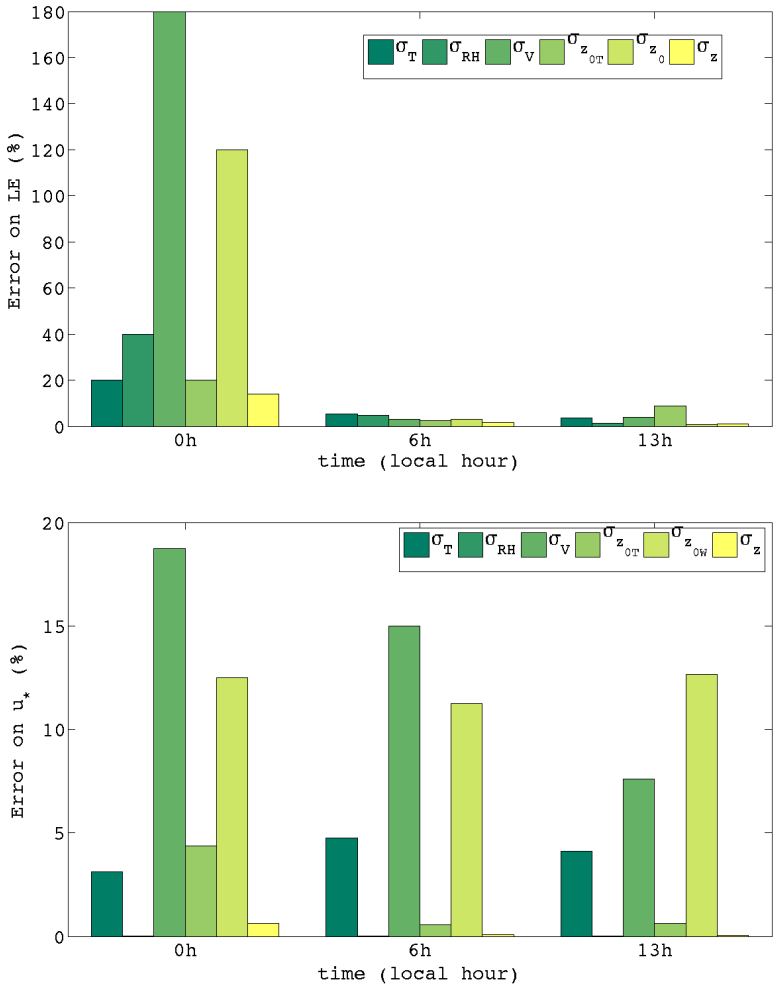


FIGURE B.2 – Propagation des erreurs de mesures sur le calcul du flux de chaleur latente LE et de la vitesse $u_\star$ pour différentes heures de la journée.

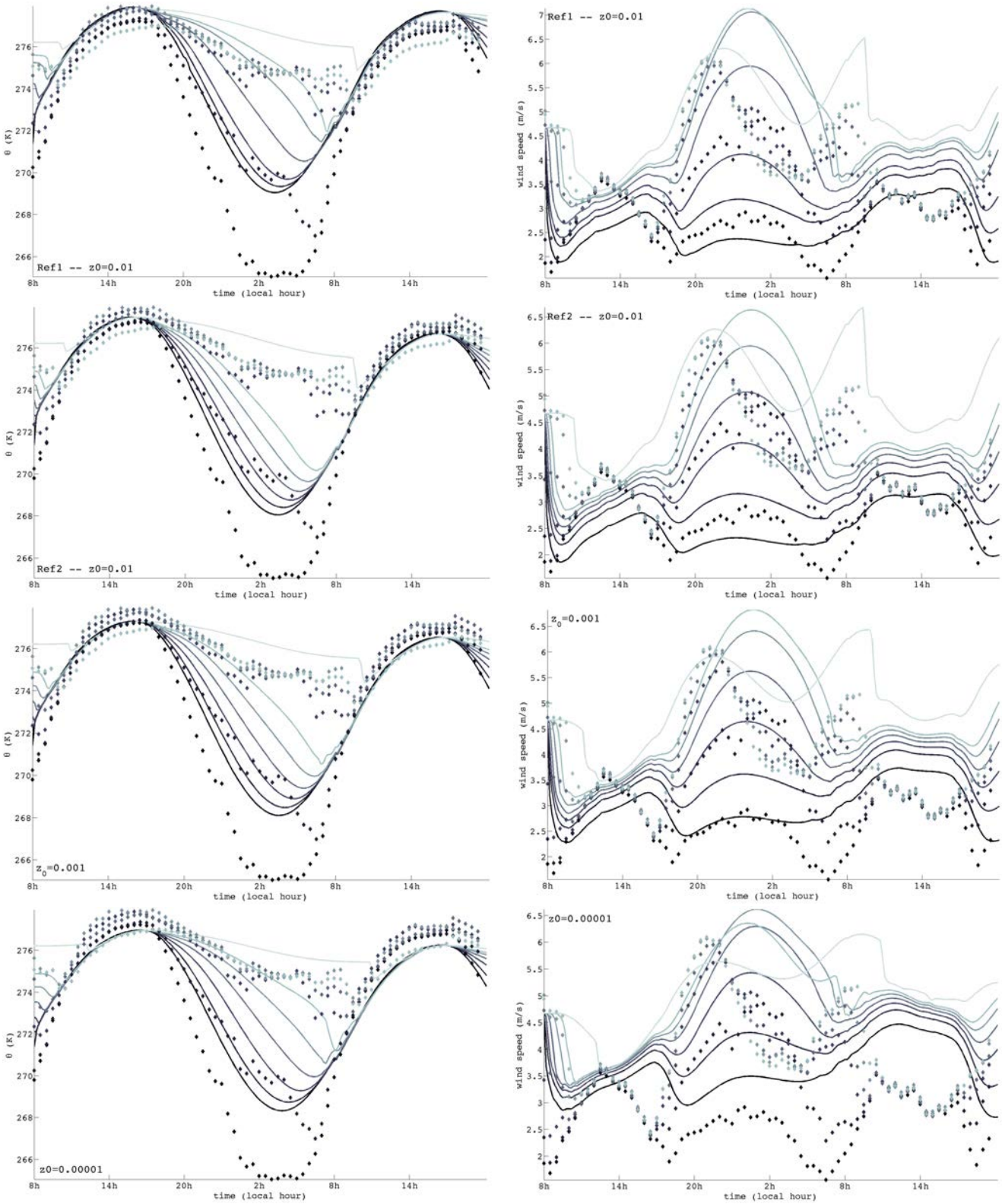


FIGURE B.3 – Séries temporelles de la température potentielle (gauche) et du module du vent (droite)

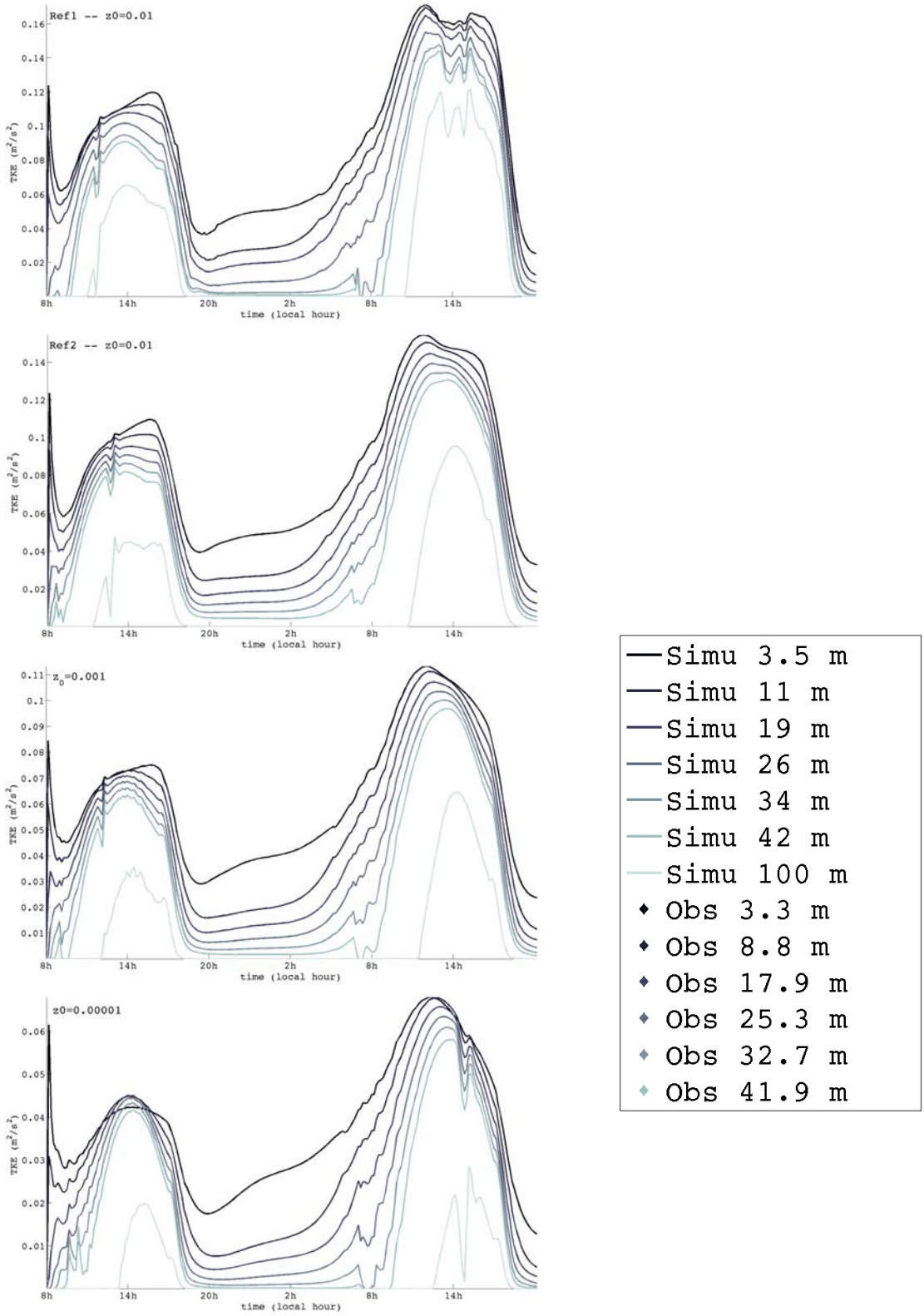


FIGURE B.4 – Séries temporelles de la TKE.

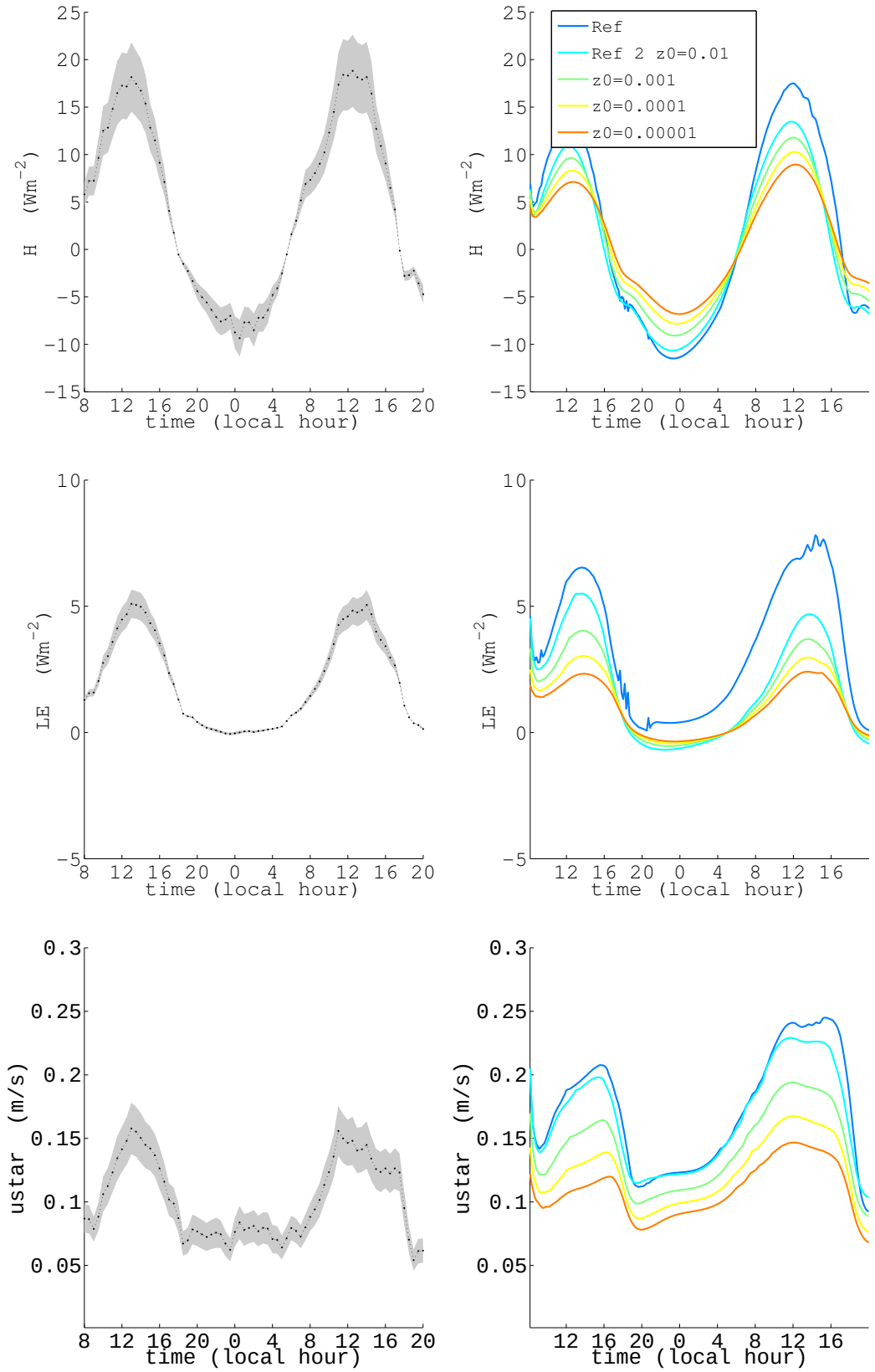


FIGURE B.5 – Flux de chaleur et vitesses de frottement, en surface (0-3.5 m), estimés à partir des observations (gauche) et, simulés par Méso-NH (droite) avec différentes valeurs pour la hauteur de rugosité z_0.

Résumé

Sauf pour quelques heures les après-midi d'été, la surface enneigée du continent Antarctique se refroidit constamment radiativement. Il en résulte une stratification stable persistante de la couche limite atmosphérique. Celle-ci alimente un écoulement catabatique le long des pentes qui descendent du plateau vers l'océan. En hiver, les inversions de températures et les vitesses de vents associées sont extrêmes. Une inversion moyenne de 25°C et des vitesses dépassant les 200 km/h sont régulièrement observées sur le plateau et sur la côte respectivement. L'été, si les inversions restent très marquées la nuit, le réchauffement de la surface par le soleil conduit au développement de couches convectives l'après midi. Des replats et des pentes immenses et vides, inlassablement recouverts de neige : l'Antarctique est un laboratoire unique pour étudier la turbulence dans les couches limites stables et catabatiques mais aussi, en été, les transitions entre les régimes turbulents. Des processus délicats à étudier, puisque très sensibles aux hétérogénéités de la surface.

Ce travail de thèse documente trois cas d'école estivaux typiques : le cycle diurne sur le plateau Antarctique, la génération d'un écoulement catabatique local, et la couche limite soumise à un forçage catabatique. Ces trois situations ont été explorées avec des observations in-situ. Pour deux d'entre elles, les observations ont nourri et ont été complétées par des simulations avec le modèle atmosphérique Méso-NH.

Le premier cas s'intéresse au cycle diurne au Dôme C. Le Dôme C, sur le plateau Antarctique est une zone plate et homogène éloignée des perturbations océaniques. Depuis quelques années, une tour de 45 m échantillonne la couche limite. L'été, un cycle diurne marqué est observé en température et en vent avec un jet de basse couche surgéostrophique la nuit. Une période de deux jours, représentative du reste de l'été, a été sélectionnée, pour la construction du cas d'intercomparaison GABLS4, préparé en collaboration avec Météo-France. Les simulations uni-colonnes menées avec le modèle Méso-NH ont montré la nécessité d'adapter le schéma de turbulence afin qu'il puisse reproduire à la fois les inversions de température et l'intensité de la turbulence mesurées.

Le deuxième cas d'école examine un écoulement catabatique généré localement, au coucher du soleil, observé sur une pente de 600 m par 300 m en Terre Adélie. Certaines caractéristiques de la turbulence, en particulier l'anisotropie, ont été explorées à l'aide de simulations à fine échelle (LES).

Le troisième cas s'intéresse à la couche limite mélangée typique des zones côtières soumises à un vent intense. Ce vent d'origine catabatique, a dévalé les 1000 km de pente en amont. En remobilisant la neige, il interagit avec le mélange turbulent. Le travail s'est intéressé dans ce troisième cas à l'impact du transport de neige sur l'humidité de l'air et au calcul des flux turbulents à partir des profils de température, vent et humidité.

Mots-clés : Antarctique, couche limite atmosphérique stable, vent catabatique, transport de neige par le vent, mélange turbulent, simulation numérique, observations.