

Rapport de Stage M2R

Laboratoire de Météorologie Dynamique PARIS¹
Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement GRENOBLE²
Université Pierre et Marie Curie PARIS 6³

Couche limite atmosphérique au Dôme C

Jean-François RYSMAN³

Sous la direction de : Alain LAHELLEC¹
Jean-Yves GRANDPEIX¹
Christophe GENTHON²



Table des matières

Introduction	1
I Présentation du sujet	3
1 Géographie et mesures	4
1.1 L'Antarctique et le Dôme C	4
1.2 La tour et les capteurs	5
1.3 Format des données	7
2 Le climat en Antarctique et au Dôme C	8
2.1 Température	8
2.2 Humidité	9
2.3 Vent	10
2.4 Couche limite	11
2.4.1 Cycle diurne	12
2.4.2 Spirale d'Ekman	13
2.4.3 Couche limite antarctique	13
3 Mise en place des outils d'analyse	16
3.1 Couche limite	16
3.1.1 Formalisme de Boussinesq	16
3.1.2 Moyenne de Reynolds	16
3.1.3 Couche convective	17
3.1.4 Couche stable	18
3.1.5 Couche d'Ekman	19
3.1.6 Nombre de Richardson	19
3.2 Moindres Carrés	20
3.2.1 Principe	20
3.2.2 Mise en œuvre	21
3.2.3 Loi du χ^2	21
3.3 Statistique	22
3.3.1 Changement de variable	22
3.3.2 Fonction de densité	22
3.4 Gnuplot	23
3.5 Le modèle 1D du LMD	23

II	Résultats	24
4	Analyse des données	25
4.1	Observation	25
4.1.1	Température	25
4.1.2	Humidité	27
4.1.3	Vent	28
4.2	Spirale d'Ekman	30
4.2.1	Observations	30
4.2.2	Ajustement des données	30
4.2.3	Analyse statistique	33
4.2.4	Mesures non ajustées	36
4.3	Paramètres physiques	38
4.3.1	Hauteur de la couche limite	39
4.3.2	Nombre de Richardson gradient	39
4.3.3	Coefficient de turbulence	40
4.3.4	Longueur de mélange	41
5	Modélisation	42
5.1	Mise en place du modèle	42
5.2	Résultats	42
5.2.1	Coefficient de diffusion turbulente	42
5.2.2	Nombre de Richardson gradient	43
	Conclusion	44
	Bibliographie	45

Remerciements

Un grand merci à Alain LAHELLEC, Christophe GENTHON et Jean-Yves GRANDPEIX pour leur aide précieuse durant ce stage.

Merci également au laboratoire du LMD pour m'avoir accueilli et permis de réaliser ce stage.

Merci enfin à tous ceux qui par leurs idées et conseils m'ont aidé à réaliser ce travail.

Introduction

Le pôle Sud géographique a été atteint pour la première fois le 14 décembre 1911 par l'expédition norvégienne de Roald Amundsen. L'Antarctique a été l'un des derniers territoires explorés par l'Homme à cause des conditions climatiques extrêmes que l'on y rencontre. La température de surface peut notamment y descendre sous les -80°C . L'émissivité de la glace étant nettement supérieure à celle de l'air, des inversions thermiques notables peuvent se développer au sein de la couche limite antarctique. La force et la persistance dans le temps de cette stratification sont parmi les processus les plus remarquables de cette couche de l'atmosphère [1–3]. De plus sur le plateau Est antarctique, les vents de surface sont faibles et le sol est très lisse ce qui inhibe la turbulence atmosphérique et induit des couches limites extrêmement minces. L'étude de la couche limite antarctique concerne les météorologues et climatologues [2–7], mais aussi les chimistes pour l'étude du transport d'espèces chimiques entre la surface et l'atmosphère libre [8, 9], ou encore les astronomes qui pourraient y trouver les meilleures conditions d'observations au monde [10, 11].

Comprendre les conditions climatiques et météorologiques d'un milieu est un processus long et complexe. La mesure, l'analyse et la modélisation des paramètres physiques sont donc importantes pour caractériser les phénomènes qui s'y produisent. Le principal challenge de la modélisation du climat en Antarctique est l'amélioration de la paramétrisation des nuages et de la couche limite stable [4, 6]. Cette amélioration passe donc par des mesures denses spatialement et temporellement. En pratique, les stations météorologiques du continent n'effectuent des mesures qu'aux niveaux météorologiques standards (2 et 10 m) mis à part au pôle Sud où des mesures sont effectuées jusqu'à 22 m [4]. Des campagnes de mesure portant sur toute la hauteur de la couche limite ont été effectuées mais elles ont l'inconvénient d'être limitées dans le temps [1, 3, 10]. Ces données se révèlent donc insuffisantes pour caractériser avec précision la couche limite antarctique.

Situé à 3233 m, le Dôme C (75 S 123 E) est un maximum local du plateau Est antarctique. La station scientifique Concordia y est installée depuis 1997. On y a également érigé une tour de 45 m de haut. Cette dernière est équipée de 6 groupes d'instruments répartis suivant l'altitude et mesurant la température, l'humidité et le vent moyens. Depuis 2010 la tour est de plus équipée de capteurs soniques à même de mesurer la turbulence. Les mesures réalisées permettront de constituer une base de données unique de l'état de la couche limite en Antarctique et de mieux comprendre les processus qui s'y déroulent. On pourra ainsi, à terme, améliorer sa prise en compte dans les modèles régionaux et globaux.

Cette étude a pour objectifs d'analyser et de valider les mesures de l'année 2009. Nous nous sommes notamment intéressés aux cycles saisonnier et diurne du vent, de la température et de l'humidité au Dôme C. Dans les cas où la couche limite était stable, nous

avons ajusté le modèle d'Ekman aux données de vent pour en tirer des paramètres physiques tel que le coefficient de diffusion turbulente. Enfin le modèle LMDZ 1D a permis de compléter notre caractérisation de la couche limite antarctique.

La première partie de ce rapport présente la géographie de l'Antarctique et le Dôme C ainsi que le dispositif expérimental ayant permis de réaliser les mesures. Puis on donnera un aperçu du climat en Antarctique en s'appuyant sur les travaux déjà réalisés. Les différents outils théoriques nécessaires à la réalisation de cette étude seront ensuite présentés. Les deux dernières parties seront consacrées aux résultats du stage : on y fera une présentation détaillée des résultats et phénomènes mis en évidence puis on les mettra en parallèle avec les conclusions des différentes autres études. Enfin la modélisation nous permettra d'obtenir des éléments supplémentaires permettant de comprendre et d'interpréter les processus de la couche limite en Antarctique.

Première partie
Présentation du sujet

Chapitre 1

Géographie et mesures

1.1 L'Antarctique et le Dôme C

L'Antarctique est le continent le plus méridional de la Terre, recouvert par la glace à 98 % [1]. On peut le partager en trois zones différentes : l'ouest entre 85 et 75 S, la péninsule antarctique constituée par la langue de glace située à l'extrême ouest entre 75 S et 60 S et l'immense plateau à l'est englobant le pôle Sud (Fig. 1.1).



FIG. 1.1: Carte de l'Antarctique

A l'exception d'une mince bande côtière de terre au niveau de la mer, la glace culmine

entre 2 km et 4 km d'altitude. Le sommet de l'Antarctique situé dans le massif du Vinson dépasse 5440 m [1].



FIG. 1.2: *Sastrugi au pôle Sud*

La pente du plateau antarctique est extrêmement faible (0,1 % en moyenne à l'intérieur du continent [1]) mais la surface n'est pas plate : elle est parsemée de rides qu'on appelle les *sastrugi*. Ces rides varient entre quelques millimètres et un mètre de haut et s'orientent parallèlement au vent dominant (Fig. 1.2). Elles ont donc permis d'établir les premières cartes de vent de surface en Antarctique.

Le Dôme C est un maximum local sur la plateau Est antarctique. Il s'élève à 3233 m et se situe à 75,06 S - 123,19 E. La côte la plus proche se situe à 1000 kms environ. La pente locale est inférieure à 1 % [4]. A cette latitude le soleil s'élève à 38° au dessus de l'horizon le 21 Décembre [12]. Au Dôme C les *sastrugi* sont hauts de quelques dizaines de millimètres à 30 cm en général. De plus, ils sont longs d'environ un mètre en moyenne et sont dirigés dans un axe nord-sud [2]. La base Concordia y est installée depuis 1997, elle est gérée par l'IPEV (Institut Polaire Français Paul-Emile VICTOR) et le PNRA (Programma Nazionale Ricerche in Antartide (Institut Polaire Italien)).

1.2 La tour et les capteurs

Une tour de 30 m a été installée à 700 m de la base Concordia (environ 75,05 S - 123,18 E) pendant les années 2000 pour étudier la couche limite locale (Fig. 1.3 (a)). Elle a été rehaussée de 15 m en 2007 et est opérationnelle à nouveau depuis le 16 janvier 2008. Son emplacement a été choisi de manière à éviter l'influence de la station Concordia qui est l'unique relief aux alentours. La hauteur de la tour peut paraître faible en comparaison avec les tours installées aux moyennes latitude (la tour de Cabauw aux Pays-Bas dépasse les 200 m par exemple [13]). Mais comme nous allons le constater dans les sections suivantes, les inversions de température au Dôme C sont très importantes et la couche limite est très basse, ainsi la tour est suffisante pour obtenir des informations pertinentes caractérisant la couche limite [3, 4]. Des hygromètres HMP155 VAISALA, des thermistors

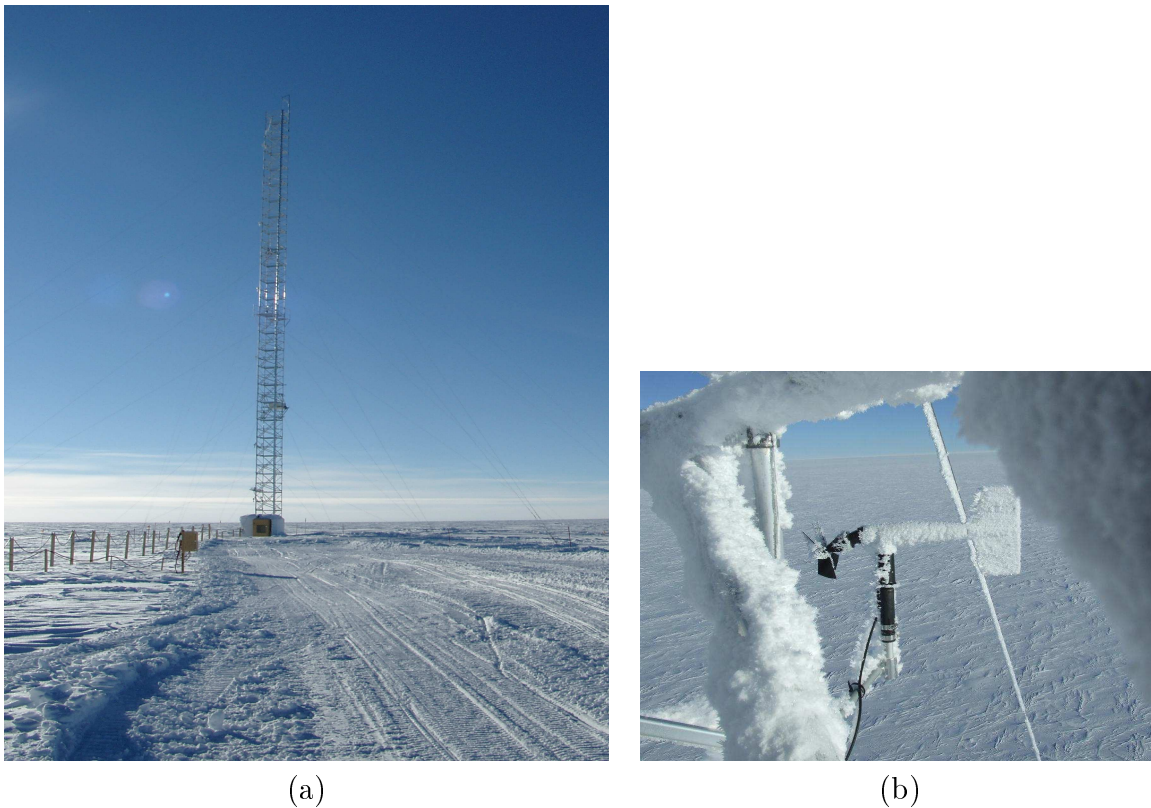


FIG. 1.3: *La tour de 45 m et un capteur aérovane.*

pt100 DIN IEC 751 et des aérovannes YOUNG 45106 (Fig. 1.3 (b)) y ont été installés dans la direction du vent dominant à 6 altitudes (4,6-12,0-19,4-26,9-34,2-43,4 m). De plus, les thermistors sont installés dans des abris à ventilation forcée YOUNG 43502.

Seules les altitudes 26,9 et 34,2 m ne sont pas équipées pour l'instant de capteurs d'humidité HMP155.

	Variable	Précision (à 20 °C)
VAISALA HMP155	Humidité	2 à 3 %
YOUNG 45106	Vent	0,3 m/s et 3 °
pt100	Température	0,15 °C

TAB. 1.1: *Précision des instruments de mesure*

Plusieurs fois dans l'année, les instruments sont tombés en panne. En outre ils ne sont pas construits spécifiquement pour des mesures en Antarctique. Il a fallu en tenir compte lors de l'analyse des mesures.

Il y a plusieurs autres techniques utilisées à la base Concordia pour analyser la couche limite antarctique. On peut effectuer des radiosondages mais ils ont l'inconvénient d'être ponctuels dans le temps et de plus, il leur faut plusieurs dizaines de mètres avant que les capteurs suspendus au bout de la corde ne se stabilisent, ce qui fausse les mesures proches de la surface. On peut aussi utiliser des ballons retenus par un câble au sol ce qui permet d'avoir des mesures plus précises dans l'épaisseur de la couche limite [11]. Enfin, durant l'été 1999, des mesures par SODAR (SOUND DETECTION AND RANGING) ont été réalisées ce

qui a permis d'étudier la dynamique de la couche limite. En effet, les SODAR ont une haute résolution temporelle, par contre, ils possèdent une faible résolution verticale ce qui pose problème, la couche limite étant peu épaisse en Antarctique.

1.3 Format des données

Les données provenant des différents capteurs de la tour sont mesurées toutes les 10 secondes puis moyennées sur 30 minutes et enregistrées. Le fichier analysé dans le rapport correspond aux mesures de l'année 2009. Il contient la date de la mesure ainsi que les composantes de la vitesse du vent, la température et l'humidité. Pour chaque type de mesure on a une valeur minimum, moyenne et maximum ainsi que les écarts types sur 30 minutes. Ces mesures sont effectuées aux différentes altitudes (4,6-12,0-19,4-26,9-34,2-43,4 m).

Chapitre 2

Le climat en Antarctique et au Dôme C

Le continent antarctique est le seul se trouvant quasiment en totalité à une latitude supérieure à 70° . C'est le continent dont l'altitude moyenne est la plus élevée et il est de plus entièrement entouré par l'océan. Ces conditions font que le climat qui y règne est unique sur Terre. Le but de cette section n'est pas de présenter une vision exhaustive du climat en Antarctique mais de souligner certaines caractéristiques intéressantes pour la suite de notre étude.

2.1 Température

La température la plus basse jamais enregistrée sur Terre est de $-89,2^\circ\text{C}$, elle a été mesurée sur la base de Vostok le 21 juillet 1983. Les températures extrêmes sont dues à la fois à la latitude et à l'altitude de l'Antarctique.

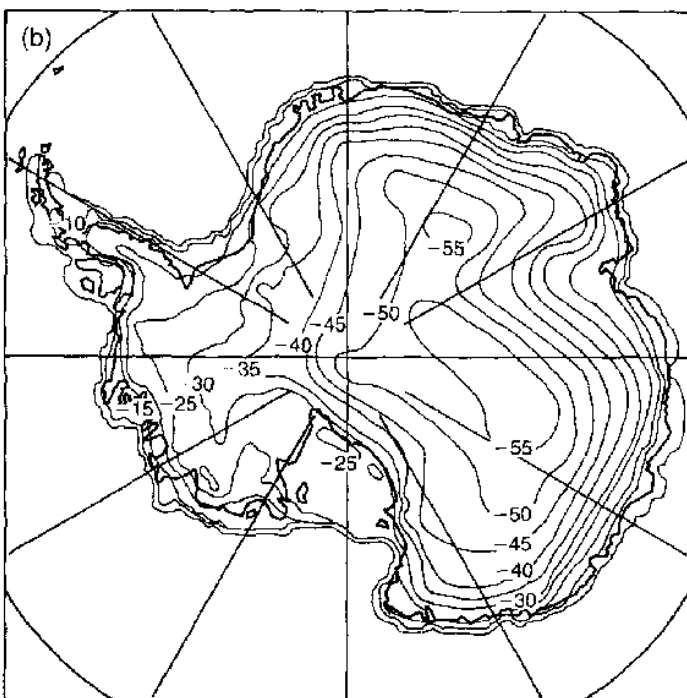


FIG. 2.1: *Température annuelle moyenne (en $^\circ\text{C}$) à la surface de l'Antarctique. D'après CONNOLLEY et CATTLE [14]*

La carte 2.1 présente la température moyenne à la surface de l'Antarctique. Celle-ci décroît avec l'éloignement de la côte et l'altitude.

Au Dôme C, la température est caractéristique des sites se trouvant sur le plateau antarctique tel Vostok ou le pôle Sud. On peut néanmoins noter que bien que les températures descendent plus bas au Dôme C qu'au pôle Sud du fait de l'altitude, l'hiver y est moins long [11] (Fig. 2.2 (a)). On emploie souvent le terme "coreless winter" pour évoquer l'hiver Antarctique. Ce terme signifie que la température moyenne reste presque constante durant six mois mais sans minimum marqué [3].

Durant l'année, la température moyenne de surface au Dôme C passe de -30°C en été à -60°C en hiver [12]. Un cycle diurne marqué a lieu durant les journées d'été : il arrive que l'on ait plus de 10°C de différence au sol entre le jour et la nuit comme le montre la figure 2.2 (b). De plus, durant la nuit l'inversion moyenne de température s'étend jusqu'à 50 m ce qui est remarquablement faible [11]. Durant les mois d'été, de la convection peut avoir lieu durant la journée [2, 12]. La couche limite est par contre stable durant tout l'hiver [11].

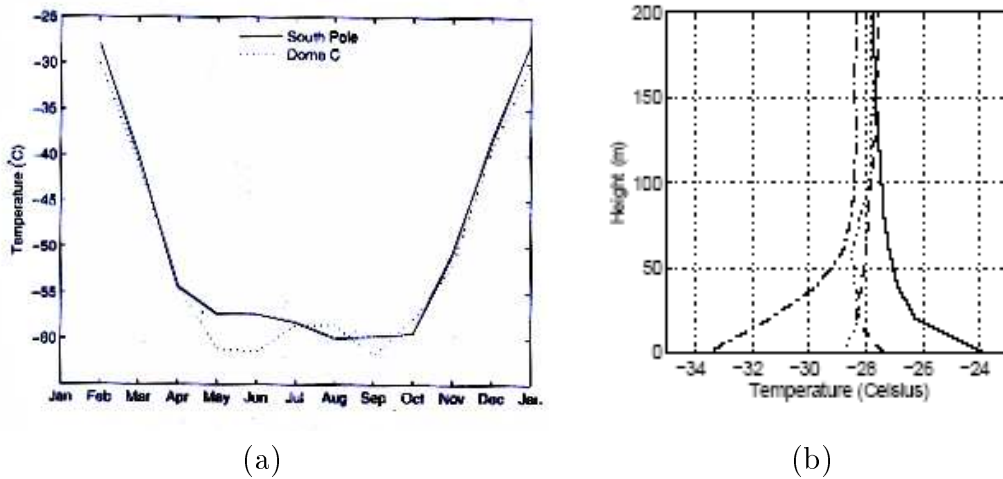


FIG. 2.2: (a) Température à 3m au Dôme C (en pointillés) et au pôle Sud (en trait plein) durant l'année. (b) Evolution du profil vertical de la température au cours de la journée. La température de surface est maximale vers quatorze heures et minimale vers minuit. D'après ARISTIDI *et al.* [11] et SCHWERDTFEGER [15].

Il est important de noter que la plupart des mesures dites de surface proviennent en fait de mesures effectuées à 2 m par les stations météorologiques standards ou par satellite. Sur le plateau antarctique, cela peut induire un biais dans les mesures car la différence de température entre le sol et 2 m dépasse en moyenne 1 K et peut atteindre 4 K [3].

2.2 Humidité

Les mesures d'humidité sont particulièrement délicates à réaliser en Antarctique à cause de la température très basse qui y règne. En effet la vapeur de pression saturante y étant très faible, il faut déterminer la pression de vapeur d'eau avec beaucoup de précision pour obtenir des mesures significatives [1]. C'est pour cela que les données sont assez

rare dans la bibliographie. Les figures 2.3 (a) et (b) permettent d'illustrer les variations spatiales et temporelles d'humidité en Antarctique.

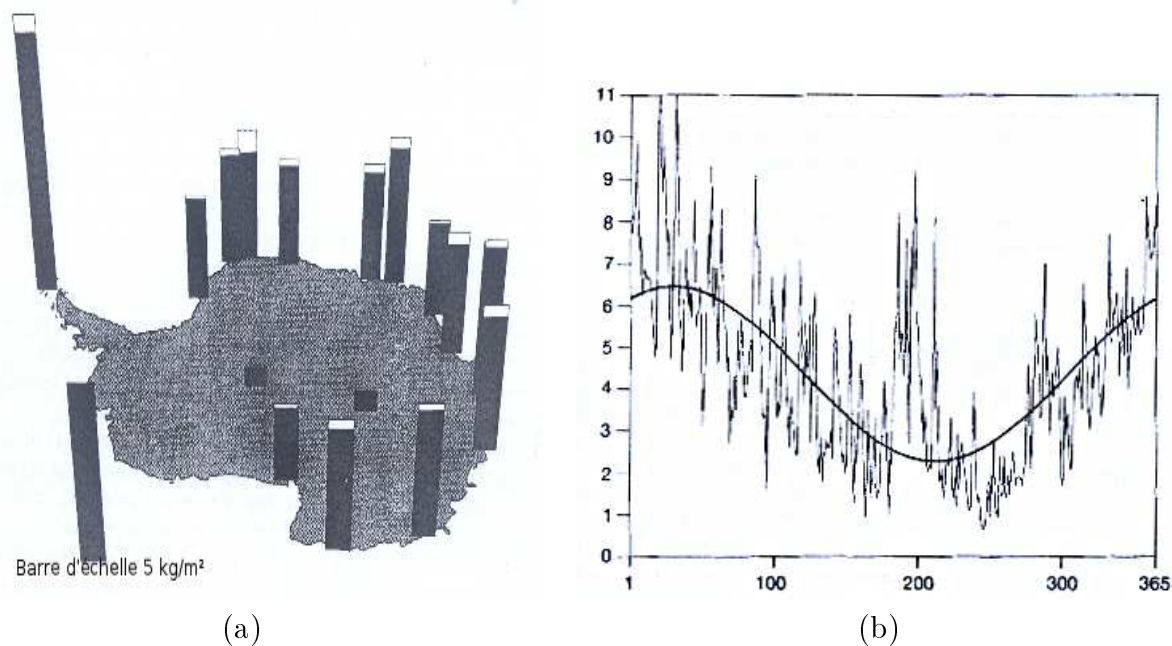


FIG. 2.3: (a) Colonne intégrée d'humidité au-dessus de l'Antarctique. La barre blanche identifie la variabilité annuelle. (b) Evolution temporelle de la colonne intégrée d'humidité (kg/m^2) à Molodeznaja ($67,40\text{ S } 45,51\text{ E}$). D'après CONNOLLEY et KING [16].

2.3 Vent

Les vents de surface sont probablement l'élément climatique le plus étudié en Antarctique.

Les premiers explorateurs remarquèrent la force et la direction constante du vent sur le continent polaire. Cela s'explique par le fait que le régime de vent dans les basses couches est principalement gouverné par les vents katabatiques [1, 17].

Comme on l'a vu dans la section 2.1, le climat en Antarctique peut générer des inversions de température très importantes. Celle-ci sont provoquées par un refroidissement radiatif très efficace du sol. Il refroidit alors l'air de la couche atmosphérique de surface qui devient à son tour plus froide que l'air des couches supérieures. L'air dans la couche limite possède donc une flottabilité négative et a alors tendance à s'écouler dans le sens de la pente : c'est le vent katabatique. Bien que les pentes de l'Antarctique soient souvent inférieures à 1% (section 1.1), elles s'étendent sur plusieurs centaines de kilomètres et sont très lisses. Ces caractéristiques associées à des inversions de températures extrêmement importantes permettent ainsi à un régime de vent de s'établir. Le vent au sol est également influencé par la force de Coriolis qui le dévie vers la gauche ainsi que par les frictions en surface et les gradients de pression de grande échelle.

La figure 2.4 représente les lignes de courant du vent au-dessus de la surface de l'Antarctique. On voit que celles-ci partent des sommets du plateau pour se diriger vers

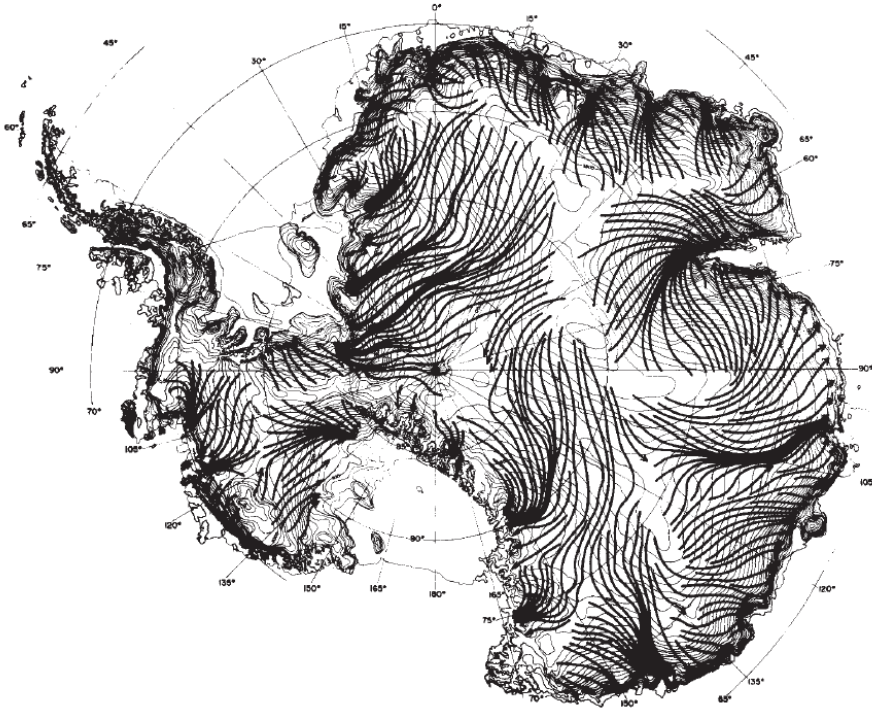


FIG. 2.4: *Composite du vent annuel de surface en Antarctique. D'après PARISH et BROMWICH [17]*

la côte en s'incurvant vers la gauche sous l'influence de la force de Coriolis.

Le vent au Dôme C est mesurée par une station météorologique automatique (AWS) à 2,6 m, il est très faible (environ 2,9 m/s) par rapport aux autres sites de mesure en Antarctique [1, 11, 12] et possède une direction dominante vers le nord [11, 12]. De plus, d'après ARISTIDI, il s'annule plus de 6 % du temps au Dôme C et sa vitesse diminue avec l'hiver [11]. Ce faible vent limite le mélange dans la couche limite et permet des inversions de température encore plus importantes que sur le reste du plateau antarctique [3].

La question de l'existence ou non d'un vent katabatique au Dôme C est controversée. En effet la présence d'un vent katabatique est liée à l'existence d'une pente et celle-ci est nulle au Dôme C. C'est pourquoi d'après certaines études, il ne peut y avoir de vent katabatique au Dôme C [3, 18]. WENDLER [18] écrit ainsi que le vent katabatique ne passe pas au dessus du Dôme C mais le contourne.

D'autres travaux s'appuie sur le fait que le vent a une direction dominante vers le nord au Dôme C ce qui prouverait qu'un vent katabatique existe tout de même mais provient de plus loin sur le plateau antarctique [1, 11] (voir au section 4.1.3).

2.4 Couche limite

La couche limite est la partie de l'atmosphère qui est directement influencée par la surface terrestre.

Le sol est une frontière rigide ; il génère donc un cisaillement vertical de vent important et provoque de la turbulence. En plus de cet effet de cisaillement, le réchauffement de la surface durant la journée génère également de la turbulence d'origine convective. Ces tourbillons transfèrent du moment et de la chaleur latente et sensible dans l'épaisseur de

la couche limite. Plus celle-ci est convective, plus ces mouvements deviennent importants spatialement.

Suivant l'importance de la stratification thermique, du cisaillement de vent, du type de surface, des mouvements convectifs ou encore de la stabilité de la troposphère, la hauteur de la couche limite peut varier entre 30 m et 3 km [19].

Au dessus, le reste de la troposphère, appelée troposphère libre n'est plus influencée directement par la turbulence de couche limite.

2.4.1 Cycle diurne

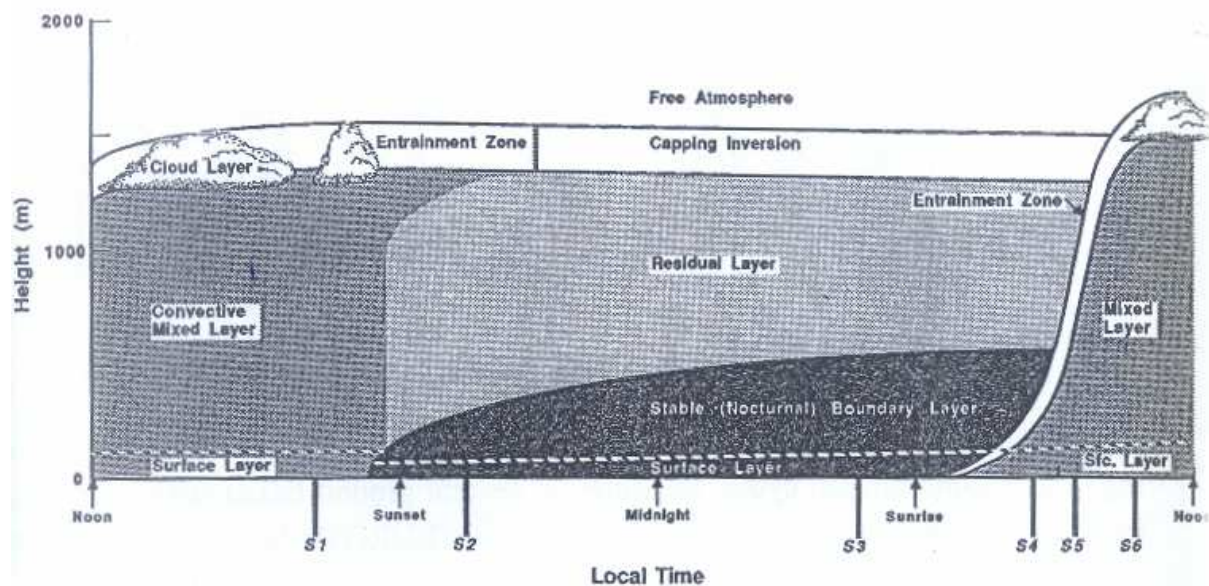


FIG. 2.5: Cycle diurne de la couche limite aux moyennes latitudes. D'après STULL [20].

Le cycle diurne d'une couche limite typique des moyennes latitudes dans des conditions anticycloniques est représenté figure 2.5. La couche limite peut être divisée en quatre sous couches principales : la couche de surface, la couche mélangée, la couche résiduelle et la couche stable.

La couche en contact avec le sol est appelée couche de surface, elle est définie comme la couche où les flux turbulents varient de moins de 10 % en fonction de la hauteur [20].

La couche mélangée est une couche convective qui se développe durant la matinée quand le soleil réchauffe la surface et disparaît en fin de journée. A ce moment là, elle se scinde en deux parties : la couche résiduelle, qui est une couche assez homogène verticalement mais qui n'est plus directement influencée par la surface, et la couche stable. Dans cette dernière la stratification verticale de température se développe par refroidissement radiatif du sol entraînant un arrêt des mouvements verticaux.

La stratification verticale existe aussi pour le vent qui change de direction et de vitesse en fonction de l'altitude dans la couche stable : c'est la spirale d'Ekman.

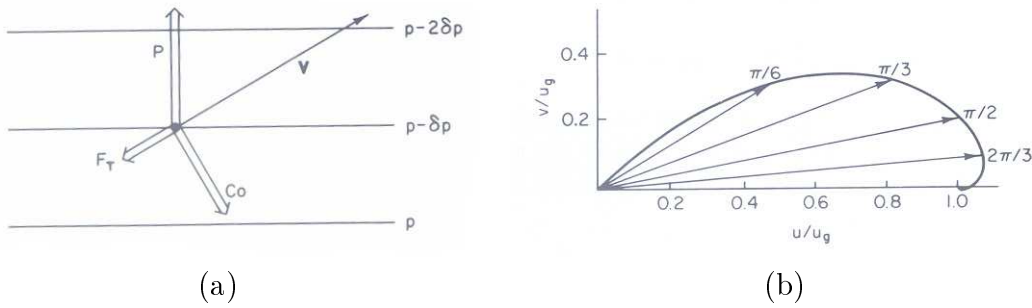


FIG. 2.6: *Equilibre entre les différentes forces dans la couche limite. P , Co et F_t représentent respectivement les forces de pression, Coriolis et de turbulence. D'après HOLTON [19].*

2.4.2 Spirale d'Ekman

La spirale d'Ekman est un modèle théorique de représentation du vent dans la couche limite dans le cas de couche limite stable. Ce modèle prédit une rotation et une augmentation du vent avec l'altitude. Quand l'altitude tend vers l'infini, le vent tend vers l'équilibre géostrophique. La spirale d'Ekman résulte de l'équilibre entre les forces de pression, de Coriolis et les flux turbulents (Fig. 2.6 (a) et (b)); les flux turbulents étant générés par le cisaillement de vent vertical (section 3.1). Le vent a ainsi une composante dirigée vers les basses pressions. Une solution analytique des équations du vent est présentée dans la section 3.1.5.

2.4.3 Couche limite antarctique

Les premières études de la couche limite en Antarctique ont été réalisées par LILJEQUIST (1957) [21], DALRYMPLE (1966) [22] ou encore NEFF en 1980 [23]. KING et TURNER [1] ont défini trois types principaux de couche limite en Antarctique : la couche limite côtière, la couche limite des zones de vent katabatique fort et la couche limite continentale. C'est cette dernière qu'on retrouve au Dôme C. Ce type de couche, tout comme les deux autres, est remarquable par la force et la persistance de sa stratification résultant du déficit radiatif de ces régions. Cette stratification inhibe la plupart des mouvements verticaux et supprime ainsi en partie le transport turbulent vertical. De plus, d'après TRAVOUILLO, la couche limite suit un cycle saisonnier au pôle Sud et, on peut le supposer, sur tout le plateau Est antarctique [10].

La figure 2.7 provient de mesures de vent et de température effectuées à la station Plateau durant l'hiver 1967. On constate une inversion de température très importante et une rotation du vent avec la hauteur.

La spirale d'Ekman indique la faible épaisseur de la couche lors des cas extrêmement stratifiés (environ 44 m) [1]. Malgré cette stabilité très importante l'hiver et la nuit, durant les journées d'été la couche limite peut devenir faiblement convective dans certaines parties du continent ce qui est le cas au Dôme C [3, 4, 11]. La figure 2.8 représente l'évolution de la couche limite convective au Dôme C durant une journée d'été mesurée par SODAR. La convection se déclenche vers 7 H et atteint 250 m vers 13 h. Puis la couche mélangée s'estompe petit à petit après 15 H. Au Dôme C, la couche stable ne dépasse pas 50 m tandis que la couche convective peut atteindre environ 350 m [11]. L'existence

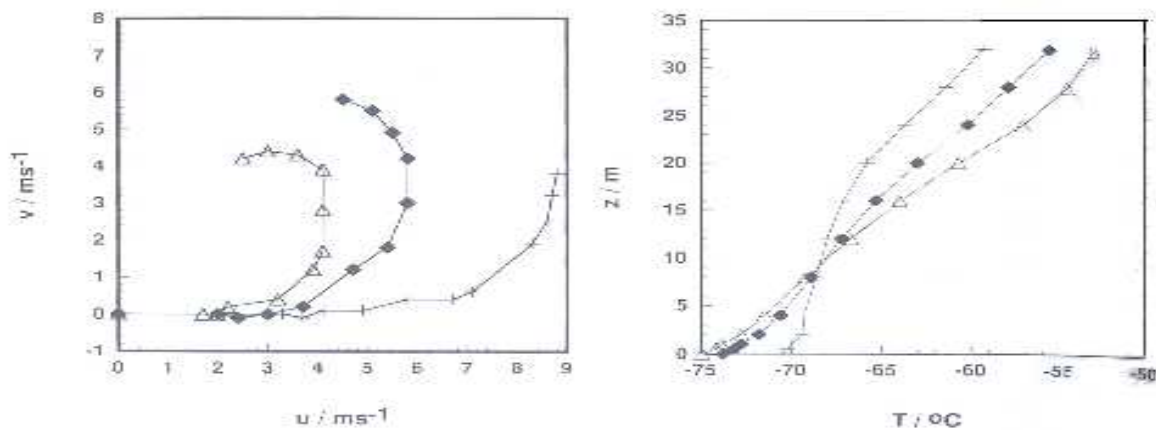


FIG. 2.7: Hodographe du vent et profil de température à la station Plateau (79,25 S 40,5 E 3624m) durant l'hiver 1967 pour trois catégories de stabilité : + stable, \diamond très stable et \triangle extrêmement stable. D'après KING et TURNER [1].

du cycle diurne au Dôme C est dû à deux facteurs [12]. Premièrement, même à 75 S, il y a encore un cycle solaire significatif. Deuxièmement, à cause des basses températures, presque toute l'énergie présente à la surface est libérée sous forme de chaleur latente.

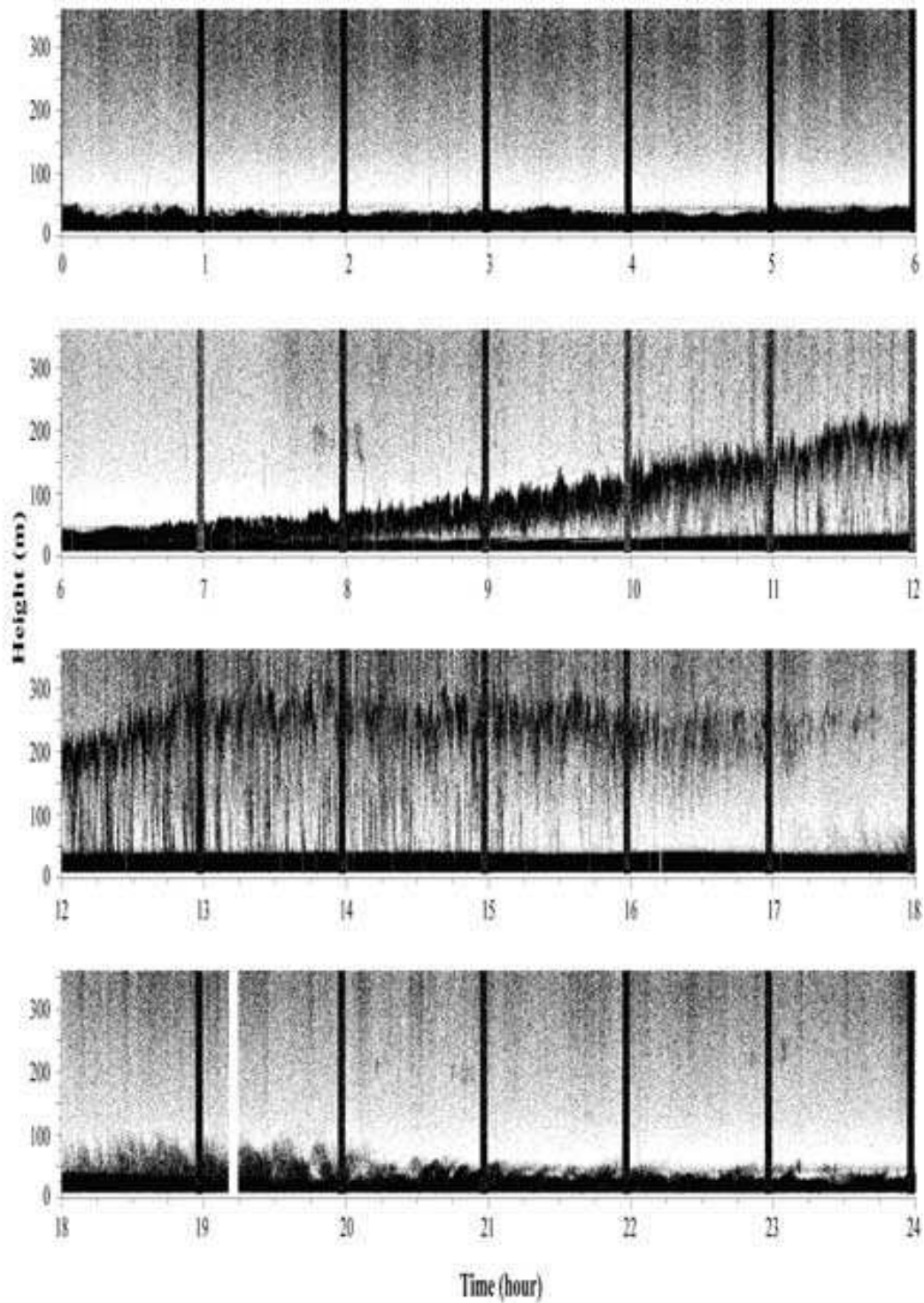


FIG. 2.8: Evolution de la hauteur de la couche limite au Dôme C durant la journée du 28 janvier 1999 (heure locale) mesurée par SODAR. D'après KING et al. [12].

Chapitre 3

Mise en place des outils d'analyse

Cette section présente les principaux outils physiques et mathématiques qui ont été utilisés pour traiter les données.

3.1 Couche limite

On ne peut pas utiliser directement les équations du mouvement pour l'étude de la couche limite. On utilise alors quelques simplifications dues aux caractéristiques particulières de celle-ci. Ces caractéristiques permettent notamment de séparer les échelles spatio-temporelles et ainsi de traiter le phénomène de la turbulence.

3.1.1 Formalisme de Boussinesq

Les tourbillons atmosphériques sont des événements se déroulant sur une échelle de temps très courte et avec une échelle spatiale variant entre 1 mm et 1 km [19]. Ces échelles ne sont pas possibles à mesurer en pratique et l'on ne peut donc pas appliquer les équations classiques de la dynamique pour prévoir l'évolution des variables météorologiques.

Un première simplification consiste à appliquer l'approximation de Boussinesq aux équations de la dynamique quasi-géostrophique dans le cadre de l'équilibre hydrostatique. Elle consiste notamment à considérer que la densité ρ_0 est constante dans la couche limite sauf pour le terme de flottabilité de l'équation du mouvement vertical $g\frac{\theta}{\theta_0}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + F_{rx} \\ \frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_{ry} \end{array} \right. \quad (3.1)$$

où u, v sont les composantes horizontales du vent, p la pression, f le paramètre de Coriolis et F_r la viscosité moléculaire.

3.1.2 Moyenne de Reynolds

Quand on mesure une variable dans la couche limite, sa valeur fluctue très rapidement à cause de la turbulence. Pour avoir effectivement la valeur d'un paramètre en un point, il faut moyenner les mesures sur un intervalle de temps suffisant pour que les variations

de petites échelles disparaissent sans toutefois perdre les tendances de grandes échelles. Pour cela on sépare les variables en une composante turbulente X' , variant rapidement et une composante moyenne \bar{X} variant plus lentement (Eq. 3.2).

$$X = \bar{X} + X' \quad (3.2)$$

Par définition la moyenne d'une fluctuation s'annule $\bar{X}' = 0$. De plus la moyenne du produit de deux variables donne :

$$\overline{XY} = \bar{X}\bar{Y} + \overline{X'Y'} \quad (3.3)$$

Il est alors possible de traiter les équations de Boussinesq avec ce principe :

$$\begin{cases} \frac{D\bar{u}}{Dt} = -\bar{v}_g + f\bar{v} - \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right) + \overline{F_r x} \\ \frac{D\bar{v}}{Dt} = +\bar{u}_g + f\bar{u} - \left(\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right) + \overline{F_r y} \end{cases} \quad (3.4)$$

où u_g, v_g sont les composantes du vent géostrophique.

Les moyennes de Reynolds font apparaître des termes de flux turbulents verticaux $\overline{w'w'}$ et $\overline{w'v'}$ qui transfèrent du moment dans l'épaisseur de la couche limite. Ces équations ne sont pas fermées il faut alors effectuer d'autres approximations.

Comme nous l'avons vu précédemment, on peut séparer la couche limite en plusieurs couches : la couche de surface, la couche stable et la couche convective. Pour traiter ces deux dernières on peut supprimer les termes de viscosité turbulente et la divergence des flux turbulents horizontaux qui sont négligeables au-dessus de la couche de surface. De plus on peut négliger, aux moyennes et hautes latitudes, l'accélération horizontale par rapport aux autres termes. On obtient alors :

$$\begin{cases} f(\bar{v} - \bar{v}_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = 0 \\ -f(\bar{u} - \bar{u}_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

Il reste encore quatre variables (les flux turbulents ainsi que \bar{u} et \bar{v}) pour deux équations. Il est donc nécessaire d'introduire des relations supplémentaires entre ces variables en fonction des caractéristiques de la couche limite.

3.1.3 Couche convective

Dans le cas d'une couche limite convective avec une forte inversion à son sommet, le mélange des masses d'air est très efficace ce qui rend la couche très homogène verticalement. On peut alors considérer que les variables des équations 3.5 ne dépendent plus de la hauteur. Ainsi les observations montrent que l'on peut écrire le flux turbulent de moment en surface comme :

$$\begin{cases} \overline{u'w'}_s = -C_d \bar{V} \bar{u} \\ \overline{v'w'}_s = -C_d \bar{V} \bar{v} \end{cases} \quad (3.6)$$

où C_d est un coefficient constant sans dimension et \bar{V} la norme du vent moyen. On peut réécrire les équations du vent simplement :

$$\begin{cases} f(\bar{v} - \bar{v}_g) = -(\overline{u'w'_s})/h = C_d \bar{V} \bar{u}/h \\ f(\bar{u} - \bar{u}_g) = -(\overline{v'w'_s})/h = C_d \bar{V} \bar{v}/h \end{cases} \quad (3.7)$$

Dans la couche mélangée, le vent est donc constant suivant la hauteur et inférieur au vent géostrophique. Il a une composante dirigée vers les basses pressions (Fig. 2.6 (a)). Le vent résulte de l'équilibre entre trois forces : la force de Coriolis perpendiculaire à la direction du vent, la force de pression et la turbulence opposée au vent.

3.1.4 Couche stable

Dans le cas d'une couche neutre ou stable, la paramétrisation la plus simple consiste à introduire la notion du coefficient de diffusion turbulente et de la longueur de mélange.

Théorie Flux-Gradient

Cette théorie consiste à relier les flux turbulents au gradient vertical des variables. On écrit :

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.8)$$

avec K_m le coefficient de diffusion turbulente qui s'exprime en m^2/s .

Ce coefficient dépend de la hauteur et des conditions de la couche limite. En première approximation on peut le prendre constant sur la hauteur de la couche limite (section 3.1.5).

Longueur de mélange

La longueur de mélange est la distance maximale l sur laquelle une perturbation maintient son intégrité. Cette notion permet d'obtenir une autre paramétrisation des flux turbulents. On peut en effet écrire simplement, en supposant $z \gg l$ que :

$$\begin{aligned} u' &= -l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \overline{u'w'} &= -\overline{l w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.9)$$

De plus on peut faire l'hypothèse de l'équipartition de l'énergie cinétique turbulente, c'est à dire que l'échelle horizontale d'un tourbillon est équivalente à l'échelle verticale $|w'| \sim |v'| \sim |u'|$ donc :

$$w' \approx l' \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (3.10)$$

D'où, en utilisant l'équation 3.9, on peut écrire :

$$\overline{u'w'} = -\bar{l}^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.11)$$

Le coefficient de diffusion turbulente est alors défini par :

$$K_m = \bar{l}^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (3.12)$$

On peut appliquer le même raisonnement pour v .

3.1.5 Couche d'Ekman

La théorie d'Ekman a été établie pour la première fois par l'océanographe suédois V. W. EKMAN dans la couche limite de l'océan. Cette théorie a l'avantage de donner une solution analytique au vent.

On introduit le coefficient de diffusion turbulente K_m dans les équations de la couche limite (Eq. 3.5) ce qui donne :

$$\begin{cases} K_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + f(\bar{v} - \bar{v}_g) = 0 \\ K_m \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} - f(\bar{u} - \bar{u}_g) = 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

Pour la résolution on prend K_m constant sur toute la hauteur de la couche limite et les conditions de vent aux limites sont telles que le vent est nul au sol et tend vers le vent géostrophique quand l'altitude tend vers l'infini :

$$\begin{cases} z = 0 : \bar{u} = 0, \bar{v} = 0 \\ z \rightarrow \infty : u = \bar{u}_g, v = \bar{v}_g \end{cases} \quad (3.14)$$

En considérant le cas où l'on est dans l'hémisphère sud, les composantes du vent s'écrivent alors :

$$\begin{cases} u = -u_g \cos(\gamma z) e^{-\gamma z} + v_g \sin(\gamma z) e^{-\gamma z} + u_g \\ v = -v_g \cos(\gamma z) e^{-\gamma z} - u_g \sin(\gamma z) e^{-\gamma z} + v_g \end{cases} \quad (3.15)$$

où $\gamma = \sqrt{\frac{-f}{2K_m}}$ avec f le paramètre de Coriolis et K_m le coefficient de diffusion turbulente.

Le sommet de la couche est atteint quand le vent a tourné d'environ $\pi/4$. On peut de plus estimer la hauteur de la couche d'Ekman égale à π/γ .

3.1.6 Nombre de Richardson

Le nombre de Richardson permet de déterminer la stabilité de la couche limite. Il en existe plusieurs formulations.

Nombre de Richardson flux

Le nombre de Richardson flux est directement issu de l'équation de l'énergie cinétique turbulente que nous ne présenterons pas ici (voir [19, 20]). Il est défini comme le rapport

entre les termes de production thermique et l'opposé de la production dynamique de la turbulence. Si l'on suppose l'homogénéité horizontale et que l'on néglige la subsidence il s'écrit :

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}} \quad (3.16)$$

où θ_v indique la température potentielle virtuelle.

La production dynamique étant toujours positive, car le flux de moment turbulent est de signe opposé au cisaillement de vent, le dénominateur est négatif. La production thermique est positive dans le cas d'une couche instable et négative dans le cas d'une couche stable. Donc si $R_f > 0$ la couche est stable et si $R_f < 0$, la couche est instable. De plus si $R_f < 1$, la stabilité est insuffisante pour empêcher la production dynamique de turbulence [20].

Nombre de Richardson gradient

On ne peut pas déterminer facilement le nombre de Richardson flux car il fait intervenir les flux turbulents qui sont difficile à mesurer, de plus, dans le cas où l'écoulement est laminaire, ces flux sont nuls et ce nombre n'a alors plus de sens physique. Comme on l'a vu dans la section 3.1.4 on peut estimer que les flux turbulents sont proportionnels aux gradients verticaux. Ainsi on peut définir le nombre de Richardson gradient comme :

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\frac{\partial \bar{U}^2}{\partial z} + \frac{\partial \bar{V}^2}{\partial z}} \quad (3.17)$$

On peut estimer qu'un écoulement laminaire devient turbulent quand $R_i < R_c$ et qu'un écoulement turbulent devient laminaire quand $R_i > R_t$. Ces deux valeurs sont des constantes déterminées expérimentalement : $R_c \sim 0,25$ et $R_t \sim 1$.

3.2 Moindres Carrés

La méthode des moindres carrés consiste à ajuster un modèle $f(x, \theta)$ à un ensemble de n mesures y_i aux n points x_i . Pour cela on fait varier les paramètres θ de ce modèle pour coller le plus possible aux observations.

3.2.1 Principe

Définissons tout d'abord les résidus r_i comme la différence entre les mesures et le modèle :

$$r_i(\theta) = y_i - f(x_i, \theta) \quad (3.18)$$

L'ajustement par les moindres carrés consiste à minimiser une variable χ^2 définie comme :

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n r_i(\theta) \sigma_{ij}^{-1} r_j(\theta) \quad (3.19)$$

où σ_{ij} est la matrice de variance-covariance des erreurs de mesure.

Quand les erreurs de mesure sont gaussiennes, la valeur de l'écart quadratique χ^2 dépend uniquement de la capacité du modèle à décrire les mesures.

3.2.2 Mise en œuvre

Pour minimiser le χ^2 on calcule analytiquement ou numériquement (selon que la fonction $f(\theta)$ soit linéaire ou non) les paramètres optimaux du modèle.

En pratique pour réaliser un ajustement correct, il y a quelques précautions à prendre notamment dans le cas où le modèle est non linéaire. Les algorithmes de minimisation du χ^2 sont très sensibles aux paramètres de départ du modèle ; en effet ils ne peuvent pas distinguer un minimum local de χ^2 d'un minimum absolu. C'est pourquoi les valeurs de départ sont à choisir avec précaution et il faut avoir un avis critique sur le résultat de l'ajustement. De plus dans le cas où les paramètres ont un sens physique, il est important de leur définir des bornes pour éviter qu'ils ne prennent des valeurs irréalistes.

3.2.3 Loi du χ^2

Dans le cas où l'on veut savoir si un modèle théorique décrit ou non les mesures, il faut analyser statistiquement les résultats de l'ajustement effectué. Si l'on effectue un nombre statistiquement grand d'ajustement par les moindres carrés, il est intéressant de connaître la distribution statistique que suivraient les variables χ^2 calculées. Pour cela, on fait l'hypothèse que le modèle f décrit effectivement les mesures y et que celle-ci suivent une loi gaussienne centrée sur ce modèle. Alors la différence entre les mesures et le modèle est uniquement due aux erreurs de mesure. On fait de plus l'hypothèse que les erreurs de mesure ϵ sont indépendantes et suivent une loi normale centrée en zéro $N(0, \sigma)$:

$$\epsilon \rightarrow N(0, \sigma)$$

Les résidus pondérés par l'écart type des erreurs de mesure suivent donc une loi normale d'écart type 1 centrée en zéro $N(0, 1)$:

$$\frac{r}{\sigma} \rightarrow N(0, 1)$$

Si les erreurs de mesures sont indépendantes, alors la matrice de variance-covariance σ_{ij} est diagonale. Et le χ^2 est donc égal à la somme du carré de variables suivant une loi normale centrée en zéro et d'écart type 1, il suit par conséquent une loi dite du χ^2 à n degrés de liberté :

$$\chi^2 \rightarrow \chi^2(n)$$

n représente le nombre de degrés de liberté de la loi du χ^2 égal à la différence entre le nombre de mesures i et le nombre de paramètres p .

$$n = i - p$$

Si le maximum de la distribution des χ^2 calculé est inférieur à n , l'écart type des erreurs de mesure a probablement été surestimé ; s'il est supérieur, il a été sous estimé. Enfin, si la distribution ne correspond pas à une loi du χ^2 alors le modèle ne représente pas les données.

3.3 Statistique

La question que l'on se pose maintenant est de pouvoir vérifier si une distribution quelconque suit une loi donnée. Pour cela on a besoin de quelques outils statistiques supplémentaires.

3.3.1 Changement de variable

Soit X une variable aléatoire. On considère une seconde variable aléatoire Y définie par $Y = g(X)$ avec g une fonction décroissante de X . P représente la probabilité et f la fonction de densité de probabilité.

$$P(Y \leq y) = P(g(X) \leq y) = P(X \geq g^{-1}(y)) = 1 - P(X \leq g^{-1}(y)) \quad (3.20)$$

En différenciant en fonction de y l'équation 3.20, on obtient :

$$f_Y(y) = -\frac{dx}{dy} f_X(x) \quad (3.21)$$

Ce qui s'écrit dans le cas général :

$$|f_Y(y)dy| = |f_X(x)dx| \quad (3.22)$$

Au niveau physique $f_X(x)dx$ représente la probabilité que la variable X soit dans l'intervalle $[x, x+dx]$.

3.3.2 Fonction de densité

Soit X une variable aléatoire ayant une densité de probabilité $f_X(x)$ telle que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_X(x)dx = 1 \quad (3.23)$$

Soit $g(x)$ définie par :

$$g(x) = \int_x^{+\infty} f_X(x')dx' \quad (3.24)$$

Soit Y définie par $Y=g(x)$. Si l'on différencie l'équation 3.24 par y :

$$dy = -f_X(x)dx \quad (3.25)$$

Et en utilisant les équations 3.22 et 3.25 on obtient :

$$f_Y(y) = 1 \tag{3.26}$$

Alors Y est une variable aléatoire de densité uniforme entre 0 et 1. L'équation 3.26 permet de vérifier facilement qu'une fonction de densité suit une loi donnée.

3.4 Gnuplot

Gnuplot est un logiciel permettant de tracer des graphiques en 2 ou 3D. On l'utilise en général dans un script ou directement en lignes de commande. Il contient une implémentation de l'algorithme de Marquardt-Levenberg qui a permis dans le cadre de ce rapport de réaliser un ajustement des moindres carrés non linéaires.

3.5 Le modèle 1D du LMD

Le LMDZ 1D est un modèle de climat uni-colonne développé au laboratoire du LMD depuis 1995. Il a été testé en particulier pour les régions tropicales océaniques et continentales. Utiliser un modèle de climat 1D permet, en imposant des conditions aux limites, de faire abstraction de la dynamique de l'atmosphère. Cela permet d'utiliser des paramétrisations dans des cas très contraints et de comparer les résultats aux observations, mais aussi aux sorties des modèles hautes résolutions.

Deuxième partie

Résultats

Chapitre 4

Analyse des données

4.1 Observation

Les mesures présentées dans ce chapitre sont celles de l'année 2009. On peut espérer qu'elles soit assez représentatives du climat au Dôme C car le rayonnement reçu y est probablement assez semblable d'une année sur l'autre [12].

4.1.1 Température

La température est mesurée grâce à des thermistors pt100. Elle suit un cycle saisonnier marqué (Fig. 4.1 (a)). L'été dure environ deux mois, la température moyenne étant d'environ -30°C pour les capteurs 4,6 m et 43,4 m. Puis elle chute entre février et avril pour se stabiliser à -60°C en bas de la tour et -50°C en haut. Le "coreless winter" s'étend entre mai et octobre. Finalement la température remonte entre octobre et novembre.

On peut remarquer que la couche est très stable durant tout l'hiver. De plus, en observant les courbes de température moyenne, on se rend compte que la température a tendance à remonter dès juin puis redescendre en septembre avant de remonter de nouveau. Cet effet, que l'on constate également pour les courbes de température de ARISTIDI [11] et HUDSON [3] ou encore WENDLER [18], est également très marqué dans les courbes de pression annuelle (voir KING et TURNER [1]). Il est dû à l'effet d'une oscillation semi-annuelle au dessus de l'Antarctique.

La température subit de plus un cycle diurne important pendant l'été (Fig. 4.1 (b)). Au mois de novembre on voit que l'amplitude de la température sur un jour peut dépasser 10 K pour le capteur 4,6 m et environ 5 K pour la capteur 43,4 m. La température atteint son minimum vers 3 H du matin (heure locale) et son maximum vers 14 H. L'atmosphère reste très stratifiée la nuit mais devient homogène et légèrement convective entre 10 H et 17 H environ. Le cycle diurne de température est plus marqué à 4,6 m qu'à 43,4 m : c'est en effet en surface qu'à lieu l'essentiel du réchauffement et du refroidissement radiatif. On voit d'ailleurs que c'est à 4,6 m que s'amorce le réchauffement diurne, puis 5 ou 6 H plus tard, quand la convection se développe, à 43,4 m. Durant la nuit, on aperçoit des fluctuations de température pour le capteur 43,4 m ainsi qu'une brusque chute de température (jusqu'à -4°C) en fin de nuit. Les fluctuations de température pourraient être associées à la présence d'un jet nocturne. Nous n'avons pas trouvé d'explication de la chute de la température dans la littérature.

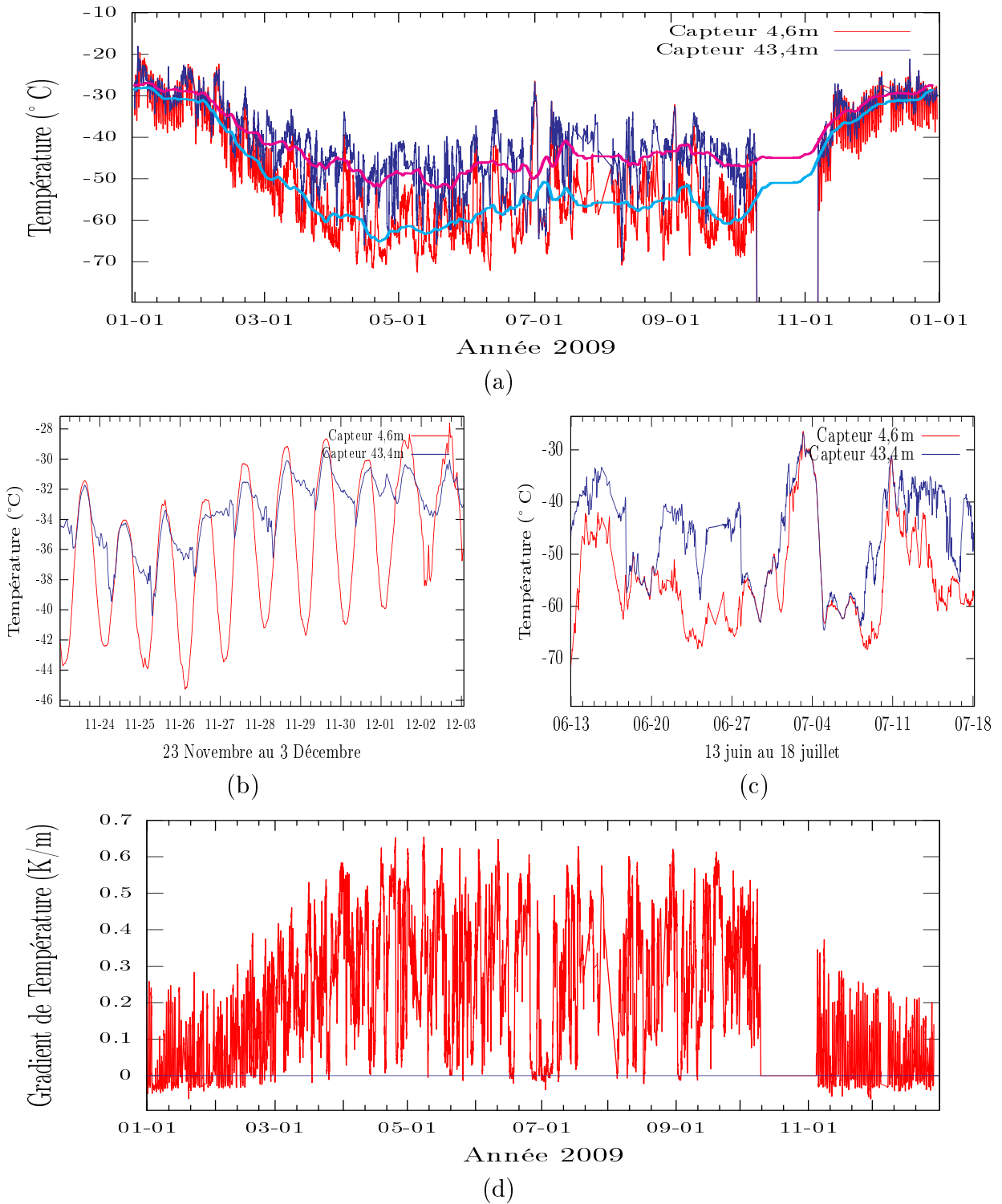


FIG. 4.1: Température durant : (a) l'année 2009, (b) une semaine en novembre, (c) le mois de juin pour les capteurs 4,6m (en rouge) et 43,4m (en bleu) (sur la figure (a) les deux courbes supplémentaires représentent la moyenne glissante de la température sur quinze jours). (d) Gradient de température durant l'année 2009.

En juin il n’y a évidemment plus de cycle diurne (Fig. 4.1 (c)) mais la température fluctue pourtant beaucoup, gagnant plus de 30 °C à la base de la tour en quelques jours. Ces observations ont été confirmées par les données provenant de la station météorologique de la base Concordia. Ces fluctuations sont également associées à des fluctuations de vent de moindre ampleur. On constate que durant ces périodes, la stratification de température disparaît. Cet effet est confirmé par la figure 4.1 (d). Elle représente le gradient de température (supposé constant sur la hauteur de la tour). Pendant l’hiver, durant certains événements, la couche devient légèrement convective, c’est une surprise car les articles parlent d’une couche extrêmement stable durant tout l’hiver [1, 3, 11]. D’après HUDSON et BRANDT [3], plusieurs hypothèses sont possibles pour expliquer les réchauffements en hiver :

- Un nuage plus chaud que la surface positionné au dessus de la tour.
- Une advection horizontale de masses d’air de température plus élevée.
- Un changement de la vitesse du vent qui affecte le mélange vertical dans la couche limite.
- Des mouvements verticaux de subsidence dû à la divergence des vents horizontaux.

Dans notre cas, les réchauffements sont liés à de légers changements de vitesse du vent dans la couche limite. Mais le réchauffement étant de grande ampleur les hypothèses de changement de vitesse du vent et de l’advection horizontale paraissent trop peu importantes pour l’expliquer. HUDSON et BRANDT observent durant une journée de septembre un réchauffement de plus de 15 °C au sol lié à l’apparition d’un nuage au dessus de la station météorologique. Au milieu de l’hiver on peut penser que l’effet d’un nuage serait encore plus important et pourrait expliquer ce réchauffement. La subsidence du vent n’a pas été mesurée mais pourrait être également lié à ce réchauffement. Enfin la hausse de température pourrait être liée à des événements stratosphériques de grande échelle.

Par ailleurs, le gradient de température vaut en moyenne 0,2 K/m avec un maximum en avril : environ 0,66 K/m. Il augmente en moyenne durant l’hiver ce qui est en accord avec la grande stabilité de la couche limite à ce moment de l’année. On aperçoit enfin durant l’été le cycle diurne, la couche devenant convective pendant la journée. Le tableau 4.1 donne un aperçu des extrêmes de températures durant l’année.

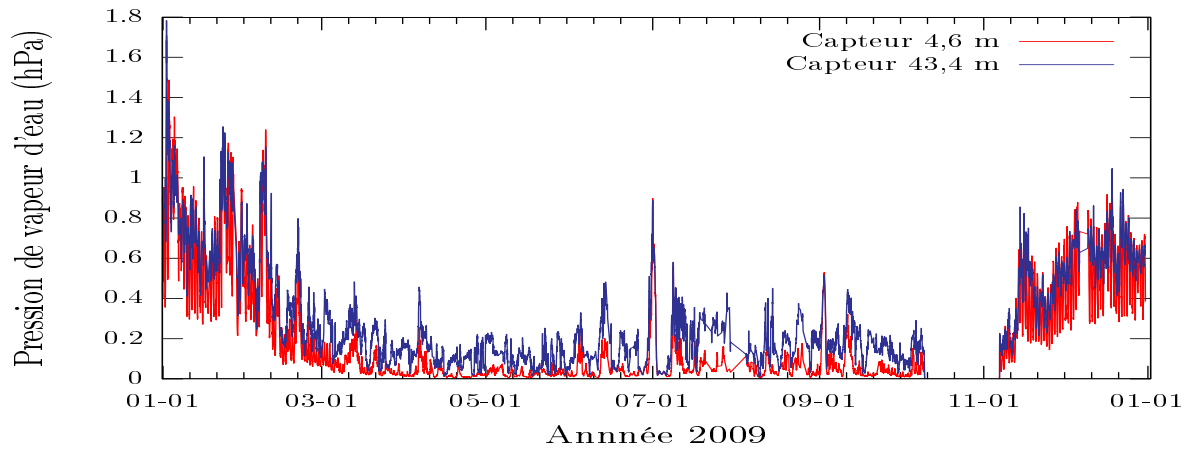
Altitude (m)	4,6	12,	34,2	43,4
Moyenne T (°C)	-49,6	-47,9	-42,4	-41,4
Minimum T (°C)	-72,5	-72,	-70,4	-69,8
Maximum T (°C)	-18,3	-18,4	-17,9	-18,

TAB. 4.1: *Moyenne, minimum et maximum de la température pendant l’année 2009 au Dôme C.*

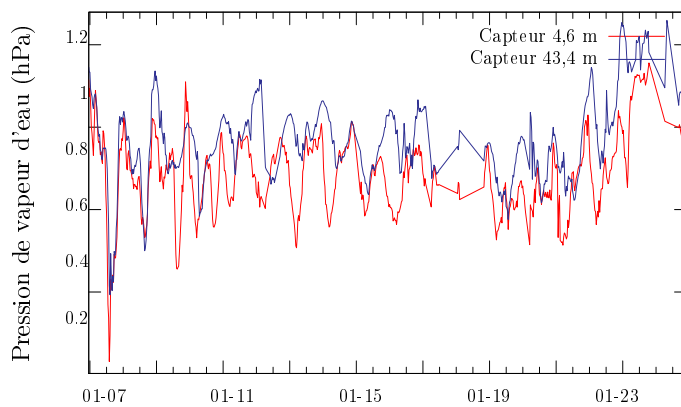
4.1.2 Humidité

Les thermo-hygromètres mesurent l’humidité relative de l’air et l’expriment en terme d’eau liquide. Pour ne pas tenir compte des fluctuations de température, on a calculé la pression de vapeur d’eau à partir des mesures d’humidité relative.

La figure 4.1.2 montre que la pression de vapeur d’eau suit un cycle saisonnier proche de celui de la température. La pression de vapeur d’eau fluctue entre 1 hPa en été et 0.05



(a)



7 au 25 Janvier

(b)

FIG. 4.2: *Pression de vapeur d'eau durant : (a) l'année 2009, (b) 2 semaines en janvier pour les capteurs 4,6 m (en rouge) et 43,4 m (en bleu).*

hPa en hiver pour le capteur 4,6 m (1hPa et 0.1 hPa pour le capteur 43,4m). Le cycle diurne existe mais il est moins régulier que celui de la température. La pression de vapeur d'eau du capteur 4,6m peut, pendant un jour de novembre, varier de 0.4 hPa et de 0.2 hPa pour le capteur 43,4m.

4.1.3 Vent

Les roses des vents (Fig. 4.3) permettent de visualiser la direction et la vitesse du vent durant l'année 2009. Celui-ci est dirigé principalement vers le secteur nord.

Le vent ne semble pas avoir de cycle saisonnier marqué, ce qui est en accord avec les observations de KING et al. [12]. Par contre on retrouve un cycle diurne important autant pour l'angle que pour la norme (Fig. 4.4). Pendant l'hiver et durant la nuit, le vent est très différent à la base et au sommet de la tour tandis que durant les journées d'été, il est beaucoup plus homogène suivant l'altitude. Le vent à 4,6 m a tendance à augmenter tandis que celui à 43,4 m diminue. Ces résultats confirment ce que plusieurs études des vents en surface avaient soulignées [2, 12]. Cette structure de vent est typiquement celle d'une spirale d'Ekman.

Le tableau 4.2 donne un aperçu des extrêmes de vent durant l'année. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles données par la littérature. On peut l'expliquer par le fait

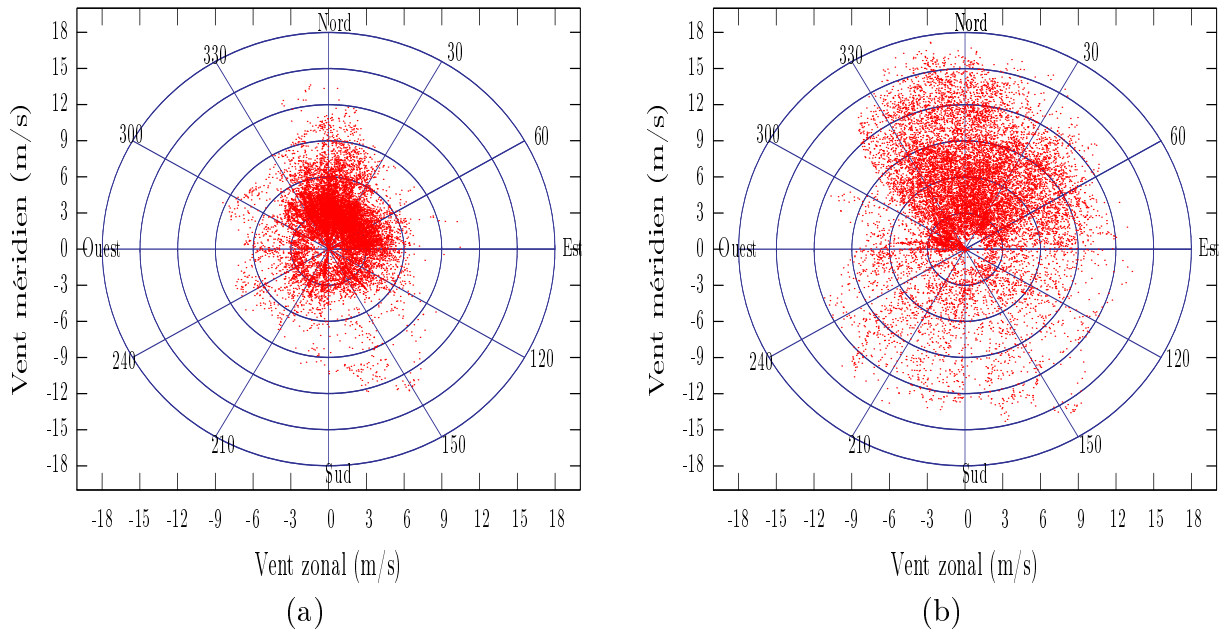


FIG. 4.3: Rose des vents pour les capteurs (a) 4,6 m et (b) 43,4 m.

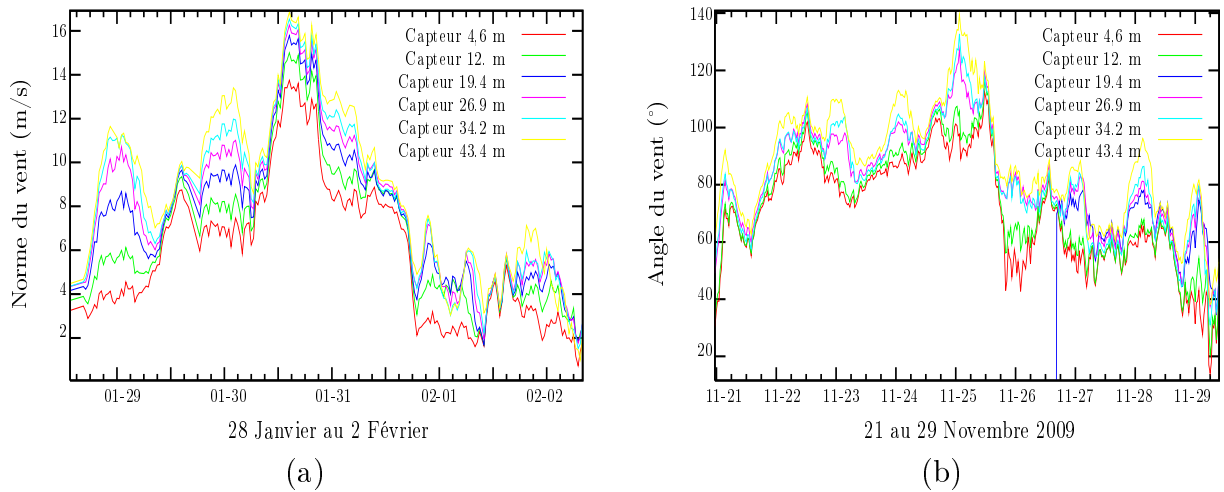


FIG. 4.4: (a) Norme du vent entre le 28 et le 2 février. (b) Angle du vent entre le 21 novembre et le 29 novembre.

que les aérovannes ne mesurent que les vitesses supérieures à 1 m/s alors que le vent est régulièrement nul durant l'année [11].

Altitude (m)	4,6	12,	19,4	26,9	34,2	43,4
Moyenne vent (m/s)	3,8	4,8	5,5	6,2	6,5	6,9
Maximum vent (m/s)	13,8	15,	15,8	16,3	16,8	17,4

TAB. 4.2: Moyenne, minimum et maximum du vent pendant l'année 2009 au Dôme C.

Pour finir, en ce qui concerne les couches stables, le gradient de vent vaut en moyenne

$0,1 \text{ s}^{-1}$ et au maximum $0,32 \text{ s}^{-1}$.

Vent katabatique

Il est difficile de savoir à l'aide de ces seules observations si le vent du Dôme C est d'origine katabatique ou non. En effet bien que le vent ait une direction dominante vers la côte comme la plupart des vents de surface du plateau, il tourne dans d'autres directions durant une part non négligeable de l'année (Fig. 4.3). La tour se situe à seulement 700 m du sommet et il paraît étonnant qu'un système de vent katabatique puisse se mettre en place en provenance du Dôme C alors que la pente est inférieure à 0,1 %. De plus, pendant l'été, on observe un maximum de vent vers 13 H tandis que l'inversion de température est minimale à ce moment là. Si le vent était d'origine katabatique on s'attendrait plutôt à avoir un minimum associé à une inversion minimale de température.

Le vent katabatique pourrait néanmoins être généré sur un autre sommet plus haut du plateau antarctique et aurait assez d'inertie pour remonter jusqu'au sommet du Dôme C. Le vent katabatique ayant une certaine épaisseur, une étude détaillée des radiosondages qui sont régulièrement effectués au Dôme C, pourrait peut-être permettre de mettre en lumière un changement de direction ou de force du vent à une altitude donnée, signature d'une couche de vent katabatique.

4.2 Spirale d'Ekman

4.2.1 Observations

La grande stabilité rencontrée au dessus de la tour et les précédentes observations de vent nous encouragent à rechercher l'existence de spirales d'Ekman. L'hodographe du vent, c'est-à-dire les vecteurs du vent à différentes altitudes représentés sur un plan, permet de visualiser le changement de direction et de norme avec l'altitude. La figure 4.5 représente l'hodographe du vent pour différents cas représentatifs des conditions au Dôme C. On constate qu'en général le vent tourne dans le sens anticyclonique et forme des spirales. On peut penser que, si ces cas correspondent bien à des spirales d'Ekman, la hauteur de la couche limite se trouve très basse car sur certains exemples l'angle du vent tourne de près de $\pi/4$ entre le capteur du bas et du haut de la tour. Par contre, on n'observe pas de couche de surface et notamment de profil logarithmique du vent signature d'une forte turbulence liée à la friction au sol.

4.2.2 Ajustement des données

Dans cette section on a cherché à vérifier si les spirales observées correspondent bien au modèle d'Ekman. Pour cela on a réalisé un ajustement par les moindres carrés du modèle d'Ekman (Eq. 3.15) sur les mesures effectuées. L'ajustement permet, dans le cas où le vent décrit effectivement une spirale d'Ekman, d'obtenir une estimation des trois paramètres du modèle : le vent géostrophique U_g, V_g et le coefficient γ .

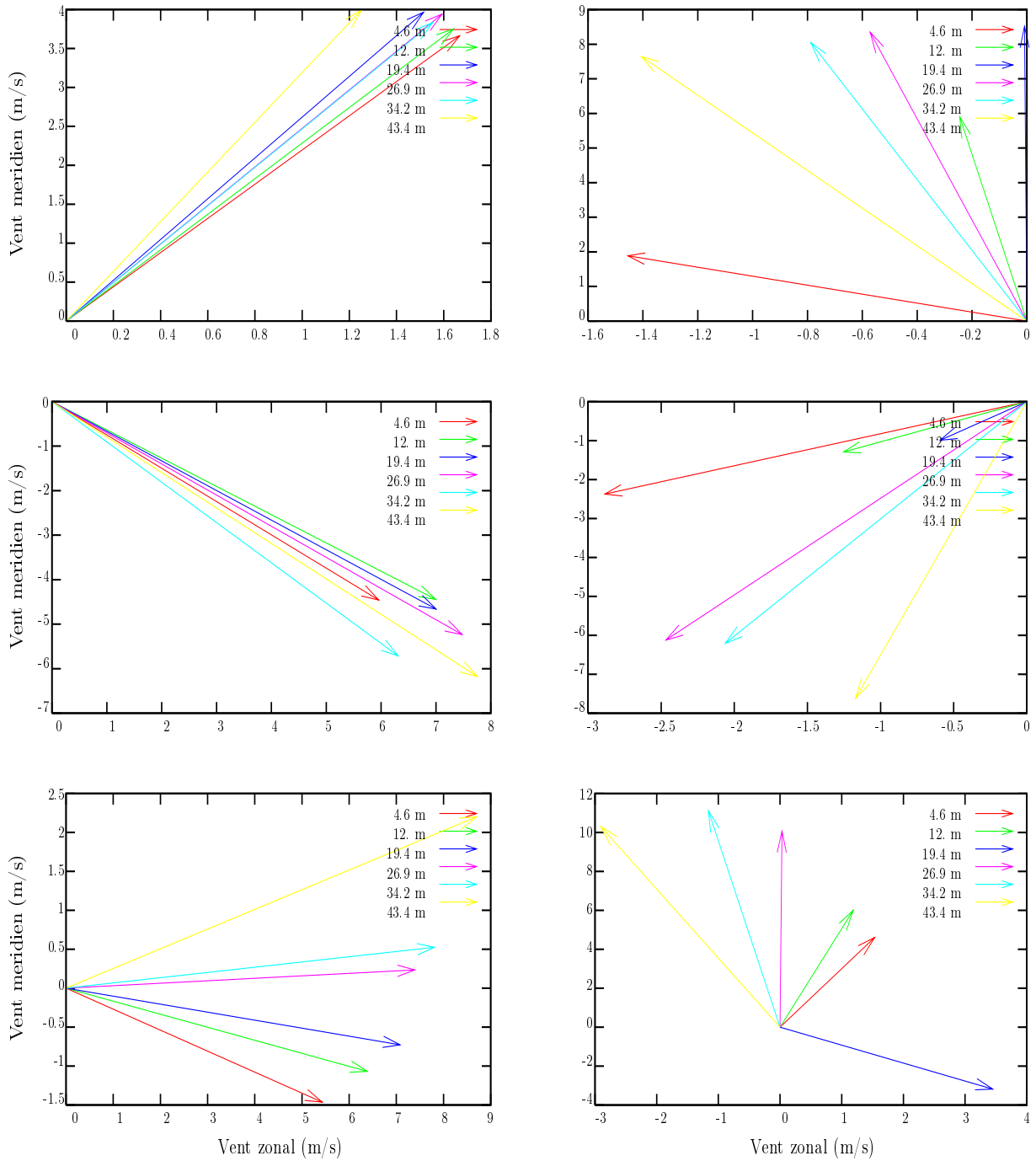


FIG. 4.5: Six types d'hodographe du vent. On aperçoit la structure caractéristique de la spirale d'Ekman sur l'éventail des vitesses.

Mise en œuvre

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3, le fichier de données contient les mesures du vent moyen pour les 6 capteurs à chaque demi-heure. Tout d'abord, afin de contraindre suffisamment le modèle, il nous a semblé raisonnable de ne garder que les séries d'observations contenant au moins quatre mesures cohérentes du vent. Par cohérentes on entend

supérieures à la limite de mesure donnée par le constructeur (1 m/s).

Les bornes du vent géostrophique, peu sensibles à l'ajustement, ont été contraintes à l'intervalle $[-20;20]$.

Les bornes du paramètre γ ont été, quant à elles, calculées en tenant compte de la précision des capteurs sur l'angle du vent. Comme on l'a vu, dans le modèle d'Ekman, le vent tourne avec l'altitude. L'angle du vent mesuré est donc différent d'un capteur à l'autre. Mais on sait que les capteurs ne peuvent mesurer l'angle α qu'avec une précision de $\pm\delta$ ($\delta = 3^\circ$). La différence d'angle entre 2 capteurs successifs $\alpha_1 - \alpha_2$ n'est plus significative lorsqu'elle devient inférieure à cette précision. C'est à dire :

$$\alpha_1 - \alpha_2 < 2\delta$$

Il n'est alors plus possible de caractériser de spirale d'Ekman. La figure 4.6 représente la différence entre l'angle du vent pour le capteur au sommet de la tour et ceux des autres capteurs calculés par le modèle d'Ekman en fonction du coefficient γ .

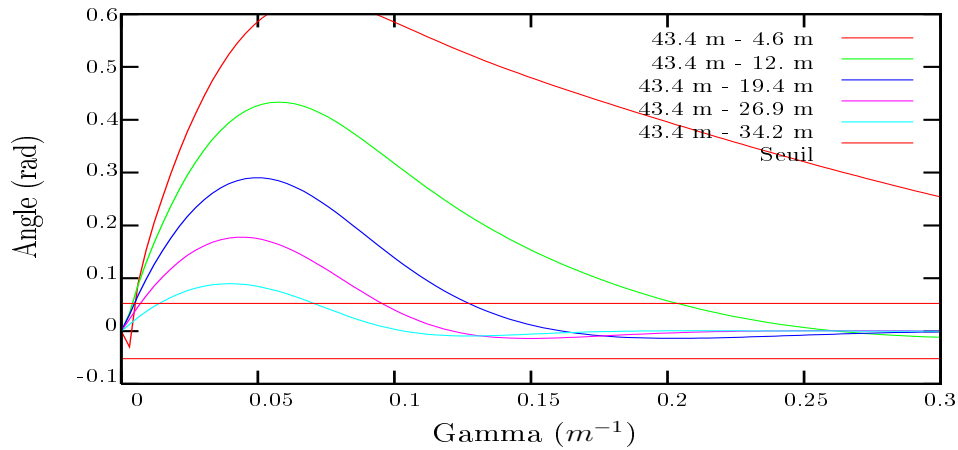


FIG. 4.6: Différence entre l'angle du vent mesuré au sommet de la tour et ceux mesurés par les autres capteurs en fonction de γ . Les 2 droites représentent les seuils de précision des capteurs.

En considérant notre limite de 4 mesures de vent au minimum pour décrire une spirale d'Ekman, il faut que l'on puisse mesurer 4 angles significativement différents. Cela signifie que γ doit être compris dans l'intervalle $[0,004;0,13]$ ce qui correspond à une hauteur pour la couche d'Ekman comprise entre 24 et 785 m. Si un ou deux capteurs ne fonctionnent pas, l'intervalle de hauteur mesurable est fortement réduit : entre 33 et 455 m ou 45 et 228 m.

Le constructeur des capteurs indique dans sa documentation les écarts types des erreurs de mesures de l'angle et de la norme du vent. Pour connaître les écarts types associés aux composantes zonales et méridiennes, il faut calculer la matrice de variance-covariance :

$$E\left(\begin{bmatrix} \delta u \\ \delta v \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta u & \delta v \end{bmatrix}\right) = R_\theta DE\left(\begin{bmatrix} \delta U \\ \delta \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta U & \delta \theta \end{bmatrix}\right) D' R'_\theta \quad (4.1)$$

avec E l'espérance mathématique et où l'on a :

$$\begin{bmatrix} \delta u \\ \delta v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & U \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta U \\ \delta\theta \end{bmatrix} = R_\theta D \begin{bmatrix} \delta U \\ \delta\theta \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

avec U la norme du vent et θ son angle. A' signifie la matrice transposée de A .

Finalement on obtient :

$$E\left(\begin{bmatrix} \delta u \\ \delta v \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta u & \delta v \end{bmatrix}\right) = \begin{bmatrix} \sigma_{\delta U}^2 \cos^2\theta + U^2 \sin^2\theta \sigma_{\delta\theta}^2 & \sigma_{\delta U}^2 \cos\theta \sin\theta - U^2 \sin\theta \cos\theta \sigma_{\delta\theta}^2 \\ \sigma_{\delta U}^2 \cos\theta \sin\theta - U^2 \sin\theta \cos\theta \sigma_{\delta\theta}^2 & \sigma_{\delta U}^2 \sin^2\theta + U^2 \cos^2\theta \sigma_{\delta\theta}^2 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

L'algorithme d'ajustement par les moindres carrés du logiciel Gnuplot ne prend pas en compte la covariance des erreurs de mesure (termes non diagonaux de la matrice d'erreur (Eq. 4.3)) on a donc également réalisé un ajustement en utilisant les composantes du vent suivant θ et U dont les erreurs de mesures ne sont pas corrélées. C'est ce type d'ajustement qui est présenté dans la suite.

La figure 4.7 montre deux exemples d'ajustements effectués.

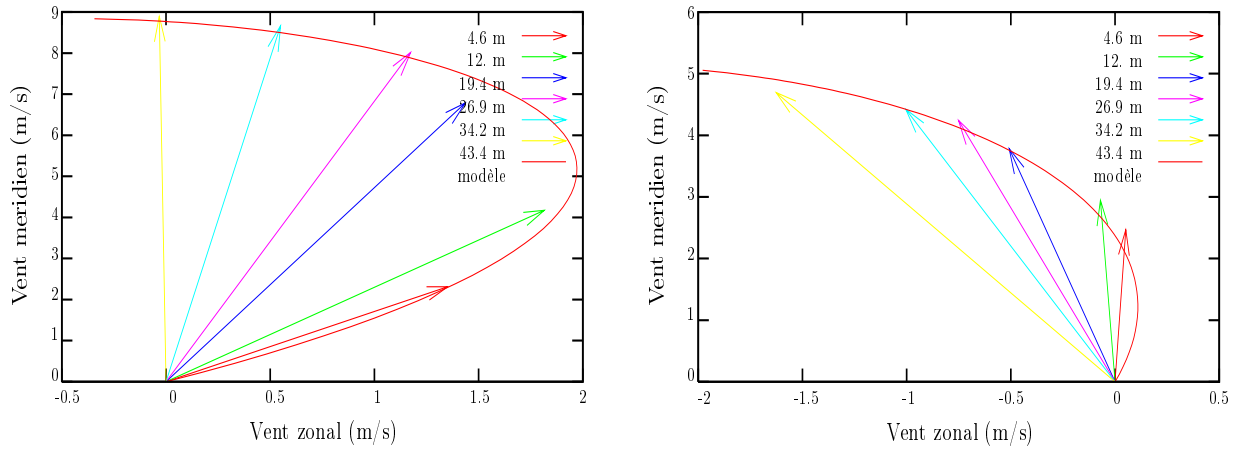


FIG. 4.7: Deux types d'hodographe du vent : les vecteurs représentent les mesures, la courbe représente le modèle ajusté.

4.2.3 Analyse statistique

Dans cette partie, on va chercher à vérifier si le modèle d'Ekman permet de caractériser l'état de l'atmosphère au Dôme C. Tester la validité du modèle d'Ekman consiste à

vérifier que des variables aléatoires bien choisies suivent les lois de probabilité attendues. En particulier, on analysera le χ^2 et les résidus. Dans les deux sous-parties suivantes on suppose que les mesures sont gaussiennes et centrées sur le modèle d'Ekman et que les erreurs de mesures suivent une loi gaussienne centrée en zéro et sont indépendantes.

Analyse du χ^2

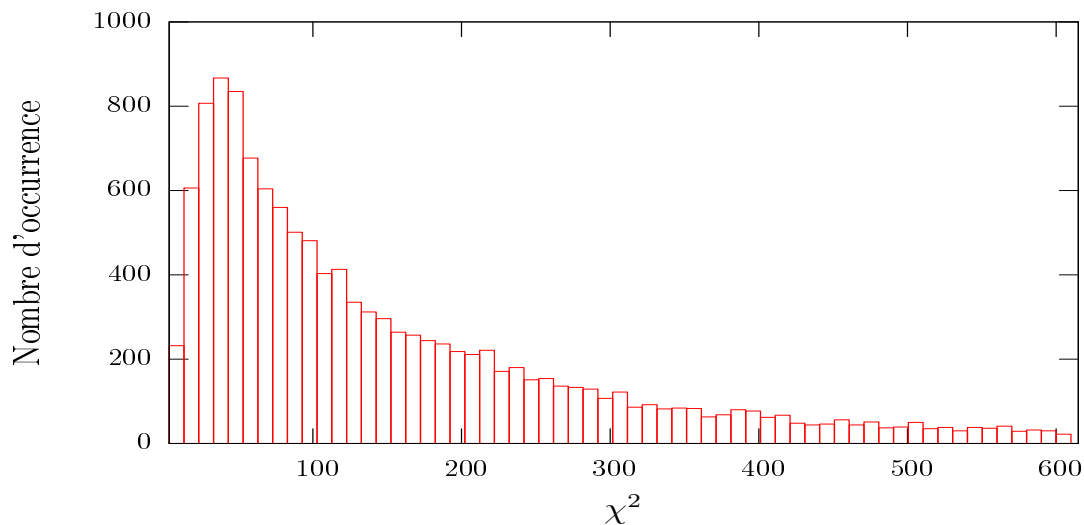


FIG. 4.8: *Histogramme des χ^2 ajustés au modèle d'Ekman.*

Si le modèle d'Ekman décrit parfaitement la situation du vent et si les erreurs de mesure sont gaussiennes alors la loi de probabilité des χ^2 calculés doit être celle d'un χ^2 à 9 degrés de liberté (12 mesures–3 paramètres) (section 3.2.3). Après ajustement on obtient une distribution des χ^2 (Fig. 4.8) à laquelle on a retiré les cas où l'ajustement n'a pas donné un γ dans les bornes définies section 4.2.2. Le nombre de degrés de liberté étant égal à 9 pour la plupart des mesures¹, notre distribution de χ^2 devrait avoir un maximum en 9 ce qui n'est clairement pas le cas. Pour savoir si la distribution suit bien ou non une loi du χ^2 , on peut utiliser les probabilités des χ^2 .

Les probabilités des χ^2 s'expriment comme $y = \int_{\chi^2}^{+\infty} f(\chi^{2'}, n) d\chi^{2'}$, f étant la fonction de densité d'une loi du χ^2 à n degrés de liberté. Après calcul, on obtient la distribution 4.9.

On a vu dans la section 3.3.2 que la fonction de densité de la variable aléatoire Y est égale à 1 si la distribution des χ^2 suit bien une loi du χ^2 à n degrés de liberté. La distribution 4.9 n'est pas plate et ne suit donc pas une loi du χ^2 à n degrés de liberté.

Pour l'ajustement par les moindres carrés on a utilisé l'écart type donné par le constructeur. Celui-ci est probablement sous estimé car les conditions climatiques en Antarctique sont bien différentes de celles pour lesquelles ont été construites les appareils. De plus, la dispersion due aux fluctuations turbulentes du vent n'a pas été prise en compte. On peut donc augmenter l'écart type des erreurs de mesure de manière à obtenir une distribution plate. On obtient ainsi à la distribution 4.10.

¹Le nombre de degrés de liberté est inférieur à 9 dans les cas où toutes les mesures de vent ne sont pas utilisées dans l'ajustement (section 4.2.2) ce qui diminue le nombre de degrés de liberté du χ^2 calculé.

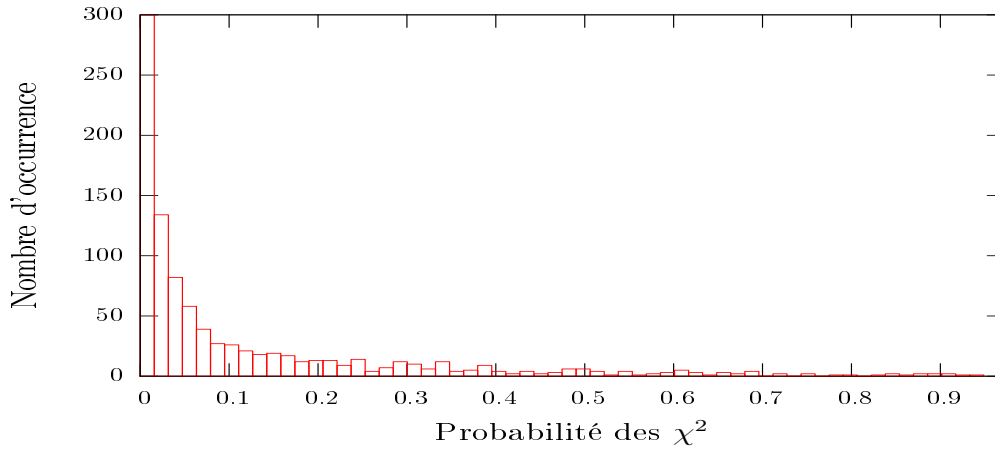


FIG. 4.9: *Histogramme des probabilités des χ^2 .*

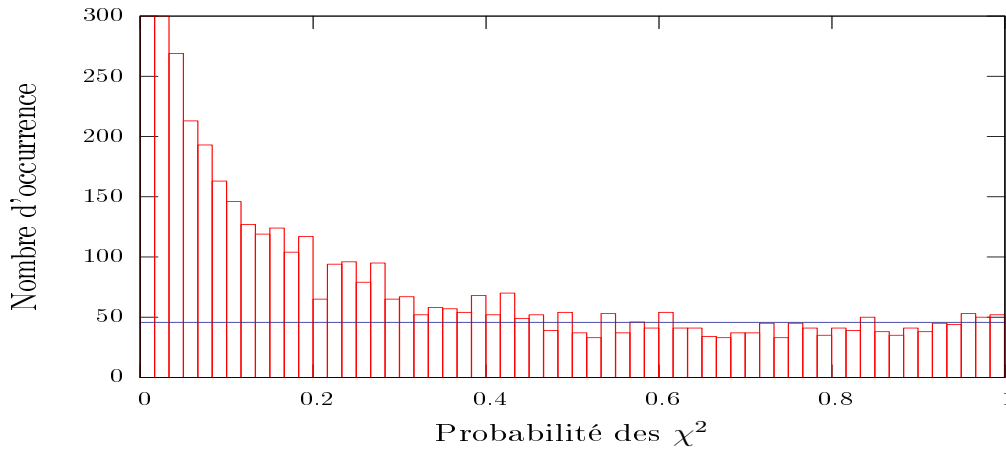


FIG. 4.10: *Histogramme des probabilités des χ^2 avec un écart type corrigé, la droite est égale à la moyenne des occurrences entre 0.5 et 1. Les mesures sous la droite sont des cas où le vent correspond au modèle d'Ekman.*

Cette distribution correspond à la superposition de deux lois de probabilité : le pic entre 0 et 0,2 correspond à des cas qui ne suivent pas le modèle d'Ekman. La partie de la distribution plate $> 0,2$ prouve qu'une partie des mesures suit bien une loi du χ^2 .

La droite tracée est la moyenne d'occurrence entre 0,5 et 1. On peut estimer que tous les cas "sous" la droite suivent une loi du χ^2 et donc correspondent bien au modèle d'Ekman (environ 19 % du total). Une des difficultés réside dans le fait qu'il n'existe pas de critères permettant d'isoler ces cas en particulier. On va alors définir un seuil de contamination pour nos mesures : si l'on ne garde que les cas dont la probabilité des χ^2 est supérieure à 26 % alors environ 10 % de ceux-ci ne suivent pas le modèle d'Ekman.

Analyse des résidus

Si l'on étudie les résidus pour chaque capteur, on obtient des informations supplémentaires permettant de diagnostiquer l'ajustement réalisé.

Nous avons vu dans la section 3.2.3 que, si notre modèle est correct et nos erreurs de

mesures sont gaussiennes, les résidus r divisés par l'écart type σ suivent une loi normale de moyenne nulle et d'écart type un :

$$\frac{r}{\sigma} \rightarrow N(0, 1)$$

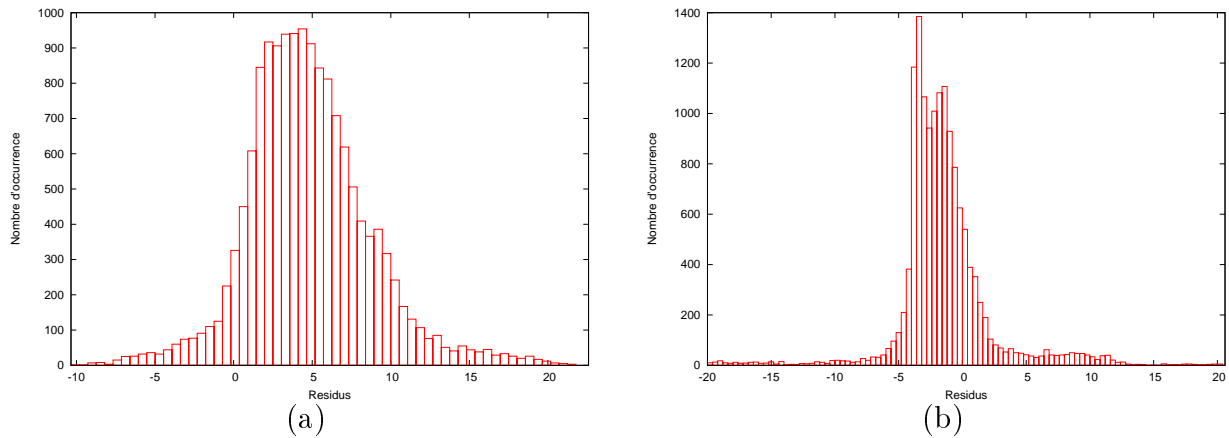


FIG. 4.11: *Histogramme des résidus pondérés par l'écart type pour le capteur (a) 4,6 m et (b) 43,4 m.*

La moyenne des résidus des capteurs sauf pour celui à 4,6 m est environ de 0. Cela signifie que le modèle d'Ekman réussit dans certains cas à bien représenter les conditions de vent. Pour tous les capteurs, en accord avec la section 4.2.3, l'écart type est supérieur à 1. Pour le capteur d'altitude 4,6 m, la moyenne n'est pas nulle (Fig. 4.11 (a)). Cela laisse à penser que notre modèle ne décrit pas bien les conditions de vent proche de la surface. En effet, dans le modèle d'Ekman, le coefficient de diffusion turbulent est constant suivant la hauteur ce qui n'est pas vrai dans l'atmosphère. Près du sol, ce coefficient varie fortement avec la hauteur ce qui provoque ce biais. On retrouve cet effet sur la figure 4.12 (a).

Pour tous les capteurs il y a un double maximum dans les distributions (Fig. 4.11 (b)).

L'un des 2 maximums correspond bien à la distribution gaussienne attendue. Les conditions de vent liées au second pic correspondent à des spirales d'Ekman mais dans le cas où le capteur d'altitude 19,6 m était biaisé (Fig. 4.12 (b)).

L'étude des résidus a aussi permis d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'écart type des erreurs de mesure dû aux conditions polaires et à la turbulence pour chaque capteur. Ainsi on peut estimer que l'écart type aussi bien sur l'angle que sur la norme, est trois fois plus important que celui donné par le constructeur.

4.2.4 Mesures non ajustées

Finalement, plus de 80% des mesures n'ont pu être ajustées. Il y a plusieurs raisons à cela.

La figure 4.13 représente la température à 4,6 m (rose) et à 43,4 m (bleu). La courbe rouge représente la hauteur de la couche limite pour l'ensemble des ajustements réalisés. Les points verts représentent la hauteur de la couche limite pour les points dont la

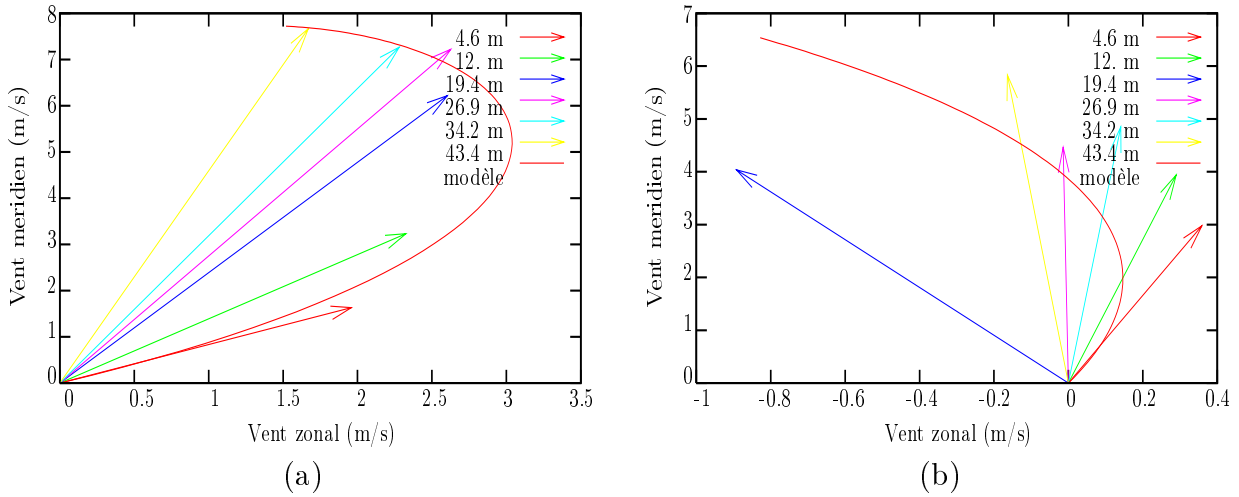


FIG. 4.12: Hodographe du vent : (a) le vecteur rouge représente le vent au capteur 4,6 m (b) le vecteur bleu représente le vent au capteur 19,6 m.

probabilité de suivre une spirale d'Ekman est de 90 %. Quand la couche est stablement stratifiée, c'est à dire la nuit, le vent dans la couche limite est bien représenté par le modèle d'Ekman. Tandis que dès que la couche devient convective, c'est à dire la journée, le modèle ne décrit plus l'état de la couche limite.

Cette figure permet de valider l'utilisation du modèle d'Ekman pour représenter le vent de la couche limite stable au Dôme C. Elle illustre également le cycle diurne important de la couche limite pendant l'été.

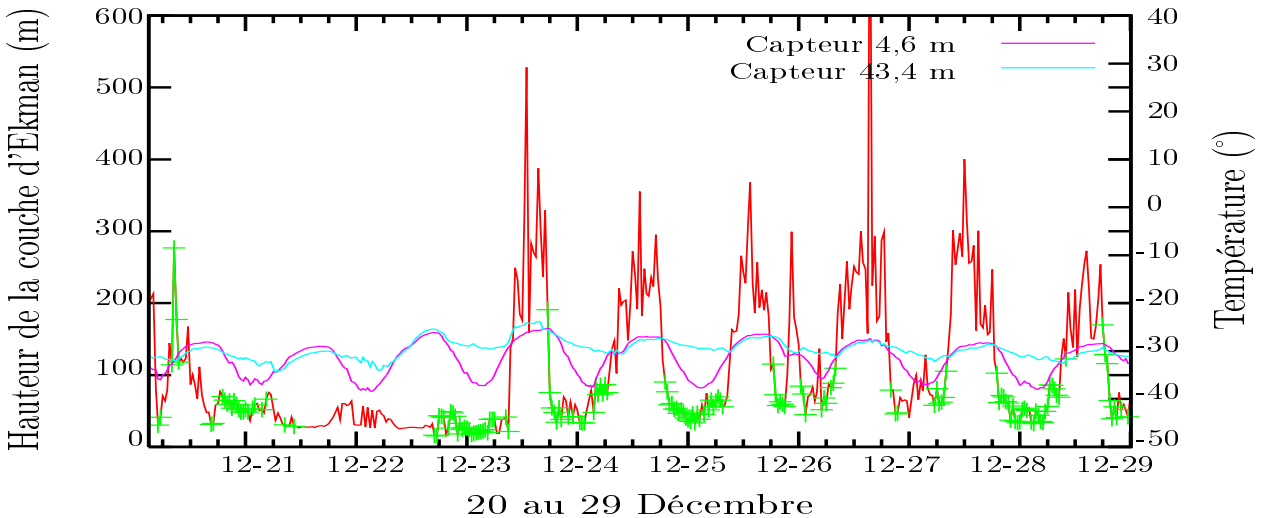


FIG. 4.13: La courbe rose représente la température à 4,6 m, la courbe bleue représente la température à 43,4 m. La courbe rouge représente la hauteur de la couche limite calculée grâce à l'ajustement, la courbe et les points verts représentent également la hauteur de la couche limite mais on a retiré les points qui ont une probabilité de χ^2 inférieure à 26 %

D'autres raisons existent pour expliquer les mesures non ajustées. Pour obtenir une solution analytique, le modèle d'Ekman réalise plusieurs approximations (section 3.1.1).

Il ne décrit donc pas tous les paramètres et conditions de la couche limite que l'on peut rencontrer.

Ensuite, une partie des mesures a pu être réalisée lorsque les hauteurs de couche limite étaient trop élevées ou trop faibles pour être caractérisées (partie 4.2.2).

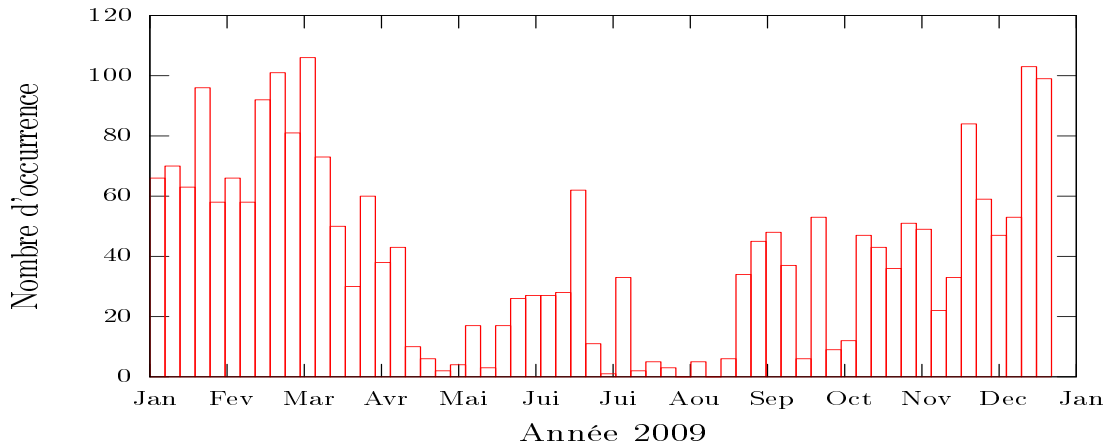


FIG. 4.14: *Histogramme des mesures ajustées au modèle avec une probabilité de plus de 26 %.*

Sur la figure 4.14 on voit que le nombre d'ajustements supposés corrects (c'est à dire dont la probabilité est supérieure à 26%) diminue fortement en hiver austral. On peut invoquer plusieurs hypothèses :

- soit comme nous l'avons vu ci-dessus, la hauteur de couche limite n'est pas dans les bornes définies pour le paramètre γ lors de l'hiver.
- soit les instruments n'ont pas bien fonctionnés durant l'hiver avec les températures extrêmes que l'on peut rencontrer (jusqu'à -80°C).
- soit le vent est trop faible pendant une partie de l'hiver pour être mesuré par les aéroplanes.
- soit enfin le modèle d'Ekman ne décrit plus les conditions de vent pour des couches limites ultra-stables et peu épaisses (voir section 4.3.3).

Les mesures non ajustées peuvent aussi être dues aux limites de fonctionnement des instruments : par exemple sur le plateau du Dôme C, les vents sont souvent faibles (section 4.1) et les aéroplanes ne sont pas toujours capables de les mesurer.

Pour finir les instruments ont connu plusieurs pannes et réinitialisations dans l'année, ce qui a pu aussi jouer sur la qualité des mesures.

4.3 Paramètres physiques

L'ajustement a permis de calculer les paramètres du modèle d'Ekman mais aussi d'estimer les écarts types dus aux conditions polaires. On peut également en tirer certaines grandeurs physiques pertinentes pour l'étude de la couche limite.

4.3.1 Hauteur de la couche limite

La valeur du paramètre γ a permis d'estimer la hauteur de la couche limite au dessus de la tour.

Sur la figure 4.13 on voit clairement le cycle diurne de la couche limite durant en décembre 2009. La couche limite est stable et bien décrite par le modèle d'Ekman entre 17 H et 9 H environ. Puis la couche devient convective durant 8 H. La hauteur varie entre 80 m en début et fin de "nuit" et descend sous 40 m vers 1 H du matin. Ces résultats sont en accord avec les mesures réalisées par SODAR (Fig. 2.8).

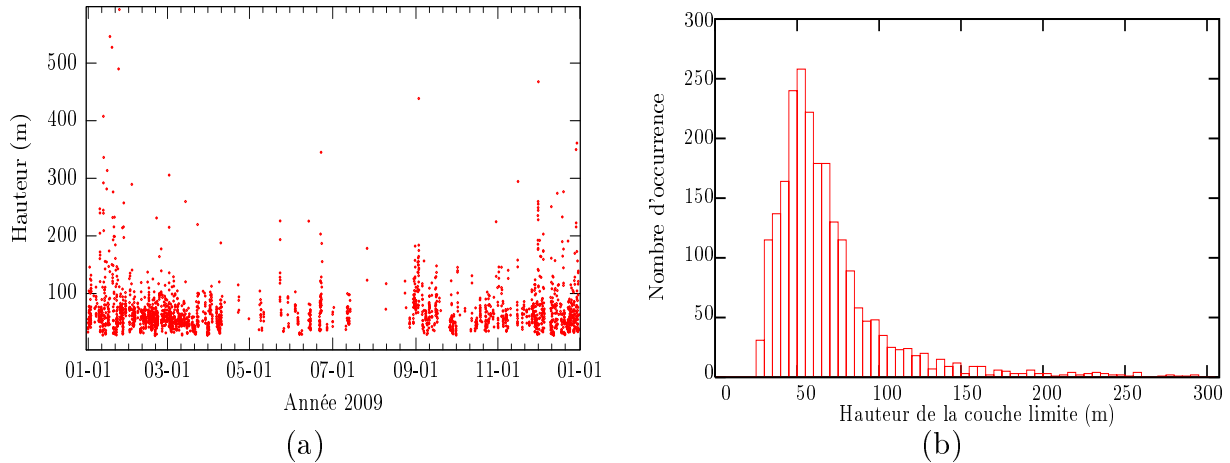


FIG. 4.15: (a) Evolution et (b) histogramme de la hauteur de la couche limite durant l'année 2009 au dessus du Dôme C pour les cas ayant une probabilité supérieure à 26 %.

La figure 4.15 illustre l'absence apparente de cycle saisonnier pour la couche limite stable en Antarctique. On voit de plus que dans la majorité des cas, la couche limite se situe entre 35 et 80 m.

4.3.2 Nombre de Richardson gradient

On peut estimer le nombre de Richardson gradient pour la couche limite antarctique.

La figure 4.16 montre clairement que le nombre de Richardson gradient varie fortement suivant la période de l'année. On constate un brusque changement entre l'été et l'hiver. Pendant l'été, le nombre de Richardson gradient est négatif la journée signe d'une couche turbulente et positif la nuit signe d'une couche stable. A partir de fin février et jusqu'en novembre, le nombre de Richardson est constamment positif sauf à de rares moments liés aux réchauffements brusques de température hivernaux (section 4.1.1). De plus on observe que durant la nuit et l'hiver, le nombre de Richardson dépasse le nombre critique R_t signifiant théoriquement le passage d'un régime turbulent à laminaire. En réalité dans l'atmosphère il subsiste toujours de la turbulence due aux frictions en surface ou à des mouvements provenant de l'atmosphère libre. Par contre le fait que le nombre de Richardson gradient est supérieur à R_t signifie que la turbulence par cisaillement ne peut se développer à cause de la très forte stabilité.

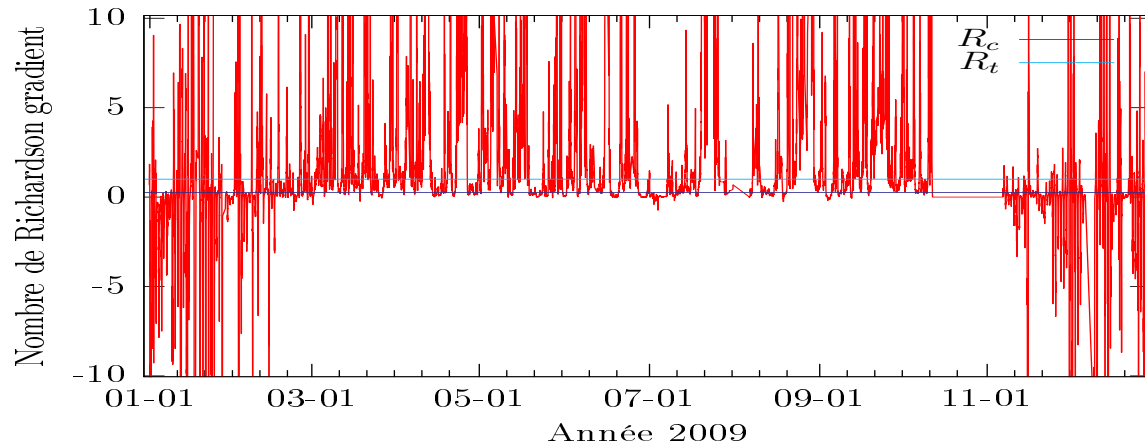


FIG. 4.16: Nombre de Richardson gradient durant l'année 2009. La droite bleue foncée représente le seuil $R_c \sim 0.25$ au delà duquel un écoulement laminaire devient turbulent. La droite bleue claire représente le seuil $R_t \sim 1$ au delà duquel un écoulement turbulent devient laminaire.

4.3.3 Coefficient de turbulence

Le coefficient de turbulence est estimé par l'histogramme 4.17.

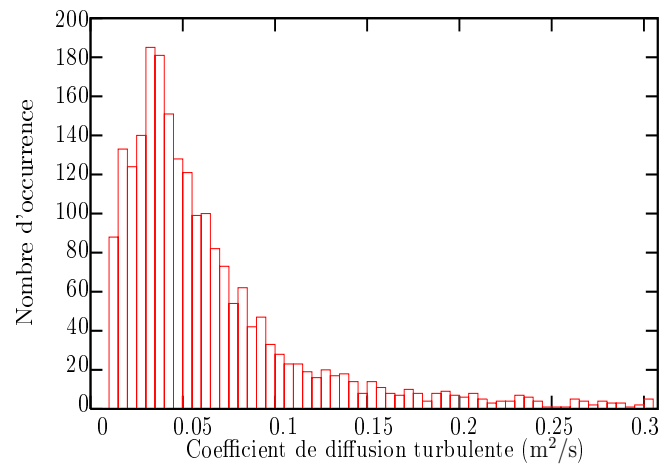


FIG. 4.17: Histogramme du coefficient de diffusion pour les cas ayant une probabilité de χ^2 supérieure à 26 %.

Le coefficient de diffusion turbulente est compris entre 0.01 et 0,08 m^2/s . C'est cent fois inférieur à la valeur typique observable aux moyennes latitudes pour une couche limite stable de 1 km : $\sim 5 \text{m}^2/\text{s}$ [19]. Cette valeur est un argument supplémentaire pour prouver l'extrême stabilité de la couche limite antarctique.

On a vu que durant l'hiver le nombre d'ajustements supposés corrects diminue (section 4.2.4). Les basses températures pourraient en être la cause mais aussi le modèle d'Ekman qui n'est alors plus adapté pour décrire l'état de la couche limite dans les cas ultra-stables. En effet, le modèle pose comme hypothèse que dans une couche limite stable, on a un équilibre entre les forces de Coriolis, de pression et les flux turbulents. Mais

au Dôme C le coefficient de diffusion turbulente est parfois si faible (et le nombre de Richardson si fort) que le terme de flux turbulents pourrait être négligé dans certains cas (en particulier l'hiver) par rapport aux autres termes. On se retrouverait alors avec l'équilibre géostrophique dans toute la couche d'Ekman et un traitement spécifique de la couche limite restreint uniquement à la couche de surface.

4.3.4 Longueur de mélange

On a vu dans la section 3.1.4 que le coefficient de diffusion turbulente est lié à la longueur de mélange par :

$$K_m = \bar{l}^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (4.4)$$

En estimant $\left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \sim 0,1 \text{s}^{-1}$ et $K_m \sim 0,01 \text{m}^2/\text{s}$, on obtient une longueur de mélange environ égale à : 0,3 m. Cette valeur est également cent fois inférieure à la longueur de mélange typique des moyennes latitudes. De plus elle est très inférieure à la hauteur de la couche limite en cohérence avec les hypothèses de la théorie de la longueur de mélange.

Chapitre 5

Modélisation

L'analyse des données permet d'obtenir un certain nombre d'informations sur le comportement de la couche limite en Antarctique. Mais la modélisation est également un outil essentiel pour mieux comprendre les phénomènes qui s'y passent en confrontant les sorties de modèles aux analyses réalisées. Nous avons donc décidé de forcer un modèle uni-colonne avec les mesures de vent pour en tirer des paramètres physiques de la couche limite atmosphérique tels que les coefficients de diffusion turbulente et les nombres de Richardson gradient.

5.1 Mise en place du modèle

Pour la modélisation, on a utilisé le modèle uni-colonne du LMD (section 3.5). Lors de son exécution, le LMDZ 1D lit des fichiers contenant différents paramètres tels que les profils initiaux, les coordonnées ou encore le type de surface. On a ajouté la lecture des profils de vent toutes les trente minutes. De plus, le modèle est adapté à l'étude de la troposphère et de la stratosphère. Afin de pouvoir étudier la couche limite en particulier et les mesures des capteurs, il a fallût raffiner la grille verticale dans les basses couches et faire coïncider les niveaux verticaux de la grille avec la hauteur des capteurs sur la tour.

5.2 Résultats

En plus des variables "classiques" de sorties du modèle, on a pu extraire les coefficients de diffusion turbulente et les nombres de Richardson gradient.

5.2.1 Coefficient de diffusion turbulente

La valeur du coefficient de diffusion turbulente trouvée par le modèle est d'environ $0,0001 \text{ m}^2/\text{s}$ à 4,6 m ce qui est cent fois inférieur à la valeur trouvée grâce à l'ajustement par les moindres carrés de la spirale d'Ekman. Ce résultat est surprenant car les premières analyses des sorties du modèle révèlent que celui-ci a tendance à ne pas maintenir d'inversion de température sur la hauteur de la couche limite. Il sera important d'étudier plus en détail ce point dans le futur pour mieux le comprendre.

5.2.2 Nombre de Richardson gradient

On peut également comparer le nombre de Richardson gradient aux observations.

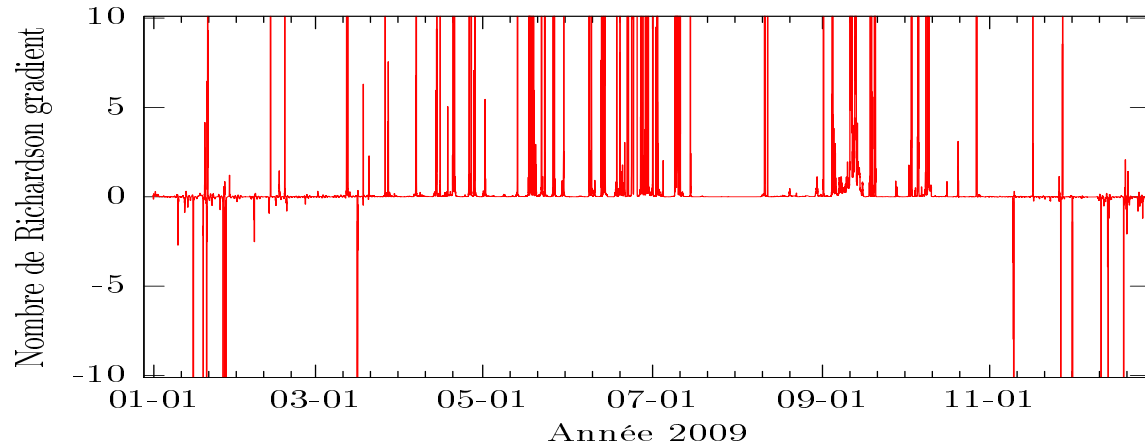


FIG. 5.1: *Nombre de Richardson gradient durant l'année 2009 calculé par le modèle forcé à 4,6 m.*

On voit que le modèle forcé reproduit assez bien le cycle saisonnier avec notamment de la convection l'été (Fig. 5.1) mais ne reproduit pas le cycle diurne. De plus les évènements convectifs sont bien moins nombreux que ceux trouvés par l'analyse de données. De plus en règle générale le nombre de Richardson gradient est sous-estimé. C'est notamment dû à l'inversion de température qui est sous estimée par le modèle.

Conclusion

L'objectif principal de cette étude était d'améliorer la connaissance de la couche limite atmosphérique en Antarctique. Pour cela on a utilisé les observations provenant d'une tour de 45 m installée au Dôme C et les sorties du modèle de climat du LMD. Les analyses ont montré que la température et l'humidité suivent des cycles diurnes et saisonniers marqués. De plus, durant l'été, de la convection se déclenche régulièrement au sein de la couche limite tandis que la nuit et l'hiver on observe une très grande stabilité thermique. Il a également été possible d'identifier une onde semi-annuelle en Antarctique qui provoque un réchauffement de température dès juin et un refroidissement bref en septembre. Enfin des phénomènes tels que la chute de la température en fin de nuit ou les instabilités nocturnes au sommet de la couche n'ont pas été expliqués. Au niveau des observations du vent, la caractéristique la plus remarquable est probablement la formation de spirale d'Ekman durant la nuit et l'hiver au dessus du Dôme C. Durant l'été le cycle diurne est visible dans les mesures de vent, mais nous n'avons pas remarqué de cycle saisonnier clair. Après cette première analyse, on a ajusté par les moindres carrés le modèle d'Ekman aux données de vent. Une analyse statistique rigoureuse des χ^2 et des résidus a permis d'estimer qu'environ 19 % des conditions de vent au Dôme C suivent le modèle d'Ekman et que le capteur 19,6 m est biaisé. On a également montré que les périodes les plus favorables à la formation de spirales d'Ekman sont les nuits d'été. On a pu de plus déterminer que la hauteur de la couche limite stable était comprise entre 35 et 80 m. Ensuite on a aussi pu estimer les coefficients de diffusion turbulentes (moins de $0,05 \text{ m}^2/\text{s}$ en moyenne). Le nombre de Richardson gradient nous a permis de caractériser avec précision la dynamique de la couche limite au Dôme C et notamment de constater que celle-ci peut devenir convective entre début novembre et fin février. Enfin, on a utilisé le modèle LMDZ 1D afin d'obtenir à la fois le nombre de Richardson gradient qui est en bon accord avec les observations et le coefficient de diffusion turbulente qui est cent fois plus faible que celui mesuré. Pour continuer notre étude de la couche limite au Dôme C, il faudra analyser plus en détail les sorties du modèle de climat uni-colonne. Il sera aussi intéressant d'étudier plusieurs phénomènes n'ayant pas été expliqués tels que les instabilités nocturnes au sommet de la couche limite. Enfin depuis 2010 des capteurs soniques sont installés sur la tour. Ils permettront de fournir des informations cruciales pour la compréhension du fonctionnement de la couche limite au Dôme C.

Bibliographie

- [1] J.C. King et J. Turner. *Antarctic Meteorology and Climatology*. Cambridge University Press, 1997.
- [2] S. Argentini, A. Viola, A.M. Sempreviva, et I. Petenko. Summer boundary-layer height at the plateau site of dome C, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorology*, 115 : 409–422, 2005.
- [3] S.R. Hudson et R.R. Brandt. A look at the surface-based temperature inversion on the Antarctic plateau. *American Meteorological Society*, 18 : 1673–1696, 2005.
- [4] C. Genthon, M. S. Town, D. Six, V. Favier, S. Argentini, et A. Pellegrini. Meteorological atmospheric boundary layer measurements and ECMWF analyses during summer at dome C, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 2009.
- [5] J.C. King, S.A. Argentini, et P.S. Anderson. Heat and water vapour fluxes and scalar roughness lengths over an antarctic ice shelf. *Boundary Layer Meteorology*, 69 : 101–121, 1994.
- [6] J.C. King. Some measurements of turbulence over an antarctic ice shelf. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 116 : 379–400, 1990.
- [7] D. van As, M.R. van den Broeke, et M.M. Helsén. Structure and dynamics of the summertime atmospheric boundary layer over the Antarctic plateau : 1. measurements and model validation. *Journal of Geophysical Research*, 111, Avril 2006.
- [8] D. Davis et al. Unexpected high levels of NO_x observed at south pole. *Geophysical Research Letter*, 28 : 3625–3628, 2001.
- [9] A.E. Jones, R. Weller, E.W. Wolff, et H.W. Jacobi. Speciation and rate of photochemical NO and NO_2 . *Geophysical Research Letter*, 27 : 345–348, 2000.
- [10] T. Travouillon, M.C.B. Ashley, M.G. Burton, J.W.V. Storey, et R.F. Loewenstein. Atmospheric turbulence at the south pole and its implications for astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 400 : 1163–1172, 2003.
- [11] E. Aristidi, K. Agabi, M. Azouit, E. Fossat, J. Vernin, T. Travouillon, J.S. Lawrence, C. Meyer, J.W.V. Storey, B. Halter, W.L. Roth, et V. Walden. An analysis of temperatures and wind speeds above dome C, Antarctica. *Astronomy & Astrophysics*, 430 : 739–746, Octobre 2004.
- [12] J.C. King, S.A. Argentini, et P.S. Anderson. Contrasts between the summertime surface energy balance and boundary layer structure at Dome C and Halley stations, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 111, 2006.
- [13] A.P. Van Ulden et J. Wieringa. Atmospheric boundary layer research at Cabauw. *Boundary-Layer Meteorology*, 78 : 39–69, 1996.

- [14] W.M. Connolley et H. Cattle. The Antarctic climate of the UKMO unified model. *Antarctic Science*, 6 : 115–122, 1994.
- [15] W. Schwerdtfeger. *Weather and Climate of the Antarctic*. Elsevier, 1984.
- [16] W.M. Connolley et J.C. King. Atmospheric water-vapour transport to Antarctica inferred from radiosonde data. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 119 : 325–342, 1993.
- [17] T.R. Parish et D.H. Bromwich. The surface windfield over Antarctic ice sheets. *Nature*, 328 : 51–54, 1987.
- [18] G. Wendler et Y. Kodama. On the climate of Dome C, Antarctica, in relation to its geographical setting. *Journal of climatology*, 4 : 495–508, 1984.
- [19] J.R. Holton. *An introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, Inc, 1992.
- [20] R.B. Stull. *An introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer, 1988.
- [21] G.H. Liljequist. *Energy exchange of an Antarctic snow-field*. Norwegian-British-Swedish Antarctic expedition 1949-52. Scientific results. Volume II. Oslo : Norsk Polarinstitut, 1957.
- [22] P.C. Dalrymple, H. Lettau, et S. Wollaston. *South Pole micrometeorology program in Studies in Antarctic Meteorology*. American Geophysical Union, 1966.
- [23] W.D. Neff. An observational and numerical study of the atmospheric boundary layer overlaying the east Antarctic ice sheet. *Thèse Université du Colorado*, 1980.

Resumé

Cette étude a pour objectif d'améliorer la connaissance de la couche limite atmosphérique en Antarctique et ainsi de perfectionner les paramétrisations des modèles de climat. Pour cela on a utilisé et validé les mesures réalisées durant l'année 2009 sur une tour de 45 m au Dôme C (75,06 S 123,19 E), on s'est aussi appuyé sur les sorties du modèle uni-colonne associé au modèle de climat du LMD. Les observations ont révélé que durant les nuits et l'hiver, la couche limite Antarctique est extrêmement stable. Il a alors été possible d'ajuster le modèle d'Ekman sur les mesures de vent et ainsi d'en tirer des paramètres physiques caractérisant la couche limite atmosphérique. On a notamment pu évaluer sa hauteur et ainsi caractériser un cycle diurne important au Dôme C durant les mois d'été. Le modèle d'Ekman n'étant valable que pour les couches limites stables, cette méthode ne permet pas de déterminer la hauteur de la couche limite quand celle-ci est convective. Pour remédier à ce point on pourra déployer dans le futur d'autres moyens d'observations comme des SODAR ou des LIDAR au Dôme C. Plusieurs phénomènes mis en évidence par les observations, tels que des instabilités nocturnes au sommet de la couche limite n'ont pas été expliqués. Une étude combinant notamment mesures in situ et observations spatiales devra être menée pour mieux les comprendre.

Mots clés : couche limite atmosphérique, Dôme C, spirale d'Ekman, modèle uni-colonne

Abstract

This study aims to improve our knowledge about antarctic atmospheric boundary layer and to improve climate model parametrizations. It is based on an analysis of measurements performed in 2009 along a 45 m tower located on Dome C, Antarctica (75.06 S 123.19 E). In addition, we used simulation results of the single column model of LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique). Measurements showed that during nights and winter time, Antarctic boundary layer has a stable stratification. Thus it was possible to fit the wind measurements with the Ekman model and to get physical parameters characterizing Antarctic boundary layer. Especially its height displays a significant diurnal cycle at Dome C during the summer. Since the Ekman model is valid only for stable stratified boundary layer, this method cannot be used in case of convection. To overcome this problem, it could be interesting to install other instruments such as SODAR or LIDAR at Dome C. Moreover, some phenomena identified by observations weren't fully understood (*e.g.* nocturnal instabilities at the top of the boundary layer). Further studies combining in situ measurements and spatial observations are necessary in order to analyze these phenomena.

Key words : atmospheric boundary layer, Dome C, Ekman spiral, single column model