



Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement

Etude de la couche limite atmosphérique sur le glacier de l'Antizana (Equateur) et estimation des flux turbulents

**Martin Menegoz
Juin 2004**





Etude de la couche limite atmosphérique sur le glacier de l'Antizana (Equateur) et estimation des flux turbulents

Résumé : Sur le glacier 15 de l'Antizana (0.75 km² ; 0°25S ; 78°09W ; 4890m asl.), nous avons installé un mât de cinq mètres de haut avec huit niveaux d'anémomètres, de capteurs d'humidité et de température (0.3, 0.6, 1, 1.5, 2, 3, 4, 5 m). De plus, une station météorologique automatique (SMA) effectue des mesures depuis quelques années. Nous avons analysé les profils de vitesses de vent, de température et d'humidité pour caractériser la partie inférieure de la couche limite atmosphérique, et décrire les vents majoritaires sur le glacier de l'Antizana, qui sont une combinaison de forçages de N-E (météorologie à méso-échelle) et de vents catabatiques. A partir de ces mesures et des observations qui ont été faites lors des missions longues sur le terrain, nous avons estimé que les flux turbulents ne subissaient pas de variations supérieures à 30% dans les deux premiers mètres de l'atmosphère. La théorie de Monin-Obukhov est donc applicable dans cette zone de la couche limite atmosphérique sur le glacier de l'Antizana. Si la méthode des profils sous-estime largement les flux turbulents, cette étude a validé l'utilisation de la méthode Bulk à partir des niveaux de mesure de la SMA.

Abstract : On the glacier tongue 15 of Antizana (0.75 km² ; 0°25S ; 78°09W ; 4890m asl.), we have installed a 5-m mast, with 8 levels of humidity, temperature sensors and anemometers (0.3, 0.6, 1, 1.5, 2, 3, 4, 5 m). Another Automatic Weather Station (AWS) has been doing measurements for several years. We have analysed profiles of wind speed, air humidity and temperature to characterise the lower part of the Atmospheric Boundary Level (ABL), and to describe the main wind regimes on Antizana Glacier, which are a combination between regional winds (meso-scale meteorology) and katabatic flows. From these measurements and from observations made during the 5-7 day field campaigns, we have estimated that turbulent fluxes do not exceed 30% variability in the first 2m of the atmosphere. Consequently, Monin-Obukhov theory is applicable in this part of the ABL on Antizana Glacier. If the profile method significantly under-estimates turbulent fluxes, this study is a validation of the Bulk method applied with measurement levels of the AWS.

Travail effectué dans le cadre du stage de
MASTER « Terre, Univers, Environnement » (TUE)

Remerciements

Je remercie beaucoup toute l'équipe « GREAT ICE » de l'IRD, et surtout Patrick Wagnon, d'avoir proposé ce sujet de stage qui était tout à fait passionnant et qui m'a permis de partir six semaines en Amérique du Sud, en Equateur.

Je dois beaucoup à Vincent Favier, qui m'a beaucoup aidé durant ce stage, en me donnant tous les bons conseils pour avancer dans cette étude, tant au niveau théorique que pratique. Au-delà du travail, c'est un ami plus expérimenté, et surtout plus mûr que moi, qui m'a appris beaucoup.

Merci à Jean-Philippe Chazarin qui a passé beaucoup de temps à construire et réparer tous les instruments de mesures qui ont été utilisés sur le glacier. Il est le grand inventeur du « Totem ». Grâce à lui, nous sortions parfois de la planète des équations pour revenir au monde réel.

Je remercie beaucoup Luis Maschincho et Bolivar Caceres, qui m'ont bien aidé dans le cadre de mon stage, qui ont su être patients en prenant le temps de m'écouter lorsque j'essayais de parler espagnol, et qui corrigeaient mes fautes.

Merci à Peggy et Rodolphe qui m'ont hébergés à Quito, et avec qui nous avons passés de très bons moments.

Les week-end passés avec Rodolphe sur les volcans équatoriens sont inoubliables, et ceux passé avec Jérémie sur les vagues du Pacifique étaient exceptionnels.

Merci à Jérémie, Rodolphe, Luis, Bolivar, Marcos, Alejandro, d'avoir bien voulu venir avec moi sur le terrain pendant plusieurs jours, malgré la neige, la pluie, le vent, le brouillard, et autres délices du terrain en Equateur.

Merci à Aurélie, Karel, et tous les autres voyageurs que j'ai croisés en Equateur, qui sont l'exemple même que « Carpe diem » est bien applicable dans la vie, et que le stress est une chose qui n'a pas lieu d'exister.

Merci à mes collègues de bureau Fanny et Jean-Charles, avec qui j'ai partagé de longues soirées au LGGE. Sans Jean-Charles, nous serions déjà tous morts de faim.

Merci aux nuages équatoriens, qui sont vraiment magnifiques, et qui m'ont laissé plusieurs week-ends, malgré la saison normalement pluvieuse, découvrir quelques-uns de ces volcans vraiment impressionnants.



SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	3
PREMIERE PARTIE : EXPERIMENTATIONS SUR LE GLACIER DE L'ANTIZANA	4
1 PRESENTATION DU SITE	4
2 LE BILAN HYDROLOGIQUE.....	4
3 LE BILAN DE MASSE	5
4 LE BILAN D'ENERGIE	5
4.1 EQUATION DU BILAN D'ENERGIE POUR UN GLACIER.....	5
4.2 LES MESURES EFFECTUEES SUR LE GLACIER.....	5
4.2.1. <i>La station de référence.....</i>	<i>5</i>
4.2.2. <i>La station SAMA</i>	<i>5</i>
4.2.3. <i>Le TOTEM</i>	<i>6</i>
4.2.4. <i>Le peigne de température.....</i>	<i>6</i>
4.2.5. <i>Les mesures de fonte et de sublimation.....</i>	<i>6</i>
4.2.6. <i>Les observations sur le terrain</i>	<i>6</i>
5 LES VENTS SUR LE GLACIER DE L'ANTIZANA.....	7
5.1 LES VENTS CREES PAR LE GLACIER.....	7
5.2 LES FORÇAGES D'EST	7
DEUXIEME PARTIE : APPROCHE THEORIQUE DES FLUX TURBULENTS DE CHALEUR ET DES HAUTEURS DE RUGOSITE	8
1 INTRODUCTION AUX FLUX DE CHALEUR ET DEFINITIONS.....	8
1.1 EQUATIONS DE CONSERVATION	8
1.2 DIFFUSION MOLECULAIRE	8
1.3 DEFINITIONS	9
2 INTRODUCTION A LA TURBULENCE DANS LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE.....	9
2.1 PRINCIPES DE BASE	9
2.1.1. <i>Effets de la turbulence</i>	<i>9</i>
2.1.2. <i>Equations de Reynolds.....</i>	<i>10</i>
2.2 FERMETURE DU SYSTEME ET PRINCIPE DE COUCHE LIMITE.....	10
2.2.1. <i>Equations de conservation dans le cas des couches limites</i>	<i>10</i>
2.2.2. <i>Sous-couche dynamique de l'atmosphère.....</i>	<i>11</i>
2.2.3. <i>Introduction des flux turbulents de chaleurs dans un écoulement turbulent.....</i>	<i>15</i>
2.2.4. <i>Profils en conditions non-neutres</i>	<i>15</i>
2.3 MODELISATION DES FLUX DE CHALEUR DANS UN VENT CATABATIQUE	15
2.3.1. <i>Le modèle de Prandtl.....</i>	<i>16</i>
2.3.2. <i>Modèle avec des diffusivités turbulentes variables.....</i>	<i>17</i>
3 STABILITE DE LA COUCHE LIMITE DE SURFACE.....	19

4	METHODES DE DETERMINATION DES FLUX TURBULENTS	22
4.1	METHODE PAR EDDY CORRELATION	22
4.2	METHODE DES PROFILS	22
4.2.1.	<i>Principe de la méthode des profils.....</i>	22
4.2.2.	<i>Conditions d'applicabilité de la méthode des profils</i>	23
4.3	LA METHODE BULK.....	23
4.3.1.	<i>Principe de la méthode</i>	23
4.3.2.	<i>Avantages et inconvénients de cette méthode</i>	24
5	HAUTEURS DE RUGOSITE.....	24
5.1	ETUDE DE SENSIBILITE	24
5.2	DETERMINATION DES HAUTEURS DE RUGOSITES PAR MESURES DE SUBLIMATION	24
5.3	DETERMINATION DES RUGOSITES REELLES	25
5.3.1.	<i>Equation générale, avec la méthode Bulk :</i>	25
5.3.2.	<i>En conditions quasi-neutres.....</i>	25
5.3.3.	<i>Mesure directe de z_{om} par micro-topographie</i>	26
5.4	PROBLEME DE LA PRECISION DE LA HAUTEUR DES CAPTEURS	26
5.5	RELATIONS ENTRE CES RUGOSITES (ANDREAS, 1987).....	26
	TROISIEME PARTIE : ANALYSE DES DONNEES ET DISCUSSION	29
1	CALAGE DES INSTRUMENTS DE MESURE ET ACQUISITION DES DONNEES	29
1.1	CALAGE DES ANEMOMETRES	29
1.2	CALAGE DES TEMPERATURES ET DES HUMIDITES	30
1.3	ALTITUDE DES CAPTEURS ET ETAT DE SURFACE	30
1.4	COMPARAISONS DES CAPTEURS DES DIFFERENTS INSTRUMENTS DE MESURE	31
2	PROFILS DE VENTS, DE TEMPERATURE, D'HUMIDITE ET STABILITE DE L'ATMOSPHERE	32
2.1	PROBLEME DE LA PRECISION DES CAPTEURS	32
2.2	DIFFERENTS REGIMES DE VENT SUR L'ANTIZANA :	32
2.2.1.	<i>Les vent du N-E.....</i>	33
2.2.2.	<i>Les advections.....</i>	37
2.3	TYPLOGIE DE LA STABILITE DE L'ATMOSPHERE	40
3	CALCULS DES HAUTEURS DE RUGOSITES	41
4	CALCUL DES FLUX TURBULENTS.....	44
4.1	DISCUSSION SUR LA DIVERGENCE DES FLUX AVEC LA HAUTEUR	44
4.1.1.	<i>Comparaison de la méthode des profils et de la méthode Bulk.....</i>	46
4.1.2.	<i>Estimation de l'épaisseur de la sous-couche à flux constants.....</i>	46
4.2	CALCUL DES FLUX TURBULENTS	47
	CONCLUSION	49

Introduction

Dans le cadre de ma formation en MASTER Terre Univers Environnement (TUE), j'ai effectué un stage de quatre mois au sein de l'Institut de Recherche pour le Développement (IRD), avec l'unité de recherche « Glaciers et Ressources en Eau dans les Andes Tropicales, Indicateurs Climatiques et Environnementaux » (GREAT ICE). Ce travail s'est fait en collaboration avec le Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE). L'équipe GREAT ICE a pour objectif d'étudier les glaciers tropicaux, et leur relation avec le climat. Ainsi, elle travaille sur des glaciers d'Amérique du sud, et notamment sur le glacier de l'Antizana, un volcan à 5700 mètres d'altitude, situé en Equateur, dans la zone tropicale interne.

Les langues α et β du glacier 15 de l'Antizana (0.75 km² ; 0°25S, 78°09W) sont étudiées depuis près d'une dizaine d'années. Des relevés pluviométriques sont effectués sur tout un périmètre autour de la zone d'étude. Des bilans hydrologiques sont réalisés au pied du glacier, de manière à évaluer la quantité d'eau qui provient de la fonte du glacier. Les stations météorologiques installées à 4890 m permettent de connaître le bilan énergétique global du glacier. Tous ces résultats sont ensuite mis en relation avec des études climatiques.

Ce travail porte sur l'étude des cinq premiers mètres de la couche limite atmosphérique, et des flux turbulents de chaleur sensible et latente, qui ont une part importante dans le bilan d'énergie.

Ce stage s'est déroulé en deux temps. Durant la première période, j'ai réalisé plusieurs missions sur le terrain, pour obtenir des données météorologiques. J'ai enregistré des profils de vitesse de vent, de température et d'humidité sur la langue α du glacier 15 de l'Antizana. De plus, ces missions de terrain ont permis un regard critique sur l'acquisition de ces données, qui se fait dans un milieu aux conditions climatiques difficiles. Lors de la deuxième période du stage, j'ai analysé ces profils pour caractériser les différents régimes de vent sur le glacier de l'Antizana. Cette étude de la partie basse de la couche limite atmosphérique a permis d'évaluer différentes méthodes de calcul des flux turbulents.

Ce rapport est divisé en trois parties. La première décrit les expérimentations faites sur le glacier de l'Antizana. Ensuite, la deuxième est une approche théorique de l'étude de la couche limite atmosphérique et des flux turbulents de chaleur. Enfin, la troisième partie est une analyse et une discussion des résultats obtenus.

Première partie : Expérimentations sur le glacier de l'Antizana

Le glacier 15 qui est étudié par « GREAT ICE » se trouve sur le côté Ouest de l'Antizana. Nous allons tout d'abord présenter le site d'étude, ainsi que les mesures qui y sont faites.

1 Présentation du site

La base du glacier 15 de l'Antizana est divisée en deux langues glaciaires, appelées α et β :

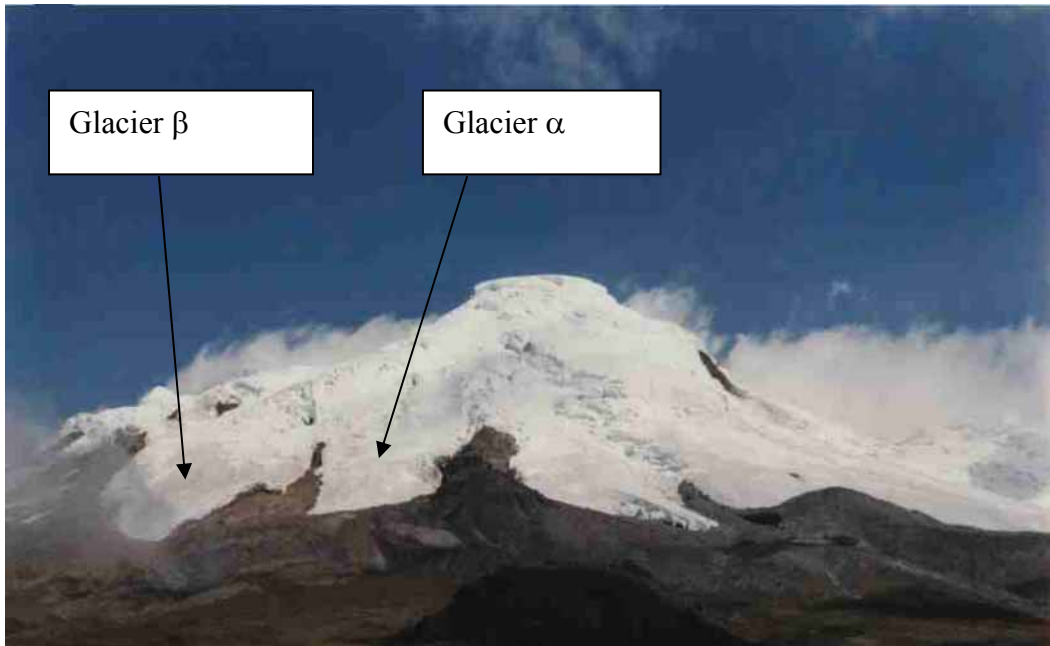


Figure 1.1 : Le côté ouest de l'Antizana, avec le glacier 15

La majeure partie des mesures est effectuée sur le glacier α . Divers instruments de mesures sont utilisés, pour décrire les bilans hydrologiques, bilans de masse et bilans d'énergie du glacier.

2 Le bilan hydrologique

Dans le cadre des études de l'équipe « GREAT ICE », des mesures hydrologiques sont faites en aval du glacier 15. Le bilan hydrologique égalise le débit que l'on trouve en aval du glacier avec les apports en précipitations plus les apports dus à la fusion du glacier.

Au pied des moraines, se trouve une station limnigraphique (la station 15), qui possède un canal en béton et des capteurs automatiques de hauteur d'eau. Cette station permet de mesurer en continu les débits d'eau qui s'écoulent du glacier 15. Un réseau de pluviomètres permet d'estimer les apports en précipitation sur tout le bassin versant.

Pour étudier la fonction de transfert entre le pied du glacier et la station 15, deux autres petites stations ont été installées au pied des glaciers α et β . Elles sont équipées chacune d'un petit canal, d'un seuil, et d'un appareil de mesure enregistrant la hauteur d'eau en amont du seuil. La courbe de tarage de ces stations est calée grâce à des jaugeages effectués lors des missions sur le terrain.

3 Le bilan de masse

Pour surveiller l'évolution de la masse du glacier α , une trentaine de balises ont été plantées verticalement dans l'épaisseur du glacier. La partie des balises qui dépasse de la surface du glacier est mesurée chaque mois. Ceci permet d'évaluer la quantité de glace qui a fondu ou qui s'est évaporée.

4 Le bilan d'énergie

4.1 Equation du bilan d'énergie pour un glacier

En considérant un volume de neige/glace, à la surface d'un glacier, l'équation de la conservation d'énergie peut s'écrire de la façon suivante (Oke, 1987) :

$$\boxed{R + H_s + H_l + G + P = \Delta Q_m + \Delta Q_s} \quad (4.1. E1)$$

R est la radiation nette toute longueur d'onde

H_s est le flux turbulent de chaleur sensible (échange de chaleur avec l'atmosphère par gradient de température)

H_l est le flux turbulent de chaleur latente (échange de chaleur créé par le gradient d'humidité entre la surface et l'atmosphère, traduit par de la condensation ou de la sublimation)

G est le flux de conduction dans la neige/glace

P est le flux d'énergie apportée par les précipitations

ΔQ_m est le terme de variation du stockage de chaleur latente due à la fusion ou au regel

ΔQ_s est le terme de variation du stockage de chaleur sensible au sein du volume. Il correspond aux variations de température au sein de la neige/glace lorsque celle-ci est sèche (température alors forcément inférieure ou égale à 0°).

Si G et P sont souvent négligeables (Paterson, 1994), R, H_s et H_l sont les principales composantes dans le membre de gauche de l'équation 4.1.E1. Le travail présenté dans ce rapport tente d'apporter de nouveaux éléments pour la caractérisation des flux turbulents H_s et H_l .

4.2 Les mesures effectuées sur le glacier

Sur le glacier, différentes mesures sont réalisées pour caractériser le bilan d'énergie du glacier, à l'aide de stations alimentées par des batteries et des panneaux solaires.

4.2.1. La station de référence

La station de référence est une station de mesure Campbell, installée en permanence sur le glacier à 4890 m. Elle enregistre toutes les demi-heures, avec un temps de scrutation de 15 secondes, la vitesse de vent, la température et l'humidité à deux hauteurs différentes. De plus, elle possède des capteurs de rayonnement pour les grandes et les courtes longueurs d'ondes, incident et réfléchi.

4.2.2. La station SAMA

La station SAMA (Station d'Automatique Météorologique d'Altitude) est équipée du même type de capteurs que la station de référence, mais à une seule hauteur. Placée à 5050 m, ses données peuvent être comparées avec celles de la station de référence.

4.2.3. Le TOTEM

Cet appareil de mesure a été fabriqué par J_P Chazarin à Quito (Equateur). Il a été installé dans le cadre de mon stage au mois de Mars 2004. Il permet d'étudier en détail les profils de vent, température et humidité.

Haut de cinq mètres, il possède huit anémomètres et neuf capteurs de température et d'humidité. Il est relié à une centrale Campbell CR10 qui enregistre la moyenne de chaque variable mesurée toutes les trois minutes, avec un temps de scrutation de 10 secondes. Il a été installé sur le glacier les mois d'Avril et de Mai 2004.

Il est arrimé au glacier à l'aide de haubans, fixés eux-mêmes à des barres métalliques de deux mètres, plantés à 45 ° dans la glace à l'aide d'une sonde à vapeur.

Les anémomètres à impulsions n'étant pas compatibles avec les stations Campbell analogiques, il a été décidé d'utiliser deux anémomètres de référence et de construire les six autres avec les matériaux disponibles à Quito, de manière à ce que la CR10 soit utilisable pour enregistrer les données des anémomètres. Ceux-ci ont donc dû être calés directement sur le terrain. Les capteurs d'humidité élaborés à partir de composants électroniques, ont été calés à Quito. Les températures sont mesurées grâce à des thermocouples, relativement à une température de référence qui est la température mesurée dans un bain de glace fondante à 0 degrés, placé dans un thermos. Ces températures sont ventilées, de manière à ce que les capteurs ne soient pas chauffés par le rayonnement solaire. Le TOTEM est installé uniquement pour de courtes périodes durant lesquelles il peut être régulièrement surveillé, car c'est un instrument fragile. On peut voir en annexe sa fiche technique.

4.2.4. Le peigne de température

Haut de un mètre, il enregistre les moyennes sur trois minutes des températures à six hauteurs différentes. Les capteurs sont des thermocouples référencés par rapport à un bain eau/glace à 0°, placé dans un thermos. Les températures sont ventilées, de manière à ne pas être faussées par le peigne lui-même, qui est inévitablement chauffé par le rayonnement solaire. C'est un instrument fragile, qui est fixé au sol à l'aide de broches à glace, et il est uniquement installé lors des missions longues sur le terrain.

4.2.5. Les mesures de fonte et de sublimation

Lors des missions longues sur le terrain, des « boîtes à fusion » et des lysimètres sont installés sur le glacier.

Les lysimètres sont tout simplement des boîtes dans lesquelles est placée de la neige (ou de la glace) collectée in situ. Régulièrement, on pèse les boîtes pour connaître la quantité de neige qui a été sublimée pendant une certaine période. Ces mesures ne sont pas valables quand il y a des précipitations.

Les boîtes à fusion sont des boîtes à double fond, avec des trous au fond du récipient intérieur. La boîte supérieure est remplie de neige, en imitant au maximum les caractéristiques de la surface (albédo, rugosité). La quantité d'eau recueillie au fond du deuxième récipient rapporté à la surface de la boîte correspond à la quantité de neige/glace qui a fondu par m².

4.2.6. Les observations sur le terrain

Il est très important lors des missions sur le terrain de faire régulièrement des observations météorologiques, qui viendront compléter l'analyse des données. « Le glacier n'est pas un laboratoire » (Chazarin, 2004), car toutes ces stations placées sur le glacier se trouvent dans un milieu aux conditions climatiques difficiles. Il est fondamental d'aborder les données accumulées

avec beaucoup de précautions et de recul. Par exemple, il est important d'écrire dans les rapports de missions l'état dans lequel se trouvent les différents capteurs. En effet, il arrive fréquemment que des anémomètres soient gelés par le givre, ou détériorés lors d'une tempête, que les ventilations des capteurs de température ne fonctionnent plus, que le TOTEM soit penché (ce qui change la hauteur des capteurs) à cause de la fonte qui a fait bouger les ancrages...

5 Les vents sur le glacier de l'Antizana

5.1 Les vents créés par le glacier

Le glacier interagit en permanence avec l'atmosphère. Le vent, la température et l'humidité de la couche d'air en contact avec le glacier lui sont intimement liées, Il existe deux types d'interactions entre l'atmosphère et les glaciers (Sicart, 2002): les interactions passives et actives

- Les interactions passives sont caractérisées par des masses d'air provenant des abords d'un glacier, qui sont en général plus chaudes que la surface de celui-ci. C'est un mode passif d'interaction, car ce n'est pas le glacier qui produit le flux, mais le relief environnant, même si le glacier modifie alors un peu le champ de vent existant. Au centre du glacier, la couche limite de surface peut être plus épaisse de quelques mètres qu'aux bords du glacier. Ces courants sont appelés courants d'advection.
- Les interactions actives sont en fait des mouvements atmosphériques créés par le glacier lui-même : les masses d'air en contact avec le glacier se refroidissent, et s'écoulent par gravité le long des pentes du glacier. C'est ce que l'on appelle les vents catabatiques. Ces vents présentent une vitesse maximale à une hauteur qui varie entre 1 mètre et une dizaine de mètres (Martin, 1976, Oerlemans, 1998). Ce maximum de vent dépend des conditions météorologiques (températures, vitesses de vent, stabilité de l'atmosphère), de la taille et de la forme du glacier. Ce régime catabatique est aussi souvent la cause de l'existence d'un maximum de température et d'humidité dans les dix premiers mètres de l'atmosphère.

5.2 Les forçages d'Est

De manière générale, les Andes d'Equateur sont soumises toute l'année à un important flux d'Est en Ouest, qui se renforce au cours de l'été boréal (Hastenrath, 1981). Cependant, comme la langue glaciaire est orientée Est-Ouest, on cherche à savoir si les vents sont plutôt des vents catabatiques ou des forçages de plus grande échelle.

Deuxième partie : Approche théorique des flux turbulents de chaleur et des hauteurs de rugosité

Dans cette partie, on écrit les équations générales de la mécanique des fluides et de la thermodynamique que l'on simplifie au cas particulier d'un écoulement d'air à la surface d'un glacier. On en déduit ensuite les échanges de chaleur entre l'atmosphère et le glacier.

1 Introduction aux flux de chaleur et définitions

1.1 Equations de conservation

L'écoulement d'une masse d'air en contact avec une surface est connu en résolvant les équations de conservation de la mécanique des fluides et de la thermodynamique (e.g Brutsaert, 1992) :

- L'équation de continuité (conservation de la masse) : $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0$ (1.1.E1)
- L'équation de conservation de la Quantité De Mouvement (QDM) (Navier-Stockes) :

$$\frac{Dui}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial xi} \left(P + \frac{2\mu}{3} \nabla \cdot \vec{u} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial xj} \mu \left(\frac{\partial ui}{\partial xj} + \frac{\partial uj}{\partial xi} \right) + bi \quad (1.1.E2)$$

- L'équation d'état du fluide (gaz parfaits) $\frac{P}{\rho} = rT$ (1.1.E3)
- L'équation de conservation de la chaleur sensible (enthalpie) (1.1.E4)
- L'équation de conservation de l'humidité (conservation de la vapeur) (1.1.E5)

Notons qu'un volume d'air en contact avec une surface constitue un système qui échange de la quantité de mouvement, de la chaleur et de l'humidité avec elle.

1.2 Diffusion moléculaire

De façon générale, pour caractériser les échanges par diffusion à l'intérieur d'un système, on définit de la manière suivante un flux (Oke, 1978) :

$\text{Flux d'une grandeur} = \text{Capacité à transférer cette grandeur} * \text{gradient du paramètre associé}$

Ainsi, dans un écoulement, on définit le flux de quantité de mouvement τ/ρ , le flux de chaleur sensible H_s , et le flux de chaleur latente H_l , reliés respectivement aux paramètres vitesse, température, et humidité :

$$\boxed{\frac{\tau}{\rho} = \nu \vec{\nabla} \vec{u}} \quad (1.2.E1)$$

où τ est la contrainte de cisaillement, ρ la masse volumique, ν est la viscosité de l'air, et u est la vitesse

$$\boxed{H_s = Kh \vec{\nabla} T} \quad (1.2.E2)$$

Où T est la température, et Kh est la diffusivité moléculaire pour la température.

$$\boxed{H_l = Kv \vec{\nabla} q} \quad (1.2.E3)$$

où q est l'humidité, et Kv est la diffusivité moléculaire pour l'humidité.

Dans la théorie cinétique des gaz, les diffusivités sont du type :

$$\boxed{\text{Diffusivité} = \text{vitesse d'agitation} \times \text{longueur de parcours}}$$

1.3 Définitions

Considérons un volume d'air initialement sec, à la température T et à la pression P :

- θ , la température potentielle est la température que prendrait l'air, amenée à la pression fixe de $P_0 = 1000$ hPa, suivant une détente adiabatique réversible.

L'équation des gaz parfaits (1.1.E3) permet alors d'écrire : $\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^\gamma$ (I.3.E1)

où T est la température, P la pression (sur le site d'étude de l'Antizana, à 4900 m, on prendra $P = 570$ hPa), $P_0 = 1000$ hPa, et γ est une constante définie par la thermodynamique, égale à 0.286.

- q , l'humidité spécifique moyenne, est le rapport de la masse d'eau présente dans un volume d'air sur la masse d'air de ce volume : $q = \frac{m_v}{m} = 0.622 \frac{e}{p}$ (I.3.E2)

où m_v est la masse de vapeur d'eau, m la masse d'air humide, e la pression de vapeur, et p la pression (570 hPa).

2 Introduction à la Turbulence dans la couche limite atmosphérique

2.1 Principes de base

2.1.1. Effets de la turbulence

L'étude de la turbulence s'impose car la majorité des écoulements sont turbulents. La turbulence produit un accroissement considérable des frottements, des transferts de chaleur et de masse ; les vitesses de mélange sont aussi beaucoup plus importantes. La description des échanges par simple diffusion moléculaire ne permet pas d'expliquer cette augmentation des transferts : on introduit ainsi

la notion de diffusivités turbulentes. Par analogie avec la diffusion moléculaire, celles-ci sont exprimées comme le produit de la vitesse d'agitation turbulente par une échelle caractéristique de longueur (longueur de mélange). Des diffusivités turbulentes supérieures de plusieurs ordres de grandeurs aux diffusivités moléculaires justifient alors des transferts plus intenses.

2.1.2. Equations de Reynolds

Les mouvements d'air dans l'atmosphère sont turbulents. Les mouvements turbulents étant aléatoires, il n'est possible de faire des prévisions que sur des moyennes. D'où l'utilisation d'une écriture statistique : Reynolds a réécrit ces équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement en décomposant chaque variable en une partie moyenne et une partie égale aux fluctuations : $x = \bar{x} + x'$

Dans un écoulement incompressible, on peut réécrire l'équation de continuité, ainsi que l'équation de QDM où apparaissent de nouveaux termes :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) + b_i \quad (2.1.E1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

b_i sont les forces volumiques. Dans la suite de l'exposé, les x_i seront remplacés par x, y, z , et les u_i par u, v, w .

En insérant les équations générales de la thermodynamique (1.1.E4) et (1.1.E5) à ces équations de conservation, on obtient des relations similaires pour la température potentielle (θ) et l'humidité spécifique (q) (cf.Brutsaert). On tombe alors sur un système avec plus d'inconnues que d'équations. Cependant, des hypothèses ont été posées pour pouvoir fermer ce système complexe.

2.2 Fermeture du système et principe de couche limite

2.2.1. Equations de conservation dans le cas des couches limites

Pour fermer le système d'équation, Prandtl se place dans le cas d'un écoulement le long d'une surface. On supposera, dans un premier temps, que la surface du sol est horizontale. Le cas des surfaces de pente constante, α , sera traité dans la sous-section 2.3.

On distingue plusieurs zones dans la couche limite définie sur le graphique suivant. Près de la paroi, on est dans une zone où les effets visqueux sont prédominants. Puis, plus on s'éloigne de la paroi, plus les effets turbulents sont prédominants devant les effets visqueux (Figure 2.1).

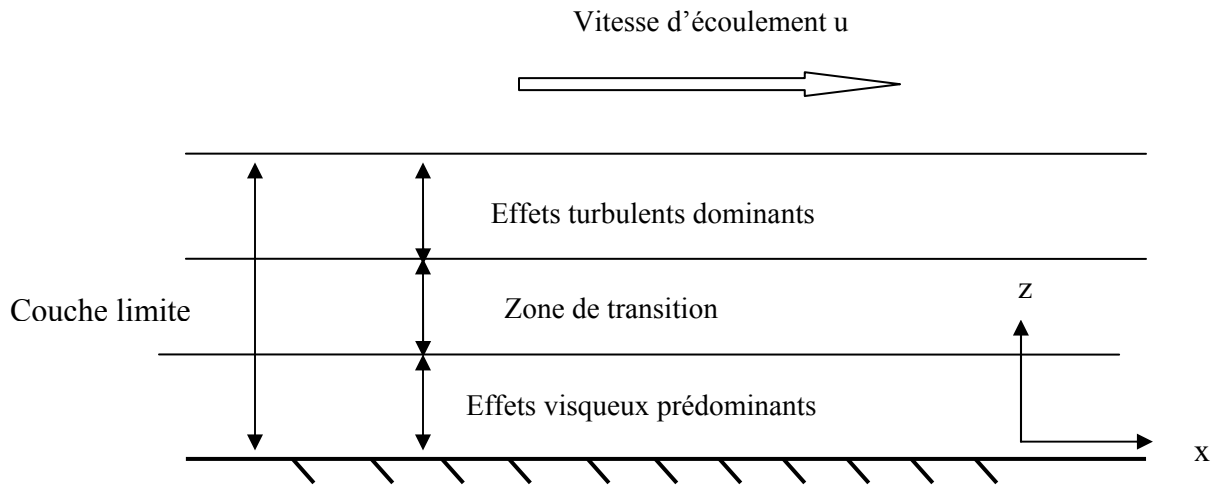


Figure 2.1 Schématisation de la couche limite d'un écoulement près d'une surface

A l'intérieur de la « couche limite », on peut admettre les principes suivants :

Echelles verticales << Echelles horizontales
 Gradients verticaux >> Gradients horizontaux

En appliquant ces hypothèses, en se plaçant dans des conditions stationnaires, et en négligeant les forces extérieures (force de Coriolis et gravité), on obtient des équations de conservation simplifiées :

- Equation de QDM :
$$\nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) = 0 \quad (2.2.E1)$$

- Equation pour l'humidité spécifique :
$$K_v \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'q'}) = 0 \quad (2.2.E2)$$

- En l'absence de flux radiatif divergent, pour la température potentielle :

$$K_h \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'\theta'}) = 0 \quad (2.2.E3)$$

Où K_v et K_h sont les diffusivités moléculaires d'humidité et de température.

2.2.2. Sous-couche dynamique de l'atmosphère

2.2.2.1 Composition de la couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique est la partie de la troposphère qui est directement influencée par la surface terrestre. On distingue différentes sous-couches dans la couche limite atmosphérique, chacune étant caractérisée par la prédominance de certains effets (figure 2.2).

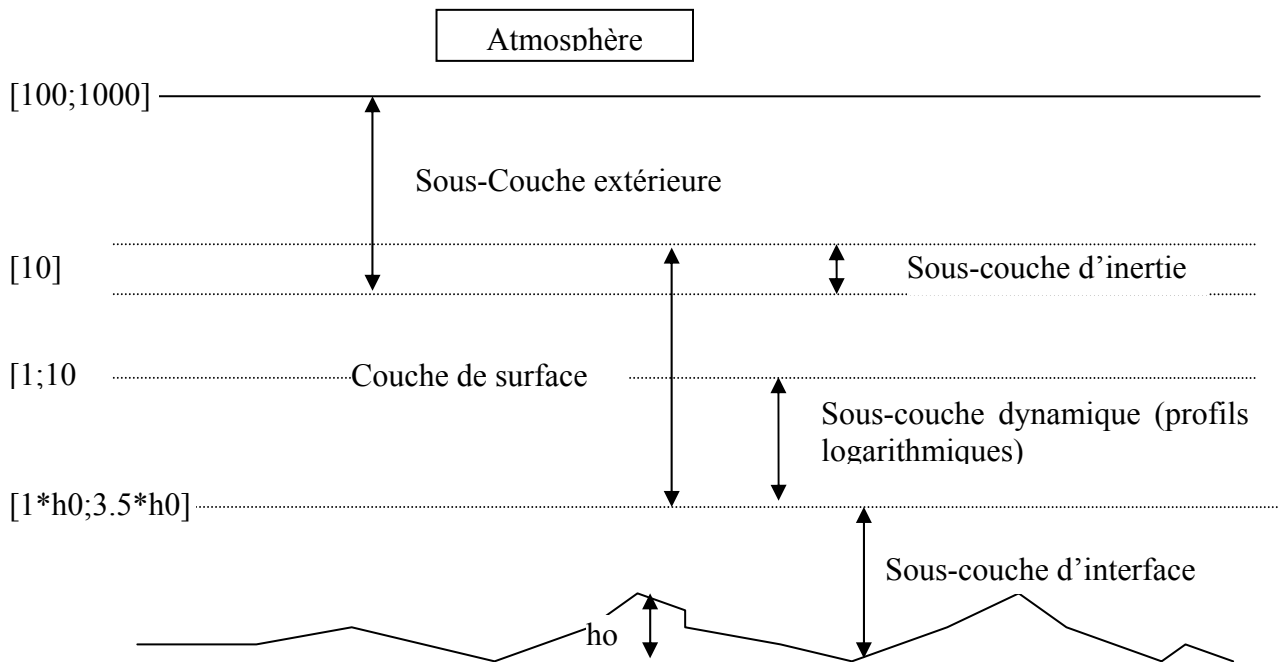


Figure 2.2 : schéma des sous-couches constituant la couche limite atmosphérique (Brutsaert). h_0 est l'ordre de grandeur de la hauteur de la rugosité de surface. Les hauteurs sont exprimées en mètres.

- L'atmosphère libre est en équilibre géostrophique (non influencé par la surface).
- Dans la sous-couche extérieure, l'écoulement est influencé par l'écoulement libre, et par la nature de la surface.
- La couche de surface est une zone pleinement turbulente, où les flux turbulents sont à peu près constants égaux à leur valeur en surface à un instant fixé (on considère en général qu'ils subissent dans cette couche des variations inférieures à 10%). Dans cette zone, l'écoulement est essentiellement influencé par la nature de la surface. C'est pour cela que cette zone d'étude est appelée "sous-couche à flux constants".
- La sous-couche d'inertie est une zone de transition entre les deux couches précédentes.
- Dans la sous-couche dynamique, près de la surface, les effets de la stratification dus aux différences de densités sont négligeables. De plus, les profils de vitesse, température, et humidité sont semi-logarithmiques.

En atmosphère neutre, la sous-couche dynamique s'étend sur l'ensemble de la couche de surface.

Proche de la surface, dans la sous-couche d'interface (ou sous-couche visqueuse), les effets visqueux sont prédominants devant les effets de turbulence.

Devant ces considérations, il est judicieux de placer les capteurs météorologiques dans la sous-couche dynamique pour connaître les flux turbulents de surface. En effet, à l'intérieur de la couche de surface, même si leurs variations temporelles et horizontales sont importantes, leurs variations verticales sont relativement faibles. De plus, nous verrons que la forme semi-logarithmique des profils de vitesse du vent, de température et d'humidité permettra de calculer les flux turbulents à l'aide de valeurs moyennes, dont la mesure est simple à mettre en oeuvre.

2.2.2.2 Calcul en conditions neutres

En intégrant l'équation de QDM (2.2.E1) selon z , on obtient :

$$\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} = K \quad (2.2.E4)$$

où K est une constante. Le premier terme caractérise les effets visqueux, et le second terme les effets turbulents.

- Près de la paroi :

A la paroi, la contrainte turbulente s'annule ($u=0$ et $w=0$, donc $u'=w'=0$), (2.2.E4) s'écrit alors de la façon suivante :

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = K \quad (2.2.E5)$$

Par définition (cf. Première partie, équation (1.2.E1)) :

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\tau}{\rho} \quad (2.2.E6) \quad \text{où } \tau \text{ est la contrainte pariétale}$$

$\left(\frac{\tau}{\rho} \right)$ est homogène à une vitesse au carré)

On définit u^* , l'échelle caractéristique des vitesses : $u^* = (\tau/\rho)^{1/2}$. On a donc, dans la sous-couche visqueuse (effets turbulents négligeables) :

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = K = u^{*2} \quad (2.2.E7)$$

En définissant $l = \nu/u^*$, l'échelle des longueurs verticales, on adimensionne $z^+ = z/l$ et $u^+ = u/u^*$, et écrivons u^+ sous la forme : $u^+ = f(z^+)$. Dans la sous-couche visqueuse, (2.2.E7) permet alors de constater que $u^+ = z^+ + o(z^+)$.

Lorsque l'on s'éloigne de la paroi, le terme $\overline{u'w'}$ ne peut plus être négligé, car les effets turbulents sont trop importants. Dans l'équation (2.2.E4), le terme de turbulence est négligeable jusqu'à $z^+ = 5$. En $z^+ = 12$ la contrainte turbulente est égale à la contrainte visqueuse et en $z^+=30$ elle représente 90% de la contrainte totale (égale à la contrainte pariétale).

- Zone de transition :

Le calcul de la constante K nous permet d'écrire l'équation de conservation de QDM dans la zone de transition, où ni les effets de turbulence, ni les effets visqueux sont négligeables (cas général) :

$$\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} = u^{*2} \quad (2.2.E8)$$

- Loin de la paroi

Dans cette zone, les effets turbulents étant prédominants, Prandtl a trouvé un modèle permettant de les quantifier, qui lui a permis de régler le problème de fermeture du système des équations de conservation :

Dans la théorie cinétique des gaz, la viscosité moléculaire est égale à $\nu = l_m \cdot v_m$, où l_m et v_m sont le libre parcours moyen et la vitesse d'agitation thermique des molécules.

Prandtl a introduit le principe de diffusivité turbulente. Pour cela, il a fait une analogie avec les effets de diffusion moléculaire, en écrivant :

$$\nu_t = l \times u^* \quad (2.2.E9)$$

ν_t est la diffusivité turbulente. l est une longueur caractéristique de la turbulence, appelée longueur de mélange. Elle correspond ici à l'échelle des longueurs verticales. u^* est la vitesse d'agitation, elle correspond ici à l'échelle caractéristique des vitesses.

Loin de la paroi (pour $z^+ > 30$), on réécrit l'équation (2.2.E8) en négligeant les effets visqueux :

$$-\overline{u'w'} = u^{*2} \quad (2.2.E10)$$

L'analogie de Prandtl permet alors d'exprimer les frottements turbulents (analogie avec la diffusion moléculaire) :

$$\nu_t \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\overline{u'w'} = u^{*2} \quad (2.2.E11)$$

L'analogie avec la théorie cinétique des gaz permet de lier la viscosité tourbillonnaire ν_t à l'écoulement moyen :

$$\nu_t = l \times u^* \text{ avec } u^* = l \times \frac{\partial u}{\partial z} \text{ soit : } \nu_t = l^2 \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.2.E12)$$

En introduisant cette dernière équation dans (2.2.E11), on obtient alors :

$$u^{*2} = l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (2.2.E13)$$

Une atmosphère est dite neutre lorsqu'elle est en équilibre statique (cf.3). La poussée d'Archimède et les forces de gravité sont alors en équilibre. En conditions neutres, on fait l'hypothèse que la dimension des structures turbulentes, (et donc l) varie proportionnellement par rapport à la distance à la paroi : $l = k \cdot z$ (où k est une constante). On obtient alors le gradient de vitesse dans la sous-couche dynamique de l'atmosphère en conditions neutres:

$$u^* = k \cdot z \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.2.E14)$$

k est appelée la constante de Von Karman. L'expérience montre que $k = 0,4$

En intégrant cette équation, on obtient le profil des vitesses dans la sous-couche dynamique de l'atmosphère :

$$u = \frac{u^*}{k} \ln z + cste \quad (2.2.E15)$$

Notons qu'il est possible de suivre le même type de démonstration pour trouver les profils de température et d'humidité dans la sous-couche dynamique.

2.2.3. Introduction des flux turbulents de chaleurs dans un écoulement turbulent

Par analogie avec la diffusion moléculaire (équations (1.2.E1) à (1.2.E3)), on écrit les flux turbulents:

- Le flux turbulent dynamique des vitesses : $\tau = \rho K_m \partial \bar{u} / \partial z$ (2.2.E16)

- Le flux turbulent de chaleur sensible : $H_s = -\rho C_p K_s \partial \bar{\theta}_v / \partial z$ (2.2.E17)

- Le flux turbulent de chaleur latente : $H_L = -\rho K_L \partial \bar{q} / \partial z$ (2.2.E18)

Où K_m , K_s et K_L sont des coefficients de diffusivité en régime turbulent de la vitesse, de la chaleur sensible et de la chaleur latente. C_p est la chaleur spécifique de l'air à pression constante.

2.2.4. Profils en conditions non-neutres

La théorie de Monin-Obukhov décrit les gradients verticaux de vitesse, de température et d'humidité en conditions non-neutres. En fait, son principe est d'inclure les effets de la stratification dans la description du transport turbulent. Cette théorie reprend l'équation (2.2.E14) (ainsi que les équations similaires pour la température et l'humidité), en rajoutant un coefficient de correction, fonction de la stabilité de l'atmosphère :

$$\frac{kz}{S^*} \frac{\partial S}{\partial z} = \phi_s (\text{stabilité}) \quad (2.2.E19)$$

Où S peut être la vitesse, la température, ou l'humidité, ϕ_s sont les fonctions de Monin-Obukhov, qui dépendent de la stabilité de l'atmosphère. nous verrons dans la partie 4 comment les caractériser.

S^* sont les échelles caractéristiques. De la même manière qu'a été définie l'échelle caractéristique de vitesse $u^* = (\tau/\rho)^{1/2}$, les échelles caractéristiques de température (θ^*) et d'humidité (q^*) sont définies par :

$$\theta^* = H_s / (\rho \times C_p \times u^*) \quad (2.2.E20)$$

$$q^* = H_L / (\rho \times L_s \times u^*) \quad (2.2.E21) \quad (L_s : \text{chaleur latente de sublimation de la glace})$$

2.3 Modélisation des flux de chaleur dans un vent catabatique

Les vents sur un glacier peuvent être des forçages de grandes échelles ou des vents catabatiques créés par le glacier lui-même (cf. première partie, 5). Dans les deux cas, la théorie de Monin-Obukhov est applicable pour décrire la vitesse du vent, la température et l'humidité dans la sous-couche dynamique. Il est donc nécessaire d'estimer la limite supérieure de cette sous-couche dans le cas d'un vent catabatique, où elle peut descendre bien en dessous de la hauteur du maximum de vent (Denby, 2001). Pour cela, il faut réécrire les équations de la mécanique des fluides sans négliger la pente de la surface en contact avec l'écoulement, et la gravité n'est alors plus négligeable.

2.3.1. Le modèle de Prandtl

Dans la sous-couche dynamique, où les effets visqueux sont négligés, sur une surface inclinée avec une pente constante α , l'équation de Reynolds (2.1.E1) en deux dimensions pour la QDM, et l'équation de chaleur, dans un repère (x,z) orthogonal à la surface s'écrivent (Denby, 2001) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \underbrace{-\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{\text{Advection}} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}}_{\text{Divergence du flux}} + \underbrace{(\sin \alpha) \frac{g}{\theta_0} \theta}_{\text{Force de portance}} + \underbrace{(\cos \alpha) \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial x}}_{\text{Vent thermique}} + \underbrace{(\cos \alpha) f (v - Vg)}_{\text{Coriolis}} \quad (2.3.E1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \underbrace{-\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}_{\text{Advection}} - \underbrace{\frac{\partial \overline{\theta'w'}}{\partial z}}_{\text{Divergence du flux}} - \underbrace{(\sin \alpha) \bar{u} \gamma_\theta - (\cos \alpha) \bar{w} \gamma_\theta}_{\text{Advection du milieu ambiant}} - \underbrace{\frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial Rn}{\partial z}}_{\text{Radiation}} \quad (2.3.E2)$$

où $\hat{\theta} = \int_z^\infty \theta(z') dz'$ est le gradient de pression horizontal de perturbation. $\theta_0(z)$ est la différence entre la température potentielle réelle et la température potentielle à l'altitude z dans une atmosphère en équilibre hydrostatique qu'aurait l'air sans glacier. Vg est la composante horizontale selon y du vent géostrophique. f est le paramètre de Coriolis. L'air ambiant a un gradient de température constant γ_θ .

Une sous-couche à flux constants a été définie dans la partie précédente. Lorsque l'on est en présence de vents catabatiques, les flux sont constants seulement sur un domaine très proche de la surface, dont la limite peut se trouver bien en dessous de la hauteur du maximum de vent catabatique (de $z/H = 0.1$ à 0.5 , avec H le maximum de vent, Oerlemans, 2002). Le terme des forces de portance dans l'équation (2.3.E1) augmente lorsque l'on se rapproche de la surface. Se pose alors la question de savoir jusqu'à quelle hauteur exactement peut-on considérer les flux turbulents constants.

Sur un petit glacier comme l'Antizana, les équations précédentes se simplifient à un équilibre entre le terme des forces de portance et celui de la divergence des flux (Denby, 2001). En effet, dans l'équation de QDM, la force de Coriolis, le terme du vent thermique, et les advections horizontales sont négligeables devant les forces de portance. Ceci se vérifie sur un glacier d'une dizaine de km de long, avec une pente de l'ordre de 5° avec des vents de l'ordre de 5 m/s (Denby, 2001), c'est à dire sur un glacier comparable à celui de l'Antizana. Le terme des forces de portance correspond à la force motrice des vents catabatiques, il est d'ailleurs souvent appelé terme de « forçage catabatique ». Seul le terme de divergence des flux permet d'équilibrer la relation (2.3.E1). Ainsi, les équations de conservation sont simplifiées pour caractériser les vents catabatiques :

$$-\frac{\theta'}{\theta_0} g \sin \alpha + \frac{d(\overline{w'u'})}{dz} = 0 \quad (\text{bilan de QDM}) \quad (2.3.E3)$$

$$\bar{u} \sin \alpha + \frac{d(\overline{w'\theta'})}{dz} = 0 \quad (\text{bilan de chaleur}) \quad (2.3.E4)$$

En utilisant un modèle de fermeture des équations de la turbulence du premier ordre (Prandtl, 1942), en supposant les diffusivités turbulentes constantes, on insère aux équations précédentes les relations (2.2.E1) et (2.2.E2) :

$$-\frac{\theta'}{\theta_0} g \sin \alpha + \frac{d}{dz} \left(Km \frac{du}{dz} \right) = 0 \quad \text{et} \quad \gamma \bar{u} \sin \alpha + \frac{d}{dz} \left(Kh \frac{d\theta}{dz} \right) = 0 \quad (2.3.E5) \text{ et } (2.3.E6)$$

Prandtl (1942) a résolu ce système d'équations pour des diffusivités turbulentes constantes et des conditions limites simples [$\theta(0)=C$, $\theta(\infty)=0$, $u(0)=0$, $u(\infty)=0$]. En fixant le flux de QDM égal à zéro au niveau du maximum de vent (Hypothèse vérifiée dans le cas d'un modèle de fermeture du premier ordre, Denby, 2001), on obtient alors les profils de vitesse et de température (Oerlemans and Grisogono, 2002) :

$$\theta = C e^{-z/\lambda} \cos z/\lambda \quad \text{et} \quad u = -C \mu e^{-z/\lambda} \sin z/\lambda \quad (2.3.E7)$$

avec l'échelle de longueur caractéristique de l'écoulement :

$$\lambda = \sqrt[4]{\frac{4T_0 Km Kh}{g \gamma \sin^2 \alpha}} \quad \text{et} \quad \mu = \sqrt{\frac{g}{T_0 \gamma Pr}} \quad (2.3.E8)$$

C est le « déficit de température », (l'équivalent de θ_0 dans l'équation (2.3.E1), mais cette dernière est une température potentielle), c'est la différence entre la température qu'aurait l'atmosphère à l'altitude z sans glacier et la même température avec le glacier. Pr est le nombre de Prandtl, défini comme le rapport des diffusivités turbulentes (Km/Kh).

Pour les flux turbulents de QDM (Hm) et de chaleur sensible (Hs), on a les équations suivantes (Oerlemans, 1998) :

$$Hm = \frac{\mu CKm}{\lambda} e^{-z/\lambda} \left(\cos z/\lambda - \sin z/\lambda \right) \quad \text{et} \quad Hs = \frac{CKh}{\lambda} e^{-z/\lambda} \left(\cos z/\lambda + \sin z/\lambda \right) \quad (2.3.E9)$$

D'autres auteurs se sont trouvés dans des cas où le flux de QDM ne s'annulait pas au niveau du maximum de vent (en raison d'un vent advectif latéral non-négligeable, par exemple) et en intégrant les équations de conservation, ils ont obtenu des relations différentes pour décrire les profils de vent et de température (Irwin, 1974, Martin, 1975). Le modèle des vents catabatiques qui vient d'être décrit semble toutefois efficace pour déterminer la hauteur sur laquelle on peut considérer les flux constants, et donc le domaine dans lequel on doit placer les capteurs météorologiques pour pouvoir ensuite déterminer les flux turbulents à l'aide de la théorie de Monin-Obukhov.

2.3.2. Modèle avec des diffusivités turbulentes variables

Oerlemans a proposé un modèle dans lequel il divise la sous-couche dynamique en deux sous-couches. Dans celle de dessus, le modèle de Prandtl s'applique, et les flux varient selon les relations (2.3.E9). Au-dessous, les flux vérifient les relations (2.3.E12a) et (2.3.E12b) :

$$Hm = \frac{\mu CKm}{\lambda} e^{-(1-\nu)} \left(\cos(1-\nu) - \sin(1-\nu) \right) \quad (2.3.E12a)$$

$$H_s = \frac{CKh}{\lambda} e^{-(1-\nu)} (\cos(1-\nu) + \sin(1-\nu)) \quad (2.3.E12b)$$

(1- ν) est une longueur adimensionnée, qui correspond à la hauteur de la sous-couche où les flux sont considérés constants. Dans cette sous-couche où les flux sont constants, la vitesse de vent et la température varient linéairement.

Les modèles de description des vents catabatiques posent des problèmes, car dans la réalité, les diffusivités turbulentes varient lorsque l'on se rapproche de la surface. Dans leur modèle de la sous-couche dynamique, Oerlemans et Grisogono estiment ces variations des diffusivités. Ils réécrivent les relations (2.3.E5) et (2.3.E6), et proposent une description de la hauteur du maximum de vent (H), de la vitesse maximale de vent (U_m), et des flux turbulents en surface :

$$U_m = -\frac{C}{k_1} \left(\frac{g}{T_0 \gamma \text{Pr}} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad H = -\frac{k}{k_2} \frac{C}{\gamma \sin \alpha} \quad (\text{hauteur et vitesse du maximum de vent}) \quad (2.3.E13)$$

$$H_s = -\rho C_p k C^2 \left(\frac{g}{T_0 \gamma \text{Pr}} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad H_L = -0.622 \rho L \nu (e_{\text{air}} - e_{\text{surf}}) k C \left(\frac{g}{T_0 \gamma \text{Pr}} \right)^{1/2} \quad (2.3.E14)$$

k , k_1 et k_2 sont des constantes empiriques que Oerlemans et Grisogono (2002) ont calées à partir de mesures de terrain ($k=0.0004$; $k_1=4$ et $k_2=2.5$). C est de l'ordre de -10 K ; et γ de l'ordre de 0.005 K/m. Pr a une valeur proche de 5 (avec $\text{Km} = 0.9$). e_{air} et e_{surf} sont les pressions de vapeur dans l'air (à un niveau de mesure adéquat) et à la surface.

On remarque que H_s varie quadratiquement avec C , le déficit de température.

Les modèles dérivés de la théorie de Prandtl sont très utiles pour estimer l'épaisseur de la « couche à flux constants ». Cependant, ils restent relativement approximatifs pour quantifier réellement les flux turbulents, car ils utilisent des coefficients qui sont calés empiriquement. La théorie de Monin-Obukhov a inspiré d'autres méthodes de détermination des flux turbulents à partir de mesures de terrain. Ce sont d'ailleurs ces méthodes qui sont généralement utilisées pour déterminer les coefficients empiriques utilisés dans la description des vents catabatiques. Ces méthodes tiennent compte de la stabilité de l'atmosphère.

3 Stabilité de la couche limite de surface

La stabilité de cette couche dépend de la valeur du gradient vertical de température virtuelle $\partial\theta_v/\partial z$, par rapport à la valeur du gradient adiabatique sec $\Gamma_d = -9.8 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$. Si une particule fluide est montée de façon adiabatique (selon Γ_d) dans l'atmosphère (par des mouvements de convection, par exemple), on distingue alors quatre cas de figure :

En se plaçant d'un point de vue thermodynamique :

- $\partial\theta_v/\partial z < \Gamma_d$: La parcelle fluide se retrouve dans un milieu plus froid (et donc plus lourd) qu'elle. Elle a alors tendance à continuer à monter. **L'atmosphère est instable.**
- $\partial\theta_v/\partial z = \Gamma_d$: La parcelle fluide se retrouve dans un milieu à la même température (et donc à la même densité) qu'elle. Elle reste alors à sa nouvelle altitude. **L'atmosphère est dite neutre.**
- $\Gamma_d < \partial\theta_v/\partial z < 0$: La parcelle se retrouve dans un milieu plus chaud (et donc plus léger) qu'elle. Elle a alors tendance à revenir à sa position initiale. **L'atmosphère est dite stable.**
- $\partial\theta_v/\partial z \geq 0$: **L'atmosphère est dite très stable.**

D'un point de vue énergétique, écrivons la conservation de l'énergie cinétique (Ec) pour un écoulement atmosphérique horizontal homogène (Garrat, 1999). Elle est simplifiée ici pour un écoulement unidirectionnel :

$$0 = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \left(\frac{g}{\theta_v} \right) \overline{w'\theta'_v} - \frac{\partial \left(\overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} \right)}{\partial z} - \varepsilon \quad (3.E1)$$

où $\theta_v = (1 + 0.61q)\theta$ est la température potentielle virtuelle.

Dans notre cas, comme $0.61*q$ est de négligeable devant 1, on prendra $\theta = \theta_v$.

De plus, on négligera aussi la différence entre $\frac{\partial \theta_v}{\partial z}$ et $\frac{\partial T_v}{\partial z}$, qui sont très souvent confondus dans la littérature.

Le premier terme de cette équation est un terme de production d'Ec (effets de cisaillement). Le deuxième terme tient compte des forces d'Archimède dans la couche atmosphérique. Il peut être positif (production d'Ec) ou négatif (destruction d'Ec). Le troisième terme caractérise le transport vertical d'Ec, et le dernier terme caractérise la dissipation d'Ec dans la couche atmosphérique.

Les deux premiers termes varient en fonction du gradient vertical de température, contrairement aux deux autres termes qui varient peu pour un écoulement donné. Pour caractériser la turbulence de la couche limite atmosphérique on écrit le rapport de ces deux premiers termes, appelé le nombre de Richardson, Rf :

$$Rf = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v}\right) \times \overline{w' \theta'_v}}{\overline{u' w'} \times \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad (3.E2)$$

En utilisant les relations (2.2.E17) et (2.2.E18), on écrit le nombre gradient de Richardson, définit par :

$$Ri = \left(\frac{Km}{Ks}\right) \times Rf = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v}\right) \frac{\partial \theta_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} \quad (3.E3)$$

En considérant $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} \approx \frac{\partial \theta}{\partial z}$ et, avec T_k la température en Kelvin, on obtient :

$$Ri = \frac{g}{T_k} \frac{d\theta}{dz} \left(\frac{du}{dz}\right)^{-2} \quad (3.E4)$$

D'un point de vue énergie turbulente, les limites définies précédemment correspondent à une source d'énergie cinétique turbulente $\left(\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0\right)$, ou à un puit d'énergie cinétique turbulente $\left(\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0\right)$.

Ainsi, lorsque $Ri > 0$, l'atmosphère est stable, et lorsque $Ri < 0$, l'atmosphère est instable.

En pratique, on utilisera le nombre de Richardson « Bulk », qui est en fait Ri intégré sur une hauteur dans la sous-couche dynamique de l'atmosphère :

$$Rb = \frac{g(T - T_0)(z - z_0)^2}{T_k u^2 \times (z - z_t)} \quad (3.E5)$$

T_k , la température en Kelvin, et T la température en degrés sont prises à l'altitude z . T_0 est la température de la surface. z_0 et z_t sont les hauteurs de rugosité de la vitesse et de la température (cf. définition, partie 4.3.1 sur la bulk method).

En conditions instables, Rf , Ri et Rb sont négatifs, en conditions stables, ils sont positifs.

Lorsque les deux termes de production et de destruction sont égaux en valeurs absolues dans le nombre de Richardson, alors : $Rf = -1$

Si on utilise la théorie de Monin-Obukhov (Garrat, 1999), ces deux termes sont égaux à la hauteur

$z = -\left(\frac{kz}{u^*}\right) \frac{\partial u}{\partial z} \times L$, où L est la fonction définie par :

$$L = \frac{u^{*2}}{k \left(\frac{g}{T_k}\right) (\theta^* + 0.61 q^* T)} \quad (3.E6)$$

g est l'accélération de la pesanteur, T_k est la température en Kelvin proche de la surface.

Le paramètre z/L permet de caractériser la stabilité de l'atmosphère :

- $z/L < 0$ atmosphère instable
- $z/L = 0$ atmosphère neutre
- $0 < z/L < 1$ atmosphère stable
- $z/L > 1$ atmosphère très stable

Pour passer d'un paramètre à un autre, les relations suivantes sont utilisées, valables dans l'hypothèses de l'égalité des diffusivités turbulentes pour la température et la vitesse :

$$z/L = Ri/(1-aRi) \quad (\text{Oke, 1987}) \quad (3.E7)$$

a est un paramètre qui dépend de la stabilité de l'atmosphère. En conditions neutres et en conditions stables, on prendra $a = 5$ (e.g. Munro, 1989).

En utilisant (2.2.E18), (4.3.E1), (4.3.E2), (3.E5), on relie Rb et Ri :

$$Ri = \frac{Rb \left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + a \frac{z}{L} \right)^2}{\left(1 + a \frac{z}{L} \right) \left(\ln \left(\frac{z}{z_t} \right) + a \frac{z}{L} \right)} \quad (3.E8)$$

En utilisant l'équation (3.E7), on trouve la relation entre z/L et Rb :

$$\frac{z}{L} = \frac{-\ln \left(\frac{z}{z_t} \right) + 2aRb \ln \left(\frac{z}{z_t} \right) + \sqrt{\left(\ln \left(\frac{z}{z_t} \right) - 2aRb \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right)^2 + 4a(1-aRb)Rb \left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right)^2}}{2a(1-aRb)} \quad (3.E9)$$

Notons qu'en considérant $z_0 = z_t$, on retrouve bien les relations données par Moore (1983).

4 Méthodes de détermination des flux turbulents

4.1 Méthode par Eddy corrélation

Reprenons les équations de température et d'humidité de Brutsaert (2.2.E2) et (2.2.E3). Dans la sous-couche dynamique, les effets de diffusion moléculaire et de viscosité sont négligeables devant les effets turbulents. On peut alors écrire les flux turbulents de surface de la manière suivante :

$$H_L = \rho \overline{w'q'} \quad (4.1.E1)$$

$$H_S = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad (4.1.E2)$$

Il est possible de déterminer directement les flux à partir des fluctuations turbulentes des variables w , T , et q . En pratique, cette méthode fonctionne très bien. Cependant, elle n'est pas utilisée sur le glacier de l'Antizana, car elle nécessite des anémomètres ultrasoniques, qui sont très chers. De plus, ils ne pourraient pas être installés sur de longues périodes sur un glacier, car ils seraient rapidement détériorés par les conditions météorologiques difficiles.

4.2 Méthode des profils

Cette méthode, qui est déduite de la théorie de Monin-Obukhov utilise les profils verticaux de température, d'humidité, et de vitesse (2.2.E19)

4.2.1. Principe de la méthode des profils

La méthode des profils exprime les échelles caractéristiques de vitesse, de température, et d'humidité (qui permettront de calculer les flux turbulents à partir des relations (2.2.E20) et (2.2.E21)), en fonction de deux niveaux de mesures, z_1 et z_2 (e.g. Brutsaert, 1982) :

- $u^* = k(u_2 - u_1) / (\ln(z_2/z_1) - \psi_m(z_2/L) + \psi_m(z_1/L)) \quad (4.2.E1)$

- $\theta^* = k(\theta_2 - \theta_1) / (\ln(z_2/z_1) - \psi_h(z_2/L) + \psi_h(z_1/L)) \quad (4.2.E2)$

- $q^* = k(q_2 - q_1) / (\ln(z_2/z_1) - \psi_v(z_2/L) + \psi_v(z_1/L)) \quad (4.4.E3)$

ψ_m , ψ_h et ψ_v sont les primitives des fonctions de Monin-Obukhov, de stabilité de mouvement, de chaleur, et d'humidité :

- en conditions instables ($z/L < 0$) :

$$\Psi_m = 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2} \quad (4.2.E4) \text{ et } (4.2.E5)$$

$$\Psi_h = \Psi_v = 2 \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right)$$

$$\text{Avec } x = (1 - 16z/L)^{\frac{1}{4}}$$

- en conditions neutres ($z/L = 0$) : $\psi = 0 \quad (4.2.E6)$

- en conditions stables ($0 < z/L < 1$) : $\psi = -5z/L$ (4.2.E7)
- en conditions très stables ($z/L > 1$) : $\psi = -5(\ln(z/L) + 1)$ (4.2.E8)

Ensuite, cette méthode permet de calculer les flux en conditions neutres ou stables, par une méthode itérative :

On fixe une première valeur de $z/L = 0$. Puis, on calcule avec cette première valeur u^* , θ^* , q^* et on en déduit à nouveau une valeur de L et de z/L . le système converge rapidement. On peut ensuite calculer les flux turbulents à partir des relations (2.2.E20) et (2.2.E21).

4.2.2. Conditions d'applicabilité de la méthode des profils

Wagon (1999) explique que cette méthode est applicable sur les glaciers, à condition que les flux turbulents ne soient pas divergents sur la hauteur où l'on fait les mesures (ce qui permet d'égaliser les flux entre les deux niveaux de mesure avec les flux de surface). Concrètement, on doit faire attention à deux cas de figures :

Dans le cas où il y a des vents catabatiques, vents caractérisés par un écoulement gravitaire d'air qui s'est refroidit au contact de la surface du glacier, la vitesse maximale de vent se trouve souvent proche de la surface (dans les premiers mètres). On est alors obligé de positionner les capteurs en dessous de ce maximum, car au-dessus, on a une divergence des flux. De plus, la description théorique des vents catabatiques du paragraphe 2 montre que les flux divergent même en dessous de ce maximum de vent. Une étude de la hauteur de la sous-couche dynamique doit être faite, pour savoir sur quelle hauteur peut-on considérer les flux constants.

Il a déjà été observé, en journée, au dessus d'une surface de neige en fusion, des maximums de température vers trente cm (Wagon, sur le glacier Zongo, en Bolivie). Plusieurs causes peuvent expliquer ce phénomène. Il pourrait être dû à l'absorption d'une partie de la radiation solaire par une couche d'air humide se trouvant juste au-dessus de la surface, que l'on appelle "couche chaude". Ceci pourrait introduire des mouvements de convection libre. La « couche chaude » se déplacerait alors ensuite sur toute la sous-couche dynamique. Cependant, ceci est à confirmer. Ce phénomène implique une divergence des flux (Sicart, 2000).

4.3 La méthode Bulk

4.3.1. Principe de la méthode

Le principe de la méthode Bulk est d'utiliser les expressions précédentes de u^* , θ^* , q^* (4.2.E1) à (4.2.E3), intégrées entre la surface et un niveau de mesure z_1 . A la surface, on a $u_s = 0$. De plus, en conditions de fusion, on prendra toujours comme température de surface $T_s = 0$, et comme humidité relative $RH=100\%$. Sur le glacier de l'Antizana, on dispose de capteurs de température très proches de la surface, qui pourront donner une bonne approximation de la température de surface en conditions de regel. De plus, cette température peut également être déduite des mesures de rayonnement du sol (avec la formule de Stefan-Boltzman). Les nouvelles équations font intervenir les longueurs de rugosités :

$$u^* = k(u)/(\ln(z/z_{0m}) - \psi_m(z/L)) \quad (4.3.E1)$$

$$\theta^* = k(\theta - \theta_s)/(\ln(z/z_{0t}) - \psi_h(z/L)) \quad (4.3.E2)$$

$$q^* = k(q - q_s)/(\ln(z/z_{0q}) - \psi_v(z/L)) \quad (4.3.E3)$$

θ_s et q_s sont les températures potentielles et l'humidité spécifique en surface.

z_{0m} , z_t et z_q sont les hauteurs de rugosité de la vitesse, de la température, et de l'humidité. Par définition, ce sont les hauteurs auxquelles les différentes grandeurs prennent leur valeur de surface par extrapolation, selon un profil logarithmique. Ces niveaux sont fictifs, puisque ces profils ne sont pas valables jusqu'à la hauteur de rugosité (Brutsaert). En effet, on est alors dans la sous-couche visqueuse, hors de la sous-couche dynamique (les effets visqueux sont dominants, et les hypothèses justifiant les profils logarithmiques ne sont plus vérifiées).

4.3.2. Avantages et inconvénients de cette méthode

C'est cette méthode qui sera plutôt utilisée sur le glacier de l'Antizana. En faisant intervenir un seul niveau de mesure, elle permet d'obtenir une plus grande précision que la méthode des profils. En effet, dans la méthode des profils, les erreurs de mesures sur les hauteurs des capteurs sont faites deux fois, puisqu'il y a deux niveaux de mesure. De plus, la précision des dérivées des vitesses, des températures et des humidités dépend beaucoup de l'erreur sur ces niveaux de mesures.

Par ailleurs, Denby (2001) montre que la méthode des profils sous-estime très fortement les flux lorsque ceux-ci divergent sous le maximum de vent catabatique, et que les capteurs se retrouvent hors de la couche à flux constants. Dans ce cas, la bulk-method donne des résultats relativement corrects. De plus, le fait qu'elle utilise un seul niveau de mesure permet d'utiliser des capteurs qui seront assez loin de la surface pour éviter des erreurs importantes sur la hauteur des capteurs (en %), et assez proche pour rester dans la couche à flux constants.

Dans les cas où il y a une couche chaude, on peut utiliser un seul niveau de mesure sous le maximum de température (à 30 cm, par exemple). Alors qu'en utilisant la méthode des profils, il faudrait placer les deux niveaux de mesure très proches l'un de l'autre, sur cette hauteur de trente cm, ce qui serait une source d'erreur importante (plus les niveaux sont espacés, plus on a, a priori de précision).

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle requiert la connaissance des hauteurs de rugosités, qui ne sont pas évidentes à déterminer.

5 Hauteurs de rugosité

5.1 Etude de sensibilité

Une variation d'un seul ordre de grandeur sur les hauteurs de rugosité entraîne un doublement des flux turbulents d'après Munro (1989). D'où l'importance d'obtenir des valeurs précises de ces hauteurs.

Nous allons voir quelles sont les méthodes qui permettent de les calculer.

5.2 Détermination des hauteurs de rugosités par mesures de sublimation

Il est possible de déterminer ces longueurs de rugosité par itérations successives en égalisant les flux calculés par la méthode Bulk avec les flux déduits des mesures faites sur le terrain avec des lysimètres, permettant d'estimer la sublimation. Bien qu'assez imprécise, cette méthode permet d'obtenir des valeurs de flux turbulents correctes. En Revanche, en cas de précipitations, ces mesures sont impossibles (accumulation des chutes de neige ou de pluie dans les lysimètres).

Cette méthode ne permet pas de différencier les trois longueurs de rugosité. En effet, il est possible de calculer autant de triplets de valeurs que l'on veut pour caler le flux de chaleur latente calculé sur le flux de chaleur latente mesuré. On pose alors l'hypothèse simplificatrice $z_{0m} = z_t = z_q = z_0$. Ce dernier paramètre perd alors une partie de sa signification physique, et ce n'est plus qu'un paramètre de calage, mais qui permet d'estimer globalement $H_L + H_S$ avec une précision

relativement acceptable. Par contre, le rapport H_L/H_s est faussé, puisque chaque flux dépend de sa propre longueur de rugosité, et celles-ci ont alors des valeurs non représentatives.

5.3 Détermination des rugosités réelles

En réalité, ces trois longueurs de rugosités sont bien différentes, et nous allons voir maintenant différentes méthodes qui ont été utilisées pour les déterminer.

Tous les calculs qui sont effectués ici sont toujours dans les conditions d'applicabilité de la théorie de Monin-Obukhov, c'est à dire que la turbulence est caractérisée uniquement par le paramètre de stabilité z/L (ou le nombre de Richardson) (Garrat, 1999).

5.3.1. Equation générale, avec la méthode Bulk :

On se place dans les conditions d'applicabilité de la méthode Bulk. u^* , θ^* , et q^* étant constants sur toute la hauteur de la sous-couche dynamique, on réécrit les équations (4.2.E1) à (4.2.E3) à deux niveaux différents z_1 et z_2 . Ceci permet de déduire z_{0m} , z_t et z_q avec l'égalité (5.3.E1).

$$z_{0s} = \exp \left(\frac{(S_2 - S_s) \ln z_1 - (S_1 - S_s) \ln z_2 + (S_1 - S_s) \Psi_s \left(\frac{z_2}{L} \right) - (S_2 - S_s) \Psi_s \left(\frac{z_1}{L} \right)}{S_2 - S_1} \right) \quad (5.3.E1)$$

Où S peut être la vitesse u , la température potentielle θ , ou l'humidité q , et S_s la valeur surfacique correspondante.

Il est alors nécessaire de faire un calcul itératif : On suppose une valeur de z/L (on part par exemple du cas d'une atmosphère neutre, i.e. $\psi(z/L) = 0$). On en déduit la valeur des trois longueurs de rugosités, ainsi que de u^* , T^* et q^* . On calcule ensuite le paramètre de stabilité z/L , à l'aide de la relation (3.E6), et des nouvelles valeurs de longueurs de rugosité. Le système converge rapidement (~ deux itérations), et on en tire les longueurs de rugosité.

Pour un profil de température, d'humidité ou de vitesses de vent, on peut calculer autant de hauteurs de rugosité que l'on a de couples de capteurs. Par exemple, avec 4 hauteurs de mesure, on aboutit à 6 valeurs de longueurs de rugosités, que l'on peut ensuite moyenner (Munro, 1989).

Pour avoir la plus grande précision possible, il faut que z_1 et z_2 soient le plus espacés possibles, tout en restant dans la sous-couche dynamique (sous la hauteur à partir de laquelle les flux divergent), et avec des profils logarithmiques de vitesses, de température et d'humidité.

5.3.2. En conditions quasi-neutres

En conditions neutres, $z/L = 0$, et $\psi(z/L) = 0$. L'atmosphère n'est jamais exactement neutre, cependant, sur un glacier, elle est parfois très proche de la neutralité (Munro, 1989), les corrections de stabilités sont alors négligeables, ce qui permet d'écrire la relation simplifiée (5.3.E2).

$$z_{0s} = \exp \left(\frac{(S_2 - S_s) \ln z_1 - (S_1 - S_s) \ln z_2}{S_2 - S_1} \right) \quad (5.3.E2)$$

5.3.3. Mesure directe de z_{0m} par micro-topographie

Dans le cas où la direction du vent est relativement constante, et où la vitesse de vent ne subit pas de variations trop brutales, la longueur de rugosité de vitesse ne dépend que de la surface. Lettau (1969), propose une formule pour estimer celle-ci, en faisant une étude micro topographique :

$$z_{0m} = 0.5h * \frac{S}{S} \quad (5.3.E4)$$

h^* est la hauteur effective des éléments rugueux, S est leur fréquence par unité de surface. s est l'aire des silhouettes des éléments rugueux dans un plan vertical, perpendiculaire à la vitesse du vent.

Etant donnée l'irrégularité de la surface d'un glacier, cette méthode semble assez imprécise. Cependant, elle semble être plus facilement applicable sur les surfaces qui ont des éléments rugueux assez grands et assez réguliers, comme les glaciers couverts de pénitents, par exemple.

5.4 Problème de la précision de la hauteur des capteurs

Les capteurs que nous avons placés sur le glacier ont des altitudes fixes. Cependant, il est difficile de mesurer leur hauteur par rapport au sol, puisque la surface d'un glacier est bien irrégulière, et qu'elle varie rapidement au cours du temps. De plus, il semble incorrecte de prendre comme origine de l'axe vertical le niveau de la surface juste sous les capteurs. En effet, ce n'est pas juste l'altitude du sol au niveau des capteurs qui joue un rôle sur les profils de vents et de température, mais l'altitude de toute la surface environnante des capteurs.

Nous avons donc appliqué une méthode similaire à celle de Munro pour déterminer l'altitude de nos capteurs : nous avons relevé l'altitude de 80 points espacés entre eux de 25 cm selon une direction perpendiculaire à la direction des vents. Nous avons obtenu un profil de 20 mètres, passant par le TOTEM, la station de référence et le peigne de température. De la même manière que Munro (mis à part le fait que lui travaillait sur des points répartis sur un carré de 20 mètres de côté), nous avons moyenné l'altitude de notre profil en long, pour obtenir une nouvelle altitude de référence. Ceci nous a permis d'avoir des hauteurs de capteurs plus représentatives pour les températures et les vitesses de vents.

5.5 Relations entre ces rugosités (Andreas, 1987)

Comme on l'a vu précédemment, il est important de connaître précisément les longueurs de rugosité, pour en déduire les flux turbulents. Andreas a donné des relations entre les différentes longueurs de rugosité. Il a constaté que ces relations dépendaient du régime d'écoulement, c'est à dire du nombre de Reynolds R^* (Brutsaert, 1975) :

$$R^* = \frac{u^* z_{0m}}{\nu}$$

- Si $R^* < 0.135$ Aérodynamiquement, la surface est dite "lisse"
- Si $R^* > 2.5$ La surface est dite "rugueuse"
- Si $0.135 < R^* < 2.5$ On est en régime de transition

Andréas a tenté de trouver des relations entre z_{0m} , z_t et z_q . Pour cela, il décrit le transfert de grandeurs comme la température et la vapeur d'eau de la sous-couche d'interface à la sous-couche d'inertie par des lois de diffusion (Brutsaert (1975)), qui dépendent de R^* . Il réécrit les équations de Reynolds avec les hypothèses suivantes :

- Sur une surface aérodynamiquement rugueuse, dans la sous-couche dynamique, le transfert des grandeurs scalaires est régi principalement par des phénomènes de diffusion. Par exemple, pour la température, il réécrit (IIB.3), en se plaçant en conditions non-stationnaires (pour la température, les fluctuations T' sont nulles) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K_h \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5.5.E1)$$

où K_h est le coefficient de diffusion moléculaire pour la température.

Dans le cas d'une surface aérodynamiquement lisse, Brutsaert explique que le transfert de ces grandeurs est régi par de la diffusion turbulente. Toujours en prenant la température comme exemple, il écrit la loi de diffusion advective :

$$u(z) \frac{\partial T}{\partial x} = K_h \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5.5.E2)$$

Andreas (1989) écrit les conditions aux limites (Températures aux frontières de la couche limite de surface), et intègre les équations (5.5.E1) et (5.5.E2).

Il en déduit le profil vertical de température. Celui-ci dépend du nombre de Reynolds, ainsi que du nombre de Prandtl, caractérisant l'importance des effets visqueux par rapport aux effets de diffusion ($Pr=0.71$).

Pour la vapeur d'eau, Andréas fait le même raisonnement, et utilise le nombre de Schmidt à la place du nombre de Prandtl : $Sc = K_m/K_w$, où K_w est la diffusivité moléculaire de la vapeur d'eau ($Sc = 0.63$).

En égalisant ces profils de température avec les profils logarithmiques de la sous couche inertielle en conditions neutres (du type $(\theta(z) - \theta_0) / \theta^* = 1/(\alpha_h \times k) / \ln(z/z_t)$), il trouve des relations directes entre les différentes hauteurs de rugosité, qui dépendent des nombres de Reynolds et de Prandtl (ou de Schmidt) :

$$\ln\left(\frac{z_s}{z_{0m}}\right) = b_0 + b_1 \ln R^* + b_2 (\ln R^*)^2 \quad (5.5.E3)$$

Où z_s est la rugosité de température ou d'humidité (s est un indice qui peut être t ou q).

b_0 , b_1 , b_2 sont des coefficients qui dépendent de s , du nombre de Prandtl ou du nombre de Schmidt (cas de la température ou de la vapeur d'eau), ainsi que du nombre de Reynolds.

Andréas donne les valeurs de ces coefficients, pour une surface de neige ou de glace en fusion ($T_s=0$, $q_s = 610$ Pa) (Tableau 5.5.1)

Table 5.5.1 Coefficients du modèle d'Andreas

Température	$R^* < 0.135$	$0.135 < R^* < 2.5$	$2.5 < R^* < 1000$
b0	1.25	0.149	0.317
b1	0	-0.55	-0.565
b2	0	0	-0.183
Vapeur d'eau	$R^* < 0.135$	$0.135 < R^* < 2.5$	$2.5 < R^* < 1000$
b0	1.61	0.351	0.396
b1	0	-0.628	-0.512
b2	0	0	-0.18

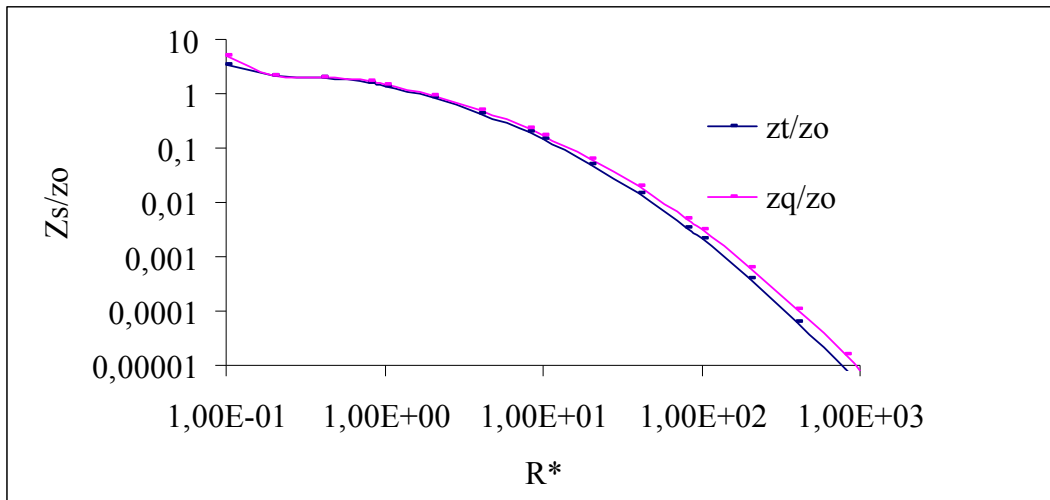


Figure 5.1 : Prédiction de z_s/z_0 sur un glacier (neige ou glace). (Andreas, 1989)

Quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds, il semble que z_q est toujours un peu plus élevé que z_t . Cependant, ces deux hauteurs de rugosité sont en général du même ordre de grandeur (Figure 5.1).

Plus le nombre de Reynolds est grand, plus z_t et z_q sont petits devant z_0 .

Pour une surface aérodynamiquement rugueuse, z_0 est beaucoup plus élevée que z_t et z_q .

En régime de transition, les trois longueurs de rugosité sont du même ordre de grandeur.

Pour une surface aérodynamiquement lisse, z_t et z_q sont en général de 3 à 5 ordres de grandeur plus élevés que z_0 .

Mais attention, ces valeurs correspondent au modèle d'Andreas, mais il existe d'autres modèles (Brutsaert, Garratt...) qui donnent des valeurs de z_s/z_0 un peu différentes. Cependant, pour les glaciers, le modèle d'Andreas semble être approuvé par de nombreux auteurs. On notera tout de même que le modèle d'Owen et Thomson (1963) donne des valeurs de z_s/z_0 cinq fois plus grandes que le modèle d'Andreas.

Troisième partie : Analyse des données et discussion

Dans cette troisième partie, je vais expliquer les méthodes que nous avons utilisées pour caler les différents capteurs entre eux et la manière dont s'est déroulé. L'acquisition des données. Ensuite, je fait une analyse des données accumulées. Celle-ci est ensuite interprétée et discutée à la fin du rapport.

1 Calage des instruments de mesure et acquisition des données

1.1 Calage des anémomètres

Les anémomètres du Totem ont été fabriqués en Equateur par J-P Chazarin, avec le matériel disponible à Quito. Ils étaient donc tous différents, et ils ont dû être calés un par un.

Des premiers calages ont été réalisés à Quito. Cependant, ceux-ci n'étaient pas suffisants, car les vents à Quito étant relativement faibles, les courbes de calage étaient valables uniquement pour les faibles vitesses de vent. Les flux turbulents étant plus importants pour de fortes vitesses de vent, des calages directement sur le glacier ont été réalisés lors des missions longues.

Un anémomètre de référence a été placé (à l'aide d'un mât et de haubans) le plus près possible des anémomètres du Totem, mais en faisant attention à ce qu'il ne perturbe pas la circulation atmosphérique locale. Chaque jour, il était installé à une hauteur différente, correspondant à la hauteur d'un des capteurs du Totem. Il était important d'avoir le maximum de points pour chaque capteur, de manière à obtenir des courbes de corrections complètes, valables pour une grande plage de vitesses de vent. Des lois de calages ont ainsi été caractérisées pour les six anémomètres fabriqués à Quito (Figure 1.1).

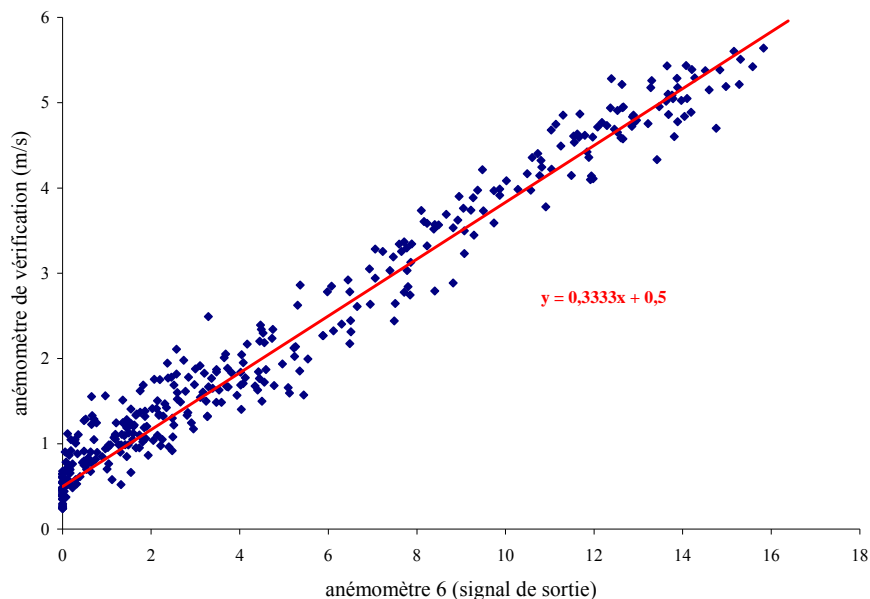


Figure 1.1 Calage de l'anémomètre n°6 (hauteur : 2 mètres) avec un anémomètre de référence

Les valeurs proches du zéro correspondent bien souvent à des périodes durant lesquelles les anémomètres sont gelés, ou détériorés. Une nouvelle régression a donc été faite, ne tenant pas compte des valeurs faussées par le mauvais état des capteurs.

La relation entre l'anémomètre de vérification et l'anémomètre n°2 n'est pas exactement linéaire. En faisant une régression simple, on obtient des valeurs un peu faussées. Cependant, la véritable relation étant complexe, mais proche de la linéarité, il a été choisi de faire des régressions linéaires uniquement pour des plages de vitesses de vent restreintes. Par exemple, sur le graphique précédent, la droite tracée en orange correspond à une régression valable uniquement pour des vitesses de vent supérieures à 4 m/s.

La précision estimée pour ces anémomètres est de ± 0.5 m/s.

1.2 Calage des températures et des humidités

Les calages des humidités et des températures ont été réalisés dans une enceinte isolée du milieu ambiant, dans laquelle on a placé les neuf capteurs d'humidité et de température.

Aux vues de cette expérience, les capteurs de températures (des thermocouples de type T) n'ont pas nécessité de correction. Leur précision est estimée à ± 0.5 °C.

L'humidité relative étant une variable dépendante de la température, celle-ci doit rester constante durant les tests. Pour caler les humidités, la température de l'enceinte a été fixée à zéro degrés grâce à des bacs remplis de glace fondante à l'intérieur de l'enceinte. L'enceinte s'est progressivement humidifiée grâce aux bacs de glace fondante, et aux chiffons humides qui avaient été placés à l'intérieur pour diffuser de la vapeur d'eau. Les calages ont été réalisés sur une plage de 30 % à 100% d'humidité relative. La précision estimée de ces capteurs est de ± 5 % d'humidité relative.

Les capteurs de température et d'humidité sont ventilés. Il convient donc de bien vérifier sur le terrain que les ventilations fonctionnent, sinon, les données sont rapidement faussées par les capteurs chauffés par le rayonnement solaire.

1.3 Altitude des capteurs et état de surface

Le protocole de microtopographie décrit dans la partie théorique (cf. deuxième partie, 5.4) a été appliqué tous les deux ou trois jours lors des missions longues. Lors de ces mesures, une ficelle de seize mètres était tendue entre le mât et un piquet planté dans la glace. La distance entre la surface et la ficelle était mesurée tous les 25 cm (Figure 1.2).

On a ôté la pente générale du glacier, ainsi que les pentes moyennes des profils, pour se placer dans un problème d'écoulement horizontal. En effet, ce ne sont pas les formes générales du glacier (de l'ordre de la dizaine de mètres) qui influencent les profils verticaux de vitesses de vent et de températures, mais la rugosité de surface (de l'ordre de 1 à 100 cm). Les crevasses, très étroites et très profondes n'ont pas été considérées non plus dans les profils, car leur influence est négligeable sur les profils de vent et de température. Ceci nous a permis de nous affranchir de la pente de la ficelle qui était utilisée lors des mesures (celle-ci aurait eu du mal à être positionnée horizontalement).

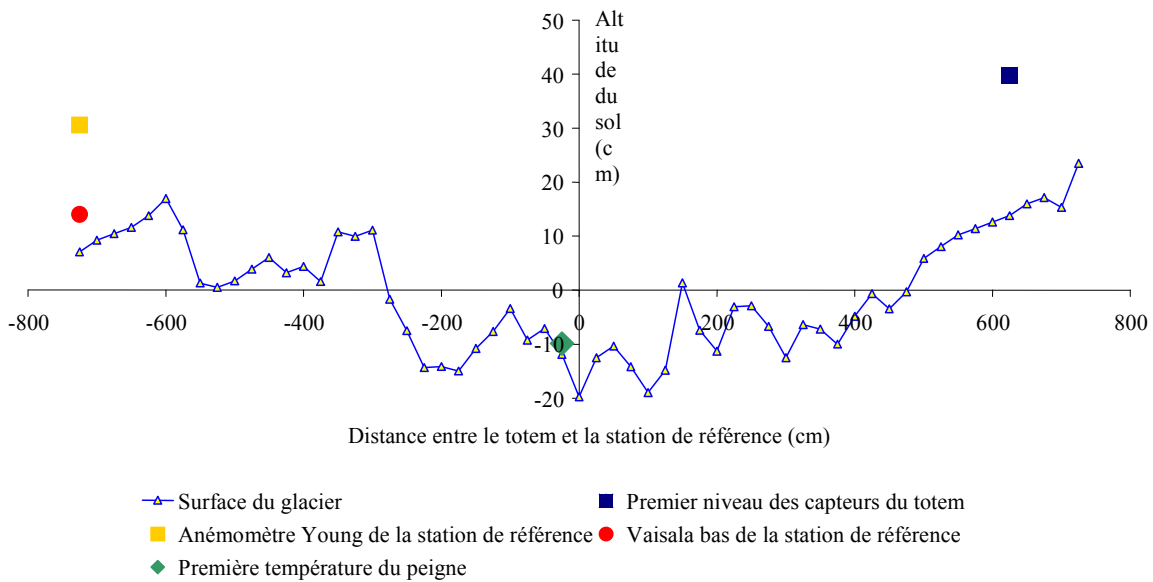


Figure 1.2 : Surface du glacier et position des différents capteurs le Dimanche 4 Avril 2004. Profil perpendiculaire à la direction privilégiée du vent.

Les hauteurs des capteurs sont les distances entre les capteurs et l'altitude moyenne de la surface. Ces hauteurs moyennes sont plus représentatives de la réalité que les hauteurs simplement relevées au niveau des capteurs : Pour un régime de vent donné, deux anémomètres qui ont la même hauteur absolue indiquent la même vitesse. Alors que deux anémomètres qui ont des hauteurs relatives (i.e. la distance mesurée entre le capteur et la surface sous le capteur) similaires, mais des hauteurs absolues différentes ne tournent pas à la même vitesse. Ceci a permis d'améliorer les comparaisons qui ont été faites entre les capteurs des différents appareils de mesure.

1.4 Comparaisons des capteurs des différents instruments de mesure

Les différents appareils (station de référence, peigne de température, Totem) n'ont pas été fabriqués toujours avec les mêmes types de capteurs. Ceux-ci ont été comparés, et les corrélations entre eux se sont avérées très correctes (exemple des températures, figure 1.3).

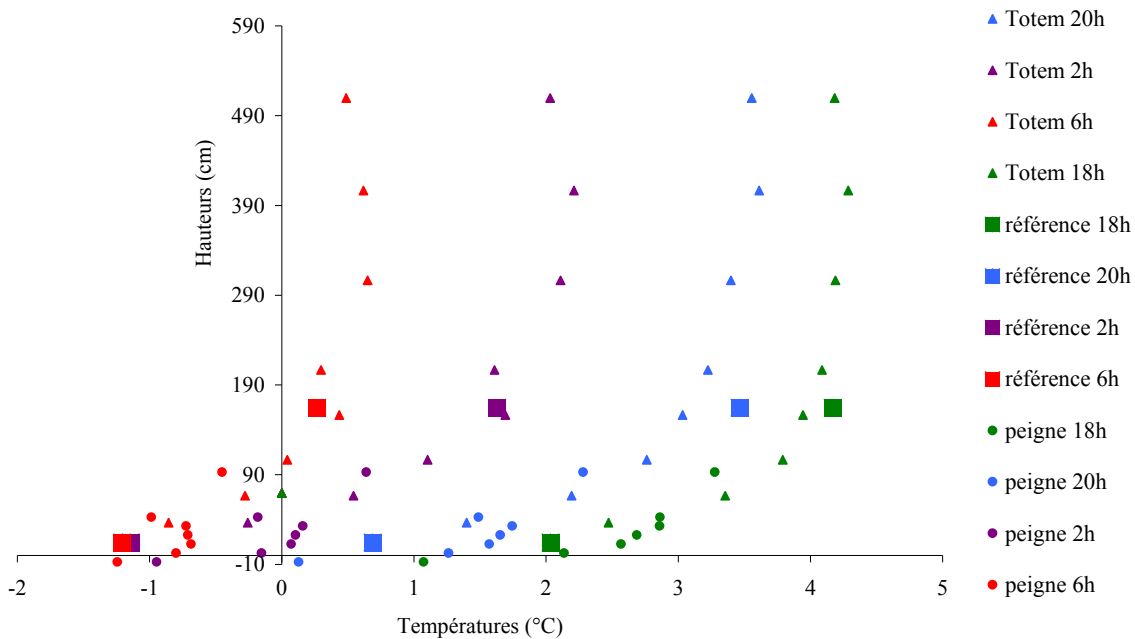


Figure 1.3 : comparaisons de températures données par le peigne de température (de 0 à 1 m), la station de référence, et le Totem.

Pour les anémomètres et les capteurs d'humidité, on trouve aussi des corrélations très correctes entre les différents appareils.

2 Profils de vents, de température, d'humidité et stabilité de l'atmosphère

2.1 Problème de la précision des capteurs

C'est souvent la nuit que les profils se rapprochent le plus d'une loi semi-logarithmique. En effet, les profils de la journée sont souvent perturbés par des mouvements d'air plus complexes, car des masses d'air, réchauffées par le soleil se mettent en mouvement. Les termes d'advection dans les équations 2.3.E1 et 2.3.E2 ne sont alors plus négligeables, et la théorie de Monin-Obukhov n'est alors plus applicable. Les périodes ventées (vitesses de vent supérieures à 3 m/s) permettent de visualiser des profils de températures, humidité et vitesses de vent proches d'une loi semi-logarithmique. Pour des vents plus faibles, les erreurs de mesure dues à l'imprécision des capteurs sont trop importantes pour que les profils soient utilisables. ± 0.5 m/s d'erreur sur les anémomètres représente 15 % d'erreur sur des vents de 3m/s et seulement 5% d'erreur sur des vents de 10 m/s.

Seules les journées avec du vent supérieur à 3 m/s ont donc été analysées. Avril n'étant pas un mois très venté, seules quelques journées ont pu être analysées.

2.2 Différents régimes de vent sur l'Antizana :

L'Antizana étant dans la zone équatoriale, on distingue deux saisons humides (de Septembre à Novembre et de Mars à Mai) et deux saisons moins humides (de juin à Août et de Décembre à Février) ((Hastenrath, 1991) qui sont cependant assez peu marquées. Lors des périodes humides, les

vents sur le glacier de l'Antizana sont faibles, alors qu'ils sont plus forts et plus réguliers lors des périodes plus sèches. Deux sens du vent principaux sont observés sur l'Antizana : les vents du N-E (80% des vents sur les périodes ventées) et les vents d'O. Ces derniers ont une direction un peu plus variable allant du S-O au N-O, et sont aussi présents lors des périodes humides, même s'ils sont souvent très faibles et irréguliers.

2.2.1. Les vent du N-E

Les vents du N-E, majoritaires, sont les plus forts. La direction N-E est à la fois celle des vents caractéristiques de la météorologie de méso-échelle (forçages du N-E) et celle de la pente du glacier, donc des vents catabatiques (cf. première partie, 5.1).

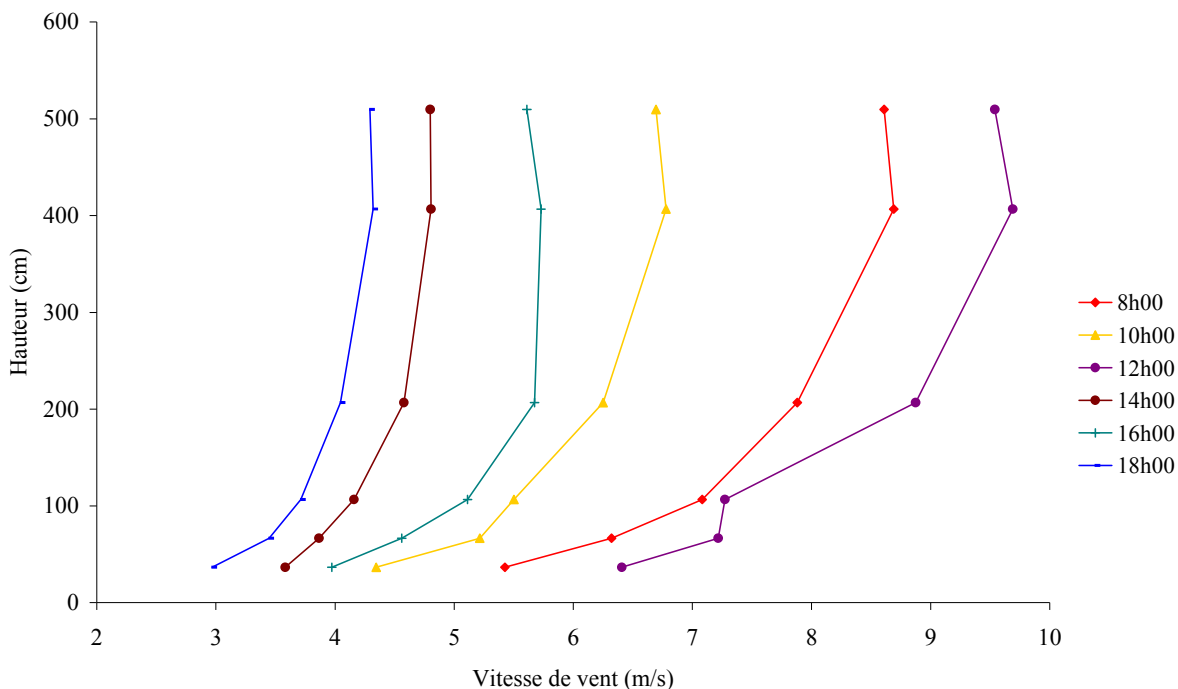


Figure 2.1 : Profils de vent le 06/04/04 (direction du vent : N-E)

Les vents décrits dans la figure 2.1 peuvent être des vents catabatiques avec un maximum de vent situé au dessus des 5 mètres du mât. Cette éventualité est discutable, car le maximum de vent étant proportionnel à la vitesse du vent (Oerlemans, 1998), des conditions de vent d'Est avec des vents plus faibles devraient correspondre à des maxima de vents plus bas. Or, il arrive assez fréquemment que même avec de faibles vents d'Est, aucun maximum ne soit visualisé sous les 5 mètres du mât (cf. Figure 2.1), et les profils de vents sont toujours semi-logarithmiques.

Un vent sur une surface inclinée sans glacier (avec une température peu différente de celle de l'atmosphère) présente un profil des vitesses semi-logarithmique, qui tend vers la valeur du vent régional. Dans le cas de la journée du 06/04/04, par exemple, on cherche à savoir si l'influence du glacier de l'Antizana génère des vents catabatiques avec un maximum de vent plus haut que nos appareils de mesures (figure 2.1), ou si son influence est faible, et que les profils de vitesses sont logarithmiques jusqu'à la valeur du vent régional.

La journée du 06/4/04, les profils de température se rapprochent de profils semi-logarithmiques sans montrer de maxima (figure 2.2). La partie basse des profils d'humidités spécifiques suit aussi approximativement des profils semi-logarithmiques, jusqu'à un minimum aux environs de trois mètres (figure 2.3).

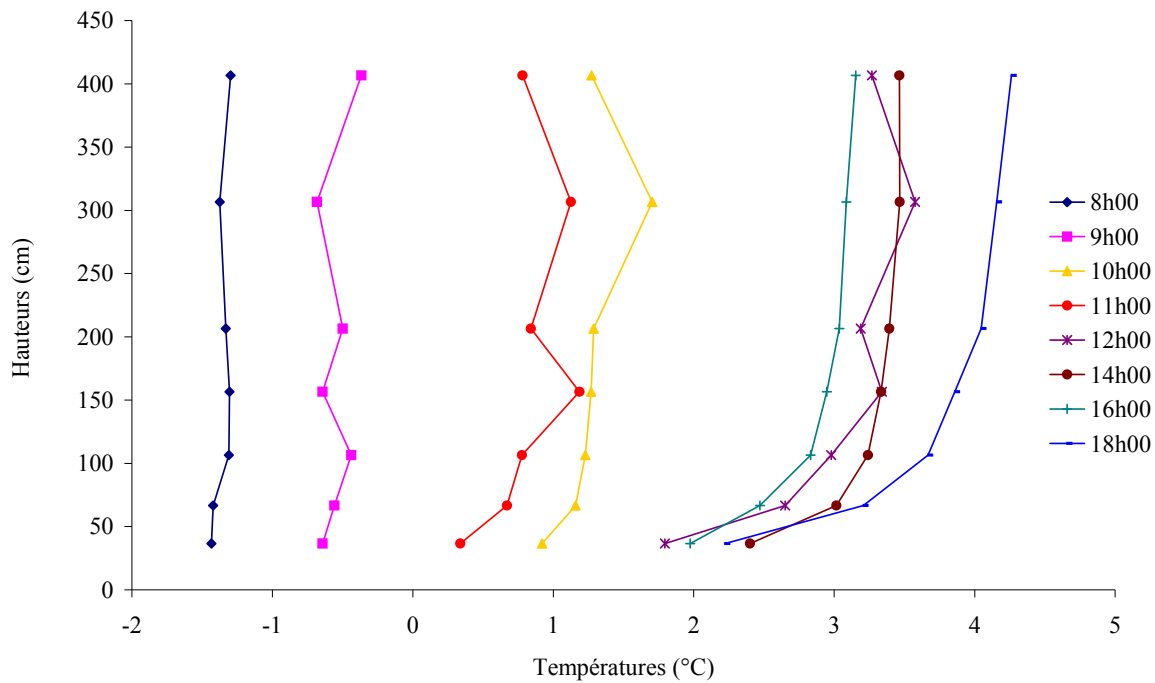


Figure 2.2 : Profils de température le 06/04/04

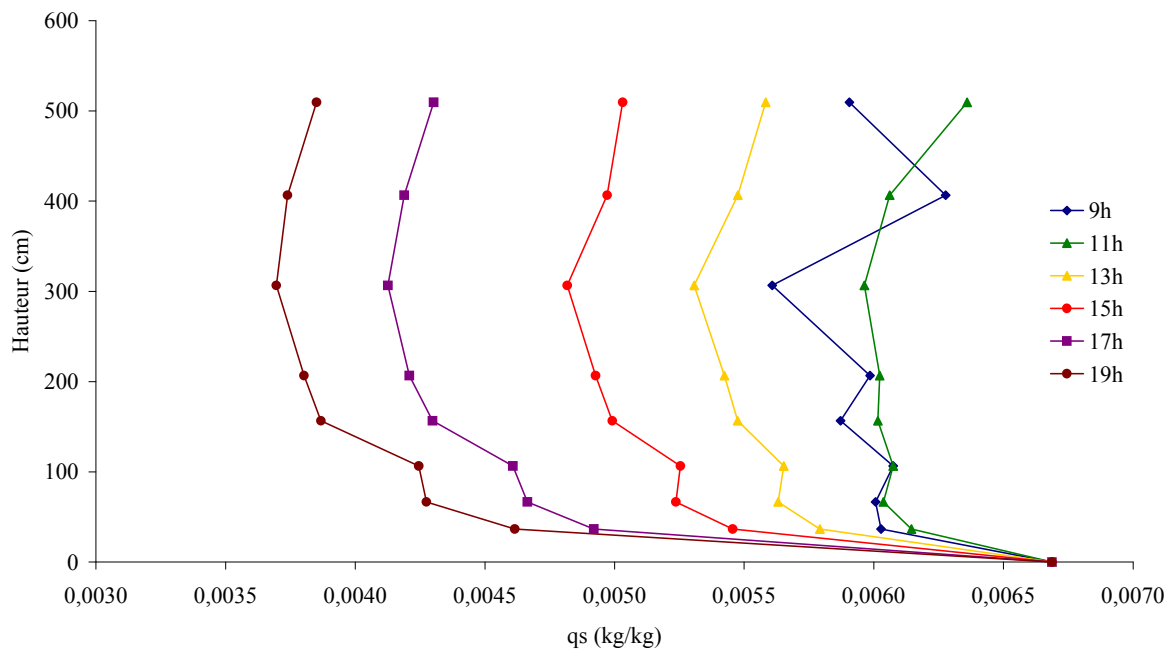


Figure 2.3 : Humidités spécifiques le 06/04/04

Le déficit thermique entre la surface du glacier et l'atmosphère est le moteur des vents catabatiques. Sur des glaciers tempérés où de forts vents catabatiques ont été relevés, Oerlemans constate des déficits de température de l'ordre de 10 degrés Celsius (glacier Pasterze, en Autriche, et glacier Vatnajökull, en Islande ;Oerlemans, J., The atmospheric Boundary layer over melting glaciers, in clear and Cloudy Boundary layers, 129-153, 1998). Sur le glacier de l'Antizana, ce

déficit est souvent plus faible. En journée, si la température du glacier reste à 0°C, l'atmosphère ne se refroidit pas énormément, car ce glacier est haut en altitude et les déficits de température sont de l'ordre de 4 à 5 °C seulement. Ceci est une des causes qui explique que les vents catabatiques soient parfois minoritaires lors des périodes avec des forçages du N-E. Les nuits avec un ciel clair, la surface se refroidit fortement, et le déficit de température peut alors augmenter en fin de nuit et le matin. Si les forçages du N-E sont faibles, c'est lors de ces périodes que les vents catabatiques les plus significatifs sont observés sur les cinq premiers mètres de la sous-couche atmosphérique (Figure 2.4)

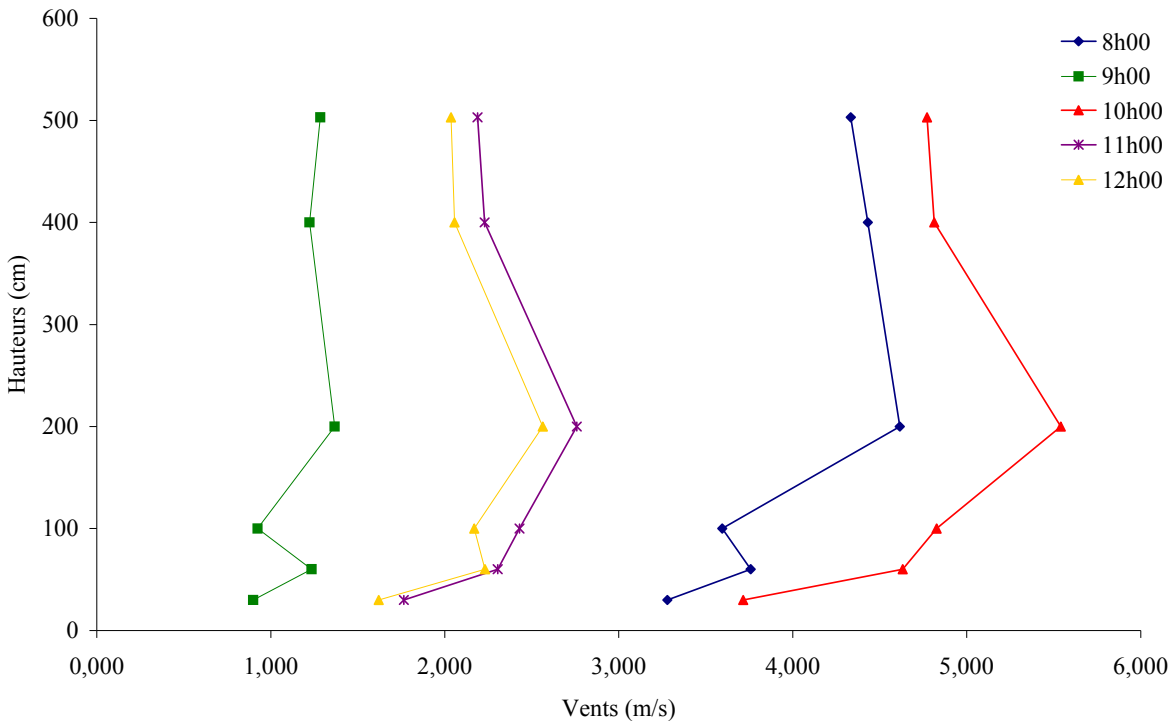


Figure 2.4 : Profils de vent la matinée du 11/04/04 (Vent du N-E)

Au cours de cette matinée, les vents avaient une intensité assez irrégulière, et étaient relativement faibles (de l'ordre de 3 à 4 m/s maximum).

Ces profils ont été relevés un matin après une nuit claire, durant laquelle la surface s'est refroidie très fortement. Ils présentent un maximum de vent compris entre 2 et 3 mètres.

Sur la période du mois d'Avril, des vents catabatiques sont facilement visualisés la nuit ou le matin, lors des périodes de grand déficit thermique.

On peut voir sur les figures 2.5 et 2.6 les profils de température et d'humidité la matinée du 11 Avril.

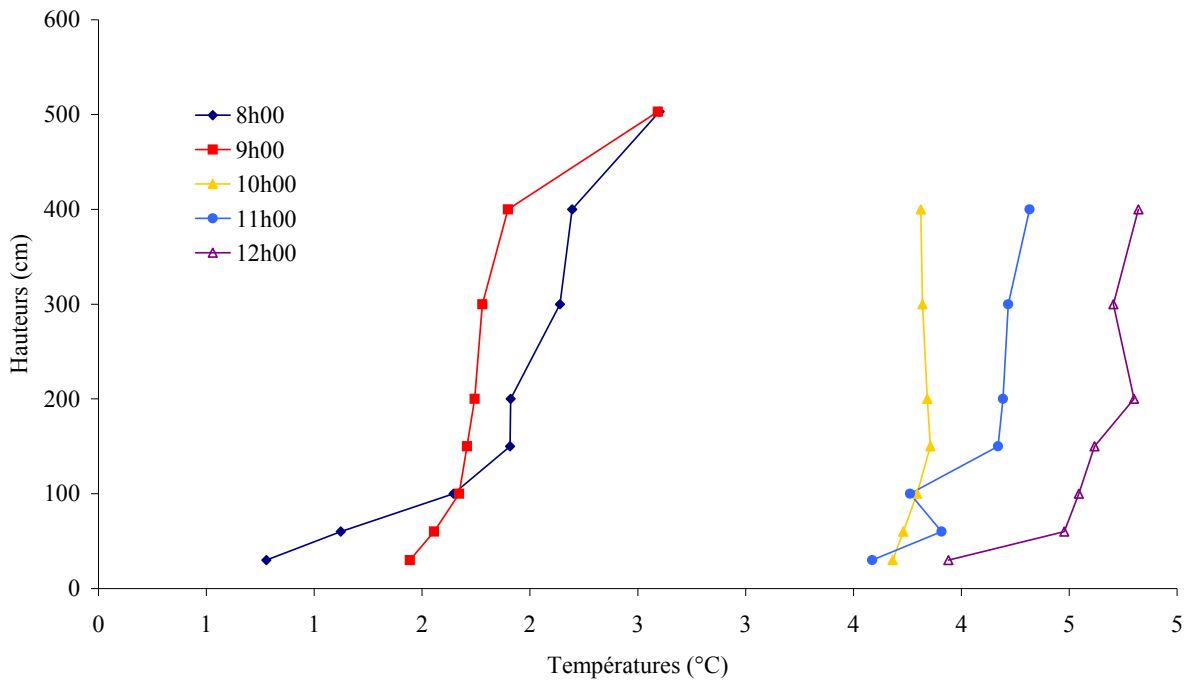


Figure 2.5 : Profils de température la matinée du 11/04/04 (Vent du N-E)

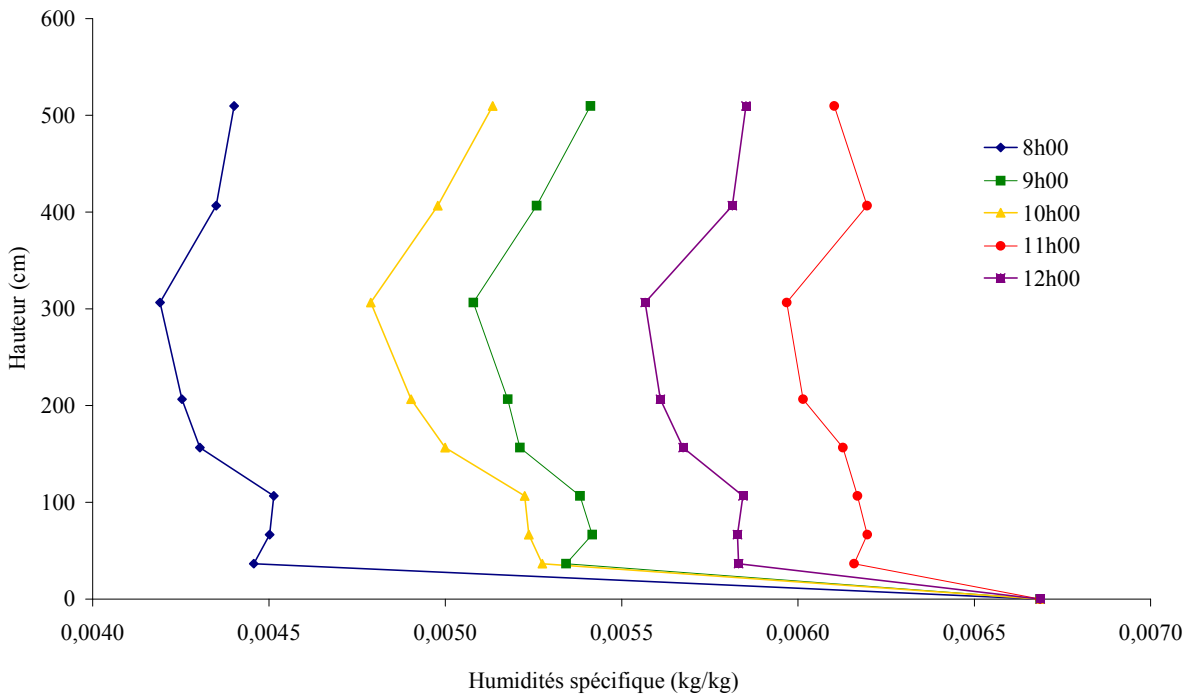


Figure 2.6 Profils d'humidité spécifique la matinée du 11/04/04 (Vent du N-E)

Dans le vent catabatique observé la matinée du 11/04/04, l'humidité spécifique et les vitesses de vent ont des extrema aux alentours de 2 à 3 mètres. En revanche, il n'y a aucun maximum de température visualisé dans les cinq premiers mètres de la couche limite atmosphérique. La description des vents catabatiques de Denby (2001) explique que les profils de température ne présentent jamais de maxima, contrairement aux vitesses de vent. Dans la littérature, on trouve peu

d'informations sur les profils d'humidité et leur minima éventuels. Sur le glacier de l'Antizana, on remarque que pour des vents quasi-nuls, il n'y a pas de minima d'humidités spécifiques. Ces minima visualisés sont donc dus aux vents. On peut penser que ce sont les vents catabatiques qui génèrent des minima d'humidité spécifique dans la sous-couche atmosphérique. Ces hauteurs d'extrema semblent être différentes pour les vitesses de vent et les humidités spécifiques.

Les forçages du N-E sur l'Antizana sont souvent caractérisés par des nuages accrochés sur le sommet, alors qu'il fait beau sur le bas du glacier (nuages de type lenticulaire). L'air humide qui est transporté par les courants de N-E (provenant du bassin amazonien) est surélevé au contact de l'Antizana, ce qui le fait condenser. C'est l'effet Foehn.

Sur le glacier de l'Antizana, les vents du N-E semblent être une combinaison de vents catabatiques et de forçages de vent à plus grande échelle. Le courant atmosphérique qui arrive sur le glacier se combine avec une accélération locale du vent sur le glacier, due au refroidissement de l'air au contact du glacier (ce qui augmente la masse volumique de l'air). Les profils caractéristiques de vents catabatiques décrits précédemment, pour la journée du 11/04/04 (Figure 2.4) nous ont montrés des minima d'humidité spécifique bien marqués vers 3 mètres de hauteur pour des vents présentant des maxima aussi bien marqués entre 2 et 3 mètres de hauteur. Il est donc possible que pour des vents du N-E plus forts, si on visualise un minimum d'humidité un peu moins marqué (Figure 2.1, journée du 06/04/04), on ait un maximum de vitesses de vent plus effacé aussi, et au dessus des 5 premiers mètres de l'atmosphère. Les stations météorologiques installées sur le glacier de l'Antizana ne permettant pas de mesurer les vitesses de vent au dessus de cinq mètres, il est impossible de vérifier cette hypothèse en pratique.

Pour ces vents du N-E, il semble que la hauteur du maximum d'humidité ne varie pas beaucoup. On peut supposer que cette hauteur ne varie pas avec la vitesse du vent, à la différence du maximum de vent qui augmente avec la vitesse du vent dans un écoulement catabatique (Oerlemans, 1998, Denby, 2001). Cependant, ce maximum d'humidité spécifique aux alentours des trois mètres semble plus marqué pour des vents faibles (Figure 2.6) que pour des vents forts (Figure 2.3). La composante du vent catabatique sur l'Antizana est peut-être assez constante lors des périodes de temps sec avec du vent. Cependant, lorsque les forçages du N-E sont présents, alors la composante catabatique semble plus effacée.

Le glacier de l'Antizana n'est pas très grand par rapport à d'autres glaciers sur lesquels des vents catabatiques ont été étudiés (Denby, 2001, sur le glacier Pasterze, en Autriche, et le glacier Vatnajökull, en Islande), ce qui pourrait expliquer aussi que les vents catabatiques observés ne soient pas trop marqués, même s'ils sont peut-être souvent présents. Il est cependant important d'estimer la hauteur des maxima de vents correspondants, pour avoir une idée de l'épaisseur de la sous-couche dynamique

2.2.2. Les advections

Les vents S-O minoritaires sur l'Antizana, et souvent plus faibles que les vents du N-E peuvent être dus à la météorologie locale, mais aussi à une interaction passive du glacier avec les zones situées autour du glacier (cf. première partie, 5.1). Ces vents sont souvent assez irréguliers, tant en direction qu'en intensité, et ils dépassent rarement 5 m/s sur l'Antizana. Ces vents présentent parfois aussi un maximum de vent :

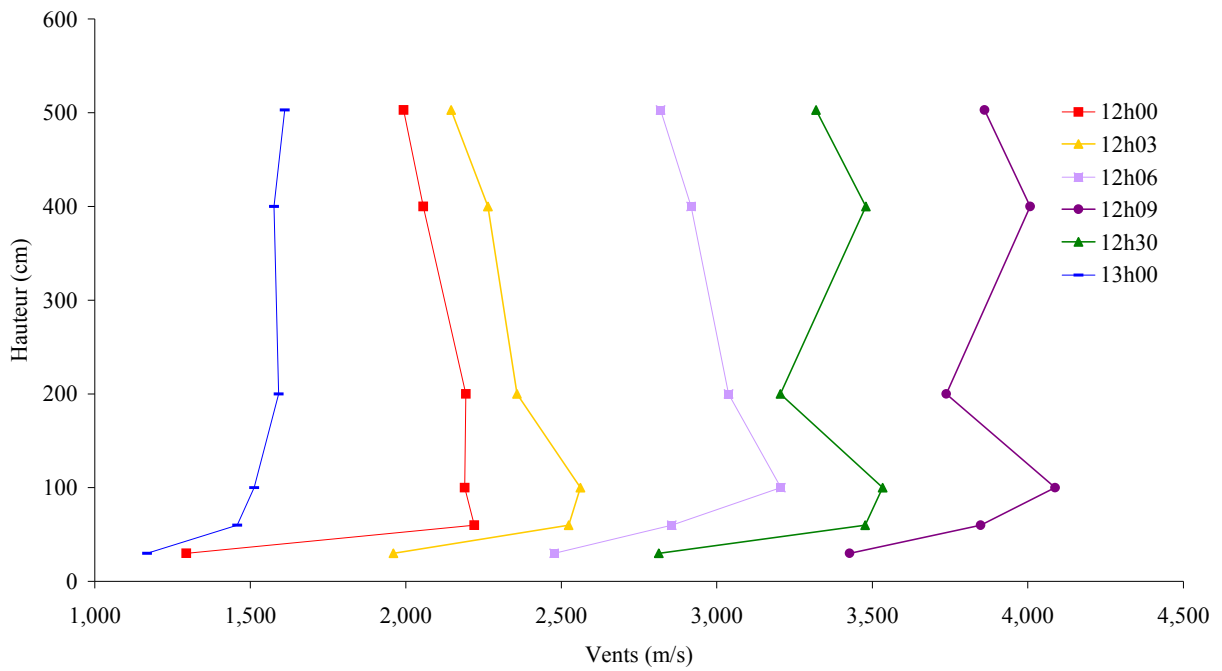


Figure 2.7 : Profils de vent le 13/04/04 à midi. Advection du N-O

Lors des périodes d'advection, les profils de température sont aussi semi-logarithmiques sur les cinq premiers mètres (figures 2.8). Les profils d'humidité spécifiques sont beaucoup plus irréguliers (figures 2.9).

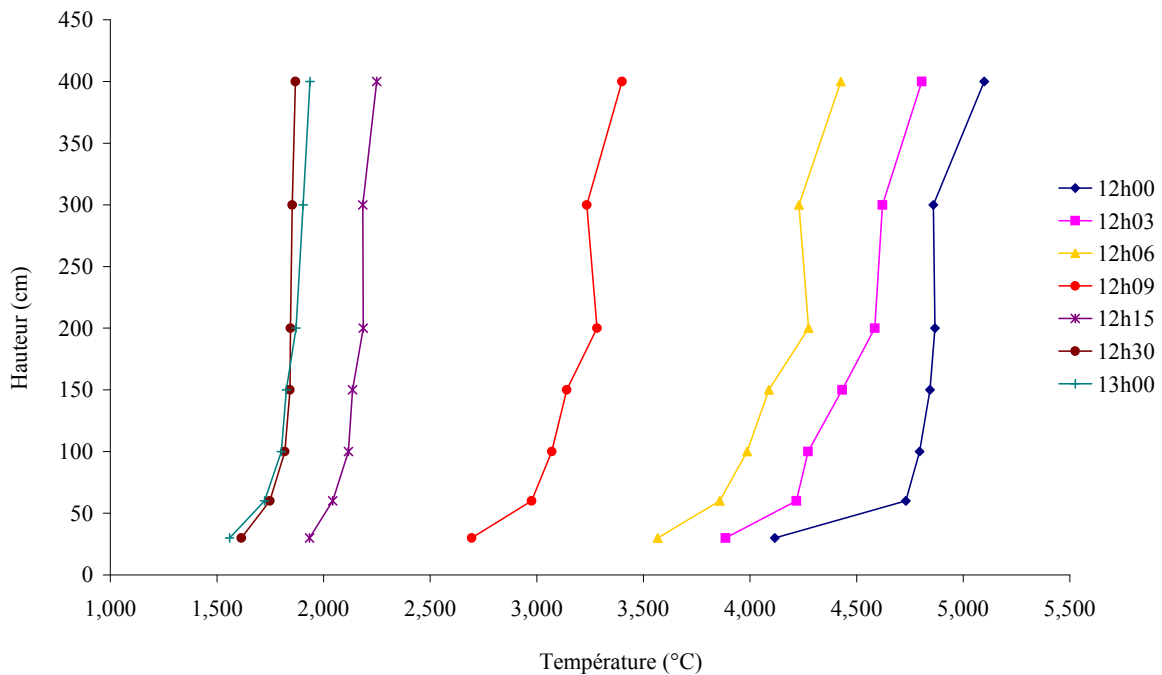


Figure 2.8 : Profils de température le 13/04/04 à midi. (par un vent advectif du N-O)

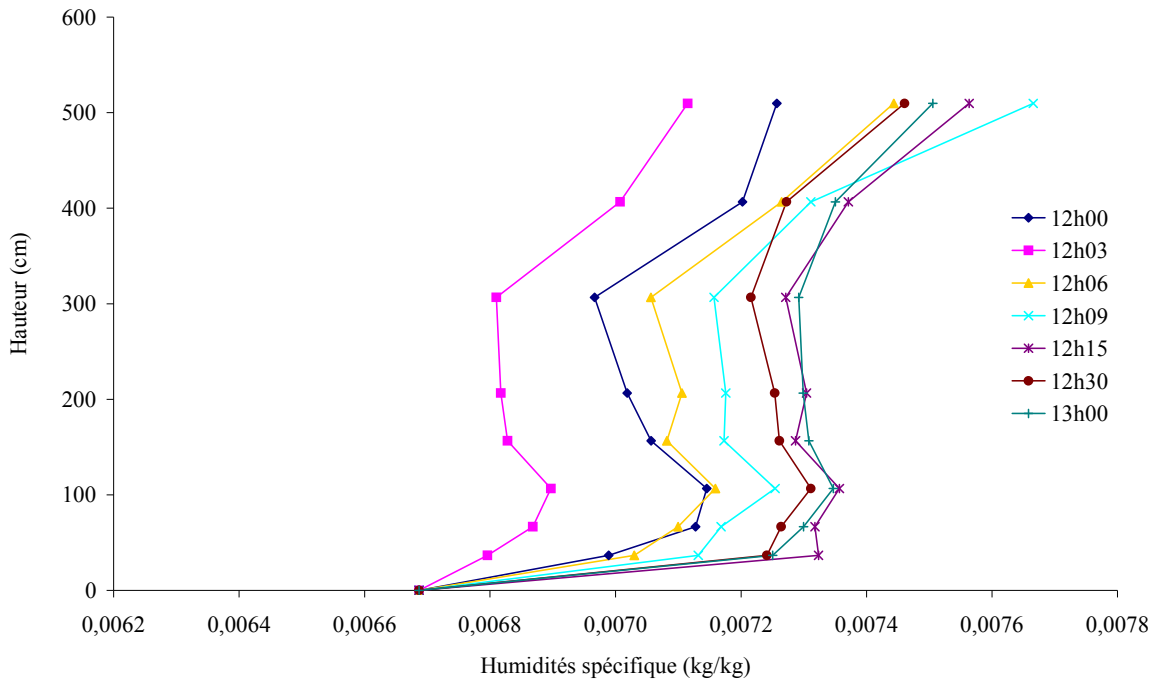


Figure 2.9 Humidités spécifiques le 13/04/04 aux alentours de midi (vent advecté du N-O)

Quel que soit le régime de vent, les profils de température observés n'ont jamais présenté de maxima. Lors des périodes de vent advectif, les profils de vitesse de vent et d'humidités spécifiques sont beaucoup plus irréguliers. Ceci est certainement dû au fait que ces advections sont des mouvements d'air chaud, très chaotiques, et très variables dans le temps. On constate d'ailleurs que les gradients de température entre la surface et l'atmosphère sont parfois bien élevés (Figure 2.8). Les températures bien plus élevées dans les premiers mètres de l'atmosphère qu'au niveau de la surface expliquent que les humidités spécifiques soient plus faibles à la surface que plus haut. On est donc dans une période où le flux turbulent de chaleur latente est nécessairement positif, c'est à dire qu'il y a de la condensation solide à la surface du glacier.

Ces advections se sont produites une journée très humide, avec du brouillard.

Les maxima de vent étant très bas, on peut supposer que les flux turbulents divergent rapidement dans la couche de surface. Ceci rend difficile l'application des méthodes de détermination des flux turbulents qui nécessitent de positionner les capteurs dans cette sous-couche de l'atmosphère. Cependant, ils doivent être relativement faibles, car les vitesses de vent sont peu élevées.

Ces advections étant des vents montants sur le glacier de l'Antizana, on peut supposer que l'air proche de la surface se comprime et s'accélère par effet venturi, créant une couche limite avec un maximum de vent (Figure 2.7).

Les vents advectifs étant très variables en direction et en intensité, le régime décrit ici ne peut pas être généralisé à tous les vents advectifs sur le glacier de l'Antizana, même si il a été constaté à plusieurs reprises.

Pour caractériser ces différents régimes de vent, il est intéressant de regarder la stabilité de l'atmosphère au cours de ces périodes.

2.3 Typologie de la stabilité de l'atmosphère

Le graphique suivant montre les vitesses de vent et le paramètre de stabilité du 05/04/04 au 07/04/04, une période ventée avec du beau temps.

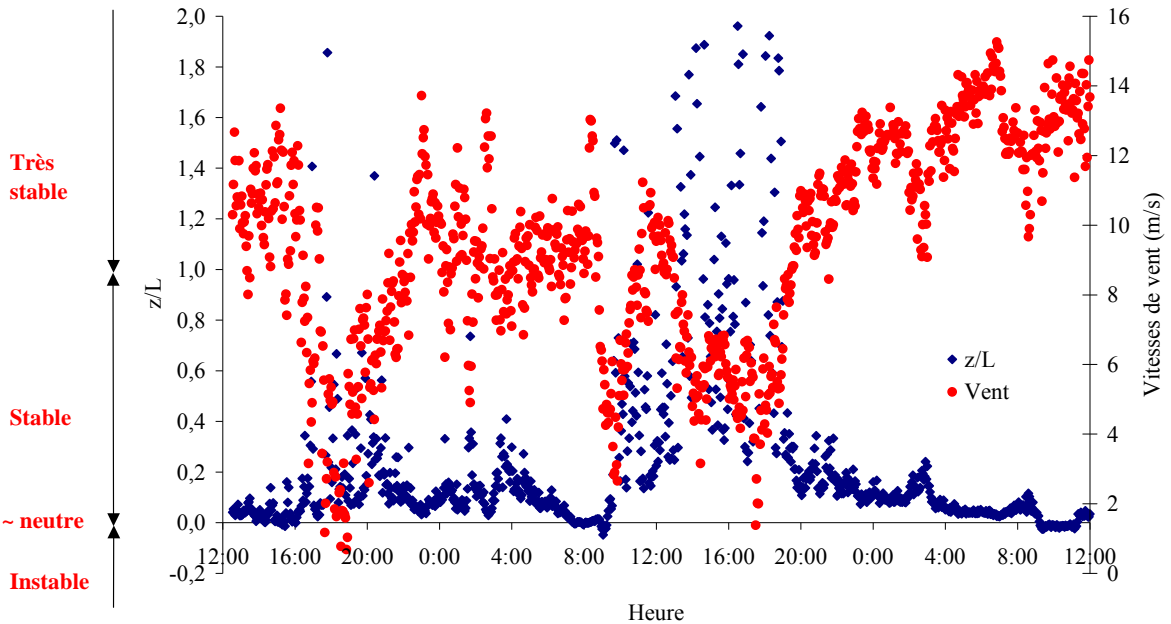


Figure 2.10 : Stabilité de l'atmosphère calculée à 5 mètres du sol et vent du 07/04/04

La stabilité de l'atmosphère est clairement liée au vent : plus il y a de vent, plus l'atmosphère est proche de la neutralité.

De plus, on voit aussi une évolution de la stabilité au cours de la journée :

La nuit, l'atmosphère est généralement en conditions stables (par vent fort, elle est plus proche de la neutralité, et par vent faible, elle est stable à très stable).

C'est surtout le matin que des instabilités peuvent apparaître. En effet, la surface du glacier se réchauffe plus rapidement que l'atmosphère le matin avec le soleil. L'atmosphère reste froide plus longtemps, et on peut assister à des inversions de températures sur le glacier (i.e. la température diminue avec l'altitude dans les 5 premiers mètres de l'atmosphère). Lors de ces périodes, s'il y a du vent, on reste tout de même proche de la neutralité, si le vent est faible, par contre, l'atmosphère peut devenir instable.

La journée, la surface du glacier restant fixée à zéro degrés, et l'atmosphère étant réchauffée par le soleil, elle est toujours en conditions stables ou très stables. Par vent fort, elle est en conditions stables, et par contre, avec des vents faibles, elle peut être très stable (avec des valeurs de z/L allant jusqu'à 10).

Profils de stabilité la journée du 06/04/04

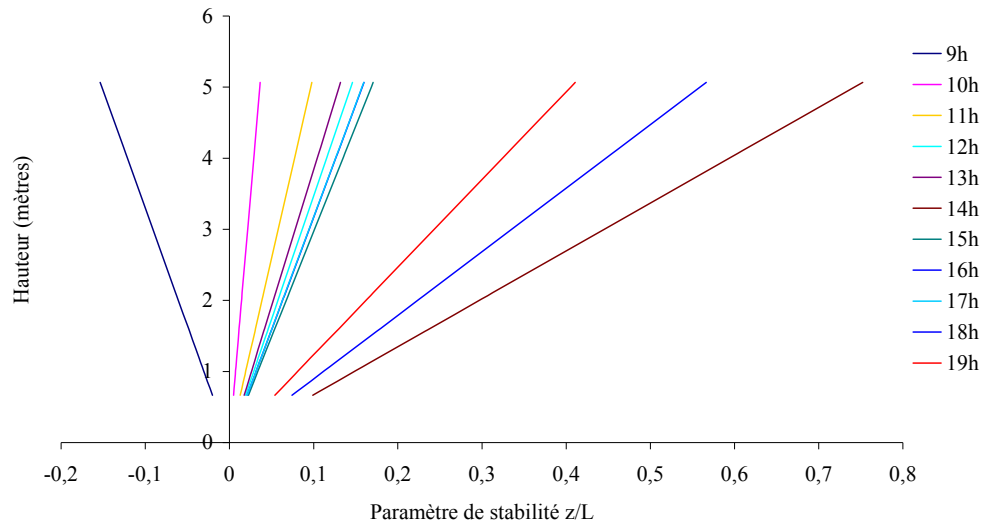


Figure 2.11 : Profils de stabilité la journée du 06/04/04

A un instant donné, la stabilité évolue aussi selon la hauteur (Figure 2.11), ce qui est trivial puisque L est constant et que z/L a donc une relation linéaire avec la hauteur. Cependant, il est utile de regarder ces évolutions, pour avoir un ordre d'idée de ces évolutions.

En conditions quasi-neutre ($|z/L| < 0.01$), on reste relativement proche de la neutralité sur tout le profil, alors qu'en conditions instables ($z/L < 0$) ou stables ($z/L > 0$), si on est toujours assez proche de la neutralité proche de la surface, la stabilité évolue vers de fortes valeurs absolues (négatives dans le cas instable, et positives dans le cas stable).

Ces considérations de la stabilité de l'atmosphère sont importantes pour le calcul des flux avec la théorie de M-O. Elles permettent de connaître les périodes où les corrections de stabilité sont nécessaires dans le calcul des flux turbulents.

3 Calculs des hauteurs de rugosités

Les hauteurs de rugosités ont été calculées avec la relation (5.3.E1) en utilisant différents niveaux du Totem. Durant ces journées, la surface était de la glace criblée de trous à cryoconites, d'une dizaine de cm de profondeur, avec seulement quelques plaques de neige très éparées. Les résultats obtenus la journée du 06/04/04, une journée de beau temps, avec des vents du N-E variant de 3 à 10 m/s, sont dans le tableau 3.1.

Table 3.1	Z_o	Z_t	Z_q
06/04/04	4 mm $V_t = 100\% V_h = 100\%$	50 mm $V_t = 150\% V_h = 50\%$	4 mm $V_t = 150\% V_h = 100\%$
25/05/03	0.5 mm $V_t = 100\% V_h = 1$ ordre de grandeur	0.7 mm $V_t = 100\% V_h = 10\%$	-
10/06/03	10 mm $V_t = 100\% V_h = 1$ ordre de grandeur	15 mm $V_t = 100\% V_h = 10\%$	-

Vh et Vt sont les variabilités des résultats selon les hauteurs de calcul, et dans le temps, à l'échelle de la journée. Ces variabilités sont relativement faibles, car ces hauteurs de rugosité ont été calculées des journées avec des forts gradients de vent température et humidité dans les premiers mètres de l'atmosphère. En refaisant les mêmes calculs des journées avec moins de vent, ou des journées plus humides, on obtient des variabilités qui rendent très difficile l'estimation des hauteurs de rugosité.

La variabilité des résultats selon la hauteur de calcul est très forte au dessus de trois mètres. Aussi, dans le tableau précédent, on donne les moyennes des calculs faits seulement sur les trois premiers mètres. Cette variabilité est due au fait que sur le bas de la sous-couche dynamique, les forts gradients de vent, température, humidité atténuent les incertitudes que l'on a sur les capteurs. Par ailleurs, plus on se rapproche du maximum de vent, plus on s'éloigne de la « couche à flux constants », et moins les équations de M-O sont applicables. Avec une telle variabilité des résultats, il faut être très méfiant de ces valeurs. De nombreux auteurs se sont déjà heurtés au problème de cette variabilité (Munro, 1989 ; Denby, 2001 ; Hock, 1996).

Les mesures présentées dans le tableau ci-dessus donnent des résultats assez différents selon les hauteurs de calcul pour z_0 et z_q . Cependant, pour z_t , les valeurs trouvées à différents niveaux sont assez proches (à 50 % près, elles donnent le même résultat), et permettent d'estimer z_t de l'ordre de 1 à 3 cm lors de la saison de printemps pour le glacier de l'Antizana. Avec beaucoup plus de réserve, on estimera z_0 et z_q de l'ordre du millimètre. Devant ces variabilités, la description d'Andreas des hauteurs de rugosité en fonction du nombre de Reynolds caractéristique décrit dans la deuxième partie (5.5) est très utile pour caractériser ces hauteurs de rugosité (Figure 3.1)

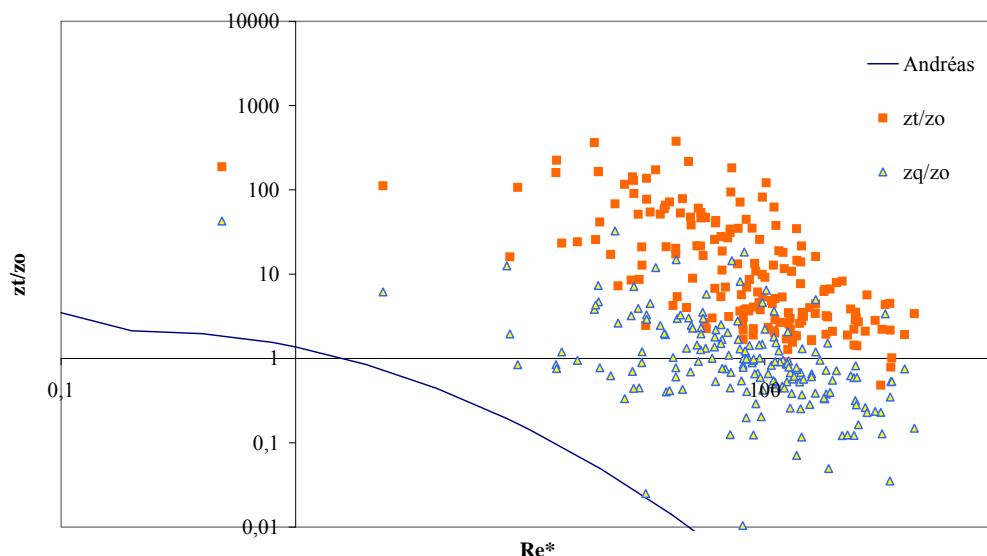


Figure 3.1 : Valeurs moyennes (à partir de différents niveaux de calcul) de z_t/z_0 et z_q/z_0 la journée du 06/04/04. Comparaisons avec le modèle d'Andreas. Calculs des hauteurs de rugosité avec les corrections de stabilité

Si z_t/z_0 et z_q/z_0 semblent diminuer avec le nombre de Reynolds caractéristique de la même manière que dans le modèle d'Andreas, on constate que ces rapports sont respectivement 3 et 2 ordres de grandeurs plus grands que dans ce modèle. Si certains auteurs ont obtenu des mesures en accord avec le modèle d'Andreas (Denby, 2001, sur des glaciers islandais et autrichiens), d'autres ont trouvé des rapports de z_t/z_0 et z_q/z_0 aussi plus grands que ceux du modèle d'Andreas. Owen et

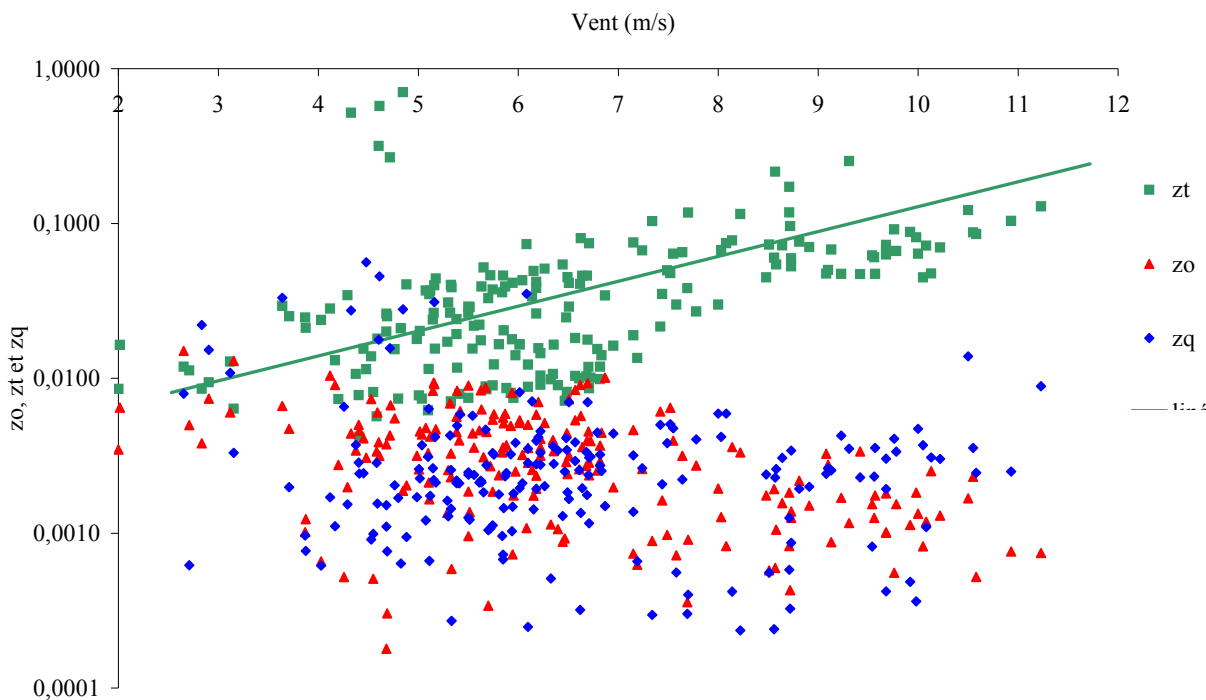
Thomson (1963) trouvent des valeurs cinq fois plus grandes et Munro des valeurs deux ordres de grandeur plus élevés sur des glaciers canadiens.

La prise en compte des corrections de stabilité a plus ou moins d'importance selon les périodes sur lesquelles on travaille. En effet, par vent très fort ($>10\text{m/s}$), les conditions quasi-neutre permettent de simplifier les calculs au cas neutre. En revanche, sur une journée comme le 06/04/04, durant laquelle le vent est passé de 10 m/s le matin à 2 à 3 m/s en fin d'après-midi, la stabilité est passée de quasi-neutre à très stable. Pour $z/L \sim 0.2$ (quasi-neutre), la correction apportée représente 20 % de la valeur des hauteurs de rugosité. Pour $z/L \sim 2$, la correction apportée représente 100 % (voir plus pour z_q).

Les hauteurs de rugosités varient aussi beaucoup dans le temps. A l'échelle de quelques jours, elles peuvent varier d'un ordre de grandeur, et à l'échelle d'une journée, elles peuvent varier de 100%.

Sur le glacier de l'Antizana, les variations à l'échelle du mois sont certainement dues à l'évolution de l'état de surface. En effet, le 10/06/03 et le 06/04/04, on se trouvait plutôt dans une période sèche. La sublimation importante avait alors tendance à augmenter la rugosité de surface. En revanche, le 25/05/03 correspondait plutôt à une période avec un temps humide, et la surface était lissée par les précipitation, qu'elles soient neigeuses ou pluvieuses. C'est ce qui explique les valeurs de hauteurs de rugosité dix fois plus faibles que pour les autres journées.

A l'échelle de la journée, avec une météo stable, elles peuvent varier de 100%. L'incertitude selon les hauteurs des capteurs étant relativement importante, il est plus difficile de discuter des causes de ces variations. Il est possible que les hauteurs de rugosité dépendent des variables météorologiques. Le graphique suivant montre l'évolution des hauteurs de rugosité en fonction du



vent :

Figure 3.2 : Valeurs de z_o , z_t , et z_q en fonction de la vitesse du vent à cinq mètres de la surface la journée du 06/04/04

Durant cette journée, on constate la tendance de z_t à augmenter avec la vitesse du vent. Pour z_0 , aucune tendance claire n'est visible sur cette journée, alors que z_q ne semble avoir aucune dépendance avec les vents. Dans la littérature, les avis divergent sur ce point. Lettau (1969) propose une méthode de détermination des hauteurs de rugosité simplement à l'aide de relevés de la surface, ce qui sous-entend nécessairement que les hauteurs de rugosité ne dépendent que de l'état de surface. D'autres estiment que si z_0 ne dépend que des caractéristiques de la surface, z_t et z_q varient en fonction du régime de vent (Andreas, 1987, Munro, 1989).

Parallèlement aux calculs de hauteurs de rugosité qui ont pu être faits grâce aux huit niveaux de mesure du Totem, il est possible de calculer ces hauteurs de rugosité avec les deux niveaux de la station de référence. On trouve les mêmes rapports z_t/z_0 et z_q/z_0 qu'avec le Totem, mais les résultats n'étant pas moyennés sur plusieurs hauteurs de calcul, on a des résultats moins précis. Cependant, cette méthode est utile pour avoir une estimation des hauteurs de rugosité qui pourra ensuite servir à calculer les flux turbulents avec la méthode Bulk.

4 Calcul des flux turbulents

4.1 Discussion sur la divergence des flux avec la hauteur

On a calculé les flux turbulents à partir de tous les niveaux du Totem avec la méthode Bulk et la méthode des profils. Sur les figures 4.1 à 4.3, ils sont normalisés par les flux calculés au niveau le plus bas avec la méthode Bulk, puis moyennés sur toute la journée. Dans le cas de la méthode des profils, la hauteur de calcul est la moyenne des deux niveaux de mesure utilisés.

On a tracé le modèle de Prandtl des vents catabatiques avec les paramètres du glacier de l'Antizana. La pente moyenne du glacier est de 18° . Le déficit de température est calculé grâce à des stations de mesure de la température à différentes altitudes. On déduit de ces données un gradient de température quotidien ($\gamma = -0.73^\circ\text{C}/100\text{m}$ pour la journée du 06/04/04) qui nous permet de connaître la température qu'il y aurait à l'altitude des instruments de mesure sans glacier. La différence entre cette température et celle de la surface du glacier est la température de déficit. Pour la journée du 06/04/04, elle est égale à -4.15°C . Les diffusivités turbulentes sont celles choisies par Oerlemans et Grisogono (2002) sur des glaciers suisses, islandais et norvégiens : $K_m = 09$; $K_h = 4.5$ ($Pr = 5$).

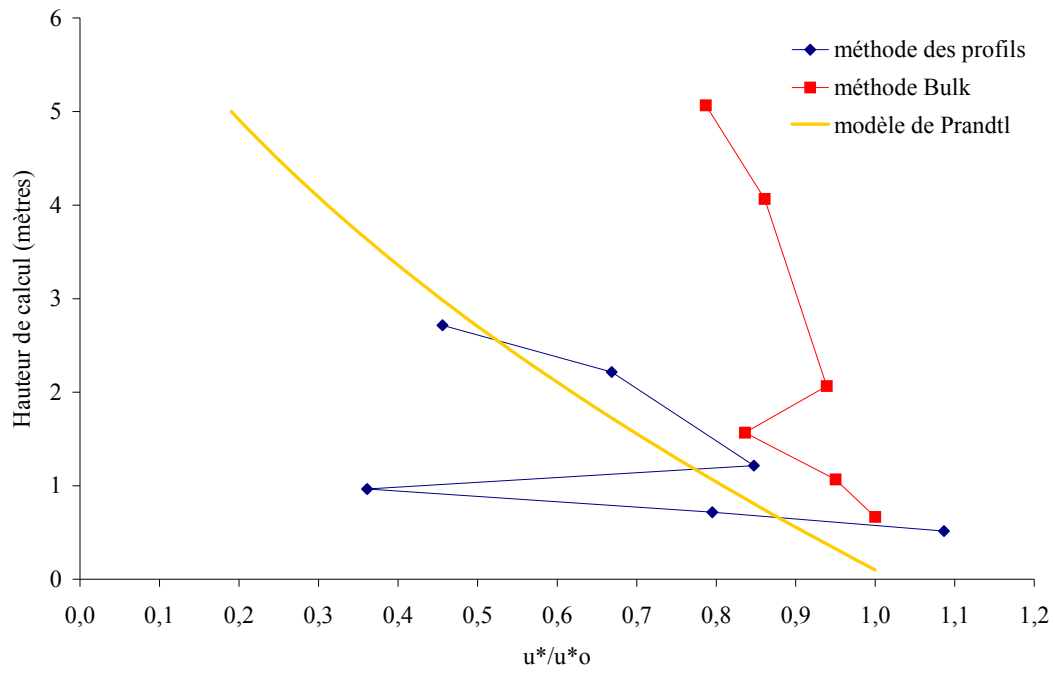


Figure 4.1 : Flux de QDM normalisé u^*/u^*_o pour différentes hauteurs de calcul (u^*_o est l'échelle caractéristique des vitesses calculée avec la méthode Bulk au niveau des capteurs les plus bas) Les valeurs sont des moyennes sur la journée du 06/04/04.

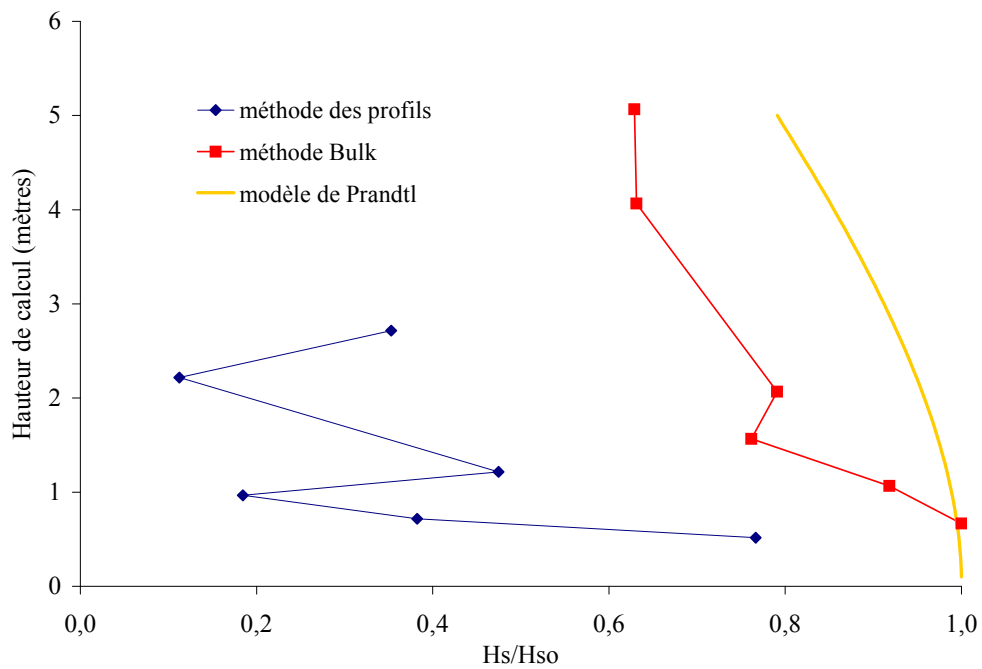


Figure 4.2 : Flux de chaleur sensible normalisé H_s/H_{s_o} pour différentes hauteurs de calcul (H_{s_o} est le flux de chaleur sensible calculé avec la méthode Bulk au niveau des capteurs les plus bas). Les valeurs sont des moyennes sur la journée du 06/04/04

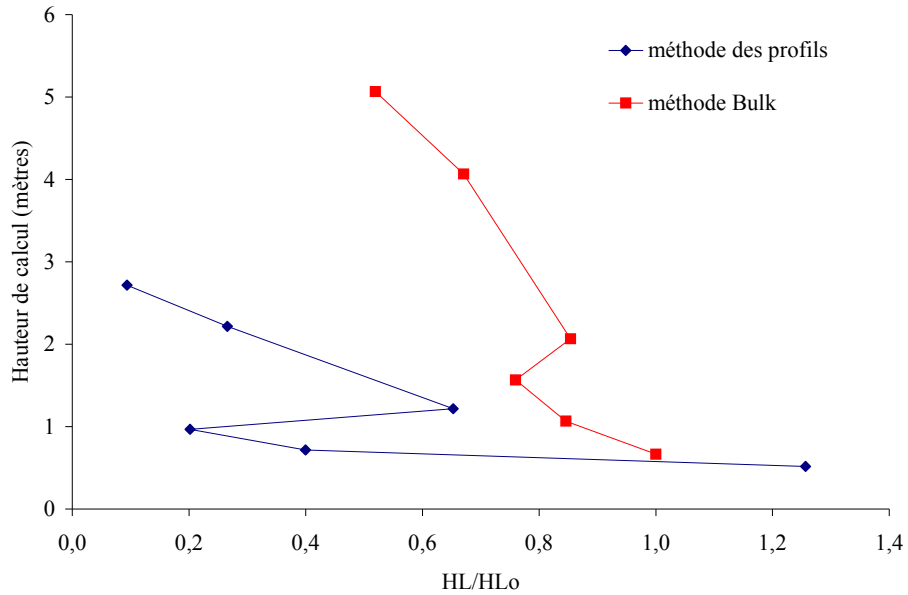


Figure 4.3 : Flux de chaleur latente normalisé HL/HLo pour différentes hauteurs de calcul (HLo est le flux de chaleur latente calculé avec la méthode Bulk au niveau des capteurs les plus bas). Les valeurs sont des moyennes sur la journée du 06/04/04

4.1.1. Comparaison de la méthode des profils et de la méthode Bulk

Le calcul des flux avec la méthode des profils aboutit à des valeurs de flux qui divergent très rapidement par rapport aux flux calculés avec la méthode Bulk. Ceci peut paraître surprenant, car les deux méthodes sont similaires, puisqu'elles proviennent des mêmes équations (théorie de M-O).

La méthode des profils utilisant deux niveaux de mesure, elle est plus sensible aux imprécisions des capteurs. Sur les figures 4.1 à 4.3, les écarts à la tendance générale de l'évolution des flux avec la hauteur sont dus aux incertitudes sur les capteurs. On voit bien qu'ils sont beaucoup plus importants avec la méthode des profils qu'avec la méthode Bulk. Ceci est d'autant plus vrai lorsque l'on s'éloigne de la surface, car les gradients de température, humidité et vitesses de vent diminuent. La méthode Bulk donne des estimations correctes, car elle utilise les gradients entre la surface et un niveau de mesure. Que celui-ci soit à 2 mètres ou 5 mètres de la surface, les gradients ne varient pas énormément, car comme on a pu le voir sur les profils de température, humidité et vent, c'est surtout dans le premier mètre de la couche de surface que ces grandeurs varient conséquemment. On utilisera donc, de la même manière que nombreux autres auteurs (Moore, 1983 ; Denby, 2001 ; Arck et Scherer, 2002) la méthode Bulk pour calculer les flux turbulents.

4.1.2. Estimation de l'épaisseur de la sous-couche à flux constants

Globalement, les flux calculés avec la théorie de M-O tendent vers zéro lorsque l'on s'éloigne de la surface. En effet, la théorie de M-O est applicable pour $H \gg z \gg z_0$ (avec H la hauteur du maximum de vent). Trop près de la surface (au niveau de z_0), les effets visqueux ne sont pas négligeables. Ceci ne pose pas de problème pour les mesures de terrains, car les instruments de mesure sur le terrain sont toujours placés à une hauteur bien supérieure à l'ordre de grandeur de z_0 sur le glacier de l'Antizana. Ceci peut devenir problématique lorsque l'on a une rugosité très

importante sur les glaciers (des pénitents par exemple), car zo peut alors prendre des ordre de grandeurs plus importants.

Lorsque l'on s'éloigne trop de la surface, l'écoulement d'air n'est plus uniquement turbulent, il est influencé par l'écoulement libre supérieur, qui peut être un vent régional ou un vent catabatique, par exemple. En s'éloignant de la surface, les termes d'advection négligés dans le modèle catabatique (partie 2 ; équations 2.3.E3 et 2.3.E4) peuvent aussi influencer l'écoulement. Toutefois, il semble que ces advections, même en se rapprochant du maximum de vent ne changent pas beaucoup la structure du vent catabatique (Denby, 2001). Dans le cas des vents du N-E sur l'Antizana, le 06/04/04, aucun maximum de vent n'a été observé dans les 5 premiers mètres, par contre, un minimum d'humidités spécifique se trouvait aux alentours des trois mètres. Il est possible de supposer que l'on est en régime catabatique, ou même de supposer que si les forçages du N-E jouent un rôle importants, le régime d'écoulement dans les 5 premiers mètres est comparable à celui d'un vent catabatique. Dans ces conditions, on voit sur les figures 4.1 à 4.3 que le flux de QDM est constant à 20 % près dans les 4 premiers mètres, et que les flux turbulents de chaleur sensibles et latente sont constants à 30 % près dans les 2 premiers mètres de la couche de surface. Sans tenir compte de l'incertitude sur les capteurs, les hauteurs de rugosité (et sur la température de surface qui est nulle uniquement la journée sur l'Antizana), la méthode Bulk permet durant cette journée du 06/04/04 une estimation des flux turbulents à 30 %.

Des comparaisons ont été faites avec le modèle de Prandtl. La tendance générale de la variation des flux est la même dans le modèle et dans les mesures : Le flux de QDM ne cesse d'augmenter lorsque l'on se rapproche de la surface (jusqu'à ce qu'on arrive à la limite de la sous-couche visqueuse), alors que le flux de chaleur sensible tend vers une valeur constante. Pour le flux de chaleur latente, il ne semble pas y avoir dans la littérature de modèle pour le décrire. Cependant, de la même manière que le flux de chaleur sensible, il semble aussi avoir de faibles variations dans la sous-couche de surface, ce qui permet son estimation avec la méthode Bulk.

Quantitativement, il est difficile de faire des comparaisons avec les modèles théoriques des vents catabatiques. Le modèle de Prandtl est trop approximatif, car il considère les diffusivités turbulentes constantes dans toute la couche de surface, alors qu'elles diminuent fortement lorsque l'on se rapproche de la surface. Les gradients de température et vent sont sous-estimés, et les flux aussi par conséquent. La diffusivité turbulente pour l'humidité doit diminuer aussi fortement proche de la surface pour que les gradients observés puissent être aussi importants.

Denby (1996) utilise une fermeture d'ordre 1.5 pour décrire la diffusion turbulente dans cette zone. Oerlemans (1998) propose un modèle pour décrire ces zones de forts gradients, avec des coefficients calés à partir de mesures sur le terrain. Cependant, pour pouvoir appliquer de tels modèles, il faut avoir accès à des valeurs précises de températures de déficit et de gradient de température dans l'atmosphère, ce qui est faisable à l'échelle de la journée sur le glacier de l'Antizana, mais difficile à l'échelle des pas de temps des stations de mesures installées sur le glacier (3 minutes pour le Totem, et 30 minutes pour la station de référence). Une étude des moyennes journalières des flux turbulents sur le glacier (Figure 4.1 à 4.3) ne permet pas de calculer les flux turbulents précisément. Cependant, elle permet d'estimer l'épaisseur de la couche de surface, c'est à dire la hauteur sur laquelle les flux subissent de faibles variations (10%) par rapport à leur valeur en surface. Les flux turbulents peuvent ensuite être calculés relativement précisément avec des capteurs positionnés de façon optimale dans cette couche, en utilisant la méthode Bulk.

4.2 Calcul des flux turbulents

La figure 4.4 présente les flux calculés avec différentes méthodes la journée du 06/04/04.

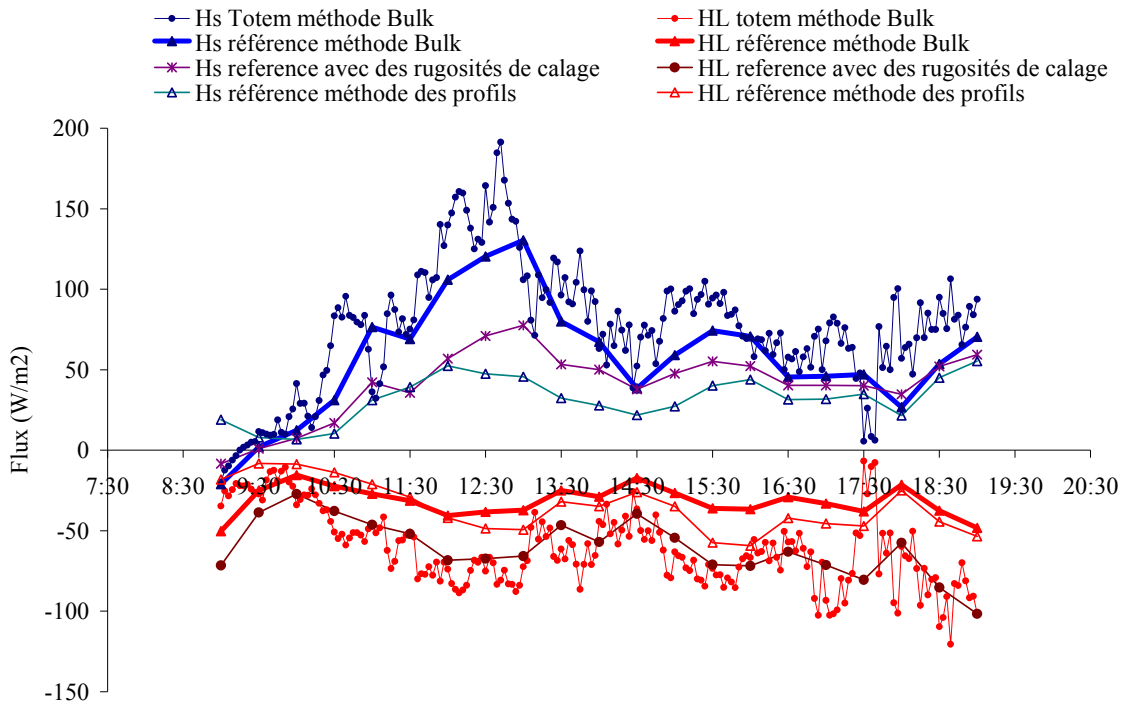


Figure 4.4 : Flux turbulents de chaleur latente et de chaleur sensible calculés avec différentes méthodes la journée du 06/04/04 (journée ventée avec un ciel dégagé) Les hauteurs de rugosité sont les moyennes journalières calculées à partir des profils. Pour le Totem, ce sont des moyennes sur différents niveaux de calcul, pour la station de référence, elles sont calculées à partir des deux niveaux de mesure. Les hauteurs de rugosité de calage n'ont pas pu être déterminées avec des lysimètres à cause du mauvais temps. On a choisi des valeurs typiques (de l'ordre de celles calculée l'année précédente, c'est à dire 3 mm)

Nous avons vu précédemment que dans les régimes de vent qui ont été observés durant le mois d'Avril 2004, la variation des flux selon la hauteur par rapport aux flux en surface est inférieure à 30% dans les deux premiers mètres de l'atmosphère. L'incertitude sur les flux ne vient pas beaucoup de ces variations, mais surtout de la variabilité des hauteurs de rugosité dans le temps et selon les hauteurs de calcul. Les hauteurs de rugosité pour l'humidité et le vent peuvent varier de 100% selon les niveaux de calcul utilisés, ce qui peut faire varier les flux du simple au double. Seule la hauteur de rugosité pour la température qui a des variations souvent inférieures à 50 % selon les niveaux de calcul explique que le Totem et la station de référence donnent des valeurs similaires pour le flux turbulent de chaleur sensible. Ceci est entre autres dû au fait que les capteurs de température ont des incertitudes plus faibles que les anémomètres et les capteurs d'humidité.

Pour calculer les flux turbulents avec une station permanente, il est donc judicieux d'estimer les hauteurs de rugosité à partir des profils, pour avoir un ordre de grandeur de celles-ci. On peut ensuite les utiliser dans le calcul des flux turbulents.

Le calcul effectué avec des hauteurs de rugosité de calage est juste indicatif, puisque les mauvaises conditions météorologiques du mois d'Avril n'ont pas permis de faire des mesures avec des lysimètres, et donc d'utiliser les hauteurs de rugosité comme paramètre de calage. Cependant, cette méthode semble assez efficace pour déterminer les flux turbulents.

La méthode des profils calcul des flux qui diverge rapidement avec la hauteur, et elle sous-estime clairement les flux turbulents (figure 4.4).

Conclusion

Ce stage avait pour objectif la mise en place de stations météorologiques sur le glacier de l'Antizana. Les missions longues sur le terrain ont permis d'avoir un regard critique sur l'acquisition des données. L'analyse de celle-ci devait permettre de mieux évaluer les flux turbulents, en caractérisant les premiers mètres de la couche limite atmosphérique.

La partie théorique a permis, en partant des équations de base de la mécanique des fluides, de présenter les méthodes d'étude de la sous-couche atmosphérique ainsi que celles de détermination des flux turbulents.

Des profils de vent, de température et d'humidité à la surface du glacier de l'Antizana ont été enregistrés, de mi-mars à fin mai. Cette base de données est de bonne qualité grâce aux calages des instruments qui ont été effectués sur le terrain. De plus, l'acquisition de ces données s'est faite en parallèle avec les mesures des stations permanentes, ce qui a permis ensuite de valider un certain nombre de mesures effectuées par ces stations automatiques.

Avec le recul des missions de terrain et de l'analyse des données, nous pouvons proposer les grands axes méthodologiques pour pouvoir étudier les profils de vitesses de vent, de température et d'humidité. Les calages des différents instruments sont fondamentaux pour obtenir une précision correcte pour l'évaluation des flux turbulents. Le calage des capteurs d'humidité est le plus délicat, puisqu'il doit se faire dans une enceinte à température constante. Déterminer l'altitude d'un capteur juste en mesurant sa hauteur par rapport au sol est très imprécis. Aussi, les mesures micro-topographiques sont essentielles pour estimer un zéro de référence qui permet ensuite de déterminer l'altitude de chaque capteur. Cette méthode augmente la précision dans le calcul des hauteurs de rugosité et des flux turbulents.

L'étude des profils de vitesses de vent, de température et d'humidité spécifique a permis de différencier deux régimes de vent sur le glacier de l'Antizana. Lors des périodes ventées, les vents N-E représentent 80 % des vents et sont plus forts que les vents d'Ouest, qui représentent 20% des vents en fréquence.

Ces vents du N-E semblent être une combinaison de vents catabatiques et de forçages de vent à plus grande échelle. La composante catabatique est clairement visualisée lors des périodes où les forçages sont faibles. Si les profils de température ne montrent jamais d'extrema, les profils de vitesses de vents et d'humidités spécifiques en présentent. On observe des minima d'humidité spécifique souvent aux alentours de trois mètres au dessus de la surface, alors que les maxima de vent ont une hauteur qui varie avec la vitesse du vent. Souvent, aucun maximum de vitesses des vents n'est visualisé. Celui-ci est alors soit très atténué par les forçages de vent du N-E, qui peuvent avoir des vitesses allant jusqu'à 15 m s^{-1} , soit il se trouve au dessus des cinq mètres mesurables par nos capteurs.

Les vents d'Ouest sont des advections avec des directions beaucoup plus variables allant de N-O à S-O. Ce sont des mouvements d'air beaucoup plus chaotiques et variables dans le temps que les vents du N-E. Leur analyse a permis de montrer qu'en leur présence, la sous-couche de surface est sûrement très peu épaisse. Ceci rend difficile l'application des méthodes de détermination des flux turbulents, car celles-ci nécessitent de positionner les capteurs dans cette sous-couche de l'atmosphère.

Le calcul des trois hauteurs de rugosité (z_0 pour la vitesse, z_t pour température et z_q pour l'humidité spécifique), ainsi que celui des flux turbulents a été exécuté en tenant compte des corrections de stabilité de l'atmosphère. Pour une atmosphère proche de la neutralité, ces corrections sont minimales. Avec $z/L = 0.2$ par exemple, elles apportent 20 % de corrections sur les hauteurs de

rugosité. Pour une atmosphère plus stable, elles ne peuvent plus être négligées. Pour $z/L = 2$, par exemple, elles apportent 100 % de corrections.

Ces hauteurs de rugosités ont été estimées à partir des profils de vitesses de vent, de température et d'humidité spécifique, lors de journées avec des gradients de ces variables importants, ce qui permet d'avoir une précision optimale. Même lors de ces journées, elles sont très variables selon les hauteurs de calculs (100% pour z_0 et z_q , 50% pour z_t), et dans le temps (150 % sur une journée). Cette variabilité temporelle montre que ces variables ne dépendent pas que de l'état de surface, mais peut-être aussi des conditions météorologiques. Z_t semble augmenter avec la vitesse du vent. Les résultats ont été comparés au modèle d'Andreas, et on trouve des ordres de grandeur 2 fois plus grands pour z_q/z_0 et trois fois plus grands pour z_t/z_0 . La tendance de ces rapports à diminuer avec le nombre de Reynolds caractéristique est cependant vérifiée.

A l'aide du mât de capteurs (Totem), les flux turbulents ont été calculés à différents niveaux avec la méthode des profils et la méthode Bulk. La méthode des profils, très sensible aux incertitudes sur les capteurs, semble sous estimer nettement les flux, contrairement à la méthode Bulk, qui donne des résultats bien satisfaisants.

Pour des vents du N-E variant de 3 m s^{-1} à 10 m s^{-1} , on trouve avec la méthode Bulk des variations de l'ordre de 20 % pour le flux turbulent de QDM dans les quatre premiers mètres de l'atmosphère, et de 30% dans les deux premiers mètres pour les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente. Ceci valide l'utilisation de la station de référence qui a deux niveaux de mesure compris dans ces deux premiers mètres pour calculer les flux turbulents avec la méthodes Bulk

Des comparaisons de flux calculés avec différentes méthodes et divers instruments ont été faites. La méthode des profils a bien tendance a sous-estimer les flux turbulents. Par ailleurs, la méthode utilisant des hauteurs de rugosités de calages grâce aux lysimètres semble correcte, même si ce type de mesures n'a pas pu être mené en Avril à cause des mauvaises conditions climatiques. Pour calculer les flux turbulents de chaleur, il semble judicieux d'estimer les hauteurs de rugosité à partir de deux niveaux de mesure, puis de rentrer ces valeurs (moyennées sur une journée) dans le calcul de la méthode Bulk.

Des études plus poussées avec des capteurs de rayonnement pour déterminer la température de surface permettraient de faire les mêmes calculs la nuit, lorsque la température du glacier n'est plus à 0°C . Des instruments de mesures plus hauts permettraient peut-être aussi de visualiser des maximums de vent plus hauts. Il serait aussi intéressant de comparer ces résultats avec de nouvelles méthodes de détermination des flux turbulents, comme les méthodes par eddy correlation. Enfin, si de nombreux éléments théoriques ont été développés sur les flux turbulents de QDM et de chaleur sensible, peu d'études ont été faites sur les flux turbulents de chaleur latente. Il serait intéressant de travailler plus en profondeur sur ce point, ce qui permettrait ensuite de modéliser ce flux de la même manière que pour les autres flux turbulents.



Références bibliographiques

Andreas, E.L., A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice, *Boundary-layer Meteorology*, 38, 159-184, 1987.

Arck, M., and Scherer, D. : Problems in the determination of sensible heat flux over snow, *Goegr. Annal.*, 84A (3-4) : 157-169., 2002

Bintanja, R, et M.R. Van den Broeke, Momentum and a scalar transfer coefficients over aerodynamically smooth Antartic surfaces, *Boundary layer meteorology*, 74, 89-111, 1995.

Bintanja, R, et M.R. Van den Broeke, Turbulent exchange of momentum and scalars in the surface layer over Antartic snow and ice, *Chemical Exchange between the atmosphere and polar snow*, NATO ASI series, Vol. I(43), Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1996.

Braithwaite, R.J., Aerodynamic stability and turbulent sensible-heat flux over a melting ice surface, greenland ice sheet, *Journal of glaciology*, 41 (139), 562-571, 1995.

Brutsaert, W., *Evaporation into the atmosphere, theory, history and applications*, 1^{ère} ed., 299 pp., Kluwer, Dordrecht, 1982.

Denby, B., Greuell. W., The use of bulk and profile methods for determining surface heat fluxes in the presence of glacier winds, *Journal of Glaciology*, 46(154), 445-452, 2000.

Denby, B., *Modelling and interpretaion of turbulent fluxes in katabatic flows, applications to glaciers and the Greenland ice sheet*, phd. Thesis, Institute for Marine and Atmospheric research, Utrecht, Netherlands, 163 p., 2001

Favier, V., P. Wagnon, J.P. Chazarin, L. Maisincho and A. Coudrain, One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana Glacier 15, Ecuadorian Andes, *J. Geophys. Res.*, In press.

Garratt, J.R., *The Atmospheric Boundary Layer*, 2nd ed., 316 pp., Cambridge University Press, Cambridge, New York, 1992.

Greuell, W., Smeets, P., Variations with Elevation in the Surface Energy Balance on the Pasterze (Austria), *Journal of Geophysical Research*, 106(D23), 31,717-31,727, 2001.

Hock, R. & B. Holmengren, Some aspects of energy balance and ablation of Stoireglaciären, Northern Sweden, *Geog. Annal.*, 78A, 121-131, 1996

Martin, S., Wind Regimes and Heat Exchange on glacier de Saint-Sorlin, *Journal of Glaciology*, 14(70), 91-105, 1975

Moore, R.D., On the use of Bulk Aerodynamic Formulae over Melting Snow, *Nordic Hydrology*, 14(4), 193-206, 1983

Munro, D.S., Davies, J.A., An Experimental Study of the Glacier Boundary Layer over Melting Ice, *Journal of Glaciology*, 18(80), 425-436, 1977.

Munro, D.S., Davies, J.A., On fitting the log-linear model to wind speed and temperature profiles over a melting glacier, *Boundary Layer meteorology*, 15, 423-437, 1978.

Munro, D.S., Surface Roughness and Bulk Heat Transfer on a Glacier : Comparison with Eddy Correlation, *Journal of Glaciology*, 35(121), 343-348, 1989.

Oerlemans, J., The atmospheric Boundary Layer over melting glaciers, in *clear and Cloudy Boundary layers*, 129-153, 1998.

Oerlemans, J. and Grisogono, B. Glacier wind and parameterization of the related surface heat flux. *Tellus*, 54A, 440-452.

Oke, T.R., *Boundary Layer Climates*, 2nd Ed., 435 pp., Routledge, New York, 1987.

Sicart, J.E. , *Contribution à l'étude des flux d'énergie, du bilan de masse et du débit de fonte d'un glacier tropical : le Zongo, Bolivie*, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 325 pp., 2002.

Wieringa, J., Representative Roughness parameters for Homogeneous Terrain, *Boundary Layer Meteorology*, 63, 323-363, 1993

Wagnon, P., *Analyse du bilan d'énergie d'un glacier tropical, application à la relation glacier-climat*, thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 199 pp., 1999.

Wagnon, P., Sicart, J.E., Berthier, E., Chazarin, J.P., High Altitude Surface Energy Balance of a Bolivian Glacier, Illimani, 6340 m. above sea level (a.s.l.), *Journal of Geophysical research*,