# Contribution à l'étude des flux d'énergie en surface de glaciers de montagne dans les Andes tropicales et dans les Alpes

Jean-Emmanuel Sicart

▶ **To cite this version:**

Jean-Emmanuel Sicart. Contribution à l'étude des flux d'énergie en surface de glaciers de montagne dans les Andes tropicales et dans les Alpes. Glaciologie. Université Grenoble Alpes, 2021. ⟨tel-03337891⟩

**HAL Id: tel-03337891**

**https://hal.science/tel-03337891v1**

Submitted on 8 Sep 2021

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

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

HAL Authorization

Synthèse des travaux

Pour obtenir une

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

ECOLE DOCTORALE TERRE UNIVERS ENVIRONNEMENT

# Contribution à l'étude des flux d'énergie en surface de glaciers de montagne dans les Andes tropicales et dans les Alpes

Présentée par

**Jean Emmanuel Sicart**

Chercheur à l'Institut de Recherche pour le Développement

Institut des Géosciences de l'Environnement

UMR 5001

Synthèse soutenue le 12 février 2021, devant le jury composé de :

**Yves Brunet,** Directeur de Recherche, INRAE (Rapporteur)
**François Lott,** Directeur de Recherche, CNRS (Rapporteur)
**Michiel Van Den Broeke,** Professeur, Université d'Utrecht, Hollande (Rapporteur)
**Marie Lothon,** Chargée de Recherche, CNRS (Examinatrice)
**Hendrik Huwald,** Scientist, EPFL, Suisse (Examinateur)
**Gerhard Krinner,** Directeur de Recherche, CNRS (Examinateur)

*Bien penser le réel, c'est profiter de ses ambiguïtés pour modifier et alerter la pensée*.
Bachelard, La philosophie du non.

*Pour conclure notre étude, il nous reste à dissiper une dernière fiction, une illusion fondamentale. Toute « explication », toute psychologie, toute tentative de compréhension nécessite en effet le recours à des expédients, à des théories, des mythologies, des supercheries. Or un auteur digne de ce nom ne devrait pas négliger d'éclaircir autant que possible ces mensonges à la fin d'une description. Lorsque je dis « en haut » ou « en bas », j'affirme déjà une chose qui doit être expliquée car le haut et le bas existent uniquement dans la pensée, uniquement dans le domaine de l'abstraction.*
*Le monde ne connaît ni le haut ni le bas.*
Hermann Hess, Le loup des steppes.

*Un grand merci à tous ceux, nombreux, collègues et étudiants, membres des services techniques et administratifs…, qui ont rendu ce travail possible.*

**Sommaire**

**Avant-propos……..1**

**Des questions qui se sont posées……..……..3**

**Synthèse du parcours scientifique, responsabilités administratives, travaux d'observations et collaborations internationales……...……5**

**I Contexte……7**

***I.1 Glaciers de montagne et climat…….…….7***

***I.2 Les glaciers tropicaux andins……...…….……9***

*I.2.1 Caractéristiques des glaciers tropicaux……9*
*I.2.2 Programmes de mesure des glaciers tropicaux……11*
*I.2.3 Climats……11*
*I.2.4 Forçages météorologiques en montagnes tropicales……15*
*1.2.5 Glaciers tropicaux et ressources en eau……16*

***I.3 Bilan d'énergie et de masse en surface des glaciers et des couverts de neige saisonniers.....17***

*I.3.1 Flux d'énergie……17*
*I.3.2 Caractéristiques de la neige et la glace……20*
*I.3.3 Conduction de chaleur dans la glace et la neige……20*
*I.3.4 Transmission et absorption du rayonnement solaire par la neige et la glace……23*
*I.3.5 Émission de la glace en rayonnement infrarouge thermique……27*

***I.4 Turbulence dans la couche limite atmosphérique…….....30***

*I.4.1 Définitions et modèle de la turbulence……30*
*I.4.1.a Nature de la turbulence……30*
*I.4.1.b La couche limite atmosphérique……31*
*I.4.1.c Equations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de la chaleur……32*
*I.4.1.d Échelles de la turbulence……34*
*I.4.1.e Moyennes des équations de mouvement……34*
*I.4.1.f Equation de conservation de l'énergie turbulente cinétique……36*
*I.4.1.g Résumé du modèle conceptuel……37*
*I.4.2 Effets de la gravité et de la densité de l'air……38*
*I.4.3 La couche limite stable……42*
*I.4.3.a Propriétés et processus de la couche stable……42*
*I.4.3.b Fonctions de stabilité……45*
*I.4.3.c Limites de la théorie M-O des similitudes……48*
*I.4.4 Structures cohérentes……50*
*I.4.5 Terrain de montagne……55*

***I.5 Mesure des variables météorologiques…….....57***

*I.5.1 Flux de rayonnement……..57*
*I.5.2 Flux turbulents……..60*
*I.5.2.1 Méthode de covariance turbulente……..60*
*I.5.2.1.a Hypothèses et principes de mesure……..60*
*I.5.2.1.b Conditions stationnaires et homogènes……..63*
*I.5.2.1.c Capteurs……63*
*I.5.2.1.d Dispositif de mesure……..65*
*I.5.2.1.e Calculs des flux……66*
*I.5.2.1.f Mesures sur les glaciers de montagne……70*
*I.5.2.2 Méthode des profils aérodynamiques……71*
*I.5.3 Flux de conduction thermique……88*
*I.5.4 Changement de hauteur de la surface……88*

**II Flux d'énergie, bilan de masse et fonte des glaciers tropicaux…….....91**

***II.1 Analyse des flux d'énergie mesurés dans la zone d'ablation…….….....91***

***II.2 Facteurs climatiques contrôlant les variations saisonnières du bilan de masse..……..109***

***II.3 Régimes de précipitations et bilan de masse…….……129***

***II.4 Propriétés radiatives de nuages et circulation atmosphérique régionale……...……..130***

**III Modèles glaciologiques, température et fonte…….145**

***III.1 Utilisation des modèles……145***

***III.2 Utilisation d'un modèle de bilan d'énergie pour analyser les hypothèses des modèles degré-jours de fonte glaciaire……...…….....146***

**IV Dynamique de la couche limite atmosphérique en montagne……...….159**

***IV.1 Flux turbulents en surface des glaciers……..……..…..159***

***IV.2 Vent catabatique de forte pente……..……..186***

**V Éléments de perspectives……193**

***V.1 Effets radiatifs des poussières et de la cryoconite……..……193***

***V.2 Climats et glaciers……..199***

*V.2.1 Limites des relations statistiques entre température, précipitations et bilan de masse...199*
*V.2.2 Vers une meilleure compréhension des forçages climatiques régionaux……..…200*
*V.2.3 Les précipitations en montagnes tropicales……201*
*V.2.4 Les Alpes……...202*

***V.3 Turbulence stable en montagne……204***

***V.4 Couverts de neige en forêt……..207***

**Références bibliographiques……213**

**Annexes……...……231**

Annexe 1 : Curriculum Vitae……....232

Annexe 2 : Liste des publications…….236

Annexe 3 : Bref rapport 'Eléments de discussion sur les théories de la turbulence' pour le D.U. : 'Penser la science : approches philosophiques, sociologique et historiques' (UGA)…..…….....239

Annexe 4 : Deux publications et deux projets de recherche…….....246
- Rabatel et al., [2013]
- Litt et al., [2017]
- Campagne de mesures météorologiques sur le glacier Athabasca, rocheuses canadiennes.
- Projet 'Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte'

***Avant-propos***

Mes recherches portent sur les relations entre le climat et les couverts de neige et de glace en montagnes, en particulier dans les Andes tropicales et dans les Alpes. Ce document débute par une brève synthèse des principales questions que j'ai abordées. Suit un résumé de mon parcours professionnel qui retrace mes responsabilités administratives, travaux d'observations et collaborations internationales (un Curriculum Vitae détaillé est en annexe 1).

Le chapitre 'contexte' présente des concepts généraux sur les glaciers, la neige et la turbulence dans la couche limite atmosphérique. Une revue des principales méthodes de mesures météorologiques complète ce chapitre.

Mes activités de recherche sont présentées à travers trois thèmes : (i) Bilan de masse, flux d'énergie et fonte des glaciers tropicaux, (ii) Modèles glaciologiques de bilan d'énergie, corrélations entre température et fonte glaciaire, et (iii) Dynamique de la couche limite atmosphérique en montagne. Des publications incluses dans le texte détaillent les principaux résultats.

Finalement, je propose quelques pistes de perspectives sur l'albédo des glaciers, les relations entre climat et glaciers, la turbulence en régime stable et les couverts de neige en forêt.

***Des questions qui se sont posées***

Je m'intéresse aux interactions entre le climat et les glaciers et couverts de neige de montagne. L'étude des glaciers permet de reconstituer les climats du passé à partir de moraines ou autres traces d'extensions paléo-glaciaires et d'évaluer les impacts des variations climatiques sur les ressources en eau. Les grandes couvertures glaciaires ou neigeuses peuvent aussi avoir un effet sur le climat aux échelles régionales, voire à l'échelle planétaire. L'extension des surfaces de neige et de glaciers résulte du bilan entre gains et pertes de masse. Le principal apport de masse provient des chutes de neige. Les pertes sont essentiellement dues à la fonte et à la sublimation de neige ou de glace en surface. L'analyse des forçages climatiques qui contrôlent les glaciers et les couverts saisonniers de neige passe par l'étude des flux d'énergie atmosphériques : flux de rayonnements solaire et infrarouge thermique, et flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente.

Dans le cadre de l'IRD, j'ai d'abord étudié les glaciers tropicaux andins de très hautes altitudes (de 5000 à 6000 m). L'objectif était de déterminer les facteurs météorologiques contrôlant les variations saisonnières du bilan de masse et du débit de fonte du glacier Zongo en Bolivie. L'application d'un modèle distribué des flux de masse et d'énergie à l'échelle du bassin versant de quelques kilomètres carrés a permis de mettre en évidence la forte dépendance de la fonte au couvert nuageux et aux précipitations, variables qui caractérisent les saisons aux basses latitudes. Une caractéristique des glaciers tropicaux est que les processus d'ablation et d'accumulation sont liés ; par effet d'albédo, l'ablation dépend fortement des chutes de neige en termes de quantité et de répartition dans l'année. Une saison intermédiaire (sept.-déc.) de taux maximum d'ablation se distingue entre les saisons sèche (hiver austral, juin-août) et humide (été, déc.-mars). Par effets de nuages et d'albédo des chutes de neige, l'arrivée de la mousson sud-américaine de saison des pluies interrompt la période de fusion maximale par rayonnement solaire.

En saison d'ablation, le calcul des variations rapides et marquées d'albédo se heurte à la difficulté de mesurer les chutes de neige qui alternent fréquemment avec des périodes de fonte. En saison sèche, l'accumulation de neige étant faible et les sources de poussières étant proches, les poussières terrigènes et de carbone suie peuvent réduire l'albédo du glacier. Ces effets d'albédo et ceux associés à la transformation bactérienne des sédiments dans les trous de cryoconite sont des champs de recherche prometteurs, et encore peu explorés, des glaciers tropicaux.

L'atténuation du rayonnement solaire et surtout l'augmentation du rayonnement infrarouge thermique par les nuages sont amplifiées dans la fine atmosphère sèche et froide de très haute altitude. Les mesures au sol ont permis de quantifier les variations saisonnières des propriétés radiatives des nuages et de mettre en relation le couvert nuageux local avec les dynamiques atmosphériques régionales liées à la mousson sud-américaine et aux fronts froids extratropicaux. C'est une première étape dans l'étude des forçages climatiques contrôlant la variabilité interannuelle des bilans de masse glaciaires des zones tropicales internes, constamment humides en Equateur et en Colombie, aux tropiques externes, caractérisées par une unique et longue saison sèche au Pérou et en Bolivie. De telles études des échelles locales (le bassin versant) à régionales permettent d'utiliser les connaissances des processus glaciaires actuels pour mieux contraindre les reconstitutions paléo-climatiques à partir des moraines.

L'utilisation d'un modèle de flux d'énergie comme outil d'analyse a amélioré la compréhension des processus contrôlant les variations saisonnières de la fonte et du bilan de masse des glaciers tropicaux. Un tel modèle 'physique' nécessite beaucoup de données d'entrée à hautes résolutions spatiales et temporelles. Des modèles statistiques, le plus souvent basés sur des corrélations entre température de l'air et fonte glaciaire, ont été fréquemment utilisés dans diverses régions du monde pour estimer les impacts des changements climatiques ou reconstituer les climats du passé à partir d'anciennes extensions glaciaires. L'analyse des flux d'énergie a permis d'explorer les processus sous-tendant les relations entre température de l'air et fonte glaciaire. Une approche comparative entre climats contrastés de montagnes de basses, moyennes, et hautes latitudes fut riche d'enseignements (même pour les Alpes que l'on croît bien connaître). On a ainsi montré que les processus à l'origine des bonnes corrélations entre température et

fonte ne sont pas les mêmes dans les montagnes subarctiques que dans les Alpes et que le modèle degré-jour basé sur la température n'est pas adapté pour calculer la fonte des glaciers tropicaux.

La température de l'air est souvent corrélée à la fonte glaciaire à travers le flux turbulent de chaleur sensible, qui est très variable et fortement lié à la température. Néanmoins, les rétroactions négatives de la stabilité thermique de l'air entraînent des relations non linéaires entre la température et les flux turbulents. Ces effets restent mal connus en régime catabatique au-dessus de surfaces (froides et inclinées) de couverts neigeux saisonniers ou de glaciers. Des comparaisons entre différentes méthodes de mesure sur des glaciers alpins et andins ont permis de réduire les incertitudes sur les flux turbulents et de quantifier les effets des perturbations orographiques sur les champs de vent mais beaucoup reste à étudier dans le milieu complexe de montagne, tant du point de vue expérimental que théorique.

Une grande partie des surfaces de neige saisonnière de l'hémisphère nord est couverte de forêts et les effets de la canopée sur l'accumulation et la fonte restent difficiles à quantifier. La température de l'air peut être un bon indice de la fonte de la neige sous forêt à travers les flux de rayonnements qui prédominent dans le bilan d'énergie de surface. Les méthodes pour calculer les transmissions et émissions nuageuses des rayonnements s'appliquent aux forêts dont les arbres absorbent fortement le rayonnement solaire et émettent l'infrarouge à des températures parfois élevées. Une première étude des fortes variabilités spatiales et temporelles de la fonte sous une forêt d'épicéas et de sapins en moyenne montagne à proximité de Grenoble s'est basée sur le calcul des propriétés radiatives de la canopée à partir d'un réseau de radiomètres déployé sur la surface du couvert neigeux. Des études de modélisation sont en cours dans cette thématique de recherche qui est encore peu développée en France et pourtant importante dans la gestion des ressources en eau en montagne.

***Synthèse du parcours scientifique, responsabilités administratives, enseignement, travaux d'observations et collaborations internationales.***

Ma thèse de doctorat portait sur l'utilisation d'un modèle de bilan d'énergie distribué pour étudier le bilan de masse d'un glacier tropical en Bolivie, en collaboration avec Regine Hock de l'Université de Fairbanks (1998-2002). Cette collaboration s'est poursuivie et à présent j'encadre avec A. Rabatel la thèse de Philémon Autin qui a pour objectif d'explorer les causes des crues des glaciers boliviens au Petit Age de Glace en utilisant ce modèle de bilan d'énergie. Mon post-doctorat avec John Pomeroy et Richard Essery à l'université d'Aberystwyth au Royaume Uni portait sur les interactions entre la végétation et la neige en montagne du Yukon au Canada (2002-04).

J'ai repris mes travaux sur les glaciers andins lors de mon intégration à l'IRD en 2005 à la Maison des Sciences de l'Eau de Montpellier puis au Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement de Grenoble à partir de 2009 (IGE depuis 2017). En novembre 2005, j'ai participé à une mission de mesures glaciologiques et météorologiques sur le glacier Juncal au Chili dans le cadre d'une collaboration avec l'ETH Zurich (P.I. Francesca Pellicciotti) et la Dirección General de Aguas de Chili (DGA).

J'ai développé des recherches sur les flux turbulents de chaleur sensible et latente en surface des glaciers. De 2006 à 2009 j'ai coordonné le programme ANR jeune chercheur TAG 'Turbulence et Ablation Glaciaire : Etude des flux turbulents dans la couche limite qui relie l'atmosphère libre aux bilans glaciaires'. J'ai supervisé la thèse de Maxime Litt qui portait sur l'évaluation de la méthode de mesure par corrélation turbulente sur les glaciers Zongo et Saint-Sorlin : 'Étude des processus d'interactions dynamiques entre l'atmosphère et la fonte nivo-glaciaire, rôle des flux turbulents dans les bilans d'énergie : Alpes et Andes Tropicales' (UJF, 2011-2014). Cette thématique a été abordée en collaboration avec le professeur John Pomeroy (Canada Research Chair in Water Resources and Climate Change) et Dr. Warren Helgason de l'Université de Saskatchewan au Canada. Warren a effectué des séjours scientifiques au LTHE en 2010 et 2016 (financement du LTHE), et à La Paz en 2014 (financement de l'université de Saskatchewan). Maxime Litt a effectué un séjour scientifique à l'université de Saskatchewan en 2013 (financements du LTHE et du Labex). J'ai effectué des séjours scientifiques à l'université de Saskatchewan en 2012 et 2013 (financements du LTHE et de l'ambassade de France). Dans le cadre des programmes NSERC "Changing Cold Regions Network" et GEWEX INARCH « International Network for Alpine Research Catchment Hydrology », j'ai participé à une campagne de mesure des vents catabatiques sur un glacier des Rocheuses canadiennes organisée par Warren Helgason en juin 2015. Depuis 2016, je participe avec Jean Martial Cohart (IGE) et Christophe Brun (LEGI) à des études du vent catabatique sur les pentes du Grand Colon dans le massif de Belledonne (projet Labex coordonné par C. Brun : Mesure in situ de turbulence dans le vent catabatique sur pente alpine forte en situation anticyclonique stable, 2017-19). Nous encadrons la thèse de Claudine Charrondière sur ce sujet depuis octobre 2018.

Lors de mon service national que j'ai effectué en coopération et lors de mon doctorat, j'étais responsable des réseaux de mesures hydrométéorologiques et glaciologiques du Service d'Observations (SO) GLACIOCLIM en Bolivie. Suite à mon recrutement à l'IRD, j'ai poursuivi des tâches d'observations et de collaborations avec les universités et les institutions andines au cours de trois « Missions de Longue Durée » (2-3 mois chacune) en Bolivie, Pérou et Equateur ; et d'une expatriation en Bolivie de 2011 à 2014.

J'ai coordonné le Laboratoire Mixte International GREATICE de l'IRD avec Dr. Villacis de l'Ecole Politecnica Nacional (EPN, Quito) de 2011 à 2015. Sicart et al. [2015a] décrivent ce laboratoire qui réunit une vingtaine de chercheurs et agents d'institutions nationales de glaciologie, d'hydrologie et de météorologie autour de l'étude des glaciers et des ressources en eau des hauts bassins des Andes centrales de Colombie, Equateur, Pérou et Bolivie. Il a pour objectifs le support à l'animation et la coordination de programmes de recherche andins, ainsi que le financement d'étudiants sud-américains. Mes travaux en hydrologie glaciaire sont menés en Bolivie en partenariat avec l'IHH (Dr. Mendoza) et l'IGEMA (Dr.

Soruco) de l'Universidad Mayor de San Andrés. Une collaboration avec l'hydro-climatologue Dr. Espinoza de l'Instituto Geofísico de Perú nous a permis de préciser les facteurs climatiques régionaux contrôlant les bilans de masse glaciaire aux échelles saisonnières. J'ai initié et participé à l'encadrement de la thèse de l'étudiante bolivienne Cynthia Ramallo sur 'L'analyse climatique et l'étude du fonctionnement hydrologique de bassins versants des Andes centrales' afin d'étudier les régimes de précipitations en termes de durée, fréquence et intensité, et leurs influences sur les glaciers (UJF, IRD, 2009-2013). En complément, nous avons initié avec Patrick Ginot (OSUG-IGE) une étude de l'impact radiatif des aérosols de poussières terrigènes et de suies carbones sur l'albédo des glaciers tropicaux. Je poursuis mon implication dans la seconde phase du LMI GREATICE par l'animation de l'axe 'Etude des processus de fonte et d'accumulation des glaciers et leurs relations avec le climat' avec Dr. Maisincho du l'INAHMI à Quito et je suis responsable de la partie météorologique dans les Andes de l'observatoire GLACIOLIM.

Suite à mon retour à Grenoble, j'ai coordonné de 2016 à 2018 un projet de recherche sur la neige en forêt dans les Alpes en collaboration avec le CEN, l'IRSTEA et les universités d'Edimbourg et de Northumbria au Royaume Uni.

# I Contexte

## *I.1 Glaciers de montagne et climat*

Suivant Lliboutry [1964], nous appellerons glacier « toute grande masse de glace naturelle provenant de la neige, permanente à l'échelle humaine ». On distingue les glaciers de montagne des grandes calottes continentales du Groenland et de l'Antarctique qui concentrent la grande majorité des masses glaciaires terrestres (Tableau 1.1).

Les glaciers perdurent lorsque les conditions climatiques et topographiques permettent à la neige de s'accumuler pendant plusieurs années et se transformer en névé, puis finalement en glace par compression et cycles de fusion-regel. Sous la force de gravité, la glace s'écoule vers les basses altitudes, plus chaudes, où les processus d'ablation (perte de neige et de glace) dominent les processus d'accumulation (gains de neige) (Figure 1.1). Le bilan des processus d'accumulation et d'ablation détermine le bilan de masse d'un glacier. L'accumulation est essentiellement due aux chutes de neige mais peut aussi provenir du regel d'eau liquide dans les régions polaires ou à très hautes altitudes où le névé est très froid. Dans la plupart des climats, l'ablation est principalement due à la fonte de neige ou de glace en surface suivie de ruissellement mais les pertes de glace par vêlage ou sublimation (en régions sèches) peuvent être importantes. La redistribution de la neige par les avalanches et le vent contribuent à l'accumulation et à l'ablation. Les flux de masse et d'énergie en surface sont directement liés aux conditions atmosphériques modifiées par la topographie.

Tableau 1.1 : Statistiques des composantes de la cryosphère [Vaughan et al., 2013].

| Ice on Land | Percent of Global Land Surface[a] | Sea Level Equivalent[b] (metres) |
|---|---|---|
| Antarctic ice sheet[c] | 8.3 | 58.3 |
| Greenland ice sheet[d] | 1.2 | 7.36 |
| Glaciers[e] | 0.5 | 0.41 |
| Terrestrial permafrost[f] | 9–12 | 0.02–0.10[g] |
| Seasonally frozen ground[h] | 33 | Not applicable |
| Seasonal snow cover (seasonally variable)[i] | 1.3–30.6 | 0.001–0.01 |
| Northern Hemisphere freshwater (lake and river) ice[j] | 1.1 | Not applicable |
| **Total[k]** | **52.0–55.0%** | **~66.1** |
| **Ice in the Ocean** | **Percent of Global Ocean Area[a]** | **Volume[l] ($10^3$ km$^3$)** |
| Antarctic ice shelves | 0.45[m] | ~380 |
| Antarctic sea ice, austral summer (spring)[n] | 0.8 (5.2) | 3.4 (11.1) |
| Arctic sea ice, boreal autumn (winter/spring)[n] | 1.7 (3.9) | 13.0 (16.5) |
| Sub-sea permafrost[o] | ~0.8 | Not available |
| **Total[p]** | **5.3–7.3** | |

Aux moyennes et hautes latitudes, les glaciers gagnent de la masse en hiver et en perdent l'été. Le bilan net sur le cycle annuel détermine si le glacier connaît une expansion ou se rétrécit. Il est donc important d'étudier les variations saisonnières, souvent marquées, du bilan de masse. La zone d'accumulation est la région où le bilan de masse annuel est positif, la zone d'ablation la région où il est négatif. La frontière entre les deux zones est appelée ligne d'équilibre. On définit le bilan de masse en un point de la surface du glacier, exprimé en tonnes de glace par mètre carré et par an ou en hauteur d'eau équivalente par an. Le bilan spécifique est le bilan de masse du glacier divisé par sa surface totale. Il s'exprime également en hauteur d'eau équivalente par an.

On s'intéresse ici aux glaciers de montagne qui ajustent assez rapidement leur taille en réponse aux changements climatiques sur des échelles de temps de la dizaine à la centaine d'années. Ces glaciers peuvent être importants comme réservoirs hydrologiques aux échelles annuelles et saisonnières, et leur fonte contribue fortement, de 25 à 30%, à l'élévation totale du niveau des mers (environ +0.9 mm/an ces dernières décennies, équivalent à la contribution de la calotte Groenlandaise) [Vaughan et al., 2013 ; Zemp

et al., 2019]. La fusion nivo-glaciaire tamponne les variations saisonnières des écoulements, participe à l'étalement des crues et soutient les débits d'étiage dans de nombreuses régions du monde.

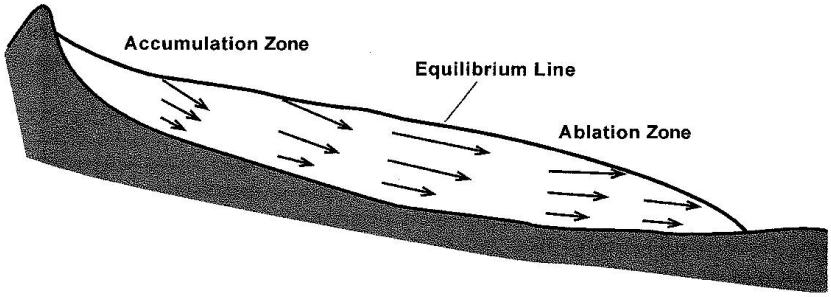



Figure 1.1 : schéma des vecteurs de vitesse de la glace dans un glacier de montagne [Cuffey et Paterson, 2010]

La Figure 1.2 illustre la façon dont le climat agit sur les glaciers à travers le bilan de masse. Le climat régional représente les conditions moyennes sur une large région, telle qu'une chaîne de montagnes. Le climat local représente les conditions sur le glacier et son proche environnement ; il contrôle les apports et pertes de masse et d'énergie en surface du glacier. Avec la superficie de glace et le vêlage, le bilan spécifique détermine les gains et pertes de masse du glacier en son entier. Les lignes discontinues de la Figure 1.2 indiquent des rétroactions importantes : lorsque le glacier grossit ou rétrécit, sa surface change. Les changements de surface affectent directement les gains et pertes de masse mais peuvent aussi modifier le climat local. Dans les régions de grandes étendues glaciaires, cette rétroaction peut affecter le climat régional et même, pour les grandes calottes glaciaires, le climat global.

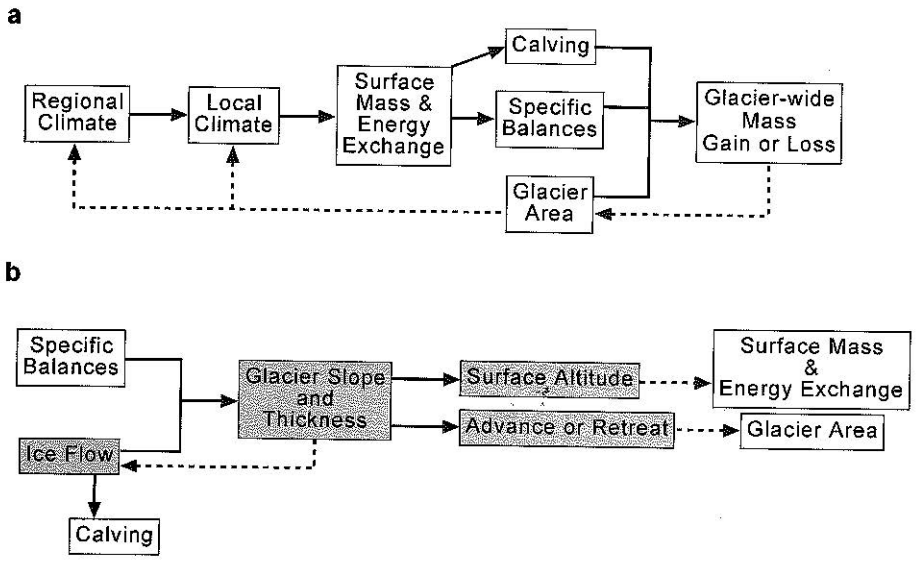



Figure 1.2 : Facteurs déterminant les relations entre (a) climat et bilans de masse et (b) entre bilans de masse et écoulement de glace. Les rétroactions sont indiquées en lignes discontinues [Cuffey et Paterson, 2010].

L'ajustement d'un glacier de montagne à un changement de son bilan de masse se fait progressivement sur plusieurs décennies, voire quelques siècles. Un glacier peut avancer ou reculer suite à un ancien changement de bilan, même si le bilan de l'année en cours est équilibré. Si le bilan de masse reste nul pendant plusieurs années, les dimensions du glacier vont finalement rester constantes. Le glacier est alors dit en état d'équilibre. C'est un concept théorique important mais en fait jamais rencontré dans la réalité. Le glacier est toujours en déséquilibre, en retard sur les fluctuations climatiques aux échelles annuelles à décennales qui se superposent à des tendances à long termes. Il n'est pas nécessaire d'invoquer (et de

chercher) des ruptures ou des tendances dans les variations de paramètres climatiques, telles que la température ou les précipitations, pour expliquer le recul des glaciers de montagne observé dans la plupart des régions du monde. Alors que des avances et reculs de glaciers peuvent paraître globalement synchrones, les variations sont plus diverses dans le détail. Des avancées et des reculs glaciaires peuvent être observés dans une même région, en partie en raison de climats locaux différents (Figure 1.2). Cependant, même dans un climat identique des variations d'accumulation ou de fonte peuvent être liés aux distributions particulières des surfaces glaciaires avec l'altitude. La taille, la pente et le substrat sont aussi des caractéristiques particulières à chaque glacier qui affectent l'écoulement. La réaction d'un glacier à un changement climatique dépend de la dynamique qui est un élément de la réponse du glacier qui évolue avec le temps

La plupart des programmes glaciologiques s'appuient sur des mesures in situ d'un glacier de référence (« benchmark glacier »), censé être représentatif des processus d'échanges de masse et d'énergie à l'échelle d'une région climatique (ex., l'observatoire GLACIOCLIM [Hingray et al., 2012] ou le laboratoire mixte international GREATICE sur les glaciers tropicaux andins [Sicart et al., 2015a]). Néanmoins, plusieurs études ont montré que ces glaciers de référence étaient souvent choisis parce que facilement accessibles, plutôt petits et faciles à mesurer, induisant des biais négatifs sur le bilan de masse intégré à l'échelle régionale – variable utilisée dans le calcul de la contribution globale de la fonte glaciaire à la hausse de niveau des mers [ex., Fountain et al., 2009 ; Gardner et al., 2013].

Un enjeu important dans l'interprétation des variations glaciaires est donc de distinguer les effets locaux des effets climatiques. Le modèle statistique linéaire de Lliboutry [1974] décompose le bilan de masse annuel $b_{jt}$ en ces composantes $\alpha_j$ qui dépend seulement du glacier $j$ et $\beta_t$ qui dépend de l'année $t$ mais prend la même valeur pour tous les glaciers d'une même «région» :

$b_{j,t} = \alpha_j + \beta_t + \varepsilon_{jt}$

où $\varepsilon_{jt}$ représente l'erreur du modèle comme variable aléatoire de distribution normale et de moyenne nulle. En complément d'analyses statistiques, des études de bilan d'énergie peuvent identifier les processus contrôlant la diminution des corrélations entre bilans de masse ($\beta_t$) lorsque la distance entre les glaciers augmente [ex., Cogley et Adams, 1998].

## *I.2 Les glaciers tropicaux andins*

### *I.2.1 Caractéristiques des glaciers tropicaux*

Les glaciers tropicaux sont essentiellement dans les Andes centrales et couvrent une surface d'environ 2100 km$^2$, proche de celle des glaciers alpins [Francou et Vincent, 2007 ; Dussaillant, 2019] (Figure 1.3). Le climat des tropiques « internes » est constamment humide (Equateur, Venezuela et Colombie, dont les glaciers représentent 8% en surface des glaciers tropicaux) alors que le climat des tropiques « externes » (Pérou et Bolivie, dont les glaciers représentent respectivement 71% et 20% des glaciers tropicaux) est caractérisé par une saisonnalité marquée des précipitations avec une unique saison des pluies en été austral et une saison sèche prononcée en hiver [Schwerdtfeger, 1976a]. L'analyse des données satellitaires infrarouges CHIRPS permet à Segura et al. [2019] de distinguer une région tropicale sud (8°S-20°S) de régime uni-modal (une saison des pluies) d'une région proche de l'Equateur (5°S-8°S) de régime bimodal.

Les glaciers tropicaux régulent les cours d'eau en soutenant le débit d'étiage les trois à cinq mois que dure la saison sèche. L'approvisionnement en eau domestique et en hydroélectricité de grandes villes comme Lima, La Paz et Quito dépend en partie, difficile à estimer (ce point est développé dans le paragraphe 1.2.5), des eaux glaciaires [ex., Buytaert et De Bièvre, 2012 ; Soruco et al., 2015]. La région andine présente des risques sismiques et volcaniques, et les vidanges des lacs morainiques associés au retrait séculaire des glaciers tropicaux peuvent provoquer de catastrophes naturelles [ex., Lliboutry et al., 1977 ; Ames et Francou, 1995].

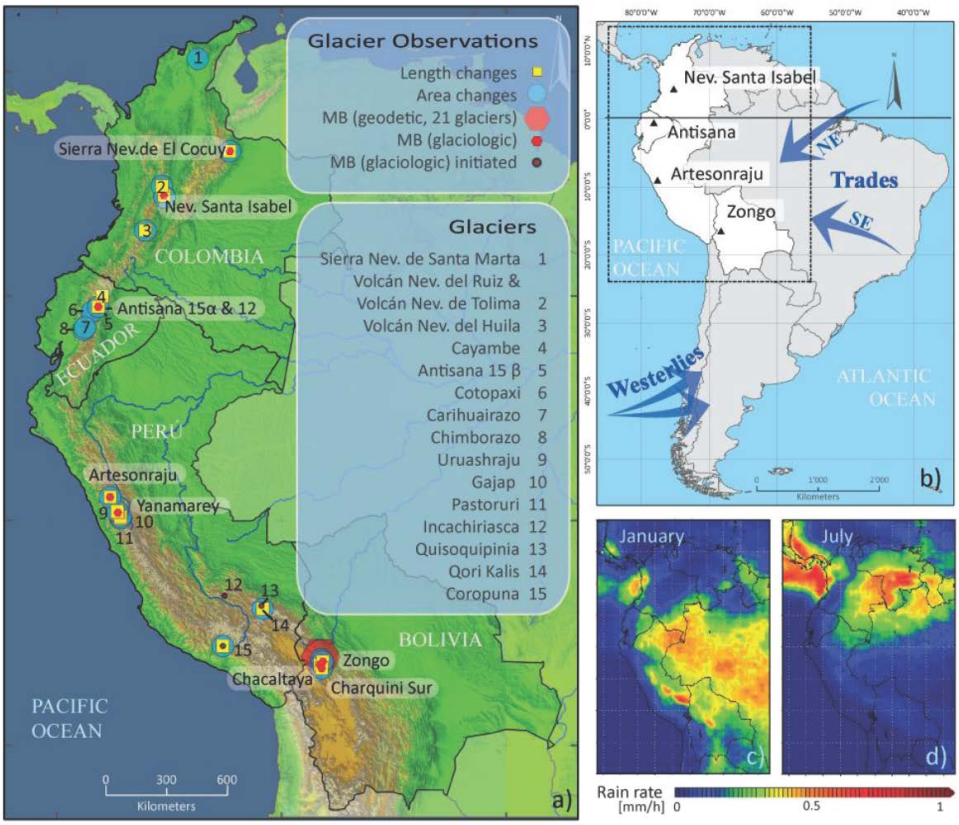



Figure 1.3 : (a) Glaciers mesurés dans les Andes centrales. (b) Circulation atmosphérique générale en Amérique du sud. Le cadre en pointillé indique les limites des cartes de précipitations dans (c) et (d). Intensité horaire moyenne (mm $h^{-1}$) en janvier (c) et juillet (d) de 1998 à 2010 à partir des mesures TRMM (Tropical Rainfall Measurement Mission). D'après Rabatel et al. [2013].

Les évènements El Niño de fortes intensités, et de large portée climatique à l'échelle planétaire, affectent fortement les glaciers tropicaux [Thompson et al., 1984a ; Francou et al., 1995 ; Wagnon et al., 2001]. Ces glaciers sont considérés comme des indicateurs des variations climatiques à haute résolution temporelle. Le recul général depuis la fin du Petit Age de Glace – période froide et humide du 16$^{ème}$ au 19$^{ème}$ siècle – a été documenté mais ses causes restent mal connues dans les Andes tropicales [ex. Allison et Kruss, 1977 ; Hastenrath, 1995 ; Kaser, 1996 ; Rabatel et al., 2008]. Les analyses isotopiques des carottages dans les calottes sommitales des montagnes tropicales fournissent des informations paléo-climatiques complémentaires des grandes calottes polaires [ex. Thompson et al., 1984b; Thompson et al., 1998]. En considérant que la température de surface à très haute altitude est proche de celle de l'atmosphère libre et que les gradients horizontaux de température de l'atmosphère libre sont faibles à basses latitudes [ex., Malone et al., 2015], les mesures des carottes doivent permettre de documenter les climats du passé de la moyenne troposphère, où les observations sont rares. Hoffman et al. [2003] trouvent de grandes similitudes entre les signaux isotopiques de quatre carottes de glace des Andes de 10 à 18°S de latitudes. Néanmoins, l'interprétation climatique des signaux isotopiques s'est avérée trsè difficile dans les Andes tropicales [ex., Vimeux et al., 2009 ; Baker et Fritz, 2015].

A la différence des glaciers des moyennes et hautes latitudes, l'accumulation de neige et la fusion des glaciers sous les tropiques interviennent au cours des mêmes saisons et sont très liées. Tels les glaciers d'Himalaya à 'accumulation d'été' [ex., Ageta et Higuchi, 1984], les fréquentes chutes de neige de saison des pluies augmentent l'albédo de surface qui contrôle les variations du bilan radiatif, la principale source d'énergie de fonte.

### *I.2.2 Programmes de mesures des glaciers tropicaux*

Rabatel [2015] présente en détail les mesures glaciologiques menées par l'IRD dans les Andes tropicales depuis 1991. Rabatel et al. [2013] (cf. annexe 4) font une synthèse des variations des glaciers tropicaux depuis le Petit Age de Glace, des mesures de bilan de masse depuis le milieu du 20ème siècle et des relations entre les variations glaciaires et le climat régional. Sicart et al. [2015] récapitulent les travaux de l'IRD et de ses partenaires andins en hydro-glaciologie. Vuille et al. [2018] font un inventaire des impacts du recul glaciaire sur les ressources en eau, les écosystèmes et les risques dans les Andes centrales. La figure 1.3 et le tableau 1.2 présentent les réseaux de mesures glaciologiques dans les Andes tropicales.

Tableau 1.2 : Caractéristiques des glaciers mesurés (figure 1.3) et date du début des mesures [Rabatel et al., 2013].

| | Zongo | Chacaltaya | Charquini Sur | Artesonraju | Yanamarey | Antisana 15 | Los Crespos | La Conejeras[a] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Location | 16°15′ S 68°10′ W | 16°21′ S 68°07′ W | 16°17′ S 68°09′ W | 8°57′ S 77°27′ W | 9°39′ S 77°16′ W | 0°29′ S 78°9′ W | 0°29′ S 78°9′ W | 4°48′ N 75°22′ W |
| Surface area (km$^2$) | 1.94 | – | 0.32 | 5.39[b] | 0.60[b] | 0.63 | 1.71 | 0.22 |
| Max. elevation (m a.s.l.) | 6000 | 5396 | 5300 | 5979 | 5200 | 5760 | 5760 | 4960 |
| Min. elevation (m a.s.l.) | 4900 | – | 4985 | 4685 | 4725 | 4780 | 4680 | 4720 |
| Aspect | SE | S | S | WSW | SW | NW | SW | NW |
| First year of mass-balance survey | 1991[c] | 1991–2009[c] | 2002[c] | 2003[c] | 1971[c] | 1995[c] | 2005[c] | 2006[d] |

[a] La Conejeras Glacier is located on Nevado Santa Isabel (Fig. 1).
[b] Surface area in 2006.
[c] Great Ice.
[d] IDEAM.

L'Institut de Recherche pour le Développement (IRD) a initié les études glaciologiques en Bolivie en 1991 puis en Equateur en 1995. Progressivement, le réseau de mesures s'est structuré et développé à travers l'observatoire GLACIOCLIM (https://glacioclim.osug.fr/) depuis 2002 puis le Laboratoire Mixte International GREATICE (http://www.great-ice.ird.fr/) depuis 2011. Ces programmes sont menés en partenariat avec des universités et des agences hydro-météorologiques nationales en Bolivie (Universidad Mayor de San Andrés), Equateur (Escuela Politécnica Nacional et Instituto Nacional de Meteorología e Hidrología), Pérou (Unidad de Glaciología y Recursos Hídricos de la Agencia Nacional de Agua, Servicio Nacional de Meteorología e Hidrología, et Instituto Geofísico del Perú) et Colombie (Instituto de Hidrología, Meteorología y Estudios Ambientales et Universidad Nacional de Colombia).

Sur chaque glacier étudié, le programme maintient un réseau de mesures glaciologiques, hydrologiques, météorologiques et topographiques identique et applique différentes méthodes de calcul du bilan de masse [Rabatel et al., 2015]. La méthode hydrologique compare les précipitations avec le débit de fonte. La méthode glaciologique échantillonne directement les changements de masse à la surface du glacier. La méthode géodésique quantifie les variations de volumes glaciaires à partir de modèles numériques de terrain produits par photographies aériennes ou images satellites. La comparaison entre différentes méthodes permet d'estimer les erreurs et incertitudes de mesure [ex., Sicart et al., 2007a ; Basantes Serrano et al., 2016 ; Soruco et al., 2009]. Deux séries continues de bilan de masse ont plus de 20 ans, huit séries plus de 10 ans et sept séries sont plus récentes (Tableau 1.2).

### *I.2.3 Climats*

Les climats d'Amérique du sud sont influencés par la Cordillère des Andes qui s'étire tout le long ouest du continent, avec des altitudes supérieures à 4000 m de l'équateur à 40°S, et représente un obstacle considérable aux courants troposphériques. Les Andes ne sont pas seulement un « mur climatique », avec des conditions sèches à l'ouest et humides à l'est aux latitudes subtropicales (la situation s'inverse aux moyennes latitudes) mais elles favorisent aussi les interactions entre les processus tropicaux et extratropicaux, surtout sur son côté est [Garreaud et al., 2009a]. Une autre caractéristique importante est la grande superficie continentale aux basses latitudes (10°N-20°S), propice au développement d'une intense

activité convective qui maintient la plus grande forêt tropicale du monde dans le bassin amazonien. Les climats tropicaux et subtropicaux du continent sont fortement influencés par le phénomène 'El Niño - oscillation australe', produit d'interactions entre l'océan Pacifique tropical et l'atmosphère, et par les anomalies de température de surface de l'océan Atlantique [ex., Marengo et al., 2011]. La revue paléo-climatique de Baker et Fritz [2015] insiste sur le fait que des variations significatives du climat d'Amérique du sud tropical des échelles saisonnières à orbitales (plusieurs milliers d'années) résultent des variations de température de surface et des interactions entre l'océan et l'atmosphère dans l'Atlantique tropical.

L'eau sous forme vapeur, liquide ou solide détermine le climat tropical sur toutes les échelles de temps. Dans les tropiques externes, qui concentrent la majorité des glaciers tropicaux, la saison sèche est produite de juin à août par le déplacement vers le nord des courants troposphériques d'ouest de moyennes latitudes qui empêchent l'entrée des flux d'humidité provenant de l'est et du nord-est (Figures 1.3 et 1.4b).

Au cours de la saison des pluies en été austral, de décembre à mars, les précipitations sont associées à un réchauffement solaire intense des hauts plateaux andins, entraînant une déstabilisation de la couche limite atmosphérique, une profonde convection et l'advection d'air humide de l'est du continent liée à la mousson sud-américaine [ex., Zhou et Lau, 1998 ; Vuille et al., 2000 ; Vera et al., 2006]. Les flux d'ouest subtropicaux perdent en intensité et se décalent vers le sud, laissant se développer un régime de vent d'est dans les basses couches de l'atmosphère (Figure 1.4a). Les flux du nord-est (les alizés) transportant de l'humidité de l'Atlantique tropical pénètrent dans le continent et tournent de manière cyclonique en atteignant la cordillère, longeant ensuite le flanc est des Andes vers le sud-est. Entre 10 et 20°S, le flux est pris entre deux reliefs, les Andes à l'ouest et le plateau brésilien à l'est, et s'intensifie. Cette accélération produit le jet de basses couches ('Low Level Jet') d'Amérique du sud avec un maximum d'intensité vers 850 hPa [Vera et al., 2006] (Figures 1.4a et 1.5). Le jet de basse couche atteint son maximum d'intensité en été austral mais reste présent toute l'année ; il constitue un élément clef du transport d'humidité des régions tropicales vers les régions subtropicales. La montée des masses d'air humide le long des flancs Est des Andes à partir du bassin amazonien produit des précipitations de nature convective. Les vents d'est diminuant avec l'altitude, la haute montagne accentue le caractère convectif et de faibles échelles spatiales des systèmes de précipitations tropicales. Ainsi, de faibles changements de direction du jet par rapport au relief des Andes produit une grande variabilité des précipitations [ex., Espinoza et al., 2015 ; Junquas et al., 2017].

La haute troposphère d'été est caractérisée par l'anticyclone « Bolivian High » (100-300 mb) intense, quasi stationnaire et centré approximativement sur l'Altiplano [Virji, 1981] (Figure 1.4c). L'origine et la permanence de cet anticyclone sont associées au développement vertical du couvert nuageux cumuliforme au-dessus du bassin amazonien. Les mouvements d'ascendance au-dessus du bassin amazonien produisent des flux de divergence à haute altitude et de convergence aux basses altitudes. La position du « Bolivian High » décalée à l'ouest du bassin amazonien est due à la rotation terrestre. En saison des pluies, la variabilité des précipitations est marquée par l'alternance de périodes de 5 à 10 jours de fortes et faibles couvertures nuageuses sur l'Altiplano [Aceituno et Montecinos, 1993]. Les périodes humides (sèches) sont associées à un renforcement (affaiblissement) du Bolivian High et son déplacement vers le sud (nord) [Garreaud, 1999 ; Vuille, 1999]. Cette variabilité des précipitations d'été est aussi liée à des variations de la position de la zone de convergence sud Atlantique (ZCSA) située dans la branche ouest de l'anticyclone de l'Atlantique sud [Lenters et Cook, 1999] (Figure 1.5).

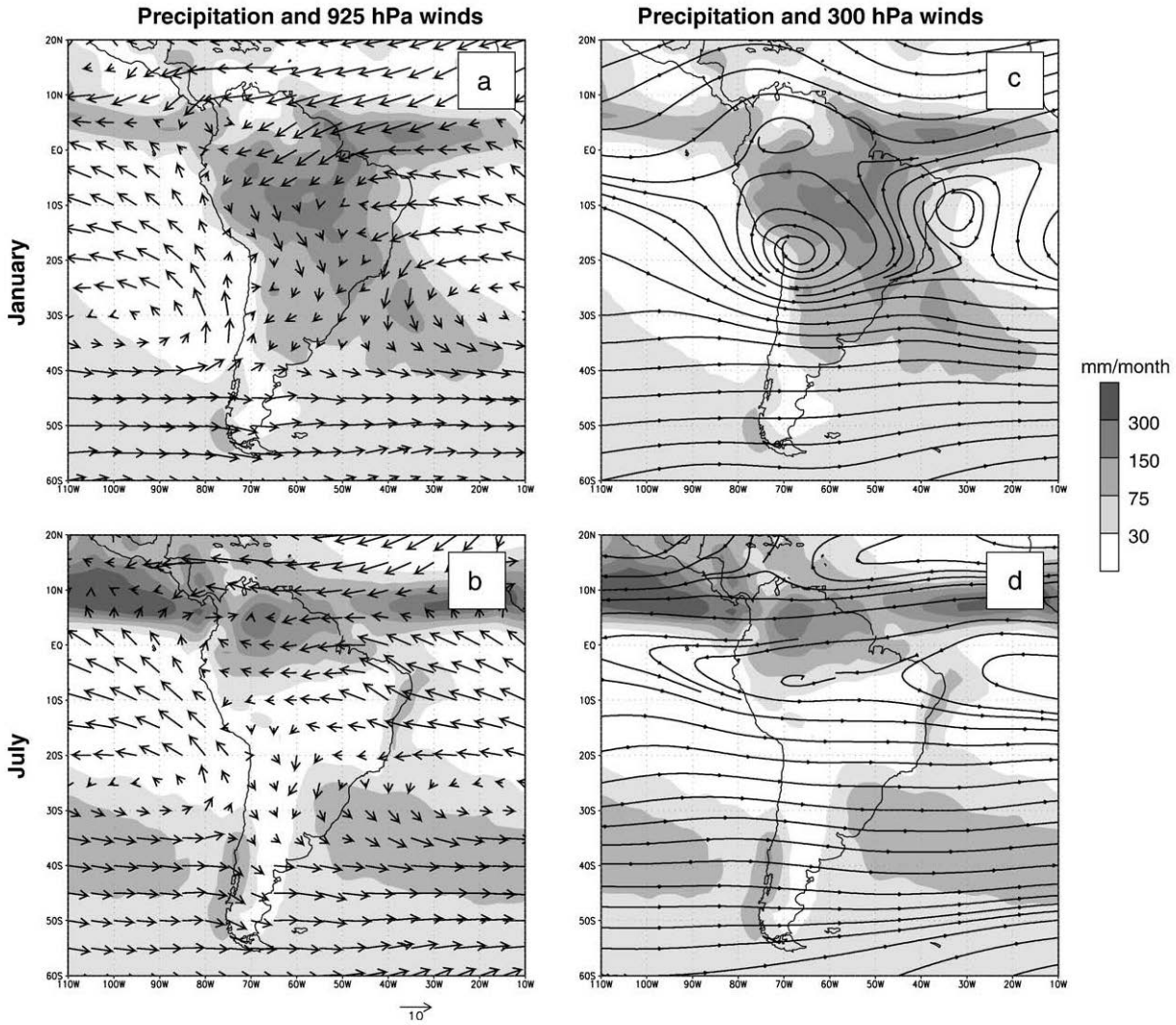



Figure 1.4 : Précipitations moyennes CMAP (grisé, échelle à droite) et vecteurs de vent à 925 hPa (flèches, échelle en bas) pour janvier (a) et juillet (b). Précipitations moyennes (grisé, échelle à droite) et vecteurs de vent à 300 hPa (lignes de courant) pour janvier (c) et juillet (d) [Garreaud et al., 2009a]

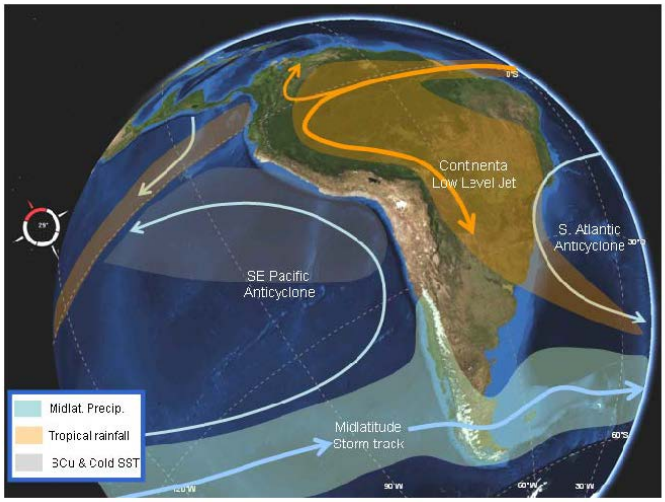



Figure 1.5 : Schéma des courants atmosphériques de basses altitudes (environ de la surface à 1.5 km d'altitude) autour de la Cordillère des Andes [Garreaud et al., 2009b]

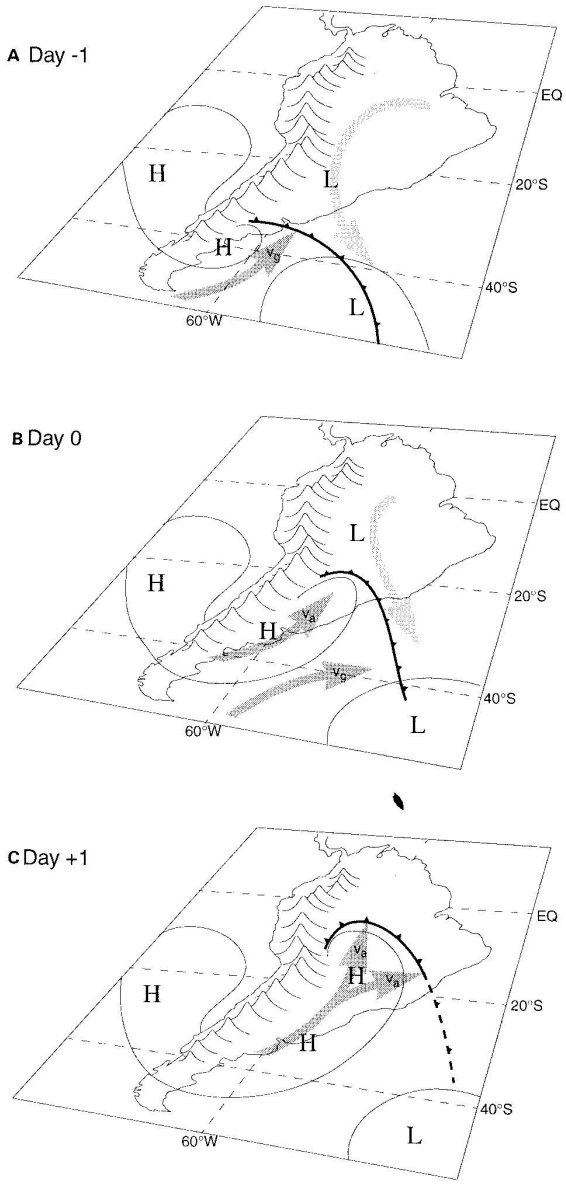



Figure 1.6 : Modèle schématique d'une incursion d'air froid en provenance du sud du continent. Les flèches sombres (claires) représentent l'advection de basses couches d'air froid (chaud). Les contours fins représentent les isobares de surface. Figure tirée de Garreaud [2000].

Tout au long de l'année, mais plus fréquemment en hiver, des perturbations frontales extratropicales liées à des ondes baroclines des moyennes latitudes déstabilisent l'atmosphère tropicale, déclenchant des précipitations non convectives dans les Andes centrales avec une périodicité de 4 à 5 semaines [Garreaud, 2000]. Ces incursions dans la basse troposphère d'air froid provenant du sud sont une source importante de variabilité synoptique jusqu'aux latitudes tropicales. Elles ont pour origine un anticyclone de « cœur froid » provenant du sud-ouest du Pacifique et atteignent les latitudes tropicales par écoulement agéostrophique de faible épaisseur (~2000 m) bloqué par la face est des Andes (Figure 1.6). Le chapitre II.4 examine les facteurs contrôlant la variabilité intra-saisonnière des nuages en Cordillère bolivienne en distinguant les effets de la mousson sud-américaine de ceux des incursions de fonts froids du sud.

La haute altitude et les effets topographiques ont de fortes influences sur le climat des montagnes andines. A 5000 m d'altitude, la pression atmosphérique est moins de la moitié de sa valeur au niveau de la mer. La faible pression atmosphérique s'accompagne d'une faible densité de l'air et de basses températures et humidités de l'air. L'épaisseur réduite de la couche atmosphérique amplifie le cycle

thermique nycthéméral en raison d'une faible atténuation du rayonnement solaire et d'un fort refroidissement radiatif nocturne de la surface. Le chapitre II.1 récapitule les conséquences de la haute altitude sur les flux d'énergie en surface des glaciers tropicaux.

### *I.2.4 Forçages météorologiques en montagnes tropicales*

La figure 1.7 montre les forçages atmosphériques sur le glacier Zongo dans les Andes boliviennes lors d'une année hydrologique, qui débute le 1er septembre à la fin de la saison sèche. Les épisodes de précipitations deviennent de plus en plus fréquents de septembre à décembre. Le cœur de la saison des pluies dure de janvier à mars environ et est caractérisé par de fréquentes précipitations, en moyenne deux jours sur trois. Les chutes de neige sont beaucoup moins fréquentes à partir d'avril et jusqu'à la fin de la saison sèche en août. Le cycle annuel de l'humidité de l'air reflète l'alternance des saisons sèche et humide. En revanche, les variations de température sont de faibles amplitudes : moins de 10°C en moyennes journalières. Une caractéristique des basses latitudes est que l'amplitude thermique diurne est supérieure à l'amplitude annuelle.

Par ciel clair, les glaciers tropicaux sont exposés à un très fort rayonnement solaire en raison d'un angle d'élévation solaire élevé (basse latitude) et d'une forte transmissivité atmosphérique (haute altitude). L'éclairement extraterrestre, rayonnement solaire arrivant en limite d'atmosphère, est maximum de novembre à février mais l'amplitude des variations saisonnières est faible : l'amplitude annuelle des valeurs journalières représente 39 % de la moyenne annuelle à la latitude du glacier du Zongo (16°S), contre 125 % à la latitude de 45°. Les nuages causent une forte variabilité inter-journalière du rayonnement solaire atteignant le glacier. En revanche, les variations saisonnières du rayonnement solaire sont peu marquées en raison de la basse latitude et des fréquents nuages en été austral (saison humide) lorsque le rayonnement solaire extraterrestre atteint son maximum.

Dans les Andes tropicales, l'émission des nuages a un effet bien plus marqué sur les variations du rayonnement de grandes longueurs d'ondes que l'émissivité de ciel clair ou la température de l'atmosphère [Sicart et al., 2010]. La figure 1.7 montre que les nuages causent de forts rayonnements de grandes longueurs d'ondes au cours de la saison des pluies. En saison sèche, ce rayonnement est très faible en raison d'un ciel généralement sans nuage et de l'atmosphère rarifiée à très haute altitude ; les rares nuages, généralement associés à des incursions extratropicales d'air froid [Sicart et al., 2015], provoquent de fortes et abruptes augmentations du rayonnement de grandes longueurs d'ondes.

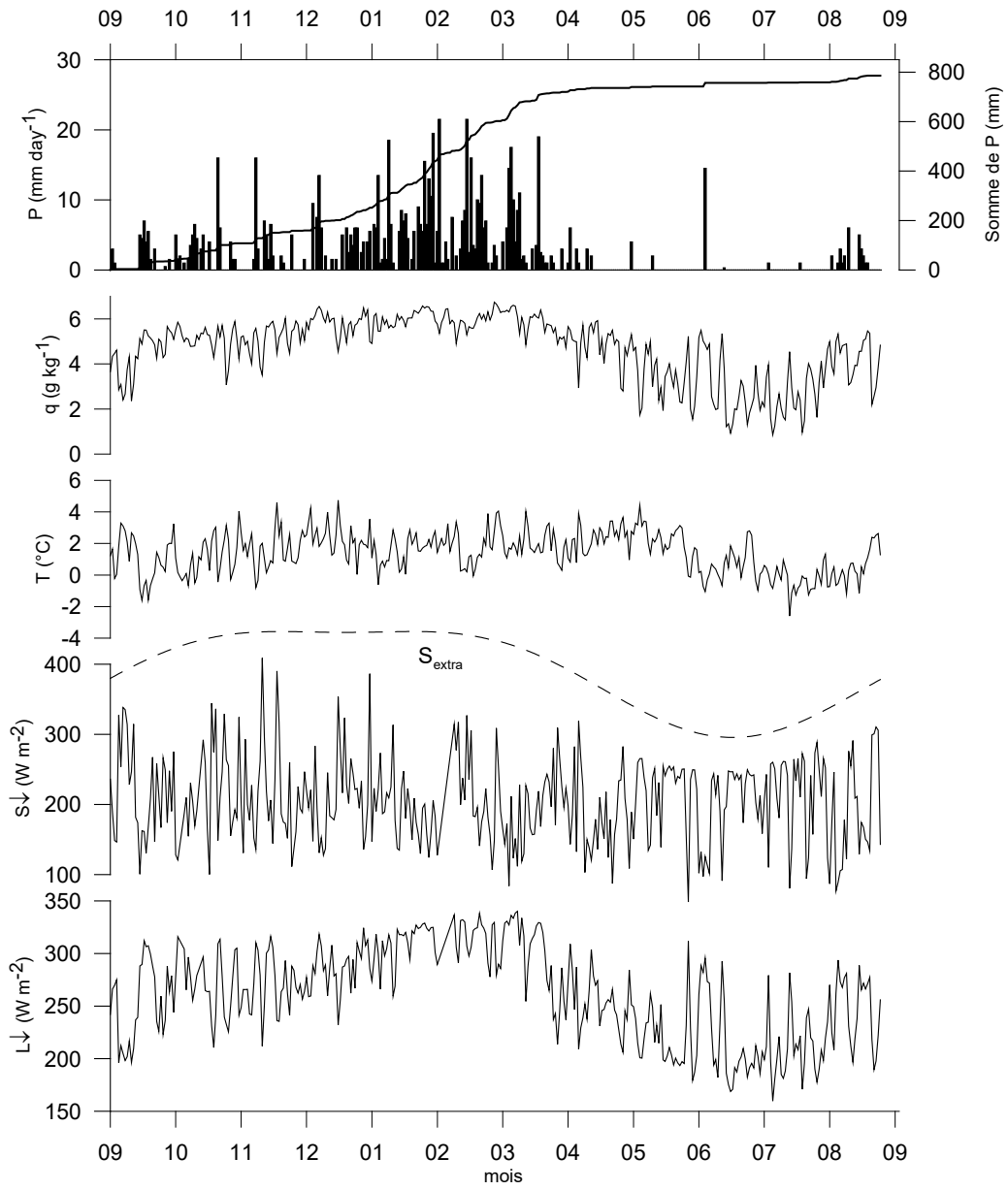



Figure 1.7 : Forçages météorologiques journaliers dans les Andes boliviennes (16°S). Précipitations ($P$, journalières et cumulées), humidité spécifique de l'air ($q$), et température ($T$) mesurées à 4750 m d'altitude, et flux de rayonnements solaire ($S\downarrow$) et de grandes longueurs d'ondes ($L\downarrow$) mesurés sur le glacier Zongo à 5060 m d'altitude de septembre 1999 à août 2000. La ligne en tirets montre le flux de rayonnement solaire extraterrestre ($S_{extra}$), d'après Sicart et al. [2011].

### *I.2.5 Glaciers tropicaux et ressources en eau*

La contribution des eaux de fonte glaciaire aux usages de l'eau est une question complexe. Plusieurs études ont abordé cette question (cf. la revue récente de Vuille et al. [2018]) mais les incertitudes restent grandes. L'étude de Soruco et al. [2015] est une des plus détaillées sur ce sujet dans les Andes tropicales. Elle étudie quatre bassins, de surfaces comprises entre 1.8 et 9.1 km$^2$ de parts glaciaires de 5 à 12%, d'approvisionnement en eau de la ville de La Paz. L'étude se concentre sur le calcul des bilans de masse glaciaire qui sont comparés aux débits des rivières émissaires des bassins sur la période 1963-2006. La contribution de l'eau de fonte glaciaire aux débits est estimée à 14% en saison humide et 27% en saison sèche. Néanmoins, de fortes incertitudes proviennent d'hypothèses simplificatrices sur les précipitations (considérées constantes dans le temps et l'espace) et sur les écoulements en surface (coefficient d'écoulement constant dans le temps et l'espace, pas d'interaction avec les eaux souterraines et avec les

barrages artificiels). Kinouchi et al. [2019] s'intéressent aux mêmes bassins versants que Soruco et al. [2015] en simulant les évolutions pour les prochaines décennies des approvisionnements et des demandes en eau des villes La Paz et El Alto. L'originalité de cette étude est d'utiliser des modèles d'évolution des populations, stagnation à La Paz et augmentation continue à El Alto, afin de quantifier l'évolution de la demande en eau. Quels que soient les modèles glaciologiques utilisés ou les scénarios climatiques retenus, des pénuries d'eau sont prévues pour la prochaine décennie essentiellement en raison de la croissance de la demande. Selon cette étude, il sera indispensable de réduire les pertes considérables dans le réseau (estimée de l'ordre de 40 à 50%) mais aussi de transférer de l'eau d'un bassin supplémentaire (le bassin Tayichaca plus au nord de la Cordillère Royale est proposé).

Buytaert et al. [2012, 2017] appliquent un modèle hydro-glaciologique à des échelles régionales pour quantifier la contribution de l'eau de fonte glaciaire aux usages de l'eau de l'Equateur à la Bolivie. L'accent est porté sur la quantification et la cartographie des usages de l'eau. Les incertitudes sur les calculs du modèle glaciologique peuvent être importantes à ces échelles. Ainsi les précipitations mensuelles, fortement reliées au bilan de masse, sont issues de données TRMM interpolées à 5 km, une résolution sans doute insuffisante pour reproduire les fortes variabilités en haute montagne tropicale. Buytaert et al. [2017] notent aussi que "the synchronicity of maximum ablation with the dry season further enhances the seasonal variation of the contribution of glacial melt" alors qu'en fait la fonte glaciaire est faible en saison sèche (chapitres II.1 et II.2).

À l'échelle annuelle, quels que soient les modèles utilisés, les études s'accordent généralement sur une faible contribution de la fonte des glaciers tropicaux, qui couvrent de petites surfaces, aux usages de l'eau des grands centres urbains. Les glaciers peuvent avoir un effet tampon saisonnier, soutenant les débits de saison sèche, dans certaines régions de montagne comme la vallée du Santa au Pérou. Néanmoins, les glaciers fondent peu en saison sèche (la fonte peut être importante en fin de saison sèche si la saison des pluies est retardée, cf. chapitres II.2 et II.3) et deux simplifications souvent adoptées, la non prise en compte des barrages artificiels et des eaux souterraines [Baraer et al., 2015], entrainent une surestimation de l'effet tampon saisonnier des glaciers tropicaux.

### *I.3 Bilan d'énergie et de masse en surface des glaciers et des couverts de neige saisonniers*

#### *I.3.1 Flux d'énergie*

Les processus d'ablation ont essentiellement lieu en surface et concernent les interactions entre d'une part la neige ou la glace et d'autre part l'air et les rayonnements solaire et atmosphérique. Le bilan des flux d'énergie est souvent formulé en termes d'échanges intervenant à une interface. La surface doit alors être considérée comme infiniment fine, ne pouvant stocker ni chaleur ni masse. Or la pénétration du rayonnement solaire, les mouvements d'air et d'eau, ainsi que les changements de phase dans la neige ou la glace rendent ce concept peu applicable aux couverts nivo-glaciaires. Il est nécessaire de considérer le bilan d'énergie d'un volume (Figure 1.8).

En négligeant les transferts horizontaux (le chapitre I.5.2.a discute des processus d'advection) ainsi que les effets dus à la neige soufflée, l'équation du bilan d'énergie d'un volume de neige ou de glace peut s'écrire comme une application de la loi de conservation de l'énergie sur les composantes verticales des flux :

$$\frac{dU}{dt} = R + H + LE + P + G \qquad (1.1)$$

$$R = S\downarrow - S\uparrow + L\downarrow - L\uparrow = (1-\alpha)\, S\downarrow + L\downarrow - L\uparrow \qquad (1.2)$$

où $dU/dt$ est le changement d'énergie interne de la neige par unité de surface. $R$ est le rayonnement net. $S\downarrow$ et $S\uparrow$ sont les flux incident (ou rayonnement global, somme des rayonnements directs et diffus) et réfléchi (essentiellement diffus pour la neige) du rayonnement solaire ou de courtes longueurs (0.2-4 μm). L'albédo représente la part du rayonnement solaire qui est réfléchie par la surface : $\alpha = S\uparrow / S\downarrow$. $L\downarrow$ et $L\uparrow$

sont les flux descendant et ascendant de rayonnements de grandes longueurs d'ondes (ou infrarouge thermique, 4-100 µm). *H* et *LE* sont les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente. *P* est l'énergie de chaleur sensible ou latente apportée par les précipitations et *G* est le flux de conduction de chaleur dans le sol. *P* est faible en général mais peut être un apport important d'énergie en cas de regel d'eau de pluie dans un manteau de neige froide. Les effets de la végétation sont abordés dans le chapitre V.4. L'équation (1.1) représente des densités de flux (flux par unité de surface), de dimension d'énergie par unité de surface et de temps (W $m^{-2}$). Ils sont comptés positifs lorsqu'ils sont dirigés vers le volume étudié.

Un changement positif d'énergie interne entraîne le réchauffement et/ou la fonte de la glace, un changement négatif entraîne un refroidissement et/ou le regel d'eau liquide :

$$\frac{dU}{dt} = L_f\ (R_F - R_M) + \int_{z=0}^{h} \left[ \frac{d}{dt} (\rho_s(z) c_{p,i} T_s(z)) \right] dz \qquad (1.3)$$

où $R_F$ et $R_M$ sont les taux de fonte et de regel (masse d'eau qui change d'état par unité de temps) ; $L_f$ et $c_{p,i}$ sont la chaleur latente de fusion (3.34 $10^5$ J $kg^{-1}$) et la capacité calorifique spécifique (2.1 $10^3$ J $kg^{-1}$ $K^{-1}$) de la glace ; $\rho_S$ et $T_s$ sont la densité et la température de la neige. L'intégrale de l'équation (1.3) sur l'épaisseur du manteau neigeux ($h$) est souvent désignée comme le contenu en « froid » (cold content). Les taux de regel et de fonte couplent à travers l'équation (1.3) le bilan d'énergie au bilan de masse ($M$) par unité de surface qui, en négligeant la masse d'air, peut s'écrire en kg $m^{-2}$ :

$$M = \int_{z=0}^{h} (\theta_i(z)\, \rho_i(z) + \theta_l(z)\, \rho_l(z))\, dz \qquad (1.4)$$

où $\theta_i$ et $\theta_l$ sont les fractions volumétriques de glace et d'eau liquide à la hauteur z avec les densités $\rho_i$ et $\rho_l$, respectivement. La variation de bilan de masse (positif en cas d'accumulation) est donnée par :

$$\frac{dM}{dt} = P \pm E - R_{runoff} \qquad (1.5)$$

où $P$ est la précipitation et $E = E_{subl} + E_{evap}$ est la somme des taux d'évaporation et de sublimation en surface pouvant contribuer positivement ou négativement au bilan de masse. Le débit, $R_{runoff}$, est directement couplé à la fusion et contribue uniquement à l'ablation.

Un autre couplage entre les bilans d'énergie et de masse provient du flux turbulent de chaleur latente, somme des taux de sublimation et d'évaporation :

$$LE = L_{vi}\, E_{subl} + L_{vl}\, E_{evap} \approx L_{vi}\, E \qquad (1.6)$$

où $L_{vi}$ = 2.838 $10^6$ J $kg^{-1}$ à 0°C est la chaleur latente de sublimation de la glace proche de la chaleur latente d'évaporation de l'eau, $L_{vl}$ = 2.505 $10^6$ J $kg^{-1}$ à 0°C.

L'équation (1.3) peut être intégrée de la surface à une profondeur z* où les flux d'énergie atmosphériques deviennent nuls. Le système est alors décomposé en deux zones [ex. Kraus, 1973 ; Obled and Rosse, 1977] :

- une couche superficielle de profondeur z* où s'effectuent les échanges d'énergie avec l'atmosphère.
- le manteau neigeux ou la glace qui soit est isotherme à la température de fusion (glacier tempéré), soit accumule des frigories à travers le flux de conduction thermique *G*.

Le climat contrôle la fusion nivo-glaciaire à travers les flux d'énergie radiatifs et turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente. Les calottes polaires et les couverts neigeux hivernaux des hautes latitudes peuvent affecter le climat aux échelles régionales et même globale. Par exemple, des études statistiques indiquent que le refroidissement en automne de l'air au contact des grandes surfaces de neige d'Eurasie a des effets dynamiques l'hiver suivant sur la circulation atmosphérique à l'échelle hémisphérique. Les processus de ce couplage neige-atmosphère, sans doute liés à la propagation d'ondes de Rossby de la troposphère vers la stratosphère, restent mal connus malgré de nombreuses études depuis une trentaine d'années [Henderson et al., 2018].

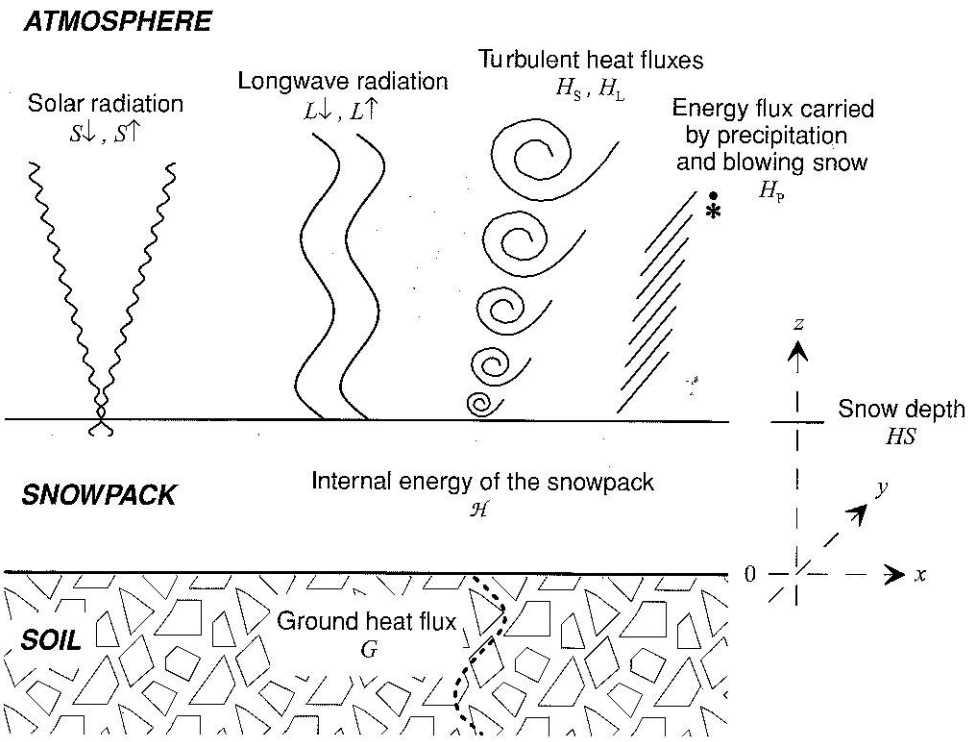


Figure 1.8 : Bilan d'énergie d'un manteau de neige, d'après King et al. [2008]

Les glaciers et les couverts de neige saisonniers sont caractérisés par un albédo qui peut varier fortement dans le temps et dans l'espace, entre la neige fraîche (absorbe seulement 10% du rayonnement solaire) et la glace recouverte de poussières (absorbe jusqu'à 80% du rayonnement solaire). Ainsi, le rayonnement solaire incident est un apport important d'énergie mais le rayonnement net absorbé par la glace ou la neige, donc disponible pour la fonte, peut être fortement réduit après une chute de neige. Le rayonnement infrarouge émis par l'atmosphère est généralement inférieur à l'émission par la surface, en raison d'une plus faible émissivité, résultant en un bilan négatif pour la surface. Le rayonnement infrarouge net peut être positif et contribuer à la fonte lorsque l'émissivité de l'atmosphère atteint de fortes valeurs par temps très nuageux. Les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente sont liés aux échanges, entre l'air et la glace, de température et d'énergie latente de changement de phase (sublimation/condensation solide). Ces flux dépendent du vent et de la turbulence de l'air. L'air réchauffe généralement les surfaces froides de neige ou de glacier, contribuant à la fonte. La sublimation de glace cause une perte d'énergie alors que la condensation est un apport d'énergie : le flux turbulent de chaleur latente peut donc limiter ou favoriser la fonte selon les climats secs ou humides. En général les flux turbulents représentent un apport d'énergie pour la fonte des glaciers, apport qui peut dépasser celui des flux de rayonnements aux moyennes et hautes latitudes [ex., Hock et Holmgren, 2005 ; Sicart et al. 2008]. Selon Fausto et al. [2016], les taux de fonte extrêmes observés sur la calotte de Groenland au cours de l'été 2012 étaient essentiellement causés par les flux turbulents. Sur la péninsule Antarctique, Munneke et al. [2018] montrent que le flux turbulent de chaleur sensible, causé par un fort vent de Föhn descendant des montagnes de la péninsule, peut entrainer une forte fusion de plateformes de glace (ice shelf) même en hiver austral (en l'absence de tout rayonnement solaire), avec des pics d'intensités parfois supérieurs aux valeurs estivales. King et al. [2008] et Oerlemans [2010] comparent les flux d'énergie des couverts de neige saisonniers et des glaciers dans différents climats.

*I.3.2 Caractéristiques de la neige et de la glace*

La neige est un milieu complexe de porosité variant de 40 à plus de 90%. Son comportement et son apparence à grande échelle dépendent fortement de ses propriétés à petite échelle qui sont difficiles à mesurer et à modéliser. La température de la neige étant souvent proche du point triple, les phases solide, liquide et gazeuse de l'eau coexistent et les échanges de masse entre les trois phases sont très actifs. Ces échanges sont favorisés par une grande (et variable) surface spécifique de l'interface entre la glace et l'air, liée à la microstructure de la neige (Specific Surface Area, SSA, variant de 1 à 100 $m^2\ kg^{-1}$). Les propriétés radiatives de la neige dépendent essentiellement de la taille et de la forme des grains, alors que ses propriétés thermiques dépendent surtout de la structure des pores et des liens entre les grains [Jordan et al., 2008]. Les cristaux de neige évoluent en permanence et parfois rapidement, faisant de la neige un composant très dynamique de la surface terrestre.

Mellor [1977], Male [1980], Zhang [2005] et Jordan et al. [2008] présentent des synthèses complètes des processus intervenant dans les manteaux neigeux. Les caractéristiques de la neige et de la glace sont souvent résumées ainsi :

- la neige conduit mal la chaleur ;
- la radiation solaire pénètre dans la glace et dans la neige ; le vent pénètre dans la neige.
- l'albédo est élevé et varie beaucoup ;
- l'émissivité en rayonnement de grandes longueurs d'ondes est élevée ;
- la température de la neige est bornée au point de fusion de 273.15 K ;
- la rugosité de surface peut être très faible.

Le deuxième point rappelle que la notion de surface est mal définie pour la neige et dépend des processus considérés : la 'surface' pour le rayonnement solaire ne sera pas la même que celle pour le rayonnement infrarouge, encore différente de celle pour les échanges de chaleur avec l'air.

Le vent sur un relief de neige, tel que des dunes ou des sastrugis, peut provoquer la propagation de fluctuations de pression dans la neige [ex., Colbeck, 1989, 1997]. Des études théoriques ont montré que cette ventilation (« windpumping ») peut induire des mouvements d'air dans la neige et augmenter le taux de sublimation mais ces effets restent mal connus [ex., Albert, 2002]. Des mesures de profils verticaux de température dans la neige mettent en évidence un effet thermique de la ventilation sur des profondeurs de plusieurs dizaines de centimètres (voir la revue de Jordan et al. [2008]). L'effet de ventilation est plus marqué dans la neige fraîche qui a une faible conductivité thermique comparée à la capacité de la neige de transporter de la chaleur par flux d'air interstitiel. Les mesures de Bowling et Masman [2011] indiquent que la ventilation peut augmenter la diffusion de gaz carbonique dans le névé. Huwald et al. [2012] utilisent le monoxyde de carbone comme traceur pour tester les modèles d'advection-diffusion d'air dans la neige. Récemment, Drake et al. [2016] ont étudié les relations entre les fluctuations à 10Hz de la vitesse du vent proche de la surface (mesurée par un anémomètre sonique, chapitre I.5.2.a) et de la pression de l'air jusqu'à 1 m de profondeur dans la neige. Ces mesures indiquent que les théories tendent à sous-estimer l'atténuation en profondeur des fluctuations de pression à haute fréquence. Une implication est que l'augmentation potentielle de sublimation par la ventilation se produit sur une épaisseur de neige moins profonde que ne le prédit la théorie.

*I.3.3 Conduction de chaleur dans la glace et la neige*

Au sein d'un milieu homogène dans le plan horizontal, le gradient vertical de température provoque un flux de chaleur ($G$) dirigé vers les températures décroissantes et proportionnel à ce gradient selon l'équation de Fourier:

$$G = -k_g \frac{\partial T}{\partial z} \qquad (1.7)$$

où $k_g$ est la conductivité thermique (en W $m^{-1}$ $K^{-1}$).

Sans autre source de chaleur, la seconde loi de la thermodynamique donne la simple expression :

$$\rho C_g \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial G}{\partial z} \quad (1.8)$$

où $\rho$ est la densité (en kg m$^{-3}$) et $C_g$ et la capacité calorifique spécifique (en J kg$^{-1}$ K$^{-1}$) du milieu. On en déduit l'équation de conduction moléculaire de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nu_g \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (1.9)$$

Où la diffusité thermique $\nu_g = k_g / (\rho C_g)$ (en m$^2$ s$^{-1}$) représente la capacité d'un sol à diffuser la chaleur. Ainsi, l'apport diurne d'énergie va générer une onde de chaleur qui va se propager rapidement et à grande profondeur dans un sol à conductivité $k_g$ élevée, mais en cas de capacité thermique $C_g$ élevée le réchauffement de couches intermédiaires va consommer beaucoup de chaleur et l'onde de chaleur va être ralentie, sans pouvoir pénétrer profondément [Oke, 1987]. Des sols de faible diffusité thermique, tel que la neige (Table 1.3), concentrent les échanges thermiques dans ses couches superficielles, ce qui cause des variations thermiques nycthémérales très marquées.

Dans un sol homogène, l'équation (1.9) de conduction de la chaleur peut être résolue analytiquement par analyse de Fourier à partir de la diminution d'amplitude et du déphasage du cycle nycthéméral de la température avec la profondeur [ex., Heusinkveld et al., 2004]. La mesure de température à plusieurs profondeurs permet ainsi de calculer la diffusité thermique. Pour déterminer la conductivité thermique, une mesure du flux de chaleur (proche de la surface) est nécessaire, avec un fluxmètre à thermopile par exemple.

Mellor [1977] mentionne quatre facteurs contrôlant la conductivité thermique de la neige:
- la conduction solide par les ponts de glace ;
- la convection d'air humide sous l'effet du gradient de température ;
- la distillation des grains chauds vers les grains froids ;
- le rayonnement entre les grains

L'équation de Fourier peut être appliquée avec une conductivité efficace $k_{eff}$ qui inclut l'ensemble de ces processus, dont les principaux sont la conduction solide et le transport par la vapeur d'eau.

La figure 1.9 compare les propriétés thermiques de la neige, de la glace, de l'eau et de sols sec et humide. La neige a une conductivité thermique très faible car elle est composée en grande partie d'air ($k_{air}$=2.53 10$^{-2}$ W m$^{-1}$ K$^{-1}$). En première approximation la conductivité efficace de la neige est une fonction de la densité, variant de 0.1 W m$^{-1}$ K$^{-1}$ pour une neige fraîche et légère à 0.5 W m$^{-1}$ K$^{-1}$ pour une neige lourde et transformée, approximativement 10 à 15 fois moins qu'un sol minéral [Zhang, 2005] (Figure 1.9). La neige étant un excellent isolant, le sol sous-jacent peut avoir une température plus basse ou bien plus haute que la surface de neige ou l'air selon le timing, la durée et l'épaisseur du couvert de neige, et selon aussi l'évolution passée de la température de l'air.

Les propriétés thermiques de la neige dépendent de sa microstructure : type et organisation des cristaux, et connectivité. Puisque la neige subit un métamorphisme avec le temps et les conditions ambiantes, ses propriétés thermiques changent aussi mais les effets géométriques de la microstructure sur les propriétés thermiques de l'agrégat restent mal connus [ex., Jordan et al., 2008]. Ainsi, les propriétés thermiques de la neige sont généralement estimées à partir de mesures macroscopiques de l'agrégat qui sont ensuite corrélées à ses propriétés physiques telles que la densité ou la taille des grains. La plupart des modèles de neige calcule la conductivité thermique à partir de la densité mais la figure 1.10 montre que ce type de relation est entaché de fortes incertitudes ; la conductivité thermique dépend aussi du type de neige. De plus, certaines neiges ont une conductivité fortement anisotrope qui n'est pas représentée dans les modèles ; le givre de profondeur peut ainsi conduire la chaleur presque deux fois mieux dans l'axe vertical que dans le plan horizontal [ex., Calonne et al., 2011 ; Riche et Schneebeli, 2013], ce qui induit des effets sur le métamorphisme de la neige et donc sur la conductivité thermique par rétroactions. La forte influence de la

microstructure sur les propriétés macroscopiques de l'agrégat et les rétroactions associées sont difficiles à modéliser ; les modèles de neige, même « physiques », peuvent faire de fortes erreurs dans des climats où ils n'ont pas été calibrés. Par exemple, Dominé et al. [2016] montrent que le modèle CROCUS développé dans les Alpes simule mal la conductivité thermique de la neige dans l'Arctique canadien. Oldroyd et al. [2013] présentent une méthode pour déterminer la conductivité thermique de la neige à partir de mesures de profils de température à hautes résolutions spatiale et temporelle (de 2.5 à 10 cm, 1 min.).

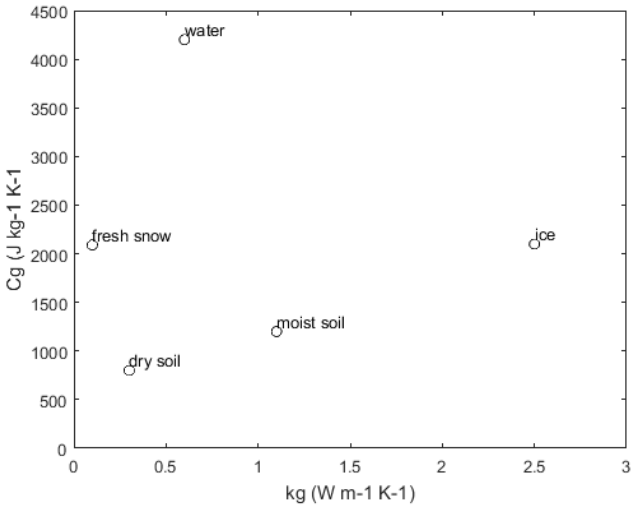



Figure 1.9 : Conductivité thermique ($k_g$ en W m$^{-1}$ K$^{-1}$) et capacité calorifique spécifique ($C_g$ en J kg$^{-1}$ K$^{-1}$ de différents sols, valeurs selon Tableau 1.3.

Tableau 1.3 : Propriétés de différents sols, valeurs typiques de conductivité thermique ($k_g$), capacité calorifique spécifique ($C_g$), densité ($\rho$) et diffusité thermique ($v_g$), valeurs selon Garrat [1992] et Stull [1988]. Le sol humide a un contenu en humidité de 20%.

| | $k_g$ (W m$^{-1}$ K$^{-1}$) | $C_g$ (J kg$^{-1}$ K$^{-1}$) | $\rho$ (kg m$^{-3}$) | $v_g$ (m$^2$ s$^{-1}$ 10$^{-6}$) |
|---|---|---|---|---|
| Sol sec | 0.3 | 800 | 1600 | 0.23 |
| Sol humide | 1.1 | 1170 | 1800 | 0.51 |
| Glace | 2.5 | 2100 | 910 | 1.31 |
| Neige fraîche | 0.1 | 2090 | 150 | 0.32 |
| Eau | 0.6 | 4200 | 1000 | 0.14 |

La chaleur latente de fusion est très élevée par rapport à l'énergie nécessaire pour chauffer les sols, la glace ou l'eau ; il faut 160 fois plus d'énergie pour fondre un kilogramme de glace que pour augmenter sa température de 1K (comparer $C_g$ du tableau 1.3 avec $L_f = 3.34\ 10^5$ J kg$^{-1}$). La neige et sa fonte peuvent ainsi maintenir le sol sous-jacent à 0°C alors que l'air est plus chaud. En revanche, la neige conduisant peu la chaleur, l'énergie incidente au début du printemps va provoquer la fonte en surface puis la percolation et le regel de l'eau de fonte qui va rapidement réchauffer le manteau neigeux et l'amener à la température de fusion par libération de chaleur latente. Ce processus très efficace pour effacer le stock de froid hivernal est mal représenté dans les modèles [ex., d'Amboise et al., 2017]. Les processus de transmission de chaleur ne sont donc pas symétriques ; la neige conduit mal le froid mais bien le chaud en conditions de fonte en surface. Les propriétés thermiques de la neige peuvent ainsi causer 'des sols plus froids dans une monde plus chaud' si le changement climatique résulte en des hivers plus chauds avec moins de chutes de neige. Par ailleurs, généralement un glacier est tempéré si un épais manteau de neige l'isole lors de la saison froide. Un climat plus froid avec une augmentation des chutes de neige peut ainsi causer une hausse de température du glacier. Gilbert et al. [2012] montrent la complexité de ces processus en simulant sur les deux derniers siècles le régime thermique du glacier de Tête Rousse dans le massif du Mont Blanc.

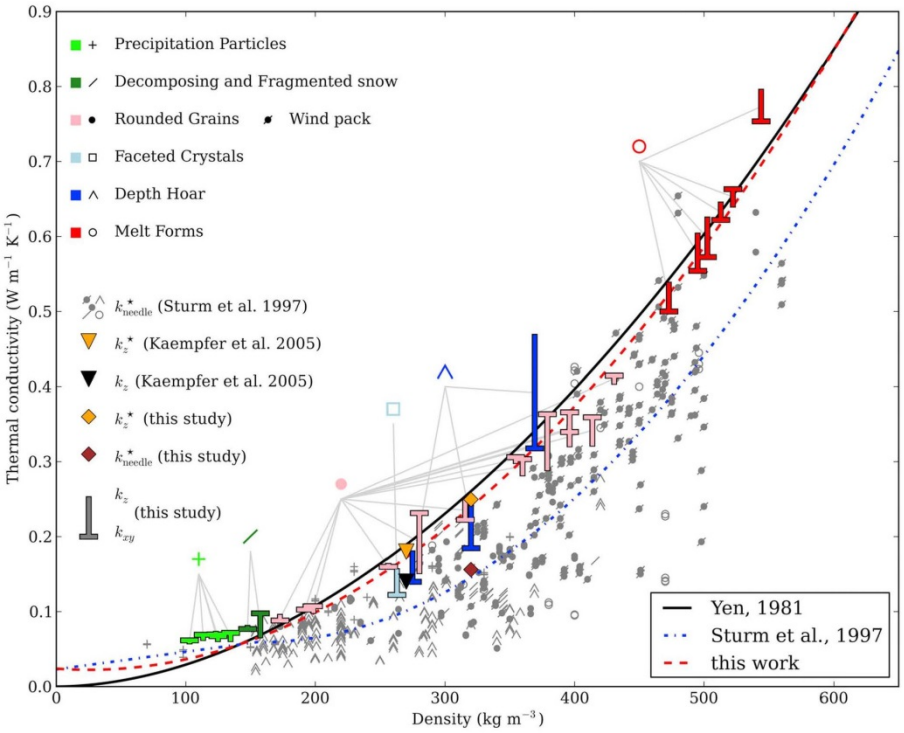



Figure 1.10 : Conductivité thermique efficace selon la densité de la neige, Figure 1 de Calonne et al. [2011]. Les composants $k_z$ et $k_{xy}$ du $k_{eff}$ simulé à partir d'images topographiques (symboles "T" pointant vers la valeur $k_z$) sont comparés à (i) des mesures de « needle-probe » (symboles gris correspondant à la classification de types de neige selon Fierz et al. [2009]), (ii) des simulations et des mesures de Kaempfer et al. [2005] (triangles inversés noir et jaune respectivement) et (iii) les mesures de Calonne et al. [2011] (losanges). Les courbes de régression de Yen [1981], Sturm et al. [1997] et Calonne et al. [2011] sont également montrées.

### *I.3.4 Transmission et absorption du rayonnement solaire par la neige et la glace*

L'albédo large bande spectrale est défini comme le rapport entre les rayonnements solaires réfléchi et incident, c'est-à-dire la réflectance hémisphérique de la surface dans le spectre solaire comprenant des bandes spectrales dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge. La neige est une des surfaces les plus réfléchissantes de la terre, jusqu'à 90% du rayonnement solaire. L'albédo des glaciers et des couverts de neige peut varier sur une large gamme, atteignant des valeurs aussi basses que 0.2 (Tableau 1.3). Le rayonnement solaire étant généralement le principal apport d'énergie en surface, l'albédo joue un rôle important dans la fusion nivo-glaciaire. Warren et Wiscombe [1980], Wiscombe et Warren [1980] et Warren [1982] font des revues complètes des propriétés optiques de la neige. Cuffey et Paterson [2010] et Oerlemans [2010] discutent des mesures et de la modélisation de l'albédo des glaciers. Libois [2014] fait une étude détaillée des processus physiques reliant le métamorphisme de la neige à ses propriétés optiques en Antarctique.

L'albédo dépend des propriétés chimiques et physiques de la neige ou la glace, mais aussi des propriétés spectrale et angulaire du rayonnement solaire incident, ou rayonnement global. La propagation de la lumière dans la glace est représentée par son indice de réfraction. Cet indice est un nombre complexe dont la partie réelle indique la vitesse à laquelle le rayonnement se propage alors que la partie imaginaire quantifie son absorption dans la glace. Il dépend fortement de la longueur d'onde [ex., Warren and Brandt, 2008]. Tandis que l'indice réel est relativement constant, l'indice imaginaire varie de 8 ordres de grandeur dans le spectre solaire (0.2-2.5 µm). La glace est transparente dans le visible (la lumière bleue à 0.5 µm peut ainsi traverser plusieurs dizaines de mètres de glace pure) mais presque opaque dans le proche infrarouge (une couche de 1 mm suffit à absorber tout le rayonnement à 2 µm). Il en résulte que la neige et la glace de glacier sont très

faiblement absorbants dans l'ultraviolet et le visible, mais ont de fortes bandes d'absorption dans le proche infrarouge (Figure 1.11). L'effet de la microstructure de la neige sur l'albédo spectral est souvent représenté par la surface spécifique, qui schématiquement représente le rapport de la diffusion (surface) par l'absorption (volume), mais la forme (habitus) du cristal a aussi une influence qui reste mal connue (ex., Picard et al. [2016a] ; Libois [2014]).

La diffusion de la glace étant principalement due à la réfraction plutôt qu'à la réflexion, la glace diffuse majoritairement vers l'avant (à 180° de l'azimut solaire) [ex., Bohren et Barkstrom, 1974]. L'orientation des interfaces entre la glace et l'air étant assez isotropique dans un manteau neigeux, le rayonnement solaire réfléchi par la neige tend à être diffus et relativement isotropique. Néanmoins, les effets directionnels deviennent importants à grands angles d'incidence et plus prononcés dans le spectre proche infrarouge.

Table 1.3 : valeurs typiques d'albédo de glaciers et couverts de neige selon Cuffey et Paterson [2010].

| Surface type | Recommended | Minimum | Maximum |
|---|---|---|---|
| Fresh dry snow | 0.85 | 0.75 | 0.98 |
| Old clean dry snow | 0.80 | 0.70 | 0.85 |
| Old clean wet snow | 0.60 | 0.46 | 0.70 |
| Old debris-rich dry snow | 0.50 | 0.30 | 0.60 |
| Old debris-rich wet snow | 0.40 | 0.30 | 0.50 |
| Clean firn | 0.55 | 0.50 | 0.65 |
| Debris-rich firn | 0.30 | 0.15 | 0.40 |
| Superimposed ice | 0.65 | 0.63 | 0.66 |
| Blue ice | 0.64 | 0.60 | 0.65 |
| Clean ice | 0.35 | 0.30 | 0.46 |
| Debris-rich ice | 0.20 | 0.06 | 0.30 |

Le couvert nuageux affecte l'albédo de la neige par conversion du rayonnement direct en rayonnement diffus. Puisque l'angle zénithal effectif d'un éclairement purement diffus est de l'ordre de 50°, l'interposition d'une couche de nuage entre le soleil et la neige amène une augmentation de l'albédo pour des angles zénithaux solaires inférieurs à 50° et une diminution de l'albédo pour des angles supérieurs à 50°. Par ailleurs, 25-30 % de l'énergie radiative solaire atteignant la surface par ciel clair se trouve entre 1 et 2.5 µm, alors que par ciel nuageux cette proportion tombe à 6 % [Grenfell et Maykut, 1977]. Ainsi les nuages absorbent la même radiation proche infrarouge que la glace absorberait, laissant les longueurs d'onde plus courtes atteindre la surface. Ce décalage spectral, qui généralement prédomine sur l'effet angulaire, tend à augmenter l'albédo de la neige comme l'illustrent les mesures sur le glacier Zongo dans la figure 1.12.

L'albédo de la neige est très sensible aux impuretés, surtout dans le spectre visible : le carbone suie en concentration aussi faible que 0.1 ppm (parties par million) peut diminuer l'albédo. L'effet des poussières minérales est moindre, significatif à partir de 10 ppm environ, mais leur concentration dans la neige est généralement plus élevée que celle du carbone suie. L'effet des impuretés dépend de nombreux facteurs tels que la surface spécifique de la neige ou la composition, la taille, et la concentration des impuretés, impliquant de nombreuses rétroactions entre le métamorphisme et l'albédo de la neige [ex., Warren, 1984] (Figure 1.11). Par exemple, la réduction d'albédo est plus marquée lorsque l'impureté est à l'intérieur du grain qu'à l'extérieur. Actuellement de nombreuses équipes de recherche conduisent des études sur ces processus encore mal représentés dans les modèles de neige. Dans les Andes tropicales, les sources de poussières, comme le plateau de l'Altiplano, sont proches des glaciers alors que l'accumulation est assez faible et très saisonnière ; les dépôts secs peuvent être importants au cours de la longue saison sèche. Les concentrations en impuretés dans la neige peuvent donc être élevées. Les effets des poussières sur les glaciers tropicaux sont examinés dans le chapitre V.1.

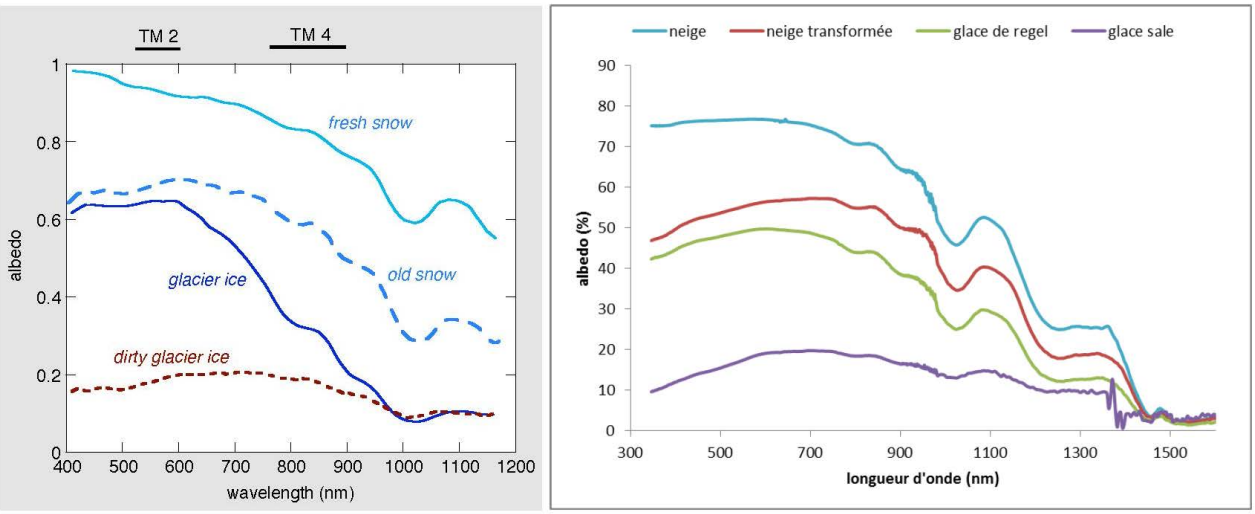



Figure 1.11 : (gauche) valeurs typiques de réflectance spectrale de la neige et de la glace selon Oerlemans [2010]. (droite) mesures de réflectance spectrale au nadir sur le glacier Zongo par ciel clair en septembre 2016 (angle d'élévation solaire autour de 65°) : neige de quelques jours, vieille neige transformée, glace de regel et glace grise proche du front.

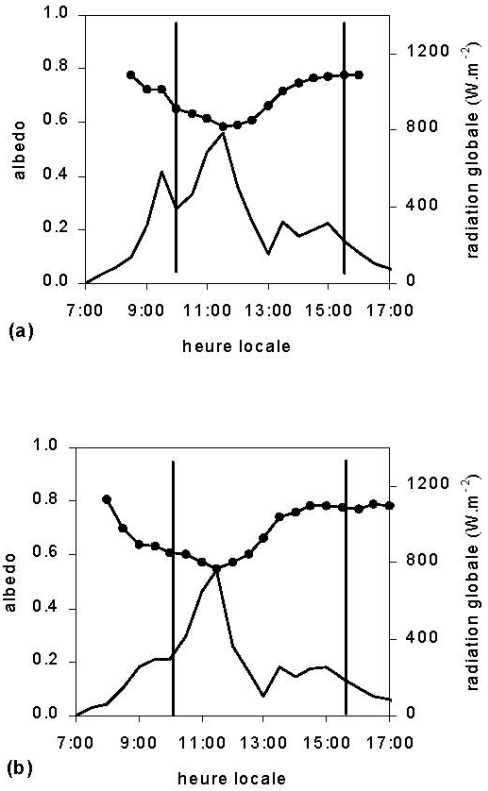



Figure 1.12 : moyennes demi-horaires de l'albédo (courbe + points) et de la radiation globale (courbe continue) au cours de deux journées nuageuses. Mesures sur le glacier Zongo du 14 août 1999 à 5050 m (a) et à 5150 m (b) d'altitude. Les lignes verticales délimitent les périodes d'angles de zénith solaire inférieurs à l'angle effectif d'un éclairement purement diffus (50°).

L'albédo de neige fraîche est très élevé, entre 0.8 et 0.9 (Tableau 1.3). Après une chute de neige, les grains s'arrondissent et s'agrandissent (la surface spécifique diminue), et la concentration en surface des impuretés augmente à travers les mécanismes de métamorphisme de la neige – plus rapides en conditions

de fonte – et de dépôt sec d'impuretés. L'albédo d'une couche de neige décroît avec le temps jusqu'à ce qu'il soit « rafraîchie » par de nouvelles chutes. L'indice de réfraction de l'eau liquide étant proche de celui de la glace, la concentration en eau de fonte ou de pluie autour des grains a un effet sur l'albédo similaire à celui d'un grossissement des grains (Dumont et al. [2017] montrent que le léger décalage spectral d'albédo vers 1000 nm dû à l'absorption d'eau peut être utilisé pour identifier la présence d'eau liquide). Pour un rayonnement incident donné, l'albédo d'une couche de neige épaisse (milieu « semi-infini ») dépend essentiellement du type de neige et du contenu en impuretés. Lorsque l'épaisseur diminue, en dessous de 10 cm environ, l'albédo visible dépend aussi de l'épaisseur de la couche de neige et de la réflectance de la surface sous-jacente [ex., Giddings et LaChapelle, 1961].

Ainsi la taille et la forme des grains de neige – qui dépendent des processus d'accumulation (le type de précipitations dépend en première approximation de la température et du vent), de métamorphisme et d'ablation – ont un fort impact sur l'albédo, qui à son tour a un fort impact sur les échanges de masse et de chaleur avec l'atmosphère. De nombreuses rétroactions interviennent. A grandes échelles, un climat plus froid augmente l'extension des surfaces de neige, refroidissant la surface et l'atmosphère. Dans les manteaux neigeux froids, une augmentation de la température entraîne le grossissement des grains qui vont absorber davantage le rayonnement solaire [ex., Picard et al., 2012]. La diminution d'albédo par les poussières est plus marquée pour les grains de neige à faible surface spécifique, renforçant le métamorphisme de la neige et donc la diminution d'albédo. La fonte de neige concentre les impuretés en surface, diminuant l'albédo et augmentant la fonte [ex., Flanner et al., 2007]. En revanche, l'étude récente de Hagenmuller et al. [2019] observe que le métamorphisme de fort gradient de température dans la neige froide semble entrainer un mouvement des poussières dans la matrice de glace par processus de sublimation-condensation. Un tel processus, qui prédomine en conditions arctiques, tendrait à réduire l'impact radiatif des poussières dans la neige.

On comprend donc que les interactions d'échelles – effets macroscopiques de processus de petites échelles – associées à de nombreuses rétroactions positives sont difficiles à prendre en compte dans une modélisation 'physique' basée sur une approche réductionniste (ou ascendante) où l'objectif est de simuler *tous* les processus. Comme pour la simulation de la conduction de chaleur dans la neige, une difficulté est la forte sensibilité aux conditions initiales et limites : type de grains lors des précipitations, rugosité de surface (qui généralement diminue l'albédo), flux de dépôt d'impuretés etc… Les modèles 'physiques', qui nécessitent de nombreux paramètres et beaucoup d'information en entrée, ne sont pas forcément plus performants que des modèles statistiques simples, par exemple pour la simulation de l'évolution d'un couvert de neige à l'échelle d'un bassin versant. En revanche, de tels modèles sont utiles pour comprendre les processus. Ainsi, Dumont et al. [2017] proposent une méthode d'optimisation des paramètres de modélisation de l'albédo spectral de la neige afin de distinguer les effets de pente, de surface spécifique des grains de neige et de concentration en impuretés (Sicart et al. [2007b] utilisent une approche très simple pour distinguer l'effet des poussières sur l'albédo d'un glacier tropical, chapitre V.1). Le chapitre III.1 introduit une discussion sur l'utilisation des modèles.

L'albédo de la glace de glacier peut beaucoup varier (Table 1.3). La taille des cristaux et la concentration en bulles d'air influencent l'albédo car elles déterminent les étendues et les propriétés des surfaces de diffusion. L'eau liquide et les impuretés en surface réduisent l'albédo. L'albédo de la glace varie spatialement dans la zone d'ablation : par exemple les débris et l'eau peuvent se concentrer dans certaines zones. La glace de la zone basse du glacier tend à être plus sombre en conséquence de forts taux d'accumulation de poussières et de longues périodes d'exposition [ex., Klok et Oerlemans, 2002]. Les débris peuvent s'accumuler sur plusieurs années, entraînant des rétroactions sur la fonte sur de longues périodes de temps.

Le chapitre II discute de l'évolution de l'albédo et de ses effets sur le bilan de masse du glacier Zongo. Le chapitre III discute des difficultés de modélisation de l'albédo sur les glaciers tropicaux où des périodes de chutes et de fonte de neige alternent tout au long de l'année.

*I.3.5 Émission de la glace en rayonnement infrarouge thermique*

La glace peut être considérée comme un corps gris d'émissivité $\varepsilon_s$ dont l'émission intégrée sur toutes les longueurs d'ondes et tout l'hémisphère s'écrit (irradiance en W $m^{-2}$) :

$L_s = \varepsilon_s \sigma T_s^4$ (1.10)

où $\sigma = 5.6698.10^{-8}$. W $m^{-2}$ $K^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzman et $T_s$ est la température de peau du premier millimètre de glace ou de neige (« skin température », en *K*). $T_s$ résulte de l'ensemble des flux d'énergie au sein de la couche de surface où s'effectuent les transferts d'énergie (équation 1.2) et est bornée à 273.15 K lorsque la surface est en fusion. La partie superficielle de la neige est ainsi refroidie par rayonnement infrarouge (et sublimation) alors que le rayonnement solaire pénètre dans la neige, causant un maximum de température et éventuellement de la fonte sous la surface. Les croûtes de rayonnement (« sun crust ») sont ainsi formées en surface par le regel d'eau de fonte par temps ensoleillé, sec et froid [ex., Fierz et al., 2009].

L'émissivité de la neige est souvent considérée comme l'une des plus élevées des surfaces terrestres, de l'ordre de 0.97-0.99 [Mellor, 1977 ; Dozier et Warren, 1982]. Les valeurs du tableau 1.4 tirées de Geiger et al. [2009] ne font pas apparaître de grandes différences d'émissivité selon les surfaces alors que Stull [1988] mentionne des émissivités plus faibles pour les surfaces urbaines (0.88), agricoles (0.92), les déserts (0.85) et la toundra (0.92).

Tableau 1.4 : émissivité en infrarouge thermique pour différentes surfaces [Geiger et al., 2009]

| **Surface** | **Emissivité** |
|---|---|
| Eau | 0.960 |
| Neige fraîche | 0.986 |
| Aiguilles de conifères | 0.971 |
| Sable fin sec | 0.949 |
| Sable fin mouillé | 0.962 |
| Gazon | 0.986 |

Provenant en majorité de l'émission de vapeur d'eau des basses couches de l'atmosphère, le rayonnement infrarouge thermique émis par l'atmosphère peut s'écrire :

$L_{atm} = \varepsilon_{atm} \sigma T_{air}^4$ (1.11)

où $\varepsilon_{atm}$ est l'émissivité effective de l'atmosphère, variant de ~0.5 pour un ciel clair et froid à ~0.9 pour un ciel très nuageux, et $T_{air}$ est la température de l'air proche de la surface. Dans la plupart des applications hydrologiques et glaciologiques, les densités de flux émis par l'atmosphère et par les surfaces terrestres peuvent être considérées comme isotropes [ex., Unsworth et Monteith 1975 ; Plüss, 1997]. En site de montagne ou sous forêt, le rayonnement atteignant la surface est la somme pondérée par le facteur de vue du ciel des émissions de l'atmosphère et des parois environnantes ou de la canopée (Chapitres II.1 et VI.3).

Pour un milieu opaque et une longueur d'onde donnée, la loi de conservation d'énergie de Kirchhoff établit une relation entre la réflectance directionnelle-hémisphérique et l'émissivité dans la direction $\theta$ :

$\varepsilon_{\lambda,\theta} = 1 - \alpha_{\lambda,-\theta,2\pi}$ (1.12)

Le terme de droite représente le facteur d'absorption d'un rayonnement de longueur d'onde $\lambda$ et d'angle d'incidence $-\theta$. Le bilan radiatif de la surface intégré sur le spectre infrarouge thermique et sur tous les angles solides de l'hémisphère peut donc s'écrire :

$L^* = \sigma \varepsilon_s (\varepsilon_{atm} T_{atm}^4 - T_s^4)$ (1.13)

Puisque la basse atmosphère est généralement plus froide que la surface et surtout l'émissivité de l'atmosphère est inférieure à un, le rayonnement infrarouge thermique représente généralement une perte d'énergie pour la surface, essentiellement à travers la « fenêtre atmosphérique » entre 8 et 11 μm. Les pertes

radiatives sont élevées en conditions sèches et froides de ciel clair lorsque l'émissivité atmosphérique est faible (et donc particulièrement dans la très haute montagne andine, chapitre II.1). Ces pertes sont réduites en atmosphères humides et nuageuses dont le rayonnement est presque totalement absorbé par la neige d'émissivité élevée (et donc fortement absorbante). Plus la surface est proche d'un corps noir ($\varepsilon = 1$), plus ses pertes en rayonnement infrarouge sont élevées mais l'effet reste faible car l'augmentation de l'émission de la surface est en partie compensée par une augmentation de l'absorption du rayonnement incident (Equations 1.12 et 1.13). Pour une température de neige proche du point de fusion, une variation d'émissivité de 1 à 0.95 n'entraîne qu'une variation de l'ordre de 1 K de la température de surface déduite de la mesure de l'irradiance provenant de la surface : $L\uparrow = \varepsilon_s \sigma T_s^4 + (1-\varepsilon_s) \varepsilon_{atm} \sigma T_{air}^4$ (l'estimation de $T_s$ dépend aussi du rayonnement atmosphérique).

Le chapitre II discute du rôle des rayonnements infrarouges dans les variations saisonnières de bilan d'énergie et de fonte des glaciers tropicaux. Sicart et al. [2010] mettent en évidence la forte augmentation de rayonnement par les nuages en atmosphère froide et sèche de la très haute montagne tropicale. Sicart et al. [2015b] comparent des mesures d'irradiances solaire et infrarouge thermique avec des calculs de rayonnements par ciel clair afin de construire des indices de nébulosité. Sicart et al. [2006] analysent les facteurs de variations spatiales (émission des parois environnantes) et temporelles (température et humidité de l'air, nuages) du rayonnement infrarouge thermique en surface de couverts de neige des montagnes de l'Arctique canadien. Sicart et al. [2004] discutent des conditions atmosphériques et de couverts forestiers qui peuvent entraîner une augmentation de la fonte de neige avec la densité de forêt en raison de l'émission infrarouge de la végétation chauffée par le rayonnement solaire (chapitre V.4).

Edwards [2009a] montre que les variations spectrales marquées d'émissivité de la surface ont une forte influence sur le profil de température de l'air à proximité du sol. Les mesures détaillées d'Hori et al. [2006] montrent que l'émissivité de la neige dépend de l'angle de vue, confirmant les modélisations de Dozier et Warren [1982], mais aussi du type de neige ou de glace (Figure 1.13). Lorsque l'angle zénithal augmente, l'émissivité directionnelle diminue significativement, pouvant atteindre des valeurs inférieures à 0.9, et les différences selon le type de neige s'accroissent. Le milieu poreux d'une neige fraîche à grains fins peut être assimilé à un corps noir d'émission isotropique alors que la glace pure et lisse a des propriétés d'émission et de réflexion davantage spéculaires et anisotropes. En assimilant les facettes des grains de neige à des surfaces planes, Hori et al. [2013] proposent une modélisation simple des variations d'émission de la neige d'un milieu poreux à un milieu spéculaire selon la fraction surfacique effective de facettes de miroirs « glacés » (« icy mirror ») (Figure 1.14). Ces résultats ont d'importantes implications sur l'estimation de la température de surface à partir d'images satellites ou de caméra infrarouge acquises selon des directions obliques, loin du nadir. Les auteurs proposent même une méthode d'inversion de ce modèle pour distinguer les types de neige à partir d'images infrarouges mais la dépendance d'émissivité selon le type de neige doit sans doute être précisée et confirmée par davantage de mesures, encore rares, et par des modèles de transferts radiatifs complets.

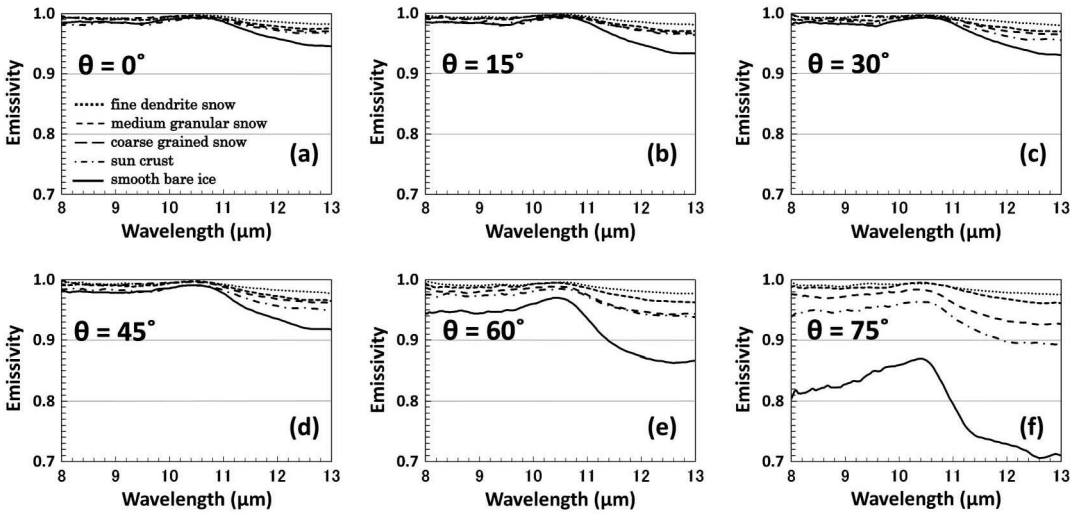



Figure 1.13 : Mesures d'émissivité spectrale directionnelle de cinq types de neige selon six angles zénithaux d'exitance ($\theta$), Hori et al. [2006, 2013].

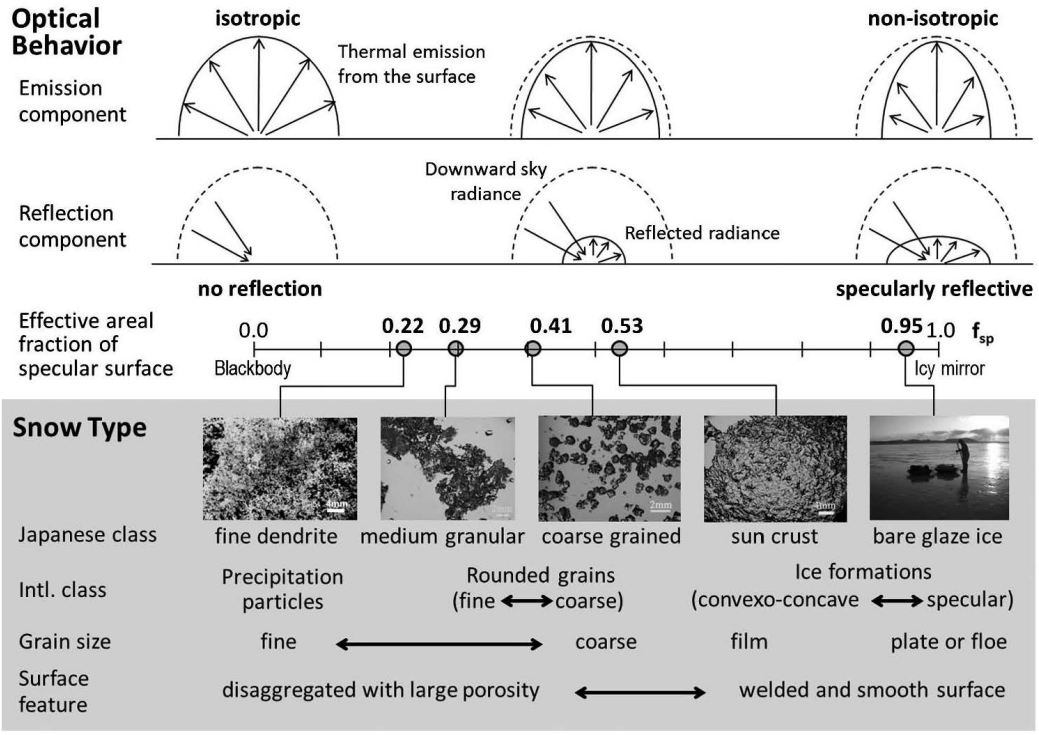



Figure 1.14 : Illustration schématique des propriétés émissives de la neige dans l'infrarouge thermique [Hori et al. 2013]. Les valeurs de fraction surfacique effective des facettes spéculaires ($f_{sp}$) ont été déterminées pour chaque type de neige par comparaison des spectres d'émissivités modélisés avec les mesures *in situ* de Hori [2006].

## *I.4 Turbulence dans la couche limite atmosphérique*

Ce chapitre s'appuie sur les ouvrages de Brutsaert [1982], Oke [1987], Stull [1988] et Wyngaard [2010] qui décrivent en détail les processus turbulents dans la couche limite atmosphérique. Poggi [1977] est une introduction (en français) claire et synthétique à ce sujet. En complément, les excellents ouvrages de Favre et al. [1995] et Farge [1992] présentent les questions et enjeux philosophiques liés aux théories de la turbulence. En annexe 3, un court rapport rédigé dans le cadre du D.U. 'Penser la science : approches philosophiques, sociologique et historiques' aborde ces questions.

Il m'a semblé important de présenter en détail une 'grammaire de la turbulence' (expression de Wyngaard [2010]), très utile à tous ceux qui s'intéressent aux échanges d'énergie et de matière entre la surface et l'atmosphère et parfois peu connue des hydrologues et des glaciologues. Ce sujet riche conduit à de longs développements théoriques que les lecteurs moins intéressés pourront passer.

### *I.4.1 Définitions et modèle de la turbulence*

#### *I.4.1.a Nature de la turbulence*

La plupart des écoulements dans la basse atmosphère sont turbulents. Tennekes et Lumley [1989] mentionnent très justement "Everyone who, at one time or another, has observed the efflux from a smokestack has some idea about the nature of turbulent flow. However, it is very difficult to give a precise definition of turbulence". Ils détaillent ensuite différentes propriétés de la turbulence que nous pouvons résumer ainsi :

- **Aléatoire**. En raison de la forte sensibilité de la turbulence aux faibles différences de conditions initiales, chaque écoulement, ou 'réalisation', est unique. Un écoulement est dit aléatoire ('random') s'il est différent à chaque réalisation[1]. La résolution de problèmes de turbulence par approches déterministes est alors difficile, voire impossible, rendant nécessaires des méthodes statistiques.

- **Diffusion**. Le caractère diffusif de la turbulence qui cause un mélange rapide de la quantité de mouvement, la chaleur ou la concentration d'un gaz est une propriété importante de la turbulence.

**- Grand nombre de Reynolds**. La turbulence naît d'une instabilité des écoulements laminaires si le nombre de Reynolds devient trop grand. Les instabilités sont reliées aux interactions entre les termes visqueux et les termes inertiels non linéaires des équations de mouvement[2]. Ces interactions sont très complexes et il n'existe pas de solution générale aux équations différentielles non linéaires des écoulements turbulents. Les caractéristiques aléatoire et non linéaire se combinent pour rendre les équations de la turbulence insolubles. En l'absence de solution mathématique exacte ('mathematical intractability'), l'étude de la turbulence s'est fortement appuyée sur les observations. Néanmoins les approches numériques ont proliféré depuis les années 70 et elles sont aujourd'hui les principales méthodes d'étude des écoulements turbulents.

**- Fluctuations de vorticité en trois dimensions**. La turbulence est rotationnelle et en trois dimensions. Les fortes fluctuations aléatoires de vorticité qui caractérisent la turbulence[3] ne pourraient pas se maintenir si les fluctuations de vitesse étaient en deux dimensions.

**- Dissipation**. Les écoulements turbulents sont toujours dissipatifs. Les contraintes de cisaillement produisent un travail de déformation qui augmente l'énergie interne du fluide au détriment de l'énergie cinétique turbulente. La turbulence nécessite un apport continu d'énergie pour compenser les pertes visqueuses.

[1] Les fluctuations sont dites stochastiques si elles varient de façon irrégulière selon le temps et l'espace [Wyngaard, 2010]

[2] Le nombre de Reynolds peut être obtenu comme le rapport entre le terme non linéaire de transport et le terme linéaire de diffusion de quantité de mouvement dans l'équation de Navier-Stokes (discutée plus bas dans le paragraphe I.4.1.c). Il mesure ainsi le taux de non linéarité de l'écoulement [Farge, 1992].

[3] Ces processus en trois dimensions sont nécessaires à la cascade d'énergie des grandes échelles vers les petites. Ce point sera discuté plus loin.

**- Continuum**. La turbulence est un processus continu gouverné par les équations de la mécanique des fluides. Les plus petites échelles des écoulements turbulents sont bien plus grandes que les échelles de longueur moléculaires.

**- Les écoulements turbulents sont (surtout) des écoulements**. La turbulence n'est pas une caractéristique du fluide mais de l'écoulement du fluide. En écoulement turbulent de grand nombre de Reynolds, les principales caractéristiques de la turbulence ne sont pas contrôlées par les propriétés moléculaires du fluide. Puisque les équations de mouvement sont non linéaires, chaque écoulement a des caractéristiques uniques liées aux conditions initiales et aux conditions limites.

Par analogie au principe de Le Chatelier en chimie, Stull [1988, p.173] note qu'un fluide turbulent réagit de façon à annuler les causes d'instabilités. En instabilité statique (air plus chaud ou plus humide sous un air plus dense), la convection apparaît et tend à transporter la chaleur vers le haut, stabilisant ainsi le système. En instabilité dynamique, la turbulence tend à réduire le cisaillement du vent, stabilisant aussi le système. La turbulence 'agit' pour se détruire elle-même. C'est un processus dissipatif qui nécessite un forçage extérieur pour se maintenir (cf. cinquième propriété ci-dessus), tels que le chauffage du sol par rayonnement solaire ou un gradient de pression imposé par les phénomènes d'échelles synoptiques qui force le vent contre les effets dissipatifs de la turbulence.

*I.4.1.b La couche limite atmosphérique*

On s'intéresse à la couche limite atmosphérique définie comme la partie basse de l'atmosphère directement influencée par la surface terrestre, c'est-à-dire qui répond aux forçages de surface à des échelles de temps inférieures à l'heure. Ces forçages comprennent la trainée de frottement, l'évaporation et la transpiration, le transfert de chaleur, l'émission de polluants et les modifications d'écoulements induites par la surface. Au-dessus des continents, la couche limite est caractérisée par un cycle diurne plus marqué que dans l'atmosphère libre. Ce cycle n'est pas causé directement par le rayonnement solaire qui est peu absorbé par l'atmosphère. Le sol est chauffé ou refroidi par les rayonnements puis modifie la couche limite par transports d'énergie dont la turbulence est un processus important. L'épaisseur de la couche limite atmosphérique varie beaucoup selon le temps et l'espace, de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres. Le transport d'humidité, de chaleur, de quantité de mouvement et de polluants est dominé dans la direction horizontale par le vent moyen (advection) et dans la direction verticale par la turbulence.

Les fluctuations turbulentes peuvent être visualisées par des tourbillons irréguliers appelées bouffées d'air ou tourbillons ('eddies'). La turbulence consiste généralement en de nombreux tourbillons, de tailles différentes, surimposés les uns aux autres. Les intensités de ces tourbillons définissent le spectre turbulent. Les plus grands tourbillons ont des échelles de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite, c'est-à-dire de 100 à 3000 m. Les volutes de fumée de cheminée peuvent révéler la présence de ces grands tourbillons qui sont les plus intenses car directement produits par les forçages en surface. De plus petits tourbillons sont apparents dans les mouvements d'ondulation de feuilles d'arbre ou d'un gazon. Les grands tourbillons génèrent, « nourrissent », les petits. Les plus petits tourbillons de quelques millimètres de diamètre sont peu intenses en raison des effets dissipatifs de la viscosité moléculaire.

Dans l'atmosphère, la turbulence est de plusieurs ordres de grandeurs plus efficace que la diffusion moléculaire pour transporter des quantités (température, polluants…). C'est la turbulence qui permet à la couche limite de répondre rapidement aux changements de forçages en surface. La couche de surface est définie comme la partie basse de la couche limite, les premiers mètres en général, où les flux turbulents varient de moins de 10% de leur valeur en surface[1]. L'hypothèse de flux constant est valide au vue de la précision sur la mesure des flux et est nécessaire car ces flux ne peuvent pas être mesurés directement en surface. Finalement dans la fine couche des premiers centimètres d'air au-dessus du sol, définie comme la

[1] Wyngaard [2010] fait remarquer que le gradient vertical de flux turbulents de quantité de mouvement est maximal juste au-dessus de la surface. Ce sont les gradients des flux turbulents normalisés par les échelles de la couche de surface (par ex. $u_*$) qui sont faibles dans la 'constant-flux layer', qui devrait plutôt se définir comme la 'surface-flux layer' [Horst, 1999].

microcouche ou couche d'interface, la diffusion moléculaire prédomine sur le transport turbulent. La figure 1.15 montre une classification des phénomènes météorologiques selon leurs échelles de temps et d'espace. La turbulence concerne les processus de petites échelles, inférieures au kilomètre et à l'heure.

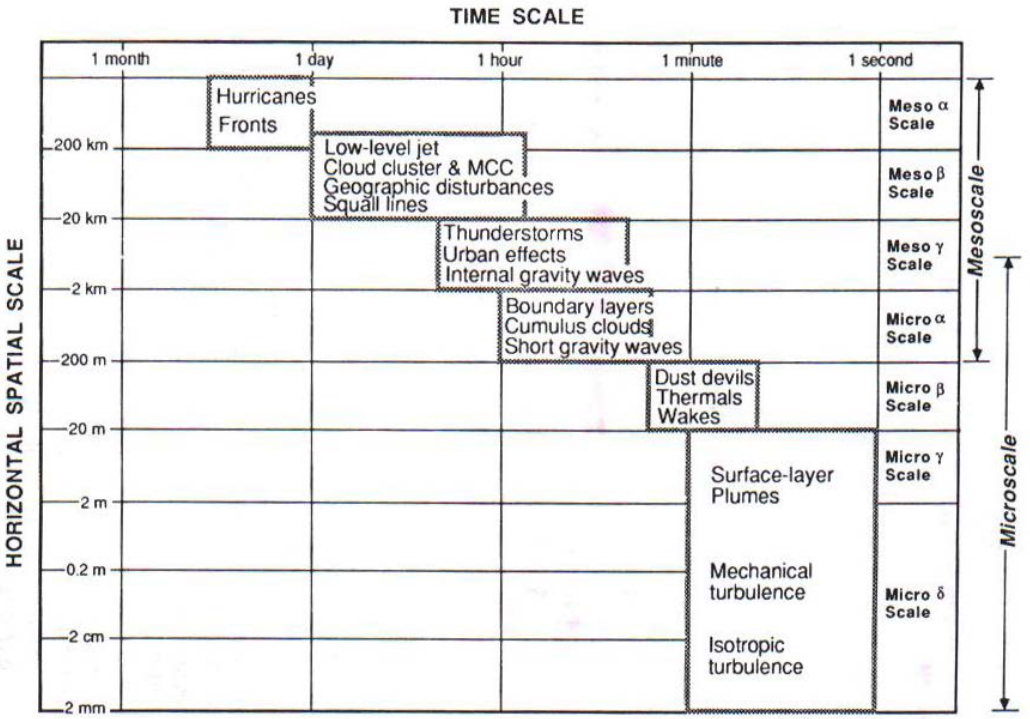



Figure 1.15 : Principales échelles spatiales et temporelles des phénomènes météorologiques [Stull, 1988]

*I.4.1.c Equations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de la chaleur*

Dans une description Eulérienne, où chaque variable est une fonction du temps et de la position dans un système fixe de coordonnées (par rapport à la terre), l'équation de conservation de la masse d'un fluide en écoulement peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \qquad (1.14)$$

où $\rho$ est la densité du fluide, $x_i = (x_1, x_2, x_3)$ est la position et $u_i = (u_1, u_2, u_3)$ est la vitesse. Les indices répétés indiquent une somme de 1 à 3. Le vecteur $\rho u_i$ est un flux d'advection représentant la quantité de masse s'écoulant par unité de surface et de temps. Pour un fluide incompressible – de densité constante – l'équation de continuité se réduit à :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0 \qquad (1.15)$$

La seconde loi de Newton s'écrit pour un fluide :

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \qquad (1.16)$$

où $p$ est la pression, $g_i$ le vecteur de gravité et $\sigma_{ij}$ le tenseur de contraintes visqueuses. Le terme de gauche est la densité multipliée par l'accélération totale suivant le mouvement ; la somme des accélérations locales et de l'advection. Les termes de droite sont les forces de gradient de pression, de gravité et visqueuses. Le terme de Coriolis est négligé. En définissant une pression $p^s$ dont le gradient équilibre la force de gravité :

$$-\frac{\partial p^s}{\partial x_i} + \rho g_i = 0 \qquad (1.17)$$

et en écrivant $p = p^s + p^m$ avec $p^m$ une pression modifiée due au mouvement du fluide, l'équation (1.16) devient :

$$\rho\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial p^m}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \qquad (1.18)$$

Le terme de gravité n'intervient plus explicitement et dans la suite on abandonnera le suscrit *m* pour la pression. En utilisant l'équation de continuité (1.15), on peut écrire l'équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial(-\rho u_i u_j + \sigma_{ij})}{\partial x_j} \qquad (1.19)$$

Le dernier terme de droite peut être interprété comme la divergence d'un flux total de quantité de mouvement : la somme des flux d'advection et visqueux. Le flux de quantité de mouvement est un tenseur de dimension 2 impliquant deux directions : celle normale à la surface et celle de la quantité de mouvement $\rho u_i$. Ses unités, densité par une vitesse au carré, sont équivalentes à celles d'une force par unité de surface (Newton $m^{-2}$) ou d'une contrainte. Le dernier terme de l'équation (1.19) peut donc être interprété comme la divergence d'une contrainte.

Dans l'hypothèse d'un fluide newtonien incompressible de viscosité constante, la divergence du flux visqueux de quantité de mouvement peut s'écrire sous la forme d'une diffusion moléculaire. On obtient alors l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \qquad (1.20)$$

où $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique du fluide, égale à 1.461 $10^{-5}$ $m^2$ $s^{-1}$ au niveau de la mer pour une atmosphère standard, et $\mu$ la viscosité dynamique.

De même, l'équation de conservation de masse pour un scalaire *c* sans source ni puits, par exemple la concentration d'un constituant non réactif comme la vapeur d'eau, peut s'écrire sous forme « flux » :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(c\, u_i - \gamma \frac{\partial c}{\partial x_i}\right) \qquad (1.21)$$

où γ est la diffusité moléculaire de *c* dans le fluide. L'équation (1.21) signifie que les changements temporels locaux de *c* sont causés par la divergence du flux total de *c* : la somme des composantes d'advection et moléculaire. Pour un fluide de densité constante pour lequel la divergence des vitesses disparaît (Equation 1.15), on obtient :

$$\frac{Dc}{Dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + u_i \frac{\partial c}{\partial x_i} = \gamma \frac{\partial^2 c}{\partial x_i \partial x_i} \qquad (1.22)$$

En suivant l'écoulement du fluide et en négligeant la diffusion moléculaire, *c* ne varie pas. Un tel scalaire est dit conservé.

Dans un écoulement où l'on peut négliger les échanges de chaleur liés aux rayonnements, aux changements de phase, aux réactions chimiques et aux effets visqueux, l'équation de conservation de la chaleur, ou première loi de la thermodynamique, peut s'écrire sous une forme similaire à l'équation de conservation de masse d'un scalaire :

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_i} \qquad (1.23)$$

où *T* est la température et $\alpha = k / \rho\, C_p$ est la diffusité thermique du fluide (Equation 1.9). L'équation (1.23) montre que la température est une variable conservée, variant seulement par conduction de chaleur.

*I.4.1.d Échelles de la turbulence*

Les plus grands tourbillons d'échelles caractéristiques de taille $l$ et de vitesse $u$ contiennent la plus grand part d'énergie cinétique des mouvements turbulents. La longueur $l$ est reliée (« scale with ») et de même ordre de grandeur, mais un peu inférieure, à la dimension $L$ caractéristique de l'écoulement. Dans la couche limite atmosphérique $l$ est donc reliée à l'épaisseur de la couche limite. De même $u$ est relié, mais est un peu inférieur, à la vitesse d'écoulement $U$.

Puisque la turbulence apparaît pour les grands nombres de Reynolds $R_e = UL/v$[1], le nombre turbulent de Reynolds $R_t = ul/v$, bien qu'inférieur à $R_e$, est très largement supérieur à 1. Les tourbillons qui contiennent l'énergie ne sont donc pas directement influencés par la viscosité ($ul >> v$). Deux hypothèses importantes permettent d'estimer les tailles des tourbillons dans un écoulement turbulent. Premièrement, l'expression de $\varepsilon$, le taux de dissipation visqueuse d'énergie cinétique turbulente par unité de masse, contient la viscosité cinématique $v$ mais paradoxalement ne dépend pas de $v$. En effet $\varepsilon$ dépend des grands tourbillons non visqueux contenant l'énergie. Une analyse dimensionnelle donne alors $\varepsilon = \varepsilon(u,l) \sim u^3/l$. Deuxièmement, Kolmogorov [1941] a émis l'hypothèse que les échelles de vitesse $\upsilon$ et de longueur $\eta$ des petits tourbillons dissipatifs dépendent seulement de $\varepsilon$ et de la viscosité cinématique du fluide $v$. Une analyse dimensionnelle permet alors d'estimer les échelles caractéristiques des tourbillons dissipatifs :

- l'échelle de vitesse de Kolmogorov : $\upsilon = (v\varepsilon)^{1/4}$
- l'échelle de longueur de Kolmogorov : $\eta = (v^3/\varepsilon)^{1/4}$ (1.24)

Le nombre de Reynolds des tourbillons dissipatifs est alors $\sim \upsilon\eta/v = 1$, ce qui confirme qu'ils sont fortement influencés par la viscosité.

En utilisant $\varepsilon \sim u^3/l$ dans l'équation (1.24), on obtient :

$$l/\eta = R_t^{3/4}$$
$$u/\upsilon = R_t^{1/4} \quad (1.25)$$

Dans un écoulement turbulent de grand nombre de Reynolds $R_t$ les tourbillons dissipatifs sont donc faibles et petits par rapport aux tourbillons qui contiennent l'énergie. Pour les valeurs typiques de l'atmosphère $u \sim 1$ m s$^{-1}$ et $l \sim 10^3$ m, le nombre de Reynolds turbulent est de l'ordre de $10^8$, ce qui résulte en $\upsilon \sim 10^{-2}$ m s$^{-1}$ et $\eta \sim 10^{-3}$ m.

Une analyse similaire de la vorticité, le rotationnel de la vitesse, montre que dans un écoulement turbulent de grand nombre de Reynolds ce sont les petits tourbillons dissipatifs qui contiennent la plus grande part de vorticité turbulente.

*I.4.1.e Moyennes des équations de mouvement*

Le terme d'accélération par advection de l'équation de Navier-Stokes (1.20) contient le produit d'une vitesse par un gradient de vitesse, ce qui rend cette équation différentielle non linéaire et donc insoluble analytiquement. Les termes non linéaires représentent la cascade d'énergie des échelles les plus grandes vers les plus petites[2]. Aux plus petites échelles, la cascade d'énergie est dissipée en chaleur par viscosité moléculaire. Cette cascade 'couple' tous les tourbillons de l'écoulement turbulent. L'équation (1.25) montre que le rapport de tailles entre les tourbillons contenant l'énergie et les tourbillons dissipatifs augmente en puissance ¾ du nombre de Reynolds $R_t$. Un écoulement turbulent de grand $R_t$ a donc un nombre immense de tourbillons qui interagissent entre eux. Cela rend impossible la résolution analytique des équations de la turbulence et dépasse la capacité de calcul des ordinateurs les plus puissants. Une

[1] Tennekes et Lumley [1989] interprètent le nombre de Reynolds comme le rapport d'une échelle de temps turbulente sur une échelle de temps moléculaire qui prédominerait en l'absence de turbulence dans un écoulement de même échelle de longueur. Ces auteurs considèrent que l'interprétation habituelle de $R_e$ comme rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses négligent les différences d'échelles ; la diffusion visqueuse intervenant à des échelles bien plus petites que les échelles des effets inertiels. $R_e$ peut aussi être défini comme le rapport des temps caractéristiques visqueux aux temps caractéristiques inertiels [Lesieur, 1994].

[2] par mécanisme d'étirement (« stretching ») des vortex qui apparaît dans l'équation de conservation de la vorticité comme l'interaction entre la vorticité et le gradient de vitesse. Ce terme est spécifique à la turbulence en trois dimensions.

solution est de résoudre les formes moyennées des équations de la turbulence. Chaque variable $x$ est décomposée en sa partie moyenne et sa partie turbulente, c'est la décomposition de Reynolds [1895] : $x = X + x'$. Plusieurs types de moyennes existent. Les équations théoriques traitent des moyennes d'ensemble qui représentent la moyenne de plusieurs réalisations d'une variable aléatoire. La moyenne temporelle, notée $\overline{x}$, est le plus souvent utilisée pour les observations alors que la moyenne spatiale est adaptée aux simulations numériques. Dans l'atmosphère, les variations de vitesse du vent marquent généralement un trou spectral ('spectral gap') autour de 30-60 minutes séparant l'écoulement moyen lent de l'écoulement turbulent (Figure 1.15). Selon l'hypothèse ergodique, la moyenne temporelle d'une variable aléatoire stationnaire et la moyenne spatiale d'une variable aléatoire homogène (ou uniforme) convergent vers la moyenne d'ensemble. Katul et al. [2004] discutent en détail des conditions d'application de l'hypothèse ergodique dans la couche de surface atmosphérique et sous canopée.

La forme moyennée de l'équation de Navier-Stokes peut ainsi s'écrire :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} \qquad (1.26)$$

Le terme visqueux peut être négligé dans les équations des mouvements moyens d'un écoulement turbulent, sauf à proximité de la surface où la vitesse et $R_t$ deviennent petits. Dans l'équation (1.26) le terme $u_j$ entre dans la dérivée par application de la divergence nulle des vitesses (Equation 1.15). La moyenne des produits des vitesses est différente du produit des moyennes des vitesses (ces dernières sont facilement mesurables) :

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_i}\,\overline{u_j} + \overline{u_i' u_j'} = U_i U_j + \overline{u_i' u_j'} \qquad (1.27)$$

L'équation (1.26) devient :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \qquad (1.28)$$

L'équation de Navier-Stokes moyennée fait apparaître de nouvelles inconnues : les contraintes turbulentes de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$. La contrainte de Reynolds est un tenseur de deux dimensions représentant la force moyenne (dans la direction $i$) par unité d'aire (celle normale à la direction $j$) due aux fluctuations des mouvements turbulents :

$$\tau_{i,j} = \rho \overline{u_i' u_j'} \qquad (1.29)$$

La contrainte de Reynolds peut aussi être interprétée comme le flux turbulent *moyen* dans la direction $i$ de la quantité de mouvement turbulent dans la direction $j$. Par exemple si, en moyenne, l'air transporté par les bouffées vers le bas a une plus grande vitesse horizontale que l'air transporté par les bouffées vers le haut, le flux vertical ($w$) de quantité de mouvement horizontale ($u$) sera négatif : $\overline{u'w'} < 0$ (en moyenne le vent vertical est nul). L'équation (1.28) montre donc que l'écoulement moyen dépend de la divergence du flux turbulent de quantité de mouvement. La vitesse de friction (au carré) est définie comme la racine carrée du flux (cinématique) vertical de quantité de mouvement horizontale en surface :

$$u_* = (\overline{u'w'}_{surf}^2 + \overline{v'w'}_{surf}^2)^{1/4} \qquad (1.30)$$

De même, en moyennant l'équation (1.22) pour un scalaire conservé et négligeant les termes moléculaires moyens, on obtient :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial C U_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial \overline{c' u_i'}}{\partial x_i} \qquad (1.31)$$

où le terme de droite représente la divergence du flux turbulent du scalaire $c$. Pour l'équation de conservation de la température, ce terme représente la divergence du flux turbulent de chaleur sensible $\overline{u_i' T'}$.

*I.4.1.f Equation de conservation de l'énergie turbulente cinétique*

Les valeurs moyennes de vitesse ou de concentration masquent les fortes fluctuations turbulentes. Par exemple la concentration moyenne d'un polluant chimique ne donnera pas d'information sur les fortes concentrations dangereuses qui peuvent être atteintes localement et temporairement. La variance ($\overline{c'^2}$) donne une mesure de ces fluctuations. Ainsi l'énergie cinétique turbulente moyenne par unité de masse est une mesure de l'intensité de la turbulence : $\bar{e} = \frac{1}{2}\left(\overline{u_i' u_i'}\right)$. En soustrayant à l'équation de conservation d'une variable *x* son équation moyenne ($\bar{x}$), on obtient l'équation de conservation de sa partie turbulente (*x'*). En multipliant cette dernière par *2x'* puis la moyennant, on obtient l'équation de conservation de la variance ($\overline{x'^2}$). L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente moyenne (TKE) peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -U_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j' e}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_i} - \varepsilon \qquad (1.32)$$

I II III IV V

Le terme I représente l'advection de TKE par le vent moyen.

Le terme II représente la production / destruction mécanique ou de cisaillement de TKE. Le flux de quantité de mouvement étant généralement de signe opposé au cisaillement moyen du vent, ce terme est généralement une production de TKE[1].

Le terme III représente le transport turbulent de TKE.

Le terme IV de covariance avec la pression représente comment la TKE est redistribuée par les fluctuations de pression. Ce terme, très difficile à mesurer, peut être important. Il est souvent associé à des ondes de gravité.

Le terme V représente la dissipation visqueuse de TKE (Equation 1.24). Par définition $\varepsilon$ est toujours positif :

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \qquad (1.33)$$

Les termes d'advection moyenne (I), de transport turbulent (III) et de transport par la pression (IV) sont des divergences : ils ne font que déplacer la TKE dans l'espace. La turbulence est dissipative : le terme V de perte de TKE existe toujours dès que la TKE est non nulle. La TKE n'est pas une grandeur conservée. La couche limite est turbulente seulement si des processus physiques génèrent la turbulence. Le terme II représente l'énergie turbulente produite mécaniquement, et donc perdue, par l'écoulement moyen.

De même en combinant les équations de conservation des fluctuations turbulentes *c'* et $u_i'$, on obtient les équations de conservation des covariances $\overline{c' u_i'}$, c'est-à-dire des flux turbulents de *c*. Ces covariances apparaissaient comme des inconnues dans les équations de conservation des grandeurs moyennes (équation 1.31). Malheureusement, comme pour les variances (équation 1.32), les équations de conservation des flux turbulents font apparaître d'autres inconnues : des moments d'ordre trois. Ces flux doivent donc être modélisés. De nombreuses méthodes ont été appliquées selon le type de moyenne : moyennes d'ensemble sur plusieurs réalisations, par exemple les modèles de gradient-diffusion similaires à ceux utilisés pour la diffusion moléculaire mais avec des 'diffusités turbulentes' bien plus grandes, ou moyennes spatiales comme les simulations 'Large Eddy' (LES) qui résolvent explicitement les flux causés par les grands tourbillons contenant la plus grand part d'énergie cinétique.

[1] McNaughton [2011] remet en cause cette interprétation classique, voir aussi le chapitre V.3

*I.4.1.g Résumé du modèle conceptuel*

La turbulence est un système non linéaire de tourbillons en interactions qui détermine dynamiquement certaines de ses propriétés et dépend aussi de l'écoulement moyen et de son environnement. Les échelles de vitesse $u$ et de longueur $l$ des grands tourbillons turbulents contenant l'énergie sont de l'ordre de grandeur mais inférieures aux vitesses et longueurs caractéristiques de l'écoulement moyen. Le nombre de Reynolds turbulent $R_t = ul/v$ étant grand, ces tourbillons contenant l'énergie ne sont pas influencés par la viscosité. Les grands tourbillons contenant l'énergie déterminent le taux de dissipation visqueuse $\varepsilon$, le taux de conversion d'énergie cinétique turbulente en chaleur qui ne dépend donc pas de la viscosité.

Puisque les taux de production et de dissipation d'énergie cinétique turbulente par unité de masse dépendent seulement de $u$ et $l$, une analyse dimensionnelle montre qu'ils sont de l'ordre de $u^3/l$. Mais la dissipation elle-même est un processus visqueux et les échelles de vitesse ($\upsilon$) et de longueur ($\eta$) des petits tourbillons dissipatifs dépendent de la viscosité $v$. Les hypothèses de Komogorov [1941] permettent de déduire d'une analyse dimensionnelle les échelles caractéristiques de vitesse $\upsilon = (v\varepsilon)^{1/4}$ et de longueur $\eta = (v^3/\varepsilon)^{1/4}$ des tourbillons dissipatifs.

La turbulence obtient son énergie par transfert direct de l'écoulement moyen : les grands tourbillons drainent l'énergie cinétique de l'écoulement moyen (terme II de l'équation 1.32 de TKE) et les transmettent aux plus petits tourbillons par interactions entre tourbillons, c'est-à-dire par les contraintes de Reynolds. À l'équilibre, la turbulence perd son énergie cinétique au même taux par dissipation visqueuse des tourbillons les plus petits. Un écoulement turbulent de grand nombre de Reynolds contient une large gamme de tourbillons petits par rapport à $l \sim 1000$ m mais grands par rapport à $\eta \sim 1$ mm. Ces tourbillons contiennent une TKE négligeable, transportent peu de flux, contribuent peu à la production de TKE et produisent une dissipation visqueuse négligeable. En revanche, ils sont le lien essentiel entre les grands tourbillons qui contiennent l'énergie et les petits tourbillons dissipatifs. Le taux de transfert moyen de TKE à travers cette gamme de tourbillons intermédiaires, appelée gamme inertielle, est indépendant de l'échelle. Ce processus est appelé transfert spectral d'énergie.

La densité spectrale des vitesses en trois dimensions $E(k)$ représente la contribution des nombres d'onde compris entre $k$ et $k+dk$ à la variance des fluctuations $u_i'$ :

$$\frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} = \int_0^\infty E(k)\,dk\,. \qquad (1.34)$$

Komogorov [1941] émet l'hypothèse que la densité spectrale des vitesses $E(k)$ ne dépend que de $\varepsilon$ et de $k$ dans la gamme inertielle[1]. Cette hypothèse conduit par analyse dimensionnelle à :

$$E(k) = \alpha\, \varepsilon^{2/3}\, k^{-5/3} \qquad (1.35)$$

où $\alpha$ est la constante de Kolmogorov. L'identification d'une gamme inertielle de pente -5/3 signale donc une turbulence bien développée.

Le champ de turbulence ajuste la taille et l'intensité de ces tourbillons dissipatifs afin d'atteindre le taux nécessaire de dissipation d'énergie cinétique turbulente. Ce taux de dissipation visqueuse est proportionnel à la puissance trois de l'écoulement moyen ($\varepsilon \sim u^3/l$ et $u \sim U$) ; une augmentation de production d'énergie aux grandes échelles va produire des tourbillons dissipatifs plus rapides ($\upsilon \sim \varepsilon^{1/4}$) et plus petits ($\eta \sim \varepsilon^{-1/4}$).

[1] L'écoulement peut alors être considéré comme un système thermodynamique fermé : la zone inertielle ne prend en compte ni la très grande échelle où l'énergie est injectée dans le système par les forces extérieures, ni la très petite échelle où l'énergie est extraite par dissipation visqueuse [Farge, 1992]. Ce qui permet l'application de la théorie statistique de Kolmogorov.

### *I.4.2 Effets de la gravité et de la densité de l'air*

Les équations de conservation du chapitre I.4.1 sont généralisées à l'air humide de l'atmosphère terrestre en incluant les effets de Coriolis et de flottabilité liée à la densité de l'air ('buoyancy'). Après différentes simplifications pour l'atmosphère (dont 'the shallow motion approximation' [Mahrt, 1986]), l'équation d'état des gaz parfait permet de remplacer les fluctuations de densité, difficiles à mesurer, par les fluctuations de température (virtuelle potentielle $\theta_v$) plus facilement mesurables :

$$\frac{\rho'}{\overline{\rho}} \approx \frac{\theta_v'}{\overline{\theta_v}} \qquad (1.36)$$

Ce qui signifie simplement qu'un air plus chaud que la moyenne est moins dense que la moyenne.

Les effets de gravité interviennent dans l'équation de conservation des fluctuations de la quantité de mouvement vertical, qui peut s'écrire[1] :

$$\frac{dw'}{dt} = g\frac{\theta_v'}{\overline{\theta_v}} - \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} + \nu\frac{\partial^2 w'}{\partial x_j^2} \qquad (1.37)$$

Lorsque la température potentielle virtuelle diminue avec l'altitude ($d\Theta_v/dz < 0$), un mouvement vers le haut d'un volume d'air génère une déviation $\theta_v$' positive et un mouvement vers le bas une déviation négative. Dans ce cas, l'équation (1.37) montre que la force résultante de flottabilité tend à amplifier le mouvement, ce qui définit une stratification instable. Inversement lorsque $d\Theta_v/dz$ est positif, un volume d'air subissant un déplacement vertical 'sentira' une accélération de flottabilité opposée au mouvement, c'est la stratification stable. Ainsi la stratification stable de densité empêche les fluctuations de vitesse verticale. Les conditions neutres sont rares dans la couche limite[2] car de faibles différences de température produisent de forts effets de flottabilité. Wynggard [2010] note ainsi que les turbulences nocturnes (stables) et diurnes (instables) sont aussi différentes que la nuit du jour. Les équations générales des effets de la flottabilité sont développées dans les ouvrages de référence déjà cités. Des exemples sont donnés ci-dessous pour un système de coordonnées aligné avec le vent moyen, en homogénéité horizontale et en négligeant la subsidence et les effets de Coriolis[3].

L'équation de conservation du flux turbulent vertical de quantité de mouvement horizontal peut s'écrire :

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} = -\overline{w'^2}\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'w'w'}}{\partial z} + \frac{g\,\overline{u'\theta_v'}}{\overline{\theta_v}} + \overline{\frac{p'}{\overline{\rho}}\left(\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial x}\right)} - 2\varepsilon_{uw} \qquad (1.38)$$

I II III IV V

Terme I : production par le cisaillement moyen du vent.
Terme II : transport turbulent.
Terme III : production ou destruction par flottabilité
Terme IV : redistribution par le terme de pression ('return to isotopy')
Terme V : dissipation visqueuse

Le flux turbulent vertical de chaleur :

$$\frac{\partial \overline{\theta'w'}}{\partial t} = -\overline{w'^2}\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{\theta'w'w'}}{\partial z} + \frac{g\,\overline{\theta'\theta_v'}}{\overline{\theta_v}} + \overline{\frac{p'}{\overline{\rho}}\left(\frac{\partial \theta'}{\partial z}\right)} - 2\varepsilon_{\theta w} \qquad (1.39)$$

VI II III IV V

Terme VI : production de flux de chaleur dû à un flux de quantité de mouvement turbulent dans un gradient moyen de température.

[1] Avec l'approximation de Boussinesq qui néglige les variations de densité dans le terme inertiel ($dw/dt$) mais le conserve dans le terme de flottabilité car il apparaît multiplié par $g$, Stull [1988, p.85].

[2] Sauf au-dessus des océans

[3] Dans la couche limite, les effets de Coriolis sont généralement faibles dans les bilans des moments turbulents du deuxième ordre.

L'équation (1.32) de conservation de TKE développée dans le chapitre I.4.1 devient avec les effets de flottabilité :

$$\frac{\partial \overline{e}}{\partial t} = -U_j \frac{\partial \overline{e}}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g \overline{u_i' \theta_v'}}{\overline{\theta_v}} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j' e}}{\partial x_j} - \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_i} - \varepsilon \qquad (1.40)$$

Pour un système de coordonnées aligné avec le vent moyen, en homogénéité horizontale et en négligeant la subsidence, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} + \frac{g \overline{w'\theta_v'}}{\overline{\theta_v}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \varepsilon \qquad (1.41)$$

I II III VII V

Terme VII : redistribution de TKE par les fluctuations de pression.

En terrain horizontal, la gravité est perpendiculaire au plan X-Y du système de coordonnées défini selon le vent moyen (chapitre I.5.2.a) et le flux de flottabilité $\overline{w'\theta_v'}$ n'intervient que dans la verticale. En revanche sur un terrain incliné, le flux de flottabilité le long de la pente ($\overline{u'\theta_v'}$) peut-être important dans le bilan de TKE (Equation 1.40). Ce point est détaillé dans l'étude des vents catabatiques du chapitre IV.2.

Le nombre de Richardson 'flux' [Richardson, 1920] peut être défini à partir de l'équation (1.40) de bilan de TKE comme le rapport du taux de production (stratification instable) ou de destruction (stable) par le taux de production par cisaillement (dont le signe négatif est éliminé par convention) :

$$R_f = \frac{\frac{g \overline{w'\theta_v'}}{\overline{\theta_v}}}{\overline{u'_i u_j'} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}} \qquad (1.42)$$

$R_f$ est négatif[1] pour des écoulements statiquement instables, nul pour des écoulements neutres et positif pour des écoulements stables. Le nombre de Richardson 'gradient' ($R_i$) est dérivé de $R_f$ en considérant les flux proportionnels aux gradients (et en considérant l'égalité entre les coefficients de proportionnalités, c'est-à-dire entre les diffusités turbulentes de quantité de mouvement et de température) :

$$R_i = \frac{g}{\theta_v} \frac{\frac{d\theta_v}{dz}}{\left(\frac{dU}{dz}\right)^2} \qquad (1.43)$$

$R_i$, souvent simplement dénommé nombre de Richardson, est utilisé dans le chapitre IV.1 comme échelle de stabilité dans le calcul des flux turbulents en surface des glaciers.

La longueur de Obukhov ($L$) est aussi un paramètre d'échelle très utilisé dans la couche de surface [Obhukov, 1946]. L'équation (1.41) de TKE est rendue adimensionnelle en la multipliant par $-kz/u_*^3$, avec $k$~0.4 la constante de von Karman. Le terme III de flottabilité normalisé s'écrit alors :

$$\frac{z}{L} = \frac{-k z g \frac{\overline{(w'\theta_v')}_{surface}}{\overline{\theta_v}}}{u_*^3} \qquad (1.44)$$

[1] Stull [1988] insiste sur la distinction entre stabilité statique (liée à une différence de densité) et stabilité dynamique (où le cisaillement du vent est source de turbulence).

où $\overline{(w'\theta_v')}_{surface}$ et $u_*^2$ sont les flux en surface (constants dans la couche de surface). La longueur $L$ est négative en condition instable, positive en condition stable et infinie en condition neutre. Les conditions sont proches de la neutralité lorsque $|z/L|$ est petit, ce qui se produit proche de la surface lorsque $z<<|L|$. On peut montrer que $|L|$ est une estimation de la hauteur à partir de laquelle les effets de la flottabilité sur la TKE dépassent ceux de la production par cisaillement.

On a vu que les équations pronostics des moments d'ordre *n* font intervenir comme inconnus des moments d'ordre *n+1* (par exemples les équations 1.38, 1.39 et 1.40). Un ensemble d'équations décrivant la turbulence n'est pas fermé : le nombre d'inconnues est supérieur au nombre d'équations. La description statistique complète de la turbulence nécessiterait un ensemble infini d'équations, c'est le problème de fermeture des équations de la turbulence. La théorie des similitudes[1] est une méthode très utile pour diagnostiquer des valeurs d'équilibre de variables de la turbulence en état stationnaire. Elle s'appuie sur une analyse dimensionnelle et le théorème de Buckingham *Pi* (Barenblatt [2003] décrit en détail ces méthodes). Ce théorème permet d'organiser et de grouper de façon optimale les variables sélectionnées afin de représenter le système en des quantités adimensionnées (traditionnellement notées π). Les valeurs de ces groupes et les relations entre eux doivent être ensuite déterminées empiriquement par des observations. Si le choix des variables indépendantes est complet, les courbes de relations entre groupes adimensionnés sont 'auto-similaires', d'où la dénomination de théorie des similitudes.

La théorie des similitudes de Monin et Obhukov [1954] (notée M-O) a été très utilisée pour décrire la couche limite atmosphérique, en particulier la couche de surface. Foken [2006] présente en détail l'histoire et l'évolution de cette théorie. L'hypothèse de M-O est que quatre paramètres gouvernent la structure turbulente stationnaire au-dessus d'une surface homogène, horizontale et plate : une longueur caractéristique de la turbulence, prise comme la hauteur $z$ au-dessus de la surface ; une échelle de vitesse turbulente, prise comme la vitesse de friction $u_*$ ; le flux turbulent de flottabilité en surface $\overline{(w'\theta_v')}_{surface}$ ; et le paramètre de flottabilité $g/\theta_0$. Dans la couche de surface, les gradients adimensionnés verticaux moyens de vent et de température (ou d'un scalaire conservé) sont alors des fonctions *universelles* de $z/L$ :

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right)=\frac{kz}{u_*}\frac{\partial U}{\partial z} \qquad (1.45)$$

$$\phi_h\left(\frac{z}{L}\right)=\frac{kz}{\theta_*}\frac{\partial \theta}{\partial z} \qquad (1.46)$$

où l'échelle turbulente de température est définie selon : $\theta_* = -\overline{w\theta}/u_*$. La constante de von Karman ($k$~0.4) a été déterminée expérimentalement pour que $\phi_m(0)=1$ en condition neutre [ex., Andreas, 2009].

Les formes des fonctions universelles $\phi$ ne peuvent pas être prédites par la théorie des similitudes mais doivent être déterminées par des expériences de terrain (cf. les synthèses de Högström [1996] et de Foken [2006]). Les relations 'flux-gradients' (1.45) et (1.46) permettent de calculer les flux turbulents $u_*^2$ et $u_*\theta_*$ dans la couche de surface à partir des gradients moyens des variables météorologiques. Le chapitre I.5.2.2 présente cette méthode ainsi que les erreurs associées à des mesures sur le glacier Zongo. La conclusion de Foken [2006] reste sans doute valide : 'At the present time, the use of the Monin–Obukhov similarity theory is limited to the surface layer (constant-flux layer) above the roughness sub-layer (probably not valid above tall vegetation), to a range of $|z/L|\leq$ 1–2, and over homogeneous surfaces. Furthermore, even under ideal conditions, the theory has an accuracy of only about 10–20%.'

La couche de surface est réduite en cas stable. Nieuwstdat [1984] montre que l'hypothèse d'invariance des flux avec la hauteur n'est pas nécessaire. Il a ainsi redéfini les relations de similitudes de Monin-Obukhov en termes de similitudes locales ('local scaling') pour lesquelles la longueur d'Obukhov et les

[1] Equivalente à un schéma de fermeture d'ordre 0

relations flux-gradients sont basées sur les flux locaux à la hauteur $z$ au lieu des valeurs de surface. Ainsi les variables turbulentes sont cohérentes entre elles, ont des relations d'échelles entre elles mais plus avec les forçages en surface. Sorbjan [1986] argumente que les formes des fonctions universelles (équations 1.45 et 1.46) des similitudes locales sont les mêmes qu'en surface. Néanmoins les variations verticales des flux restent inconnues et doivent être paramétrées [ex., Holtslag et Nieuwstdat, 1986]. Pour fermer les équations de flux-gradients, Nieuwstdat [1984] considère que le nombre de Richardson est constant, ce qui est rarement observé dans l'atmosphère.

### *I.4.3 La couche limite stable*

#### *I.4.3.a Propriétés et processus de la couche stable*

Les (nombreux) articles de Mahrt étudient en détail les propriétés des couches limites stables. Mahrt [2014] présente ainsi une synthèse complète sur le sujet. Les articles de Grachev sont également très instructifs. Une couche limite stable est réduite – d'un ordre de grandeur (~100 m) par rapport à la couche limite convective diurne – avec des grands tourbillons 'énergétiques' bien plus petits et faibles qu'en situation convective. Le terme III de l'équation (1.41) est une destruction de TKE ; les mouvements turbulents verticaux sont réduits par le travail des forces de flottabilité. La destruction de TKE par flottabilité amortit préférentiellement les gros tourbillons énergétiques. Ce terme s'ajoute aux pertes par dissipation visqueuse des petits tourbillons (terme V). Le taux de production mécanique de TKE par interactions des contraintes de Reynolds avec le gradient moyen de vitesse (terme I) est généralement la principale source de TKE. Si la production mécanique compense les pertes par flottabilité et par dissipation visqueuse, la turbulence atteint un état d'équilibre mais une augmentation du taux de destruction par flottabilité peut éteindre la turbulence : la stabilité va éteindre les gros tourbillons énergétiques et couper la cascade d'énergie vers les petits échelles. Les observations dans la couche de surface indiquent que la turbulence diminue lorsque le nombre de Richardson $R_f$ augmente mais les fluctuations de température et de vent restent pleinement turbulentes jusqu'à un seuil de $R_f$~0.2. Au-delà de ce seuil, la turbulence varie peu ou plus du tout avec l'augmentation de $R_f$. Les fluctuations sont alors faibles et intermittentes, difficiles à mesurer et à modéliser.

La turbulence étant faible en atmosphère stable, d'autres forçages ne peuvent pas être négligés tels que le rayonnement, la subsidence – qui peut être importante en condition anticyclonique favorisant une forte stabilité en surface par refroidissement radiatif nocturne – ou l'advection (discutée dans le chapitre I.5.2.1.a). Par ciel clair, la divergence du rayonnement infrarouge thermique – causée par l'augmentation avec la hauteur du flux de rayonnement vers le haut – peut provoquer un refroidissement de l'air au cours de la nuit [ex. Garratt et Brost, 1981] ou tout au long de la journée en climat polaire [ex., Hoch et al., 2007]. Une inversion de température peut néanmoins provoquer un réchauffement radiatif des couches d'air proches du sol où les processus radiatifs sont très sensibles aux profils de température et d'humidité, ainsi qu'aux propriétés spectrales du sol (cf. les études détaillées d'Edwards [2009a] et [2009b]). Ha et Mahrt [2001] observent dans une plaine du Kansas qu'une inversion nocturne dans les basses couches se forme par divergence de rayonnement alors que les échanges turbulents sont réduits en raison d'un vent faible en début de soirée. La force de rappel de flottabilité stable favorise la propagation d'ondes. Des ondes de gravité internes ('buoyancy gravity waves') sont toujours présentes en atmosphère stable sur des périodes de la seconde à quelques minutes. Les interactions non linéaires entre ondes et turbulence contribuent à l'intermittence de la turbulence mais restent très mal connues (ex., Hunt et al., [1985], Cheng et al. [2005], Sun et al. [2015a]). La turbulence dans la couche limite stable, caractérisée par des petits tourbillons, tend à avoir des échelles spatiales plus petites et à être moins diffusive que dans la couche instable, ce qui implique que la couche stable est davantage influencée par les hétérogénéités de terrain. Mahrt et al. [1998] notent : "Examination of stratified turbulence in atmospheric boundary layers is complicated by a multiplicity of physical influences including clear air radiative flux divergence, elevated shear associated with low level jets, meandering motions, gravity waves, slope flows and increased sensitivity to surface heterogeneity". En raison de ces processus, qui interviennent généralement en même temps et interagissent entre eux, de nombreuses propriétés de la couche de surface stable ne sont pas stationnaires.

La diversité des processus contrôlant la couche stable a amené de nombreuses études à distinguer différents régimes d'écoulement. Deux régimes, 'faiblement' et 'fortement' stables, sont souvent considérés [ex., van der Wiel et al., 2012 ; Cheng et Brutsaert, 2005 ; Zilitinkevich et al., 2008 ; Sun et al., 2012 ; Vignon et al., 2017], avec parfois un régime de transition entre eux [ex., Mahrt et al., 1998 ; Banta, 2008]. Grachev et al. [2005] distingue quatre régimes : faiblement stable, de transition, de couche d'Eckman

turbulente (les ondes de gravité et l'effet de Coriolis deviennent important) et 'supercritique' très stable, à partir de onze mois de mesures de flux turbulents et de gradients verticaux de température et de vent au-dessus de la banquise Arctique,

Le régime 'faiblement stable' est typique de début de nuit ou de conditions de fort vent et/ou de couvert nuageux. La turbulence, plutôt continue, homogène et stationnaire, décroît en hauteur avec la diminution du cisaillement du vent jusqu'à devenir faible au sommet de la couche limite (Figure 1.16a). Les théories de similitudes de Monin-Obukhov s'appliquent généralement bien à ce régime qui a été beaucoup étudié.

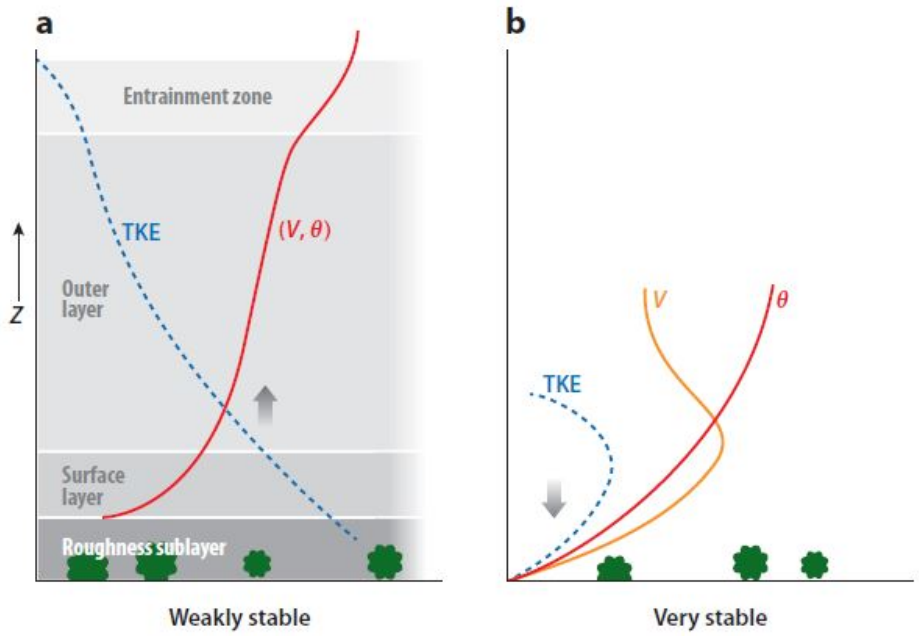



**Figure 1**

A greatly simplified division of boundary layers into (*a*) the weakly stable regime and (*b*) the strongly stable regime. (*a*) Plausible vertical structure corresponding to the relatively well-defined weakly stable regime. The gray zones delineate idealized horizontal layers. The entrainment zone is definable only for the weakest stability. The dashed blue curve depicts the typical height dependence of the turbulence energy (TKE). The solid red line represents the general structure of both the potential temperature, $\theta$, and the wind speed, $V$. The gradient arrow indicates the usual direction of the vertical transport of turbulence energy. (*b*) One of numerous different vertical structures for the very stable boundary layer. The red solid curve represents the potential temperature, and the orange solid curve represents the wind speed for the case of a near-surface wind maximum. For very stable conditions, various vertical structures are possible, and the vertical structure is generally nonstationary. In reality, the very stable boundary layer is typically an order of magnitude thinner than the weakly stable boundary layer.

Figure 1.16 : schéma représentant les régimes faiblement et fortement stables, d'après Mahrt [2014].

Le régime 'très stable' intervient typiquement par ciel clair. Il est caractérisé par un fort refroidissement en surface et de faibles vents. Les concepts traditionnels de couche limite ne s'appliquent généralement plus (Figure 1.16b). La turbulence est faible et intermittente, même à proximité de la surface. En raison de la diminution du frottement, les effets de la rotation terrestre deviennent importants à faible hauteur, pouvant causer une rotation de la direction du vent selon la 'spirale d'Eckman' [ex., Mahrt, 1999]. Des mécanismes intermittents internes peuvent moduler la turbulence : l'extinction de la turbulence élimine le terme de frottement turbulent dans le bilan de quantité de mouvement, qui n'est plus équilibré (Equation 1.28). Le gradient horizontal de pression accélère alors l'écoulement jusqu'à ce que le nombre de Richardson diminue suffisamment – par augmentation du cisaillement – pour régénérer la turbulence. On retrouve l'analogie avec le principe de Le Chatelier mentionnée en introduction de ce chapitre : la turbulence tend à se détruire en annulant ses causes. Grachev et al. [2005] observent que le flux de quantité de mouvement s'effondre plus rapidement que le flux de chaleur sensible lorsque la stabilité devient très

forte. Selon cette étude, *u'* et *w'* tendent à s'annuler en très forte stabilité alors que les fluctuations *T'* peuvent être maintenues à des valeurs faibles, mais non nulles, par une advection liée à des hétérogénéités spatiales de la température de surface. Pour Zilitinkevich et al. [2008], la turbulence faible et intermittente de régime très stable est dominée par des ondes internes qui transportent plus efficacement la quantité de mouvement que la chaleur.

Des jets de basses couches ('low level jet'), caractérisés par un maximum de vent à quelques centaines de mètres au-dessus du sol, sont fréquents en conditions nocturnes. Des couches limites 'renversées' peuvent alors être observées en régime très stable : la TKE augmente avec la hauteur et le transport turbulent importe de la TKE en provenance des couches supérieures (Figure 1.16b). La principale source de TKE est la production par cisaillement due au jet en hauteur. Un maximum de vent catabatique peut aussi entraîner un transport de TKE vers le bas (chapitre IV.2). Banta [2008] fait une revue des propriétés des 'low level jets' (LLJ) en stratification stable à partir d'une analyse de mesures Lidar. Il conclut que la turbulence en surface est directement reliée aux propriétés du jet: "The turbulent SBL below the LLJ has properties of a similarity boundary layer in which the mean-wind speed and height of the top of the SBL, which generally corresponded to the LLJ maximum, are the appropriate velocity and height scales for both mean and turbulent quantities". Sun et al. [2012] observent également que la vitesse du vent proche de la surface est contrôlée par un jet nocturne de basses couches. Dans cette étude, la turbulence en surface n'augmente que très lentement avec la vitesse du vent jusqu'à une valeur seuil de vitesse, puis la TKE augmente plus significativement avec l'augmentation ultérieure de la vitesse du vent. Puisque vitesse du vent et nombre de Richardson sont fortement corrélés en stratification stable, ce seuil semble correspondre à la transition évoquée plus haut entre les régimes fortement et faiblement stables. Une intermittence entre des turbulences très faibles et significatives se produit lorsque le vent accélère et décélère autour de ce seuil. Van de Wiel et al. [2012] interprètent un tel seuil en terme de vitesse de vent minimale nécessaire au maintien continu de la turbulence.

Derbyshire [1990] montre que le flux de chaleur sensible dirigé vers le sol ne décroît pas uniformément avec la stabilité. A partir d'une valeur nulle en régime neutre (les fluctuations $\theta'$ sont réduites par le gradient nul de température[1]), le flux de chaleur sensible augmente avec la stabilité en régime faiblement stable puis atteint un maximum et décroit avec la stabilité qui réduit les mouvements verticaux (la prédominance de mouvements de grandes échelles, comme des ondes de gravité, peut aussi réduire les corrélations entre $\theta'$ et $w'$). Mahrt et al. [1998] considèrent le maximum de flux de chaleur sensible comme la limite entre les régimes faiblement stables et de transition (observée pour $L$~150 à $z$ = 3m) :

"(1) In the weakly stable regime, the heat flux increases with increasing stability due to increasing magnitude of the temperature fluctuations. Existing surface-layer similarity theory works well in this regime.

(2) In the transition stability regime, the heat flux decreases with increasing stability due to restriction of the vertical velocity fluctuations by the increasing stratification. The turbulence intensity, transfer coefficients and eddy diffusivities decrease rapidly with increasing stability in the transition regime. Similarity theory seems adequate for this regime but does not describe the turbulence quantities as well as for the weakly stable regime. Local scaling works better than traditional Monin-Obukhov similarity theory.

(3) In the very stable regime, similarity theory does not adequately describe the behaviour of the turbulence, perhaps partly due to the large random flux errors. In addition, non-turbulent motions contribute to the variances but not the flux, which obscures the relationship between variances and Monin-Obukhov scaling."

Dans un écoulement stablement stratifié, la variance de la température potentielle ($\overline{\theta_v'^2}$) peut être reliée à une énergie potentielle des parcelles de fluide. On considère une parcelle qui a atteint un écart $\theta'$ de température par rapport au fluide environnant à la suite d'un déplacement turbulent vertical vers le haut.

[1] Potentielle virtuelle

Cette parcelle étant plus dense que le fluide environnant, elle a un potentiel d'énergie par rapport à l'état résultant d'une descente à un niveau où sa densité sera égale à celle de son environnement. Au cours de ce mouvement descendant, l'énergie potentielle est transformée en énergie cinétique par le travail effectué par la gravité et les forces de flottabilité. Plusieurs études ont montré l'intérêt du concept d'énergie turbulente potentielle (TPE), directement liée à $\overline{\theta_v'^2}$, pour reproduire des caractéristiques de la turbulence en régime très stable. L'énergie mécanique turbulente totale, somme des énergies potentielle et cinétique (TME=TKE+TPE), a l'avantage d'être une variable conservée dans les écoulements stratifiés. Zilitinkevich et al. [2008] utilisent les importances relatives de TPE et de TKE dans l'énergie mécanique turbulente totale pour distinguer les régimes faiblement stables des régimes fortement stables (où la TPE prédomine). En écoulement catabatique (étudié dans le chapitre IV.2), Denby [1999] montre l'importance du transport de $\overline{\theta_v'^2}$ à proximité du jet. Lobocki [2017] utilise le concept de TPE en écoulement catabatique pour suggérer une rétroaction entre le flux turbulent de chaleur et la variance de température, impliquant des modes oscillatoires caractérisés par la fréquence de Brunt-Vaisala (Equation 1.55).

*I.4.3.b Fonctions de stabilité*

La plupart des modèles climatiques et météorologiques utilisent la théorie des similitudes de Monin-Obhukov pour calculer les flux turbulents en surface mais les fonctions de stabilité sont souvent mal définies en régime stable. En régime proche de la neutralité ($z/L \ll 1$), Monin et Obhukov [1954] avaient dérivé des fonctions de stabilité linéaires à partir de développements en série de Taylor :

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta_m \frac{z}{L} \qquad (1.47)$$

$$\phi_h\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta_h \frac{z}{L} \qquad (1.48)$$

avec $\phi_h(0) = \phi_m(0) = 1$ en condition neutre.

Webb [1970] a étendu le domaine d'application des fonctions de stabilité linéaires au régime stable par analyse de profils verticaux moyens de vent et de température. Une des premières campagnes de mesures des flux turbulents et des profils moyens dans la couche de surface a été effectuée dans les plaines du Kansas en 1968 [Businger et al., 1971]. Cette campagne a permis de définir des relations flux-gradients de référence, les fonctions de 'Businger-Dyer', de forme linéaire en régime stable. Néanmoins, Wieringa [1980] mit en évidence des erreurs de mesures dans la campagne de Kansas liées à des problèmes de distorsion de l'écoulement par les tours et les capteurs. Par la suite, plusieurs campagnes de mesures ont confirmé des fonctions linéaires du type (1.47) et (1.48) avec $\beta_m \sim \beta_h \sim 5$ [ex., Högström, 1996 ; Howell et Sun, 1999]. Katul et al. [2011] proposent une base théorique aux formes – non prédites par la théorie des similitudes – des fonctions de stabilité du vent pour les régimes instables à modérément stables mais il souligne le manque d'une théorie complète pour les écoulements fortement stables.

On a vu que les forces de flottabilité détruisent surtout les grands tourbillons alors que les petits tourbillons sont dominés par les forces visqueuses : lorsque $z/L$ augmente les plus gros tourbillons sont d'abord atténués. En conditions stables, la stratification réduit les mouvements verticaux et l'importance relative de la destruction par flottabilité augmente avec la hauteur (Figure 1.16a). À une certaine hauteur les tourbillons deviennent limités en taille, non pas par la distance au sol ('z-scaling'), mais par la stabilité ; la turbulence ne 'communique' plus avec la surface. Cela suggère qu'en conditions très stables $z$ disparaît des paramètres gouvernant la structure turbulente, laissant dans la théorie de M-O les trois paramètres : $u_*$, $\overline{(w'\theta_v')}_{surface}$ et $g/\theta_0$. L'analyse dimensionnelle en '$z$-less stratification' conduit à [ex., Wyngaard, 2010] :

$$\frac{\partial U}{\partial z} \approx \frac{u_*}{L} \qquad \frac{\partial \Theta}{\partial z} \approx \frac{\theta_*}{L} \qquad (1.49)$$

Ce qui donne des relations de proportionnalité entre les fonctions de profils M-O et *z/L* :

$$\phi_m(\frac{z}{L}) = \frac{kz}{u_*}\frac{\partial U}{\partial z} \propto \frac{z}{L} \quad (1.50)$$

$$\phi_h(\frac{z}{L}) = \frac{kz}{\theta_*}\frac{\partial \theta}{\partial z} \propto \frac{z}{L} \quad (1.51)$$

Les fonctions de stabilité linéaires (1.47) et (1.48) sont donc une forme simple de transition entre les conditions neutres et les fortes stabilités en '*z*-less scaling'.

Les nombres de Richardson de flux et gradient peuvent s'écrire (Equations 1.42, 1.43, 1.44, 1.45 et 1.46) :

$$R_f = \frac{z}{L}\frac{1}{\phi_m} \qquad R_i = \frac{z}{L}\frac{\phi_h}{\phi_m^2} \quad (1.52)$$

Le nombre de Prandtl turbulent, défini comme le rapport des diffusités turbulentes de quantité de mouvement et de température, peut alors s'écrire :

$$\mathrm{Pr}_t = \frac{\overline{u'w'}d\Theta/dz}{\overline{\theta'w'}dU/dz} = \frac{\phi_h}{\phi_m} = \frac{R_i}{R_f} \quad (1.53)$$

$Pr_t = 1$ si $\beta_m = \beta_h$ dans les équations (1.47) et (1.48).

Les fonctions linéaires (1.47) et (1.48) permettent de relier en régime stable le nombre de Richardson flux à la longueur d'Obhukov :

$$R_f = \frac{z/L}{1+\beta z/L} \quad (1.54)$$

Dans la couche de surface très stable, $R_f$ tend vers $1/\beta_m$. ~ 0.2 quand *z/L* tend vers l'infini. Cette valeur de $R_f$ a souvent été utilisée comme critère d'extinction de la turbulence mais de nombreuses observations et travaux théoriques ont remis en cause l'existence d'un telle valeur critique [ex., Zilitinkevich et al., 2008].

Différentes fonctions de stabilité, linéaires ou plus complexes comme celle proposée par Beljaars et Holtslag [1991], ont été comparées à des mesures de flux par covariance turbulente, par exemples : Sfyri et al. [2018] en terrain de montagne, Forrer et Rotach [1997] et Calanca et al. [1998] sur la calotte glaciaire du Groenland, King [1990] sur la calotte glaciaire de l'Antarctique, Andreas [2002] sur différentes surfaces de neige et de glace ou Schlögl et al. [2017] sur des couverts de neige de glaciers alpins et de calottes polaires. À partir de mesures sur la calotte du Groenland, Zilitinkevich et Calanca [2000] proposent une théorie de similitudes non-locale adaptée aux couches limites stables des hautes latitudes où la stabilité de l'atmosphère libre peut affecter la turbulence proche de la surface (mais sans prendre en compte les effets de la rotation terrestre). La campagne de mesures SHEBA sur la banquise Arctique d'octobre 1996 à septembre 1997 a produit une longue et complète série de mesures de profils et de flux turbulents en régime stable [ex., Grachev et al., 2005, 2007, 2012, 2013 ; Sorbjan, 2010] (Figure 1.17). Heinemann [2004] évalue la théorie locale des similitudes dans la couche limite stable au-dessus de la calotte du Groenland à partir de mesures aéroportées en conditions de fort vent catabatique.

Les résultats de ces études indiquent que les fonctions de stabilité linéaires semblent 'universelles' pour les faibles valeurs de *z/L*, confirmant la théorie de similitudes de Monin-Obhukov en conditions faiblement stables. En revanche des hypothèses de la théorie de M-O deviennent souvent inapplicables lorsque la stabilité augmente, en particulier les flux constants avec la hauteur. La théorie de Monin-Obhukov peut néanmoins être rétablie par application locale où la longueur d'Obhukov est définie à partir des flux à la hauteur considérée ('local scaling' présenté dans le chapitre I.4.2).

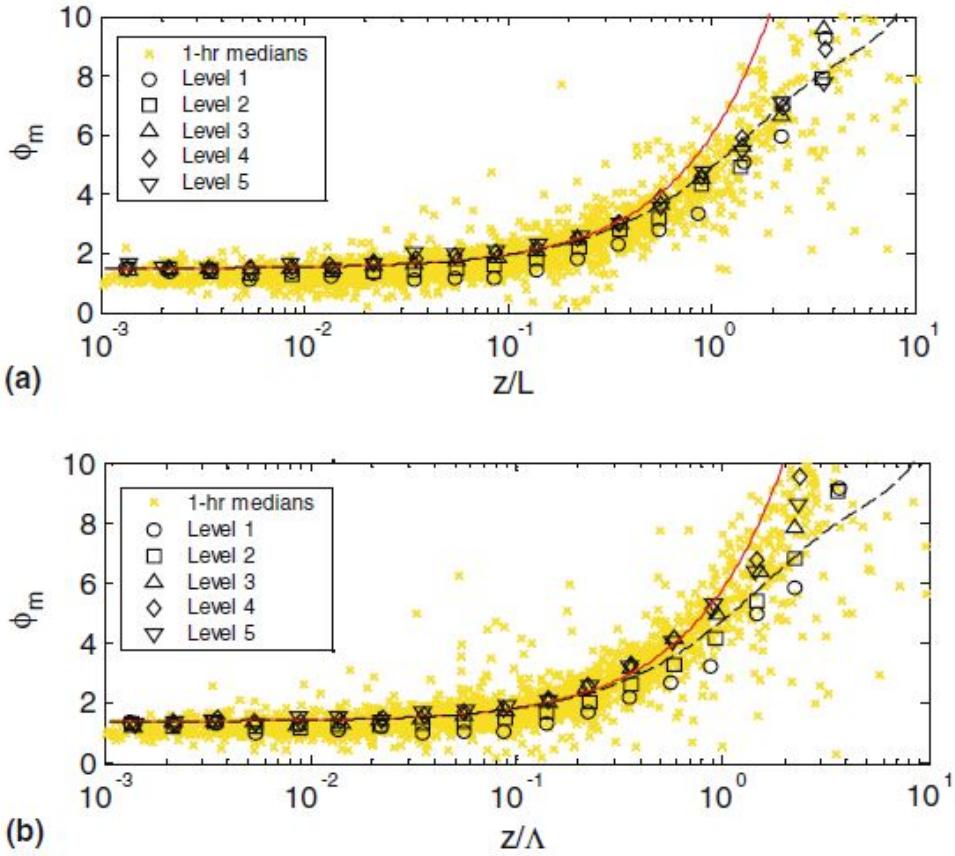



*Figure 4.* Plots of the bin-averaged non-dimensional velocity gradient, $\varphi_m$, (medians) against (a) the surface MOST stability parameter, $z/L$ and (b) the local MOST stability parameter, $z/\Lambda$, for levels 1−5 during the 11 months of measurements. The solid curves represent the Businger−Dyer relationship, $\varphi_m = \varphi_h = 1 + \beta\zeta$ with $\beta = 5$, and the dashed ones are based on the Beljaars and Holtslag (1991) formulae. Functions $\varphi_m$ , $\varphi_h$ and the Obukhov length in the upper panel (a) are based on the fluxes measured at level 1 ('surface fluxes'), whereas $\varphi_m$, $\varphi_h$, and $\Lambda$ in the bottom panel (b) are based on the local fluxes. Individual 1-h averaged data based on the median fluxes for the five levels are shown as background symbols.

Figure 1.17 : Fonctions de stabilité du vent selon les longueurs de Monin-Obhukov de surface (a) et locale (b). Comparaison des mesures SHEBA avec les relations de Businger-Dyer (trait continu rouge) et de Beljaars et Holtslag [1991] (tirets noirs). Figure tirée de Grachev et al. [2005].

En forte stabilité, les fonctions de stabilité semblent augmenter plus lentement avec la stabilité que ne l'indiquent les fonctions linéaires, voire même deviennent constantes en très forte stabilité [ex., Forrer et Rotach, 1997 ; Howell et Sun, 1999 ; Klipp et Mahrt, 2004 ; Grachev et al., 2005 ; Cheng et Brutsaert, 2005 ; Baas et al., 2006] (la Figure 1.17 montre un exemple pour $\phi_m$). Par exemple, Cheng et al. [2005] testent la théorie des similitudes de M-O dans quatre situations : ondes de gravité internes, instabilités de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz, courant de densité et jet de basse couche. Les résultats indiquent que la théorie de similitude donne des fonctions de stabilité trop fortes en turbulence discontinue et intermittente liée à des instabilités de cisaillement, résultant en une sous-estimation des flux en surface. De tels résultats sont incompatibles avec une tendance asymptotique en '$z$-less scaling' ($\phi_m$, $\phi_h \sim z/L$) en forte stabilité (Pahlow et al. [2001] obtiennent des résultats similaires). Néanmoins, l'analyse de données de turbulence provenant de mesures au sol, d'expériences en soufflerie et de simulations 'Large Eddy' par Basu et al. [2006] valide la théorie locale de Monin-Obukhov même en régime très stable, et donc le concept asymptotique de 'z-less scaling', à conditions d'éliminer les mouvements 'non-turbulents' par des procédures rigoureuses de filtrage haute fréquence et de contrôle de qualité des données (cf. paragraphe 1.5.2.1.e).

Les biais observés sur les fonctions de stabilité peuvent expliquer que de nombreux modèles climatiques tendent à surestimer le refroidissement de la surface, entraînant un découplage artificiel avec l'atmosphère ('runaway surface cooling') [ex., Derbyshire, 1999]. De plus, les non-linéarités introduites par les termes de diffusion turbulente entraînent une grande sensibilité des modèles de couche limite aux conditions initiales ou aux forçages. Par exemple, de faibles variations de vent géostrophique ou de rugosité de surface peuvent causer des basculements, ou points de 'bifurcation', entre des régimes faiblement stables (couplage surface/atmosphère) et des régimes très stables (découplage surface/atmosphère), entraînant de fortes variations de température et des solutions numériques multiples [ex., McNider et al., 1995 ; Walters et al., 2007].

*I.4.3.c Limites de la théorie M-O des similitudes*

Les études des écoulements atmosphériques se sont souvent basées sur la théorie de Townsend [1961] qui distingue les concepts de turbulence 'inactive' (non locale) et 'active'. La turbulence 'inactive' est liée à de grands tourbillons produits par des mouvements de cisaillement en hauteur, au-dessus de la couche de surface, et donc obéissant à un 'outer-layer scaling'. La turbulence 'active', de petites échelles dans la couche de surface, suit un 'inner-layer scaling' dont fait partie la théorie des similitudes de Monin-Obhukov. L'hypothèse de Townsend [1961] est que les mouvements 'actifs' qui transportent la quantité de mouvement n'interagissent pas avec les mouvements 'inactifs' qui eux ne transportent pas la quantité de mouvement. Or selon Högström et al. [2002], les valeurs de $\phi_m$ souvent observées sous l'asymptote linéaire en z-less scaling (Equation 1.50, figure 1.17) seraient causées par injection de turbulence 'inactive' (en fait dynamiquement active) via le transport par pression, entraînant une augmentation du mélange et une diminution du gradient de vitesse du vent. McNaughton et Brunet [2002] revisitent également la théorie Townsend à partir d'une analyse spectrale de mesures de turbulence. Les auteurs proposent un modèle d'interactions des turbulences 'actives' et 'inactives' à proximité de la surface, affectant peu le transport de quantité de mouvement mais fortement les transports de chaleur et de scalaires. N'intégrant pas les paramètres de la couche externe d'où proviennent les grands tourbillons, la théorie de Monin-Obhukov ne peut rendre compte de ses interactions. Plusieurs auteurs ont par la suite émis l'hypothèse que l'injection de TKE non locale, via le transport par pression, était la principale cause des écarts des observations aux tendances asymptotiques en 'z-less scaling' [ex., Babic et Rotach, 2018]. Maxime Litt (chapitre IV.1) a utilisé dans sa thèse le modèle de Högström et al. [2002] afin d'analyser les effets de tourbillons de grandes échelles sur la turbulence mesurée dans la couche de surface du glacier Zongo.

En régime très stable sur la calotte Antarctique, King [1990] analyse les variances de vent rendues adimensionnelles par la vitesse de friction ($\sigma_{u,v,w}/u_*$, 'integral turbulence scales') et montre que des ondes de gravité perturbent la turbulence en surface. Les perturbations de basses fréquences augmentent les échelles de turbulence $\sigma_u/u_*$ et $\sigma_v/u_*$ des composantes horizontales du vent alors que $\sigma_w/u_*$ est peu modifiée en raison de la proximité de la surface (les grands tourbillons sont déformés, aplatis, à proximité du sol). Hunt et al. [1985] observent également dans une plaine du Colorado que le flux de chaleur en régime stable nocturne est fortement influencé par des ondes de basses fréquences. L'analyse de mesures de turbulence et de profils moyens sur une tour de 300 m suggère que le transport vertical de chaleur est limité par une distance de l'ordre de $\sigma_w/N$, où $N$ est la fréquence de Brunt-Vaisala caractéristique des oscillations d'un volume d'air dans une atmosphère stable :

$$N^2 = \frac{g}{\theta_v}\frac{\partial \theta_v}{\partial z} \qquad (1.55)$$

Dans la couche stable de la calotte du Groenland, Heinemann [2004] obtient de meilleures relations d'échelles de $\phi_h$ avec $\sigma_w/N$ qu'avec la longueur d'Obukhov. De même, et toujours au Groenland, Calanca et al. [1998] utilisent une longueur caractéristique $L_N = u_*/N$ (en considérant $\sigma_w \sim u_*$) comme alternative à la longueur d'Obukhov $L$ pour déterminer les flux turbulents en surface. Néanmoins, la longueur $L_N$ est fortement reliée à $L$ et les relations de similitudes proposées par Calanca et al. [1998] restent proches de celles de Monin-Obukhov.

Grachev et al., [2013] évaluent la théorie locale de Monin-Obhukov par analyse spectrale des fluctuations de vent et de température en considérant que la génération d'une cascade d'énergie de Kolmogorov est une condition nécessaire d'application de la théorie des similitudes (paragraphe I.4.1.g). Le domaine de validité de la théorie des similitudes est donc caractérisé par l'existence d'une gamme inertielle de pente -5/3 (équation 1.35). Grachev et al., [2013] montrent que la gamme inertielle associée à la cascade d'énergie de Kolmogorov disparaît, et donc que les statistiques de la turbulence ne peuvent plus être décrites par la théorie de M-O, lorsque le nombre de Richardson dépasse un seuil $R_i \sim R_f \sim$ entre 0.20 et 0.25. Ce seuil ne doit pas être confondu avec le nombre de Richardson critique $1/\beta_m$ de l'équation 1.54 au-delà duquel la turbulence cesserait (les auteurs notent que la coïncidence de ces valeurs autour de 0.2 reste inexpliquée). Les observations ne montrent pas de transition vers un régime laminaire dans ce régime 'supercritique' de forte stabilité. La turbulence se maintient mais change de propriétés, comme lors d'une transition de phase : la turbulence devient 'non-Kolmogorov' (sans gamme inertielle de cascade d'énergie), intermittente et non-stationnaire. La production de TKE par cisaillement local devient très faible et la turbulence est générée ou maintenue par différents mécanismes d'instabilité et par des évènements externes de basses fréquences (en régime très stable Mahrt [2014] insiste sur l'influence sur la turbulence de mouvements 'submeso', d'échelles inférieures à quelques kilomètres).

Comme alternative aux similitudes en 'z-less scaling', Grachev et al. [2005] et [2007] proposent une théorie en '$u_*$-less scaling' où le frottement en surface ($u_*^2$) cesse d'être un paramètre d'échelle pertinent en régime très stable, ce qui implique des relations d'échelles $\phi_m \sim (z/L)^{1/3}$ et $\phi_h \sim (z/L)^{-1/3}$ quand $z/L$ devient grand. Ces résultats impliquent que le transfert de chaleur est plus efficace que le transfert de quantité de mouvement en régime très stable (nombre de Prandtl inférieur à 1, équation 1.53).

Mahrt [2014] souligne les problèmes de modélisation de la couche limite stable : "Virtually all models apply Monin-Obukhov similarity theory to the first model level even for very stable conditions where the surface layer does not exist or is confined to levels below the first model level. No other practical formulations exist". Un maximum de vent catabatique à faible hauteur cause des problèmes de modélisation similaires (chapitre IV.2). De plus, les relations gradients-flux proviennent généralement de comparaisons de profils de vent et de température avec des mesures de flux par covariance turbulente qui peuvent être entachées de fortes erreurs en régime très stable (chapitre I.5.2.1). Des hétérogénéités de surface, dont les effets se transmettent davantage en hauteur en régime stable, peuvent aussi perturber les relations M-O entre les flux et les fonctions de stabilité à proximité de la surface. Par vent faible, la divergence nocturne de rayonnement infrarouge peut aussi modifier le gradient de température (chapitre I.4.3.a) et affecter le calcul de $\phi_h$.

Une limite importante de la théorie des similitudes est qu'elle fait souvent apparaître des variables partagées entre groupes adimensionnés, ce qui peut entrainer des autocorrélations 'intempestives' (Kenney [1982] : 'Beware of spurious self-correlations!'). Ainsi les deux membres de l'équation (1.45) définissant la fonction de stabilité $\phi_m$ dépendent de la vitesse de friction $u_*$ ($L$ contient $u_*^3$, équation 1.44). Lorsque la stabilité augmente, la vitesse de friction devient relativement plus variable que les autres variables et peut finir par dominer les variations des deux côtés de l'équation, qui peut alors dégénérer en une relation entre $u_*$ et $u_*$ [ex., Hicks 1978 ; Klipp et Mahrt 2004 ; Baas et al. 2006 ; Anderson, 2009 ; Babic et al., 2016]. Ce problème d'autocorrélation en couche limite stable perturbe fortement l'estimation empirique des fonctions de stabilité, contrariant donc la validation de la théorie de similitudes. Il peut être réduit en utilisant des variances plutôt que des flux (par exemple $\sigma_w$ à la place de $u_*$ dans l'Equation 1.45) [ex., Mahrt et al., 1998 ; Sorbjan, 2010 ; Grachev et al., 2012]. Wyngaard [2010, p.222] note que la mesure de la variance de la vitesse de vent verticale $\sigma_w$ est plus facile et requiert des temps d'intégration plus courts que la mesure de $u_*$.

Une alternative est de développer des théories de similitudes basées sur les gradients, avec par exemple le nombre de Richardson gradient comme paramètre de stabilité [ex., Sorbjan, 2010]. La turbulence est alors exclusivement reliée à l'écoulement moyen. En conditions très stables, les flux sont faibles et la longueur d'Obhukov, définie comme un rapport entre des flux, est mal définie (équation 1.44). Baas et al. [2006] notent que la théorie de Monin-Obhukov, 'a flux-scaling approach', est adaptée aux conditions instables caractérisées par de forts flux et de faibles gradients alors que le nombre de Richardson, 'a gradient-scaling approach', est adapté aux conditions stables de faibles flux et de forts gradients. Néanmoins les erreurs de mesures des gradients peuvent affecter le calcul de *Ri* [ex., Sicart et al., 2014]. Grachev et al. [2012] notent que les erreurs de mesure peuvent entrainer des nombres de Richardson très élevés en conditions proches de la neutralité, faussant les relations de stabilité, et proposent des méthodes pour réduire cette source d'erreurs en évitant les autocorrélations.

### *I.4.4 Structures cohérentes*

#### ***Tentative de définition***

De nombreuses études expérimentales et théoriques ont montré que la plupart des écoulements turbulents, peut-être tous, contiennent des mouvements cohérents ou structures cohérentes (le chapitre précédent mentionne les effets de 'tourbillons de grandes échelles' sur la couche de surface atmosphérique). L'introduction Hutchins et al. [2012] fait une revue complète des recherches sur les structures cohérentes en météorologie et en mécanique des fluides. Les échelles de ces 'quasi-periodic patterns in the velocity components' [Traumner et al., 2014] peuvent aller de l'étendue entière du champ d'écoulement à l'échelle de Kolmogorov, la plus petite échelle de la turbulence (paragraphe I.4.1.d). Les théories statistiques de la turbulence traitent de quantités moyennées dans l'espace et donc éludent toute information sur la structure locale de l'écoulement. Elles ne peuvent pas tenir compte des structures cohérentes qui concentrent la majeure partie de l'énergie de l'écoulement. Or selon Farge [1992] : « Les simulations numériques de turbulence bidimensionnelle suggèrent d'ailleurs que la dynamique des écoulements turbulents serait essentiellement dominée par les interactions entre les structures cohérentes qui brassent l'écoulement résiduel incohérent, formé par les filaments de vorticité émis lors des interactions entre structures cohérentes ; ces filaments, quant à eux, ne semblent jouer qu'un rôle passif ». Les interactions entre structures cohérentes, de durées limitées et dans des régions de grande activité dynamique, seraient la cause de l'intermittence temporelle de la turbulence. Ces structures influencent fortement les flux de quantité de mouvement et de scalaires. En couche limite, elles injectent à proximité de la surface de la turbulence provenant de couches externes. Or la théorie de similitude de Monin-Obukhov ne peut pas prendre en compte un tel apport externe d'énergie.

Les structures turbulentes cohérentes ont été étudiées en mécanique des fluides depuis les années quarante par techniques de visualisation en laboratoire puis par simulations numériques (Direct Numerical Solution DNS où les équations de Navier-Stockes sont résolues jusqu'aux échelles dissipatives ou LES où seules les grandes échelles contenant les tourbillons 'énergétiques' sont résolues, paragraphe I.4.1.f.). Ces recherches ont connu un renouveau dans les années quatre-vingt avec une visée d'établir une théorie de la turbulence 'viable' : 'It is the recognition of the preponderant occurrence and dominant dynamical role, rather than the discovery, of coherent structures which has injected new momentum into turbulence research and has fostered renewed hope for understanding and perhaps developing a viable theory of turbulence […] Coherent structures, presumably being the tractable part of turbulence, may contain most of the essential physics of turbulence' [Hussain, 1986].

Robinson [1991] fait une revue historique des études sur les structures cohérentes dans la couche limite turbulente, décrivant une typologie, toute une 'zoologie' même, basée sur la géométrie des structures (la figure 1.18 montre un exemple). Il intitule ainsi un chapitre 'Taxonomy of Structures' dans lequel il note : 'What is observed in a turbulent boundary layer is strongly dependent upon the tools used to make the

observations'. Hussain [1986] faisait remarquer, et cela est sans doute toujours valable, que la plupart des études sur les structures cohérentes sont basées sur des techniques de visualisation et non pas sur des données quantitatives, ce qui rend difficile la description des processus physiques. Il ajoutait : 'One can usually see in flow visualization what one wants to see'. Différents termes – tels que 'coherent motions', 'organized structures', 'coherent structures', 'semi-stationary circulations' ou 'Quasi-Two-Dimensional Structures' [ex., Young et al., 2002] – sont utilisés dans les communautés ingénieures de mécanique des fluides et de recherche en météorologie mais ces concepts manquent souvent de définitions rigoureuses et bien établies.

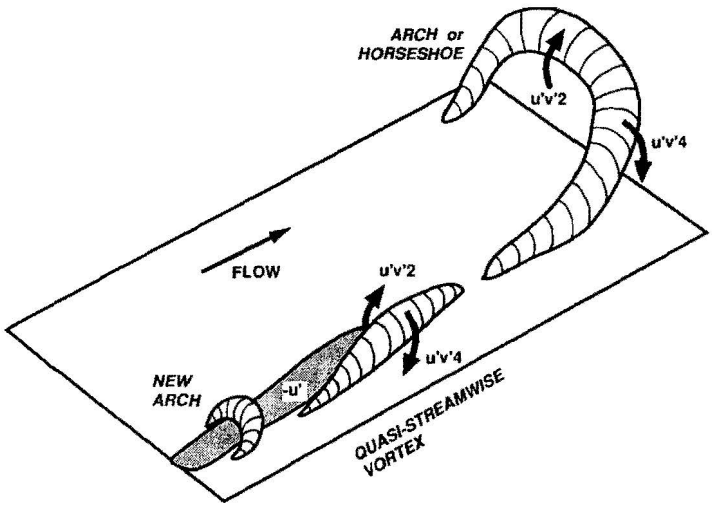



*Figure 13b* Conceptual model of the kinematical relationships between (1) ejection/sweep motions and quasi-streamwise vortices in the near-wall region and (2) ejection/sweep motions and arch-shaped vortical structures in the outer region. Model proposed for low-Reynolds-number boundary layers (from Robinson 1990).

Figure 1.18 : Modèle conceptuel de vortex longitudinaux proche de la surface et en 'fer de cheval' dans la région externe selon Robinson [1991].

Les différentes méthodes et terminologies utilisées dans différentes disciplines peuvent compliquer les comparaisons entre les écoulements observés en laboratoire, dans l'atmosphère ou simulés numériquement. Des définitions statistiques provenant d'études en laboratoire ou de simulations numériques peuvent être difficilement applicables dans les études expérimentales de l'atmosphère où les 'expériences' ne peuvent pas être reproduites. Hussain [1986] insiste sur une definition rigoureuse : 'We re-emphasize that a coherent structure by our definition is a statistical entity resulting from the phase-aligned ensemble average of a large number of realizations (i.e. data records) containing the structure. That is, it is not necessarily observable instantaneously or individually, as it is buried in a realization or picture, especially in a fully turbulent flow; it is the (underlying) common denominator of many realizations containing the structures of the same age and mode. Thus one cannot visualize a coherent structure in a turbulent flow. One can recognize large-scale motions, which should perhaps be called flow events or turbulent eddy structures, or simply structures, even though they are loosely called coherent structures by many'. Les météorologues utilisent donc des définitions plus 'loosely', par exemple Barthlott et al. [2007] proposent: 'In the present work, the term coherent denotes a distinct, large-scale fluctuation pattern, which is regularly observed in a given turbulent flow. The large-scale structures organize and interact with smaller-scale fluctuations, but can retain their characteristic form'.

### *Observations dans l'atmosphère*

Les observations de structures cohérentes dans l'atmosphère sont anciennes (ex. Ruscher et Mahrt [1989] et Mahrt et Gibson [1992] en atmosphères stables, Högstrom et Bergstrom [1996] en atmosphère neutre). Elles se sont développées depuis une quinzaine d'années avec les progrès des techniques de mesure et d'analyse de données [ex., Fesquet et al., 2009 ; Thomas et Foken, 2007 ; Hutchins et al. [2012 ; Horiguchi et al., 2012], et surtout des mesures par LIDAR [ex., Drobinski et al., 2004 ; Calaf et al., 2013 ; Traummer et al., 2014]. Les structures cohérentes sont souvent considérées comme générées par des instabilités de cisaillement de vent et reliées aux fluctuations de pression dans la redistribution de TKE selon les composantes du vent (Equation 1.32) [ex. Mahrt et Gibson, 1992]. Néanmoins, les observations dans l'atmosphère permettant de tester ces hypothèses sont peu nombreuses.

Les structures cohérentes 'vues' dans la couche de surface atmosphérique ont souvent été associées à des tourbillons approximativement alignés avec le vent et présentant des caractéristiques semblables aux vortex en 'épingle à cheveux' ou en 'fer à cheval' observés dans les écoulements de laboratoire (Figure 1.18). Mahrt [2010] note que de tels tourbillons, 'semi-stationnary motions, such as longitudinal roll vortices', sont fréquents dans l'atmosphère stable[1]. Les tourbillons en épingle à cheveux pompent entre leurs jambes du fluide proche de la paroi et ralenti par elle, en sorte que la présence de ces tourbillons se traduit par l'existence de courants longitudinaux de fluide de basse vitesse près de la paroi, qui alternent avec des courants de haute vitesse. Ces structures se composent ainsi de régions allongées (dans le sens du vent) alternant dans le sens de l'envergure (perpendiculaire à l'écoulement) des zones à fluctuations de vitesses élevées avec des zones à vitesses faibles. Les injections vers le sol de fluide à grande vitesse ('sweep') sont associées à des éjections en hauteur de fluide à faible vitesse ('ejection') : respectivement les quadrants *uv2* et *uv4* de la figure 1.18. En régime de vent catabatique au-dessus d'une surface concave, les simulations 'Large Eddy' de Brun et al. [2017] et Brun [2017] montrent le développement de tourbillons longitudinaux dits de Görtler qui augmentent le mélange turbulent dans la couche de surface. Néanmoins ces tourbillons n'ont pas été observées dans l'atmosphère.

Les études des structures cohérentes ont souvent été basées sur l'examen de cycles de 'sweeps' et 'ejections' dans les séries temporelles mesurées en un point fixe. Katul et al. [2006] font une analyse approfondie de ces processus souvent associés à un microfronts [Mahrt et Gibson, 1992]. En conditions convectives, ces structures se manifestent dans les séries de température ou de scalaires par des motifs en rampe ('ramp-like pattern') dans lesquels une augmentation lente et régulière est suivie d'un changement rapide vers le niveau de référence. Des motifs de température et d'humidité en 'rampe' ont souvent été identifiés et analysés sur des échelles de temps de l'ordre de la minute au-dessus de forêts. Selon Högstrom et Bergstrom [1996], ces structures sont causées par des instabilités de points d'inflexion du profil de vent au sommet de la canopée. En condition stable, les motifs en rampe tendent à être inversés mais ils sont généralement plus complexes en raison des interactions entre la turbulence et les ondes de gravité [ex., Sun et al., 2015b]. La figure 10 de Litt et al. [2014] (publication reproduite dans le chapitre IV.1) montre des motifs en rampe dans les mesures de température en conditions faiblement stables sur le glacier Zongo.

Barthlott et al. [2007] ont réalisé une étude remarquable par la durée – 10 mois de mesures d'un mât de 30 m – des propriétés statistiques de structures turbulentes cohérentes dans la couche de surface. Leurs résultats montrent que ces structures se produisent plus souvent en conditions stables qu'en conditions instables mais sur des échelles de temps et de longueur plus petites ; les occurrences moins nombreuses en conditions convectives étant compensées par des structures plus persistantes. Les structures occupent 36 % du temps total et contribuent fortement aux flux turbulents : 44 % pour la quantité de mouvement et de

[1] Selon Lesieur [1994, p.230], les tourbillons en épingle à cheveux sont visibles dans l'atmosphère sous forme de nuages allongés ressemblant à des cigares. Il note : « Les tourbillons longitudinaux en épingle à cheveux ne se trouvent pas seulement près d'une paroi. Parfois, ils sont étirés entre des tourbillons de Kelvin-Helmholtz d'une couche de mélange ou d'un sillage. C'est ce qu'on voit par exemple en aval du plateau du Vercors… »

48 % pour la température. Elles transportent plus efficacement la chaleur que la quantité de mouvement (voir aussi Thomas et Foken [2007]). Néanmoins, comme on l'a vu, l'estimation précise de ces contributions peut dépendre des méthodes de détermination des structures cohérentes. Un résultat important est que ces structures qui participent fortement au transport turbulent en surface dépendent peu de la nature du terrain. Fesquet et al. [2009] comparent des mesures au-dessus d'un terrain hétérogène selon différentes directions du vent et observent également : 'the production of local active turbulence in an internal boundary layer associated with coherent structure originating from the outer layer and impinging onto the ground is not sensitive to the nature of the terrain'.

Les analyses de séries temporelles mesurées en un point fixe permettent ainsi de tirer des conclusions statistiques sur le comportement unidimensionnel des structures cohérentes (longueur, séparation ou intensité) dans différentes conditions atmosphériques et d'estimer leurs contributions au transport turbulent. Cependant, il est difficile de déduire de ces enregistrements la forme et l'étendue bidimensionnelle, voire tridimensionnelle, des structures. Il n'est pas non plus possible de suivre les structures individuelles ni d'observer leur évolution.

L'article de Hutchins et al. [2012] est un des rares visant à développer une compréhension unifiée des structures cohérentes en laboratoire et dans l'atmosphère. En se concentrant sur des structures générées par cisaillement, l'étude tente de concilier les différentes terminologies et approches des communautés en météorologie et en mécanique des fluides. Les observations ont été réalisées sur un lac salé d'Utah caractérisé par une surface homogène étendue, parfaitement plate et de faible rugosité, et par des écoulements peu stratifiés thermiquement. Le dispositif de mesure consistait en un réseau de 18 anémomètres soniques 3D disposés en forme de "L" : une tour de 26 m enregistrant différents niveaux de mesure dans la direction normale à la surface et des tripodes de mesure à 2.14 m alignés perpendiculairement à la direction du vent. Les résultats sont impressionnants (Figure 1.19) et les auteurs semblent confiants de 'voir' dans l'atmosphère des phénomènes très proches des écoulements en laboratoire (malgré des nombres de Reynolds de plusieurs ordres de grandeur plus grands) : 'It is concluded that the ASL under near-neutral conditions behaves precisely as a canonical flat plate turbulent boundary layer in the logarithmic region [….] Though these studies were unable to prove the presence of hairpin vortices with the same clarity as observed in laboratory flows, they did show strong evidence of ramp-like shear layers and uniform momentum zones that are typical signatures of hairpin vortex packets'.

Par ailleurs Hutchins et al. [2012] résument bien les enjeux de comparaisons entres les approches de différentes communautés scientifiques : 'In general, in discussing origins of wall-bounded turbulence, two distinct models have been proposed. Analysis of low Reynolds number flows has tended to lead to the proposal of 'bottom-up' models, in which it is hypothesized that structures grow upwards from the wall (from the near-wall cycle), to produce the largest scale motions. This model, while plausible at low Re, becomes increasingly difficult to countenance at high Reynolds number, where the separation in scales is very large […]. At high Reynolds numbers, 'top-down' models have been proposed in which large-scale outer-layer motions interact with the wall, creating elongated features in the logarithmic region and generating small-scale turbulence at the wall. These different interpretations raise questions about whether the mechanisms of turbulence generation and sustenance are different in low Reynolds number laboratory boundary layers than in the high Reynolds number ASL. At present, it would be wise to remain open to the possibility that both mechanisms co-exist with the 'wall-up' mechanism perhaps prevalent at low Re (due to the dominance of the near-wall cycle and the lack of scale separation) and 'top-down' mechanisms dominating at high Re (due to the increasing magnitude of the large-scale fluctuations and increasing scale separation)'. Les modèles proposés par Högström et al. [2002] et McNaughton et Brunet [2002] évoqués dans le paragraphe I.4.3.c, ainsi que les études expérimentales évoquées plus haut (par ex. Barthlott et al. [2007] et Fesquet et al. [2009]), s'inscrivent dans le cadre des 'top-down' modèles.

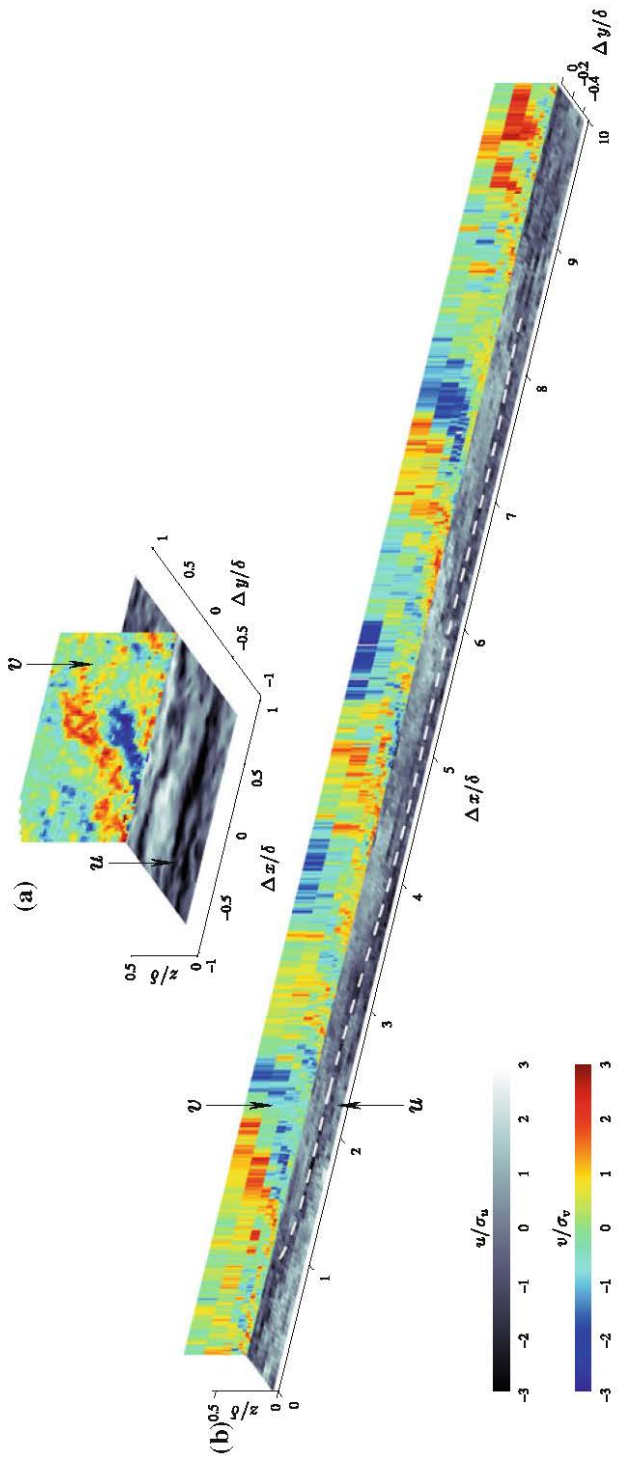



**Fig. 12** Instantaneous spanwise velocity fluctuations in the streamwise/wall-normal ($x$–$z$) planes and instantaneous streamwise velocity fluctuations in the streamwise/spanwise ($x$–$y$) plane. **a** Instantaneous PIV snapshots from laboratory boundary layer at $Re_\tau = 1{,}100$. **b** Near-neutral ASL data projected using Taylor's hypothesis, $Re_\tau \approx \mathcal{O}(10^6)$. *Red* and *blue* contours indicate regions of positive and negative $v$ fluctuation respectively. High negative $u$ regions are indicated by *dark grey* contours while *light grey shading* denotes highly positive $u$ regions. *White dashed lines* show a superstructure event identified from an elongated region of negative $u$ fluctuation

Figure 1.19 : figure 12 de Hutchins et al. [2012] comparant des mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) en laboratoire avec des observations au-dessus d'un lac salé.

*I.4.5 Terrain de montagne*

En montagne, le relief induit des processus radiatifs et dynamiques complexes. Whiteman [2000] fait une présentation claire de la météorologie en montagne. Récemment, l'institut des sciences atmosphériques et de la cryosphère de l'université d'Innsbruck a publié plusieurs articles de synthèse sur la turbulence et les processus de transport dans la couche limite en montagne [Stiperski et Rotach, 2016 ; Lehner et Rotach, 2018 ; Serafin et al., 2018]. La figure 1.20 reproduit des schémas de Serafin et al. [2018] et de Fernando et al. [2019] résumant les principaux processus contrôlant la couche limite en montagne.

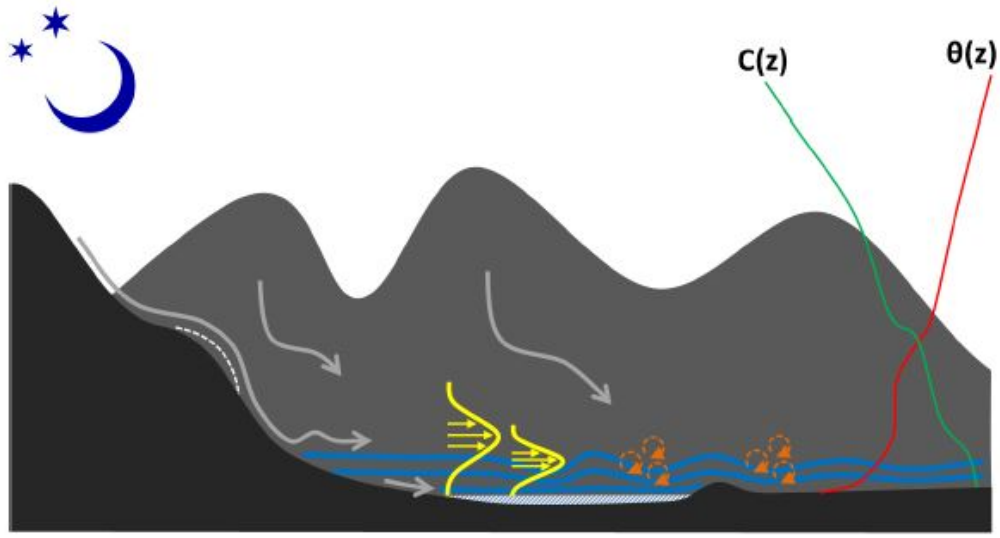



**Figure 4.** Nocturnal boundary-layer processes over mountainous terrain. Radiative cooling at the valley floor causes the formation of a stable layer near the ground (blue lines). Drainage flow develops along slopes (grey lines). Drainage flow typically has a low-level wind maximum very close to the surface, but it can detach from the ground above stable layers or at convexities in the slope profile (white dashed line). Sheltered areas beneath separated flow are typically less turbulent. If the valley geometry is favourable (for instance, if the cross-section becomes narrower or there are humps on the valley floor), cold air pools and eventually fog may form (white shaded area). If a cold-air pool is present, the down-valley flow typically flows over it (yellow arrows and profiles). Gravity waves may propagate along the top of the surface-based stable layer, forming undulations along the down-valley jet. Increased wind shear at wave troughs enhances turbulence, leading to localized and intermittent mixing episodes (orange whirls). Layering in the profiles of potential temperature and scalar concentration is often observed. After days with strong insolation, a well-mixed near-neutral residual layer may be present in the valley core. The vertical scale of the figure is exaggerated near the valley floor.

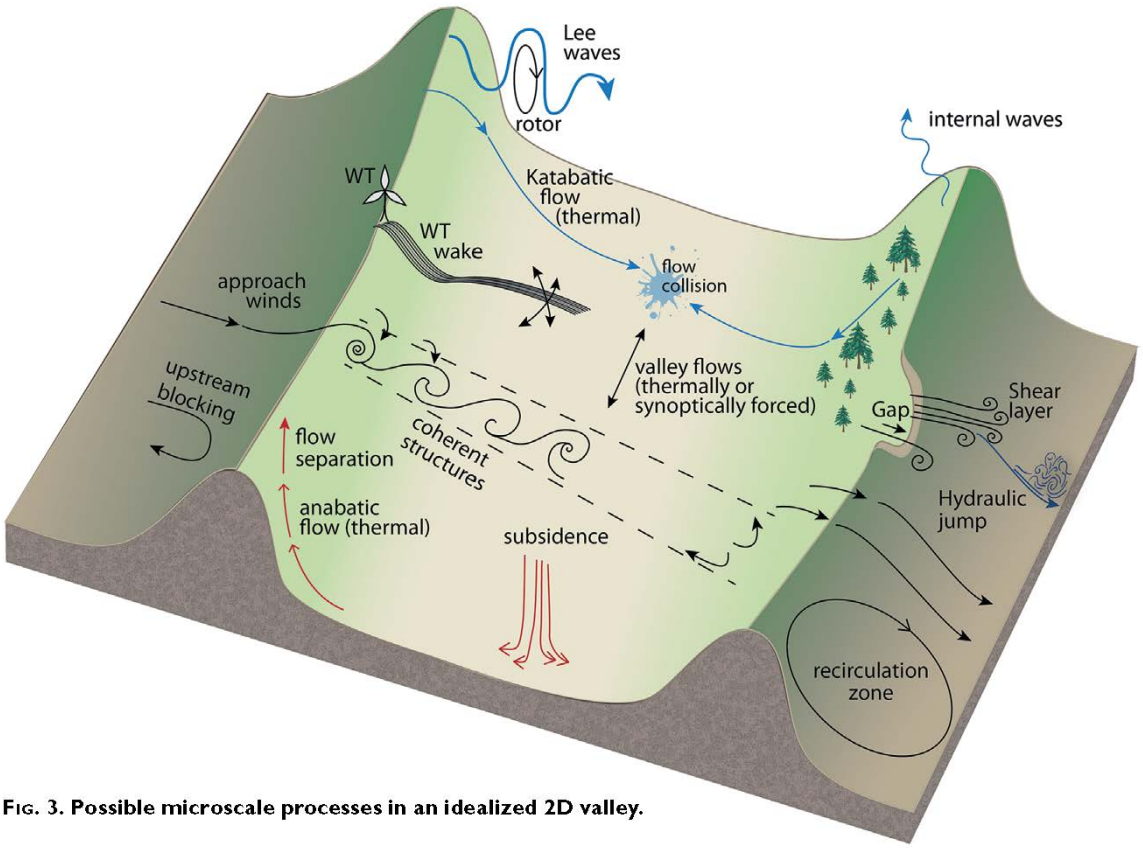



FIG. 3. Possible microscale processes in an idealized 2D valley.

Figure 1.20 : deux représentations schématiques des processus de couche limite en montagne, d'après (haut) Serafin et al. [2018], situation nocturne et (bas) Fernando et al. [2019] dans une vallée symétrique entourée de deux crêtes (campagne de mesures mentionnée dans le chapitre V.3)

### *I.5 Mesure des variables météorologiques*

Nous présentons ici les principales méthodes de mesure des variables météorologiques et des flux d'énergie que nous utilisons en montagne. De nombreux ouvrages présentent les méthodes de mesures en micro-météorologie, par exemples : Schwerdtfeger [1976b], Oke [1987], Stull [1988] ou Kaimal et Finnigan [1994]. Guyot [1997] présente une excellente synthèse des mesures des 'facteurs climatiques'. On peut noter la synthèse récente et complète de Kinar et Pomeroy [2015] sur la mesure des propriétés de la neige. Cet article (de 63 pages !) témoigne d'un foisonnement de nouveaux instruments dans les années 1970-80.

Le réseau GLACIOCLIM assure le suivi de stations de micro-météorologie afin de documenter sur le long terme le 'climat local' (Figure 1.2) des glaciers Zongo en Bolivie et Antizana en Equateur (Figure 1.3). Les mesures pérennes sur des moraines de la zone d'ablation comprennent : les variables météorologiques (température et humidité de l'air, vitesse et direction du vent, flux de rayonnements solaire et infrarouge thermique, et précipitations), la température du sol à différentes profondeurs pour estimer le flux de conduction de chaleur et la hauteur de neige par sonde à ultrasons. Des stations 'autoportées' ont été déployées pendant plusieurs années dans la zone d'ablation de ces glaciers afin mesurer les flux d'énergie en surface [par ex., Favier et al., 2004 ; Sicart et al. 2005]. Le dispositif de mesures météorologiques, hydrologiques et glaciologiques de GLACIOCLIM est décrit en détail dans le site internet : https://glacioclim.osug.fr/spip.php?article52.

Nous avons aussi effectué des campagnes de mesures de quelques semaines à quelques mois afin d'étudier les processus d'échange d'énergie entre l'atmosphère et la surface, par exemples :

- la turbulence en surface des glaciers Zongo et Saint-Sorlin (programme TAG, chapitre IV.1)
- le vent catabatique sur forte pente dans les Alpes (programme kacosonic, chapitre IV.2)
- les flux de rayonnement en surface de neige sous forêt dans les Alpes (prog. SNOUF, chapitre V.4)

Les chapitres III, IV et V présentent les capteurs météorologiques utilisés et discutent des erreurs de mesure. Nous présentons ci-dessous les principes généraux des mesures.

#### *I.5.1 Flux de rayonnement*

Les radiomètres actuels permettent une mesure robuste et précise des flux de rayonnement, même en conditions difficiles des glaciers de montagne ou des calottes polaires. Ces flux sont généralement mesurés par des capteurs thermiques. Le capteur, constitué d'une thermopile, absorbe le rayonnement qu'il reçoit et le dégrade en énergie thermique. Cette dernière est convertie en signal électrique. Un pyranomètre mesure le rayonnement solaire qui provient de tout un hémisphère ($2\,\pi$ sr) : l'irradiance en W $m^{-2}$. Il peut être utilisé pour mesurer le rayonnement global, le rayonnement solaire réfléchi par le sol ainsi que le rayonnement solaire diffus lorsqu'il est associé à un anneau équatorial qui masque le rayonnement solaire direct. Des mesures avec un anneau sur le Zongo ont ainsi permis d'estimer une proportion très faible de rayonnement diffus par ciel clair, autour de 6% du rayonnement global, en raison de la très haute altitude. Nous avons utilisé le capteur 'BF5 Sunshine' de la marque Delta-T au Col de Porte dans les Alpes françaises. Ce capteur utilise un agencement astucieux de sept photodiodes selon un réseau hexagonal sous un masque hémisphérique conçu de telle sorte que, quelle que soit la position du soleil, une photodiode au moins est toujours exposée au soleil et une photodiode au moins est complètement à l'ombre. Ce capteur, sans partie mobile ni ajustement nécessaire pour suivre le soleil, permet la mesure des rayonnements solaires global et diffus à toutes latitudes et longitudes. Un pyrgéomètre mesure l'irradiance infrarouge thermique émise par l'atmosphère ou par la surface dans tout un hémisphère (en W $m^{-2}$). La réalisation des pyrgéomètres diffère de celle des pyranomètres par le remplacement de la coupelle en verre par une coupelle ne laissant passer que l'infrarouge thermique. Les bilanmètres (ou pyrradiomètres différentiels) mesurent l'ensemble des rayonnements de courtes et de grandes longueurs d'onde arrivant sur un plan à partir de l'écart de température entre deux surfaces réceptrices d'orientations opposées.

Le pourcentage $F_a$ du rayonnement mesuré par un capteur hémisphérique dirigé vers le bas situé à la hauteur $z$ provient d'un disque au sol de rayon $a$ [Schwerdtfeger, 1976b] :

$$F_a = \frac{a^2}{a^2 + z^2} \qquad (1.56)$$

Ainsi un capteur placé à un mètre du sol reçoit 90 % de son signal d'un disque au sol de 3 m de rayon.

Halldin et Lindroth [1992], Philipona et al. [2001] et Michel et al. [2008] ont étudié en détail les erreurs de mesure des flux de rayonnement. Van den Broeke et al. [2004] se sont intéressés à la qualité de ces mesures dans l'environnement hostile de l'Antarctique. La réponse des radiomètres dévie de la loi cosinus pour les faibles hauteurs de soleil, entraînant généralement une sous-estimation du flux incident. Cette perturbation est plus marquée pour les bilanmètres que pour les pyranomètres ou pyrgéomètres en raison de la modification de la distribution spectrale du rayonnement incident lorsque le soleil est bas. Cette perturbation affecte peu le total journalier d'énergie reçue car l'énergie incidente est faible lorsque le soleil est bas.

Deux perturbations thermiques affectent la finesse de l'instrument de mesure, c'est-à-dire la perturbation par le capteur de la grandeur à mesurer. La première provient de la dépendance de la réponse du capteur à la température causant une variation de la sensibilité. La deuxième concerne les pertes de chaleur par conduction, convection et émission en rayonnements infrarouges thermiques du capteur vers le dôme, et par la conduction de chaleur des jonctions chaudes vers les jonctions froides du capteur. Les pertes de chaleur sont liées à un 'excès en température' du capteur par rapport à l'air ou au dôme protecteur. Elles causent une erreur dépendant de la température et de la vitesse du vent. Puisque les pertes de chaleur interviennent sur les faces du capteur dirigées vers le haut et vers le bas, seule la différence de température, plutôt faible, entre les surfaces affecte la mesure du rayonnement net solaire ou infrarouge thermique. L'optimisation de la méthode de mesure repose sur un compromis entre une forte réponse de la thermopile et une minimisation de l'excès en température.

La rosée, le givre et l'eau de pluie déposés sur le capteur ou le dôme absorbent le rayonnement infrarouge et peuvent causer de fortes erreurs. La modification du rayonnement solaire est moindre car l'eau transmet bien le rayonnement solaire. De la condensation peut aussi se former à l'intérieur des dômes, en particulier lorsque la surface est en déficit radiatif. Lors des précipitations, l'erreur n'a pas de conséquences trop importantes car les conditions nuageuses entraînent un bilan en infrarouge thermique proche de zéro. L'erreur due à la rosée peut être importante. Par nuit claire et sans vent, la rosée peut causer un signal nul du capteur alors que les pertes radiatives de la surface sont importantes (de l'ordre d'une centaine de W $m^{-2}$). Afin de remédier aux perturbations liées à la pluie ou à la condensation à l'extérieur du capteur, il est possible de chauffer le radiomètre ou de le ventiler. Le chauffage n'est pas recommandé car il crée une perturbation thermique importante [Kipp&Zonen, 1995]. Une ventilation externe est plus adaptée pour améliorer la finesse de la mesure car elle stabilise aussi les échanges de chaleur dus à l'excès en température du capteur [Oke, 1987]. Par manque d'énergie électrique disponible, les capteurs de rayonnement ne sont pas ventilés lors de nos campagnes de terrain et dans le réseau GLACIOCLIM. Les mâts et les ombres de la station météorologique, mais aussi des traces laissées dans la neige par les opérateurs, peuvent entrer dans les champs 'vus' par les radiomètres hémisphériques. Selon l'équation 1.56, les perturbations en surface de rayon inférieur à 0.1 $z$ affectent les mesures de moins de 1%. Il est important de positionner les radiomètres suffisamment hauts : les notices conseillent une hauteur d'au moins 1.5 m.

Les pyranomètres sont des instruments fiables et précis : le signal enregistré étant fort, les erreurs relatives sont faibles. L'incertitude sur la mesure de la radiation globale est généralement de l'ordre ±5%. La mesure du rayonnement infrarouge thermique est généralement associée à une précision de l'ordre de ±5 % à ±10 % [ex. Olyphant, 1986 ; Wendler et al., 1988 ; Konzelmann et al., 1994 ; Kipp&Zonen, 1995]. A la différence des pyranomètres, il n'existe pas de standard de calibration des pyrgéomètres. Un tel standard est d'autant plus nécessaire que les étalonnages fournis par les constructeurs ne sont pas toujours

fiables. Aux sources d'erreurs communes à toute mesure de rayonnement, s'ajoutent des erreurs liées aux interférences du rayonnement solaire qui causent une surestimation du rayonnement infrarouge thermique. Ces erreurs sont dues aux échanges de rayonnement de grandes longueurs d'ondes et de chaleur sensible entre le capteur et la coupelle, et dans une moindre mesure à la transmission du rayonnement solaire à travers la coupelle [ex., Enz et al., 1975 ; Halldin et Lindroth, 1992]. Le pyrgéomètre peut être maintenu à l'abri du rayonnement solaire par un écran annulaire [ex. Yamamouchi et Kawaguchi, 1984 ; Konzelmann et Ohmura, 1995]. Afin d'éviter l'ajustement en continu de l'écran à la position du soleil, Philipona et al. [1995] utilisent un écran fixe au sud du capteur projetant une ombre uniforme au midi solaire lorsque la perturbation est maximale. Néanmoins l'émission de l'écran peut perturber les mesures. Les mesures sans écran sont souvent corrigées d'un facteur de 1 à 3% du rayonnement global [ex., Halldin et Lindroth, 1992 ; Culf et Gash, 1993 ; Obleitner et de Wolde, 1999]. Yamamouchi et Kawaguchi [1984] ajustent cette correction par minimisation de la corrélation avec le rayonnement solaire incident. L'émission d'une surface de neige ou de glace en fusion à 0°C permet d'ajuster cette correction en considérant que la dépendance de l'émissivité selon les caractéristiques de la neige est faible au vu des incertitudes sur la mesure du rayonnement infrarouge.

L'albédo est obtenu par le rapport des irradiances solaires ascendantes et descendantes mesurées par une paire de pyranomètres. La pente de la surface, même faible, peut entrainer une erreur importante. Les capteurs sont généralement positionnés horizontalement alors que la surface d'un glacier ou d'un couvert de neige est toujours inclinée, ce qui implique des angles d'incidence différents. Le rayonnement réfléchi par la neige étant largement diffus, la pente de surface n'a qu'une faible influence sur la mesure du rayonnement ascendant. L'effet de pente peut être important pour la mesure du rayonnement incident, en particulier par ciel clair lorsque la composante directe du rayonnement solaire domine largement la composante diffuse. Cette différence entre les deux pyranomètres entraîne un artefact de mesure sous la forme d'une variation diurne de l'albédo qui dépend de la pente [ex., Grenfell et al., 1994]. Sicart et al. [2001] ont proposé une méthode de correction des mesures d'albédo selon les distributions des pentes et des orientations des éléments de surface 'vus' par le capteur hémisphérique orienté vers le bas. Les pentes furent mesurées au théodolite autour de deux stations de micro-météorologie sur un carré de 5 à 8 m de côté selon un espacement de 50 à 100 cm. Les corrections appliquées sur ces deux sites de pentes moyennes de 7.8° et 3.2° vers l'est ont montré que la décroissance diurne d'albédo attribuée au métamorphisme de la neige était un artefact de mesure.

Les mesures tout au long de l'année sur le glacier Zongo ont montré que les erreurs sur l'albédo sont essentiellement liées aux précipitations de saison des pluies et à la pente de la surface les journées de ciel clair de saison sèche, où le rayonnement solaire direct est particulièrement fort à très haute altitude et basse latitude [Sicart et al., 2005]. Les perturbations par ciel clair tendent à se compenser sur la journée alors qu'un dépôt de neige sur le capteur entraîne un biais sur l'albédo journalier.

Lors de son stage de master, Ramseyer [2017] a comparé les mesures au pas de temps de 15 minutes d'une dizaine de pyranomètres et d'une dizaine de pyrgéomètres sur le toit d'un bâtiment de l'UGA afin de préparer les mesures sous forêt au Col de Porte. L'incertitude maximale des capteurs en milieu de journée, estimée comme deux écarts types de la différence avec la moyenne des signaux, était de l'ordre de 6 W $m^{-2}$ pour le rayonnement solaire et de 4 W $m^{-2}$ pour le rayonnement infrarouge thermique, ce qui est inférieur aux incertitudes annoncées par les constructeurs.

### *I.5.2 Flux turbulents*

#### *I.5.2.1 Méthode de covariance turbulente*

Lee et al. [2004] et Aubinet et al. [2012] couvrent toutes les étapes de la mesure des flux turbulents par la méthode de covariance turbulente : de l'installation des mâts et du dimensionnement du système de mesure à la collecte, aux corrections et à l'analyse des données. Kaimal et Finnigan [1994] et Foken et Napo [2008] présentent aussi les principes de cette méthode de mesure. Mahrt [2010] fait une revue intéressante sur la mesure des flux turbulents à proximité de la surface.

##### *I.5.2.1.a Hypothèses et principes de mesure*

La méthode de covariance turbulente, développée dans les années 1950 [Montgomery, 1948 ; Swinbank, 1951 ; Kaimal, 1969], est une mesure directe de la densité de flux turbulent d'un scalaire (température, quantité de mouvement, concentration en vapeur d'eau) à travers les lignes de courant du vent. Les météorologistes, écologistes ou hydrologues cherchent généralement à quantifier les échanges de matière entre la surface et l'atmosphère. L'application de méthodes aérodynamiques pour estimer le flux d'un scalaire *c* entre l'atmosphère et la surface sous-jacente implique d'intégrer les mesures dans une description de la conservation de masse de *c* dans un volume au-dessus d'un élément de surface (Figure 1.21). Le bilan de masse est la somme des flux de *c* à travers chaque face du volume de contrôle, dont la face supérieure où s'effectue la mesure, et de l'accumulation de *c* dans ce volume. Finnigan et al. [2003] et Finnigan et al. [2004a] font l'analogie avec une méthode d'assimilation des mesures dans un modèle de bilan de masse afin d'optimiser l'estimation du flux en surface : les mesures que l'on peut faire à une certaine hauteur sont combinées avec un modèle de processus qu'on ne peut pas mesurer afin de produire une estimation du flux en surface compatible avec les mesures et avec le modèle. Finnigan et al. [2003] résument ainsi les hypothèses (souvent implicites) de cette assimilation :

'1. The statement of mass balance at a point is embodied in the mass conservation equation but the particular form that this equation takes depends upon the coordinate system in which it is written and the averaging operator applied to each term.

2. At a fine enough scale all natural surfaces are heterogeneous so we must compute the mass balance over a representative patch of surface. To do this we integrate the conservation equation over a control volume, whose lower boundary is the surface patch and whose other, aerial surfaces form a prism. The shape of the prism is determined by the coordinate system. When we work in rectangular Cartesian coordinates, the prism is a rectangular box (voir Figure 1.21).

3. To compute the integral mass balance in the control volume, we need to measure or estimate the material fluxes across each aerial face of the prism as well as any material accumulation within the volume. Given these quantities, we can obtain the flux across the ground surface by difference.

4. In practice, we only have measurements at a few points in the control volume so we must add extra information to complete the mass balance.

5. This added information usually takes the form of statements about the symmetry and the homogeneity/ergodicity of the flow field. For example, we usually assume that the time averaged eddy flux measured at a single point in the lid of the control volume is equivalent to the area average over the lid and that the vertical integral of the mass accumulation along the tower is equivalent to the volume average within the control volume. Most pervasively, it is normal to assume that the flow field is horizontally homogeneous, in which case, horizontal divergences of advective and eddy fluxes disappear so that with the two assumptions above, all the terms in the mass balance other than surface exchange can be measured on a single tower.'

Ces hypothèses impliquent des choix importants afin d'optimiser l'estimation des termes du bilan de masse et donc des échanges en surface :

a) Les opérateurs des moyennes à appliquer aux mesures

b) Le système de coordonnées et les étapes de transformation dans ce système des vecteurs mesurés.
c) Les hypothèses de symétrie du champ d'écoulement.

Ces choix ne sont pas indépendants. Par exemple, la méthode de moyenne appliquée aux mesures de hautes fréquences détermine la part des vitesses traitée comme 'écoulement moyen' et celle considérée comme 'turbulente'. L'écoulement moyen est ensuite utilisé pour déterminer l'orientation du système de coordonnées (Figure 1.21). Les contributions aux covariances totales des écoulements moyen et turbulent sont traitées mathématiquement de façon distincte : 'déterministe' comme un flux d'advection pour la première, statistique comme un 'eddy' flux pour la seconde. Cette distinction a une base théorique pour les moyennes d'ensemble mais n'a de sens pour les moyennes temporelles que si un trou spectral sépare les mouvements atmosphériques de grandes échelles des tourbillons turbulents transportant les scalaires et la quantité de mouvement dans la couche limite (chapitre I.4).

Kaimal et Finnigan [1994, p.109] notent que 'the micrometeorologist setting out to find a field site that satisfies the requirements of horizontal homogeneity will soon be reminded that most of the earth's surface is not flat and that most of the flat bits are inconveniently heterogeneous'. Ainsi, les hypothèses de flux d'advection nuls, basées sur des propriétés de symétrie de l'écoulement (point 5 des hypothèses de Finnigan), sont rarement valides (et difficiles à vérifier car les flux d'advection ne sont pas mesurables avec un seul mât). Des circulations synoptiques ou des forçages topographiques peuvent causer des gradients horizontaux moyens de vitesses de vent, entraînant un flux d'advection $X_c \frac{\partial U}{\partial x}$ non négligeable ($X_c$ notant la concentration du scalaire *c*) [ex., Finnigan et al., 2004b]. Dans certaines conditions, des gradients horizontaux de scalaires peuvent apparaître en conditions d'homogénéité horizontale des sources. Par exemple dans un drainage nocturne en conditions très stables et de faible turbulence, les gradients horizontaux de scalaire peuvent entraîner des flux d'advection $U_i \frac{\partial X_c}{\partial x_i}$ [Paw et al., 2000]. Les flux d'advection horizontale et verticale liés à des hétérogénéités de surface d'échelles de la centaine de mètres à la dizaine de kilomètres sont souvent considérés comme les causes principales de non fermeture des bilans d'énergie de surface [ex., Foken et al. 2012 ; Serafin et al., 2018]. Mahrt [2010] considère que des circulations 'stationnaires' de grandes échelles, reliées à des hétérogénéités de surface ou à la topographie, peuvent causer des flux verticaux importants. Les mesures de Sabatier et al. [2018] montrent que les scans obliques de Lidar doppler 3D peuvent donner des informations très riches sur les variations de la vitesse de vent le long d'une vallée alpine.

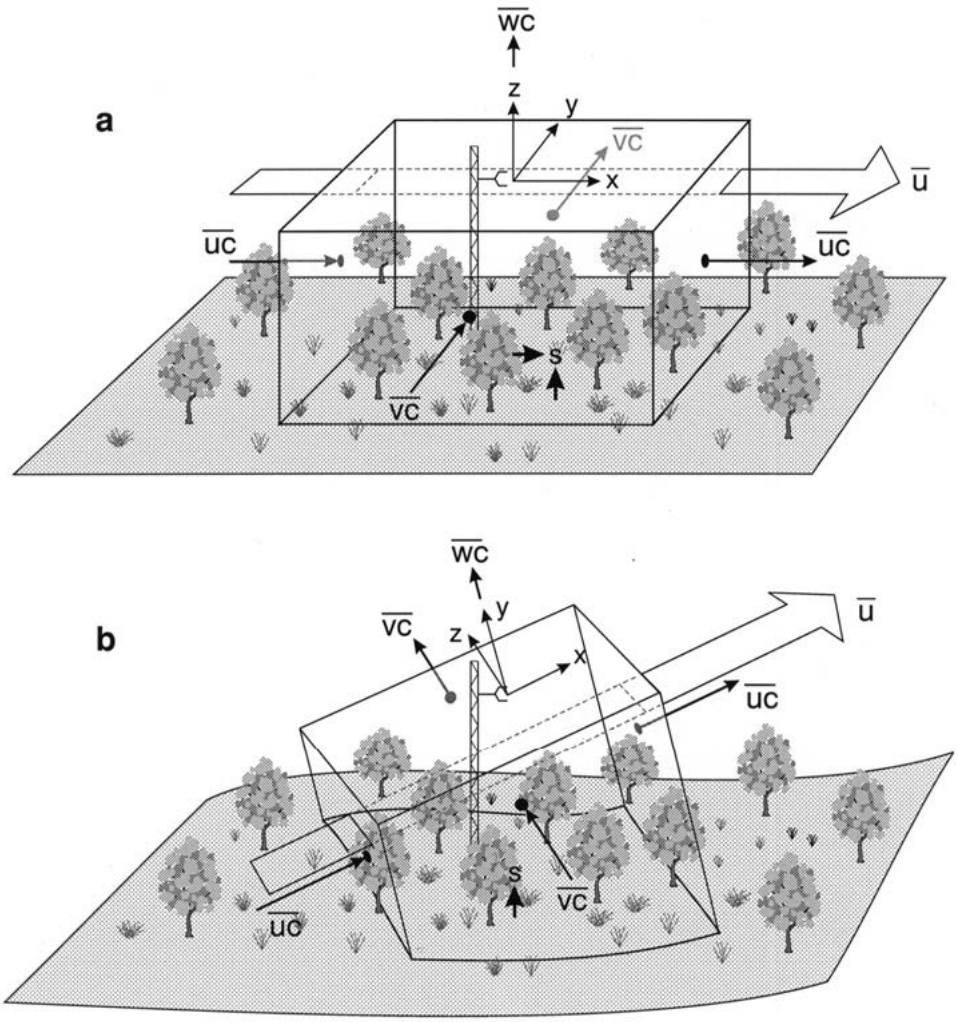



Figure 1.21: Concept de volume de contrôle au-dessus d'un élément de surface (a) Terrain homogène. Les axes de coordonnées sont alignés avec le vecteur de vent moyen qui est parallèle à la surface, comme la face supérieure du volume. (b) terrain complexe ou courte période de moyenne. Le plan de coordonnées x-y est défini par un ensemble de vecteurs de vent moyen et la face supérieure du volume de contrôle n'est plus parallèle à la surface. Formellement, l'angle entre ces deux surfaces doit être pris en compte dans le calcul du flux en surface [Finnigan et al., 2003].

En pratique il n'est jamais possible de mesurer tous les termes de l'équation de conservation de masse. Le choix du modèle mathématique de bilan de masse a une forte influence sur notre capacité à estimer les composantes du bilan de masse à partir d'un nombre fini (et généralement réduit) de mesures. Les choix du système de coordonnées et de l'opérateur de moyenne utilisés pour déduire les composantes de l'équation de conservation de *c* d'expressions instantanées et ponctuelles doivent donc être optimisés afin de valoriser au mieux les mesures de turbulence. Le choix des méthodes et des échelles de temps dépend également des objectifs [ex., Mahrt, 2010]. Par exemple dans les études théoriques de la turbulence, qui supposent des conditions homogènes et stationnaires (chapitre I.4), il est important de correctement isoler la composante turbulente de l'écoulement (décomposition de Reynolds). L'évaluation des bilans à long terme se préoccupe davantage des erreurs systématiques ou liées à la rotation du système de coordonnées. Ces points sont développés dans les paragraphes suivants.

*I.5.2.1.b Conditions stationnaires et homogènes*

Les échanges de chaleur, de masse ou de quantité de mouvement entre une surface plate, horizontale, homogène et l'atmosphère sus-jacent sont selon une seule dimension et l'équation (1.31) pour un scalaire *c* se réduit à :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial \overline{wc}}{\partial z} = S \qquad (1.57)$$

où *S* est l'échange en surface et les tirets notent un opérateur de filtrage passe-haut, d'extraction de tendance ou de moyenne (chapitre I.4). En conditions stationnaires, il n'y a pas de variation selon *t* ni d'accumulation de *c* entre la surface et la hauteur du capteur *h* : le premier terme de l'équation est nul. En intégrant l'équation (1.57) de la surface à la hauteur du capteur, on obtient :

$$\overline{wc(h)} = S \qquad (1.58)$$

Si l'opérateur de filtrage respecte les propriétés des moyennes de Reynolds (Equation (1.27)), on peut écrire :

$$\overline{wc} = \overline{w}\,\overline{c} + \overline{w'c'} \qquad (1.59)$$

En conditions homogènes horizontalement avec *z* normal à la surface plate, la vitesse verticale moyenne tend vers 0 et l'équation intégrée de bilan de masse pose l'égalité entre le flux 'eddy' à hauteur *h* et le flux en surface :

$$\overline{w'c'(h)} = S \qquad (1.60)$$

Les densités de flux de chaleur sensible, de chaleur latente et de quantité de mouvement sont donc mesurées selon les covariances entre les fluctuations turbulentes du vent vertical et de la quantité étudiée :

$$H = \rho\, C_p\, \overline{w'T'} \qquad (1.61)$$

$$L = \rho\, L_v\, \overline{w'q'} \qquad (1.62)$$

$$\tau = \rho\, \overline{u'w'} \qquad (1.63)$$

où $\rho$ est la masse volumique de l'air, $C_p$ est la chaleur spécifique massique de l'air à pression constante et $L_v$ est la chaleur latente d'évaporation de l'eau (ou $L_s$ chaleur latente de sublimation pour la glace). Les termes *w'*, *T'* et *q'* sont les fluctuations turbulentes de la vitesse verticale du vent, de la température et de l'humidité spécifique. La turbulence atmosphérique est le principal mécanisme de transport près de la surface, justifiant l'application de la méthode de covariance turbulente pour mesurer les échanges en surface. Comme on l'a vu, cette méthode permet d'estimer le flux en surface seulement dans des conditions restrictives, en particulier pour les hypothèses d'homogénéité horizontale et de stationnarité temporelle.

*I.5.2.1.c Capteurs*

Un anémomètre sonique mesure le temps de transit de pulsations d'ultrasons entre des paires de transducteurs, chacun émetteur et récepteur (Figure 1.22). Le son se propage plus vite avec le vent que contre le vent. Le temps de transit des pulsations soniques dépend de la distance entre les transducteurs (une dizaine de cm), de la composante du vent selon le chemin des ultrasons et de la vitesse du son. Les vitesses de vent et du son sont déduites des temps de transit $t_1$ et $t_2$ des pulsations se propageant en directions opposées le long du même trajet entre deux transducteurs (Figure 1.22). La vitesse du son dépend de la densité de l'air qui est principalement influencée par la température mais aussi, dans une moindre mesure, par l'humidité. La température sonique virtuelle ($T_s = T(1+1.51q)$) déduite de la vitesse du son mesurée est proche mais pas exactement égale à la température virtuelle ($T_v = T(1+1.61q)$). La décomposition de Reynolds de la relation entre $T_s$, $T$ *et* $q$ et le calcul des covariances avec la vitesse de vent verticale permettent de calculer le flux de chaleur sensible $\overline{w'T'}$ selon $\overline{w'T_s'}$ et le flux de vapeur d'eau $\overline{w'q'}$ [Schotanus, 1983]. Cette correction nécessite la mesure à haute fréquence de l'humidité de l'air. En revanche, la température sonique virtuelle permet de calculer directement le flux de flottabilité

$\overline{w'T_s'} \approx \overline{w'T_v'}$ qui intervient dans le l'équation de TKE et donc dans les paramètres de stabilité tels que la longueur d'Obukhov ou le nombre de Richardson.

Les trois paires de transducteurs permettent de mesurer les vitesses du vent dans les trois dimensions de l'espace (Figure 1.22). Puisque l'anémomètre sonique ne mesure que des temps de transit, la vitesse calculée est la vitesse moyenne sur le volume de mesure et sur la durée du cycle de mesures (transmission et réception des pulsations dans les six directions). Une petite variation de la distance entre les transducteurs entraine un fort biais sur $T_s$ car la température sonique virtuelle dépend du carré de la vitesse des ultrasons. Par exemple une variation d'1 mm, soit environ 1% de la distance, entraîne une variation de 5.5°K de la température mesurée [Huwald et al., 2009]. Ces capteurs doivent être manipulés avec beaucoup de précaution et calibrés régulièrement. Cette erreur n'affecte pas les calculs des variances et des covariances.

Le second élément du système permettant de mesurer les flux de vapeur d'eau et de $CO_2$ est un analyseur à réponse rapide qui mesure les fluctuations turbulentes des concentrations molaires de $H_2O$ et de $CO_2$. Le capteur le plus utilisé est un analyseur à absorption infrarouge ('Infrared Gaz Analyzer ou IRGA') qui peut être en configuration 'open path' ou 'closed path'. Dans un analyseur 'closed path' l'air est pompé à travers un tube jusqu'à une cellule de mesure interne. La cellule de mesure est en plein air dans les analyseurs 'open path'. Le capteur consiste en une source large bande de rayonnement infrarouge, comprenant des lignes d'absorption de la vapeur d'eau (2.59 μm) et du $CO_2$ (4.25 μm), et en un détecteur. L'intensité atténuée mesurée par le détecteur est une fonction non linéaire des concentrations molaires de ces gaz. Aubinet et al. [2012] détaillent les corrections à apporter au signal de sortie des détecteurs.

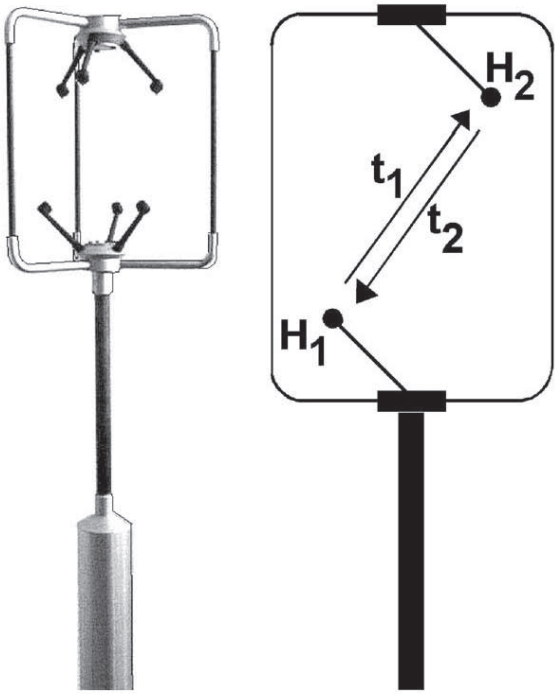



Figure 1.22 : Photographie d'un anémomètre Solent de marque Gill et représentation schématique d'une paire de transducteurs [van Boxel et al., 2004].

La méthode de covariance turbulente est ainsi basée sur la mesure à haute fréquence (10-20 Hz) des fluctuations turbulentes des trois composantes de la vitesse du vent, de la température et de l'humidité spécifique. La transformation du signal de haute fréquence en moyennes, variances (TKE) et covariances (les 'eddy fluxes') nécessite plusieurs étapes de traitement des données. Une série de tests permet d'identifier et d'éliminer les pics et décalages soudains qui peuvent apparaître dans le signal brut à cause de bruit électronique. Le signal de sortie du capteur doit ensuite être transformé afin de représenter des variables micro-météorologiques. Ces procédures permettent de calculer les moyennes, variances et

covariances dans le système de coordonnées lié à l'anémomètre sonique. Une rotation est nécessaire afin d'exprimer ces variables dans un cadre de référence lié à l'écosystème étudié (Figure 1.21). Des corrections pour les pertes en basses et en hautes fréquences peuvent être appliquées aux flux. Les principales étapes de mesure et de traitement des données sont résumées ci-après.

*I.5.2.1.d Dispositif de mesure*

Adapter aux conditions météorologiques et de surface, les caractéristiques et positions des capteurs ainsi que la fréquence d'acquisition des mesures permettent de limiter la sous-estimation des flux par pertes fréquentielles. On discute ici des influences de la taille et du positionnement des capteurs, de la fréquence d'acquisition et de la hauteur de mesure sur le calcul des flux turbulents selon van Boxel et al. [2004].

Selon le modèle conceptuel décrit dans le chapitre I.4, les tourbillons turbulents causent des variations, rapides pour les petits tourbillons (haute fréquence) et lentes pour les grands tourbillons (basse fréquence) des composantes $u$, $v$ et $w$ du vent mesurées par le capteur. Lorsque le vent est fort, les tourbillons passent plus vite et les fluctuations se décalent vers les hautes fréquences. À proximité de la surface, les grands tourbillons sont bloqués et ne peuvent plus contribuer aux variations de la composante verticale du vent, ce qui réduit les basses fréquences du signal $w$ [ex., Högström et al., 2002 ; ]. Si la période de temps de calcul des moyennes est trop courte pour couvrir les basses fréquences du spectre, les grands tourbillons contribuant le plus aux fluctuations de vent ne sont pas, ou seulement partiellement, mesurés. L'estimation correcte des statistiques de la turbulence nécessite que la période de moyenne contienne au moins quelques-uns des plus grands tourbillons. Puisque le pic de fréquence des grands tourbillons 'énergétiques' dépend du vent et de la hauteur de mesure (chapitre I.4), ces deux paramètres doivent être pris en compte pour déterminer la période de moyenne. Des spectres et co-spectres normalisés (décrits selon la fréquence adimensionnée $n = f z / u$) typiques d'une couche atmosphérique de surface au-dessus d'une surface plate et uniforme peuvent être déduits d'arguments dimensionnels de similitude [Kaimal et al., 1972]. La comparaison des spectres mesurés avec ces spectres théoriques permet une estimation des pertes en basses fréquences du signal turbulent mesuré. La Figure 1.23 montre un exemple de calcul en atmosphère neutre de la période de moyenne minimale pour limiter à 5% les pertes en basses fréquences du spectre $uw$ selon la vitesse du vent et la hauteur de mesure. Si la période de mesure est trop longue, au-delà de l'heure environ, les tendances liées au cycle journalier vont influencer les résultats et violer l'hypothèse de stationnarité. En conditions stables, les grands mouvements verticaux sont atténués, réduisant les intensités spectrales de la vitesse verticale et de $uw$ dans les basses fréquences sans altérer les hautes fréquences, ce qui réduit les pertes en basses fréquences par rapport aux conditions neutres.

Des pertes en hautes fréquences du signal turbulent apparaissent lorsque la fréquence d'acquisition est trop basse pour résoudre les petits tourbillons qui contribuent encore significativement aux variances et covariances, ou si la longueur de mesure de l'anémomètre (distance entre les transducteurs) ou la distance de séparation avec l'analyseur de gaz sont trop grandes pour résoudre ces tourbillons. La plus haute fréquence résolue est la fréquence de Nyquist, égale à la moitié de la fréquence d'acquisition du capteur. Puisque la taille des grands tourbillons énergétiques (pic du spectre) augmente avec la hauteur de mesure, les anémomètres à courte longueur de mesure sont nécessaires près du sol. Les spectres théoriques en atmosphère neutre peuvent être utilisés pour estimer les pertes en hautes fréquences qui augmentent avec la vitesse de vent et diminuent avec la hauteur de mesure. Pour une première estimation des pertes en haute fréquence, on peut utiliser la plus basse des fréquences entre la fréquence de Nyquist et la fréquence de coupure causée par la longueur de mesure de l'anémomètre ou par la distance de séparation avec l'analyseur de gaz (on voit dans le chapitre suivant que ce dernier effet peut être corrigé). Ainsi, pour un anémomètre sonique de longueur de mesure d'une dizaine de centimètres et de fréquence d'acquisition de 20 Hz, la fréquence de Nyquist est le facteur limitant lorsque le vent dépasse 2 m $s^{-1}$. Pour des mesures à plus d'1 m de hauteur et des vents inférieurs à 10 m $s^{-1}$, une fréquence d'acquisition de 20 Hz permet de limiter à moins

de ~5% les pertes en hautes fréquences du cospectre *uw* [van Boxel et al., 2004]. Les spectres se décalent vers les hautes fréquences en conditions stables, ce qui augmente les pertes en hautes fréquences.

L'empreinte, ou 'footprint', définit le champ de vue du capteur : elle représente la surface en amont qui influence la mesure de flux turbulent [ex., Cohard, 2016]. L'étendue de la surface source dépend de la hauteur de mesure, de la vitesse du vent, de la stabilité de l'atmosphère et des caractéristiques de la surface. La turbulence et les échanges verticaux sont intenses en atmosphère instable, causant une surface source plus proche du point d'observation qu'en conditions stables. La distance entre le capteur et le pic de l'empreinte varie de quelques fois la hauteur de mesure en conditions instables à quelques dizaines de fois cette hauteur en conditions stables. Rannik et al. [2012] décrivent les différentes approches théoriques de calcul d'empreintes selon les conditions atmosphériques. Brutsaert [1998] fait une discussion détaillée des interactions entre les échelles de variabilités de la turbulence et des propriétés de la surface. Il distingue ainsi différents régimes de turbulence selon des zones d'équilibre et de transition liées au développement de couches limites internes générées par les différentes échelles de variabilités de la surface. Afin d'étudier un site particulier, on souhaite généralement limiter l'empreinte et mesurer les flux le plus près possible du sol (et 'voir' une surface homogène). La position du capteur résulte donc d'un compromis : pas trop haut pour réduire l'empreinte et pas trop bas pour limiter les pertes en hautes fréquences. Sur les glaciers, où les conditions stables prévalent, le vent souffle généralement selon deux régimes distincts le long du glacier : catabatique et anabatique. Les capteurs situés loin du front du glacier 'voient' donc une surface de glace ou de neige plutôt homogène et peuvent être situés assez haut pour limiter les pertes en hautes fréquences (mais le maximum de vent catabatique à quelques mètres de hauteur va influencer les mesures [ex., Litt et al., 2014, 2015]).

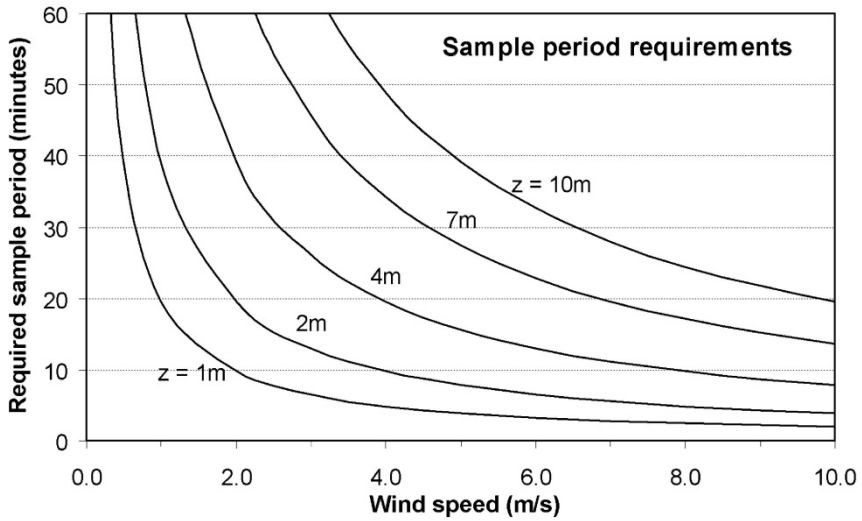



Figure 1.23 : Période de moyenne requise, calculée comme 5 fois l'inverse de la fréquence de coupure à 5% des basses fréquences du cospectre théorique de *uw* en atmosphère neutre, en fonction de la vitesse du vent et de la hauteur de mesure [van Boxel et al., 2004].

*I.5.2.1.e Calculs des flux*

La première étape de traitement des données consiste à éliminer les pics ('spikes') dans les mesures liés à des problèmes instrumentaux : bruit électronique, contamination des transducteurs par l'eau ou la salissure, gouttes d'eau ou flocons de neige sur le trajet des ultrasons etc… L'identification des pics est généralement basée sur des tests statistiques. Cependant les propriétés statistiques des données sont influencées par ces pics. Ainsi chaque élimination de pic modifie la variance, l'asymétrie (skewness) ou l'aplatissement (kurtosis) qui sont utilisés comme critères de test. L'élimination de ces erreurs instrumentales est donc un processus itératif, complexe à mettre en œuvre et qui doit être adapté à chaque environnement. Vicker et Mahrt [1997] font remarquer que la même méthode appliquée à deux

enregistrements laissera davantage de pics d'erreur dans l'enregistrement qui contenait initialement le plus de pics.

Des opérateurs de moyenne, d'extraction des tendances ou de filtrage passe-haut sont nécessaires pour séparer le signal 'turbulent' du signal 'moyen'. L'approche la plus simple est le calcul de moyenne par segments consécutifs ('block averages'). Cet opérateur respecte les propriétés de moyenne de Reynolds (Equation 1.27) mais ne permet pas d'éliminer les tendances liées à une dérive du capteur ou un changement des conditions météorologiques (non stationnarité temporelle). Des composantes basses fréquences de l'écoulement 'moyen' peuvent alors contaminer les fluctuations tuburlentes $x'$. Des opérateurs d'extraction de la tendance linéaire ou de moyennes glissantes peuvent être appliquées mais ces filtres passe-hauts tendent à augmenter les pertes en basses fréquences du signal turbulent, entraînant une sous-estimation des flux [Foken et al., 2012].

Les moyennes sont généralement calculées sur des durées de quelques minutes à l'heure. Comme on l'a vu, une durée trop courte ne permet pas de capturer toutes les contributions de basses fréquences aux covariances. Il est utile de tester si le flux atteint un maximum dans l'intervalle de temps du calcul des moyennes. Le test d'ogives consiste à calculer l'intégrale des co-spectres cumulée en fréquences, en partant des hautes fréquences. La période de moyenne est satisfaisante si l'intégrale des cospectres converge aux basses fréquences vers un palier. Un avantage est qu'il n'est pas nécessaire de comparer les spectres mesurés à des modèles théoriques qui peuvent être inadaptés aux conditions expérimentales [Moncrieff et al., 2004].

Le calcul des covariances du flux de vapeur d'eau nécessite que les vitesses de vent et la concentration en vapeur d'eau soient mesurées au même endroit et au même moment, ce qui n'est pas le cas pour un analyseur de gaz séparé de l'anémomètre sonique. Des différences de traitement des signaux électroniques et la séparation spatiale entre les capteurs de vent et de gaz causent un décalage temporel des signaux. Les retards liés au traitement électronique (conversion et calcul du signal) sont généralement courts, constants et faciles à corriger. Le retard dû à la séparation des deux capteurs est plus long et plus difficile à estimer. Le temps de passage d'une bouffée d'un capteur à l'autre dépend de la distance entre les deux capteurs et de la vitesse et la direction du vent. Ce retard peut être estimé en comparant les covariances entre les signaux de vitesse et de concentration décalés par des durées variables. Le décalage temporel sélectionné est celui qui produit la meilleure corrélation. Le capteur IRGASON de Campbell intègre dans un seul capteur l'analyseur de gaz et l'anémomètre sonique, qui mesurent ainsi tous deux le même volume d'air en même temps. Néanmoins, selon Horst et al. [2016], la structure de l'analyseur de gaz cause des distorsions de l'écoulement qui entrainent des erreurs importantes sur les calculs des (co)variances des vitesses du vent.

*Rotation*

Une étape importante avant le calcul des covariances est d'orienter le cadre de référence de l'anémomètre sonique selon les surfaces de courant du vent. Un alignement incorrect de l'anémomètre peut provoquer de fortes erreurs sur le flux de quantité de mouvement horizontal (la covariance $uw$). La corrélation entre les composantes horizontale et verticale du vent est généralement faible, de l'ordre de -0.35 au-dessus d'un terrain plat et uniforme [ex., Kaimal and Finnigan, 1994]. Si le capteur est légèrement incliné, une part des fluctuations horizontales va être interprétée comme des fluctuations verticales. Même si c'est une petite fraction – proportionnelle au sinus de l'angle d'inclinaison –, elle peut contribuer significativement à la covariance $uw$ car elle est parfaitement corrélée aux fluctuations horizontales. Les flux de quantité de mouvement sont plus sensibles à ces erreurs que les flux de scalaire car ses calculs contiennent le produit des erreurs des fluctuations des vitesses.

Pour des mesures à faible hauteur au-dessus d'un terrain assez plat et pas trop incliné, afin d'éviter une séparation de l'écoulement, les lignes de courant du vent sont parallèles à la surface et le système de coordonnées le long des lignes de courant moyennes peut être considéré comme un cadre de référence lié

au terrain. Dans ce système de coordonnées, l'axe des *x* est parallèle au vent moyen local ; l'axe des *z* est orthogonal à *x* et perpendiculaire (orienté vers le haut) au terrain local ; et l'axe des *y* se trouve dans le plan du terrain local et dans la direction qui donne un système de coordonnées cartésien (Figure 1.21).

Les angles de rotation sont généralement calculés à partir des mesures. La première rotation, rotation de lacet ('yaw'), consiste à orienter la composante *u* dans le sens du vent. Cette rotation implique une moyenne temporelle du vent transverse nulle : $\overline{v}=0$. La deuxième rotation, rotation de tangage ('pitch'), oriente *u* dans la direction des lignes de courant dans la pente et *w* perpendiculaire aux lignes de courant. Cela peut être accompli en contraignant la vitesse moyenne verticale du vent à zéro : $\overline{w}=0$. La troisième rotation, rotation de roulis ('roll'), a pour but d'orienter *v* le long des surfaces de courant et *w* perpendiculaire aux surfaces de courant. C'est difficile car le signal enregistré ne contient pas d'information sur l'orientation des surfaces de courant. La troisième rotation consiste généralement à contraindre à zéro le flux de quantité de mouvement transverse $\overline{v'w'}$. Cette hypothèse établie sur des surfaces plates et uniformes peut être non valable au-dessus d'un terrain en pente, surtout si la direction du vent n'est pas le long de la pente [Kaimal and Finnigan, 1994]. Il est ainsi recommandé d'installer l'anémomètre le plus perpendiculairement possible au terrain sous-jacent et d'éviter la troisième rotation [ex., Lee et al., 2004]. Les formules des rotations sont décrites dans Wilczak et al. [2001] et dans les ouvrages de référence cités plus haut. Finnigan et al. [2004a] analysent en détail les différents systèmes de coordonnées et les hypothèses mobilisées ainsi que leurs influences sur le calcul des flux en surface. Finnigan et al. [2003] notent qu'en terrain complexe la distribution selon l'azimut des angles de rotations pour annuler les vents transverses et verticaux moyens peut donner des informations sur l'hétérogénéité horizontale du champ de vent.

Les rotations peuvent être appliquées à chaque pas de temps des moyennes (30 min par exemple), ce qui permet le calcul des flux en temps réel. Des inconvénients apparaissent lorsque les mesures sont effectuées en terrain complexe et sur de longues périodes de temps : risques de rotation excessive (en cas de bruit électronique sur *w* par exemple), de perte d'information (l'information sur une possible vitesse verticale non nulle est perdue) ou de dégradation de la qualité des données (angle de rotation de tangage surestimé par vent faible). Cette méthode a aussi l'inconvénient de produire des séries temporelles discontinues. Elle est équivalente à un filtre passe-haut sur les vitesses de vent avec des problèmes de repliement des spectres hautes fréquences de *uc* et *vc* sur la covariance *wc* [Finnigan et al., 2003 ; Malhi et al., 2004].

Paw U et al. [2000] et Wilczak et al. [2001] ont proposé la méthode 'planar fit' basée sur l'hypothèse que le vent vertical moyen est nul sur une longue période de temps, généralement plusieurs semaines, au cours de laquelle sont représentées les différentes caractéristiques de l'écoulement au site étudié. Le plan parcouru par la direction du vent au cours de cette période, suffisamment longue pour inclure des azimuts variés, permet de définir le plan *x*-*y*. L'axe des *z* est défini perpendiculairement à ce plan. L'axe des *z* est fixé sur toute la période d'étude alors que les axes des *x* et des *y* varient avec le temps. Une régression linéaire multiple est appliquée aux trois composantes moyennes du vent pour obtenir le plan fixe *x*-*y*. S'appuyant sur de nombreuses mesures, le système de coordonnées est stable dans le temps, le risque de rotation excessive est réduit et le plan *x*-*y* est plus au moins parallèle à la surface locale. L'information sur les caractéristiques de l'écoulement est disponible en trois dimensions, incluant une vitesse verticale moyenne non nulle. Les coefficients de régression dépendent de l'orientation de l'anémomètre, d'un possible biais sur la mesure de la vitesse verticale et de la topographie. Pour des surfaces de neige et de glace, la procédure de régression doit être renouvelée suffisamment fréquemment pour prendre en compte les changements de surface liés à la fonte ou aux chutes de neige. Si la direction du vent varie peu, comme sur les glaciers, le plan *x*-*y* peut être mal défini, nécessitant d'appliquer la régression sur des périodes de temps particulièrement longues.

Les méthodes de rotation du système de coordonnées peuvent provoquer des erreurs sur les flux en cas de vent vertical moyen non nul, qui est très difficile à mesurer. Mahrt [2010] note : "Observed mean vertical motion results from a mix of physical and instrumental problems and it is generally not possible to isolate

the influence of instrument offsets, tilt of the sonic anemometer, flow distortion and real vertical motion. Elimination of the real mean vertical motion through tilt correction rotates the coordinate system away from a gravity oriented coordinate system into a streamline coordinate system. In such cases, the tilt correction increases flux errors […]. Direct estimation of the mean vertical motion from sonic anemometers appears to be often beyond present capabilities. Estimation of the mean vertical motion from mass continuity using a network of surface anemometers seems promising".

*Correction des variances et des flux*

Moore [1986] a proposé une méthode de fonction de transfert pour compenser les sous-estimations des variances et covariances dans les basses et dans les hautes fréquences. Cette méthode, fréquemment utilisée, s'appuie sur les modèles spectraux théoriques de Kaimal et al. [1972] établis en situation idéale de surface plate et homogène. Or, comme nous l'avons déjà évoqué, ces modèles ne sont pas forcément adaptés aux conditions expérimentales. Les corrections de Moore [1986] peuvent donc être entachées de fortes incertitudes, difficiles à estimer. Une optimisation du dispositif de mesure permet de limiter les pertes fréquentielles du signal turbulent sans appliquer ces corrections (cf. discussion plus haut).

Les analyseurs de gaz mesurent des densités (kg $m^{-3}$) ou des concentrations molaires (mol $m^{-3}$) de gaz. Or ces quantités ne sont pas conservées dans les processus de conduction de chaleur, de compression ou expansion de l'air, d'évaporation, ou de diffusion de vapeur d'eau. Des variations peuvent donc apparaître en l'absence de production, d'absorption ou de transport du composant. Seuls les rapports de mélange molaire (rapport entre le nombre de moles du constituant et celui de l'air sec) ou massique (rapport entre la masse du constituant et la masse de l'air sec) sont des grandeurs conservées lors de changement de température, de pression ou de contenu en vapeur d'eau. Les flux de vapeur d'eau et surtout de $CO_2$ doivent être donc corrigés des effets de fluctuations de la densité de l'air. La correction de Webb-Pearman-Leuning (WPL) [Webb et al., 1980] est généralement appliquée et a été discutée et réexaminée par de nombreux auteurs [ex., Paw U et al., 2000 ; Leuning, 2004].

L'encombrement de l'anémomètre sonique peut provoquer une distorsion de l'écoulement et des erreurs sur la mesure des flux. La taille des tourbillons contenant l'énergie turbulente étant reliée à la hauteur de mesure (chapitre I.4), l'influence de la perturbation du vent diminue avec la hauteur. Ces distorsions sont réduites lorsque la longueur de mesure (longueur du trajet des ultrasons, $d \sim 10$ cm) est grande devant le diamètre des émetteurs / récepteurs ($a \sim 0.65$ cm). Des corrections basées sur des mesures en soufflerie ont été implémentées dans certains capteurs sans toujours être documentées. Un problème est que ces corrections peuvent entrainer une autocorrélation entre les composantes du vent, ce qui peut affecter le calcul des covariances. Les capteurs modernes, tels que le Campbell CSAT ($d/a \sim 15$) que nous utilisons sur les glaciers, ne nécessitent pas de correction pour une gamme spécifiée de directions du vent. Néanmoins, Horst et al. [2015] ont montré récemment que ces capteurs peuvent sous-estimer les flux verticaux par effet d'ombre des transducteurs lorsque l'angle d'attaque entre le vecteur vent et le plan horizontal de l'anémomètre dépasse une dizaine de degrés. Cette erreur est plus marquée lorsque les transducteurs sont orientés à 45° d'angle zénithal (30° pour le CSAT).

*Contrôle de qualité des données et estimation des erreurs*

Les procédures complexes de mesure du signal turbulent et de calcul des covariances rendent nécessaire un contrôle de qualité des données. Les contrôles ont pour objectifs d'identifier les problèmes instrumentaux mais aussi d'évaluer dans quelle mesure les conditions expérimentales étaient proches des hypothèses du modèle théorique en testant par exemple la stationnarité temporelle des signaux, le développement du régime de turbulence ou les relations de similitude 'flux-variance' ($\sigma_w/u*$ fonction de $z/L$, cf. chapitre I.4.3.b). Vicker et Mahrt [1997], Foken et al. [2004] et Aubinet et al. [2012] détaillent des séries de tests statistiques à appliquer sur les mesures à haute fréquence et sur les flux. Les tests automatiques sont utiles pour détecter les erreurs instrumentales les plus manifestes mais aucune méthode systématique ne peut distinguer catégoriquement tous les problèmes instrumentaux de processus physiques 'inhabituels'. Une inspection visuelle des données et des comparaisons avec des mesures complémentaires sont recommandées afin de vérifier les résultats des tests automatiques. Vicker et Mahrt [1997] montrent des exemples de mesures signalées fausses par les tests automatiques mais s'avérant correspondre à des processus physiques réels, tels qu'une couche limite interne, une inversion proche de la surface ou le passage d'un train d'ondes de gravité.

Les algorithmes complexes de traitement des données de covariance turbulente ne permettent pas de déterminer les erreurs sur les flux selon les règles classiques de propagation des erreurs. Mauder et al. [2006] ont tenté de quantifier ces incertitudes à partir de comparaisons entre différents capteurs et entre différentes campagnes de terrain. Ils obtiennent de fortes incertitudes sur les flux, qui dépendent du type de capteur et de la qualité des données (tableau 1.5).

| Sonic anemometer | Data quality class | Sensible heat flux | Latent heat flux |
|---|---|---|---|
| type A, *e.g.*, CSAT3 | 1–3 | 5% or 10 $Wm^{-2}$ | 10% or 20 $Wm^{-2}$ |
| | 4–6 | 10% or 20 $Wm^{-2}$ | 15% or 30 $Wm^{-2}$ |
| type B, *e.g.*, USA-1 | 1–3 | 10% or 20 $Wm^{-2}$ | 15% or 30 $Wm^{-2}$ |
| | 4–6 | 15% or 30 $Wm^{-2}$ | 20% or 40 $Wm^{-2}$ |

Tableau 1.5 : Evaluation de la précision de la méthode de covariance turbulente selon des classes de qualité des données et selon le type d'anémomètre [Mauder et al., 2006].

*I.5.2.1.f Mesures sur les glaciers de montagne*

Sur les glaciers, nous avons utilisé des anémomètres soniques Campbell CSAT3 associés à des analyseurs de gaz 'open path' LICOR-7500 pour mesurer les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente. La fréquence de mesure était de 20Hz et les capteurs étaient situés entre 1 m et 2 m au-dessus de la surface. L'effet de la distance de séparation entre l'anémomètre et l'analyseur de gaz, d'environ 30 cm, était corrigé en appliquant un décalage temporel (inférieur à 10 ms) qui maximalise les covariances entre les signaux de vent et de vapeur d'eau. Le traitement des mesures étaient d'abord réalisés avec le logiciel Edire développé par l'université d'Edimbourg puis avec EddyPro proposé par Licor, qui tend à devenir le logiciel libre de référence pour la mesure de covariance turbulente.

La qualité des données est contrôlée avec EddyPro selon les procédures de Vickers et Mahrt [1997] et Foken et al. [2004]. Les moyennes de la décomposition de Reynolds étaient calculées par segments consécutifs ('block averages') de 15 à 60 min selon des tests d'ogives pour maximiser les variances et covariances. Des rotations 'planar fit' étaient appliquées sur des périodes d'une dizaine de jours pour prendre en compte les changements de surface du glacier. Les éventuelles pertes en basses et en hautes fréquences n'étaient pas compensées car les modèles théoriques de spectres ne semblent pas adaptés aux terrains de montagne [Litt et al., 2014]. La correction en densité de Webb-Pearman-Leuning change très peu le flux de vapeur d'eau, de quelques W $m^2$. Une hauteur de mesure inférieure à 2 m et une longueur de rugosité minimale de ~0.01 cm résultent en une longueur de 'fetch', ou empreinte, maximale de ~450 m [Wieringa, 1993], ce qui reste au sein du plateau glaciaire homogène autour du mât de mesure.

L'étude de Sicart et al. [2014] (reproduite dans le chapitre suivant) montre que les mesures de thermocouples ventilés sont similaires à la température sonique du CSAT. Litt et al. [2015] font une étude détaillée des erreurs de mesure des méthodes de profils aérodynamiques et de covariance turbulente sur le glacier Zongo. Le chapitre IV.1 discute les résultats de mesures de covariance turbulente sur les glaciers Zongo et Saint-Sorlin.

### *I.5.2.2 Méthode des profils aérodynamiques*

La méthode des profils aérodynamiques est basée sur la théorie des similitudes de Monin-Obhukov (chapitres I.4.2 et I.4.3) qui permet de relier les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente aux gradients moyens de température, d'humidité et de vitesse du vent dans la couche de surface (équations 1.45 et 1.46). L'avantage de cette méthode est qu'elle utilise des capteurs robustes, peu chers et à longs temps de réponse. Un inconvénient est que les relations entre les profils moyens et les flux sont des paramétrisations empiriques, parfois entachées de fortes incertitudes en régime stable (chapitre I.4.3). Berkowicz et Prahm [1982] examinent les différentes sources d'incertitudes des méthodes des profils.

La température et l'humidité de l'air sont généralement mesurées avec des thermistances, dont la résistance varie avec la température, et des hygromètres capacitifs, condensateur dont la capacité varie avec l'humidité de l'air. La température indiquée par un thermomètre est celle qu'il prend sous les effets combinés des échanges par conduction et convection avec l'air environnant, des rayonnements qu'il absorbe et de son rayonnement propre. Afin que les échanges par convection avec l'air soient prédominants et que les effets des rayonnements soient réduits, il est nécessaire de ventiler le thermomètre et de le protéger par un abri. Au-dessus d'une surface de neige très réfléchissante, une mesure non ventilée peut causer une surestimation de la température d'une dizaine de degrés Celsius. Or la ventilation demande un apport d'énergie important et nous avons noté que la forme et la taille des abris affectent la mesure (même la nuit). Des thermocouples de type E très fins (0.0762 mm) sont très utiles pour mesurer des profils à fine résolution verticale de température au-dessus des glaciers : suffisamment fins pour ne pas être chauffés par le rayonnement solaire, ils ne nécessitent pas d'abri ni de ventilation, mais sont assez solides pour résister aux chutes de neige et à la neige soufflée par le vent.

Les hygromètres capacitifs sont fréquemment utilisés dans les études de micro-météorologie. Ce type d'hygromètre a l'avantage d'être peu affecté par la température [Anderson, 1995 ; Guyot, 1997]. L'incertitude est de quelques pourcents en humidité relative, tendant à augmenter vers la saturation. Cet instrument, robuste et fiable, n'a cependant pas une précision suffisante pour mesurer les faibles gradients d'humidité qui peuvent jouer un rôle important dans la divergence de rayonnement infrarouge en atmosphère stable (chapitre I.4.3).

La publication reproduite ci-dessous examine les hauteurs de rugosité de vent et de température, ainsi que les profils moyens de vent, de température et de flux turbulent de chaleur sensible à partir de mesures le long d'un mât de 6 m dans la zone d'ablation du glacier Zongo. Les erreurs de mesures de flux sont analysées en comparaison avec des mesures de covariances turbulentes. Une source d'erreur est liée aux forts gradients de vitesse de vent et surtout de température au-dessus des surfaces glaciaires. La mesure des flux turbulents est donc sensible à la hauteur des capteurs au-dessus d'une surface de référence mal définie, difficile à mesurer et pouvant évoluer fortement lors de périodes de fonte.

AGU PUBLICATIONS

JGR

Journal of Geophysical Research: Atmospheres

RESEARCH ARTICLE
10.1002/2013JD020615

**Key Points:**
- Analysis of wind and temperature profiles measured on the tropical Zongo Glacier
- Investigation of wind regimes and aerodynamic properties of the glacier surface

**Correspondence to:**
J. E. Sicart,
jean-emmanuel.sicart@ird.fr

**Citation:**
Sicart, J. E., M. Litt, W. Helgason, V. B. Tahar, and T. Chaperon (2014), A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia, *J. Geophys. Res. Atmos.*, *119*, 3793–3808, doi:10.1002/2013JD020615.

Received 22 JUL 2013
Accepted 4 MAR 2014
Accepted article online 7 MAR 2014
Published online 9 APR 2014

# A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia

**Jean Emmanuel Sicart[1], Maxime Litt[1], Warren Helgason[2], Vanessa Ben Tahar[3], and Thomas Chaperon[4]**

[1]IRD/UJF-Grenoble 1/CNRS/G-INP, LTHE UMR 5564, Grenoble, France, [2]Civil and Geological Engineering, University of Saskatchewan, Saskatoon, Saskatchewan, Canada, [3]Campbell Scientific Ltd, Paris, France, [4]Nogent sur Marne, France

**Abstract** The atmospheric surface layer of high-altitude tropical glaciers is inadequately understood, particularly concerning turbulent fluxes. Measurements have shown that sublimation reduces melt energy in the dry season, but the errors are large when a katabatic wind maximum occurs at a low height. This study analyzed wind and temperature vertical profiles measured by a 6 m mast in the ablation area of the tropical Zongo glacier (16°S, 5060 m above sea level) in the dry seasons of 2005 and 2007. Surface roughness lengths for momentum and temperature were derived from least squares fits of hourly wind and temperature profile data. Measurement errors were explored, focusing on the poorly defined reference level for sensor heights. A katabatic wind maximum at heights between 2 and 3 m was regularly observed during low wind speed and strong inversion conditions, or about ~50%of the time, greatly reducing the surface layer depth. The glacier surface, experiencing melting conditions in the early afternoon and strong cooling at night, remained relatively smooth with $z_0 \sim 1$ mm and $z_T \sim 0.1$ mm. Sensible heat flux measured at ~1 m was not very sensitive to the zero reference level due to two opposite effects: when measurement heights increase, profile-derived roughness lengths increase but temperature and wind gradients decrease. The relation between $z_T/z_0$ and the roughness Reynolds number $Re_*$ roughly agrees with the surface renewal model. However, this is mostly due to self-correlation because of the shared variable $z_0$ in $z_T/z_0$ and $Re_*$, which prevents a sound experimental validation of the model.

## 1. Introduction

On high-altitude tropical glaciers, marked seasonal variations in turbulent exchanges of heat contribute to the annual cycle of melt rate. Energy losses in latent heat flux are significant during the dry season; ice sublimation rates of several millimeters of water equivalent (w.e.) per day have been measured on glaciers from the outer tropics of Bolivia to the humid climate of Ecuador [e.g., *Favier et al*., 2004; *Sicart et al*., 2005]. Energy gains in sensible heat flux are small all year long because the 0°C isothermal varies little in elevation throughout the year, the air remains cold during the melt season, and light air at very high altitude carries less heat [*Sicart et al*., 2008]. The sum of the turbulent fluxes generally represents a sink of energy for tropical glaciers, reducing the melt energy. However, large uncertainties remain because most of measurements have been indirect and in the lower ablation area only. Different measurement methods have been applied to quantify the flux magnitudes and associated errors: weighing lysimeter, eddy covariance, and profile aerodynamic methods [e.g., *Wagnon et al*., 1999; *Cullen et al*., 2007; *Winkler et al*., 2009]. On the Bolivian Zongo glacier, *Sicart et al*. [2005] suggested that the main sources of error in profile methods were related to the proximity of the measurement level to the katabatic wind maximum and to uncertainties in surface roughness lengths. However, they analyzed the mean climatic data at only one measurement level and could not investigate the katabatic wind properties. Energy losses associated with turbulent fluxes may be important in the firn area [*Hardy et al*., 1998; *Wagnon et al*., 2003], where melt rate is significant just before the wet season [*Sicart et al*., 2011], but their contribution to the overall energy budget at the glacier scale is not well known. The atmospheric surface layer of low-latitude high-altitude glaciers needs further investigation to better evaluate the turbulent fluxes.

This study analyzes wind and temperature vertical profiles measured in the ablation area of Zongo glacier during two periods of 2 months in the dry seasons of 2005 and 2007. Wind regimes, the atmospheric surface layer, and aerodynamic properties of the glacier surface are investigated to reduce the uncertainty in estimating the turbulent fluxes. We investigate the effects of the low-level katabatic jet in reducing the depth of the surface layer and the appropriate measurement levels required to derive the turbulent fluxes from


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

**Table 1.** List of Sensors With Their Specifications[a]

| Quantity | Sensor Type | Height (cm)[b] | Accuracy According to the Manufacturer |
|---|---|---|---|
| Wind speed (m $s^{-1}$) Profile mast | Vector A100L2 | 31, 71, 111, 170, 230, 290, 371, 540[c] 38, 68, 158, 208, 278, 368, 488[d] | 1% of reading |
| Air temperature (°C) Profile mast | Type T thermocouples | 10, 40, 60, 90, 120, 150, 170, 200, 270, 360, 480, 600[d] | ±0.1°C |
| Air temperature (°C) and relative humidity (%) AWS[e] | Vaisala HPM45C | 180 | ± 0.2°C ± 2% in [0–90%] ± 3% in [90–100%] |
| Wind speed (m $s^{-1}$) and direction (deg), AWS | Young 05103 | 250 | ± 0.3 m $s^{-1}$ ± 3° |
| Incident and reflected short-wave radiation (W $m^{-2}$), AWS | Kipp&Zonen CM3 $0.3<\lambda<2.8\,\mu m$ | 100 | ± 10%for daily sums |
| Incoming and outgoing long-wave radiation (W $m^{-2}$), AWS | Kipp&Zonen CG3 $5<\lambda<50\,\mu m$ | 100 | ±10%for daily sums |
| Surface elevation changes (mm) | Ultrasonic depth gauge Campbell SR50 | 150 | ±1 cm |
| 3-D wind speed (m $s^{-1}$) and temperature (°C) | Campbell CSAT-3 | 190[e] | $<$±4 cm $s^{-1}$ |

[a]Data were recorded as hourly means at 20 s time intervals except for wind direction and accumulation/ablation, which are instantaneous values recorded every hour.
[b]Mean heights: Height changes were derived from ultrasonic depth-gauge measurements and field visits every 5–10 days.
[c]Field campaign of 2005: eight anemometers.
[d]Field campaign of 2007: 7 anemometers and 12 thermocouples.
[e]AWS is a tripod resting freely on the surface of the glacier.

profile aerodynamic methods [e.g., *Munro and Davies*, 1978; *Denby and Greuell*, 2000]. Surface roughness lengths for momentum and for temperature are derived from least squares fits to the profile data, and their measurement errors are examined. Focus is placed on the reference level for measurement heights, which is difficult to locate on glaciers, and its uncertainty may cause systematic errors in $z_0$ derived from profile fits [*Munro*, 1989]. Finally, the profile data are used to test the surface renewal model developed by *Andreas* [1987] to estimate the surface roughness lengths of snow and ice from the analyses of *Brutsaert* [1975a, 1975b].

## 2. Measurements

Table 1 lists the sensors installed on the glacier and their specifications. Wind and temperature data were collected from a 6 m mast positioned at 5060 m above sea level (asl) on a plateau in the ablation area (mean local slope was around 5°, Figure 1). Two experiments were conducted from 16 September to 24 November 2005 and from 21 July to 5 September 2007. Wind speed was measured at eight heights in 2005. In 2007, wind speed was measured at 8 heights and temperature at 12 heights. The type T thermocouples (0.5 mm diameter) were shielded from solar radiation and continuously mechanically aspirated day and night. The radiation shields were oriented horizontally, away from direct solar radiation, to reduce the influence of reflected solar radiation. Hourly averages of mast data measured at 20 s time intervals were recorded by a Campbell Scientific CR10X data logger. An Automatic Weather Station (AWS) measured radiation components, air temperature and humidity, wind speed and direction, and changes in surface elevation. Periods when solar irradiance exceeded 20 W $m^{-2}$ are considered daytime; all other periods are considered nighttime. During the 2007 campaign, a Campbell CSAT-3 sonic anemometer was installed at 190 cm above the glacier surface. A Campbell CR1000 data logger recorded wind and temperature data at the 20 Hz frequency. Eddy covariance (EC) data were processed with the EdiRe software (University of Edinburgh); including despiking, planar fit rotation (coordinate system renewed every 10 days), and correction for spectral attenuation due to path length averaging between sensor heads [*Moore*, 1986]. To avoid wind disturbance from the structures, the stations were located along a transect perpendicular to the ice flow, over a horizontal distance of around 30 m. Stations were checked every 5–10 days during field campaigns.

The anemometers were new in 2005, and the thermocouples were intercompared at 0°C in an ice bath and at room temperature before each field campaign. During measurements on the glacier, linear correlations of each pair of sensors at adjacent levels on the profile mast showed coefficients of determination ($r^2$) greater than 0.985 for both wind and temperature data. In 2007, thermocouple measurements were interpolated to


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

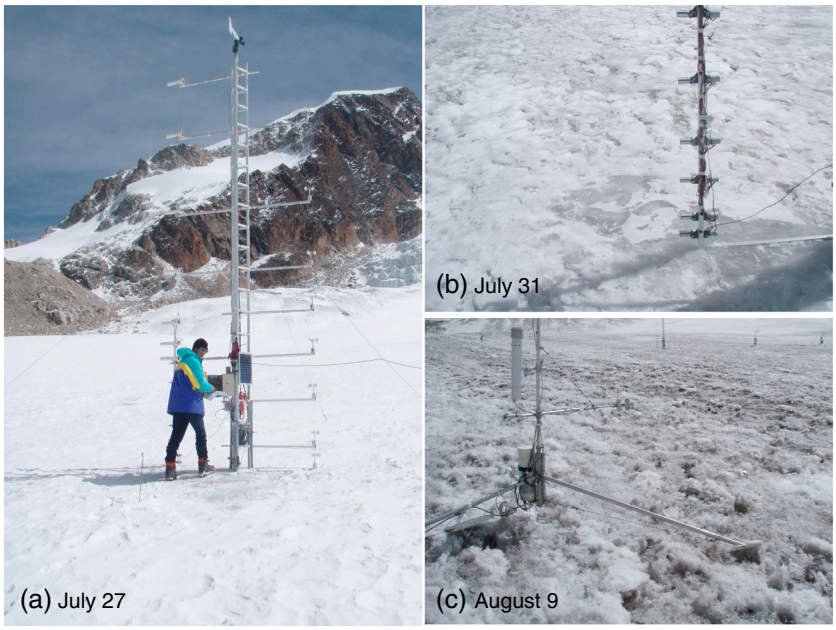



**Figure 1.** Photos of the experimental setup in 2007: (a) profile mast on 27 July, (b) lowest ventilated thermocouples on 31 July, and (c) the automatic weather station on 9 August.

the height of the CSAT-3 sensor to compare them to the sonic temperature after moisture correction. The coefficients of determination were high ($r^2 = 0.91$ and 0.93 during daytime and nighttime, respectively), but the offset was quite large and larger during daytime (1.22°C) than during nighttime (0.21°C, Figure 2). The temperature difference between the thermocouple and the CSAT-3 was significantly correlated with global radiation ($r^2 = 0.47$) but not with wind speed. The high correlations at night suggest that the sonic temperature measurements were reliable and that radiative errors in temperature measurements can persist for well-ventilated sensors when reflected solar radiation is high [e.g., *Nakamura and Mahrt*, 2005]. Following the method of *Huwald et al.* [2009], we applied linear correlations to correct the thermocouple measurements at all levels during daytime using the CSAT-3 temperature as a reference (Figure 2).

## 3. Theory and Method

We derive surface stress and turbulent fluxes with the profile aerodynamic method, based on Monin-Obukhov similarity theory. Under idealized horizontal, homogeneous, and steady state conditions, the turbulent structure of

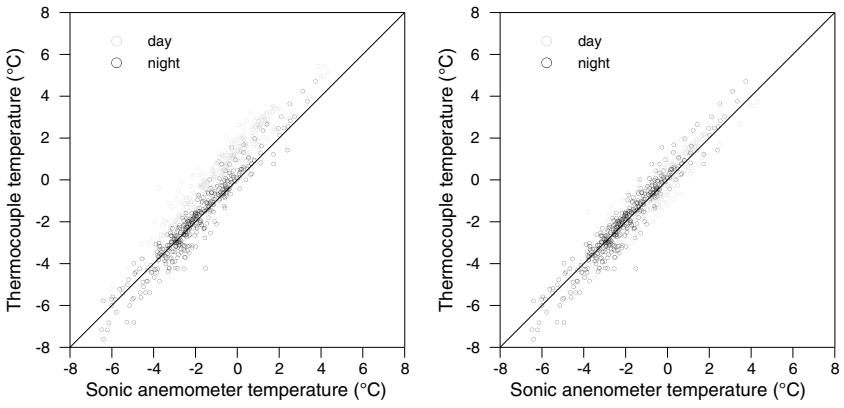



**Figure 2.** Shielded mechanically aspirated thermocouple versus sonic anemometer temperature shown separately for daytime and nighttime. (right) Corrected thermocouple measurements during daytime (see text). Hourly averages from 21 July to 5 September 2007.


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

the surface layer, i.e., the lowest region of the atmospheric boundary layer where turbulent fluxes are numerically similar to their surface values, can be defined by the turbulent velocity and temperature scales ($u_*$ and $\theta_*$), the length scales $z$ (height) and $L$ (Obukhov length), and the surface roughness lengths for momentum and temperature ($z_0$ and $z_T$). Flux-profile relations relate the vertical gradients of mean wind speed ($U$) and mean potential temperature ($\theta$) to the turbulent scales:

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{kz}{u_*}\frac{\partial U}{\partial z} \tag{1}$$

$$\phi_h\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{kz}{\theta_*}\frac{\partial \theta}{\partial z} \tag{2}$$

where $u_* = \left|\overline{uw}_{\mathrm{surf}}\right|^{1/2}$ is the friction velocity and $\theta_* = \frac{-\overline{w\theta}}{u_*}$. The von Karman constant ($k = 0.40$) has been experimentally determined to fulfill $\phi_m = 1$ in neutral conditions. The overbar denotes time averaging, and the wind and temperature variables are separated into their mean ($U$, $W$, and $\theta$) and turbulent ($u$, $w$, and $\theta$) components. In the moderately stable conditions of Zongo, we use the log linear stability functions, defined as [e.g., *Webb*, 1970]

$$\phi_m = 1 + \alpha_m\frac{z}{L} \tag{3}$$

$$\phi_h = Pr + \alpha_h\frac{z}{L} \tag{4}$$

where the Obukhov length $L = \frac{\Theta(u_*)^2}{kg\theta_*}$. We use $\alpha_m = \alpha_h = 5$ and the Prandtl number for neutral stratification $Pr = 1$ [*Dyer*, 1974]. Integrating equations (1) and (2) from level $z_1$ to $z_2$ leads to the log linear profile equations

$$U(z_2) - U(z_1) = \frac{u_*}{k}\left(\ln\frac{z_2}{z_1} + \alpha_m\frac{z_2 - z_1}{L}\right) \tag{5}$$

$$\Theta(z_2) - \Theta(z_1) = \frac{\theta_*}{k}\left(\ln\frac{z_2}{z_1} + \alpha_h\frac{z_2 - z_1}{L}\right) \tag{6}$$

Integrating equations (1) and (2) from the surface to the level $z$ leads to the log linear bulk equations

$$U(z) = \frac{u_*}{k}\left(\ln\frac{z}{z_0} + \alpha_m\frac{z}{L}\right) \tag{7}$$

$$\Theta(z) - \Theta_{\mathrm{surf}} = \frac{\theta_*}{k}\left(Pr\ln\frac{z}{z_T} + \alpha_h\frac{z}{L}\right) \tag{8}$$

The roughness lengths $z_0$ and $z_T$ are the heights at which the extrapolated log linear wind and temperature profiles would reach their surface values. Surface temperature $\theta_{\mathrm{surf}}$ is derived from measurements of the AWS downward pyrgeometer, assuming that ice emissivity is 1. Linear least squares fitting to measured profiles of wind speed and temperature allows the unknown $u_*$, $\theta_*$, $z_0$, and $z_T$ in equations (5)–(8) to be determined. The accuracy of the profile method increases when more measurement levels are used. The bulk method is generally considered as less sensitive to sensor errors than the profile method, which relies on measurements of small gradients [e.g., *Berkowicz and Prahm*, 1982; *Denby and Greuell*, 2000]. However, the bulk method requires surface temperature and roughness lengths, which are difficult to estimate accurately. The eddy covariance system measures $u_*$, $\theta_*$, and $L$, from which the roughness lengths can be deduced with equations (7) and (8).

Considering neutral conditions, the linear regression of $y = U$ as a function of $x = \ln(z)$ can be written as $y = a\,x + b$ (equation (7), $z/L \sim 0$), with

$$a = \frac{u_*}{k} \tag{9}$$

$$b = -\frac{u_*}{k}\ln(z_0) \tag{10}$$

Least squares estimates of these coefficients can be written as follows:

$$a = \frac{\sum(x_i - \widetilde{x})(y_i - \widetilde{y})}{\sum(x_i - \widetilde{x})^2} = \frac{\mathrm{cov}(x,y)}{\mathrm{var}(x)} \tag{11}$$

$$b = \widetilde{y} - a\widetilde{x} \tag{12}$$


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

The summations are on the profile levels *i*. The signs $\tilde{\ }$, cov(), and var() denote vertical average, variance, and covariance over all levels, respectively. To investigate the effects of a change of the zero reference level, we apply the change of variable $z' = z + h_0$, where $h_0$ is a constant height:

$$x' = \ln(z') = \ln(z + h_0) \tag{13}$$

We obtain

$$a' = \frac{\sum (x'_i - \tilde{x}')(y_i - \tilde{y})}{\sum (x'_i - \tilde{x}')^2} = \frac{\mathrm{cov}(x', y)}{\mathrm{var}(x')} \tag{14}$$

$$b' = \tilde{y} - a'\ \tilde{x}' \tag{15}$$

The variations of $u_*$ and $z_0$ as functions of $h_0$ can be derived from $a'$ and $b'$ through equations (9) and (10).

Of the hourly measurements, 62% in 2005 ($n = 1253$) and 43% in 2007 ($n = 1032$) showed a wind speed maximum below the highest profile level when wind direction was downslope, indicative of katabatic wind. Selection criteria on the profiles were needed to guarantee goodness of fit and that the theoretical hypotheses were appropriate. Different methods of data filtering were compared. First, profiles with no wind speed maximum were selected. To avoid the influence of (no detected) wind maximum around the highest level, only the lowest levels up to 2 m were used for the fitting procedures. In 2007, both wind and temperature profiles were fitted simultaneously and iteratively to calculate the Obukhov length scale in the stability functions (equations (3) and (4)). Only least squares fits for which both the wind and temperature correlation coefficients were greater than 0.975 were used (hereafter referred as "U-T fits"). This reduced the number of profiles to 11% of the total. To reduce the effects of stability corrections in equations (5) and (6), profiles with $0 \le z/L \le 0.2$ were selected, reducing the number of profiles to 3% of the total (U-T[neutral] fits).

The same method applied to derive $z_0$ from the wind profiles left 35% (53%) of the total number of profiles in 2005 (2007) without stability criterion (U fits) and 24% (10%) of profiles in 2005 (2007) with stability criterion (U[neutral] fits). In 2007, the roughness length for momentum was also derived from eddy covariance measurements during periods with sensible heat flux directed toward the surface and larger than 5 W m$^{-2}$, friction velocity larger than 0.1 m s$^{-1}$, and no wind maximum detected by the profile mast ("EC" method, 138 hourly data).

Four levels of wind speed were used in 2005. Four levels of wind speed and eight levels of temperature were used in 2007. These numbers of profile levels should allow estimation of $z_0$ within a factor of 2 for a "moderate" glacier surface roughness [e.g., *Wieringa*, 1993]. During both campaigns, the lowest measurement level remained above $20^* z_0 \sim 20$ cm, i.e., above the roughness sublayer, considering a maximum roughness length of 1 cm (section 6). A maximum measurement height of 2 m and minimum surface roughness length of ~0.01 cm lead to a maximum fetch length of ~450 m [*Wieringa*, 1993, equation (6)], which lies inside the homogeneous plateau surrounding the profile mast. We include an error analysis in Appendix A which illustrates how measurement errors on wind speed and temperature contribute to the uncertainties on the roughness lengths and sensible heat flux.

## 4. Location, Climate, and Seasonal Variations of Turbulent Fluxes

Zongo glacier is located in the Huayna Potosi Massif (16°15'S, 68°10'W, Cordillera Real, Bolivia) on the western margin of the Amazon basin and on the eastern margin of the Altiplano catchment. This valley-type glacier is 3 km long, has a surface area of 2.1 km$^2$, and flows from 6000 to 4900 m asl to the south southeast. The Huayna Potosi Massif is located in the outer tropics, characterized by marked seasonality in precipitation and cloud cover with a single wet season in austral summer and a pronounced dry season in winter [e.g., *Kaser*, 2001]. In contrast, thermal seasonality is low: less than 8°C based on daily averages. The dry season (May–August) is produced by northward displacement of midtropospheric and upper tropospheric westerlies that prevent moisture influx from the east. Precipitation during the wet season (September–April) is associated with intense solar heating of the Altiplano surface, leading to destabilization of the boundary layer and to deep convection and moist air advection from the eastern interior of the continent [e.g., *Garreaud et al.*, 2009].


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

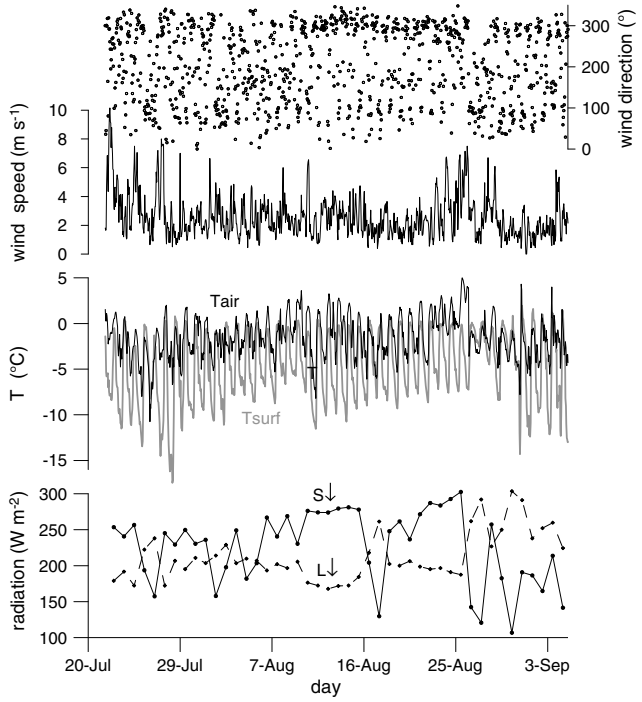



**Figure 3.** Weather conditions during the 2007 field campaign: daily averages of radiation fluxes, hourly averages of wind speed and air and surface temperatures, and hourly sample for wind direction. AWS measurements at 5060 m asl.

In the wet season, valley wind from the east southeast prevails on Zongo glacier during the daytime, whereas downslope wind, from the northwest, is observed at night. Downslope wind prevails most of the day in the dry season, except for a few hours in the early afternoon. The wind is generally weak (annual average 2–3 m $s^{-1}$), the strongest winds being associated with downslope flows. *Sicart et al*. [2005] analyzed the diurnal and seasonal variations of turbulent fluxes in the ablation area. Air flow is thermally stable most of the time and close to neutral in the afternoon. The air is slightly more stable in the dry season than in the wet season as a result of the counteracting effects of lower surface temperatures and stronger winds on dynamic stability. In the wet season, both glacier and air temperatures fluctuate around 0°C, producing small vertical thermal gradients. Humid air close to 0°C flows over the melting surface, producing small humidity gradients.

The air is colder and drier in the dry season. During the nighttime, low glacier temperatures cause low saturation humidity, leading to small humidity gradients between the surface and the air. During afternoons of the dry season, saturation humidity at the melting surface is high, whereas the air is dry, causing strong gradients of humidity. Due to light wind and small thermal and humidity gradients, the sensible (positive, gains for the glacier) and latent (negative, sublimation) heat fluxes are small in the wet season and mostly cancel each other out. The turbulent flux magnitudes are greater in the dry season because of stronger wind and larger thermal and humidity gradients, despite slightly greater air stability. During the night and the morning, both turbulent fluxes cancel each other out. In the afternoon, small thermal gradients reduce the sensible heat flux, whereas large humidity gradients cause considerable sublimation, producing a significant sink of energy for the glacier surface. Large sublimation rates can also occur at any season of the year during short periods of dry and windy weather, as observed on Ecuadorian glaciers by *Favier et al*. [2004].

## 5. The Atmospheric Surface Layer

### 5.1. Meteorological and Surface Conditions

Figure 3 shows meteorological conditions during the field campaign from July to September 2007. Daily averages of solar and long-wave irradiances were of similar magnitudes, fluctuating between 150 and 300 W $m^{-2}$. The study period was mostly clear sky except at the ends of July and of August. Clouds significantly increased the long-wave irradiance, decreased the solar irradiance, and were often associated with light snowfalls. The prevailing wind was downslope, from the northwest. Wind speed fluctuated between 1 and 4 m $s^{-1}$ at 250 cm (80% of the hourly data), rarely exceeding 6 m $s^{-1}$ (less than 5% of the data). The air temperature at 180 cm ranged from −5 to +3°C during the daily cycle. The surface generally melted for a few hours around midday. Its temperature decreased to values ranging from −8 to −15°C during clear-sky nights. The surface was much colder than the air at night (differences of 6–10°C), whereas during daytime the temperature difference was quite small, at most a few degrees. During the cloudy period of August, the glacier and the air remained at similar temperatures day and night. The ice surface, rather smooth at the beginning of the experiment, became rougher in August—roughness heights reaching a few centimeters


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

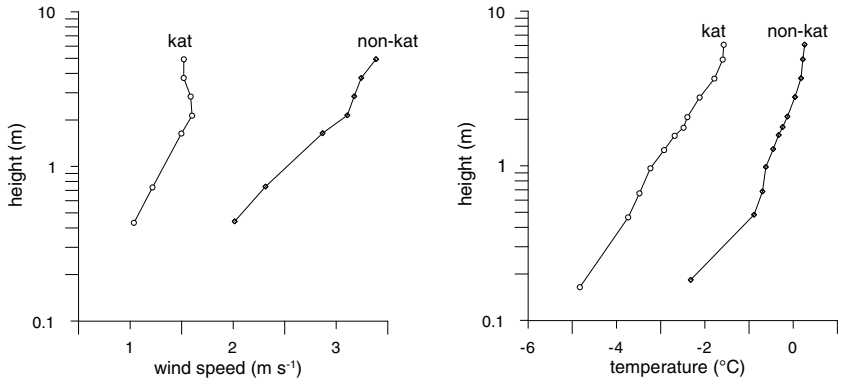



**Figure 4.** (left) Mean wind speed and (right) temperature profiles during the 2007 field campaign. "kat" indicates profiles in which a wind speed maximum was recorded, "non-kat" in which it was not.

(Figure 1)—due to small-scale differential melt rates and changing ice crystal structure. In early September heavy snowfalls interrupted measurements.

The field campaign from September to November 2005 was just before the summer rainy season; the air was warmer and wetter, and the wind slightly calmer, than during the 2007 campaign. Convective clouds and snowfalls became frequent in October. The surface was covered by melting snow most of the time and remained smooth during the entire measurement period. In both experiments, the atmospheric surface layer was generally moderately stable; the bulk Richardson number ($R_b$) ranged from 0 to 0.1 for around 70% of the hourly data.

### 5.2. Mean Profiles of Wind Speed, Temperature, and Sensible Heat Flux

Figure 4 shows the mean wind and temperature vertical profiles in katabatic and in nonkatabatic wind conditions during the 2007 experiment. As this separation is based on the presence of a wind speed maximum below ~4 m, wind maxima slightly above this height can influence the "nonkatabatic" profiles. The katabatic profiles often occurred during clear-sky nights with calm wind, low air and surface temperatures, and strong inversion. In both field campaigns, 2005 and 2007, the height of wind maximum fluctuated from 1.5 to 4 m (70% of the time it was between 2 and 3 m) showing no relation with stability or wind speed, partly because the sensors were too low to record the entire range of variation in maximum wind height.

Figure 5 shows the mean sensible heat flux derived from the bulk aerodynamic method as a function of height during the 2007 experiment. As expected, the flux decrease with height is stronger for "katabatic" than "nonkatabatic" profiles. The depth of the surface layer, where fluxes vary less than 10% from their surface values, is around 1 m for katabatic profiles but around 3 m for nonkatabatic profiles. Sensible heat flux reaches 80% of its surface value at about 2 m (5 m) high in the katabatic (nonkatabatic) profiles. Sensible heat flux seems to reach a slight peak at around midheight of the katabatic wind maximum. *Denby and Greuell* [2000] observed such a sensible heat flux maximum close to the height of the katabatic wind maximum on the Pasterze glacier in Austria. In all cases, the fluxes derived from the bulk aerodynamic method at ~1 m can be considered as reliable estimates of surface fluxes (Figure 5).

## 6. Roughness Lengths for Momentum and Temperature

### 6.1. Temporal Variations and Mean Values

Figures 6–8 and Table 2 show temporal variations, histograms, and some statistics of the roughness lengths $z_0$ and $z_T$ in 2005 and 2007. In both experiments, the roughness length for momentum was derived from fits on wind profile measurements without ("U fits") and with ("U [neutral] fits") stability criterion. In 2007, roughness lengths for momentum and temperature were derived from temperature and wind profiles ("U-T fits" and "U-T[neutral] fits") and from eddy covariance measurements. During the periods selected for calculating roughness lengths in 2005, the surface temperature ranged from −12 to 0°C and the wind was moderate (average at 160 cm: 2.8 m $s^{-1}$), coming mostly from the northwest (downslope). Similar conditions prevailed


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

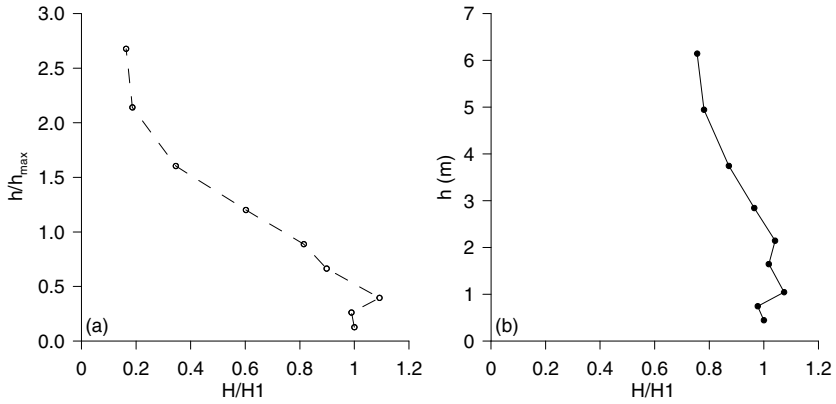



**Figure 5.** Sensible heat flux normalized by the flux H1 measured at 0.45 m during the 2007 field campaign, bulk method with $z_0 = 2.07$ mm and $z_T = 0.09$ mm. (a) Mean fluxes over the katabatic profiles as a function of the height normalized by the height of wind speed maximum ($n = 73$, mean H1 = 16 W m$^{-2}$, mean $h_{max} = 2.2$ m). (b) Mean fluxes over the nonkatabatic profiles ($n = 265$, mean H1 = 30 W m$^{-2}$). Averages are calculated from fluxes directed toward the surface and greater than 10 W m$^{-2}$.

for the selected profiles in 2007, but with lower surface temperatures, rarely exceeding −2°C, and slightly stronger downslope winds. The friction velocity exceeded 0.1 m s$^{-1}$ for ~60% of the hourly data of both field campaigns.

In 2005 the hourly values of $z_0$ ranged from around $10^{-4}$ to $10^{-2.5}$ m (0.1–3.2 mm). In 2007 the glacier surface was rougher and $z_0$ was larger, ranging from $10^{-3.5}$ to $10^{-1.5}$ m (0.3–31.6 mm). The roughness lengths for temperature were significantly smaller and more scattered, ranging from $10^{-6}$ to $10^{-2.5}$ m. The scatters of $z_0$ and $z_T$ were large at subdaily time scales, and no clear trend appeared at longer (interdaily) time scales. In both field campaigns, $z_0$ and $z_T$ generally did not drop after snowfalls associated with albedo rise and did not greatly increase during long melt periods (e.g., August 2007). Only the snowfall of ~0.8 cm w.e. on 17 August 2007 seemed to reduce $z_0$ derived from the profile and from the EC measurements (Figure 7). However, the albedo increases following snowfall were overestimated by the unattended weather stations when snow covering the upward pyranometer caused underestimation of downward radiation flux. Since melt rate remained low and snowfalls were light during the field campaigns, temporal changes in surface roughness were probably too small to cause measurable changes in roughness lengths.

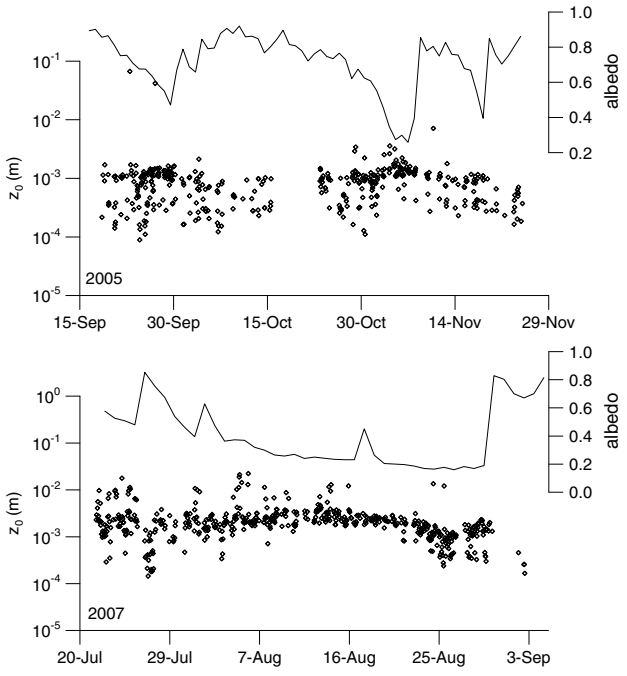



**Figure 6.** Daily albedo and hourly roughness length for momentum derived from wind profile fits (U fits), 2005 and 2007 field campaigns.

The variations in roughness lengths derived from profile fits were related neither to the friction velocity nor to the surface temperature. The large samples of $z_0$ derived from wind profiles in 2005 ($n = 436$) and 2007 ($n = 546$) show a slight increase with stability when $z/L$ exceeded ~0.2. This cannot be related to stagnated denser air occupying the lower part of the roughness layer, which would reduce $z_0$ in strong static stability [*Zilitinkevich et al.*, 2008]. This trend can be due to overestimation of the stability functions (equation (3)). In very stable stratification,


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

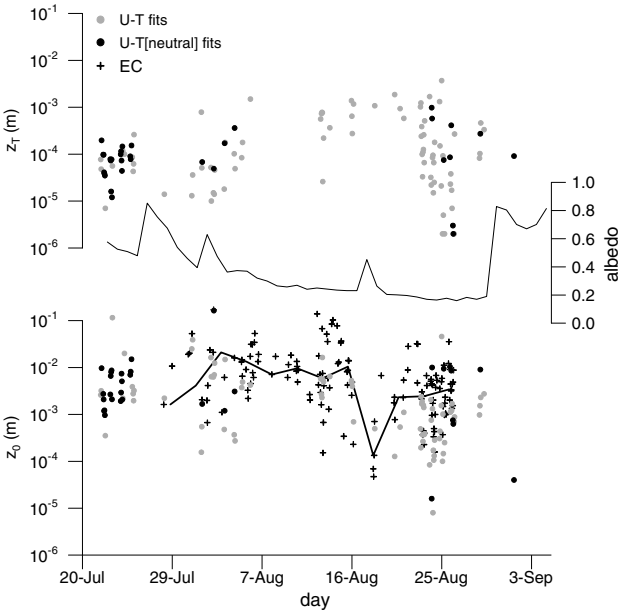



**Figure 7.** Daily albedo and hourly roughness lengths for temperature and momentum derived from the profile and from eddy covariance measurements, 2007 field campaign. The thick solid line shows bin-averaged median values of $z_0$ derived from EC measurements (bin size = 61 h).

various studies have shown that Monin-Obukhov similarity is "unlikely" to be valid due to sporadic turbulence and that log linear stability functions may increase too much [e.g., *Högström*, 1996; *Andreas*, 2002]. Since the profile fits with and without stability criterion give similar $z_0$ values (Figure 7 and Table 2), the likely overestimation of stability functions under conditions of strong stability seems to affect mean roughness lengths only marginally.

Roughness lengths derived from eddy covariance measurements in 2007 are slightly larger than the profile lengths, mostly due to large EC roughness lengths obtained during the clear-sky period of 12–14 August characterized by a statically stable surface layer (Figures 3 and 7 and Table 2). EC measurements were quite high (190 cm) and may have been perturbed by a katabatic wind maximum around the highest mast levels. Large EC roughness lengths can also reflect dynamic perturbations caused by surrounding mountains on the wind above [e.g., *Helgason and Pomeroy*, 2012].

Since the different fitting methods give similar $z_0$ values, a restrictive filtering of the profiles does not seem necessary. For instance, the stability criterion greatly reduces the sample size, only 3% of the data remaining in the U-T[neutral] fits, without significantly changing mean $z_0$ or reducing its scatter much. Considering that scatters over short time scales are related mostly to measurement and calculation errors (see the error analysis in Appendix A), Figures 6–8 suggest that the wind-fit method without stability criterion (U fits) gives reliable $z_0$ values. The large scatter of $z_T$ suggests large uncertainties (Figures 7 and 8). On highly reflective glacier surfaces with strong solar radiation, uncertainties in temperature measurements can be large, even with mechanically aspirated sensors (section 2). Furthermore, profiles suitable for deriving roughness lengths were often observed on nights with steady downslope wind and strong inversion. Since the surface temperature derived from CG3 pyrgeometer measurements can be associated with an uncertainty of up to 1 K [e.g., *Van Den Broeke et al*., 2009; *Michel et al*., 2008] and temperature gradients just above the surface were steep, measurement errors in surface temperature can be a large source of error for $z_T$ derived from profiles. Measurement errors in air and surface temperatures may also "contaminate" calculations of $z_0$ through iterative fits applied to wind and temperature profiles.

The glacier surface during the 2005 field campaign, most of the time snow covered, can thus be characterized by a roughness length $z_0 \sim 1$ mm, whereas in 2007 the rougher glacier surface (mostly ice) can be characterized by roughness lengths $z_0 \sim 2$ mm and $z_T \sim 0.09$ mm (Table 2). These values lie within the ranges commonly measured in mountain glaciers [e.g., *Andreas*, 2002; *Brock et al*., 2006]. Many studies use an "effective" roughness length $z_{\mathrm{eff}} = z_0 = z_T = z_q$ as a calibration parameter to match modeled and calculated ablation [e.g., *Conway and Cullen*, 2013]. Equations (7) and (8) can be used to calculate the effective length $z_{\mathrm{eff}}$ that gives the same sensible heat flux as those derived from the roughness lengths $z_0$ and $z_T$. Assuming neutral conditions

$$z_{\mathrm{eff}} = \frac{z}{\exp\sqrt{\ln\frac{z}{z_0}\ln\frac{z}{z_T}}} \tag{16}$$

The profile data on Zongo glacier give $z_{\mathrm{eff}} \sim 0.34$ mm ($z = 1$ m), which is almost 2 orders of magnitude smaller than the $z_{\mathrm{eff}} = 10$ mm obtained in the dry season by *Wagnon et al*. [1999] as a calibration parameter to fit the


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

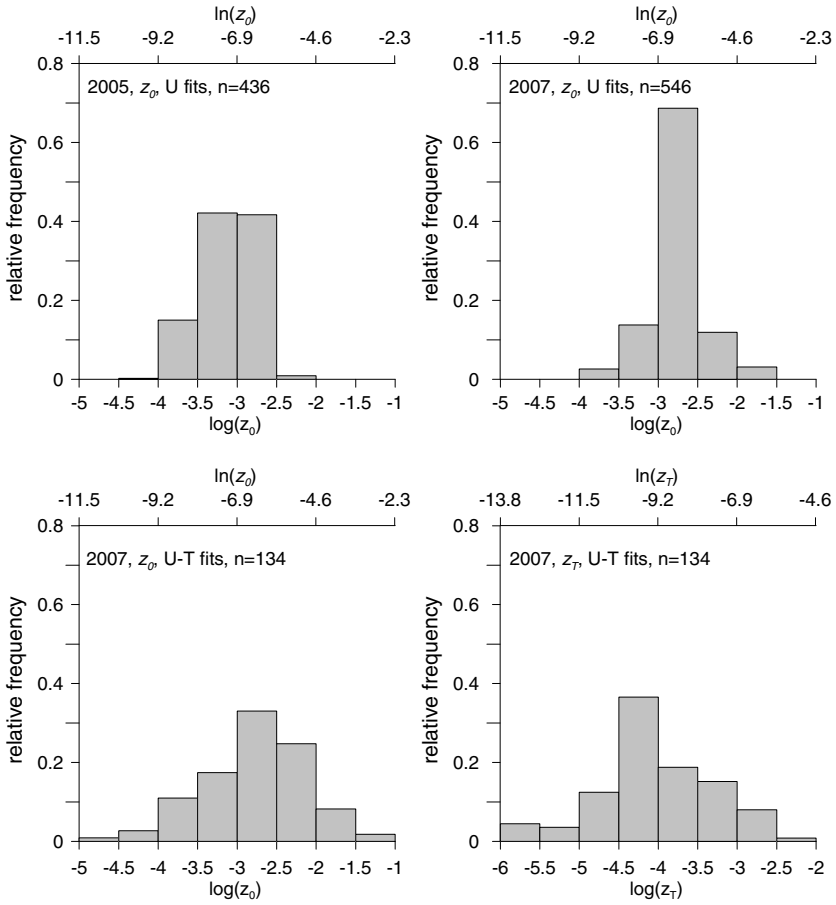



**Figure 8.** Histograms of hourly roughness lengths for momentum and temperature derived from the profile data. In each panel, the lower *x* axis shows log($z_s$), whereas the upper *x* axis shows ln($z_s$).

sublimation calculated from latent turbulent heat flux to that measured with weighing lysimeters. *Sicart et al.* [2005] showed that psychrometer measurements at high elevation by *Wagnon et al.* [1999] were biased toward overly high air humidity because elevation decreases psychrometer sensitivity. This bias led to overestimation of $z_{eff}$ derived from lysimeter measurements to compensate for glacier-air humidity gradients that were too small. The roughness lengths obtained here are slightly smaller than those used by *Sicart et al.* [2011] to simulate the turbulent fluxes in the ablation area of Zongo glacier: $z_0 = 10$ mm and $z_T = 0.1$ mm, resulting in $z_{eff} \sim 1.50$ mm.

### 6.2. Zero Reference Level

We examine effects on roughness lengths and turbulent fluxes of the reference level for measurement heights. This level represents the surface area "seen" by the mast profile; it accounts for surface slope and

**Table 2.** Roughness Lengths for Momentum and for Temperature Derived From Profile and Eddy Covariance Measurements

| Variable | Period (Number of Hourly Data) | Method[a] | Median (mm) | Standard Deviation (mm) |
|---|---|---|---|---|
| $z_0$ | 16 Sep to 24 Nov 2005 (436) | U fits | 0.93 | 3.76 |
| $z_0$ | 16 Sep to 24 Nov 2005 (301) | U[neutral] fits | 0.88 | 0.45 |
| $z_0$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (546) | U fits | 1.96 | 2.61 |
| $z_0$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (100) | U[neutral] fits | 1.37 | 3.86 |
| $z_0$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (134) | U-T fits | 2.07 | 19.53 |
| $z_0$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (35) | U-T[neutral] fits | 3.01 | 28.35 |
| $z_0$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (138) | EC | 4.90 | 24.11 |
| $z_T$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (134) | U-T fits | 0.091 | 0.512 |
| $z_T$ | 21 Jul to 5 Sep 2007 (35) | U-T[neutral] fits | 0.082 | 0.197 |

[a]See section 3.


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

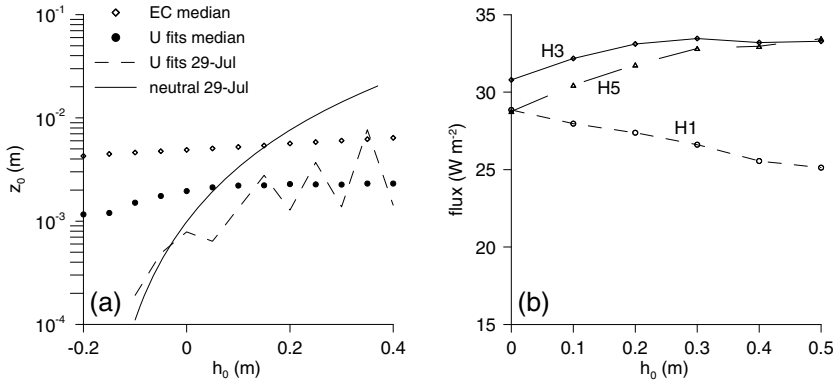



**Figure 9.** Effect of height correction ($h_0$) on $z_0$ and sensible heat flux in 2007. (a) Medians of $z_0$ derived from EC measurements and from profile U fits as a function of $h_0$. On 29 July at 9 h, $z_0$ derived from wind profiles (U fits 29 July) is compared to $z_0$ derived from regression calculations in neutral conditions (neutral 29 July, equations (9)–(15)). (b) Mean fluxes H1, H3, and H5 derived from the bulk method at mean levels of 0.45 m, 1.05, and 2.15 m, respectively.

topographic undulations at the horizontal scale of ~100 m. A height $h_0$ was added to each mast level and to the EC sensor height (section 3). Every hour, roughness length $z_0$ was recalculated from the wind profile and EC measurements for several $h_0$ values, which varied from −0.2 to 0.5 m with a step of 0.05 m. Figure 9a shows the median of $z_0$ over the 2007 measurements as a function of $h_0$. Figure 9a also compares $z_0$ derived from the wind profiles on 29 July at 9 h with $z_0$ derived from analytical calculations of the dependence of regression parameters on $h_0$ assuming neutral conditions (equations (9)–(15)). In the morning of 29 July, the sky was clear and the wind was rather strong and steady (2–3 m s$^{-1}$) from the west, causing weakly stable conditions ($R_b \sim 0.1$). The surface was at −4°C and recovered by smooth snow (Figure 1b). The fit to profile wind data was excellent (U fits, $r^2 = 0.99$), giving reliable estimates of $u_* = 0.15$ m s$^{-1}$ and $z_0 = 1$ mm, which are close to the mean values over the entire experiment.

For each $h_0$ value, the turbulent flux of sensible heat was calculated at three levels, with $z_0$ and $z_T$ derived from the wind and temperature profile fits (U-T fits, Figure 9b). Since nonkatabatic profiles were selected, the EC sensor (~1.9 m) and bulk method sensors at the mean levels of 0.45 m (*H1*), 1.05 m (*H3*), and 2.15 m (*H5*) remained in the surface layer and should give similar fluxes (Figure 5b).

These calculations of the zero reference level show some formal similarity with the displacement height, defined by *Thom* [1971] as the mean level of momentum absorption by a rough surface. However, the glacier surface was too smooth to define a displacement height. Calculation of the displacement height would imply improving the fit to the profile data at the lowest levels. This was not the objective here, and profiles with excellent fits were selected to apply the method (which does not result in an increase in $r^2$).

Figure 9a shows that an increase in $h_0$ increases $z_0$ in all calculations. As expected, the increase in EC roughness length is small because the EC sensor was high above the surface (~190 cm, equation (7)). Calculations on 29 July show that the stability functions in the complete fitting procedures reduce the dependence of $z_0$ on $h_0$ compared to the analytical calculations assuming neutral conditions. We deduce from equations (9)–(15)

$$\ln(z_0) = \widetilde{x'} - \widetilde{y}\frac{\mathrm{var}(x')}{\mathrm{cov}(x', y)} \tag{17}$$

$$u_* = k\frac{\mathrm{cov}(x', y)}{\mathrm{var}(x')} \tag{18}$$

with $x' = \ln(z + h_0)$ and $y = U$.

The vertical average of $\ln(z + h_0)$ increases only slightly with $h_0$ ($\widetilde{x'}$ in equation (17)). The marked increase of $z_0$ with increasing $h_0$ as shown in Figure 9a (neutral 29 July) is due mostly to the second term of the right half of equation (17): wind speed is high ($y \sim 2.8$ m s$^{-1}$), the covariance between $\ln(z + h_0)$ and $U$ remains low for all $h_0$ ($\mathrm{cov}(x', y) \sim 0.3$), and the variance of $x' = \ln(z + h_0)$ strongly decreases with increasing $h_0$. Similarly, the


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

**Table 3.** Values for the Polynomial Coefficient in Equation (19) for Three Different Aerodynamic Flow Regimes

| | $Re_* \le 0.135$ Smooth Flow[a] | $0.135 < Re_* < 2.5$ Transitional[a] | $2.5 \le Re_* \le 1000$ Rough Flow[a] | $z_0 > 10^{-3}$ m Rough Flow[b] |
|---|---|---|---|---|
| $B_0$ | 1.25 | 0.149 | 0.317 | 1.5 |
| $B_1$ | | −0.550 | −0.565 | −0.2 |
| $B_2$ | | | −0.183 | −0.11 |

[a] *Andreas* [1987].
[b] *Smeets and van den Broeke* [2008a].

increase in $u_*$ with $h_0$ is due mostly to the decrease in the variance of $\ln(z+h_0)$: $u_*$ increases from 0.15 to 0.21 m s$^{-1}$ when $h_0$ increases from 0 to 0.2 m (equation (18)). Assuming that the EC estimate of $z_0$ is reliable, its intersection with the curve of $z_0$ as a function of $h_0$ derived from analytical neutral calculations points to $h_0 \sim 0.15$ m (Figure 9a). Such a shift in the zero reference level agrees with the surface topography during the measurement campaign: the mast was in a convex location (bump, $h_0 > 0$) within terrain undulations at horizontal and vertical scales of 10–20 m and 0.1–0.3 m, respectively.

Figure 9b shows that sensible heat flux does not change much when $h_0$ increases: H1 at 0.45 m decreases, whereas H3 and H5, measured above 1 m, slightly increase. When $h_0$ increases from 0 to 0.2 m, the range of mean fluxes over the three levels only changes from 29–31 W m$^{-2}$ to 27–33 W m$^{-2}$. The corresponding mean EC flux is 28 W m$^{-2}$, but the averaging period is not exactly the same. A change in reference level has two main effects on fluxes: when measurement heights increase, roughness lengths increase (flux increase), but temperature and wind gradients decrease (flux decrease). The first effect seems to prevail for the two highest levels, whereas the second effect may prevail for the lowest level due to steeper temperature and wind gradients close to the surface. As a result of these two opposite effects, sensible heat flux measured at ~1 m is not very sensitive to the zero reference level.

### 6.3. Surface Renewal Model

The surface renewal theory of *Brutsaert* [1975a, 1975b] allows relating the roughness length of a scalar (temperature or water vapor) to the regime flow by matching the viscous and inertial sublayer profiles in describing the scalar and momentum transfers. For aerodynamically smooth flow, molecular effects (diffusion) control the exchange of both momentum and scalars. For aerodynamically rough flow, surface roughness elements protrude above the viscous layer and pressure forces become important in transferring momentum, whereas scalar exchange is still controlled by molecular processes. *Brutsaert* [1975b] added: "… as regards the transfer of a passive admixture, roughness elements probably provide some sheltering or wind break effect, inhibiting transfer at the surface." In the surface renewal theory for rough flows, small eddies continually sweep into the interfacial layer, remain in contact with the surface for a short time, transferring heat and moisture by molecular diffusion, and then finally burst upward ahead of new eddies. A critical step is parameterization of the surface area in contact with eddies for a given time $t$, or the "surface-age distribution function" [*Danckwerts*, 1951]. The contact time scale of the eddies is related to the Kolmogorov time scale $(\nu/\varepsilon)^{1/2}$, where $\nu$ is the kinematic viscosity of air and $\varepsilon$ is the dissipation rate of turbulent kinetic energy calculated as $\varepsilon = u_*^3/z_0$. This introduces, in later developments, the roughness Reynolds number $Re_* = u_* z_0/\nu$; the increase in this regime flow parameter is then associated with a monotonic decrease in the ratio $z_0/z_T$. *Andreas* [1987] built on this theory a model that has been frequently applied to snow and ice surfaces to estimate $z_T$ from $z_0$ and $u_*$:

$$\ln(z_s/z_0) = b_0 + b_1 \ln(Re_*) + b_2 (\ln(Re_*))^2 \quad (19)$$

where $z_s$ is the roughness length either for temperature or water vapor and the coefficients $b_{0,1,2}$ depend on the aerodynamic flow regime (Table 3). *Smeets and van den Broeke* [2008a] extended the model of *Andreas* [1987] for aerodynamically rough flow by considering local scales and transport properties within an inhomogeneous roughness sublayer over hummocky glacier ice, in analogy with the theory of scalar transports within a canopy developed by *Brutsaert* [1979]. Their analysis resulted in a new set of coefficients $b_{0,1,2}$ valid when $z_0$ exceeds ~1 mm (Table 3).

Figure 10a compares the measurements on Zongo glacier with the models. The lengths $z_0$ and $z_T$ were derived from the wind and temperature profiles (U-T fits). Few $z_T$ values were available in 2007 (Figure 8 and Table 2), but


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

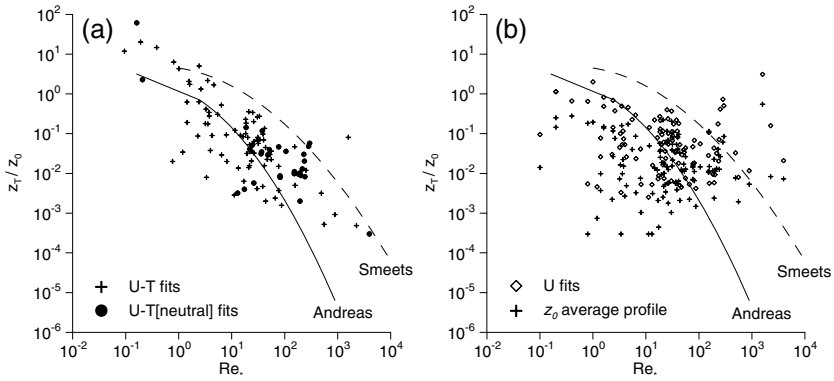



**Figure 10.** The ratio $z_T/z_0$ as a function of the roughness Reynolds number $Re_*$, hourly values measured on Zongo glacier in 2007 compared to models of *Andreas* [1987] (continuous line) and *Smeets and van den Broeke* [2008a] (dashed lines). (a) Calculations with $z_0$ and $z_T$ derived from iterative profile fits without (U-T fits) and with (U-T[neutral] fits) stability criterion. (b) Calculations with $z_0$ derived from wind profiles (U fits) and with $z_0$ constant and equal to the average of profile values ($z_0$ average profile). The $z_T$ is derived from iterative profile fits without stability criterion (U-T fits).

$Re_*$ covers a large range of variation, around 4 orders of magnitude in the rough flow regime. The measured ratios $z_T/z_0$ are in the orders of magnitude prescribed by the surface renewal models, from $10^{-4}$ to $10^0$, and show a decreasing trend with increasing $Re_*$. However, as noted by *Andreas* [2002], this trend is due mostly to (spurious) self-correlation because of the shared variable $z_0$ in $z_T/z_0$ and $Re_*$ [e.g., *Hicks*, 1978]. The large coefficient of variation of $z_0$ (CV = 2.9) compared to that of $u_*$ (CV = 0.57) implies strong self-correlation: $z_0$ largely controls variations in $Re_*$ ($r^2 = 0.97$). To avoid self-correlation, $Re_*$ was recalculated using a constant value of $z_0$, which results in relating the roughness length ratio only to friction velocity. Once recalculated, the decrease in $z_T/z_0$ with increasing $Re_*$ largely vanishes, similar to when $z_0$ is derived from wind profiles (Figure 10b). The large scatters of $z_T/z_0$ in Figures 10a and 10b are due partly to errors in measurements (analyzed in Appendix A), data processing, and profile-fit calculations. A wind speed maximum at low height would cause the profile method to overestimate $z_T/z_0$ [*Denby and Snellen*, 2002]. However, the ratios do not seem biased toward overestimation, particularly during conditions of small $u_*$ (small $Re_*$) often associated with katabatic wind conditions (Figure 10).

## 7. Conclusions

This study analyzed wind and temperature vertical profiles measured by a 6 m mast at 5060 m asl in the ablation area of the tropical Zongo glacier during two periods of 2 months in 2005 and 2007. Eddy covariance measurements (EC) were also carried out in 2007. Wind regimes, the atmospheric surface layer, and aerodynamic properties of the glacier surface were investigated to reduce uncertainty in turbulent flux estimates. In the dry season, a katabatic wind maximum occurred between heights of 2 and 3 m around 50% of the time. Katabatic conditions were associated with calm wind, low air and surface temperatures, and strong inversion. The largest wind speeds and turbulent fluxes were due to northwest winds, also roughly downslope but without wind maximum at low height, caused by synoptic scale forcing. Profile data indicate that turbulent fluxes derived from the bulk aerodynamic method should be based on measurements from ~0.5 to 1 m on Zongo glacier because close to the surface, temperature and wind gradients are large and the influences of stability and the katabatic jet are reduced.

The glacier surface remained relatively flat during field campaigns. Surface roughness lengths for momentum and temperature derived from least squares fitting to the hourly profiles were $z_0 \sim 1$–2 mm (standard deviation $\sigma \sim 4$ mm) and $z_T \sim 0.1$ mm ($\sigma \sim 0.5$ mm). The length scatters mostly come from random errors in measurements and also from data processing and least squares fitting calculations, as noted on glaciers in Iceland by *Denby and Snellen* [2002] and in Greenland by *Smeets and van den Broeke* [2008b]. In an attempt to reduce the scatter, different filtering methods with different stability criteria were applied to the profile data. Since they gave similar results, a restrictive filtering of the profiles, which greatly reduces the sample size, does not seem necessary. Although the focus was on $z_0$ and $z_T$ rather than $z_q$, the results for sensible heat flux should be applicable to latent heat flux since the roughness length for water vapor is only slightly larger than that for temperature due to the difference in molecular diffusivities.


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

We aimed to estimate the reference level for measurement heights representative of the surface area seen by the mast profile. In neutral conditions, the dependence of $z_0$ and $u_*$ on a change $h_0$ in the zero reference level can be derived analytically from the profile least squares fitting equations. The value $h_0 \sim +15$ cm, in agreement with field observations, was deduced by comparing the profile $z_0$ as an increasing function of $h_0$ to $z_0$ derived from EC measurements, which depends little on $h_0$ because the EC sensor was quite high above the surface. However, careful selection of EC data is required to avoid perturbations by the katabatic wind maximum. A change in zero reference level has two opposite effects on sensible heat fluxes: when measurement heights increase, roughness lengths derived from profile fits increase, but temperature and wind gradients decrease. The flux measured at ~1 m is thus not very sensitive to the zero reference level in these conditions of a rather flat glacier surface.

The observations on Zongo glacier, as those over sea ice by *Joffre* [1982], on an Antarctica ice shelf by *King and Anderson* [1994], or on a Tibetan valley glacier by *Guo et al.* [2011], do not support the surface renewal model of *Andreas* [1987], which parameterizes a monotonic decrease in $z_0/z_T$ according to an increase in the roughness Reynolds number $Re_*$, which represents the aerodynamic flow regime. The point is that the roughness Reynolds number directly depends on $z_0$, implying strong self-correlation because of the shared variable $z_0$ in $z_T/z_0$ and $Re_*$, the range of variation of $z_0$ being much larger than that of $u_*$. Such spurious self-correlation prevents sound experimental validation of the surface renewal theory.

## Appendix A: Error Analysis

Section 6.2 examines the systematic errors on $z_0$ related to errors on the reference level for the profile sensors heights. Here we investigate how measurement errors on wind speed and temperature contribute to the uncertainties on the roughness lengths derived from least squares fitting to the profile data.

Since the atmospheric surface layer was generally moderately stable (section 5.1) and the profile fits with and without stability criterion give similar roughness length values and scatters (section 6.1), we consider equations (7) and (8) in neutral conditions

$$y = a\,x + b \tag{A1}$$

$$a = \frac{s_*}{k} \tag{A2}$$

$$b = -\frac{s_*}{k}\ln\left(z_{0,T}\right) \tag{A3}$$

with $x = \ln(z)$, $y = U$ and $s_* = u_*$ for wind speed and $y = \theta - \theta_{\mathrm{surf}}$ and $s_* = \theta_*$ for temperature.

Both the measurement errors on $x$ and $y$ are considered as independent random variables normally distributed, characterized by their standard deviations $\sigma_x$ and $\sigma_y$. We first calculate the errors on the fitting parameters $a$ and $b$ in equation (A1) due to measurement errors. Then the errors on the roughness lengths are derived from the errors on the fitting parameters (equations (A2) and (A3)).

Random errors of the measurement heights $z$ at subdaily time scales can be considered as negligible: $\sigma_x \sim 0$. The standard deviations of the wind and temperature error distributions are determined from manufacturer manuals to be $\sigma_y = 0.05\ \mathrm{m\,s^{-1}}$ and $\sigma_y = 0.5$ K (mostly due to errors on $\theta_{\mathrm{surf}}$), respectively, for each profile level (Table 1). The errors on the parameters $a$ and $b$ derived from least squares fitting to the wind and temperature profiles can be written as [e.g., *Barlow*, 1989]

$$\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} x_i^2}{\Delta}} \tag{A4}$$

$$\sigma_b = \sigma_y \sqrt{\frac{n}{\Delta}} \tag{A5}$$

where

$$\Delta = n \sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2 \tag{A6}$$

with $n = 4$ measurement levels for wind speed and $n = 8$ measurement levels for temperature (between 0.2 and 2.0 m high, Table 1).


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

The error $\delta s_*$ is deduced from equations (A2) and (A4)

$$\delta s_* = \mathrm{k}\,\delta a \approx \mathrm{k}\,\sigma_a \tag{A7}$$

For error propagation in the bivariate function $\ln(z_0) = \mathrm{f}(s_*,b)$ (equation (A3)), we use a local linearized model, assuming that the errors $\delta s_*$ and $\delta b$ are small compared to the partial derivatives

$$\delta f^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial s_*}\right)^2 \delta s_*^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial b}\right)^2 \delta b^2 \tag{A8}$$

This gives

$$\delta \ln\left(z_{0,T}\right) = \frac{k}{s_*}\sqrt{\delta b^2 + \frac{b^2\,\delta s_*^2}{s_*^2}} \tag{A9}$$

with $\delta b \approx \sigma_b$ derived from equation (A5).

Typical mean values of $z_0 = 10^{-3}$ m, $z_T = 10^{-4}$ m, $u_* = 0.12\ \mathrm{m\,s^{-1}}$, and $\theta_* = 0.21$ K result in the uncertainties $\delta\ln(z_0) \approx 0.6$ and $\delta\ln(z_T) \approx 3.2$, leading to scatters on $z_0$ from 0.5 $10^{-3}$ to 1.9 $10^{-3}$ m and on $z_T$ from 4 $10^{-6}$ to 2 $10^{-3}$ m. This confirms that measurement errors on wind speed do not lead to large errors on $z_0$, whereas $z_T$ is sensitive to measurement errors in temperature. The errors on $z_0$ remain small due to small error on wind speed measurements and despite a small number of measurement levels ($n = 4$). The errors on $z_T$ are quite large mainly due to measurement errors on surface temperature and despite more measurement levels ($n = 8$). If temperature errors were only related to air temperature measurements ($\sigma_y \sim 0.1$ K, Table 1), error on $z_T$ would be of similar magnitude than errors on $z_0$ resulting from measurement errors twice as small ($\sigma_y = 0.05\ \mathrm{m\,s^{-1}}$) because of more measurement levels for temperature than for wind speed. Thus, uncertainties on $z_0$ resulting from measurement errors partly explain its scatter observed at short time scale, whereas measurement errors on $z_T$ seem to be the main causes of its scatter (Figures 6–8).

As the sensible heat flux $H$ is approximately inversely proportional to $[\ln(z/z_0)\ \ln(z/z_T)]$ in near-neutral conditions, we can estimate how errors on roughness lengths contribute to the uncertainties on $H$. Errors on $z_0$ due to measurement errors only cause an uncertainty of around 10% on $H$. In contrast, errors on $H$ due to the errors on $z_T$ are large: from 30 to 50%. However, these random errors hardly affect the mean fluxes calculated over the entire 2007 field campaign as shown in Figures 5 and 9. For instance, considering the extreme value $\delta H = 20\ \mathrm{W\,m^{-2}}$, the uncertainty on the mean flux calculated over the nonkatabatic profiles ($n = 256$, mean $H = 30\ \mathrm{W\,m^{-2}}$, Figure 5) is less than $2\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ $\left(\sigma_{\overline{H}} = \frac{\sigma_H}{\sqrt{n}}\right)$.

**Acknowledgments**

The glaciological program is supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD). The authors are grateful for the assistance received from IHH (Instituto de Hidraulica e Hídrologia), UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz, Boliva. This work was sponsored by the French ORE network GLACIOCLIM, the ANR program TAG 05-JCJC-0135, and the LMI program GREATICE. The authors are also grateful to three reviewers for their useful comments on the manuscript. We thank Yves Lejeune, Patrick Wagnon, and Jean Philippe Chazarin for stimulating discussions and the field work.

## References

Andreas, E. L. (1987), A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice, *Boundary Layer Meteorol.*, *38*, 159–184.

Andreas, E. L. (2002), Parameterizing scalar transfer over snow and ice: A review, *J. Hydrometeorol.*, *3*(4), 417–432.

Barlow, R. J. (1989), *Statistics. A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*, pp. 204, Wiley, New York.

Berkowicz, R., and L. P. Prahm (1982), Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat, *Atmos. Environ.*, *16*(12), 2809–2819.

Brock, B. W., I. C. Willis, and M. J. Shaw (2006), Measurement and parameterization of aerodynamic roughness length variations at Haut Glacier d'Arolla, Switzerland, *J. Glaciol.*, *52*(177), 281–297.

Brutsaert, W. (1975a), Theory for local evaporation (or heat-transfer) from rough and smooth surfaces at ground level, *Water Resour. Res.*, *11*(4), 543–550.

Brutsaert, W. (1975b), Roughness length for water-vapor, sensible heat, and other scalars, *J. Atmos. Sci.*, *32*(10), 2028–2031.

Brutsaert, W. (1979), Heat and mass transfer to and from surfaces with dense vegetation or similar permeable roughness, *Boundary Layer Meteorol.*, *16*, 365–388.

Conway, J. P., and N. J. Cullen (2013), Constraining turbulent heat flux parameterization over a temperate maritime glacier in New Zealand, *Ann. Glaciol.*, *54*(63), doi:10.3189/2012A0G63A604.

Cullen, N. J., T. Molg, G. Kaser, K. Steffen, and D. R. Hardy (2007), Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data, *Ann. Glaciol.*, *46*, 227–233.

Danckwerts, P. V. (1951), Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Ind. Eng. Chem.*, *43*(6), 1460–1467.

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

Denby, B., and H. Snellen (2002), A comparison of surface renewal theory with the observed roughness length for temperature on a melting glacier surface, *Boundary Layer Meteorol.*, *103*, 459–468.

Dyer, A. J. (1974), A review of flux-profile relationships, *Boundary Layer Meteorol.*, *7*, 363–372.


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Favier, V., P. Wagnon, J. P. Chazarin, L. Maisincho, and A. Coudrain (2004), One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana Glacier 15, Ecuadorian Andes, *J. Geophys. Res.*, *109*, D18105, doi:10.1029/2003JD004359.

Garreaud, R. D., M. Vuille, R. Compagnucci, and J. Marengo (2009), Present-day South American climate, *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, *281*(3-4), 180–195.

Guo, X. F., K. Yang, L. Zhao, W. Yang, S. G. Li, M. L. Zhu, T. D. Yao, and Y. Y. Chen (2011), Critical evaluation of scalar roughness length parametrizations over a melting valley glacier, *Boundary Layer Meteorol.*, *139*(2), 307–332.

Hardy, D. R., M. Vuille, C. Braun, F. Keimig, and R. S. Bradley (1998), Annual and daily meteorological cycles at high altitude on a tropical mountain, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *79*(9), 1899–1913.

Helgason, W., and J. W. Pomeroy (2012), Characteristics of the near-surface boundary layer within a mountain valley during winter, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, *51*(3), 583–597.

Hicks, B. B. (1978), Some limitations of dimensional analysis and power laws, *Boundary Layer Meteorol.*, *14*, 567–569.

Högström, U. (1996), Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer, *Boundary Layer Meteorol.*, *78*, 215–246.

Huwald, H., C. W. Higgins, M. O. Boldi, E. Bou-Zeid, M. Lehning, and M. B. Parlange (2009), Albedo effect on radiative errors in air temperature measurements, *Water Resour. Res.*, *45*, W08431, doi:10.1029/2008WR007600.

Joffre, S. M. (1982), Momentum and heat transfers in the surface-layer over a frozen sea, *Boundary Layer Meteorol.*, *24*, 211–229.

Kaser, G. (2001), Glacier-climate interaction at low latitudes, *J. Glaciol.*, *47*(157), 195–204.

King, J., and P. Anderson (1994), Heat and water vapour fluxes and scalar roughness lengths over an Antarctic ice shelf, *Boundary Layer Meteorol.*, *69*, 101–121.

Michel, D., R. Philipona, C. Ruckstuhl, R. Vogt, and L. Vuilleumier (2008), Performance and uncertainty of CNR1 net radiometers during a one-year field comparison, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *25*(3), 442–451.

Moore, C. J. (1986), Frequency-response corrections for eddy-correlation systems, *Boundary Layer Meteorol.*, *37*(1-2), 17–35.

Munro, D. S. (1989), Surface-roughness and bulk heat-transfer on a glacier—Comparison with eddy correlation, *J. Glaciol.*, *35*(121), 343–348.

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

Nakamura, R., and L. Mahrt (2005), Air temperature measurement errors in naturally ventilated radiation shields, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *22*(7), 1046–1058.

Sicart, J. E., P. Wagnon, and P. Ribstein (2005), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo glacier (16°S, Bolivia), *J. Geophys. Res.*, *110*, D12106, doi:10.1029/2004JD005732.

Sicart, J. E., R. Hock, and D. Six (2008), Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, *J. Geophys. Res.*, *113*, D24113, doi:10.1029/2008JD010406.

Sicart, J. E., R. Hock, P. Ribstein, M. Litt, and E. Ramirez (2011), Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the Tropical Zongo glacier by application of a distributed energy balance model, *J. Geophys. Res.*, *116*, D13105, doi:10.1029/2010JD015105.

Smeets, C., and M. R. van den Broeke (2008a), The parameterisation of scalar transfer over rough ice, *Boundary Layer Meteorol.*, *128*(3), 339–355.

Smeets, C., and M. R. van den Broeke (2008b), Temporal and spatial variations of the aerodynamic roughness length in the ablation zone of the Greenland ice sheet, *Boundary Layer Meteorol.*, *128*(3), 315–338.

Thom, A. S. (1971), Momentum absorption by vegetation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *97*, 414–428.

Van den Broeke, M., P. Smeets, and J. Ettema (2009), Surface layer climate and turbulent exchange in the ablation zone of the west Greenland ice sheet, *Int. J. Climatol.*, *29*(15), 2309–2323.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and B. Pouyaud (1999), Annual cycle of energy balance of Zongo glacier, Cordillera Real, Bolivia, *J. Geophys. Res.*, *104*(D4), 3907–3923.

Wagnon, P., J. E. Sicart, E. Berthier, and J. P. Chazarin (2003), Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level, *J. Geophys. Res.*, *108*(D64177), doi:10.1029/2002JD002088.

Webb, E. K. (1970), Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *96*(408), 67–90.

Wieringa, J. (1993), Representative roughness parameters for homogeneous terrain, *Boundary Layer Meteorol.*, *63*, 323–363.

Winkler, M., I. Juen, T. Molg, P. Wagnon, J. Gomez, and G. Kaser (2009), Measured and modelled sublimation on the tropical Glaciar Artesonraju, Peru, *Cryosphere*, *3*(1), 21–30.

Zilitinkevich, S. S., I. Mammarella, A. A. Baklanov, and S. M. Joffre (2008), The effect of stratification on the aerodynamic roughness length and displacement height, *Boundary Layer Meteorol.*, *129*(2), 179–190.


©2014. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

### *I.5.3 Flux de conduction thermique*

Le cycle diurne du flux de conduction de chaleur s'atténue rapidement avec la profondeur dans la neige en raison de sa faible conductivité thermique. La mesure de ce flux nécessite donc d'estimer le gradient de température juste sous la surface où les capteurs sont susceptibles d'être chauffés par le rayonnement solaire pénétrant le manteau neigeux [ex., Bintanja et Van Den Broeke, 1995]. Une autre difficulté vient des changements de profondeur des mesures suite à l'accumulation, au tassement ou à la fonte de la neige. La station CEN du Col de Porte utilise des plaques de mesure de température mobiles verticalement qui sont déposées en surface de la neige puis suivent l'évolution de la surface [Morin et al., 2012]. De tels dispositifs, lourds et complexes, ne sont pas réalisables sur les glaciers de montagne.

Sur les glaciers tempérés des Andes tropicales et des Alpes, le flux de conduction s'annule sur l'année. Néanmoins les « frigories » accumulées lors de la saison froide (sèche dans les Andes centrales) ou lors des nuits froides réduisent l'énergie disponible pour la fusion en début de saison de fonte pour le cycle annuel ou en début de matinée pour le cycle nycthéméral. Ces effets sont discutés par Sicart et al. [2011] pour le glacier Zongo (reproduit dans le chapitre II.2).

### *I.5.4 Changement de hauteur de la surface*

Une sonde à ultrason est un capteur très utile pour mesurer les changements de hauteur de surface à pas de temps infra-journaliers : fiable, robuste et nécessitant peu d'énergie électrique. Elle permet de quantifier les taux accumulation de neige et de fonte de glace à haute résolution temporelle. Sicart et al. [2002] ont étudié l'influence de la température, de l'humidité et du vent sur la mesure d'une sonde à ultrasons dans la zone d'ablation du glacier Zongo caractérisée par l'alternance de périodes d'accumulation et de fonte tout au long de l'année. L'incertitude de la mesure fut analysée en relation avec le pas de temps : les variations de hauteur devant être calculées sur un intervalle de temps suffisamment long pour détecter les changements réels de hauteur et suffisamment court pour détecter une chute de neige avant qu'intervienne la fonte. Comme compromis, les caractéristiques de la sonde à ultrasons permettent de mesurer les chutes de neige à un pas de temps de 3-heures avec une sensibilité de 1 cm de neige. La comparaison avec les mesures d'un pluviomètre totalisateur installé sur le glacier a permis d'estimer la densité de la neige fraîche de l'ordre de 250 kg $m^{-3}$, élevée en raison de températures de l'air généralement proches de 0°C lors des précipitations.

Les mesures sur plusieurs années dans la zone d'ablation du glacier Zongo illustrent les périodes d'accumulation et d'ablation (Figure 1.24). De septembre à décembre, des périodes de forte fusion – plusieurs centimètres de neige ou de glace par jour – alternent avec des chutes de neige qui deviennent de plus en plus fréquentes. La saison des pluies dure de décembre à avril environ. Il neige en moyenne deux jours sur trois et l'accumulation nette journalière est assez régulière : une vingtaine de millimètres de neige par jour. A la fin du mois d'avril, l'installation de la saison sèche est assez soudaine. Quelques épisodes de chutes de neige interviennent mais la saison sèche est généralement une période de faible ablation jusqu'à la fin du mois d'août.

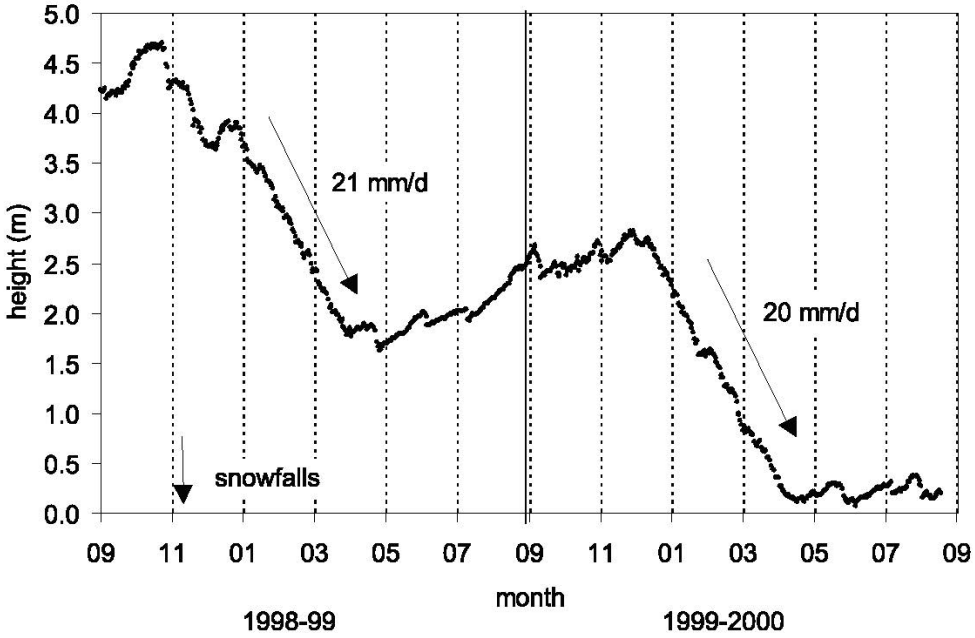


Figure 1.24: Mesures journalières de la sonde à ultrasons à 5150 m d'altitude sur le glacier Zongo de septembre 1998 à août 2000, d'après Sicart et al. [2002].

## II Flux d'énergie, bilan de masse et fonte des glaciers tropicaux

Ce chapitre présente l'étude, initiée lors de mon doctorat, des facteurs climatiques contrôlant les variations saisonnières et interannuelles du bilan de masse des glaciers des tropiques externes dont le climat est caractérisé par une longue saison sèche en hiver et une unique saison des pluies. Une première étape s'est focalisée sur les flux d'énergie du glacier Zongo dans les Andes boliviennes. Des mesures de micro-météorologie en surface du glacier suivies d'une modélisation distribuée des flux de masse d'eau et d'énergie à l'échelle du bassin versant avaient pour objectif de préciser les causes de la saisonnalité marquée du débit de fonte. À la suite de ces études des processus en surface du glacier, la thèse de Ramallo [2013] a exploré les relations entre le bilan de masse et le régime des précipitations. Afin de progresser dans l'étude des forçages climatiques, les mesures au sol des flux de rayonnements ont été utilisées pour déterminer les propriétés des nuages et les relier aux dynamiques atmosphériques régionales de mousson sud-américaine et de fronts froids extratropicaux.

### *II.1 Analyse des flux d'énergie mesurés dans la zone d'ablation*

Différentes études ont analysé les mesures météorologiques en surface du glacier Zongo : les variables contrôlant les variations diurnes d'albédo [Sicart et al., 2001], les variations saisonnières des précipitations et leurs effets sur l'albédo [Sicart et al., 2002 ; 2003] et les facteurs climatiques contrôlant le rayonnement infrarouge atmosphérique [Sicart et al., 2010]. La publication reproduite ci-dessous analyse les erreurs de mesures et les facteurs météorologiques contrôlant les variations horaires, nycthémérales et saisonnières des flux d'énergie atmosphérique et de l'énergie disponible pour la fonte. L'accent est mis sur les flux turbulents de chaleur sensible (apport d'énergie pour le glacier) et de chaleur latente (pertes d'énergie en sublimation). Les effets de la très haute altitude (~6000-5000 m) et de la basse latitude sur les méthodes de mesure et sur les flux d'énergie, en particulier les rayonnements, sont aussi examinés. Lejeune et al. [2007] ont analysé les flux de fusion du couvert de neige hors du glacier en appliquant le modèle couplé ISBA/CROCUS à la station GLACIOCLIM d'une moraine latérale.

# Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia)

Jean Emmanuel Sicart
Great Ice Research Unit, l'Institut de Recherche Pour le Développement, Université Montpellier II, Montpellier, France

Patrick Wagnon
Great Ice Research Unit, l'Institut de Recherche Pour le Développement, Laboratoire de Glaciologie et Geophysique de l'Environnement, Saint Martin d'Hères, France

Pierre Ribstein
UMR Sisyphe, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France

Received 22 December 2004; revised 8 March 2005; accepted 23 March 2005; published 21 June 2005.

[1] Tropical glaciology includes investigation of climate variability in poorly documented regions of large surface-atmosphere energy exchanges. This study examines the surface energy fluxes of the Bolivian Zongo Glacier (16°S, 68°W, 6000–4900 m asl) in order to identify the atmospheric variables that control melting. Measurements from 1998 to 2000 taken from two meteorological stations in the ablation area are analyzed. During the progressive development of the wet season from September to January, melting energy was high: Solar irradiance was close to its summer solstice peak, clouds were sporadic, and albedo was low. During the core of the wet season from January to April the magnitudes of the net short-wave (+) and net long-wave (−) radiation fluxes were reduced by frequent clouds and snowfalls so that melting energy was moderate. In the dry season from May to August, melting energy was small because of the energy losses essentially in long-wave radiation but also in sublimation. The turbulent sensible heat flux to the ice (+) generally offsets the energy loss in latent heat (−), except in the dry season, when sublimation prevailed because of strong wind and dry air. Solar radiation was the main source of energy, but the seasonal changes of the melting energy were driven by long-wave radiation. In particular, clouds sharply increased the emittance of the thin high-altitude atmosphere. Closely linked to clouds and humidity, the main seasonal variables of low-latitude climates, long-wave radiation is a key variable in the energy balance of tropical glaciers.

**Citation:** Sicart, J. E., P. Wagnon, and P. Ribstein (2005), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia), *J. Geophys. Res.*, *110*, D12106, doi:10.1029/2004JD005732.

## 1. Introduction

[2] Recent studies have emphasized the role of low-latitude regions in global climate changes [e.g., *Seltzer*, 2001; *Visser et al.*, 2003]. Monitoring tropical glaciers makes it possible to investigate climatic variability on annual to centennial timescales in poorly documented remote regions. Observations have demonstrated a general glacial recession throughout the 20th century in the Andes [e.g., *Hastenrath and Ames*, 1995; *Kaser*, 1999; *Francou et al.*, 2000; *Ramirez et al.*, 2001], Africa [e.g., *Kaser and Noggler*, 1991; *Mölg et al.*, 2003] and Irian Jaya [*Peterson and Peterson*, 1994]. *Thompson* [2000] attributed the tropical glacial recession to a warming of the troposphere. However, *Gaffen et al.* [2000] reported a cooling of the tropical low troposphere after 1979, which contrasts with an acceleration of the recession of the Central Andean glaciers [*Ramirez et al.*, 2001]. *Vuille et al.* [2003] reported a humidity increase over the last three decades in the atmosphere south of 11°S. A humidity increase can enhance glacier ablation through condensation heat release, an increase in sky long-wave radiation, or a reduction in ice sublimation. Satellites revealed a strengthening of the tropical general circulation in the 1990s, leading to an increase (decrease) of cloud cover at the equator (in the subtropical latitudes) [*Chen et al.*, 2002; *Wielicki et al.*, 2002]. However, glaciers have been observed to shrink in all tropical regions, from the inner to the outer tropics [*Kaser*, 2001; *Francou et al.*, 2003, 2004].

[3] The climate controls the mass balance of glaciers through the energy and mass fluxes at the ice or snow interface. Energy measurements are scarce on tropical glaciers, and they are generally short term [e.g., *Platt*, 1966; *Hastenrath*, 1978; *Hardy et al.*, 1998; *Mölg et al.*,

Copyright 2005 by the American Geophysical Union.
0148-0227/05/2004JD005732$09.00

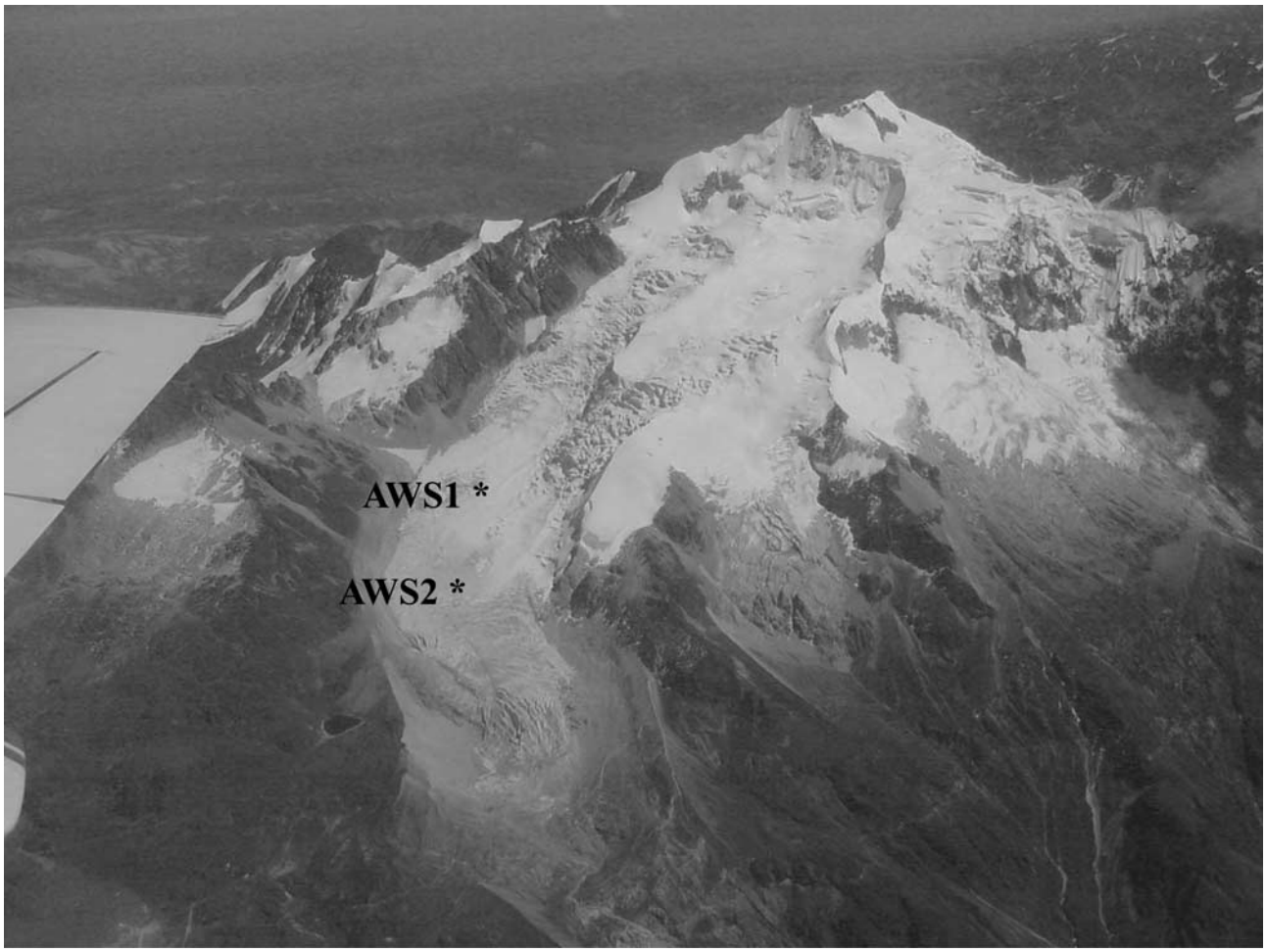



**Figure 1.** Aerial photograph of the Zongo Glacier (4 August 2000, B. Pouyaud) showing the locations of AWS1 (5150 m asl) and AWS2 (5060 m asl).

2003]. The French institute IRD has been conducting an extensive meteoglaciological program on the Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia (16°S, 68°W) since 1991 [*Ribstein et al.*, 1995]. The Zongo Glacier is situated in the outer tropics, characterized by humid tropical conditions during the wet season (austral summer) and by subtropical conditions during the dry season (austral winter). In the outer tropics, the Peruvian and the Bolivian glaciers compose 71 and 20% of the total surface area of the tropical glaciers, respectively [*Kaser et al.*, 1996].

[4] This study analyzed the energy fluxes at the surface of the Zongo Glacier. The objective was to improve the understanding of the climate forcing on tropical glaciers. Measurements taken from two meteorological stations between 1998 and 2000 close to the equilibrium line and in the ablation area were analyzed. *Wagnon et al.* [1999] discussed the turbulent fluxes of the dry season, and *Wagnon et al.* [2001] and *Sicart et al.* [2003] analyzed the annual cycle of the surface albedo. Here all the energy fluxes were analyzed and we focus on the radiation fluxes in the wet season, when the intensity and the interannual variability of the energy fluxes are maximal. New equipment for separate measurements of the short- and long-wave radiation fluxes improved the accuracy of these measurements compared to previous studies on the Zongo Glacier, and provided a proper analysis of the long-wave radiation fluxes.

## 2. Location and Measurement Program

[5] The Zongo Glacier is situated in the Huayna Potosi Massif (16°15′S, 68°10′W, Cordillera Real, Bolivia) on the western margin of the Amazon basin and on the eastern margin of the Altiplano catchment. This valley-type glacier is 3 km long and has a surface area of 2.4 $km^2$ (Figure 1). The glacier flows out from 6000 to 4900 m above sea level (asl). The equilibrium line altitude, estimated from stake measurements and snow pits, is roughly 5200 m asl for an equilibrated mass balance [*Sicart et al.*, 2005]. The Zongo Glacier is part of a 3.7-$km^2$ basin above the hydrometric station located at 4830 m asl. The site characteristics are presented in detail by *Francou et al.* [1995].

[6] Two Campbell Automatic Weather Stations (AWS), AWS1 at 5150 m asl and AWS2 at 5060 m asl, have been functioning on the glacier since March 1996 and July 1999, respectively (Figure 1 and Table 1). The weather stations are located close to the axis of the glacier, on flat areas: The

**Table 1.** List of Different Sensors at AWS1 and AWS2 With Their Specifications

| Quantity[a] | AWS2 (5060 m asl) Sensor Type (Height[b]) | AWS1[c] (5150 m asl) Sensor Type (Height[b]) | Accuracy According to the Manufacturer |
|---|---|---|---|
| Air temperature,[d] °C | Vaisala HPM45C not aspirated (1 m) | Vaisala HPM45C aspirated (0.3 and 1.8 m) | ±0.2°C |
| Relative humidity,[d] % | Vaisala HPM45C not aspirated (1 m) | Vaisala HPM45C aspirated (0.3 and 1.8 m) | ±2% in [0–90%], ±3% in [90–100%] |
| Wind speed, m $s^{-1}$ | Young 05103 (2.5 m) | Young 05103 (0.3 and 1.8 m) | ±0.3 m $s^{-1}$ |
| Wind direction, deg | Young 05103 (2.5 m) | Young 05103 (0.3 and 1.8 m) | ±3 deg |
| Incident short-wave radiation, W $m^{-2}$ | Kipp and Zonen CM3 (1 m) $0.305 < \lambda < 2.8$ μm | SKYE SKS1110 (1 m) $0.4 < \lambda < 1.1$ μm | CM3: ±10% for daily sums, sp1100: ±3% |
| Reflected short-wave radiation, W $m^{-2}$ | Kipp and Zonen CM3 (1 m) $0.3 < \lambda < 2.8$ μm | SKYE SKS1110 (1 m) $0.4 < \lambda < 1.1$ μm | CM3: ±10% for daily sums, sp1100: ±3% |
| Incoming long-wave radiation, W $m^{-2}$ | Kipp and Zonen CG3 (1 m) $5 < \lambda < 50$ μm | . . . | ±10% for daily sums |
| Outgoing long-wave radiation, W $m^{-2}$ | Kipp and Zonen CG3 (1 m) $5 < \lambda < 50$ μm | . . . | ±10% for daily sums |
| Net all-wave radiation, W $m^{-2}$ | Calculated from the four preceding quantities | REBS Q7 (1 m) $0.25 < \lambda < 60$ μm | ±10% for daily sums |
| Accumulation/ablation, mm | . . . | Ultrasonic depth gauge Campbell UGD01 (1.5 m) | ±1 cm |

[a]Quantities are recorded as half-hourly means over 20-s time intervals except for wind direction and accumulation/ablation, which are instantaneous values every 30 min.
[b]Height changes are derived from the ultrasonic depth gauge measurements and the field visits every 15 days.
[c]AWS1 is described in its recent configuration (after March 2000), which slightly differs from the configuration by *Wagnon et al.* [1999, 2001].
[d]At AWS2 the Vaisala hygrothermometers are shielded from solar radiation and artificially ventilated. Artificial aspiration could not be maintained at AWS1 because of power supply requirements.

mean slopes at AWS1 and at AWS2 are 7° and 3°, respectively [*Sicart et al.*, 2001]. The stations are checked every 15–20 days all year round. Qualitative observations of the glacier surface and the meteorological conditions were conducted during the field visits and during extensive field trips lasting a few days. Direct daily sublimation measurements were taken during the field trips using "poor man's lysimeters:" translucent round plastic pails (165–395 $cm^2$), filled with snow/ice in order to reconstruct the natural surfaces, buried into the snow and regularly weighed, with an accuracy of ±1 g [*Wagnon et al.*, 1999].

[7] Vertical profiles of air temperature (Cu-Cst thermocouples, accuracy approximately ±0.3°C) were occasionally conducted at 5150 m asl (mean data every 5 min over 5-s time steps, continuous aspiration of 5 m $s^{-1}$). Seven sensors, shielded from radiation, were located at 2, 10, 20, 30, 40, 50, and 100 cm above the glacier surface. A liquid water–ice bath at 0°C was used as the temperature reference.

[8] Temperature and humidity measurements outside the thermal influence of the glacier were recorded by a weather station located 150 m below and 1 km from the glacier front.

## 3. Climatic Conditions

[9] The Huayna Potosi is in the outer tropics, characterized by a marked seasonality of precipitation and cloud cover with a single wet season in austral summer and a pronounced dry season in winter. The dry season (May to August) is produced by the northward displacement of the midtropospheric and upper-tropospheric westerlies, which prevent moisture influx from the east. Summer precipitation (September to April) is associated with intense solar heating of the Altiplano surface, leading to a destabilization of the boundary layer, inducing deep convection and moist air advection from the eastern interior of the continent [*Vuille et al.*, 2000]. The moist air is typically released in afternoon showers over the Altiplano [*Garreaud and Wallace*, 1997], but heavy nighttime snowfalls are also frequent on the glacier [*Sicart et al.*, 2002].

[10] The hydrological year is counted from the end of the dry season, 1 September. The annual precipitation is roughly 1 m w.e. The ultrasonic depth gauge measurements illustrate the accumulation and the ablation close to the equilibrium line (Figure 2). From September to December, periods of heavy melting (several centimeters of ice/snow per day) alternate with snowfalls that become increasingly frequent. Since melting and precipitation generally alternate on the same day, the daily height changes represent a net accumulation or a net ablation. The gradual buildup to the full wet season is observed in the Andes from Bolivia to Peru [*Schwerdtfeger*, 1976] and can be considered as a transition period. The wet season lasts roughly from January to April. On average, it snows 2 days out of 3, and the net daily accumulation is steady: around 20 mm of snow per day. In April, the change to the dry season is rather sudden. A few snowfall events may occur but the dry season is generally a period of moderate ablation until the end of August (Figure 2).

[11] The annual cycle of air humidity reflects the alternation of the wet and dry seasons (Figure 2). In contrast, the thermal seasonality is low; less than 10°C (Figure 2). On the glacier, the mean annual temperature is about −1°C at the equilibrium line. The limit elevation between snow and rain changes little throughout the year; it remains lower than 5050 m asl and only affects a small area of the glacier. In the wet season, the valley wind from the east or southeast prevails during the daytime (1000–1800 LT), whereas the downslope glacier wind, from the northwest, is observed at night (Figure 3). The glacier wind prevails most of the day in the dry season, except a few hours around 1400 LT (Figure 3).

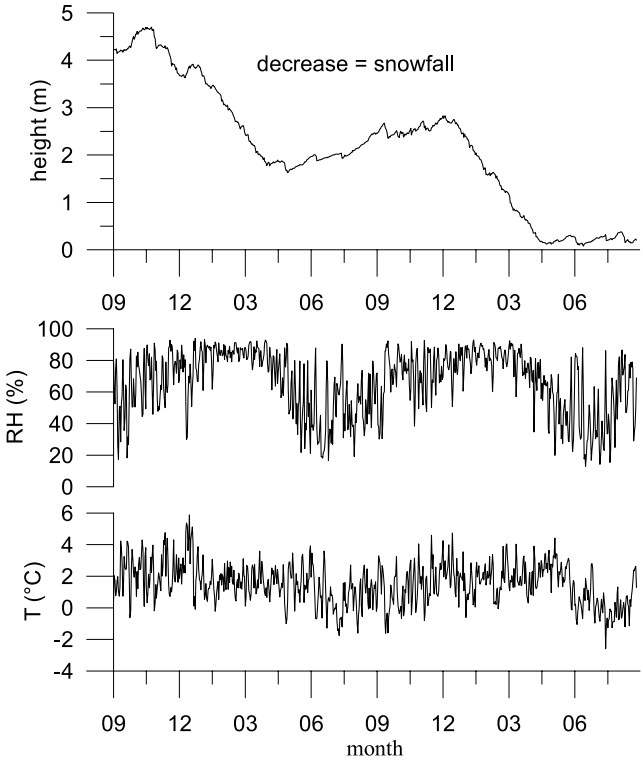



**Figure 2.** Daily measurements of the ultrasonic depth gauge at 2400 LT from September 1998 to August 2000 at 5150 m asl. A height increase is due to ablation or snowpacking; a height decrease is due to snowfalls. (bottom) Daily mean values of relative humidity and air temperature measured at 1.8 m above the surface outside the glacier at 4750 m asl.

[12] The potential solar irradiance is maximal from November to February, but its variations are small (Figure 4): The amplitude range of the daily values is 40% of the annual average, whereas at 45° latitude, this amplitude reaches 125% of the annual average. If short-term variations are disregarded, the solar irradiance at the glacier surface is fairly constant throughout the year; the high extraterrestrial irradiance of austral summer (wet season) is attenuated by frequent clouds (Figure 4). Because of atmospheric attenuation and shading of the surrounding mountains, about half of the annual extraterrestrial solar irradiance reaches the glacier surface (193 W $m^{-2}$ over 391 W $m^{-2}$, annual averages at 5150 m asl in 1998–1999). This ratio is comparable for midlatitude glaciers [e.g., *Oerlemans and Knap*, 1998]. Tropical glaciers receive more solar radiation than midlatitude glaciers because of higher Sun elevation (low latitude) and larger atmospheric transmissivity (high altitude). The cloudless atmosphere reduces the potential solar radiation by about 80 W $m^{-2}$ as a daily average (Figure 4). The minimal clear sky attenuation, when the Sun is close to the zenith, is around 10%.

## 4. Calculation of the Energy Balance

[13] The energy balance equation is an application of the law of conservation of energy on the vertical components, or the components perpendicular to the surface if the surface is tilted, of the energy fluxes at the glacier surface [e.g., *Kraus*, 1973; *Obled and Rosse*, 1977]:

$$R + H + \mathrm{LE} + P = \Delta Q_M + \Delta Q_S$$

$$\Delta Q_S = \int_0^{z^*} \frac{d(\rho c T)}{dt} dz \quad (1)$$

where $R$ is the net radiation, $H$ and LE are the turbulent fluxes of sensible and latent heat, respectively, and $P$ is the heat advected by precipitation. The term $\Delta Q_S$ represents the change in heat content in a control volume and $\Delta Q_M$ is the energy used for melting (positive) or freezing (negative). The ice density and specific heat are $\rho$ and $c$, respectively, and the ice temperature is $T$. The depth where the energy fluxes become nil is $z^*$. The fluxes are expressed in W $m^{-2}$ and are counted as positive if they provide energy to the control volume. $P$ remains very low on the Zongo Glacier and is neglected. We assume the fluxes $R$, $H$ and LE are constant between the surface and the measurement height (surface sublayer depth of around 1 m).

[14] If the rates of change averaged over 0.5 hours are small, the steady state conditions can be assumed:

$$R + H + \mathrm{LE} = \Delta Q_M \quad (2)$$

### 4.1. Radiation

[15] The net radiation can be written as

$$R = S\downarrow - S\uparrow + L\downarrow - L\uparrow = S\downarrow (1 - \alpha) + L\downarrow \varepsilon - \varepsilon\sigma T_s^4 \quad (3)$$

where $S\downarrow$ is the short-wave irradiance or global radiation, $S\uparrow$ is the reflected short-wave radiation ($S = S\downarrow - S\uparrow$ is the net short-wave radiation), $L\downarrow$ and $L\uparrow$ are the long-wave irradiance and emittance, respectively ($L = L\downarrow - L\uparrow$ is the net long-wave radiation). The surface albedo is $\alpha$, the long-wave emissivity of ice is $\varepsilon$, the Stefan-Boltzmann constant is $\sigma = 5.67\ 10^{-8}$ W $m^{-2}$ $K^{-4}$, and the surface temperature is $T_s$. The ice emissivity $\varepsilon$ is generally considered to be between 0.97 and 1.00 [*Kondratyev*, 1969; *Mellor*, 1977; *Dozier and Warren*, 1982; *Müller*, 1985]. The uncertainty on $\varepsilon$ affects the "apparent" surface temperature: An emissivity decrease from 1 to 0.97 causes a 2°C increase in the apparent surface temperature in the range −10 to 0°C. We consider that ice is a full emitter ($\varepsilon = 1$), so that the reflection of long-wave radiation is neglected ($\alpha_{long\text{-}wave} = 1 - \varepsilon$). This assumption is acceptable considering the accuracy on long-wave radiation measurements (approximately ±10%).

[16] This study focused on the AWS2 at 5060 m asl. Two back-to-back pairs of CM3 pyranometers ($0.3 < \lambda < 2.8$ μm) and CG3 pyrgeometers ($5 < \lambda < 50$ μm) measured the four components of the net radiation (Table 1). A correction ($K$) is applied to the long-wave measurements to reduce the interference of solar radiation:

$$L\downarrow = L\downarrow_{measured} - KS\downarrow \quad (4)$$

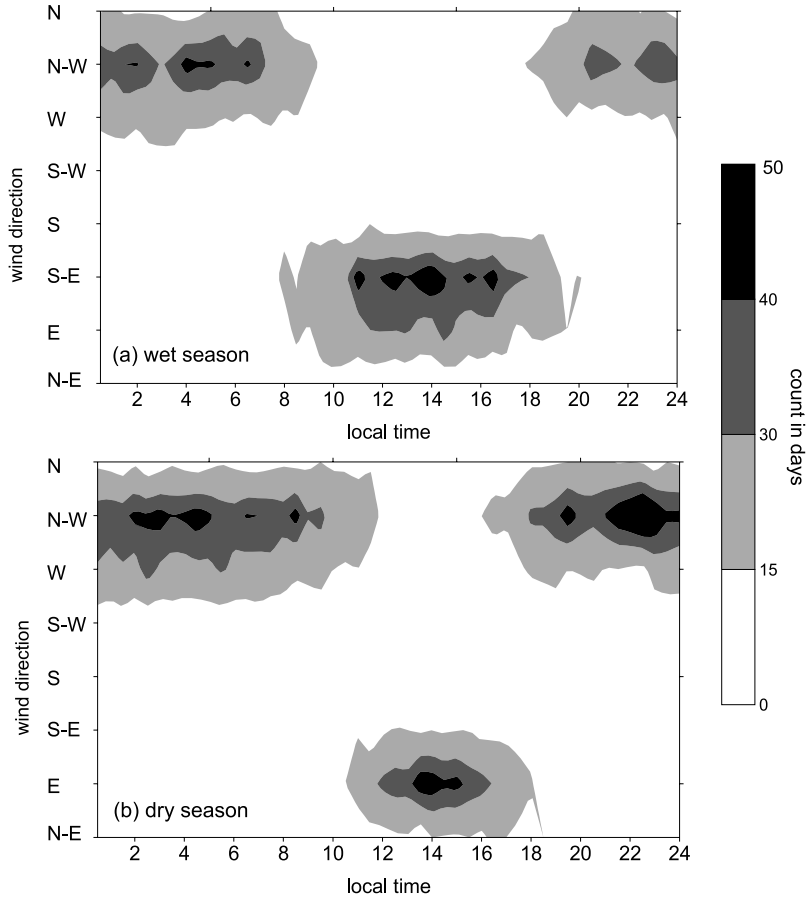



**Figure 3.** Wind direction ($Y$ axis) versus hour of the day ($X$ axis). Half-hourly values at 5150 m asl during the hydrological year 1999–2000 are shown. The shaded regions show the number of days. (a) Wet season (January to April). (b) Dry season (May to August).

[17] Analysis of $L\downarrow$ measurements under a shadowing ring (29 May 2002, clear sky) and of $L\uparrow$ measurements when the surface is melting at 0°C resulted in $K \approx 2\%$ on the Zongo Glacier. This result is close to the correction suggested by *Kipp and Zonen* [1995] and used by *Culf and Gash* [1993] and *Halldin and Lindroth* [1992], whereas *Obleitner and de Wolde* [1999] applied a smaller correction ($K = 1.2\%$). $L\uparrow$ measurements are limited to 316 W m$^{-2}$, corresponding to the ice emission at 0°C ($\varepsilon = 1$). The sensor height was too low (1 m) for the measurement of $L\uparrow$ to be disrupted by air emission [*Plüss and Ohmura*, 1997].

### 4.2. Turbulent Fluxes

[18] The turbulent heat fluxes were calculated with the bulk aerodynamic method, including stability correction. The stability of the surface layer is described by the bulk Richardson number $Ri_b$, which relates the relative effects of buoyancy to mechanical forces [e.g., *Moore*, 1983]:

$$Ri_b = \frac{g\frac{(T-T_s)}{(z-z_{0m})}}{T\left(\frac{u}{z-z_{0m}}\right)^2} = \frac{g(T-T_s)(z-z_{0m})}{Tu^2} \qquad (5)$$

where $T$ and $u$ are the air temperature (in K) and horizontal wind speed (in m s$^{-1}$), respectively, at the level of measurement $z$; $g$ is the acceleration of gravity ($g$ = 9.81 m s$^{-2}$), $T_s$ is the surface temperature (in K, derived from $L\uparrow$), and $z_{0m}$ is the surface roughness length for momentum (in m). Assuming that local gradients of mean horizontal wind speed $u$, mean temperature $T$, and mean

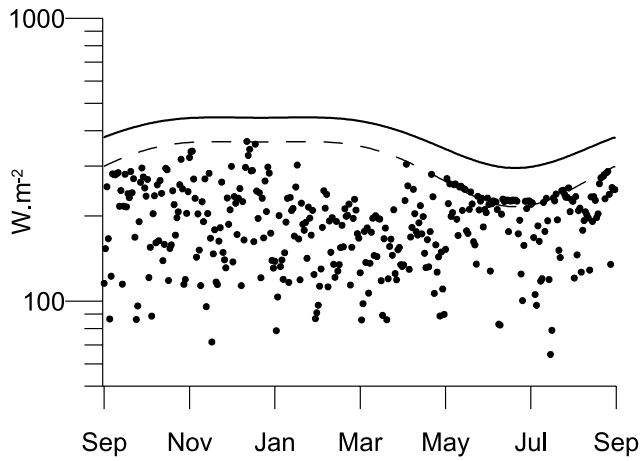



**Figure 4.** Daily mean values of global solar radiation measured at 5150 m asl (dots) and calculated extraterrestrial solar irradiance (solid line) from 1 September 1998 to 31 August 1999. The dashed line shows the extraterrestrial irradiance less 80 W m$^{-2}$.

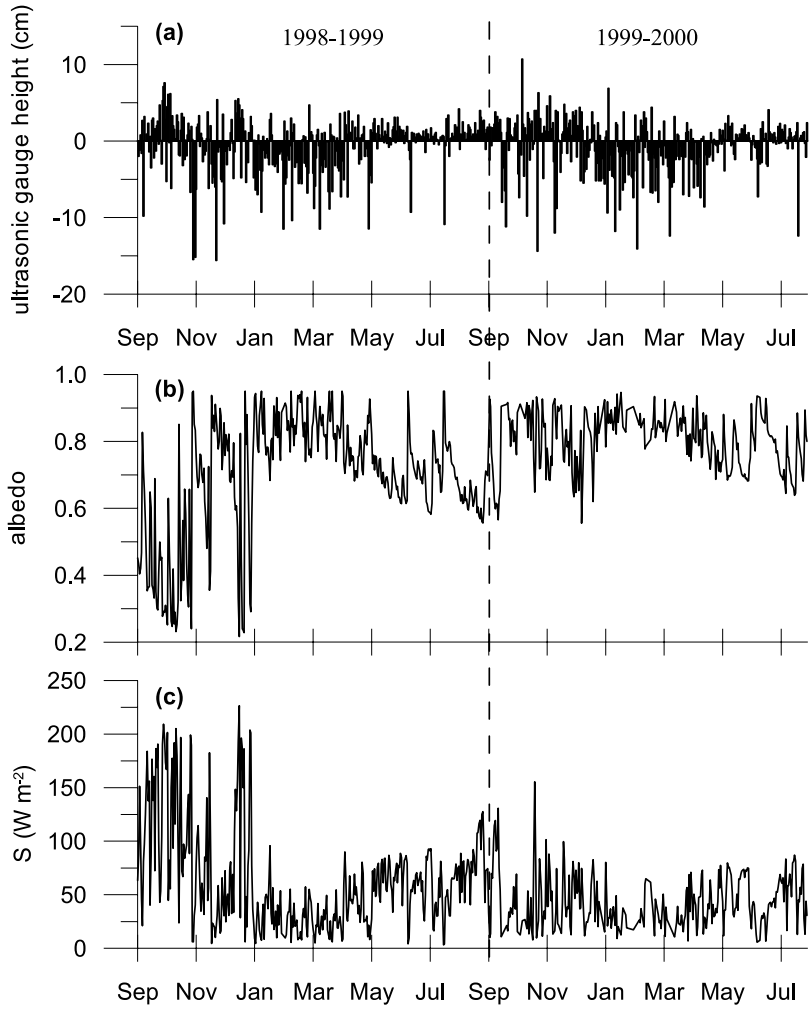



**Figure 5.** (a) Change in distance between the surface and the ultrasonic depth gauge. (b) Surface albedo. (c) Net short-wave radiation. Daily mean values at 5150 m asl (AWS1) from September 1998 to July 2000 are shown. Albedo is calculated from 0900 to 1500 LT to avoid shading from the surrounding mountains.

specific humidity $q$ are equal to the finite differences between the measurement level and the surface, the turbulent fluxes are [*Brutsaert*, 1982]:

$$H = \rho \frac{C_p k^2 u (T - T_s)}{\left(\ln \frac{z}{z_{0m}}\right)\left(\ln \frac{z}{z_{0T}}\right)} (\Phi_m \Phi_h)^{-1} \tag{6}$$

$$\mathrm{LE} = \rho \frac{L_s k^2 u (q - q_s)}{\left(\ln \frac{z}{z_{0m}}\right)\left(\ln \frac{z}{z_{0q}}\right)} (\Phi_m \Phi_v)^{-1} \tag{7}$$

where $q_s$ is the specific humidity at the surface (in g kg$^{-1}$, saturation is assumed), $\rho$ is the air density, $C_P$ is the specific heat capacity for air at constant pressure ($C_p = C_{pd}(1 + 0.84q)$ with $C_{pd}$ = 1005 J kg$^{-1}$ K$^{-1}$), $L_s$ is the latent heat of sublimation of ice ($L_s$ = 2.834 10$^6$ J kg$^{-1}$), and $k$ is the von Karman constant ($k$ = 0.4). The surface roughness lengths for temperature and humidity are $z_{0T}$ and $z_{0q}$, respectively. The three roughness lengths are set equal to each other ($z_{0T} = z_{0q} = z_{0m}$) and are used as a calibration parameter to fit the calculated sublimation derived from LE to the measured sublimation with weighing lysimeters [*Wagnon et al.*, 1999]. During the period 1998–2000, no penitents (typical ablation forms observed on tropical glaciers [*Kotlyakov and Lebedeva*, 1974]) appeared and the roughness length varied from 1 to 5 mm.

[19] The nondimensional stability functions for momentum ($\Phi_m$), heat ($\Phi_h$), and moisture ($\Phi_v$) are expressed in terms of $Ri_b$ [*Webb*, 1970; *Brutsaert*, 1982]:

$Ri_b$ positive (stable)

$$(\Phi_m \Phi_h)^{-1} = (\Phi_m \Phi_v)^{-1} = (1 - 5Ri_b)^2 \tag{8}$$

$Ri_b$ negative (unstable)

$$(\Phi_m \Phi_h)^{-1} = (\Phi_m \Phi_v)^{-1} = (1 - 16Ri_b)^{0.75} \tag{9}$$

## 5. Results

### 5.1. Short-Wave Radiation

[20] Figure 5 compares the changes of surface height, measured by the ultrasonic depth gauge, with the surface

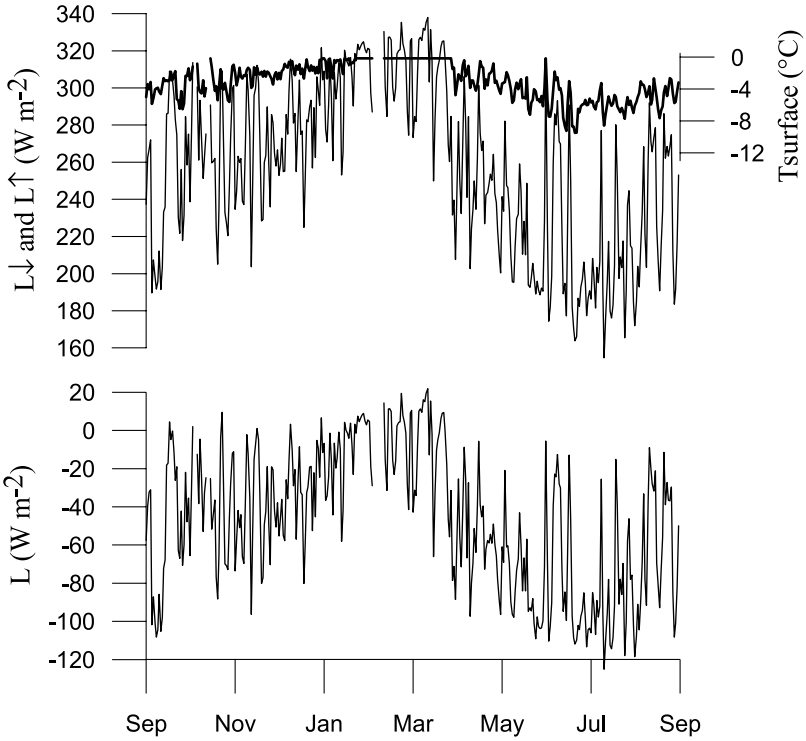



**Figure 6.** Daily mean values of the long-wave radiation fluxes at 5060 m asl during the hydrological year 1999–2000. (top) Irradiance ($L\downarrow$, thin line) and emittance ($L\uparrow$, thick line). Also shown is the surface temperature derived from $L\uparrow$ (right $Y$ axis). (bottom) Net long-wave radiation ($L$).

albedo and the net short-wave radiation during the 1998–1999 and 1999–2000 hydrological years. The seasonal changes in extraterrestrial solar radiation are small at low latitudes and the net short-wave radiation at the glacier surface mainly depends on cloud cover and albedo, the latter related to snowfall and melting. From September to December, before the wet season actually got underway, snowfalls were scarce and rapidly melted in both years (Figure 5a). In 1998, ice appeared within a few days at 5150 m asl and the albedo dropped to values lower than 0.3 (Figure 5b). The solar radiation absorbed by the surface was high between September and December, particularly in 1998 because of a high snow line altitude (Figure 5c). Changes in net solar radiation in response to albedo fluctuations were often considerable from one day to another. Later, in the full wet season, from January to March, snowfalls were frequent enough to maintain a permanent snow cover at 5150 m asl and the albedo remained higher than 0.7. Because of high albedo and cloud cover, the net short-wave radiation remained rather low, around 50 W $m^{-2}$, despite the large potential solar irradiance (austral summer). Afterward, until the end of August, the smooth decrease of albedo to 0.6, corresponding to firn, was interrupted by rare snowfalls. In the dry season, the increase in solar radiation due to low cloud cover and decreasing albedo was partly compensated for by the decrease in potential solar radiation (austral winter). The net short-wave radiation was small, and progressively increased toward the September equinox.

### 5.2. Long-Wave Radiation

[21] Figure 6 shows the long-wave fluxes $L\downarrow$, $L\uparrow$ and $L$ during the hydrological year 1999–2000. The net long-wave radiation was generally a large sink of energy for the surface, up to 120 W $m^{-2}$, except in the wet season when $L$ was close to nil (maximum around +15 W $m^{-2}$). The surface emission varied little: between 280 and 316 W $m^{-2}$ (mean value of 304 W $m^{-2}$), corresponding to mean surface temperatures ranging from −8°C in the dry season to 0°C in the wet season. The variations of $L$ were controlled by the large fluctuations of $L\downarrow$ (coefficients of variation for $L\downarrow$ and $L\uparrow$ equal to 18 and 3%, respectively).

[22] The mean values of $L$ in the wet (January to April 2000) and dry (May to August 2000) seasons were roughly −20 and −80 W $m^{-2}$, respectively. In the wet season, the long-wave irradiance was large because of the wet and warm atmosphere and the frequent clouds. In the dry season, the lowest values of $L\downarrow$ illustrate the dependence of the clear-sky emissivity on atmospheric temperature and humidity. As the clear-sky emission is low at high altitudes, the variations of $L\downarrow$ were considerable when clouds came in the dry season: Changes were up to 100 W $m^{-2}$ from one day to another. The cloud emissions were greater for the low and warm cumulus or cumulonimbus of the wet season than for the high altostratus or cirrostratus of the dry season.

[23] Figure 7 shows the hourly surface temperature and net long-wave radiation during the hydrological year 1999–2000. At 5060 m asl, the surface reached the melting conditions almost every day of the year (Figure 7a). The glacier surface remained close to the melting conditions,

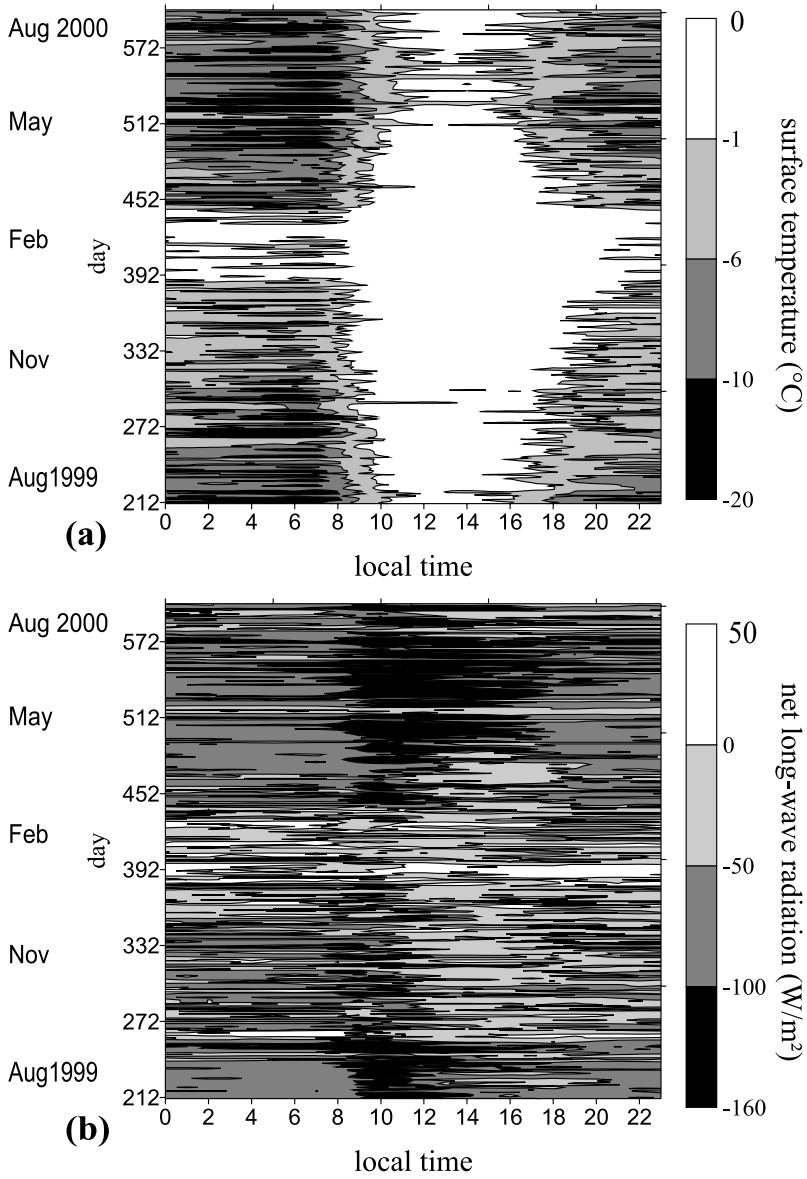



**Figure 7.** Hourly values of (a) surface temperature and (b) net long-wave radiation measured at 5060 m asl from August 1999 to August 2000. Local time is shown on the *X* axis, and day of the year is shown on the *Y* axis.

day and night, in the core of the wet season from January to March. In the dry season, the daily amplitude of the surface temperature was maximal (10–15°C) and the surface melted for only a few hours in the afternoon.

[24] At night, any increase of $L\downarrow$ due to clouds caused an increase of the surface temperature, and therefore of the emittance. The nocturnal radiation deficit ($L < 0$), larger in the dry season (Figure 7b), was balanced by the energy income from the turbulent fluxes and/or from the cooling of ice beneath the surface (see sections 5.3 and 5.4). During diurnal melting, clouds enhanced $L\downarrow$, whereas the emittance remained constant at 316 W $m^{-2}$; the surface temperature could only decrease from the melting point. At night, the surface temperature fluctuated greatly and the net long-wave radiation varied little, whereas once the surface temperature reached its upper limit at 0°C during the daytime, the net long-wave radiation varied with the cloud cover. As a result, $L$ was maximal during the cloudy afternoons of the wet season (Figure 7b). $L$ was minimal in the dry season, when the incoming flux $L\downarrow$ was small, and in the afternoon when the emission temperature was maximal (Figure 7b).

### 5.3. Turbulent Fluxes

#### 5.3.1. Vertical Thermal Profile

[25] *Wagnon et al.* [1999] observed an air temperature maximum within the first meter above the surface of the Zongo Glacier during a clear-sky period in 1997. This thermal anomaly can cause a significant change in sensible heat flux with height. Whereas Wagnon's observations were based on a few days, Figure 8 shows the mean vertical thermal profiles over 2 months of the dry season 2000.

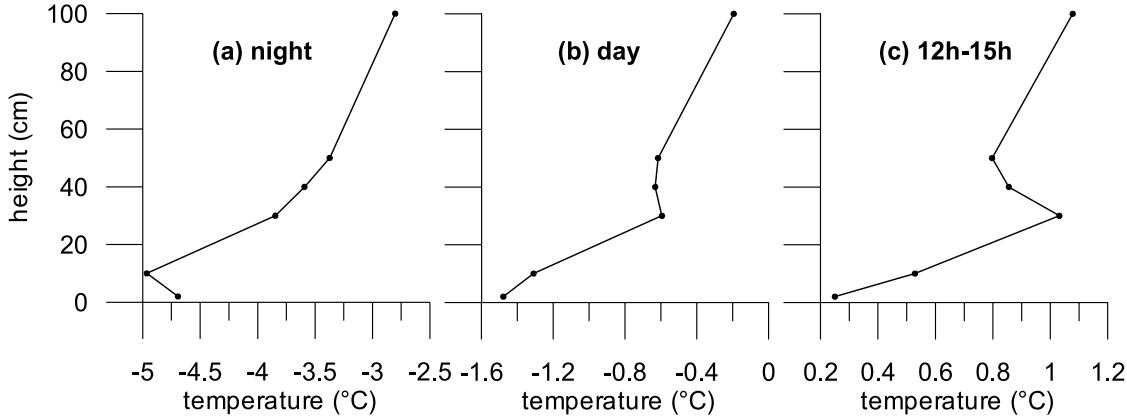



**Figure 8.** Vertical profiles of aspirated air temperature at 5150 m asl from 1 June to 31 July 2000. (a) Nocturnal mean profile between 1800 and 0600 LT (4320 data). (b) Diurnal mean profile between 0600 and 1800 LT (4320 data). (c) Mean profile between 1200 and 1500 LT (1080 data).

During the daytime, the stable profile was disrupted by high temperatures at 30–40 cm above the surface, which reached their maximal values in the afternoon (Figures 8b and 8c). The "warm layer" occurred quite often: A temperature maximum appeared between 10 and 40 cm above the surface for 20% of the daytime data from June and July 2000. The thermocouples were shielded from the solar radiation and artificially ventilated (section 2). The mean nocturnal profile indicates a correct intercalibration of the sensors (Figure 8a). The anomalous high nocturnal temperatures recorded at the lowest level (2 cm above the surface) were probably due to snow accumulation in the sensor. The potential effects of the warm layer on the turbulent flux measurements are discussed in section 6.1.

#### 5.3.2. Diurnal Cycles

[26] Figure 9 shows the mean diurnal cycles of wind speed, bulk Richardson number, temperature, specific humidity, and turbulent fluxes during the wet and dry seasons of the hydrological year 1999–2000. The wind speed was greater in the dry season (average of 3.3 m $s^{-1}$) than in the wet season (average of 2.2 m $s^{-1}$), essentially because of a stronger glacier wind (Figures 3 and 9a). The valley wind caused a wind speed maximum in the afternoon, more pronounced in the wet season (Figure 9a). The air flow was thermally stable most of the time and close to neutral conditions in the afternoon (Figure 9b). The air was slightly more stable in the dry season than in the wet season as a result of the counteracting effects of lower surface temperatures and stronger winds on stability (Figures 7a, 9a, and 9b). In the wet season, both glacier and air temperatures fluctuated around 0°C, producing small vertical thermal gradients (Figure 9c). In the dry season, the surface was much colder than the air, essentially because of the deficit in long-wave radiation (Figure 7) associated with katabatic drainage (Figures 3 and 9a). The thermal gradient was small only in the afternoon, when the air and the glacier were both close to 0°C (Figures 9c). The vertical gradient of specific humidity was generally negative (sublimation) (Figure 9d). In the wet season, humid air close to 0°C flowed over the melting surface, producing small humidity gradients. The air was colder and drier in the dry season. During the nights of the dry season, low surface temperatures caused low saturating humidity, leading to small humidity gradients between the surface and the air (Figure 9d). During the afternoons of the dry season, the saturating humidity at the melting surface was high, whereas the air was dry, causing strong negative gradients of humidity (Figure 9d).

[27] Because of light wind and small thermal and humidity gradients, the sensible (positive) and latent (sublimation) heat fluxes were small in the wet season ($H$ and $-$LE $\sim$ 10 W $m^{-2}$, Figure 9e). They canceled each other out, so that the sum of the turbulent fluxes was very small (Figure 9f). The magnitude of each turbulent flux was greater in the dry season than in the wet season because of stronger wind and higher thermal and humidity gradients, and despite slightly greater air stability (Figure 9e). During the night and the morning, both turbulent fluxes canceled each other out, so that the sum was as small as in the wet season (Figure 9f). In the afternoon, small thermal gradients reduced the sensible heat flux (Figure 9c), whereas large humidity gradients (Figure 9d) caused a large sublimation (around $-100$ W $m^{-2}$) (Figure 9e). As a result, the turbulent fluxes were a large sink of energy during the afternoons of the dry season (around $-80$ W $m^{-2}$) (Figure 9f).

#### 5.3.3. Daily Values

[28] Figure 10 shows the relationships between the turbulent fluxes and air temperature, vapor pressure and wind speed on the daily timescale. The largest daily sensible and latent heat fluxes were around +100 W $m^{-2}$ (8.6 M J $d^{-1}$) and $-200$ W $m^{-2}$ ($-17.2$ M J $d^{-1}$), respectively. We found no relationship between the turbulent fluxes and air temperature (Figures 10a and 10d) because any warming of the air enhances stability. $H$ and LE increased in magnitude when the wind speed (humidity) increased (decreased) (Figures 10b and 10c). The sum $H$ + LE was generally negative and tended to decrease in intensity when the vapor pressure increased (Figure 10e) or when the wind speed decreased (Figure 10f).

[29] The latent heat flux accounted for most of the variations of the sum $H$ + LE because LE was more variable and generally larger than $H$ ($r^2$(LE, $H$ + LE) = 0.64, $r$ is correlation coefficient). $H$ and LE are strongly anticorrelated ($r^2$(LE, $H$) = 0.79) because the wind accounts for 70–80% of the fluctuations of each flux. The apparent increase

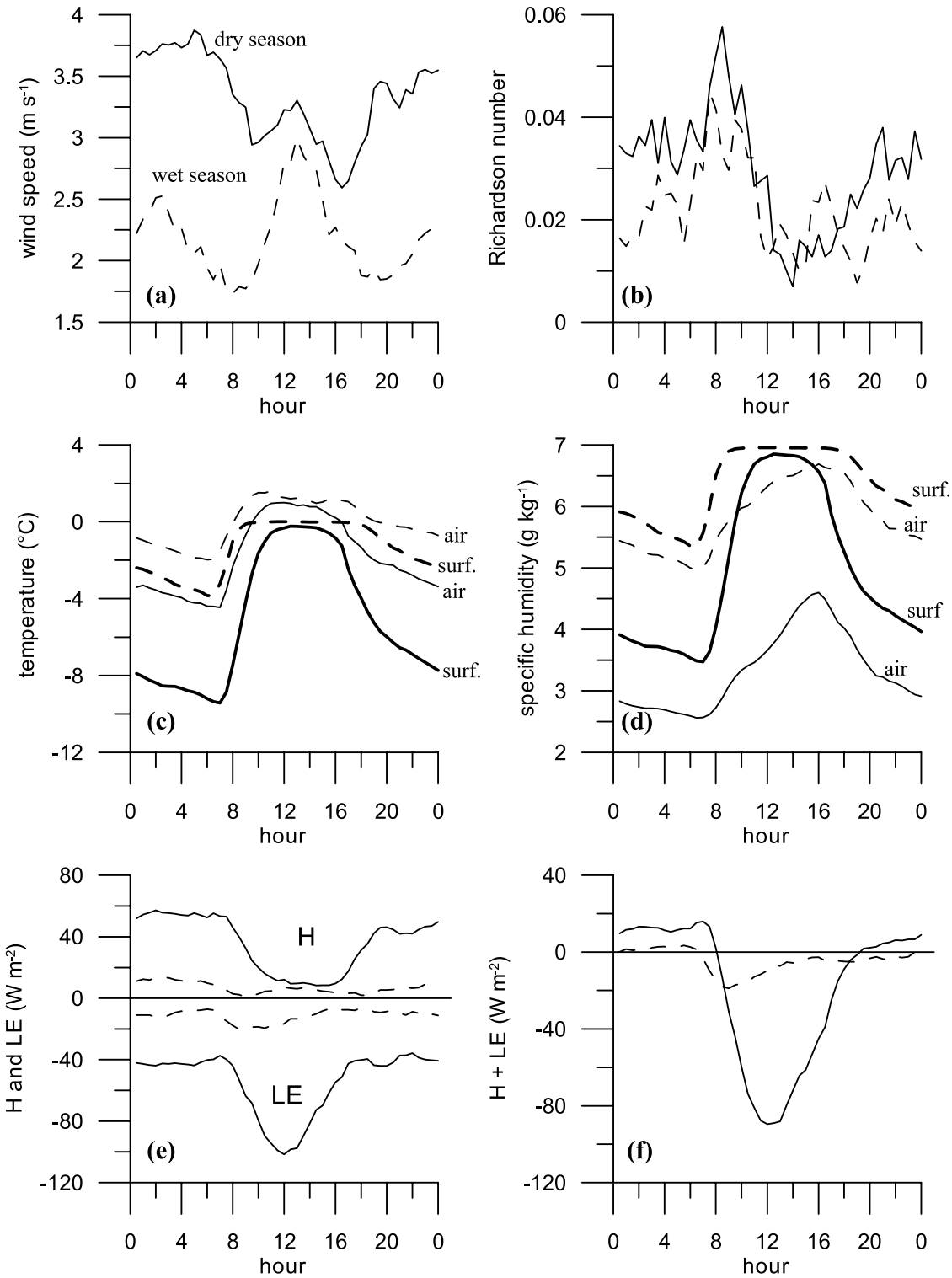



**Figure 9.** Mean daily cycle of (a) wind speed, (b) bulk Richardson number, (c) air and surface temperature, (d) air and surface specific humidity, (e) turbulent sensible ($H$) and latent (LE) heat fluxes, and (f) the sum $H$ + LE on the glacier at 5060 m asl. The dashed (solid) lines show the mean cycle during the wet season of November 1999 to February 2000 (during the dry season of May to August 2000). In Figure 9c (Figure 9d) the thick and thin lines show the surface and air temperature (humidity), respectively.

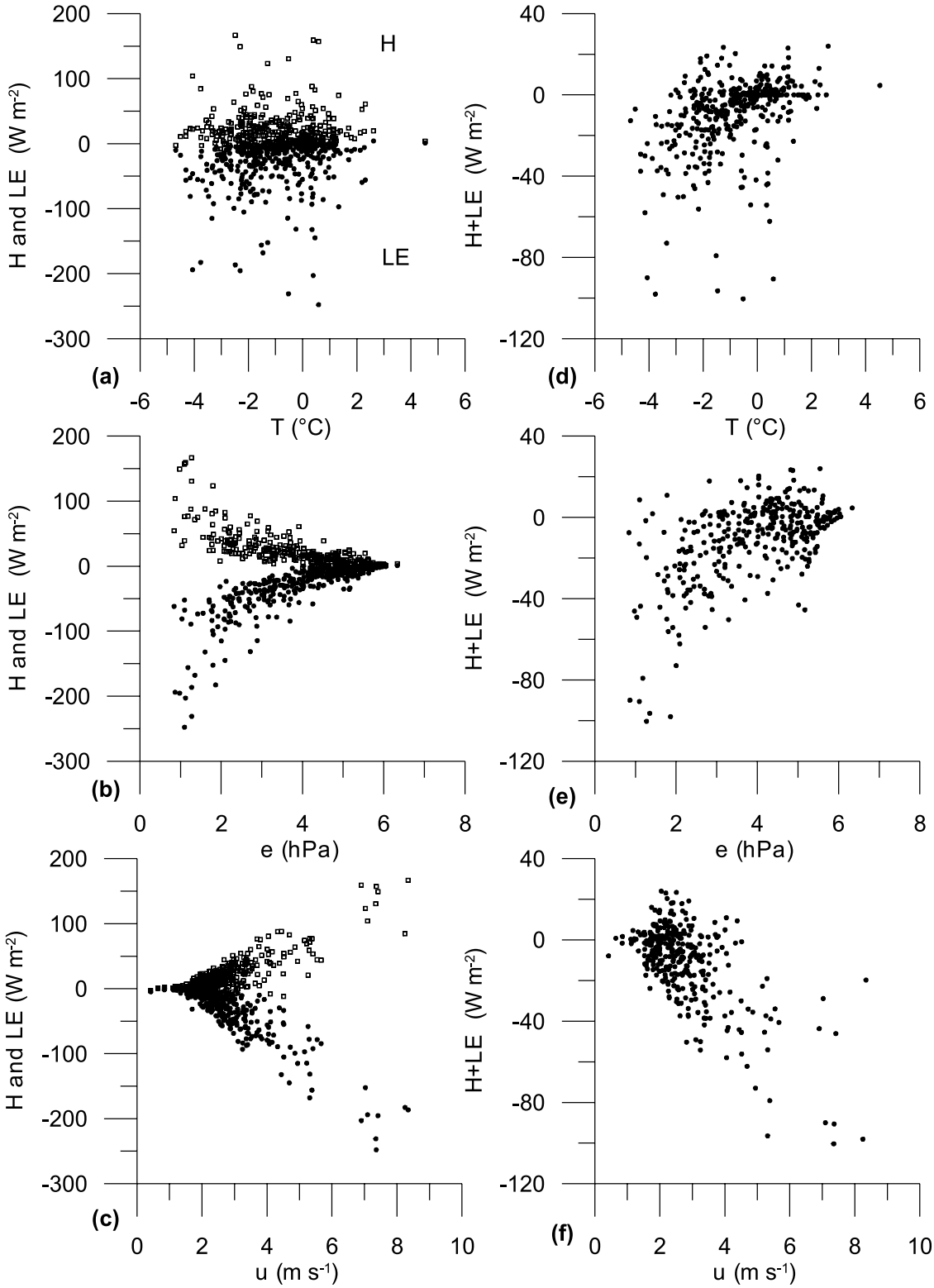



**Figure 10.** Turbulent sensible ($H$) and latent (LE) heat fluxes as a function of air temperature $T$, vapor pressure $e$, and wind speed $u$. Daily mean values at 5060 m asl over the hydrological year 1999–2000 are shown. $H$ (open squares) and LE (solid dots) versus (a) $T$, (b) $e$, and (c) $u$. $H$ + LE versus (d) $T$, (e) $e$, and (f) $u$.

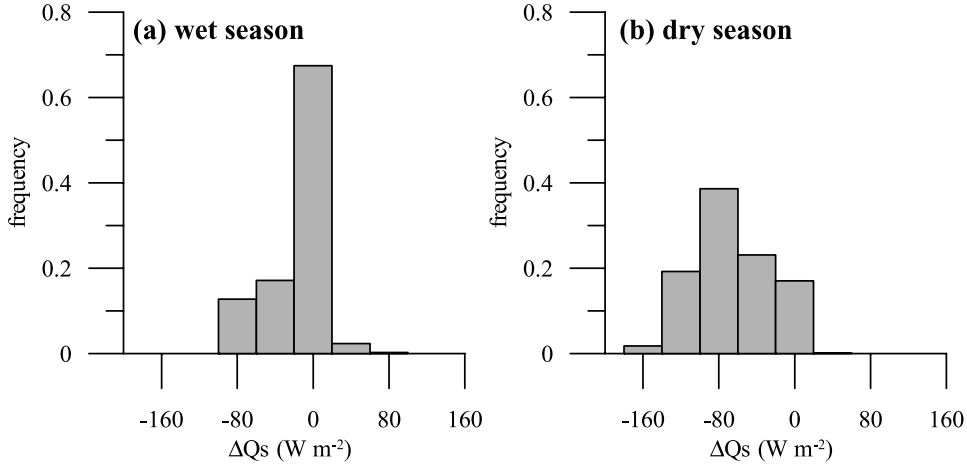



**Figure 11.** Subsurface heat content ($\Delta Q_S$) calculated from equation (1). Half-hourly mean values between 2400 and 0500 LT ($\Delta Q_M = 0$) are shown. (a) From December to January 2000 (600 values). (b) From June to July 2000 (610 values).

in sensible heat flux with air dryness (Figure 10b) is due to the negative correlation between humidity and wind speed, since the wind is stronger in the dry season (Figure 9a).

### 5.4. Subsurface Heat Flux

[30] The ablation area of the Zongo Glacier is isothermal at 0°C except for a superficial layer of a few tenths centimeter thick, which undergoes seasonal thermal fluctuations. In absence of phase change ($\Delta Q_M = 0$), the energy fluxes only cause changes in heat content of the ice ($\Delta Q_S$). Figure 11 shows $\Delta Q_S$ derived from the energy balance in the middle of the night. As uncertainties are large on $\Delta Q_S$ as residual of equation (1), only the main differences between the wet and dry seasons are discussed.

[31] During the cloudy nights of the wet season, the radiation and turbulent budgets were close to nil (Figures 7b and 9f) and the amount of available energy

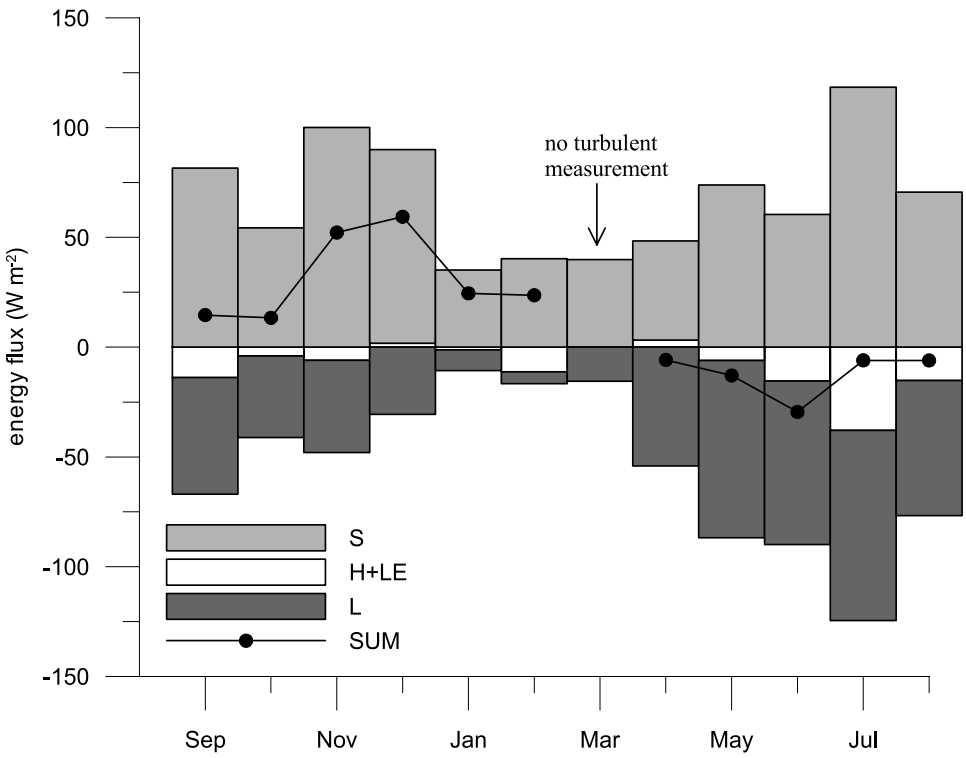



**Figure 12.** Monthly averages of the energetic fluxes at 5060 m asl over the hydrological year 1999–2000. $S$ is the net short-wave radiation, $H$ + LE is the sum of the turbulent sensible and latent heat fluxes, and $L$ is the net long-wave radiation. SUM is the sum of the fluxes. No turbulent data are available for March because of sensor breakdown.

**Table 2.** Monthly Averages of Energy Fluxes at 5060 m asl Over the Hydrological Year 1999–2000[a]

| | $H$ | LE | $S$ | $L$ | Sum |
|---|---|---|---|---|---|
| Sept. | 21 | −35 | 82 | −53 | 15 |
| Oct. | 16 | −20 | 54 | −37 | 13 |
| Nov. | 17 | −23 | 100 | −42 | 52 |
| Dec. | 10 | −8 | 88 | −31 | 59 |
| Jan. | 2 | −3 | 35 | −9 | 25 |
| Feb. | 0 | −10 | 40 | −5 | 25 |
| March | no data | no data | 40 | −16 | |
| April | 12 | −9 | 45 | −54 | −6 |
| May | 33 | −39 | 74 | −81 | −13 |
| June | 50 | −66 | 60 | −74 | −30 |
| July | 29 | −67 | 118 | −87 | −6 |
| Aug. | 31 | −46 | 71 | −62 | −6 |

[a]Energy fluxes are in W $m^{-2}$. No turbulent data are available for March because of sensor breakdown.

was small: $\Delta Q_S$ ranged from −40 to +40 W $m^{-2}$ for 70% of the data (Figure 11a). During the clear-sky nights of the dry season, the long-wave radiation budget was negative (emittance larger than irradiance) (Figure 7b) and the turbulent fluxes were small (Figure 9f): The sum of the atmospheric energy fluxes was generally negative (average of −66 W $m^{-2}$) (Figure 11b) and the surface was cold. The large temperature gradients in the ice caused a conductive heat flux from the subsurface layers; the cooling of ice tended to compensate the deficit in energy at the surface ($\Delta Q_S < 0$) (Figure 11b).

[32] A conductive heat flux of 60 W $m^{-2}$ can result from a thermal gradient of 28 K $m^{-1}$ in the ice (thermal conductivity $K_{ice} \approx 2.10$ W $m^{-1}$ $K^{-1}$) or of 75 K $m^{-1}$ in old snow ($K_{snow} \approx 0.80$ W $m^{-1}$ $K^{-1}$). *Wagnon et al.* [2003] measured similar thermal gradients, around 100 K $m^{-1}$, in the first centimeters of snow at the summit of the Illimani (6340 m asl, Bolivia).

### 5.5. Annual Cycle of the Energy Fluxes

[33] Figure 12 and Table 2 show the annual cycle of the energy fluxes at 5060 m asl. As $H$ is anticorrelated to LE through the wind speed, Figure 12 compares the sum of the turbulent fluxes with the net short-wave and net long-wave radiation fluxes. Most of the year, $H$ and LE tended to cancel each other out, so that the sum of the turbulent fluxes remained small, except in the dry season when $H$ + LE was a significant loss of energy due to strong wind and dry air: $H$ + LE ≈ −40 W $m^{-2}$ in July (−100 MJ $m^{-2}$). The net short-wave radiation varied with the cloud cover and the albedo, without following any marked annual cycle. In contrast, the net long-wave radiation varied from very negative values in the dry season, due to a cold and dry atmosphere, to values close to nil in the wet season due to cloud emissions (Table 2).

[34] The melting energy mainly depends on the balance between the solar energy input and the long-wave radiation output. The sum of the atmospheric energy fluxes at 5060 m asl was positive in the wet season (September to March), the maximum was between November and December: $H$ + LE + $S$ + $L$ ≈ +50–60W $m^{-2}$, and was slightly negative in the dry season (April to August). However, the errors on each flux accumulate in the sum; as a result, the amount of available energy contains substantial uncertainties and its sign was uncertain in April, July, and August 2000 (Table 2).

## 6. Discussion

### 6.1. Uncertainties on the Turbulent Fluxes

[35] The radiation measurements are robust compared to the turbulent fluxes derived from the profile method. Since $H$ and LE generally are of opposite signs, the total turbulent fluxes result from the difference between two terms of similar magnitude and associated with large errors, so that even the sign of $H$ + LE can be uncertain.

[36] There is no consensus on the validity of the log linear corrections (equation (8)) in very stable stratification [e.g., *Webb*, 1970; *Andreas*, 2002], but stability is generally moderate on the Zongo Glacier (Figure 9b) ($Ri_b > 0.1$ for only 8% of the half-hourly values). The roughness lengths are a greater source of uncertainty. We chose to use a single roughness length based on LE and lysimeter measurements ($z_{oq}$). The lengths $z_{oT}$ and $z_{oq}$ are expected to be smaller than $z_o$ for rough surfaces [e.g., *Brutsaert*, 1982], but this did not affect the calculations of $H$ and LE on the Zongo Glacier because $z_o$ was used as a calibration factor for LE, similar to the ''effective'' roughness of *Braithwaite* [1995]. The resulting roughness length $z_o$ depends on the local experiment. This method allows for calibrating the latent heat flux, but the ratio $z_{oT}/z_{oq}$ is not constrained; the Bowen ratio $H$/LE is not well known. Since it is difficult to measure humidity gradients above glacier surfaces, few studies have investigated the relationship between $z_{oT}$ and $z_{oq}$. Some measurements suggested large differences between $z_{oT}$ and $z_{oq}$ [e.g., *Smeets et al.*, 1998; *Meesters et al.*, 1997;], but most authors considered equality [e.g., *Hay and Fitzharris*, 1988; *Munro*, 1989; *Bintanja and Van den Broeke*, 1995; *Zuo and Oerlemans*, 1996; *Hock and Holmgren*, 2005]. *Andreas* [1987] argued that heat and moisture are transferred by similar processes above snow and ice, so that $z_{oq}$ and $z_{oT}$ must be similar.

[37] The uncertainties on the lysimeter measurements are difficult to assess. The errors mainly stem from the disturbance of the snow surface, the disruption of the flux of water vapor in the snow at the bottom of the lysimeter (roughly 10 cm deep), and snow scouring by wind. On the Zongo Glacier, the standard error on the mean of the measurements of seven lysimeters was only around 0.15 mm w.e. per day in August 2004.

[38] A ''warm layer'' regularly appears within the first meter above the glacier surface by cloudless sky and light wind (see section 5.3.1). The divergence of sensible heat at low height may undermine the assumption of a constant vertical flux layer, making the bulk method inappropriate for measuring turbulent fluxes at the glacier surface. A few authors observed this kind of thermal anomaly above melting snow [*de la Casinière*, 1974; *Martin*, 1975; *Halberstam and Schieldge*, 1981; *Male and Granger*, 1981; *Meesters et al.*, 1997]. The processes involved were not clearly identified: probably solar or long-wave radiation absorption by water vapor and/or aerosol particles. As the warm layer appears when the wind is light and the turbulent exchanges are small, the error probably does not have a strong impact on the overall energy balance calculations. Likewise, the error on air tempera-

ture due to the absence of artificial ventilation at AWS2 must have a limited impact on the turbulent fluxes that are small when the wind speed is not sufficient to ventilate the sensors. The error on $T_s$ derived from the surface emittance in long-wave radiation is certainly greater.

[39] Glacier wind, frequent on the Zongo Glacier (Figure 3), is characterized by a wind speed maximum at low height, generally at less than 10 m above of valley glaciers, which causes a divergence of horizontal momentum [e.g., *Kuhn*, 1978; *Martin*, 1975; *Greuell et al.*, 1997; *Oerlemans and Grisogono*, 2002]. According to *Denby and Greuell* [2000], the constant vertical flux layer is reduced to a few tens of centimeters deep when the wind maximum is at 5 m above the surface. In this case, the Monin-Obukhov similarity theory is not applicable because the turbulent transport term of the turbulent kinetic energy balance is not negligible at proximity of the height of the wind maximum. The glacier wind properties have been studied in detail on midlatitude and on high-latitude glaciers [e.g., *Munro and Davies*, 1978; *Van den Broeke*, 1997; *Smeets et al.*, 1998; *Van der Avoird and Duynkerke*, 1999]. Wind profile observations are very rare on small tropical glaciers. At 5150 m asl on the Zongo Glacier, the wind speed at 180 cm above the surface was lower than at 30 cm for 15% of the nocturnal measurements in 1999–2000 (1800–0600 LT), implying a wind speed maximum at less than 180 cm above the surface. Moreover, the usual pattern of stronger wind at 180 than at 30 cm above the surface does not mean there was not a wind maximum between both sensor levels.

[40] As the turbulent exchanges are enhanced in the glacier wind, the inappropriate level of measurement relative to the glacier wind speed maximum and the uncertainty on the roughness lengths $z_{oT}/z_{oq}$ are probably the main sources of error on the turbulent fluxes, which are not known with an accuracy better than ±20%.

### 6.2. Surface Energy Fluxes at Very High Altitude

[41] The high-altitude atmospheric specificities of midlatitude mountains, where most meteoglaciological studies have been conducted, are exacerbated in the very high tropical mountains. Taking into account the thicker atmosphere at low latitudes [e.g., *Prohaska*, 1970], approximately half of the atmospheric mass is below the Zongo Glacier.

[42] The atmospheric attenuation and diffusion of solar radiation is low at high altitudes because of small concentrations of water vapor and aerosol. On the Zongo Glacier, the clear-sky solar irradiance is at 90% in direct radiation and can exceed 85% of the extraterrestrial solar irradiance. The large direct component of $S\downarrow$ favors the growth of penitents [*Kotlyakov and Lebedeva*, 1974]. The ultraviolet band is absorbed by stratospheric ozone, whereas the near infrared is mainly absorbed by water vapor at low altitudes. The spectral shift of solar radiation with elevation can affect the snow albedo, which is strongly spectrally dependent.

[43] Because of the thin atmosphere, the long-wave irradiance is small on tropical glaciers: $L\downarrow$ varies from 180 to 340 W m$^{-2}$, whereas $L\downarrow$ generally ranges from 240 to 380 W m$^{-2}$ on midlatitude glaciers [e.g., *Greuell et al.*, 1997; *Olyphant*, 1986]. The clear-sky emissivity is very low: The minimum is around 0.5 on the Zongo Glacier, which is lower than the emissivity of around 0.6–0.7 of the cold atmosphere of Antarctica, as reported by *Van den Broeke et al.* [2004]. The transmission of cloud radiation through the air is mainly in the 8–14 μm atmospheric window, where water molecules absorb and emit, so that cloud contributions to the surface long-wave irradiance increases in cold and dry air [*Kimball et al.*, 1982]. In the dry atmosphere of the high-altitude tropical glaciers, clouds can increase the long-wave radiation by more than 50% (Figure 6), whereas this enhancement remains less than 30–40% at midlatitudes [*Kimball et al.*, 1982]. Thus changes in atmospheric temperature (cloud cover) have smaller (greater) effects on the net long-wave radiation of tropical glaciers than on midlatitude glaciers.

[44] The slight decrease of the melting temperature of ice with elevation has a negligible effect on the long-wave emittance of glaciers. Finally, at high elevations, the light air carries less heat, which partly explains the small sensible heat fluxes observed on the Zongo Glacier (see section 5.3).

[45] The measurement methods can be altered by elevation. For example, the psychrometers are based on [*Queney*, 1974]

$$e = e_w(T_m) - Ap(T - T_m), \tag{10}$$

where $A \sim 66°C^{-1}$ depends on the wind speed, $e$ is the vapor pressure, $e_w(T_m)$ is the saturation vapor pressure at temperature $T_m$, $T$, and $T_m$ are the dry and wet air temperature, respectively, and $p$ is the atmospheric pressure. As $p$ is only around 500 hPa at the elevation of tropical glaciers, the contribution of the term $(T - T_m)$ to the humidity measurement is only half of its contribution at sea level (equation (10)). The psychrometric method, based on the difference between the dry and the wet temperatures, is not well adapted to the high tropical mountains: Elevation lessens the sensitivity of the sensor. Thus on the Zongo Glacier, capacitive hygrometers replaced the psychrometers at the AWS1 in 1999. The psychrometer measurements used by *Wagnon et al.* [1999] were biased toward overly high air humidity. As LE was calibrated on lysimeter measurements, the height $z_0$ was overestimated to compensate for humidity gradients that were too small.

### 6.3. Seasonal and Interannual Variability in Melting

[46] *Ohmura* [1990], *Kaser et al.* [1996], and *Wagnon et al.* [1999] emphasized the importance of ice sublimation as a favorable factor for the existence of high-altitude glaciers by limiting the energy available for melting. However, this study shows that long-wave radiation plays a more important role in the seasonal changes of the ablation of tropical glaciers (Figure 12). Penitents are often considered as indicators of the importance of the sublimation in the annual cycle of melting. However, the height and duration of penitents are highly variable on tropical glaciers, whereas melting is very low every year in the dry season, independently of whether penitents that drastically change the turbulent flux magnitude appear.

[47] The energy loss by turbulent fluxes is significant only in the dry season, when the glacier wind prevails most of the day. The energy deficit in long-wave radiation is

larger and reduces melting every time the atmosphere is cloudless and solar radiation is high: in the dry season, but also when the energy inputs are large at the beginning of the hydrological year (Figure 12). In the core of the wet season, from January to March or April, cloud emissions offset most of the glacier emission, so that melting is maintained despite the high albedo of fresh snow. Over the year, a strong correlation exists between the daily averages of $L\downarrow$ and $L\uparrow$ ($L\uparrow = 252 + 0.19\ L\downarrow$, $r^2 = 0.75$). This confirms that clouds (related to $L\downarrow$) have a strong influence on the energy balance, since the surface temperature ($L\uparrow$), when negative, integrates all the energy fluxes. The sky long-wave radiation directly depends on cloud cover and humidity, which are the main seasonal variables of low-latitude climates. Furthermore, the cloud cover's control on $L$ is enhanced in the thin atmosphere of high-altitude mountains (see section 6.2).

[48] Related to the cloud cover, snowfalls reduce the melting energy through a rapid increase of the surface albedo. The period of substantial melting from September to December, due to high solar radiation and low surface albedo, is interrupted by the frequent snowfalls that characterize the core of the wet season. The arrival of frequent clouds and snowfalls around January is a key period for snow accumulation, but also for the ablation of the tropical glaciers.

[49] Neither the temperature nor the humidity is the limiting factor for the turbulent fluxes that are mainly controlled by wind. The relations between the wind at the glacier surface and the regional climate are complex. To assess the response of the surface energy balance to climatic changes, one approach is to investigate the potential disruption of the diurnal cycle of the wind regime; on the Zongo Glacier, the valley and glacier winds are related to distinct patterns of $H$ and LE.

[50] The ablation area remains close to the melting conditions during the wet season, which allows for a reliable closure of the energy budget at the glacier surface. In the dry season, the daytime energy inputs progressively offset the large subsurface cold content accumulated during the night (Figure 7), so that melting, if any, is delayed. The monthly sum of the energy fluxes can be negative from June to August (Figure 12), which does not prevent some melting at the surface because of the low thermal conductivity of ice. The delay in melting is also expected at the onset of the wet season because of the cold content accumulated throughout the dry season, as during spring in midlatitude glaciers.

[51] It is not surprising that the mean atmospheric temperature and humidity are not clearly linked to the mass balance of tropical glaciers (see Introduction), which are surrounded by a very dry and thin atmosphere. The El Niño–Southern Oscillation (ENSO) warm phase prevailed during the last two decades of the 20th century, leading to frequent El Niño events, but several observations pointed out a likely shift to the cold phase regime in the late 1990s [*Trenberth and Hoar*, 1996; *Fedorov and Philander*, 2000]. During an El Niño event the wet season is delayed in Bolivia, the period of strong melting by solar radiation around the summer solstice lasts longer (Figure 5), and the mass balance of glaciers is highly negative. El Niño events also cause high ablation on equatorial glaciers due to high-altitude liquid precipitations [*Favier et al.*, 2004]. How the El Niño frequency may change in a warmer climate is an open question [e.g., *Huber and Caballero*, 2003].

## 7. Summary and Conclusion

[52] This study analyzed the energy fluxes at the surface of the tropical Bolivian Zongo Glacier in order to identify the atmospheric variables that control the seasonal variations of melting. Measurements taken from 1998 to 2000 at two meteorological stations at 5150 and 5060 m asl were examined.

[53] In the outer tropics, the progressive buildup of the wet season, from September to January, is a period of high energy inputs: The solar irradiance is close to its austral summer peak, clouds and snowfalls are still sporadic, and the glacier albedo is low. The core of the wet season generally lasts from January to April. Clouds reduce solar irradiance and snowfalls cause a high albedo, whereas the glacier deficit in long-wave radiation is low because of the emission of low and warm convective clouds, so that melting energy is moderate. The amount of available energy is very small in the dry season, from May to August, essentially because of the high deficit in long-wave radiation in a dry atmosphere, but also because of the energy loss in sublimation. Over the year, the radiation fluxes account for most of the energy balance of the tropical glaciers, and the solar energy is, by far, the main source of energy.

[54] In the dry season, the ablation area is close to melting conditions for only a few hours in the afternoon, and the nocturnal surface temperatures are low ($-10$ to $-15^\circ$C), whereas the surface remains around $0^\circ$C throughout the wet season. High-altitude tropical glaciers are characterized by the marked seasonality of the net long-wave radiation because cloud emissions drastically enhance the low long-wave emittance of the thin atmosphere. The deficit in long-wave radiation is maximal during clear-sky days, counteracting the maximal energy inputs. Directly linked to cloud cover and humidity, the main seasonal control factors of low-latitude climates, long-wave radiation is a key variable of the energy balance of tropical glaciers.

[55] On tropical glaciers, ablation is closely linked to accumulation: The high albedo of fresh snow in the wet season interrupted the period of large solar energy around the summer solstice of December. Any delay in the wet season, such as during an El Niño event, causes a very negative mass balance due to low accumulation and high ablation.

[56] The turbulent flux of sensible heat is generally a gain in energy for the glacier surface, whereas the latent heat flux is a sink (sublimation). The sensible heat flux is less important on tropical glaciers than on midlatitude glaciers because of smaller temperature gradients and air density. Both turbulent fluxes tend to cancel each other out all year round, except during the daytime in the dry season when sublimation prevails because of strong wind and dry air. The turbulent fluxes are still poorly known on tropical glaciers: Eddy correlation measurements associated with wind, temperature and humidity profiles would give better insights on the roughness lengths, the stability functions, and glacier wind properties.

[57] Near the snow line, the albedo varies greatly over short distances, so that the interpretation of punctual energy

flux measurements can lead to an erroneous generalization of the melting characteristics to the entire ablation area. A distributed energy balance model is required to relate the atmospheric forcing to the mass balance of tropical glaciers.

[58] **Acknowledgments.** The glaciological program is supported by l'Institut de Recherche pour le Développement (IRD). The authors are grateful for the assistance received from IHH (Instituto de Hidraulica e Hídrologia), UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz, and from the Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement in Grenoble (LGGE, CNRS). We are grateful to Jean-Philippe Chazarin, Robert Gallaire, and Alvaro Soruco for the fieldwork and the meteorological stations maintenance. J.E. Sicart was supported by the NERC Standard Grant NER/A/S/2001/01089. This work is sponsored by the French ORE network Glacioclim and the ACI C3 "Changement Climatique et Cryosphère" (C. Genthon, LGGE). The authors are also grateful to two anonymous reviewers for making useful comments on the manuscript.

## References

Andreas, E. L. (1987), A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice, *Boundary Layer Meteorol.*, *38*, 159–184.

Andreas, E. L. (2002), Parameterizing scalar transfer over snow and ice: A review, *J. Hydrometeorol.*, *3*, 417–432.

Bintanja, R., and M. Van den Broeke (1995), The surface energy balance of Antarctic snow and blue ice, *J. Appl. Meteorol.*, *34*, 902–926.

Braithwaite, R. J. (1995), Aerodynamic stability and turbulent sensible-heat flux over a melting ice surface, the Greenland ice sheet, *J. Glaciol.*, *41*, 562–571.

Brutsaert, W. (1982), *Evaporation into the Atmosphere: Theory, History and Applications*, 1st ed., 299 pp., Springer, New York.

Chen, J., B. E. Carlson, and A. D. Del Genio (2002), Evidence for strengthening of the tropical general circulation in the 1990s, *Science*, *295*, 838–841.

Culf, A. D., and J. H. C. Gash (1993), Longwave radiation from clear skies in Niger: A comparison of observations with simple formulas, *J. Appl. Meteorol.*, *32*, 539–547.

de la Casinière, A. C. (1974), Heat exchange over a melting snow surface, *J. Glaciol.*, *13*, 55–72.

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

Dozier, J., and S. G. Warren (1982), Effect of viewing angle on the infrared brightness temperature of snow, *Water Resour. Res.*, *18*, 1424–1434.

Favier, V., P. Wagnon, J. P. Chazarin, L. Maisincho, and A. Coudrain (2004), One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana glacier 15, Ecuadorian Andes, *J. Geophys. Res.*, *109*, D18105, doi:10.1029/2003JD004359.

Fedorov, A. V., and S. G. Philander (2000), Is El Niño changing?, *Science*, *288*, 1997–2002.

Francou, B., P. Ribstein, R. Saravia, and E. Tiriau (1995), Monthly balance and water discharge of an intertropical glacier: Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, 16°S, *J. Glaciol.*, *41*, 61–67.

Francou, B., E. Ramirez, B. Caceres, and J. Mendoza (2000), Glacier evolution in the tropical Andes during the last decades of the 20th century: Chacaltaya, Bolivia, and Antizana, Ecuador, *Ambio*, *29*, 416–422.

Francou, B., M. Vuille, P. Wagnon, J. Mendoza, and J. E. Sicart (2003), Tropical climate change recorded by a glacier in the central Andes during the last decades of the twentieth century: Chacaltaya, Bolivia, 16°S, *J. Geophys. Res.*, *108*(D5), 4154, doi:10.1029/2002JD002959.

Francou, B., M. Vuille, V. Favier, and B. Caceres (2004), New evidence for ENSO impact on low latitude glaciers: Antizana 15, Andes of Ecuador, 0°28′S, *J. Geophys. Res.*, *109*, D18106, doi:10.1029/2003JD004484.

Gaffen, D. J., B. D. Santer, J. S. Boyle, J. R. Christy, N. E. Graham, and R. J. Ross (2000), Multidecadal changes in the vertical temperature structure of the tropical troposphere, *Science*, *287*, 1242–1245.

Garreaud, R. D., and J. M. Wallace (1997), The diurnal march of convective cloudiness over the Americas, *Mon. Weather Rev.*, *125*, 3157–3171.

Greuell, W., W. Knap, and C. Smeets (1997), Elevational changes in meteorological variables along a midlatitude glacier during summer, *J. Geophys. Res.*, *102*, 25,941–25,954.

Halberstam, I., and J. P. Schieldge (1981), Anomalous behaviour of the atmospheric surface layer over a melting snowpack, *J. Appl. Meteorol.*, *20*, 255–265.

Halldin, S., and A. Lindroth (1992), Errors in net radiometry: Comparison and evaluation of six radiometer designs, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *9*, 762–783.

Hardy, D. R., M. Vuille, C. Braun, F. Keimig, and R. S. Bradley (1998), Annual and daily meteorological cycles at high altitude on a tropical mountain, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *79*, 1899–1913.

Hastenrath, S. (1978), Heat-budget measurements on the Quelccaya Ice Cap, Peruvian Andes, *J. Glaciol.*, *20*, 85–97.

Hastenrath, S., and A. Ames (1995), Recession of Yanamarey Glacier in Cordillera Blanca, Peru, during the 20th century, *J. Glaciol.*, *41*, 191–196.

Hay, J. E., and B. B. Fitzharris (1988), A comparison of the energy-balance and bulk-aerodynamic approaches for estimating glacier melt, *J. Glaciol.*, *34*, 145–153.

Hock, R., and B. Holmgren (2005), A distributed surface energy balance model for complex topography and its application to Storglaciären, Sweden, *J. Glaciol.*, in press.

Huber, M., and R. Caballero (2003), Eocene El Niño: Evidence for robust tropical dynamics in the "hothouse", *Science*, *7*, 877–881.

Kaser, G. (1999), A review of the modern fluctuations of tropical glaciers, *Global Planet. Change*, *22*, 93–103.

Kaser, G. (2001), Glacier-climate interaction at low latitudes, *J. Glaciol.*, *47*, 195–204.

Kaser, G., and B. Noggler (1991), Observations on Speke Glacier, Ruwenzori Range, Uganda, *J. Glaciol.*, *37*, 313–318.

Kaser, G., C. Georges, and A. Ames (1996), Modern glacier fluctuations in the Huascaran-Chopicalqui massif of the Cordillera Blanca, Peru, *Z. Gletscherkd. Glazialgeol.*, *32*, 91–99.

Kimball, B. A., S. B. Idso, and J. K. Aase (1982), A model of thermal radiation from partly cloudy and overcast skies, *Water Resour. Res.*, *18*, 931–936.

Kipp and Zonen (1995), CNR1 net-radiometer instruction manual, 42 pp., Delft, Netherlands.

Kondratyev, K. (1969), *Radiation in the Atmosphere*, 1st ed., 912 pp., Elsevier, New York.

Kotlyakov, V. M., and I. M. Lebedeva (1974), Nieve and ice penitentes: The way of formation and indicative significance, *Z. Gletscherkd. Glazialgeol.*, *10*, 111–127.

Kraus, H. (1973), Energy exchange at air-ice interface, *IAHS Publ.*, *107*, 128–164.

Kuhn, M. (1978), Die Höhe des Geschwindigkeitsmaximums im Gletscherwind als Parameter des Wärmehaushalts, paper presented at Arbeiten aus der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Vienna, Austria.

Male, D. H., and R. J. Granger (1981), Snow surface energy exchange, *Water Resour. Res.*, *17*, 609–627.

Martin, S. (1975), Wind regimes and heat exchange on Glacier de Saint Sorlin, *J. Glaciol.*, *14*, 91–105.

Meesters, A. G. C. A., N. J. Bink, H. Vugts, F. Cannemeijer, and E. A. C. Henneken (1997), Turbulence observations above a smooth melting surface on the Greenland ice sheet, *Boundary Layer Meteorol.*, *85*, 81–110.

Mellor, M. (1977), Engineering properties of snow, *J. Glaciol.*, *19*, 15–99.

Mölg, T., C. Georges, and G. Kaser (2003), The contribution of increased incoming shortwave radiation to the retreat of the Rwenzori glaciers, East Africa, during the 20th century, *Int. J. Climatol.*, *23*, 291–303.

Moore, R. D. (1983), A comparison of the snowmelt energy budgets in two alpine basins, *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol., Ser. B*, *33*, 1–10.

Müller, H. (1985), Review paper: On the radiation budget in the Alps, *J. Climatol.*, *5*, 445–462.

Munro, D. S. (1989), Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier: Comparison with eddy correlation, *J. Glaciol.*, *35*, 343–348.

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

Obled, C., and B. Rosse (1977), Mathematical models of a melting snowpack at an index plot, *J. Hydrol.*, *32*, 139–163.

Obleitner, F., and J. de Wolde (1999), On intercomparison of instruments used within the Vatnajökull glacio-meteorological experiment, *Boundary Layer Meteorol.*, *92*, 27–37.

Oerlemans, J., and B. Grisogono (2002), Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes, *Tellus, Ser. A*, *54*, 440–452.

Oerlemans, J., and W. Knap (1998), A 1 year record of global radiation and albedo in the ablation zone of Morteratschgletscher, Switzerland, *J. Glaciol.*, *44*, 231–238.

Ohmura, A. (1990), On the existence of glacier N°1, Urumqi River, in *Glacial Climate Research in the Tianshan*, edited by A. Ohmura, pp. 37–42, Geogr. Inst., Eidg. Tech. Hochsch., Zurich, Switzerland.

Olyphant, G. A. (1986), The components of incoming radiation within a mid-latitude alpine watershed during the snowmelt season, *Arct. Alp. Res.*, *18*, 163–169.

Peterson, J. A., and L. F. Peterson (1994), Ice retreat from the neoglacial maxima in the Puncak Jayakesuma, Republic of Indonesia, *Z. Gletscherkd. Glazialgeol.*, *30*, 1–9.

Platt, C. M. (1966), Some observations of the climate of Lewis Glacier, Mount Kenya, during the rainy season, *J. Glaciol.*, *6*, 267–287.

Plüss, C., and A. Ohmura (1997), Longwave radiation on snow-covered mountainous surfaces, *J. Appl. Meteorol.*, *36*, 818–824.

Prohaska, F. (1970), Distinctive bioclimatic parameters of the subtropical-tropical Andes, *Int. J. Biometeorol.*, *14*, 1–12.

Queney, P. (1974), *Elements de Météorologie*, 2nd ed., 300 pp., Masson, Paris.

Ramirez, E., B. Francou, P. Ribstein, M. Descloîtres, R. Guérin, J. Mendoza, R. Gallaire, B. Pouyaud, and E. Jordan (2001), Small-sized glaciers disappearing in the tropical Andes: A case study in Bolivia—The Chacaltaya Glacier, 16°S, *J. Glaciol.*, *47*, 187–194.

Ribstein, P., E. Tiriau, B. Francou, and R. Saravia (1995), Tropical climate and glacier hydrology: A case study in Bolivia, *J. Hydrol.*, *165*, 221–234.

Schwerdtfeger, P. (1976), *Physical Principles of Micrometeorological Measurements*, 1st ed., 111 pp., Elsevier, New York.

Seltzer, G. O. (2001), Late Quartenary glaciation in the tropics: Future research directions, *Quat. Sci. Rev.*, *20*, 1063–1066.

Sicart, J. E., P. Ribstein, P. Wagnon, and D. Brunstein (2001), Clear sky albedo measurements on a sloping glacier surface: A case study in the Bolivian Andes, *J. Geophys. Res.*, *106*, 31,729–31,738.

Sicart, J. E., P. Ribstein, J. P. Chazarin, and E. Berthier (2002), Solid precipitation on a tropical glacier in Bolivia measured with an ultrasonic depth gauge, *Water Resour. Res.*, *38*(10), 1189, doi:10.1029/2002WR001402.

Sicart, J. E., P. Ribstein, B. Francou, and R. Gallaire (2003), Etude des précipitations et de la fonte sur un glacier tropical: Le glacier du Zongo, Bolivie, 16S, *Hydrol. Sci. J.*, *48*, 799–808.

Sicart, J. E., P. Ribstein, B. Francou, B. Pouyaud, and T. Condom (2005), Glacier mass balance of tropical Zongo glacier, Bolivia, comparing hydrological and glaciological methods, *Global Planet. Change*, in press.

Smeets, C., P. Duynkerke, and H. Vugts (1998), Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier, part I: A combination of katabatic and large-scale forcing, *Boundary Layer Meteorol.*, *87*, 117–145.

Thompson, L. G. (2000), Ice core evidence for climate change in the tropics: Implications for our future, *Quat. Sci. Rev.*, *19*, 19–35.

Trenberth, K. E., and T. J. Hoar (1996), The 1990–1995 El Niño–Southern Oscillation event: Longest on record, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 57–60.

Van den Broeke, M. (1997), Momentum, heat and moisture budgets of the katabatic wind layer over a midlatitude glacier in summer, *J. Appl. Meteorol.*, *36*, 763–774.

Van den Broeke, M., C. H. Reijmer, and R. S. W. Van de Wal (2004), Surface radiation balance in Antarctica as measured with automatic weather stations, *J. Geophys. Res.*, *109*, D09103, doi:10.1029/2003JD004394.

Van der Avoird, E., and P. G. Duynkerke (1999), Turbulence in a katabatic flow, *Boundary Layer Meteorol.*, *92*, 39–66.

Visser, K., R. Thunell, and L. Stott (2003), Magnitude and timing of temperature change in the Indo-Pacific warm pool during deglaciation, *Nature*, *421*, 152–155.

Vuille, M., R. S. Bradley, and F. Keimig (2000), Interannual climate variability in the Central Andes and its relation to tropical Pacific and Atlantic forcing, *J. Geophys. Res.*, *105*, 12,447–12,460.

Vuille, M., R. S. Bradley, M. Werner, and F. Kleimig (2003), 20th century climate change in the tropical Andes: Observations and model results, *Clim. Change*, *59*, 75–99.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and B. Pouyaud (1999), Annual cycle of energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, *J. Geophys. Res.*, *104*, 3907–3923.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and J. E. Sicart (2001), Anomalous heat and mass budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98 El Nino year, *J. Glaciol.*, *47*, 21–28.

Wagnon, P., J. E. Sicart, E. Berthier, and J. P. Chazarin (2003), Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level, *J. Geophys. Res.*, *108*(D6), 4177, doi:10.1029/2002JD002088.

Webb, E. K. (1970), Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *96*, 67–90.

Wielicki, B. A., T. Wong, and R. P. Allan (2002), Evidence for large decadal variability in the tropical mean radiative energy budget, *Science*, *295*, 841–844.

Zuo, Z., and J. Oerlemans (1996), Modelling albedo and specific balance of the Greenland ice sheet: Calculations for the Søndre Strømfjord transect, *J. Glaciol.*, *42*, 305–317.

J. E. Sicart, Great Ice–IRD, Université Montpellier II, 300, Avenue du Professeur Emile Jeanbrau, F-34095 Montpellier Cedex 5, France. (sicart@msem.univ-montp2.fr)

P. Wagnon, Great Ice–IRD, LGGE, 54 Rue Molière, BP96, F-38402, Saint Martin d'Hères Cedex, France.

P. Ribstein, UMR Sisyphe, UPMC, case 123, 4 Place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05, France.

### *II.2 Facteurs climatiques contrôlant les variations saisonnières du bilan de masse*

À la suite de l'analyse des variations temporelles des variables météorologiques mesurées en un point de la zone d'ablation, l'application d'un modèle distribué des flux de masse et d'énergie à l'échelle du bassin versant a permis de préciser les facteurs climatiques contrôlant les variations saisonnières du bilan de masse et du débit total de fonte du glacier Zongo. La publication reproduite ci-dessous met en évidence la forte dépendance de la fonte au couvert nuageux et aux précipitations, variables qui caractérisent les saisons aux basses latitudes. Accumulation et ablation interviennent aux mêmes saisons et sont fortement liées ; les rétroactions d'albédo, liées à la fonte et aux chutes de neige qui alternent tout au long de l'année, influencent fortement le bilan de masse.

# Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model

Jean Emmanuel Sicart,[1] Regine Hock,[2,3] Pierre Ribstein,[4] Maxime Litt,[5] and Edson Ramirez[5]

Received 24 September 2010; revised 17 March 2011; accepted 25 March 2011; published 8 July 2011.

[1] A distributed energy balance model was applied to Zongo Glacier, Bolivia (16°S, 6000–4900 m above sea level, 2.4 km$^2$), to investigate atmospheric forcing that controls seasonal variations in the mass balance and in meltwater discharge of glaciers in the outer tropics. Surface energy fluxes and melt rates were simulated for each 20 × 20 m$^2$ grid cell at an hourly resolution, for the hydrological year 1999–2000, using meteorological measurements in the ablation area. Model outputs were compared to measurements of meltwater discharge, snow cover extent, and albedo at two weather stations set up on the glacier. Changes in melt rate in three distinct seasons were related to snowfall and cloud radiative properties. During the dry season (May to August), the low melt rate was mainly caused by low long-wave emission of the cloudless thin atmosphere found at these high altitudes. From September to December, meltwater discharge increased to its annual maximum caused by an increase in solar radiation, which was close to its summer peak, as well as a decrease in glacier albedo. From January on, melt was reduced by snowfalls in the core wet season via the albedo effect but was maintained thanks to high long-wave emission from convective clouds. The frequent changes in snow cover throughout the long ablation season lead to large vertical mass balance gradients. Annual mass balance depends on the timing and length of the wet season, which interrupts the period of highest melt rates caused by solar radiation.

**Citation:** Sicart, J. E., R. Hock, P. Ribstein, M. Litt, and E. Ramirez (2011), Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model, *J. Geophys. Res.*, *116*, D13105, doi:10.1029/2010JD015105.

## 1. Introduction

[2] Glaciers can provide insight into climate variations in low-latitude regions, which are characterized by high water and energy exchanges between the surface and the atmosphere. Tropical glaciers are directly exposed to the influence of the El Niño–Southern Oscillation (ENSO), one of the dominant modes of interannual climate variability in low-latitude to midlatitude regions [*Jones et al.*, 2001]. The asynchronous fluctuations of low-latitude and midlatitude glaciers since the Last Glacial Maximum has not been thoroughly investigated [*Hastenrath*, 2009; *Jomelli et al.*, 2009]. Recent observations point to a general trend of glacier recession at low latitudes throughout the 20th century [*Kaser*, 1999; *Francou et al.*, 2003] that has been linked to increases in air temperature [e.g., *Bradley et al.*, 2009]. Nevertheless, owing to the lack of process-based studies, interactions between low-latitude glaciers and climate remain poorly understood.

[3] Climate controls glacier mass balance through energy and mass fluxes at the ice or snow surface. Energy flux measurements on tropical glaciers began in the 1960s but are still relatively rare [e.g., *Platt*, 1966; *Hastenrath*, 1978; *Hardy et al.*, 1998; *Mölg et al.*, 2009a]. In 1995, automated weather stations began to be used to monitor surface energy fluxes in the ablation area of Zongo Glacier, Bolivia, and Antizana 15 Glacier, Ecuador [*Wagnon et al.*, 1999; *Favier et al.*, 2004]. These studies showed that ice sublimation greatly reduces melt energy during dry periods. *Wagnon et al.* [2001] showed that the high melt rates measured at the Zongo Glacier weather station during the 1997–1998 El Niño year were mainly due to reduced solid precipitation and the associated low albedo. *Sicart et al.* [2005] showed that glaciers in the outer tropics are characterized by marked seasonality of long-wave incoming radiation because cloud emission during the wet season considerably increases long-wave clear-sky emission from the thin atmosphere. They also showed that during the dry season, turbulent fluxes are increased by katabatic winds in a cloudless sky.

[1] LTHE UMR 5564, Université Joseph Fourier–Grenoble 1, IRD, CNRS, G-INP, Grenoble, France.
[2] Geophysical Institute, University of Alaska Fairbanks, Fairbanks, Alaska, USA.
[3] Department of Earth Sciences, Uppsala University, Uppsala, Sweden.
[4] UMR Sisyphe, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.
[5] IHH, UMSA, La Paz, Bolivia.

Copyright 2011 by the American Geophysical Union.
0148-0227/11/2010JD015105

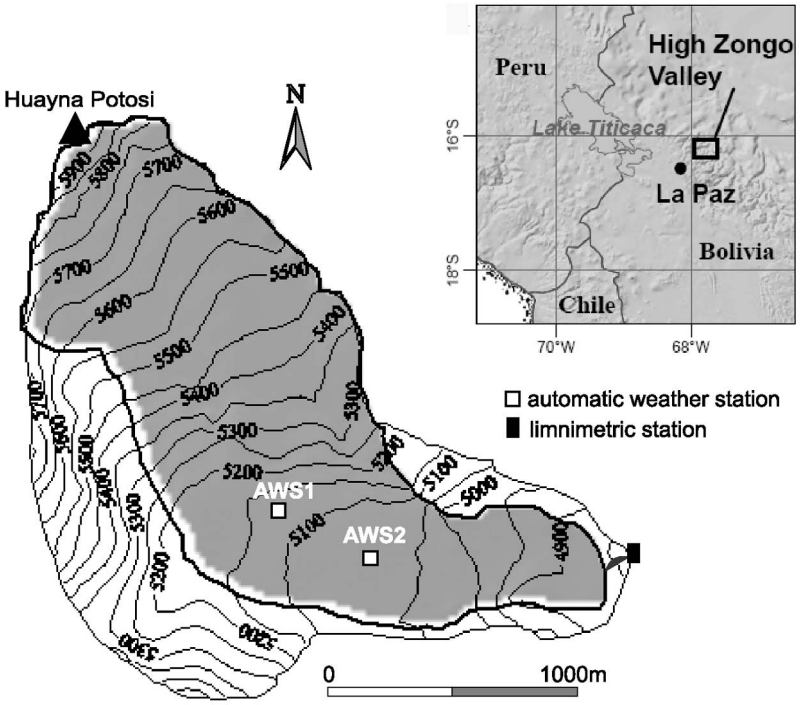



**Figure 1.** Map of Zongo Glacier showing the locations of the monitoring equipment.

[4] The interpretation of point-scale energy flux measurements can lead to erroneous generalizations of melt characteristics when they are extrapolated to the whole glacier. For example, albedo is highly variable near the snowline, so that the contribution of solar radiation to melt energy depends on the location of the weather station. A distributed energy balance model is thus required to investigate the link between atmospheric forcing and the total glacier mass balance and quantify the contribution of meltwater to water resources downstream. In the tropics, *Mölg et al.* [2009b] applied a distributed energy balance model to a slope glacier on Mount Kilimanjaro, equatorial East Africa, to investigate the climatic causes of the glacial recession that began at the end of the 19th century.

[5] This paper discusses the application of the distributed energy balance model of *Hock and Holmgren* [2005, hereinafter HH05] to Zongo Glacier in Bolivia. The model was developed on Storglaciären, Sweden, and has been applied to the King George Island ice cap [*Braun and Hock*, 2004]. HH05 calculates the surface energy fluxes for each glacier grid cell from measurements collected at a weather station in the ablation area. The model is based on equations of mass and energy conservation and the parameters have, in principle [*Beven*, 1989], a physical interpretation, so they can be linked to measurable physical quantities. However, natural subgrid heterogeneities often cause a mismatch of scales between measured and modeled variables [*Klemes*, 1983; *Seibert*, 1999]. For instance, the characteristic length scale of the glacier albedo is a few tens centimeters, whereas the grid size of distributed models is at best a few tens meters. Consequently, the HH05 model had to be adapted to tropical high mountains. This adaptation mainly concerned parameterization of (1) the snow albedo due to the frequent alternation of melt and snowfall during the wet season and (2) the sky longwave radiation due to its marked seasonality. To achieve general applicability and to avoid compromising their physical interpretation, parameters were as far as possible taken from the literature or from field observations, independently of model runs. A parsimonious approach was chosen to minimize the number of parameters and to match model complexity with the availability of field observations.

[6] The objective was to examine the climatic factors that control seasonal and spatial variations in the mass balance of Zongo Glacier, specifically the sources of melt energy, the drastic reduction in the melt rate during the dry season, and the large vertical mass balance gradients. The simulations were analyzed in the framework summarized by *Grayson et al.* [1992, p. 2659]: "The most appropriate uses of processes-based, distributed-parameter models are to assist in the analysis of data, to test hypotheses in conjunction with field studies, to improve our understanding of processes and their interactions and to identify areas of poor understanding in our process description." First, we discuss the point-scale parameterization and spatial extrapolation of each energy flux in the specific context of tropical high mountains. Second, we analyze the grid-based energy flux simulations and resulting discharges for the hydrological year September 1999 to August 2000.

## 2. Physical Setting and Model Data

### 2.1. Location and Measurements

[7] Zongo Glacier is situated in the Huayna Potosi Massif (16°15′S, 68°10′W, Cordillera Real, Bolivia) on the western margin of the Amazon basin and on the eastern margin of the Altiplano catchment. This valley type glacier is 3 km long, has a surface area of 2.4 km$^2$, and ranges from 6000 to 4900 m above sea level (asl) (Figure 1). The equilibrium line altitude

**Table 1.** List of Sensors at AWS1 and AWS2 With Their Specifications[a]

| Quantity | AWS2 (5060 m asl) Sensor Type (Height[b]) | AWS1 (5150 m asl) Sensor Type (Height[b]) | Accuracy According to the Manufacturer |
|---|---|---|---|
| Air temperature[c] (°C) | **Vaisala HPM45C** (1 m) | Vaisala HPM45C aspirated (0.3 and 1.8 m) | ±0.2°C |
| Relative humidity[c] (%) | **Vaisala HPM45C** (1 m) | Vaisala HPM45C aspirated (0.3 and 1.8 m) | ±2% in (0–90%), ±3% in (90–100%) |
| Wind speed (m $s^{-1}$) | **Young 05103** (2.5 m) | Young 05103 (0.3 and 1.8 m) | ±0.3 m $s^{-1}$ |
| Wind direction (deg) | Young 05103 (2.5 m) | Young 05103 (0.3 and 1.8 m) | ±3 deg |
| Incident short-wave radiation (W $m^{-2}$) | **Kipp & Zonen CM3** (1 m), $0.3 < \lambda < 2.8$ $\mu$m | SKYE SKS1110 (1 m), $0.4 < \lambda < 1.1$ $\mu$m | CM3: ±10% for daily sums, sp1100: ±3% |
| Reflected short-wave radiation (W $m^{-2}$) | Kipp & Zonen CM3 (1 m), $0.3 < \lambda < 2.8$ $\mu$m | SKYE SKS1110 (1 m), $0.4 < \lambda < 1.1$ $\mu$m | CM3: ±10% for daily sums, sp1100: ±3% |
| Incoming long-wave radiation (W $m^{-2}$) | Kipp & Zonen CG3 (1 m), $5 < \lambda < 50$ $\mu$m | – | ±10% for daily sums |
| Outgoing long-wave radiation (W $m^{-2}$) | Kipp & Zonen CG3 (1 m), $5 < \lambda < 50$ $\mu$m | – | ±10% for daily sums |
| Net all-wave radiation (W $m^{-2}$) | Calculated from the four preceding quantities | REBS Q7 (1 m), $0.25 < \lambda < 60$ $\mu$m | ±10% for daily sums |
| Surface elevation changes (mm) | – | **Ultrasonic depth gauge Campbell UGD01** (1.5 m) | ±1 cm |

[a]Data (half hourly means) were recorded at 20 s time intervals except for wind direction and accumulation/ablation, which are instantaneous values recorded every 30 min. Sensors whose data were used as inputs in the model are in bold. For locations of AWS1 and AWS2, see Figure 1.

[b]AWS2 is a tripod resting freely on the surface of the glacier. The mast of AWS1 was drilled into the ice. Height changes were derived from ultrasonic depth gauge measurements and field visits every 15–20 days.

[c]The Vaisala hygro-thermometers at AWS2 were shielded from solar radiation and artificially ventilated. Artificial aspiration could not be maintained at AWS1 because of insufficient power supply.

is roughly 5200 m asl for a zero annual mass balance [*Sicart et al.*, 2007]. Zongo Glacier is part of the 3.7 $km^2$ drainage basin of the limnimetric station located at 4830 m asl. The station comprises a water level recorder and a triangular weir to measure the proglacial stream discharge at 15 min time steps.

[8] Two Campbell Automatic Weather Stations located on the glacier (AWS1 at 5150 m asl and AWS2 at 5060 m asl) collected data from September 1999 to August 2000 (Figure 1 and Table 1). Sensor characteristics and measurement uncertainties at AWS2 are discussed by *Sicart et al.* [2005]. Qualitative observations of the glacier surface and meteorological conditions were made every 15–20 days during field visits throughout the year. Precipitation, temperature and humidity measurements beyond the thermal influence of the glacier were recorded by a weather station located at 4750 m asl, approximately 1 km from the glacier front.

[9] The AWS2 measurements of air temperature and humidity, wind speed and global radiation (short-wave irradiance) were used as model inputs. No data were recorded from 3 to 10 February 2000. During the remaining study period, errors in temperature, humidity and radiation measurements were detected for about 4% of the hourly data. The anemometer was out of order from 25 February to 24 April 2000. These data gaps were filled using correlations with measurements made at AWS1. Owing to errors stemming from the fact the pyranometer was covered with snow during snowfall, the short-wave irradiance data were adjusted to yield a maximum fresh snow albedo of 0.9.

[10] Solid precipitation was derived from ultrasonic depth gauge measurements at AWS1 following the methods described by *Sicart et al.* [2002]. Owing to the alternation of melt and snowfall during the wet season, variations in the height of the ultrasonic gauge were calculated at a 3 h time step. The changes in height were multiplied by a fresh snow density of 250 kg $m^{-3}$, derived by comparing ultrasonic and rain gauge measurements, to be converted into units of water equivalent. The snowfall rate was then considered to be constant for each hour within the recorded 3 h time step. As the rain gauge network in the basin did not reveal any significant altitude gradient in precipitation [*Sicart et al.*, 2007], the snowfall events recorded by the ultrasonic gauge were considered to be uniformly distributed throughout the basin. No rainfall was observed on the glacier but some hail may have fallen near the glacier snout during the wet season. Rain and hail were distinguished from snow on the basis of an air temperature threshold of +1.5°C [*Lejeune et al.*, 2007].

### 2.2. Climate

[11] The Huayna Potosi Massif is located in the outer tropics, characterized by marked seasonality of precipitation and cloud cover, with a single wet season in austral summer and a pronounced dry season in winter [*Troll*, 1941]. The dry season (May–August) is produced by the northward displacement of the midtropospheric and upper tropospheric westerlies that prevent moisture influx from the east. During the wet season (September–April), precipitation is associated with intense solar heating of the Altiplano surface leading to destabilization of the boundary layer and to deep convection and moist air advection from the eastern interior of the continent linked with the South American monsoon [e.g., *Vera et al.*, 2006; *Garreaud et al.*, 2009]. In winter, nonstormy precipitation occasionally occurs when the tropical atmosphere is destabilized by extratropical cold air incursions.

[12] Figure 2 shows atmospheric forcing on Zongo Glacier during the 1999–2000 hydrological year counting from 1 September, the end of the dry season. Precipitation events became increasingly frequent from September to December. The core of the wet season lasted from January to March and was characterized by frequent snowfalls, on average two days out of three. The snowfalls ended in April and remained rare until the end of the dry season, in August. The annual cycle of air humidity reflected the alternation of the wet and dry seasons. In contrast, thermal seasonality was low: less than 8°C

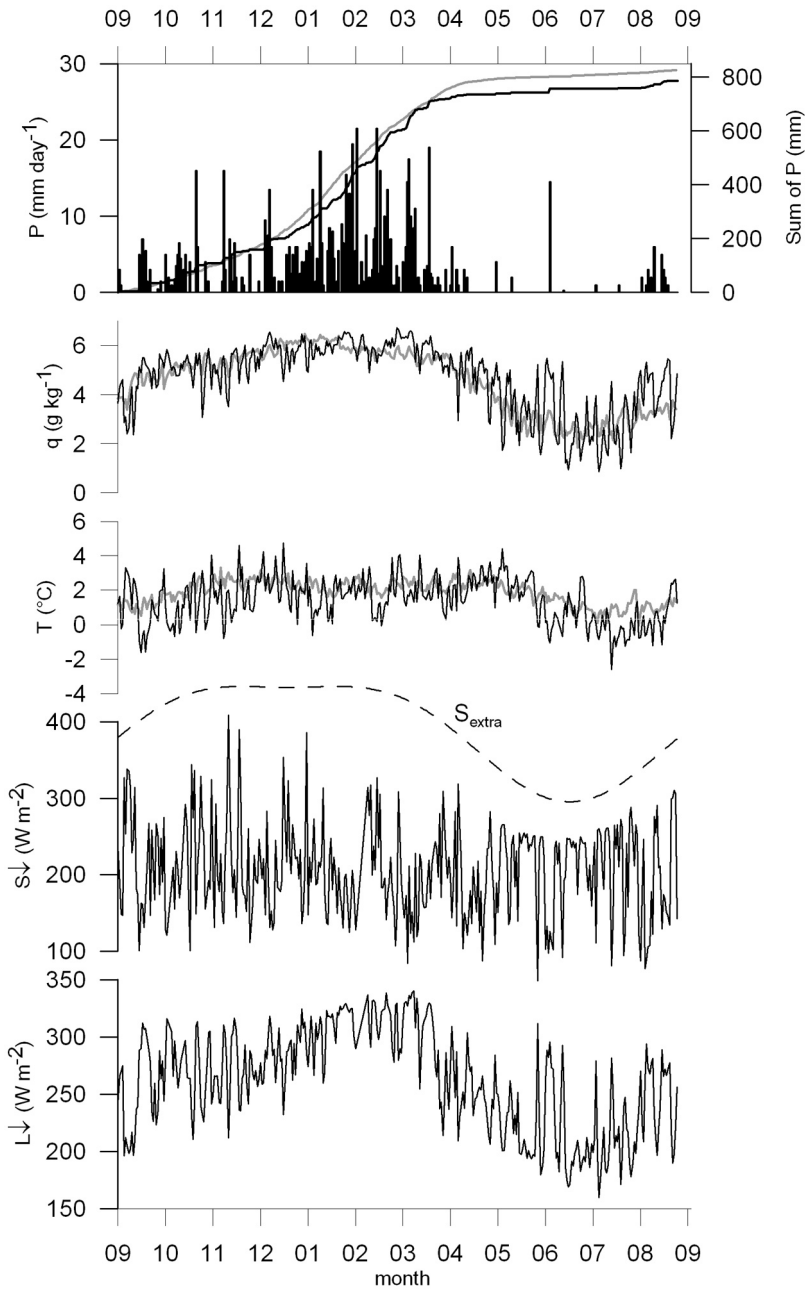



**Figure 2.** Precipitation ($P$, daily and cumulative values), air specific humidity ($q$), and temperature ($T$) recorded outside the glacier at 4750 m asl and incoming short-wave ($S\downarrow$) and long-wave ($L\downarrow$) radiation fluxes recorded at AWS2 (5060 m asl) from September 1999 to August 2000 (solid black lines). The gray lines show the averages of cumulated $P$, $q$, and $T$ for the period 1995–2009. The dashed line shows theoretical extraterrestrial solar irradiance ($S_{extra}$).

using daily averages. Changes in precipitation, humidity and temperature at 4750 m asl were similar to the mean annual cycles for the period 1995–2009, suggesting no anomalous climatic conditions during the study year. However, there was a slight precipitation deficit, the wet season ended early, and the dry season was slightly colder than average.

[13] Tropical glaciers receive high clear-sky solar radiation because of the high Sun elevation (low latitude) and high atmospheric transmissivity (high altitude) (Figure 2). Clouds caused marked interdaily variations in solar irradiance at the glacier surface. In contrast, seasonal variations in solar irradiance were not remarkable because of the low latitude and frequent presence of clouds in summer (wet season) when extraterrestrial solar radiation is highest. In the central Andes, cloud emissions influence the variations in long-wave radiation much more than clear-sky emissivity or the temperature of the emitting atmosphere [*Sicart et al.*, 2010]. Figure 2 shows that clouds caused high long-wave irradiance during the wet season. During the dry season, long-wave irradiance was very low owing to prevailing clear-sky conditions, and the rare clouds caused abrupt increases in long-wave irradiance.

### 2.3. Simulation Periods and Validation Data

[14] The simulations were conducted for two periods for which continuous records of all input and discharge data were available: 24 November 1999 to 2 February 2000 in the wet season (period 1, 71 days) and 12 February to 31 July 2000, which includes the end of the wet season and most of the dry season (period 2, 170 days). Figure 3 shows the time series of precipitation, proglacial discharge, snow free area as a percentage of glacier surface, albedo, and relative height of the surface. The annual 1999/2000 mass balance was slightly positive: +120 mm w.e. Proglacial discharge was highest in the wet season and lowest in the dry season. At the outlet of the basin, around 85% of the annual precipitation and 70% of the annual discharge occur between October and March [*Sicart et al.*, 2007].

[15] Variations in snow cover extent determined from photos and visual observations during field visits were generally in agreement with those inferred from albedo measurements (Figures 3b–3d). The snow cover was thin at the start of the first simulation period, which facilitated modeling initialization. From September to December, snowfalls alternated with periods of strong melting. The glacier surface at AWS1 remained snow covered, whereas new snow rapidly melted at AWS2, causing the albedo to drop to ice values. Proglacial discharge was greatest from November to December, when the snowline was highest. From January to April, snowfalls were frequent enough to maintain a snow cover over most of the glacier surface and the albedo remained high at both weather stations. The discharge remained quite high, at >0.20 $m^3\ s^{-1}$. Subsequently the albedo at AWS1 gradually decreased to values around 0.6, indicating a firn surface, only interrupted by a few snowfalls. Discharge dropped after a heavy snowfall in early June and remained low until the end of the hydrological year.

[16] Model outputs were compared to observations of the snow cover extent and measurements of discharge and albedo at the two weather stations. Whereas on midlatitude glaciers, the snowline progressively rises in elevation during the summer, tropical glaciers are frequently covered by a thin cover of snow during the ablation season (Figure 3). Ablation stakes were not used as validation data because the measurements were not available at a short enough time step, and the snow density was not routinely measured.

## 3. Surface Energy Balance and Runoff Model

[17] Melt energy was derived from the energy balance equation for every hour and for each 20 × 20 $m^2$ grid cell:

$$R + H + LE + P_h = \Delta Q_M + \Delta Q_S,$$
$$\Delta Q_S = \int_0^{z^*} \frac{d(\rho\ c\ T)}{dt} dz, \tag{1}$$

where $R$ is net radiation, $H$ and $LE$ are the turbulent fluxes of sensible and latent heat, respectively, and $P_h$ is the heat advected by precipitation. The term $\Delta Q_S$ represents the change in heat content in a control volume of ice or snow and $\Delta Q_M$ is the energy used for melting (positive) or freezing (negative). $\rho$ and $c$ are density and specific heat, respectively, and $T$ is the ice temperature. $z^*$ is the depth at which the energy fluxes become zero. The fluxes are expressed in W $m^{-2}$ and are considered as positive if they supply energy to the control volume. $P_h$ is very low on Zongo Glacier and is disregarded hereafter [*Sicart et al.*, 2005].

[18] When the rates of change over a period of 1 h are small, steady state conditions can be assumed:

$$R + H + LE = \Delta Q_M. \tag{2}$$

The energy available for melt, $\Delta Q_M$ (W $m^{-2}$), derived from equation (2), is converted into meltwater equivalent (mm $h^{-1}$), which provides the input for runoff modeling. Meltwater is routed through the glacier by three parallel linear reservoirs representing the storage properties of firn, snow, and ice, using storage constants of 350, 30, and 16 h, respectively, taken from HH05. Firn is here defined as snow that was not ablated during the previous year. Water flows through the Zongo Glacier are poorly known and major uncertainties remain in this simple drainage model. The firn area is defined as the glacier area above 5150 m asl. Off the glacier, snow rarely lasts for more than a few days. Nonglaciered areas (30% of the basin representing around 10% of the total discharge in the wet season) are mainly composed of lateral moraines and outcrops of granodiorite. Its runoff is estimated with a constant runoff coefficient $c_e = 0.8$ [*Ribstein et al.*, 1995]. *Sicart et al.* [2007] showed that the uncertainty of this coefficient has a limited effect on the estimation of glacier meltwater discharge. The calculations of each energy flux are detailed in HH05 and are summarized below, with emphasis on the adaptations required for tropical high mountains.

### 3.1. Radiation

[19] Net radiation can be written as

$$R = S\downarrow - S\uparrow + L\downarrow - L\uparrow = S\downarrow(1-\alpha) + L\downarrow\varepsilon - \varepsilon\,\sigma\,T_s^4, \tag{3}$$

where $S\downarrow$ is global radiation, $S\uparrow$ is reflected short-wave radiation ($S = S\downarrow - S\uparrow$ is net short-wave radiation), and $L\downarrow$ and $L\uparrow$ are long-wave irradiance and emittance, respectively ($L = L\downarrow - L\uparrow$ is net long-wave radiation). $\alpha$ is surface albedo, $\varepsilon$ is the long-wave emissivity of ice, $\sigma = 5.67\ 10^{-8}$ W $m^{-2}$ $K^{-4}$ is the Stefan-Boltzmann constant, and $T_s$ is surface temperature (K).

#### 3.1.1. Global Radiation

[20] Measured global radiation was separated into direct ($I$) and diffuse ($D$) components, which were then extrapolated individually to each grid cell taking terrain effects into account. The separation is based on the atmospheric transmissivity of short-wave radiation ($\tau_{atm}$) calculated as the ratio of measured global radiation $S\downarrow$ to theoretical extraterrestrial solar radiation $S_{extra}$:

$$\tau_{atm} = S\downarrow / S_{extra}. \tag{4}$$

With increasing cloudiness, $\tau_{atm}$ decreases while the diffuse portion $D/S\downarrow$ increases.

[21] Hourly measurements with a shadow band at AWS1 from 25 to 30 July 2000 showed that, owing to the thin atmosphere at high altitude, clear-sky diffuse irradiance represented only ~6% of global radiation. This is in agree-

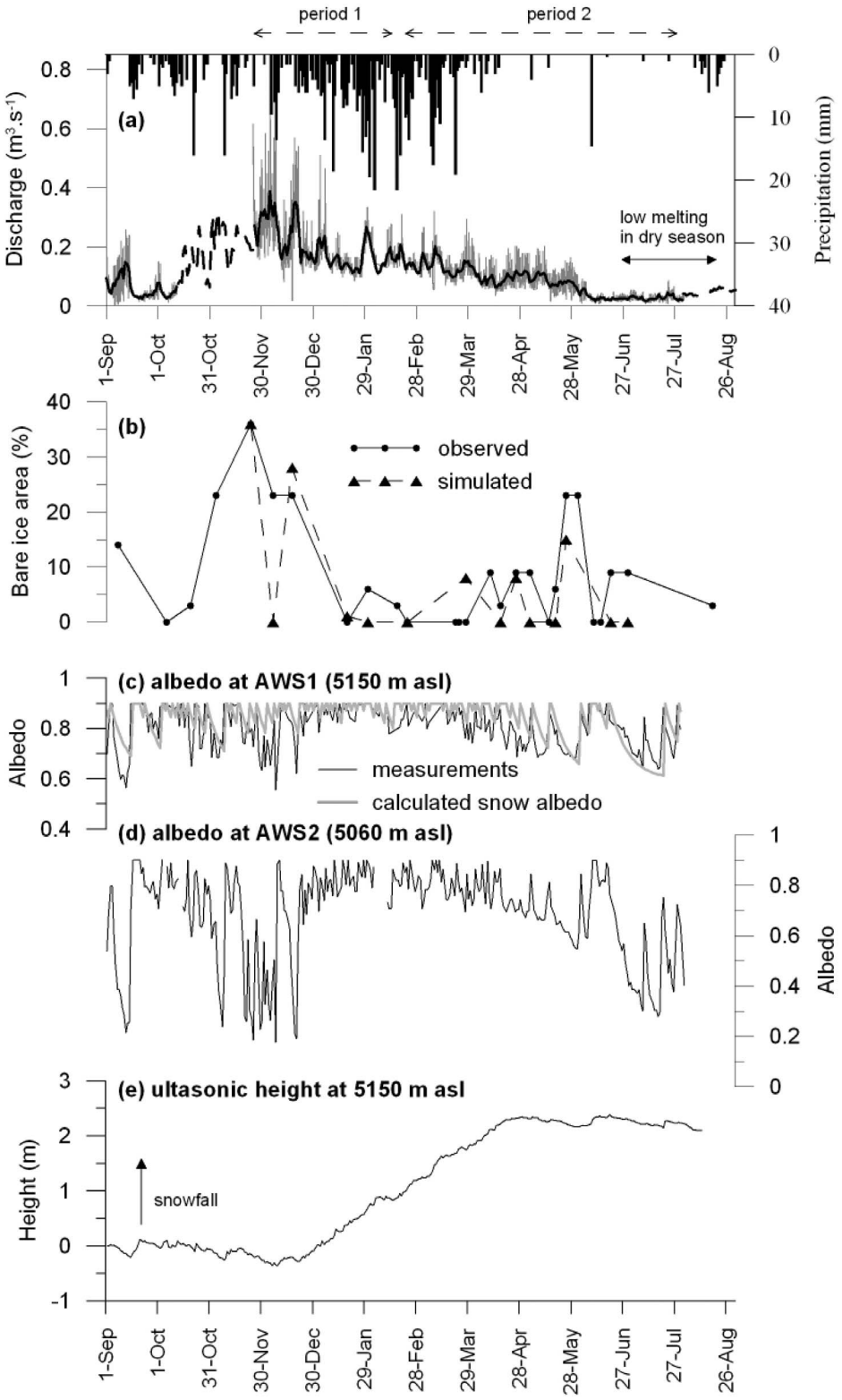



**Figure 3.** (a) Discharge: hourly (in gray) and daily (in black) values. Measurement gaps in October and November were filled using correlations with meteorological data (dashed line) [*Berthier et al.*, 2001]. Precipitation recorded at 4750 m asl is shown on the *y* axis on the right. (b) Bare ice area as a percent of glacier surface. (c, d) Albedo measured daily at AWS1 and AWS2, respectively (the gray line shows snow albedo calculated from equation (7)). (e) Daily ultrasonic depth at AWS1: a decrease in height is due to ablation or snowpacking, and an increase in height is due to snowfall. Figures 3a–3e are for September 1999 to August 2000.

ment with other measurements made on high-altitude tropical glaciers [e.g., *Hastenrath*, 1978; *Mölg et al.*, 2009a] while on Storglaciären, northern Sweden, a percentage of ~15% was found [*Hock and Holmgren*, 2005]. The measurements also indicated that the empirical relationship of HH05 between $D/S\downarrow$ and $\tau_{atm}$ can be applied to Zongo Glacier:

$$D/S\downarrow = 0.06 \text{ if } \tau_{atm} \geq 0.8, \tag{5a}$$

$$D/S\downarrow = 0.929 + 1.134\tau_{atm} - 5.111\tau_{atm}^2 + 3.106\tau_{atm}^3 \text{ if } 0.15 < \tau_{atm} < 0.8, \tag{5b}$$

$$D/S\downarrow = 1.0 \text{ if } \tau_{atm} \leq 0.15. \tag{5c}$$

Equation (5a) was corrected for low clear-sky diffuse radiation at high elevations. Global radiation is entirely diffuse when measured $S\downarrow$ is <15% of $S_{extra}$ (equation (5c)). For each hour between sunrise and sunset, equation (5), together with measured global radiation, was used to obtain diffuse radiation at AWS2, which was then subtracted from global radiation to yield the direct solar radiation at this site. Topographic shading was calculated for each hour and for each grid cell from the path of the Sun and the effective horizon. If the weather station was shaded by the surrounding topography, any measured global radiation was assumed to be diffuse. Clear-sky direct solar irradiance was calculated for each grid cell from the theoretical potential direct solar irradiance considering grid slope and aspect, reduced by clear-sky attenuation, which is about 13% on Zongo Glacier. The attenuation of direct solar irradiance by clouds was derived from the AWS2 measurements and assumed to be uniform at the scale of the glacier.

[22] Total diffuse irradiance ($D_t$) was calculated for each grid cell by distinguishing sky diffuse radiation, which was uniform at the scale of the glacier, from radiation reflected by surrounding slopes:

$$D_t = D\ V_f\ +\ S\downarrow\ \alpha_s(1 - V_f), \tag{6}$$

where $V_f$ is the sky view factor (the fraction of the celestial hemisphere visible from the surface, defined normal to the slope) and $\alpha_s$ is calculated as the mean albedo over all grid cells in the drainage basin.

#### 3.1.2. Albedo

[23] HH05 calculates the snow albedo in a recursive way: the change in albedo from the previous time step is a function of temperature and precipitation. In the dry season, snow metamorphism on Zongo Glacier is slow and diurnal changes in albedo are almost not detectable by the pyranometers. In fact, hourly measurements of clear-sky albedo are disturbed by the surface slope even at small slope angles [*Sicart et al.*, 2001]. In the wet season, snow metamorphism is faster and should be detected by the pyranometers. However, frequent snowfalls may cover the sensors and disturb the measurements, and the spectral effects of cloud on the albedo may be significant at a short time step [*Warren*, 1982]. For these reasons, we considered that the HH05 albedo calculations could not be tested on Zongo Glacier owing to the lack of reliable observations at an hourly time scale. Instead, we applied the *U.S. Army Corps of Engineers*' [1956] widespread aging curve approach, which represents the rapid decrease in snow albedo ($\alpha_{snow}$) after snowfall by an exponential function of the number of days since snowfall ($n$):

$$\alpha_{snow} = \alpha_{firn}\ +\ \left(\alpha_{fresh} - \alpha_{firn}\right)\ e^{\left(-n/n^*\right)}. \tag{7}$$

The snow albedo decreases from the fresh snow value ($\alpha_{fresh}$ = 0.9) toward an asymptote representing the firn albedo ($\alpha_{firn}$ = 0.6), with $n^*$ being the time scale parameter (days). Figure 3c suggests that the time scale $n^*$ = 10 days, which is similar to values applied in tropical and in midlatitude glaciers [e.g., *Kuhn et al.*, 1999; *Mölg et al.*, 2009b], is appropriate to simulate the albedo transition from fresh snow to firn when the snowpack is thick.

[24] To account for solar radiation penetration through the snow to the underlying ice, the albedo of thin snow layers was calculated as a polynomial function of the snow water equivalent ($s$), similarly to *Oerlemans and Knap* [1998]:

$$\alpha = \alpha_{snow} + (\alpha_{ice} - \alpha_{snow})(1 + s/s^*)^{-3}, \tag{8}$$

where $\alpha_{snow}$ is derived from equation (7), $\alpha_{ice}$ is the ice albedo and $s^*$ is a scale parameter (mm w.e.). Different depths of solar radiation penetration through snow have been documented, from a few centimeters to a few decimeters [e.g., *Bergen*, 1971; *Grenfell and Maykut*, 1977]. Most of this variation may be due to differences in snow density and in the characteristics and concentration of dust in the snow [*Warren*, 1984]. Here, we consider $s^*$ = 6 mm w.e., so that the underlying ice starts to affect the surface snow albedo at about 3 $s^*$ = 18 mm w.e.

[25] Snowfall rates are generally low on Zongo Glacier, less than a few millimeters w.e. per hour [*Sicart et al.*, 2002]. During light snowfalls, the albedo of the underlying ice tends to reduce the snow albedo. Following HH05, the increase in albedo ($\Delta\alpha$) during snowfall was assumed to be proportional to the snowfall intensity ($P_s$, in mm w.e. $h^{-1}$) as

$$\Delta\alpha = c\ Ps, \tag{9}$$

where $c = 0.02$ (mm w.e.)$^{-1}$.

[26] The ice albedo on Zongo Glacier varied from around 0.4 to 0.2, with no steady pattern emerging (e.g., Figure 3), owing to the concentration of dust and cryoconite holes that developed at the surface. As the concentration of dust is expected to increase toward the glacier front, the simulation of temporal and spatial variations of the ice albedo would require at least two parameters that are difficult to estimate [e.g., *Mölg et al.*, 2009b]. Here we assumed a constant and uniform value of $\alpha_{ice}$ = 0.35, corresponding to the average of the AWS2 measurements over the two hydrological years 1998–1999 and 1999–2000.

#### 3.1.3. Long-Wave Radiation

##### 3.1.3.1. Sky Emission

[27] HH05 derives sky long-wave irradiance as the residual of the radiation balance at the weather station using measurements of net radiation, global and reflected solar radiation, and the computed value of outgoing long-wave radiation. However, bias errors accumulate in residual methods and net radiation measurements can be affected by large errors [*Halldin and Lindroth*, 1992]. Here, we use the equation that *Sicart et al.* [2010] derived from measurements on Zongo

Glacier and on Antizana Glacier in Ecuador. Clear-sky emissivity was calculated according to *Brutsaert* [1975], and cloud emissivity was calculated as a linear function of the daily atmospheric transmissivity of short-wave radiation ($\tau_{atm}$, equation (4)). The sky long-wave irradiance in an open environment, $L_0\downarrow$ (W m$^{-2}$), is then written as

$$L_0\downarrow = 1.15(e/T)^{1/7}(1.67 - \tau_{atm}0.83)\sigma\, T^4, \qquad (10)$$

where $e$ is hourly air vapor pressure (hPa) and $T$ is hourly temperature (K).

#### 3.1.3.2. Emission From the Surrounding Terrain

[28] In HH05, the long-wave emission from surrounding slopes is simulated using the parameterization of *Plüss and Ohmura* [1997], which accounts for the emission of air between the emitting surface and the receiving surface. On Zongo Glacier, this parameterization led to an air emission of less than 10 W m$^{-2}$, that is, close to the measurement uncertainty range. Thus, assuming isotropic sky and terrain radiance, the surface long-wave irradiance in rugged terrain is simply written as

$$L\downarrow = V_f L_0\downarrow + (1 - V_f)\varepsilon_s\, \sigma\, T_s^4, \qquad (11)$$

where $V_f$ is the sky view factor, $\varepsilon_s$ is the terrain emissivity, close to unity for most natural surfaces, and $T_s$ is the temperature of the emitting terrain (K), computed as

$$T_s = 273.2 \text{ K}, \qquad (12a)$$

for emitting ice and snow surfaces (highest emission), and

$$T_s = T + c_t S\downarrow, \qquad (12b)$$

for emitting rock faces, where $c_t$ = 0.01 K W$^{-1}$ m$^2$. Uncertainty can be large in equation (12b), which was derived on an alpine glacier by *Greuell et al.* [1997]. However, *Sicart et al.* [2006] showed that in steep topography, total incoming long-wave radiation is more sensitive to the sky view factor than to the temperature of the emitting surfaces. Except for a rock face on the west side of the glacier, which reduces the effective horizon for the plateau at 5200–5300 m asl (Figure 1), the sky view factor is rather high on Zongo Glacier with a mean of 0.87 and a standard deviation of 0.07. The temperature of the rock face derived from equation (12b) did not exceed 15°C, which seems reasonable. For the 60% of the glacier area where $V_f > 0.85$, the increase in $L_0\downarrow$ caused by terrain emission was slight, close to measurement uncertainty. In the remaining 40% of the glacier area with a steep slope or surrounded by steep topography, terrain emission was significant and could increase $L_0\downarrow$ by a few tens of W m$^{-2}$, causing approximately 20% of spatial variability in long-wave irradiance.

#### 3.1.3.3. Glacier Emission

[29] Ice is considered to be a full emitter ($\varepsilon$ = 1), so the reflection of long-wave radiation is disregarded (equation (3)). This assumption, which affects the apparent surface temperature by a few degrees when $T_s$ is close to 273 K, is acceptable considering the accuracy of long-wave radiation measurements. The surface temperature is assumed to be the melting point if the energy available for melt is positive. If melt energy turns negative, the surface temperature is lowered iteratively in 0.25 K steps until the energy budget reaches zero. An iterative loop is needed because the surface temperature affects emission of long-wave radiation and turbulent heat fluxes.

### 3.2. Turbulent Fluxes

[30] The turbulent fluxes of sensible ($H$) and latent ($LE$) heat were calculated using the bulk aerodynamic method, including stability correction. The nondimensional stability functions for momentum, heat, and moisture are expressed in terms of Monin-Obukhov length according to *Beljaars and Holtslag* [1991] for the stable case and to the Businger-Dyer expressions for the infrequent unstable case. The Monin-Obukhov length, in which the buoyant flux is approximated by $H$, was determined by iteration at each time step at AWS2, as detailed in HH05. The stability functions were then assumed to be spatially invariant across the glacier.

[31] On Storglaciären, HH05 calibrated the roughness lengths to yield optimal agreement between the simulated and measured discharge, obtaining $z_0$ = 10 mm for momentum and $z_{0T} = z_{0q} = z_0/100$ for temperature and humidity, respectively. On Zongo Glacier, *Wagnon et al.* [1999] assumed that the three roughness lengths were equal and used them as a calibration parameter to fit the calculated sublimation derived from $LE$ to the measured sublimation with weighing lysimeters. During the year 1999–2000, no penitents appeared and the effective roughness length varied from 1 to 5 mm (mean, 3 mm) at AWS2 [*Sicart et al.*, 2005]. Wind and temperature profile data were collected from an eight-level 6 m mast at 5060 m asl during a period of one month in the 2007 dry season [*Ben Tahar*, 2008]. The results gave $z_0$ values ranging from 1 to 10 mm and $z_{0T} \approx z_0/100$, in agreement with the observed rough surface. Eddy correlation measurements during the same experiment confirmed this range of values for $z_0$. Here, the values $z_0$ = 10 mm and $z_{0T} = z_{0q} = z_0/100$ were applied at the AWS2 location. A 15% decrease in roughness length per 100 m increase in altitude was applied and the lengths for fresh snow were reduced by a factor of 10 compared to ice and snow [e.g., *Smeets and van den Broeke*, 2008].

[32] The weather stations were located too close to one another to enable investigation of spatial variability of temperature, humidity, or wind speed. A constant lapse rate of air temperature was set at −0.55 K per 100 m [*Berthier et al.*, 2001], whereas relative humidity and wind speed were assumed to be invariant in space.

## 4. Results

[33] As the spatial distribution of long-wave irradiance is more uniform than that of short-wave irradiance or of the turbulent fluxes, and as accurate simulation of the surface temperature would require more complete calculation of the subsurface heat flux, the reference simulation considers the incoming and outgoing long-wave radiation fluxes as uniform inputs derived from measurements made at AWS2 ($T_s$ is derived from $L\uparrow$). The calculation of long-wave irradiance is tested in section 4.4. Two sensitivity tests are described in section 4.2: (1) the time scale parameter for snow albedo recession was set at n* = 6 days instead of at 10 days as in the reference run (equation (7)), and (2) the turbulent fluxes were constrained to zero.

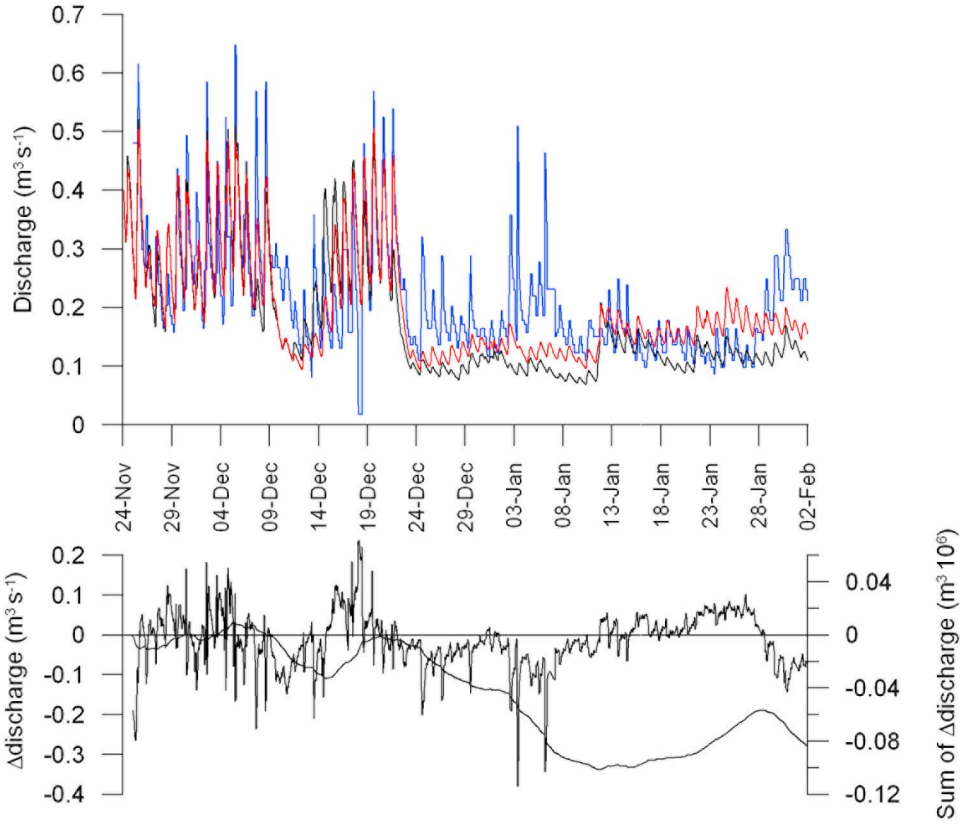



**Figure 4.** (top) Hourly discharge during period 1: measurements (blue line), reference simulation (red line), and simulation using calculations of the long-wave radiation fluxes (black line). (bottom) Difference between the reference simulation and the measurements (hourly and cumulative values).

### 4.1. Discharge and Energy Fluxes in the Wet Season (Period 1)

[34] During period 1, discharge was substantial, its cumulative sum was 12.6 $10^5$ $m^3$, corresponding to about half of the yearly total (Figure 3a). Figure 4 compares simulated and measured discharge. Differences were large at short time scales: for instance, many peaks in early January were missed by the model. Toward the end of period 1, the simulated base flow was slightly overestimated. Overall, most of the errors canceled each other out and the total meltwater production was close to observed values (cumulated difference, 7%). The high discharges from November to December were mostly due to ice melting, characterized by a short delay in runoff and marked diurnal cycles (Figure 5). From January on, the snowline remained low and ice melt was reduced. Melting of snow temporarily covering the ablation area progressively

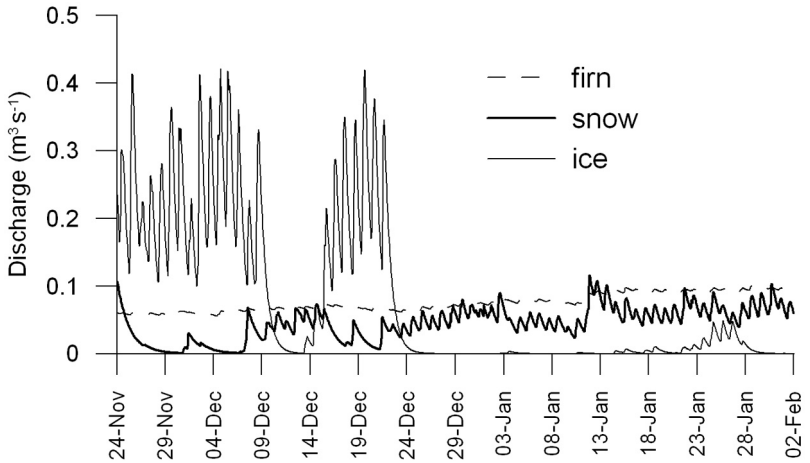



**Figure 5.** Contribution of firn, snow, and ice areas to meltwater discharge during period 1.

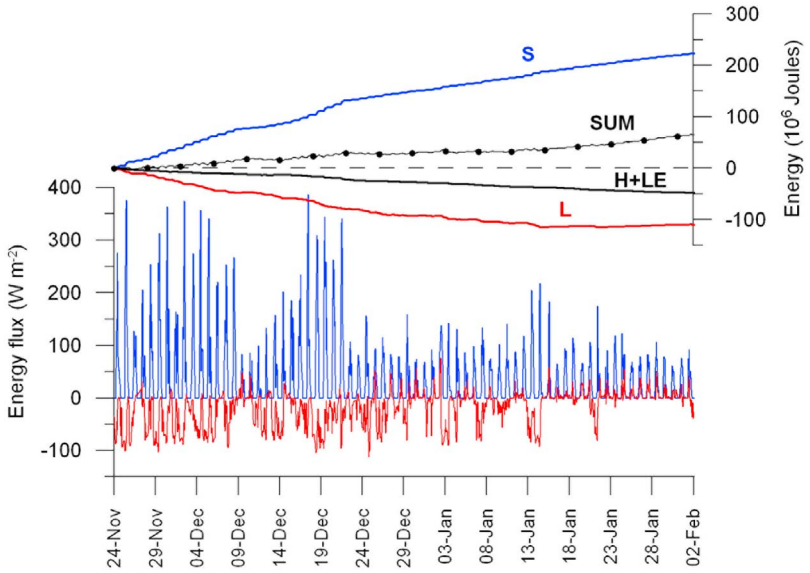



**Figure 6.** Mean hourly energy fluxes over the entire glacier during period 1. The *y* axis on the left refers to hourly fluxes (turbulent fluxes not shown), and the *y* axis on the right shows cumulative energy amounts. Net short-wave radiation (S, in blue), net long-wave radiation (L, in red), and the sum of turbulent fluxes (in black). The black line with dots shows the cumulative sum of the atmospheric energy fluxes (SUM).

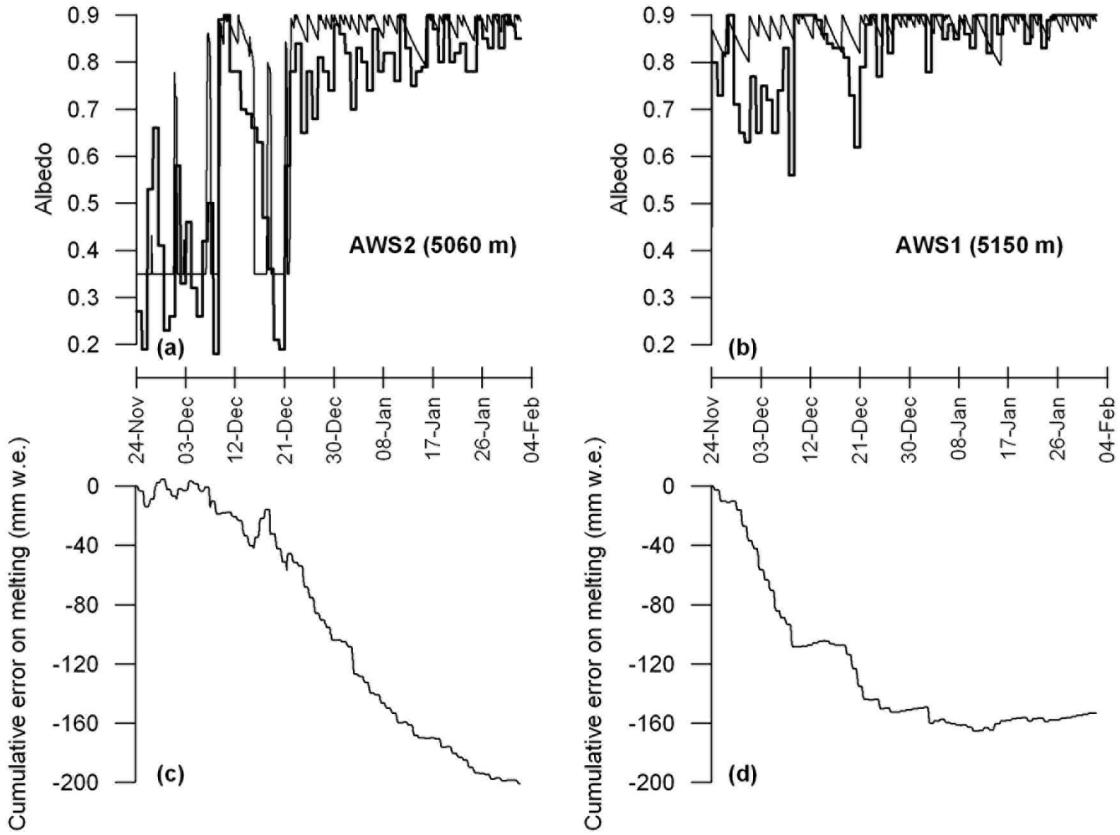



**Figure 7.** (a, b) Measured (thick line) and simulated (thin line) albedo during period 1 at AWS2 and AWS1, respectively. (c, d) Cumulative error in melting due to differences between measured and calculated albedo at AWS2 and AWS1, respectively ($\Delta$melting < 0 if the simulated albedo is too high).

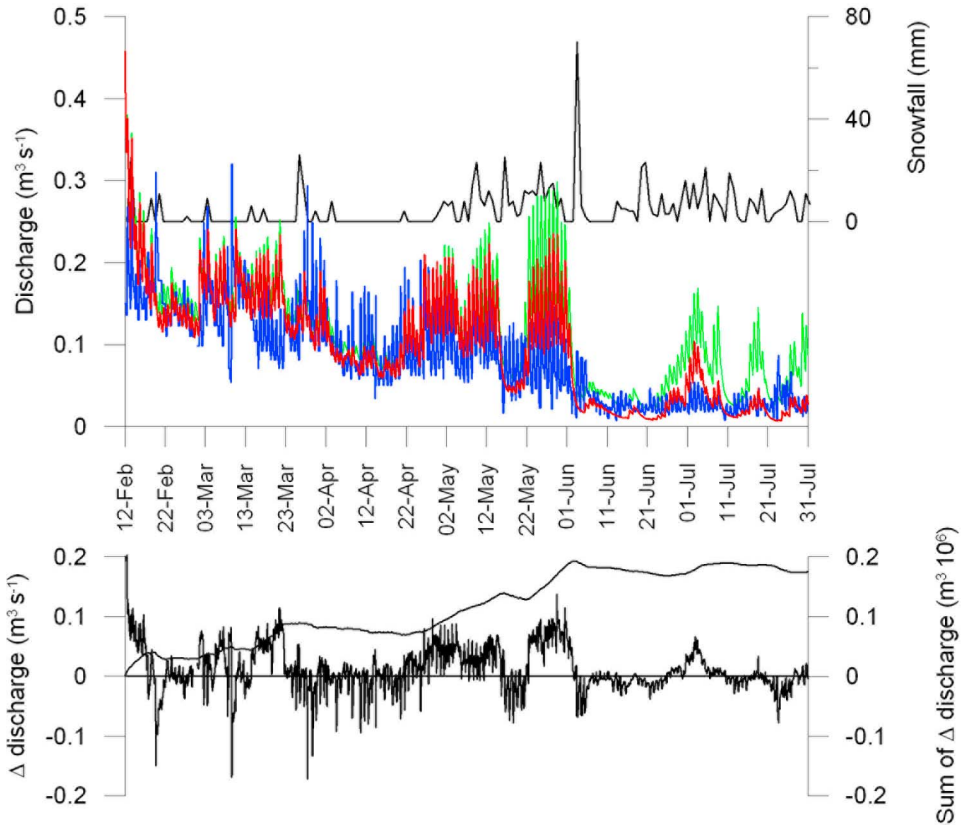



**Figure 8.** (top) Hourly discharge during period 2: measurements (blue line), reference simulation (red line), and simulation with $H + LE = 0$ (green line). Snowfalls measured at AWS1 are on the $y$ axis on the right. (bottom) Difference between the reference simulation and the measurements (hourly and in cumulative values).

increased, and, at the end of period 1, reached similar amounts to the meltwater outflow from the firn area, which remained fairly constant.

[35] Turbulent fluxes were low in the wet season; hourly averages during period 1 did not exceed 20 W $m^{-2}$ in any glacier grid cell. The (small) energy gain in turbulent sensible heat flux mostly offset the energy loss in latent heat (sublimation). Radiation fluxes prevailed in the energy balance and the day-to-day variations in melt energy were controlled by net short-wave radiation (Figure 6). From November to December, net short-wave radiation was high, reaching hourly values of 400 W $m^{-2}$ as averaged over the entire glacier, causing the highest discharges of the year (Figures 3 and 4). Net long-wave radiation was negative, offsetting about 25% of the highest gains in $S$ around midday. Snowfalls became frequent from late December on, the high albedo of fresh snow reduced $S$ and meltwater discharge. Owing to cloud emissions, net long-wave radiation was close to nil (and often slightly positive), thus contributing to (or at least not reducing) melt energy.

[36] Figure 7 compares the albedo simulations with measurements made at the two weather stations. Also shown is the cumulated error in melting due to the errors in albedo. The simulations were in rough agreement with observations; the transitions from snow to ice were quite well simulated because equation (8) accounts for the albedo of thin snow layers. At first, overestimation of the ice albedo at AWS2 caused a slight underestimation of the melt rate. When snow remained at the surface, calculations slightly overestimated albedo causing significant underestimation of cumulated melt, which reached about 200 mm w.e. at the end of period 1 (around 20% of total melt). Errors in snow albedo at AWS1 also caused underestimation of the melt rate, but to a lesser extent. The discharge peaks of ice melt in early January were underestimated because albedo errors caused overestimation of the snow cover (Figures 3b and 4).

### 4.2. Changes in Melt Rate From the Wet to the Dry Season (Period 2)

[37] The snowline was low and discharge remained moderate during period 2 (Figure 3). The sum of discharge was 12 $10^5$ $m^3$, similar to the amount in period 1, which was less than half as long. The discharge simulations were in reasonable agreement with observations; the drastic reduction in melt in the dry season was well simulated (Figure 8). However, like in period 1, the simulated base flow, which mainly came from the firn area, was often too high (especially in May) and many discharge peaks were missed by the model (e.g., in April). The simulation overestimated cumulated discharge by 14%.

[38] Solar radiation at the glacier surface was not greatly reduced in the dry season compared to the summer wet season (Figure 2). Net solar radiation remained less than 250 W $m^{-2}$ as a mean over the glacier owing to high albedo (the mean for

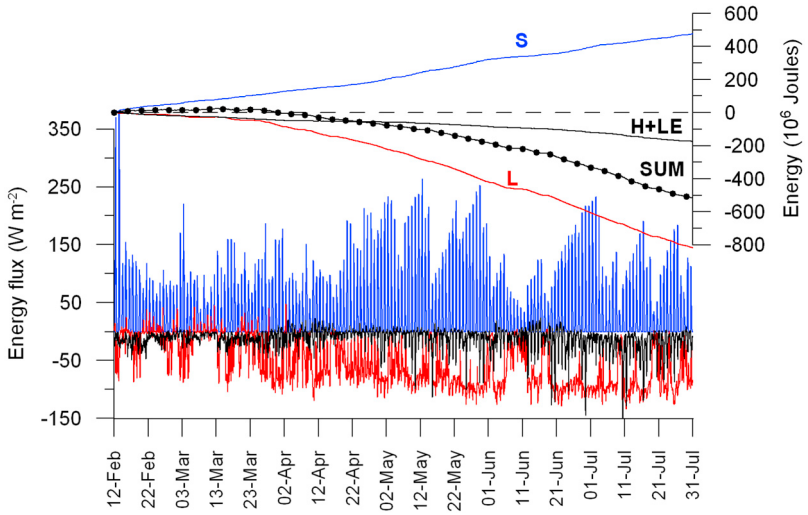



**Figure 9.** Mean hourly energy fluxes over the entire glacier during period 2. The *y* axis on the left refers to hourly fluxes, and the *y* axis on the right refers to the cumulated energy. Net short-wave radiation (blue line), net long-wave radiation (red line), and the sum of turbulent fluxes (black line). The black line with dots shows the cumulative sum of the atmospheric energy fluxes (SUM).

period 2 was 0.7; Figure 9). Net long-wave radiation, close to nil in the wet season, represented a large energy sink on cloudless days during the dry season (frequently less than $-100$ W m$^{-2}$). The turbulent fluxes $H + LE$ were negative, and reached $-50$ W m$^{-2}$. The cumulated sum of energy fluxes started to decrease in April as diurnal energy gains did not compensate for high losses during the night.

[39] During the night of 4 June, heavy snow covered the entire glacier (80 mm at AWS2), causing a drop in discharge (Figures 3 and 8). The energy available for melt remained low until the end of the dry season. However, the simulated albedo and snow cover were overestimated at both weather stations, as in period 1. At AWS2, the simulated snow cover did not disappear during period 2, whereas measured albedo decreased to ice values in July (Figure 10, $n^*$ = 10 days, reference run). In order to accelerate the decrease in the snow albedo, a simulation was run with the time scale parameter $n^*$ = 6 days (equation (7)). As a result, the June snowfall melted in July, but the simulated snow cover also disappeared in May, whereas the measured albedo remained high (Figure 10). The decrease in the albedo after snowfall was too rapid when $n^*$ = 6 days, causing too much melting and very high discharges (+58% compared to values measured during period 2). In fact, in the dry season, the model overestimated the sensitivity of the melt rate to the albedo. The simulated discharge significantly increased as the snowline rose in July, whereas measured discharge remained low; it did not increase when ice appeared at 5060 m asl (Figures 3 and 8).

[40] Figure 8 also shows a simulation with turbulent fluxes constrained to zero. In the wet season up to May, turbulent

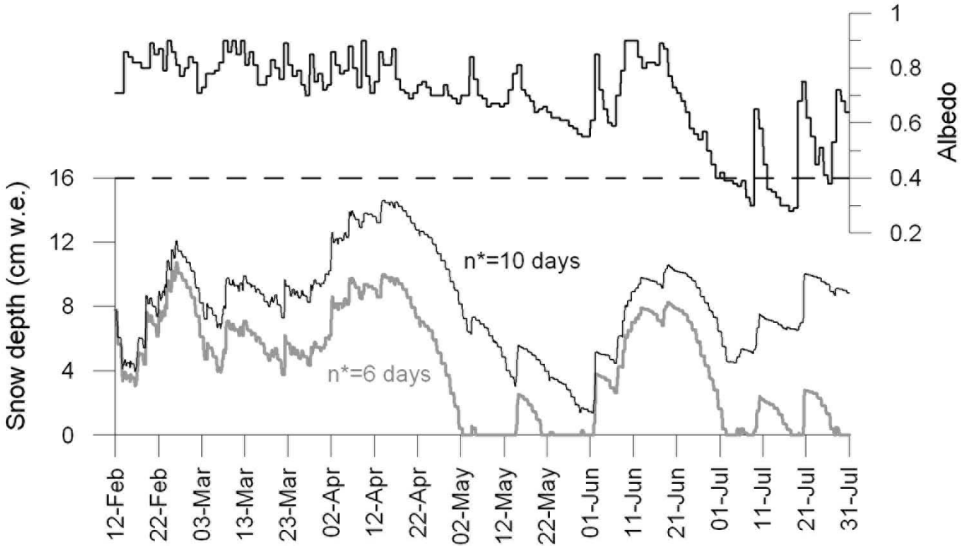



**Figure 10.** Albedo measurements at AWS2 and simulated snow depth with $n^*$ = 10 days (reference run) and with $n^*$ = 6 days, during period 2.

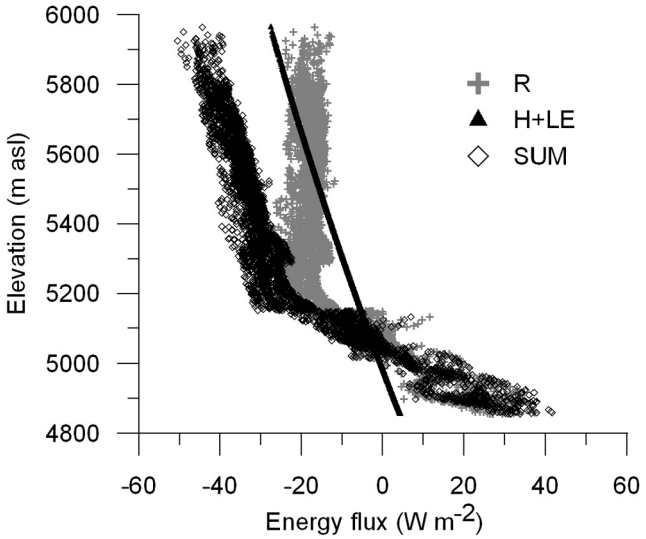



**Figure 11.** Hourly energy fluxes versus elevation averaged over periods 1 and 2.

fluxes were low, with no significant effect on the melt rate. Subsequently, sublimation prevailed in the turbulent fluxes, which became an energy sink during the day and reduced the melt rate. Switching off the turbulent fluxes increased meltwater discharge, especially its firn outflow component. However, the melt rate was drastically reduced in June even when simulations were performed without turbulent fluxes.

### 4.3. Variations in Energy Fluxes and Melt Rate According to Elevation

[41] Figure 11 shows the strong dependence of the simulated energy fluxes on elevation. In the ablation area, the large gradient of the time-averaged net radiation flux reflects changes in the position of the snowline throughout the wet season due to the alternation of snowfall and melting periods: snow falls more frequently and lasts longer at high elevations. The spatial variability of the turbulent fluxes resulted from the air temperature lapse rate, spatially invariant relative humidity and wind speed, the computed surface temperature (and associated saturating humidity), and changes in roughness lengths (section 3.2). As the lapse rate for air temperature is steeper than for surface temperature, gains in sensible heat decrease with increasing elevation. In contrast, drier air at high elevations, due to uniform relative humidity and lower temperatures, causes more intense sublimation ($LE < 0$). Calculations resulted in a marked increase in the contribution of the turbulent fluxes (as energy losses) to the energy balance with increasing elevation. At low elevations, the gains in $H$ tended to cancel out most of the losses in $LE$ and large radiation fluxes prevailed in the energy balance. At high elevations, the energy losses in $LE$ exceeded the gains in $H$ and high snow albedo caused small net solar radiation fluxes.

[42] In the wet season, high melt rates were caused by the radiation fluxes whose spatial variations were mostly driven by albedo. The mean melt rate over the entire glacier was around 7 mm w.e. per day during period 1. It decreased from around 20 mm w.e. per day at the snout to around 14 mm w.e. per day at 5150 m asl. In the firn area, the albedo remained high causing a small and uniformly distributed melt rate (about 5 mm w.e. per day). The glacier area from 4850 to 5150 m asl (30% of the total surface area) produced 58% of the total meltwater. The area below 5000 m asl, which represents 10% of the glacier surface, produced 22% of the total meltwater. In spite of low melt rates, due to its large area, the firn area produced 42% of the total meltwater. This contribution was overestimated since the model did not adequately account for the mass and energy transfers within the snowpack. The error was small at the grid cell scale given the small energy inputs at high altitudes, but it was systematic and affected a large surface area.

### 4.4. Calculations of Incoming Long-Wave Radiation

[43] The model was run with incoming long-wave radiation derived from equations (10) and (11) and with the surface temperature adjusted to close the energy balance (section 3.1.3). The comparison with the reference run (measured $L\downarrow$ and $L\uparrow$) was examined during the wet season, when sky emission is highest and spatial variations in surface temperature are small; simulated $T_s$ ranged from −5 to −2°C from the top to the snout, averaged over period 1, whereas its mean measured value at AWS2 was −1.4°C. Figure 4 shows that there was no major difference in discharge whether the long-wave irradiance was simulated or measured. Differences were more apparent in late January, when net long-wave radiation contributed to melt energy (Figure 6). The calculation of long-wave radiation caused a slight decrease in discharge, which may be due to (1) simulation errors on $L\downarrow$, in particular since diurnal changes in cloud cover were not simulated, and/or (2) measured $L\downarrow$ was assumed to be spatially invariant in the reference run. We found that calculating $L\downarrow$ without spatial variability did not significantly alter discharge: the largest long-wave irradiances were due to clouds which also dampened their spatial variability. This suggests that point 2 is not dominant. *Sicart et al.* [2010] showed that equation (10) tends to underestimate high emissions by convective clouds. Hence, (small) simulation errors in long-wave irradiance reduced the meltwater discharge, slightly decreasing agreement between observed and simulated values. Nevertheless, equations (10)–(12) appear to be appropriate to simulate the variations in time and space of downward long-wave radiation in distributed melt models applied to tropical glaciers.

## 5. Discussion

### 5.1. Simulation Uncertainties and Validation Problems

#### 5.1.1. Turbulent Fluxes

[44] Turbulent fluxes are quite well known in the ablation area of Zongo Glacier, with an uncertainty of about ±20%, owing to the comparison of different methods of measurement, for example, the bulk aerodynamic method, sublimation measurement with lysimeters, and eddy covariance measurements [*Wagnon et al.*, 1999; *Ben Tahar*, 2008]. The model does not account for an increase in heat advection toward the edge of the glacier, which should increase the melt rate locally but only has a minor impact on the total ablation of the glacier. Modeling assumptions resulted in an altitudinal decrease in the energy gains in the turbulent sensible heat flux due to colder air, whereas drier air caused more intense sublimation at high elevations (section 4.3). These trends are in agreement with the rare observations available on summits

**Table 2a.** Monthly Mean Energy Fluxes Averaged Over the Glacier Surface in December, January, and July During the 1999–2000 Hydrological Year

| Period | $S$ (W m$^{-2}$) | $L$ (W m$^{-2}$) | $H$ (W m$^{-2}$) | $LE$ (W m$^{-2}$) | $R$ (W m$^{-2}$) | $H$+$LE$ (W m$^{-2}$) | $R$+$H$+$LE$ (W m$^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| December | 52 | −32 | 2 | −11 | 19 | −9 | 10 |
| January | 26 | −6 | −2 | −5 | 19 | −7 | 12 |
| July | 31 | −82 | 5 | −25 | −51 | −21 | −72 |

of tropical mountains [e.g., *Wagnon et al.*, 2003], but their quantification is inaccurate and they do not account for wind variations, which mainly control turbulent fluxes. The energy loss in turbulent fluxes is thus an important component of the energy balance in the firn area, affecting the discharge mainly through the meltwater base flow (Figure 8). High roughness lengths tended to increase the turbulent fluxes in the simulations, whereas the assumption of spatially constant stability functions derived at low altitudes (with higher air temperatures) tended to reduce these fluxes at high altitudes. Overall, the assumption that all meltwater runoff reaches the basin outlet led to overestimation of the influence of the firn area, and hence that of the turbulent fluxes (and their uncertainties), on meltwater discharge.

[45] Turbulent fluxes affect, and depend on, surface temperature. Two options were tested: $T_s$ was overestimated at high elevations when it was derived from the long-wave radiation measurement in the ablation area, but was underestimated when adjusted to cancel the negative energy budgets because the subsurface heat flux was not accounted for. The second error is dominant because of large subsurface heat fluxes during cold periods. Although the method of calculating surface temperature significantly affected the turbulent fluxes, it had little effect on meltwater discharge. This is because changes in turbulent fluxes, due to $T_s$ whether simulated or derived from measurements, mostly occur in no-melting conditions, whereas the model derives the melt rate from the positive sums of energy fluxes.

#### 5.1.2. Energy Balance Closure and Model Structure

[46] In the wet season, the radiation fluxes largely prevail in the surface energy balance and most of the glacier is continuously in melting conditions, which enables a reliable closure of the energy budget and correct simulation of the meltwater discharge. However, the model tended to overestimate the snow albedo, owing to errors in its parameterization and/or on the hourly snowfall input, which is difficult to measure accurately. Through feedback processes, small errors in snow albedo caused significant errors in meltwater discharge, especially in the wet season when the ice was sporadically covered by snow. As the parameters of albedo calculation are difficult to estimate independently from complete modeling of all energy and mass fluxes, their calibrated values may compensate for other modeling errors, thereby losing their physical interpretation. Errors in snow albedo that caused overestimation of the snow depth and underestimation of the melt rate were partly compensated by overestimation of the meltwater originating from the firn area due to poor simulation of the mass and energy transfers within the snowpack.

[47] Additional sources of uncertainties arise in the dry season because the glacier is not in permanent melting conditions; marked daily surface temperature cycles imply large subsurface heat fluxes, which were not correctly simulated. Omission of the subsurface heat flux caused the melt rate to be overly sensitive to albedo, as shown by the erroneous peaks of meltwater discharge in July (Figure 8). The turbulent fluxes associated with large uncertainties were greater than in the wet season. The sum of atmospheric energy fluxes was low, with a large relative error; even its sign, sink or source, could be erroneous. The comprehensive analysis of the uncertainties in this distributed model, which includes numerous parameters, is a complex problem beyond the scope of this paper. It would require complete exploration of the parameter space and resulting nonlinear effects caused by combined uncertainties in multiple parameters [e.g., *Machguth et al.*, 2008].

[48] More complete models could be used; for instance, to simulate the mass and energy transfers within the snow or changes in subglacial water storage and flows. However, adding complexity to the model without additional observations would not improve the understanding of the physical processes [e.g., *Klemes*, 1983]. A reliable estimation of the subsurface heat fluxes would require temperature profile measurements within the first decimeters of ice or snow, which is a difficult task over long periods owing to changes in surface height. More observations in the firn area would also be required, such as temperature, water content, and density profiles in the snow, tracing experiments to document water movements, or melt rate measurements. Difficult access due to high altitudes partly explains the scarcity of observations in the accumulation area of tropical Andean glaciers.

### 5.2. Seasonal Changes in Energy Fluxes and Melt Rate

#### 5.2.1. Energy Sources of Melting

[49] Table 2a shows the partitioning of the energy fluxes averaged over the glacier surface at three periods of the year: during the progressive establishment of the wet season (December), in the core wet season (January), and in the dry season (July). Table 2b quantifies the share of each energy flux in the sum of all fluxes expressed in absolute values to show the contribution of each flux to the total energy exchange, or energy turnover. The sum of atmospheric energy fluxes was positive in December and January, and largely negative in July. During the melt period, which lasts roughly from September to May, turbulent fluxes remained

**Table 2b.** Monthly Energy Fluxes Averaged Over the Glacier Surface in December, January, and July During the 1999–2000 Hydrological Year, Showing the Contribution of Each Flux to the Sum of All Fluxes in Absolute Values

| Period | $SUM_{ABS}$[a] (W m$^{-2}$) | $S$[b] (%) | $L$ (%) | $H$ (%) | $LE$ (%) |
|---|---|---|---|---|---|
| December | 97 | 53 | 33 | 2 | 12 |
| January | 39 | 66 | 16 | 5 | 14 |
| July | 143 | 22 | 57 | 3 | 18 |

[a] $SUM_{ABS}$ is the sum of the energy fluxes in absolute values: $|S| + |L| + |H| + |LE|$.

[b] The contribution of flux $X$ was calculated as $|X|/SUM_{ABS}$.

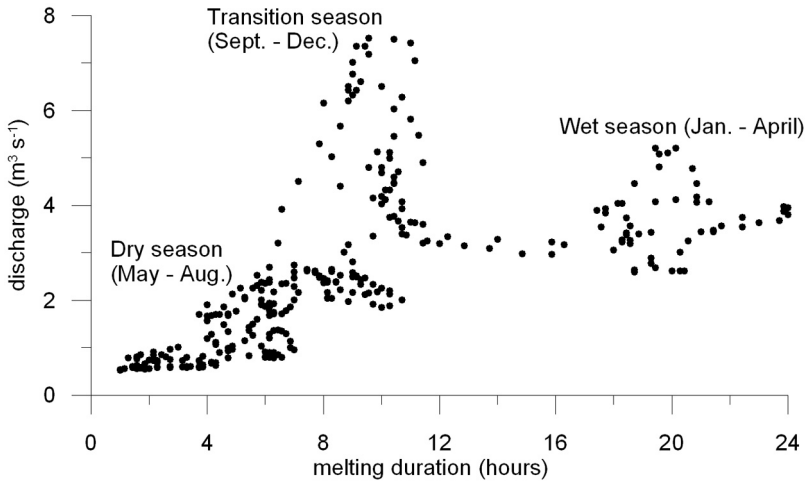



**Figure 12.** Daily discharge versus melt duration represented by the number of hours when $T_s > -1°C$ at AWS2. Short melt duration corresponds to a 24 h period with clear skies. Running averages are over 7 days, 1999–2000.

low because of low wind speed and small temperature and humidity gradients between the glacier and the air, and radiative fluxes largely prevailed in the energy balance. From September to December, precipitation and clouds were not yet frequent and the snowline was high, causing low glacier albedo (Figure 3). Solar irradiance approached its summer peak and caused intense melting, resulting in the highest discharge of the year. A marked diurnal cycle of discharge characterized ice melting caused by solar radiation, with a short time lag before runoff from the glacier reached the basin outlet. Melt energy, mainly provided by short-wave radiation, was reduced by long-wave radiation losses due to high surface temperatures and low long-wave emissions of the atmosphere with a low cloud cover (Tables 2a and 2b). Clouds and snowfall were most frequent from January to March. High long-wave emission from low warm convective clouds maintained the melt rate despite the decrease in net solar radiation due to the clouds and to the high albedo of fresh snow. The contribution of sky long-wave radiation to melt energy and the transfer of meltwater through the snow dampened the diurnal discharge cycle. In April, the end of the precipitation season caused a rise in the snowline. Lower albedo and increased sky transmissivity of solar radiation tended to counteract the decrease in potential solar radiation in winter and the reduction in long-wave incoming radiation due to the cloudless sky, so that net radiation and melt energy were not significantly reduced.

[50] Schematically, meltwater discharge was maintained thanks to the alternation of ice melting by solar radiation during clear-sky periods and snow melting by long-wave radiation during cloudy periods with frequent snowfalls. This alternation of sources of melt energy occurred at different time scales: from the September to December transition season to the January to March wet season, and in the alternation of 5–10 day periods of wet and dry conditions during the precipitation season [*Garreaud*, 2000; *Sicart et al.*, 2002].

#### 5.2.2. Causes of Low Melt in the Dry Season

[51] In the wet season, precipitation associated with local convection can deposit hail near the glacier front, which rapidly melts owing to low albedo. During the dry season, precipitation associated with extratropical perturbations generally deposits a thick snow cover over the entire glacier, drastically reducing the melt rate (e.g., the early June snowfall, Figure 8). The energy available for melt then remains low owing to small energy gains in solar radiation and large energy losses in long-wave radiation and in turbulent fluxes.

[52] Averaged over the entire glacier surface, the energy losses in turbulent latent heat flux were high, but lower than long-wave radiation losses (Table 2a). The turbulent latent heat flux contributed most in the dry season but never exceeded 20% of the total energy exchanges (Table 2b). At the same time, long-wave radiation losses represented around 60% of the energy exchanges. The variations in atmospheric energy fluxes were driven by radiation (Figure 9), as shown by the correlations in July: $r^2(\Delta Q_M,R) = 0.77$, $r^2(\Delta Q_M,S) = 0.36$, $r^2(\Delta Q_M,L) = 0.10$, $r^2(\Delta Q_M,H+LE) = 0.26$ ($r^2$ is the determination coefficient for the hourly spatially averaged fluxes during the day, $N = 256$). Radiation fluxes dominated both energy gains (short-wave) and losses (long-wave) of the glacier throughout the year. As discussed in section 5.1, large uncertainties remain concerning the turbulent fluxes but none is likely to significantly reduce the weight of these fluxes in the energy balance.

[53] The long-wave radiation deficit due to low emission from the dry, cloudless, and thin atmosphere at very high altitudes was sufficient to maintain low meltwater discharges during the dry season. The energy deficit reached maximum during daytime owing to high surface temperatures, which reduced the energy available for melting. Long-wave radiation losses caused marked cooling of the glacier during the night, which in turn, delayed the onset of melting during the day. A delay in melting can also be expected at the beginning of the wet season owing to the subsurface cold content accumulated during the dry season, as happens in spring in midlatitude glaciers.

#### 5.2.3. Melt Duration as an Index of Seasonal Climate Forcing

[54] Figure 12 shows the daily discharge at the gauging station versus a point-scale index of melt duration at AWS2. The values were smoothed to account for the time lag before

runoff from the glacier reaches the stream gauge station. During clear-sky conditions in the day, glacier melting is mostly caused by solar radiation, whereas the surface is cooled during cold nights. When the sky is overcast, the emission of long-wave radiation by clouds can maintain melting conditions throughout the night. The low discharges in the dry season were associated with a short melting period. After the September equinox, increased solar radiation and decreased surface albedo increased the energy available for melt. The meltwater discharge increased with the lengthening of the melting period, to reach a peak when clear-sky solar radiation caused intense melting for 10–12 h per day, around the summer solstice in December. From January on, when the wet season was fully established, frequent clouds maintained the glacier close to melting conditions day and night. Discharge was reduced but was nevertheless maintained by long-wave radiation emitted by clouds. The relationship between point-scale melt duration and total meltwater discharge thus distinguishes three seasons in the hydrological year. Figure 12 summarizes climate forcing on the glacier and shows that cloud cover and precipitation control the seasonal changes in melt energy.

[55] The annual mass balance depends on the onset of the wet season, which interrupts the period of maximal melting by solar radiation. Observations on Zongo Glacier since 1991 have shown a regular pattern of rapid increase in discharge from September to December or January, followed by a progressive decrease until the very low discharges in the dry season. The seasonality of discharge contrasts with the progressive establishment of the precipitation season and its rather sudden termination around April (Figure 2). The glacier accumulation season is short, 3–4 months in the core of the wet season, roughly from January to April [*Sicart et al.*, 2007]. Any delay in the onset of the wet season, as happened during the 1997–1998 El Niño event, results in a very negative mass balance due to limited accumulation and very high ablation.

## 6. Summary and Concluding Remarks

[56] With the objective of investigating seasonal climate forcing on the mass balance and meltwater discharge of tropical glaciers, the spatially distributed energy balance model of *Hock and Holmgren* [2005] was applied to the Bolivian Zongo Glacier (16°15′S, 6000 to 4900 m asl) at an hourly time step over a hydrological year. The model was adjusted to tropical high mountains mainly for the calculation of albedo, owing to the frequent alternation of melt and snowfall periods during the wet season, and of long-wave incoming radiation, owing to the pronounced seasonality of sky emission.

[57] Three seasons can be distinguished in this outer tropical glacier. In the dry season from June to August, discharge is low, mainly owing to the surface deficit in long-wave radiation due to the low emissivity of the cloudless thin atmosphere at very high altitudes, and not primarily owing to sublimation as postulated in previous studies [e.g., *Kaser et al.*, 1996; *Wagnon et al.*, 1999]. During the transition season from September to December, the meltwater discharge progressively increases to reach its highest annual values due to high solar irradiance, with the Sun close to zenith, and low glacier albedo. From January on, the frequent snowfalls in the wet season reduce the melt rate, which is nevertheless maintained by high long-wave radiation emitted from convective clouds. The annual mass balance depends on the onset of the wet season, which interrupts the period of high melt caused by solar radiation. Any delay in the onset of the wet season causes a very negative mass balance, owing to reduced snow accumulation and very large ablation. The mass balance is not greatly affected by turbulent fluxes, which are significant only in the dry season. These tropical Andean conditions contrast with the drier climate of high-altitude glaciers on Kilimanjaro (East Africa), where melt is limited and sublimation dominates ablation [*Mölg et al.*, 2009b].

[58] During the wet season, radiation fluxes dominate in the surface energy balance and most of the glacier is in melting conditions, allowing for reliable closure of the energy budget and good simulation of meltwater discharge. However, the model tends to overestimate the snow albedo owing to errors in its parameterization and/or in snowfall input. The melt rate is very sensitive to albedo when thin layers of snow temporarily cover the glacier ice. Errors in albedo are partly compensated by overestimation of the meltwater runoff from the firn area due to poor simulation of the energy and mass transfers within the snowpack. The glacier is not continuously in melting conditions in the dry season; marked daily surface temperature cycles imply large subsurface heat fluxes, which are not correctly estimated.

[59] These simulations underline the need for further experimental studies. Clouds and precipitation have distinct properties in the wet and in the dry seasons, which need to be further investigated in relation with the mass balance. Observations of the melt processes and meltwater transfers are lacking in the firn area. Investigations of the atmospheric boundary layer would provide insights into wind properties (e.g., height and strength of the maximum speed of katabatic wind), which are necessary to estimate turbulent fluxes and their areal variations more accurately. Subglacial hydrology, which is related to the considerable length of the ablation period, has not yet been thoroughly investigated.

[60] Tropical glaciers are characterized by large vertical mass balance gradients of about 2 m w.e. $(100\ \mathrm{m})^{-1}\ \mathrm{yr}^{-1}$ in the ablation area [e.g., *Kaser et al.*, 1996; *Soruco et al.*, 2009], implying a significant contribution of the lowest areas to total ablation. The mass balance gradient is steepest in the wet season and smallest in the dry season when neither melt nor accumulation is substantial. *Kuhn* [1984] noted the influence of the length of the ablation period. In the present study, the simulations showed that the frequent changes in snow cover throughout the ablation season enhance the vertical mass balance gradients.

[61] The ablation and accumulation processes are closely related in tropical glaciers. Melt depends on the duration and timing of the wet season, which may have changed during the Holocene [*Servant and Servant-Vildary*, 2003]. Models based on annual precipitation amount (and annual temperature) may underestimate mass balance variability. In low-latitude mountains estimates of precipitation at intra-annual scales are rare in past records and not very reliable in scenarios of future climate changes. Climate reconstitutions based on past glacier extents and studies of the impact of future glacier changes are therefore challenging in tropical mountains.

[62] **Acknowledgments.** The glaciological program is supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD). This work was sponsored by the French ORE network Glacioclim and the ANR program TAG 05-JCJC-0135. The authors are also grateful to three anonymous reviewers for their useful comments on the manuscript. We thank Patrick Wagnon, Yves Lejeune, and especially Michel Vallon for stimulating discussions.

## References

Beljaars, A. C. M., and A. A. M. Holtslag (1991), Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models, *J. Appl. Meteorol.*, *30*, 327–341, doi:10.1175/1520-0450(1991)030<0327:FPOLSF>2.0.CO;2.

Ben Tahar, V. (2008), Caractérisation de la couche limite atmosphérique sur le glacier tropical Zongo (Bolivie) et estimation des flux turbulents, Master thesis, 47 pp., Univ. du Sud Toulon–Var, La Garde, France.

Bergen, J. D. (1971), The relation of snow transparency to density and air permeability in a natural snow cover, *J. Geophys. Res.*, *76*, 7385–7388, doi:10.1029/JC076i030p07385.

Berthier, E., J. E. Sicart, P. Wagnon, R. Gallaire, J. P. Chazarin, P. Ribstein, B. Pouyaud, B. Francou, and H. Baldivieso (2001), Mesures météorologiques, hydrologiques et glaciologiques, année hydrologique 1998–99, report, 93 pp., IRD, La Paz, Bolivia.

Beven, K. J. (1989), Changing ideas in hydrology: The case of physically based models, *J. Hydrol.*, *105*, 157–172, doi:10.1016/0022-1694(89)90101-7.

Bradley, R. S., F. T. Keimig, H. F. Diaz, and D. R. Hardy (2009), Recent changes in freezing level heights in the Tropics with implications for the deglacierization of high mountain regions, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L17701, doi:10.1029/2009GL037712.

Braun, M., and R. Hock (2004), Spatially distributed surface energy balance and ablation modelling on the ice cap of King George Island (Antarctica), *Global Planet. Change*, *42*, 45–58, doi:10.1016/j.gloplacha.2003.11.010.

Brutsaert, W. (1975), On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies, *Water Resour. Res.*, *11*, 742–744, doi:10.1029/WR011i005p00742.

Favier, V., P. Wagnon, J. P. Chazarin, L. Maisincho, and A. Coudrain (2004), One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana glacier 15, Ecuadorian Andes, *J. Geophys. Res.*, *109*, D18105, doi:10.1029/2003JD004359.

Francou, B., M. Vuille, P. Wagnon, J. Mendoza, and J. E. Sicart (2003), Tropical climate change recorded by a glacier in the central Andes during the last decades of the twentieth century: Chacaltaya, Bolivia, 16°S, *J. Geophys. Res.*, *108*(D5), 4154, doi:10.1029/2002JD002959.

Garreaud, R. D. (2000), Intraseasonal variability of moisture and rainfall over South American Altiplano, *Mon. Weather Rev.*, *128*, 3337–3346, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<3337:IVOMAR>2.0.CO;2.

Garreaud, R. D., M. Vuille, R. Compagnucci, and J. Marengo (2009), Present-day South American climate, *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, *281*(3–4), 180–195, doi:10.1016/j.palaeo.2007.10.032.

Grayson, R. B., I. D. Moore, and T. A. McMahon (1992), Physically based hydrologic modeling: 2. Is the concept realistic?, *Water Resour. Res.*, *28*, 2659–2666, doi:10.1029/92WR01259.

Grenfell, T. C., and G. A. Maykut (1977), The optical properties of ice and snow in the arctic basin, *J. Glaciol.*, *18*(80), 445–463.

Greuell, W., W. Knap, and C. Smeets (1997), Elevational changes in meteorological variables along a midlatitude glacier during summer, *J. Geophys. Res.*, *102*, 25,941–25,954, doi:10.1029/97JD02083.

Halldin, S., and A. Lindroth (1992), Errors in net radiometry: Comparison and evaluation of six radiometer designs, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *9*, 762–783, doi:10.1175/1520-0426(1992)009<0762:EINRCA>2.0.CO;2.

Hardy, D. R., M. Vuille, C. Braun, F. Keimig, and R. S. Bradley (1998), Annual and daily meteorological cycles at high altitude on a tropical mountain, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *79*(9), 1899–1913, doi:10.1175/1520-0477(1998)079<1899:AADMCA>2.0.CO;2.

Hastenrath, S. (1978), Heat-budget measurements on the Quelccaya Ice Cap, Peruvian Andes, *J. Glaciol.*, *20*(82), 85–97.

Hastenrath, S. (2009), Past glaciation in the tropics, *Quat. Sci. Rev.*, *28*(9–10), 790–798, doi:10.1016/j.quascirev.2008.12.004.

Hock, R., and B. Holmgren (2005), A distributed surface energy-balance model for complex topography and its application to Storglaciaren, Sweden, *J. Glaciol.*, *51*(172), 25–36, doi:10.3189/172756505781829566.

Jomelli, V., V. Favier, A. Rabatel, D. Brunstein, G. Hoffmann, and B. Francou (2009), Fluctuations of glaciers in the tropical Andes over the last millennium and palaeoclimatic implications: A review, *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, *281*(3–4), 269–282, doi:10.1016/j.palaeo.2008.10.033.

Jones, P. D., T. J. Osborn, and K. R. Briffa (2001), The evolution of climate over the last millennium, *Science*, *292*, 662–667, doi:10.1126/science.1059126.

Kaser, G. (1999), A review of the modern fluctuations of tropical glaciers, *Global Planet. Change*, *22*, 93–103, doi:10.1016/S0921-8181(99)00028-4.

Kaser, G., S. Hastenrath, and A. Ames (1996), Mass balance profiles on tropical glaciers, *Z. Gletscherkd. Glazialgeol.*, *32*, 75–81.

Klemes, V. (1983), Conceptualization and scale in hydrology, *J. Hydrol.*, *65*, 1–23, doi:10.1016/0022-1694(83)90208-1.

Kuhn, M. (1984), Mass budget imbalances as criterion for climatic classification of glaciers, *Geogr. Ann.*, *66*(3), 229–238, doi:10.2307/520696.

Kuhn, M., E. Dreiseitl, S. Hofinger, G. Markl, N. Span, and G. Kaser (1999), Measurements and models of the mass balance of Hintereisferner, *Geograf. Ann.*, *81*, 659–670.

Lejeune, Y., P. Wagnon, L. Bouilloud, P. Chevallier, P. Etchevers, E. Martin, J. E. Sicart, and F. Habets (2007), Melting of snow cover in a tropical mountain environment in Bolivia: Processes and modeling, *J. Hydrometeorol.*, *8*(4), 922–937, doi:10.1175/JHM590.1.

Machguth, H., R. S. Purves, J. Oerlemans, M. Hoelzle, and F. Paul (2008), Exploring uncertainty in glacier mass balance modelling with Monte Carlo simulation, *Cryosphere*, *2*(2), 191–204, doi:10.5194/tc-2-191-2008.

Mölg, T., N. J. Cullen, and G. Kaser (2009a), Solar radiation, cloudiness and longwave radiation over low-latitude glaciers: Implications for mass-balance modelling, *J. Glaciol.*, *55*(190), 292–302, doi:10.3189/002214309788608822.

Mölg, T., N. J. Cullen, D. R. Hardy, M. Winkler, and G. Kaser (2009b), Quantifying climate change in the tropical midtroposphere over East Africa from glacier shrinkage on Kilimanjaro, *J. Clim.*, *22*(15), 4162–4181, doi:10.1175/2009JCLI2954.1.

Oerlemans, J., and W. Knap (1998), A 1 year record of global radiation and albedo in the ablation zone of Morteratschgletscher, Switzerland, *J. Glaciol.*, *44*(147), 231–238.

Platt, C. M. (1966), Some observations of the climate of Lewis Glacier, Mount Kenya, during the rainy season, *J. Glaciol.*, *6*(44), 267–287.

Plüss, C., and A. Ohmura (1997), Longwave radiation on snow-covered mountainous surfaces, *J. Appl. Meteorol.*, *36*, 818–824, doi:10.1175/1520-0450-36.6.818.

Ribstein, P., E. Tiriau, B. Francou, and R. Saravia (1995), Tropical climate and glacier hydrology: A case study in Bolivia, *J. Hydrol.*, *165*, 221–234, doi:10.1016/0022-1694(94)02572-S.

Seibert, J. (1999), *Conceptual Runoff Models: Fiction or Representation of Reality?*, 52 pp., Uppsala Univ. Press, Uppsala, Sweden.

Servant, M., and S. Servant-Vildary (2003), Holocene precipitation and atmospheric changes inferred from river paleowetlands in the Bolivian Andes, *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, *194*(1–3), 187–206, doi:10.1016/S0031-0182(03)00277-3.

Sicart, J. E., P. Ribstein, P. Wagnon, and D. Brunstein (2001), Clear sky albedo measurements on a sloping glacier surface: A case study in the Bolivian Andes, *J. Geophys. Res.*, *106*, 31,729–31,737, doi:10.1029/2000JD000153.

Sicart, J. E., P. Ribstein, J. P. Chazarin, and E. Berthier (2002), Solid precipitation on a tropical glacier in Bolivia measured with an ultrasonic depth gauge, *Water Resour. Res.*, *38*(10), 1189, doi:10.1029/2002WR001402.

Sicart, J. E., P. Wagnon, and P. Ribstein (2005), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia), *J. Geophys. Res.*, *110*, D12106, doi:10.1029/2004JD005732.

Sicart, J. E., J. W. Pomeroy, R. L. H. Essery, and D. Bewley (2006), Incoming long-wave radiation to melting snow: Observations, sensitivity and estimation in northern environments, *Hydrol. Processes*, *20*(17), 3697–3708, doi:10.1002/hyp.6383.

Sicart, J. E., P. Ribstein, B. Francou, B. Pouyaud, and T. Condom (2007), Glacier mass balance of tropical Zongo Glacier, Bolivia, comparing hydrological and glaciological methods, *Global Planet. Change*, *59*, 27–36, doi:10.1016/j.gloplacha.2006.11.024.

Sicart, J. E., R. Hock, P. Ribstein, and J. P. Chazarin (2010), Sky long-wave radiation on tropical Andean glaciers: Parameterization and sensitivity to atmospheric variables, *J. Glaciol.*, *56*(199), 854–860, doi:10.3189/002214310794457182.

Smeets, C., and M. R. van den Broeke (2008), Temporal and spatial variations of the aerodynamic roughness length in the ablation zone of the Greenland ice sheet, *Boundary Layer Meteorol.*, *128*(3), 315–338, doi:10.1007/s10546-008-9291-0.

Soruco, A., C. Vincent, B. Francou, and J. F. Gonzalez (2009), Glacier decline between 1963 and 2006 in the Cordillera Real, Bolivia, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L03502, doi:10.1029/2008GL036238.

Troll, C. (1941), Studien zur vergleichenden Geographie der Hochgebirge der Erde, Bonner Mitt. 21, Univ. Bonn, Bonn, Germany.

U.S. Army Corps of Engineers (1956), Summary report of the snow investigations, snow hydrology, report, 437 pp., N. Pac. Div., Portland, Oreg.

Vera, C., et al. (2006), Toward a unified view of the American Monsoon Systems, *J. Clim.*, *19*(20), 4977–5000, doi:10.1175/JCLI3896.1.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and B. Pouyaud (1999), Annual cycle of energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, *J. Geophys. Res.*, *104*, 3907–3923, doi:10.1029/1998JD200011.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and J. E. Sicart (2001), Anomalous heat and mass budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98 El Nino year, *J. Glaciol.*, *47*(156), 21–28, doi:10.3189/172756501781832593.

Wagnon, P., J. E. Sicart, E. Berthier, and J. P. Chazarin (2003), Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level, *J. Geophys. Res.*, *108*(D6), 4177, doi:10.1029/2002JD002088.

Warren, S. G. (1982), Optical properties of snow, *Rev. Geophys.*, *20*(1), 67–89, doi:10.1029/RG020i001p00067.

Warren, S. G. (1984), Impurities in snow: Effects on albedo and snowmelt, *Ann. Glaciol.*, *5*, 177–179.

R. Hock, Geophysical Institute, University of Alaska Fairbanks, Fairbanks, AK 99775, USA.

M. Litt and E. Ramirez, IHH, UMSA, La Paz 00095, Bolivia.

P. Ribstein, UMR Sisyphe, Université Pierre et Marie Curie, F-75252 Paris CEDEX 05, France.

J. E. Sicart, LTHE, Bâtiment CERMO, Domaine Universitaire, BP 53, F-38041 Grenoble CEDEX 09, France. (jean-emmanuel.sicart@ird.fr)

*Remarques de conclusion*

Cette étude montre que le fort gradient altitudinal de bilan de masse observé dans la zone d'ablation des glaciers tropicaux est causé par les changements fréquents de couvert de neige. Les facteurs climatiques contrôlant les variations temporelles et spatiales (des échelles du massif au continent) du gradient altitudinal du bilan de masse – le coefficient d'activité selon Lliboutry – restent peu étudiés [ex., Kuhn, 1984, Oerlemans et Hoogendoorn, 1989 ; Rasmussen 2004 ; Rasmussen et Andreassen, 2005 ; Sherpa et al., 2017]. Rabatel et al. [2005] utilisent ce gradient pour déterminer les variations interannuelles du bilan de masse de glaciers alpins à partir de mesures satellitaires de la ligne de neige à la fin de l'année hydrologique. Néanmoins, les processus contrôlant les variations spatiales et temporelles du gradient ont été peu explorés. Les bases de données glaciologiques et météorologiques de GLACIOCLIM dans les Andes tropicales, les Alpes et l'Himalaya, associées à des mesures de la position de la ligne de neige par télédétection [ex., Rabatel et al., 2012], seraient très utiles pour de telles études.

Consommant beaucoup d'énergie sans grande perte de masse, la sublimation a souvent été considérée comme un processus de réduction de la fonte glaciaire en climat sec [ex., Kaser et al., 1996 ; Wagnon et al., 1999]. Sicart et al. [2011] montrent que la sublimation de glace affecte peu le bilan de masse des glaciers tropicaux. Sur les glaciers des latitudes subtropicales, par ex. au nord Chili [Favier et al., 2009 ; Nicholson et al., 2016], les processus de formation de pénitents créent des conditions de fonte en régime froid et sec [ex. Lliboutry, 1954]. Les pénitents, se formant dès que la sublimation est importante lors de longues périodes sèches, limitent donc l'effet de la sublimation comme processus de réduction des pertes de masse même dans les climats les plus secs. Les processus d'instabilité initiant la formation de pénitents – liés à la sublimation, les rayonnements solaire et infrarouge, la concentration des impuretés dans les creux, la diffusion de vapeur d'eau ou la conduction de chaleur – restent peu étudiés et mal connus [ex., Kotlyakhov et Lebedeva, 1974 ; Bergeron et al., 2006 ; Claundin et al., 2015].

La figure 12 de Sicart et al. [2011] fait une synthèse des résultats des simulations des bilans de masse et d'énergie en montrant qu'une relation entre une variable locale (durée de la fusion à la station météorologique) et une variable globale (débit total de fonte) permet de distinguer trois saisons dans l'année. Une saison intermédiaire (septembre-décembre) de taux maximum d'ablation apparaît entre les saisons sèche (hiver austral, juin-août) et humide (été, décembre-mars). Ces saisons apparaissent dans les cycles annuels moyens des précipitations et du débit de fonte (figure 2.1). Par effets de nuages, de chutes de neige et d'albédo, l'arrivée en décembre de la mousson sud-américaine interrompt la période de forte augmentation de la fonte par rayonnement solaire. La date d'arrivée de saison des pluies affecte donc la durée de la saison de fonte maximale. Une saison des pluies tardive, comme lors du Niño 1997-98, cause un bilan de masse très négatif en raison d'un déficit de chutes de neige et surtout d'une forte fusion. Le chapitre suivant présente une étude sur le régime des précipitations dans la Cordillère Royale.

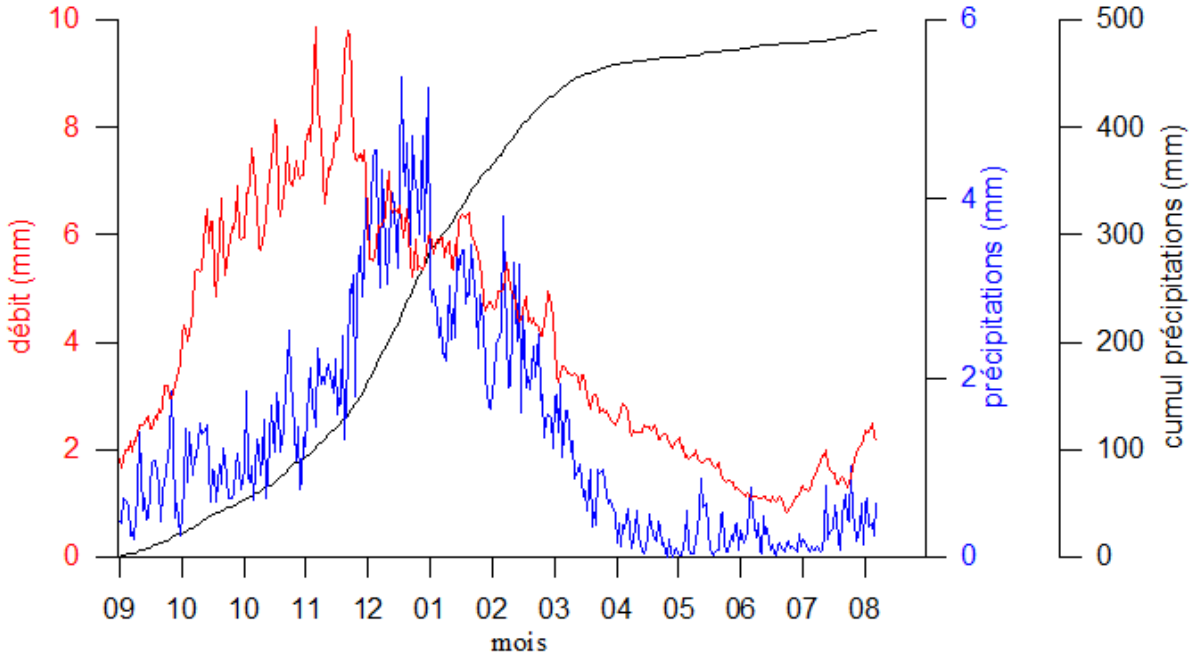


Figure 2.1 : Moyennes journalières de précipitations (5 stations de l'Altiplano) et débit de fonte du glacier Zongo sur la période 1992-2008 (données de la thèse de Ramallo [2013])

### *II.3 Régimes de précipitations et bilan de masse*

À la suite des études de processus de fonte, la thèse de Ramallo [2013] avait pour objectifs de caractériser les régimes de précipitations dans les vallées andines et sur l'Altiplano bolivien encadrant la Cordillère Royale afin de les relier aux bilans de masse glaciaires.

**Résumé de la thèse de Cinthya Ramallo (co-encadrée avec T. Lebel et T. Condom, UGA, Grenoble, 2013).** Le contexte général de l'étude est la caractérisation des variations du régime hydrologique et glaciologique du glacier de Zongo (16°15' de latitude sud en Bolivie) à partir du régime pluviométrique. L'hypothèse de base considère que les caractéristiques et propriétés de la saison des pluies ont une forte influence sur le bilan de masse et sur le régime hydrologique du glacier. Une base de données pluviométriques de 32 ans (données annuelles) et 19 ans (données journalières) a été compilée, critiquée et utilisée pour l'analyse de la précipitation à une échelle locale. Quatre régions climatiquement homogènes sont distinguées : l'Altiplano, la ville de La Paz, la partie haute et moyenne de la vallée du Zongo. Quatre méthodes pour l'identification des propriétés de la saison des pluies sont développées, deux basées sur l'intensité des pluies et deux basées sur l'occurrence des pluies. Finalement, six propriétés de la saison des pluies sont identifiées : la date de démarrage, la date de fin, la durée de la saison des pluies, la précipitation tombée durant cette saison, un indice de concentration et un indice d'intensités des pluies. Les résultats montrent que la variabilité interannuelle de la précipitation est contrôlée par les nombres de jours pluvieux pour le régime altiplanique, et par les intensités pour le régime amazonien (section moyenne de la vallée du Zongo). Une analyse de la variabilité interannuelle de la pluie a été comparée avec l'ENSO et les corrélations sont faibles durant les dernières 32 années entre ces deux variables. En comparant les deux dernières décennies 1992-2000 et 2001-2009 on observe une diminution de l'occurrence et de l'intensité des pluies durant l'installation de la saison des pluies mais une augmentation des intensités durant la saison des pluies. Dans la deuxième partie de cette étude on quantifie l'impact de la saison des pluies sur le bilan de masse et sur le régime hydrologique en tenant compte de chaque propriété. La corrélation entre les propriétés de la saison des pluies et les débits de fonte du glacier est plus forte qu'avec les bilans de masse. De plus, on met en évidence que la date de démarrage, la durée et la quantité de précipitation tombée durant le cœur de la saison des pluies sont les caractéristiques de la saison des pluies qui expliquent le mieux la variabilité interannuelle de la fusion. Finalement, cette étude permet d'avoir des nouveaux outils d'analyse

qui pourraient être mis en place dans des modèles hydrologiques appliqués sur des bassins versants englacés.

Cette thèse confirme sur les deux dernières décennies les liens entre précipitations et fonte glaciaire : l'arrivée du 'cœur' de la saison des pluies interrompant la période de forte augmentation de la fonte (Figure 2.1). Le débit de fonte et le bilan de masse dépendent fortement de la saison des pluies en termes de durée, de date d'installation et de cumul des précipitations. La fin de la saison des pluies est généralement plus progressive que l'installation qui intervient assez brutalement en décembre (Figure 2.1). La durée de la saison des pluies dépend surtout de la date d'installation dont la variabilité interannuelle est plus grande que celle de la date de fin des pluies. Ces propriétés correspondent à un climat de mousson. Une limite de ce travail est que la méthode de définition de la saison des pluies – en termes d'intensité des pluies, de nombre de jours de pluies ou de ruptures de pente du cumul des précipitations (courbe noir dans la figure 2.1) – a une forte incidence sur les résultats de comparaison avec les bilans de masse.

### *II.4 Propriétés radiatives de nuages et circulation atmosphérique régionale*

Une première étape vers une meilleure compréhension des forçages climatiques régionaux a consisté à relier les propriétés radiatives des nuages, mesurées localement, aux données synoptiques de ré-analyses afin de caractériser les circulations atmosphériques favorisant les épisodes nuageux sur les glaciers tropicaux. L'atténuation du rayonnement solaire et surtout l'augmentation du rayonnement infrarouge thermique par les nuages sont amplifiées dans la fine atmosphère sèche et froide de très haute altitude. Les propriétés de l'atmosphère des glaciers tropicaux favorisent l'identification des nuages par des mesures au sol de flux de rayonnements. La saison des pluies, liée à la mousson sud-américaine, est causée par les flux d'humidité provenant du bassin amazonien à l'est des Andes. Les fronts froids extratropicaux causent des épisodes de nuages épais – réduisant davantage le rayonnement solaire et émettant moins le rayonnement infrarouge que les nuages convectifs de saison des pluies – de 2-3 jours tout au long de l'année.

En continuité, nous prévoyons de reprendre cette méthodologie pour quantifier les précipitations en Cordillère Royale associées à la mousson sud-américaine et aux fronts froids du sud selon les saisons. Le stage de Master de Cristina Argoti [2018] a entrepris en Equateur une étude similaire sur les nuages. Une difficulté est que les journées sans nuage sont très rares (parfois une ou deux dans l'année), ce qui nuit à une calibration robuste du calcul des rayonnements de ciel clair.

INTERNATIONAL JOURNAL OF CLIMATOLOGY
*Int. J. Climatol.* (2015)
Published online in Wiley Online Library
(wileyonlinelibrary.com) DOI: 10.1002/joc.4540

RMetS
Royal Meteorological Society

# Radiative properties of clouds over a tropical Bolivian glacier: seasonal variations and relationship with regional atmospheric circulation

Jean Emmanuel Sicart,[a]* Jhan Carlo Espinoza,[b] Louis Quéno[a] and Melissa Medina[b]

[a] *IRD/UJF-Grenoble 1/CNRS/G-INP, LTHE UMR 5564, France*

[b] *Subdirección de Ciencias de la Atmósfera e Hidrósfera (SCAH), Instituto Geofísico del Perú (IGP), Lima, Peru*

**ABSTRACT:** At low latitudes, strong seasonal changes in cloud cover and precipitation largely control the mass balance of glaciers. Measurements of shortwave and longwave radiation fluxes reaching Zongo glacier, Bolivia (16°S, 5060 m asl), were analysed from 2005 to 2013 to investigate cloud radiative properties. Cloud shortwave attenuation and longwave emission were greater in the wet summer season (DJF) than in the dry winter season (JJA) probably because most DJF clouds were low warm cumulus associated with local convection, whereas JJA clouds were frequently altostratus associated with extra-tropical perturbations. Solar irradiance was high all year round and cloud radiative forcing on down-welling fluxes was strongly negative, with monthly averages ranging from -60 to -110 W m$^{-2}$ from the dry to the wet season, respectively. In the wet season, high extraterrestrial solar irradiance and low shortwave transmissivity caused very negative cloud forcing despite the high longwave emissivity of convective clouds. Reanalysis of wind and geopotential height anomalies and outgoing longwave radiation satellite data were used to characterize the regional atmospheric circulation causing thick cloud covers (10% thickest clouds) during the dry (JJA), transition (SON), and wet (DJF) seasons. Around 87% (80%) of cloud events in JJA (SON) occurred during the incursion of low-level southern wind from southern South America to the Bolivian Andes, which caused 2–3 days of cold surge episodes in the Cordillera Real. Around 13% of cloudy days in JJA were associated with high-level low-pressure conditions over the Chilean coast around 45°S, including cut-off lows. In SON, 20% of cloudy days were associated with summer conditions, characterized by an active Bolivian High and moist air advection from the Amazon basin. In the wet season, only 46% of thick cloud events were associated with low-level southern wind incursions, the other events being associated with the South American Monsoon.

KEY WORDS tropics; cloud; radiation; glacier; atmospheric circulation; cold surge; Andes; Bolivia

*Received 5 September 2014; Revised 31 July 2015; Accepted 21 September 2015*

## 1. Introduction

On low-latitude glaciers, the seasons are mainly driven by humidity-related variables, and ablation and accumulation processes are closely linked (e.g. Kaser and Osmaston, 2002; Francou *et al.*, 2004). Seasonal and interannual variations in the mass balance depend on cloud and precipitation properties (Rabatel *et al.*, 2013). Sicart *et al.* (2011) showed that three seasons can be distinguished in the outer tropics of Bolivia. In the dry season, from May to August, the melt rate is low, mainly due to the surface deficit in longwave radiation due to the low emissivity of the cloudless thin atmosphere at the very high altitudes of the glaciers (above 4500 m asl). During the transition season, from September to November, the melt rate progressively increases to reach its highest annual values due to high solar irradiance, with the sun close to zenith, and low glacier albedo. During the accumulation/wet season from December to February, frequent snowfalls reduce the melt rate due to an albedo effect. However, melt continues to occur due to high longwave radiation emitted from convective clouds. The mass balance of tropical glaciers depends to a large extent on the melt rate, which is controlled by surface albedo and radiation fluxes, during the transition season between the dry and the wet seasons.

Clouds reduce solar irradiance at the glacier surface, but increase longwave irradiance. At low latitudes, seasonal variations in extraterrestrial solar radiation are small whereas variations in the cloud cover are high. Clouds mainly drive the seasonal variations in solar radiation reaching the glacier (e.g. Sicart *et al.*, 2005; Mölg *et al.*, 2009). Located at very high altitudes, tropical glaciers are characterized by marked seasonal changes in longwave irradiance due to convective clouds in the wet season that sharply increase the emittance of the thin atmosphere (Sicart *et al.*, 2010). However, little is known about the effects on the surface energy balance of the seasonal changes in cloud properties in relation with regional atmospheric circulation. Day-to-day atmospheric variability in subtropical and tropical South America has been widely documented, with emphasis on conditions that produce severe rainy and cold events (e.g. Vuille and Ammann,

* Correspondence to: J. E. Sicart, Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement, BP53–F 38 041 Grenoble Cedex 9, France. E-mail: jean-emmanuel.sicart@ird.fr

© 2015 Royal Meteorological Society

1997; Garreaud and Wallace, 1998; Pezza and Ambrizzi, 2005; Espinoza *et al.*, 2012), but large-scale atmospheric forcing on tropical glaciers remains poorly studied (e.g. Francou *et al.*, 2004; Vuille *et al.*, 2008; Molg and Kaser, 2011).

The objectives of this study were to characterize the seasonal changes in cloud cover over the Bolivian Oriental Andes and to relate locally observed radiative properties of clouds to the synoptic atmospheric circulation. For this purpose, we analysed the shortwave and longwave radiation fluxes reaching Zongo glacier, Bolivia (16°S, 6000–4900 m asl). The radiative properties of clouds were investigated through their shortwave transmissivity and longwave emissivity. Cloud radiative forcing was used to quantify their bulk effects on down-welling radiation fluxes (Ramanathan *et al.*, 1989). Clouds observed locally were then related to regional atmospheric circulation during the dry, transition, and wet seasons by examining wind and geopotential height anomalies from Re-Analysis Interim (ERA-Interim) and outgoing longwave radiation (OLR) data from National Center for Atmospheric Research/National Oceanic and Atmospheric Administration (NCAR/NOAA).

## 2. Location and climate

Zongo glacier is located in the Huayna Potosi Massif (16°15′S, 68°10′W, Cordillera Real, Bolivia) on the western margin of the Amazon basin and on the eastern margin of the Altiplano catchment. This valley-type glacier is 3 km long, has a surface area of 2 $km^2$, and flows in a south-southeasterly direction from 6000 to 4900 m asl (Soruco *et al.*, 2009). The Huayna Potosi Massif, located in the outer tropics, is characterized by marked seasonality in precipitation and cloud cover with a single wet season in austral summer and a pronounced dry season in winter. In contrast, thermal seasonality is low: less than 8 °C based on daily averages. The hydrological year is counted from 1 September ( i.e. from the end of the dry season).

The dry season (JJA) is produced by the northward displacement of mid- and upper-tropospheric westerlies that prevent the influx of moisture from the east. During the wet season in austral summer (DJF), precipitation is associated with intense solar heating of the Altiplano surface leading to destabilization of the boundary layer, deep convection, and moist air advection from the eastern interior of the continent linked with the South American Monsoon (e.g. Zhou and Lau, 1998; Vuille *et al.*, 2000; Vera *et al.*, 2006; Garreaud *et al.*, 2009). During the austral summer, mid- and upper-level easterly winds bring moist air that feed convective storms over the Altiplano region. Several studies have documented significant correlation between easterly winds at 200 hPa and precipitation over the Altiplano during the austral summer (Garreaud, 1999a; Garreaud *et al.*, 2003; Minvielle and Garreaud, 2011).

Throughout the year, but more frequently in winter, non-convective precipitation occasionally occurs when the tropical atmosphere is destabilized by extra-tropical cold air incursions related to low-level southern intrusions (e.g. Ronchail, 1989). These events occur in absence of the well-known South American low-level jet (SALLJ) and can be perceived as a negative phase of SALLJ (i.e. Nogués-Paegle and Mo, 1997; Espinoza *et al.*, 2012). In the Bolivian lowlands, Espinoza *et al.* (2013) documented an average of 3.4 intense southern cold fronts, with a mean duration of 2.7 days, each winter (JJA) during the period 1975–2002. In this region, a cold front can produce intense convection and a sudden drop in temperature that can reach as much as 10 °C in a few hours. Southern wind incursions modulate the day-to-day variability of deep convection and rainfall in the southern tropics (e.g. Montes de Oca, 1995; Li and Fu, 2006; Espinoza *et al.*, 2012, 2015), contributing as much as 25% of the summertime precipitation in the central Amazonia (Garreaud and Wallace, 1998). Various studies have described the main characteristics of southern wind incursions in the lower troposphere (e.g. Garreaud, 1999b, 2000; Vera and Vigliarolo, 2000; Muller *et al.*, 2003) and its propagation towards low latitudes, which produce cold surges (e.g. Marengo *et al.*, 1997; Lupo *et al.*, 2001; Li and Fu, 2006; Espinoza *et al.*, 2013). Snowfall events over the high Andes have also been related to cut-off low events (e.g. Vuille and Ammann, 1997). These events are characterized by upper-level low-pressure areas formed on the equatorward side of the maximum westerly winds in the polar or the subtropical jet stream (Hoskins *et al.*, 1985). In subtropical South America, cut-off lows produce moisture advection from the Pacific that interacts with the warmer tropical air over the continent, and result in large cloud cover in the high Andes (Aravena *et al.*, 1989).

Seasonal changes in atmospheric forcing and in the energy fluxes at the surface of Zongo glacier have been analysed by Sicart *et al.* (2011). Here, Figure 1(a) and (b) shows one annual cycle of incoming radiation fluxes. When the sky is clear, tropical glaciers receive high solar radiation because of the high elevation of the sun (low latitude) and high atmospheric transmissivity (high altitude). Clouds cause marked inter-daily variations in solar irradiance at the glacier surface. Seasonal variations in solar irradiance are not pronounced because of the low latitude and frequent clouds in summer (wet season) when extraterrestrial solar radiation is highest. In the high-altitude tropical Andes, cloud emissions influence the variations in longwave radiation much more than clear-sky emissivity or the temperature of the emitting atmosphere (Sicart *et al.*, 2010). Clouds cause high longwave irradiance during the wet season (Figure 1(b)). During the dry season, longwave irradiance is very low due to the prevailing clear-sky conditions of the thin atmosphere, and occasional clouds cause an abrupt increase in longwave irradiance.

## 3. Data and method

### 3.1. Measurements

A Campbell Scientific Inc. weather station, mounted on a tripod resting freely on the surface of the glacier, was set

© 2015 Royal Meteorological Society 

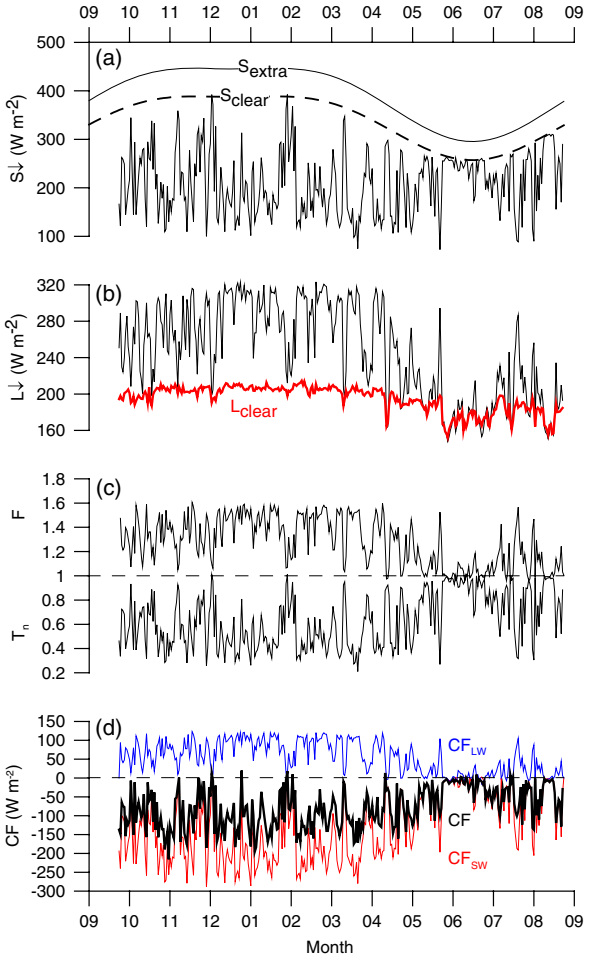



Figure 1. (a, b) Incoming shortwave ($S\downarrow$) and longwave ($L\downarrow$) radiation fluxes, respectively. The solid and dashed line show theoretical extraterrestrial ($S_{extra}$) and clear-sky ($S_{clear}$) solar irradiance, respectively. The red line shows theoretical clear-sky longwave irradiance ($L_{clear}$). (c) Cloud emission ($F$) and transmissivity ($T_n$) factors. (d) Shortwave ($CF_{SW}$), longwave ($CF_{LW}$), and all-wave (CF) cloud radiative forcing. (a–d) Daily measurements on Zongo glacier from September 2008 to August 2009.

up at 5060 m asl and operated from 1 March 2005 to 31 May 2013. It recorded air temperature and humidity ($T$ and RH, Vaisala HMP45C), and hemispherical downward broadband shortwave ($S\downarrow$, 0.3–2.8 µm) and longwave ($L\downarrow$, 5–50 µm) radiation fluxes with a Kipp&Zonen CM3 pyranometer and a CG3 pyrgeometer, respectively, 1 m above the surface. Half-hourly means derived from 20-s measurements were stored. Little terrain obstructs the sky at the weather station (the sky view factor is 0.94), so longwave radiation emitted from the surrounding terrain is negligible. Measurement uncertainty of unattended CG3 pyrgeometers and CM3 pyranometers is typically ±10% (e.g. Michel *et al.*, 2008). Measurements made by similar sensors at a station located on the right-hand moraine at 5050 m asl reduced the gaps in the daily glacier data from 30 to 17% (coefficients of determination between the glacier and moraine stations were $r^2 = 0.89$ and 0.98 for the shortwave and longwave radiation fluxes, respectively). The two stations were checked during field visits every 15–20 days throughout the year. Sensor characteristics and measurement uncertainties are discussed in Sicart *et al.* (2005, 2010).

### 3.2. Shortwave transmissivity and longwave emissivity of clouds

To investigate the radiative properties of clouds, their shortwave transmissivity and longwave emission factors were derived at a daily time scale from measurements of incoming shortwave ($S\downarrow$ in W m$^{-2}$) and longwave ($L\downarrow$ in W m$^{-2}$) radiation fluxes. A bulk cloud transmissivity for shortwave radiation ($T_n \leq 1$) was calculated over the sunshine hours as:

$$S\downarrow = T_n S_{clear} = T_n T_{clear} S_{extra} \quad (1)$$

where $S_{clear}$ is the shortwave clear-sky irradiance (W m$^{-2}$), $S_{extra}$ is the theoretical shortwave irradiance at the top of the atmosphere (W m$^{-2}$), and $T_{clear}$ is the bulk clear-sky transmissivity. Calibration of Equation (1) over the 8 years of study led to $T_{clear} = 0.87$, with no significant seasonal variations. Such high clear-sky transmissivity is due to the thin high-altitude atmosphere and is in agreement with previous calculations over shorter time periods (e.g. Sicart *et al.*, 2011). More complex calculations, similar to Beer's law formulations, accounting for solar radiation at the top of the atmosphere, altitude, solar angle, and different sky transmissivity parameters (e.g. Mölg *et al.*, 2009) do not improve the fit to the data and require the calibration of different turbidity or transmissivity coefficients. Cloud transmissivity may depend on the glacier albedo because a high albedo gives rise to multiple reflections between the surface and the cloud base (e.g. Obled and Harder, 1979; Munneke *et al.*, 2011). However, $T_n$ values were very similar at the glacier and the moraine stations ($r^2 = 0.92$, $n = 1925$), probably because the station was located on the lower part of the glacier where albedo generally is not high.

The sky longwave irradiance ($L\downarrow$) is written as:

$$L\downarrow = \varepsilon_{clear} F \sigma T^4 \quad (2)$$

where $\varepsilon_{clear}$ is the apparent clear-sky emissivity, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ W m$^{-2}$ K$^{-4}$ is the Stefan–Boltzmann constant, and $F \geq 1$ is the cloud emission factor describing the increase in sky emissivity due to cloud emission. For comparison with cloud shortwave transmissivity, calculations were performed only for hours when the sun was shining. Sicart *et al.* (2010) tested the parameterization of Brutsaert (1975) for clear-sky emissivity over 1 year of Zongo data:

$$\varepsilon_{clear} = C\,(e/T)^{1/m} \quad (3)$$

where $e$ is the vapour pressure (hPa) and $T$ is the temperature (K) of the air near the ground. Parameter $m$ comes from integrating the level of the emission of a slab of water vapour with $CO_2$ in the atmosphere and was taken to be $m = 7$ from the original formulation. Parameter $C$ represents the relationship between vapour pressure and temperature near the ground and their profiles in the atmosphere, and should be adapted to the local climate. Calibration of Equation (3) for each separate year gave

© 2015 Royal Meteorological Society

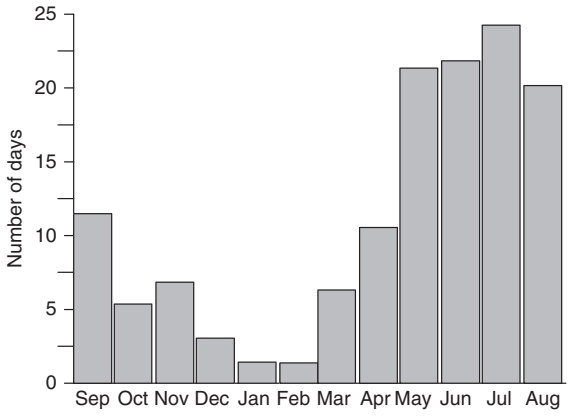



Figure 2. Mean monthly number of days with a clear sky ($F < 1.15$) during the period 2005–2013.

$C = 1.11–1.17$, with a mean value of 1.14. These values are slightly lower than Brutsaert's (1975) original value of $C = 1.24$ probably due to large temperature and humidity gradients at the high elevation of Zongo glacier (Sicart *et al.*, 2010). Lhomme *et al.* (2007) inferred from radiosonde profiles at El Alto airport (4060 m asl) that the high elevation of the Bolivian Altiplano causes high attenuation coefficients of the exponential decrease in the atmospheric temperature and humidity variables with height, leading to small values of $C$. Calibration of $C$ for each separate season over the 8 years of study produced similar results: no seasonal variations in $C$ were detected.

The 8-year observation data set provided reliable estimations of the clear-sky radiation fluxes, even in the wet season when clouds were frequent (Figures 1 and 2). $F$ and $T_n$ were calculated independently from Equation (1) ($n = 2497$) and Equation (2) ($n = 2492$), respectively. Estimates of the uncertainties $\delta T_n$ and $\delta F$ due to the uncertainties in measurements and parameter values in Equations (1)–(3) gave $\delta T_n/T_n \approx \delta F/F \approx 10\%$, mainly due to measurement errors in $S\downarrow$ and $L\downarrow$.

The cloud cover index defined as $\mathrm{CI} = F - T_n$ will be large for warm low clouds with high longwave emissivity and/or for thick clouds, which strongly attenuate shortwave radiation. Accounting for measurement errors, cloudy-sky conditions are assumed when the cloud emission factor $F$ is greater than 1.15 or shortwave transmissivity $T_n$ is less than 0.80, which is equivalent to $\mathrm{CI} > 0.35$. This conservative approach concentrates on thick cloud covers and may miss thin clouds and short cloud cover periods during the day. Days with 'thick' cloud covers were identified by using the 90th percentile of CI for each season over the 8 years of study, which resulted in thresholds of $\mathrm{CI} > 0.75$ for JJA, $\mathrm{CI} > 1.10$ for SON, and $\mathrm{CI} > 1.16$ for DJF.

The net effect of clouds on the radiation fluxes was quantified by defining the cloud radiative forcing (CF) as the difference between all sky and clear-sky down-welling fluxes. It can be expressed as the sum of the shortwave ($\mathrm{CF_{SW}}$) and longwave ($\mathrm{CF_{LW}}$) cloud radiative forcing (e.g. Marty *et al.*, 2002; Dong *et al.*, 2010; Conway *et al.*, 2014):

$$\mathrm{CF} = \mathrm{CF_{SW}} + \mathrm{CF_{LW}} = S\downarrow - S_{\mathrm{clear}} + L\downarrow - L_{\mathrm{clear}} = S_{\mathrm{clear}}\left(T_n - 1\right) + L_{\mathrm{clear}}\left(F - 1\right) \quad (4)$$

where $(T_n - 1)$ is negative whereas $(F - 1)$ is positive.

### 3.3. Analysis of regional atmospheric circulation

The regional atmospheric circulation during thick cloud conditions over Zongo glacier was analysed for the 2005–2013 period using daily 850, 500, and 200 hPa wind and geopotential height anomalies from ERA-interim reanalysis at $0.75° \times 0.75°$ horizontal resolution (Dee *et al.*, 2011). We also analysed anomalies in daily interpolated OLR data from NCAR/NOAA at $2.5° \times 2.5°$ horizontal resolution (Liebmann and Smith, 1996). OLR is considered as a proxy for deep convection to the east of the Andes (e.g. Lau and Chan, 1986; Liebmann *et al.*, 1999; Jones *et al.*, 2004; Espinoza *et al.*, 2012). The present analysis is based on the dry season (JJA), the transition season (SON), when glacier melt reaches its annual peak (Sicart *et al.*, 2011), and the wet season (DJF). Composite analysis of atmospheric circulation (OLR anomalies and 850 and 200 hPa wind and geopotential height anomalies) was conducted considering the beginning of intense cloudy-sky events, defined as the first day (D0) when the cloud cover index CI over Zongo was higher than the 90th percentile of all the years during the period 2005–2013. Then, composites of regional atmospheric circulation were analysed from D − 3 to D + 3. Composite analysis enabled us to characterize spatio-temporal changes in atmospheric circulation at synoptic scale during cloudy episodes over Zongo glacier. Finally, 850 hPa meridional wind anomalies were computed in the 15°–25°S and 65°–57°W region. Days characterized by low-level incursions of southern winds to the east of the Andes were identified by positive anomalies of meridional wind in this region.

## 4. Results and discussion

### 4.1. Seasonal variations in cloud radiative properties

Figure 2 shows the mean annual cycle of clear-sky days over Zongo glacier during the period 2005–2013. These days accounted for 40% of the days in the year. Very few clear-sky days occurred in the core of the wet season from December to February, whereas from May to August there were on average more than 20 clear-sky days per month. During the transition season from September to November, the number of clear-sky days was small compared to the dry season, from 5 to 12 per month. Cloud cover statistics are a useful way of identifying seasons in tropical regions as a complement to the intensity and occurrence of precipitation events, as investigated in the Bolivian Andes by Ramallo (2014).

Figures 3 and 4 show different cloud properties during the summer wet season (DJF) and the winter dry season (JJA). In the wet season, clouds reduced solar irradiance by

© 2015 Royal Meteorological Society 

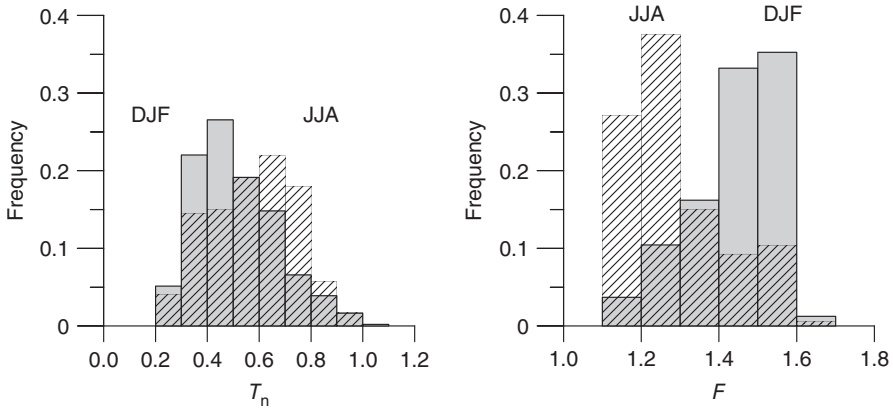



Figure 3. Histogram of daily cloud indexes $F$ and $T_n$ in JJA ($n = 173$, hatched) and DJF ($n = 486$, shaded) during the period 2005–2013. JJA: June, July, August. DJF: December, January, February.

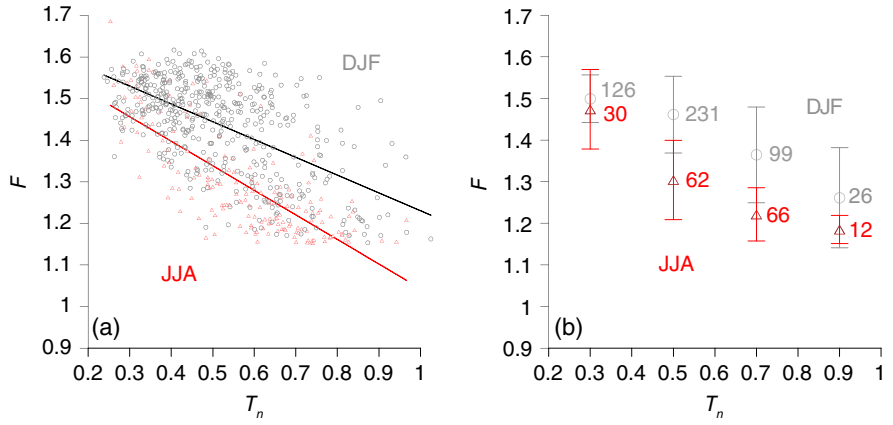



Figure 4. Relation between $F$ and $T_n$ in JJA (in red) and DJF (in grey) over the period 2005–2013. (a) Daily values of $F$ according to $T_n$ for cloudy days. Linear least-squares fit is in red in JJA ($r = -0.77$, $n = 170$) and in grey in DJF ($r = -0.59$, $n = 482$). (b) Daily values of $F$ averaged in $T_n$ bins (bin size = 0.2). The error bars are one standard deviation for each bin. The number at the right of data marker is the number of individual values used to create the average. JJA: June, July, August. DJF: December, January, February.

40–70% and increased longwave irradiance by 40–60% on more than 65% of cloudy days ($T_n$ and $F$ ranging from 0.3 to 0.6 and from 1.4 to 1.6, respectively, Figure 3). In the dry season, the attenuation of solar radiation and the enhancement of longwave radiation by clouds were both significantly reduced: $T_n$ and $F$ ranged from 0.5 to 0.8 and from 1.1 to 1.3, respectively, on 60–65% of cloudy days. As expected, cloud shortwave transmissivity and longwave emissivity were correlated (Figure 4(a)). With similar shortwave radiation attenuation, longwave radiation enhancement by clouds was greater in the wet season than in the dry season (Figure 4(b)). For instance, clouds that reduced solar radiation by around 30% ($T_n \sim 0.7$), increased sky emissivity by about 20% in JJA, and by almost 40% in DJF. This is probably due to the fact that in the summer wet season, the clouds are frequently low warm cumulus or cumulonimbus associated with local convection, whereas in the dry winter season, the clouds are mostly high altostratus or cirrostratus due to the absence of Monsoon fluxes (Vera *et al.*, 2006). This seasonal pattern was usually observed during field visits. Seasonal differences were less in the case of the thickest clouds characterized by small $T_n$ and large $F$ (Figure 4). Radiative cloud properties in September–November and March–May seasons were between those in the dry and wet seasons (not shown).

Clouds reduced the sum of down-welling shortwave and longwave radiation fluxes reaching the surface throughout the year, CF was mostly negative (Figures 1 and 5). Monthly averages of CF ranged from -60 W m$^{-2}$ in the dry winter season to $-110$ W m$^{-2}$ in the wet summer season. Cloud radiative forcing reached values as low as $-180$ W m$^{-2}$ during the wet season, whereas its magnitude mostly remained less than a few tenths of W m$^{-2}$ during the dry season. The reduction in solar radiation caused by clouds exceeded their increase in longwave radiation largely because at low latitudes, solar irradiance is high all year round. MacDonell *et al.* (2013) also observed a strong decrease in down-welling radiation fluxes over a high-altitude glacier in the subtropical Andes due to clouds all year round. The seasonal changes in cloud radiative forcing shown in Figure 5 give different results than Figures 3 and 4, which show that for similar solar radiation attenuation, clouds enhance longwave radiation more in the wet season than in the dry season. The variations in cloud radiative forcing were mostly driven by

© 2015 Royal Meteorological Society 

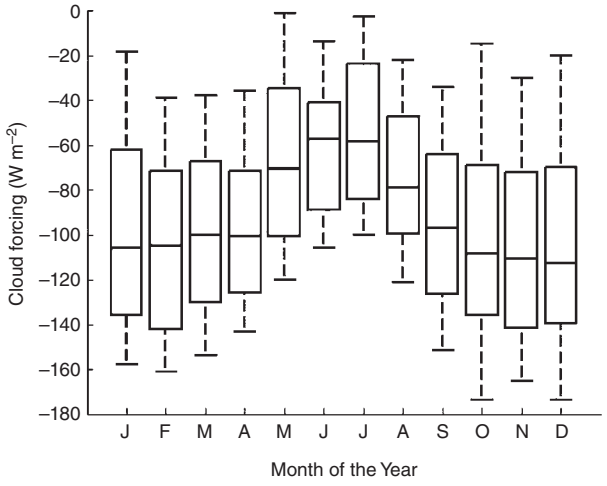



Figure 5. Monthly cloud radiative forcing CF statistics for cloudy days ($F > 1.15$) from 2005 to 2013. Box- and whisker plots contain information on the 9th and 91st percentiles (ends of whiskers), 25th and 75th percentiles (ends of box), and median (line inside box). Numbers of cloudy days ranged from $n = 32$ in June to $n = 160$ in January.

$CF_{sw}$ (e.g. Figure 1), and more specifically by cloud shortwave transmissivity $T_n$: $r^2(\mathrm{CF}, T_n) = 0.75$ whereas $S_{clear}$, $L_{clear}$, or $F$ were poorly correlated with CF ($r^2 < 0.11$, $n = 2170$ cloudy days). Cloud shortwave transmissivity was more variable than longwave emissivity (coefficients of variation were 30 and 9%, respectively) and clear-sky solar irradiance was higher than clear-sky longwave irradiance (Figure 1). In addition, $S_{clear}$ is around 10% higher in summer than in winter whereas seasonal variations of $L_{clear}$ are small due to the high altitude, which contributes to low values of CF in summer (Equation (4)). In the summer wet season, large extraterrestrial solar radiation and low shortwave transmissivity thus compensate for large longwave emissivity of clouds, causing very negative cloud radiative forcing.

### 4.2. Regional atmospheric circulation related to cloudiness

Clouds observed locally are related to the atmospheric circulation at the regional scale. Over the period 2005–2013, 39 days saw the start of a period of thick cloud cover in the dry season (CI > 0.75, 5% of total JJA days, Table 1). These days are denoted D0 (see 'data and method' section). Similarly, 46 days were identified as D0 in the transition season (CI > 1.10, 6% of total SON days) and 54 days in the wet season (CI > 1.16, 7% of total DJF days). In both dry and transition seasons, thick clouds mainly occurred during low-level incursions of southern winds: 87% (80%) of D0 were related to southern 850 hPa wind anomalies in the 15°–25°S and 65°–57°W region in JJA (SON) (Table 1). During the wet season, only 46% of the D0 were related to southern wind incursions (Table 1).

Figures 6 and 7 show the results of composite analyses of atmospheric circulation at 850 and 200 hPa, respectively, computed from D − 3 to D + 3 when thick cloud cover was recorded over Zongo glacier during southern wind incursions in JJA (87% of cases). At 850 hPa, southern winds

Table 1. Number of days in June, July, August (JJA) and September, October, November (SON) studied during the period 2005–2013.

| | Number of days 2005–2013 | Number of D0 (percent of total) | Days related to southern winds (percent of D0) |
|---|---|---|---|
| JJA | 736 | 39 (5%) | 34 (87%) |
| SON | 729 | 46 (6%) | 37 (80%) |
| DJF | 722 | 54 (7.5%) | 25(46%) |

Frequency of days related to the beginning of severe cloudy-sky events over Zongo glacier (D0) and frequency of D0 related to low-level southern wind incursion.

parallel to the Chilean coast prevailed on D − 3. They intensified, propagated eastward, and reached Bolivia on D − 1 and D0, producing a cold front. Over the Amazon basin, northwestern humid winds prevailed from D − 3 to D − 1. On D0, negative OLR anomalies revealed convective activity along a northwest-southeast band from the Bolivian Andes to southeastern Brazil, linked to the convergence of southern and northwestern winds. Convective activity strengthened on D + 1 and D + 2, which is coherent with the mean duration of cloudy periods observed over Zongo glacier (from D0 to D + 2); the mean and median values of successive cloudy days in JJA were 2.5 and 2, respectively, from 2005 to 2013. These processes have been reported in the literature in relation to the intrusion of cold air from southern South America to equatorial regions (Espinoza *et al.*, 2013, and references therein).

Anomalies of geopotential heights at 200 hPa revealed a wave train moving eastward from D − 3 to D + 3 (Figure 7). Geopotential height anomalies were negative over southeastern South America on D − 1, reaching values as low as −40 m. When the sky was cloudy over Zongo (D0 to D + 2), intense northwest to southeast 200 hPa winds were observed from the Pacific Ocean to the continent at 20°–30°S, which corresponds to the position of minimum OLR shown in Figure 6 (from the Bolivian Andes to southeast Brazil). Similar atmospheric circulation patterns occurred in the transition season (SON, not shown). Intense convection from D0 to D + 2 (Figure 6) was linked to large ascending motions in the middle troposphere, as part of an atmospheric cell over the continent (e.g. Espinoza *et al.*, 2013).

Considering days with thick cloud cover over Zongo (90% percentile of CI), only 5 days in JJA (13% of D0) and 9 days in SON (20% of D0) were not related to southerly low-level wind anomalies (Table 1). On these occasions, low-level circulation was characterized by northerly wind anomalies over the Amazon and La Plata basins (not shown). In JJA, during these events, the atmospheric circulation at 200 hPa was characterized by very low geopotential anomalies (as low as -90 m) from D0 to D + 2 over the Pacific Ocean near the Chilean coast (Figure 8). Northwest-southeast fluxes at 200 hPa from the subtropical Pacific to southeastern South America interacted with warm humid air over the continent, producing clouds

© 2015 Royal Meteorological Society 

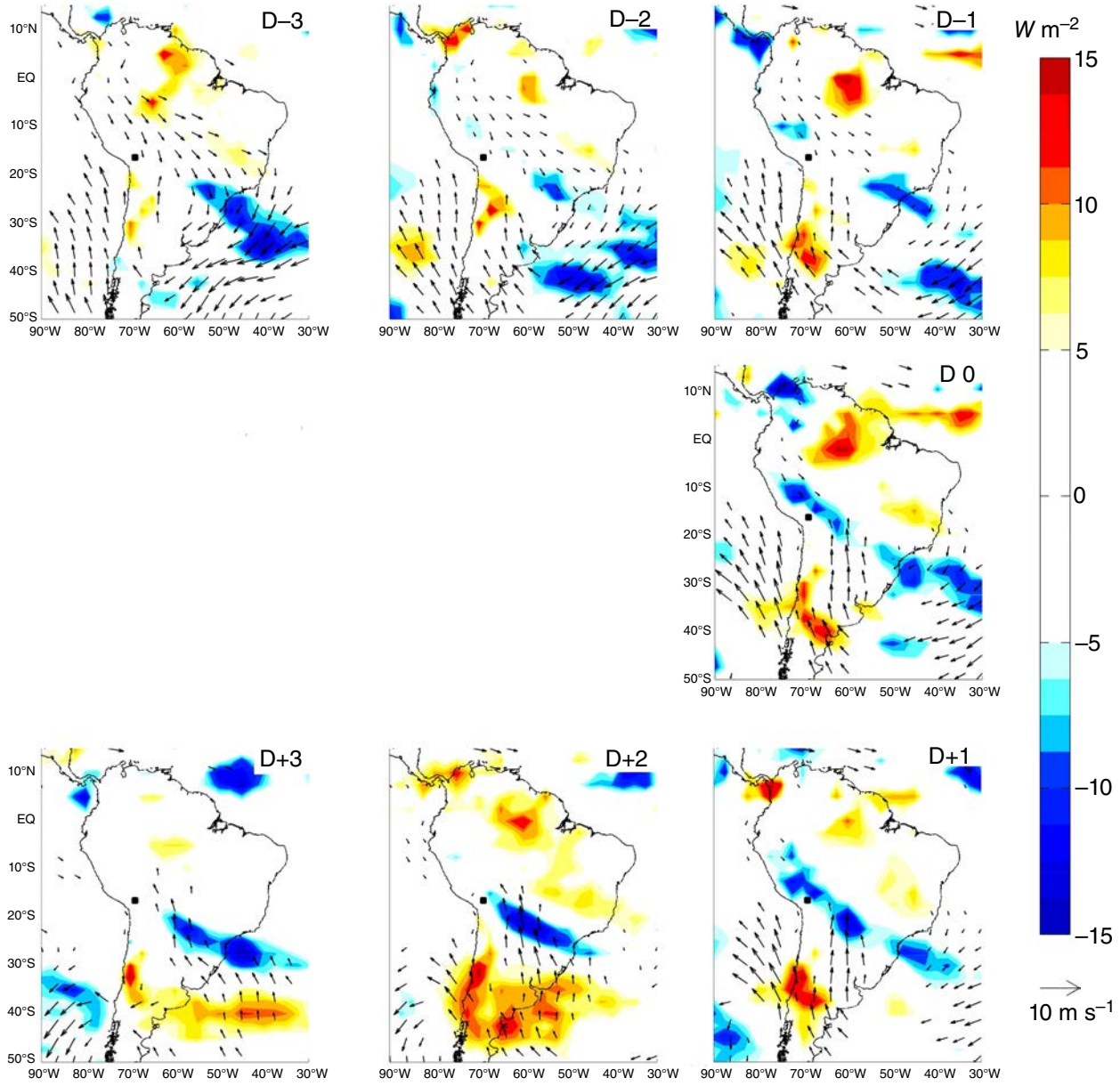



Figure 6. Composites of 850 hPa wind anomalies (vectors, m $s^{-1}$) and OLR anomalies (colours, W $m^{-2}$) from D − 3 to D + 3 from June to August (JJA) in the period 2005–2013 when thick cloud covers (CI > 0.75) over Zongo glacier were related to low-level incursions of southern wind. Only wind anomalies higher than one standard deviation are plotted. Negative (positive) OLR anomalies indicate enhanced (suppressed) convection.

and snowfalls over the Cordillera Real. Previous works linked westerly winds produced by cut-off lows with snowfall events in the high Chilean subtropical Andes (e.g. Vuille and Ammann, 1997; Fuenzalida *et al.*, 2005). Indeed, atmospheric circulation at 500 hPa showed occasional cut-off low conditions, for instance, the episode from 18 to 24 June 2011 (Figure S1, Supporting Information). During these events, westerly winds from the Pacific Ocean to the continent increased, producing thick cloud covers over the region of Zongo glacier.

High-level atmospheric circulation in SON was distinct from that in JJA when D0 was not related to southern wind incursions (20% of the cases). In SON, 200 hPa composites were characterized by positive geopotential anomalies over the continent, (e.g. from D0 to D + 3), suggesting an active phase of the Bolivian High, which is an upper-level high-pressure cell linked to cumulus convection over the Amazon Basin (Lenters and Cook, 1997) (Figure 9). High conditions over the continent intensified and moved eastward from D + 1 to D + 3. The Bolivian High enhanced easterly winds at 200 hPa over the Altiplano (particularly from D0 to D + 3) producing clouds over this region. A number of studies have shown a close relationship between upper-level easterly winds and precipitation in the Altiplano region (e.g. Garreaud, 1999a; Garreaud *et al.*, 2003; Minvielle and Garreaud, 2011). These results suggest that during the transition SON season, 20% of days with thick cloud covers over Zongo glacier are associated with early summer conditions, characterized by an active Bolivian High and

© 2015 Royal Meteorological Society 

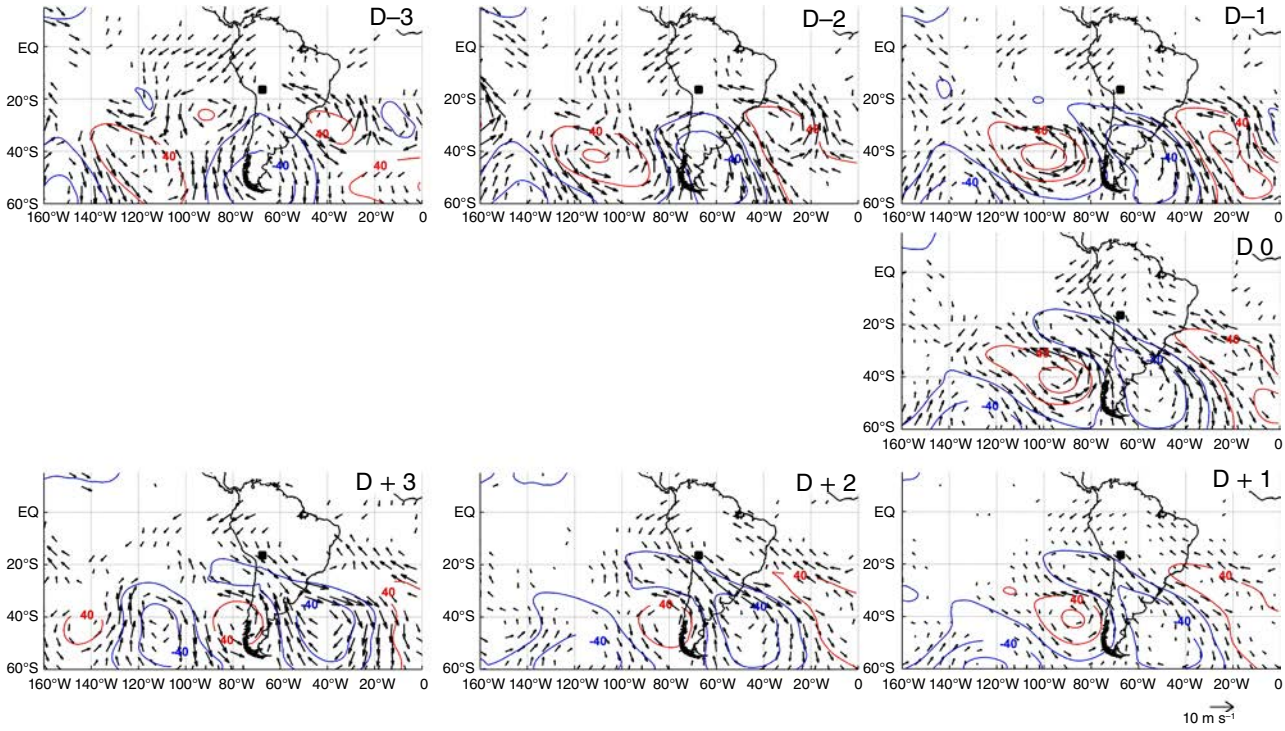



Figure 7. Composites anomalies of wind (vectors, m s$^{-1}$) and geopotential height (contours at 40 m intervals, positive [negative] anomalies are in red [blue]) at 200 hPa from D − 3 to D + 3 from June to August (JJA) in the period 2005–2013 when thick cloud covers (CI > 0.75) over Zongo glacier were related to low-level incursions of southern wind. Only wind anomalies higher than 0.5 standard deviation are plotted.

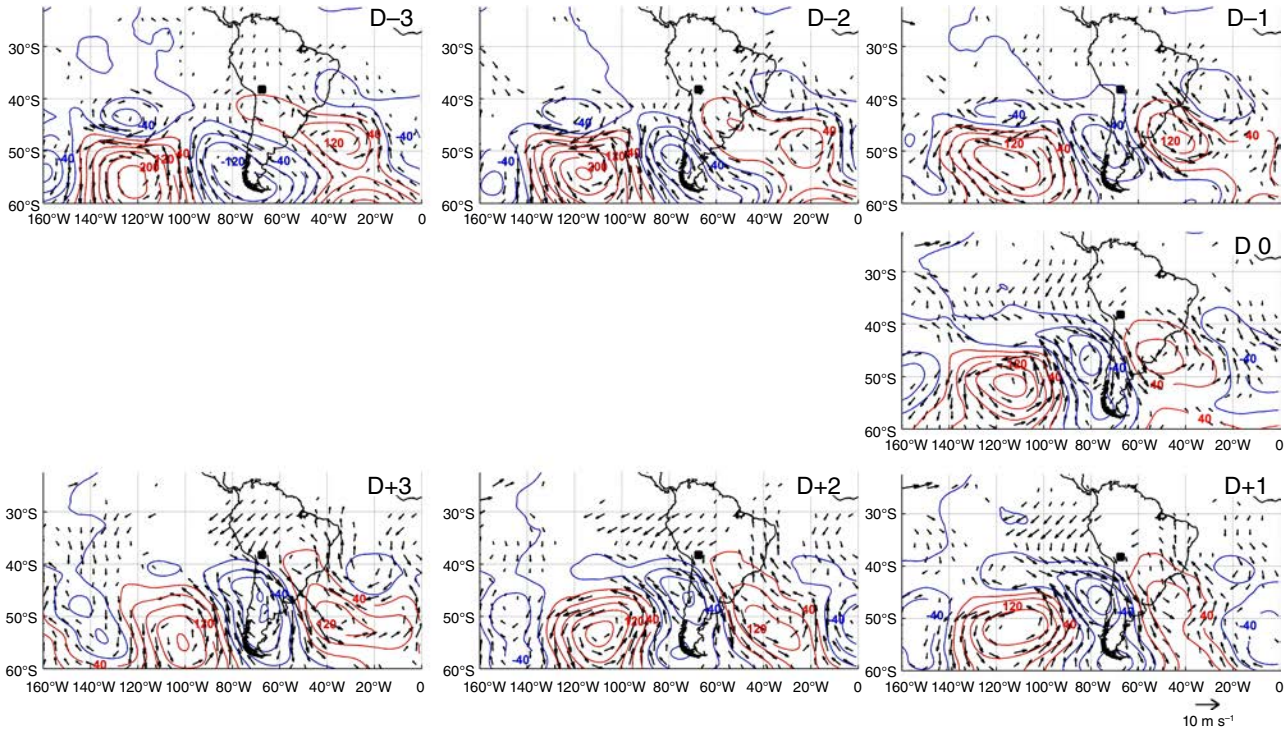



Figure 8. Composites anomalies of wind (vectors, m s$^{-1}$) and geopotential height (contours at 40 m intervals, positive [negative] anomalies are in red [blue]) at 200 hPa from D − 3 to D + 3 from June to August (JJA) in the period 2005–2013 when thick cloud covers (CI > 0.75) over Zongo glacier were not related to low-level incursions of southern wind. Only wind anomalies higher than 0.5 standard deviation are plotted.

© 2015 Royal Meteorological Society 

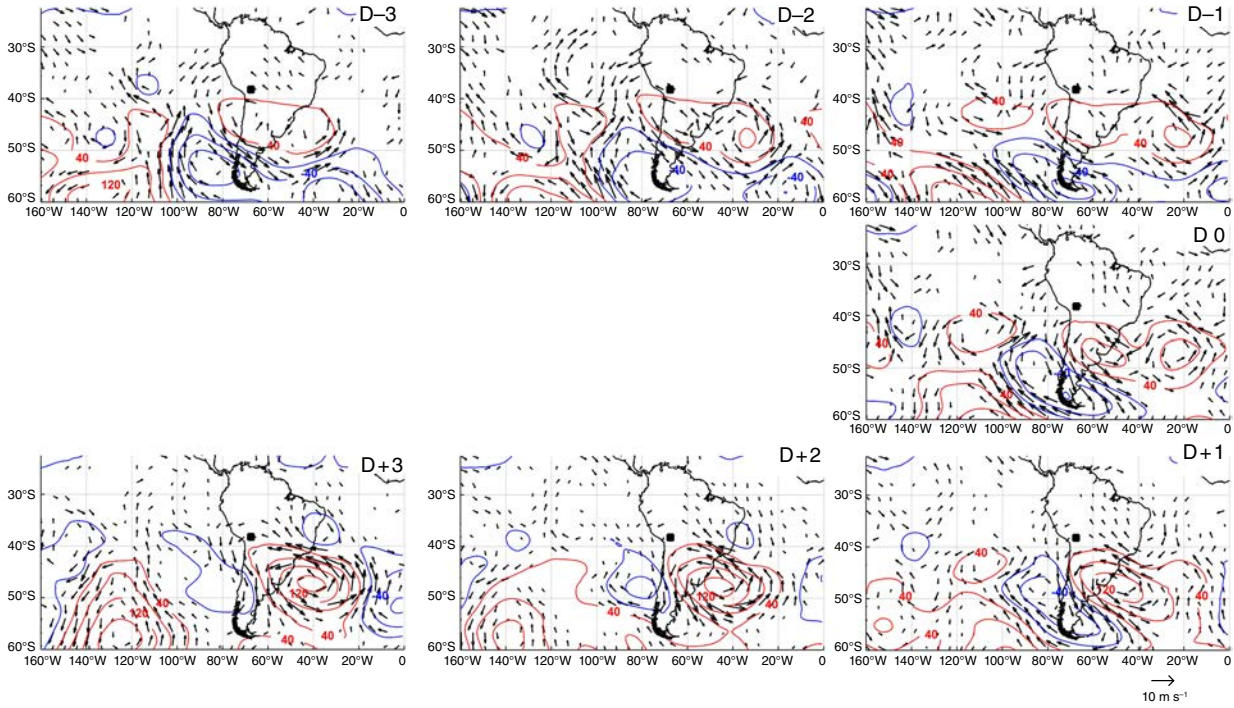



Figure 9. Composites anomalies of wind (vectors, m s$^{-1}$) and geopotential height (contours at 40 m intervals, positive [negative] anomalies are in red [blue]) at 200 hPa from D − 3 to D + 3 from September to November (SON) in the period 2005–2013 when thick cloud covers (CI > 1.10) over Zongo glacier were not related to low-level incursions of southern wind. Only wind anomalies higher than 0.5 standard deviation are plotted.

easterly winds at 200 hPa over the Cordillera Real. In the wet season, only 46% of D0 were related to low-level southern wind incursions (Table 1). The other thick cloud events were associated with northeastern low-level fluxes related to the South American Monsoon, whose activity peaks in DJF. In these cases (54% of D0), composite analysis showed that northeast winds prevailed over the Amazon region during D − 3 and D − 1, and reached the La Plata basin (Figure 10). This wind circulation enhanced the low-level jet and convection over the south east of South America (SESA-pattern). On D0, northeast winds weakened and southern wind anomalies appeared at the east of the Argentinean Andes, causing strong convection over the Bolivian Andes. From D + 1 to D + 3, southern winds were enhanced over the La Plata basin and convection moved to the southeast of Brazil (SACZ-pattern), from D + 2 to D + 3. These results suggest that thick cloud covers over Zongo glacier in the wet season preferentially occur during the transition of the SESA (D − 3 to D − 1) to SACZ (D + 1 to D + 3) dipole-like pattern. Indeed, the SESA–SACZ dipole is considered to be the main pattern of rainfall variability in South America at the intra-seasonal time scale during austral summer (e.g. Casarin and Kousky, 1986; Nogués-Paegle and Mo, 1997; Doyle and Barros, 2002; Marengo *et al.*, 2012).

In DJF, positive geopotential height anomalies prevailed at 200 hPa over southern South America (from subtropical Atlantic to Pacific), in particular from D0 to D + 3 (Figure 11). This pattern indicates an enhancement of the Bolivian High, characteristics of the summertime atmospheric circulation. From D0 to D + 3, circulation in the upper troposphere was similar to the circulation in SON when D0 was not related to southern wind incursions (Figure 8). However, DJF anomalies were weaker, due to shallow-low pressure conditions characterizing summertime (e.g. Espinoza *et al.*, 2012).

In DJF, as in SON, thick cloud covers over the region of Zongo glacier were related to an intensification of the easterly winds at 200 hPa, starting at D0 and lasting 2–3 days (Figure 11). Several studies have related intense precipitation events over the Altiplano to easterly winds at 200 hPa (e.g. Garreaud, 1999a; Garreaud *et al.*, 2003; Minvielle and Garreaud, 2011). From D + 2 to D + 3, a positive geopotential height prevailed over the SESA, which is characteristic of SACZ-pattern (Nogués-Paegle and Mo, 1997).

In summary, thick cloud covers over Zongo glacier are mainly produced by low-level southern wind intrusions during the dry season (JJA). In SON and DJF, an increasing numbers of thick cloud cover events (20 and 54%, respectively) are related to advection of humid air from the Amazon region (due to north-eastern winds in the lower troposphere) and intensification of easterly winds at 200 hPa over the Cordillera Real and the Altiplano (Figures 8 and 11). Garreaud (1999a) obtained similar results for the DJF atmospheric circulation, using a regional convective index over the Altiplano based on OLR data.

## 5. Summary and concluding remarks

Shortwave and longwave radiation flux measurements at the surface of Zongo glacier, Bolivia (16°S), were used

© 2015 Royal Meteorological Society 

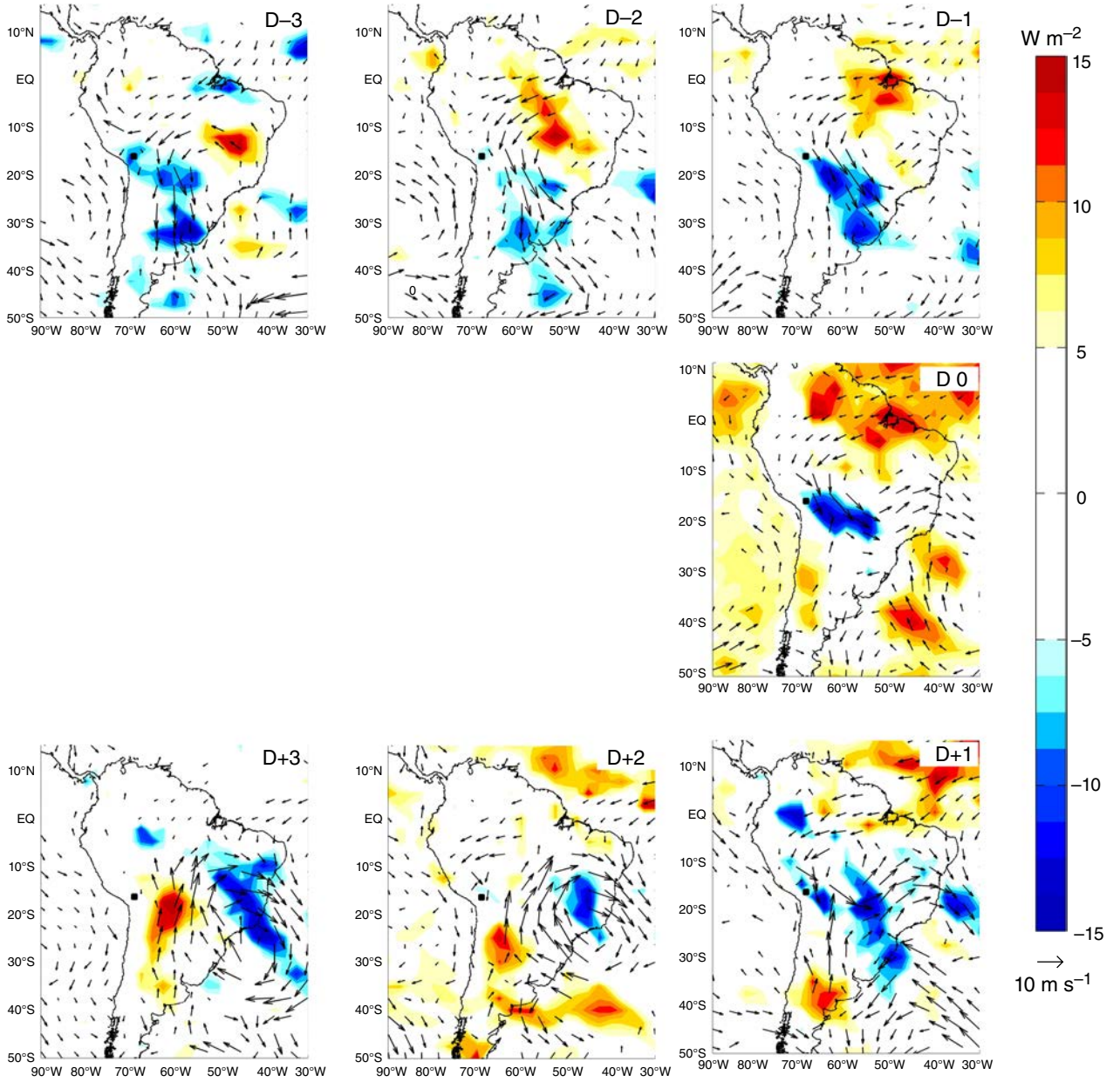



Figure 10. December to February (DJF; 2005–2013) composites of 850 hPa wind anomalies (vectors, m s$^{-1}$) and OLR anomalies (colours, W m$^{-2}$) from D − 3 to D + 3 when thick cloud covers (CI > 1.16 ) in Zongo are not related to low-level southern wind incursions. Only wind anomalies higher than a standard deviation are plotted. Negative (positive) OLR anomalies indicate enhanced (suppressed) convection.

to characterize seasonal changes in cloud cover. Cloud radiative properties are described through their bulk shortwave transmissivity and longwave emissivity factors. Significant seasonal changes in cloud properties were identified: shortwave radiation attenuation and longwave emission were generally greater in the wet summer season than in the dry winter season. In addition, at similar solar attenuation, clouds enhanced more longwave radiation during the wet season than during the dry season. This is probably because in the wet season clouds are frequently low warm cumulus or cumulonimbus associated with local convection, whereas the infrequent clouds in the dry season are mostly altostratus or cirrostratus associated with extra-tropical perturbations. Cloud radiative properties during the transition seasons from September to November and from March to May are between those in the dry and wet seasons.

Cloud radiative forcing, which results from the properties of the incident fluxes and of the clouds, was mostly negative throughout the year, with monthly averages ranging from -60 to -110 W m$^{-2}$ from the dry to the wet season. Reduction in solar radiation by clouds exceeded their increase in longwave radiation largely because at low latitudes, solar irradiance is high all year long. Reduction of the down-welling fluxes due to clouds was maximal in the wet season (reaching values as low as −180 W m$^{-2}$) due to high extraterrestrial solar irradiance and low shortwave transmissivity, and despite high longwave emissivity of convective clouds.

© 2015 Royal Meteorological Society

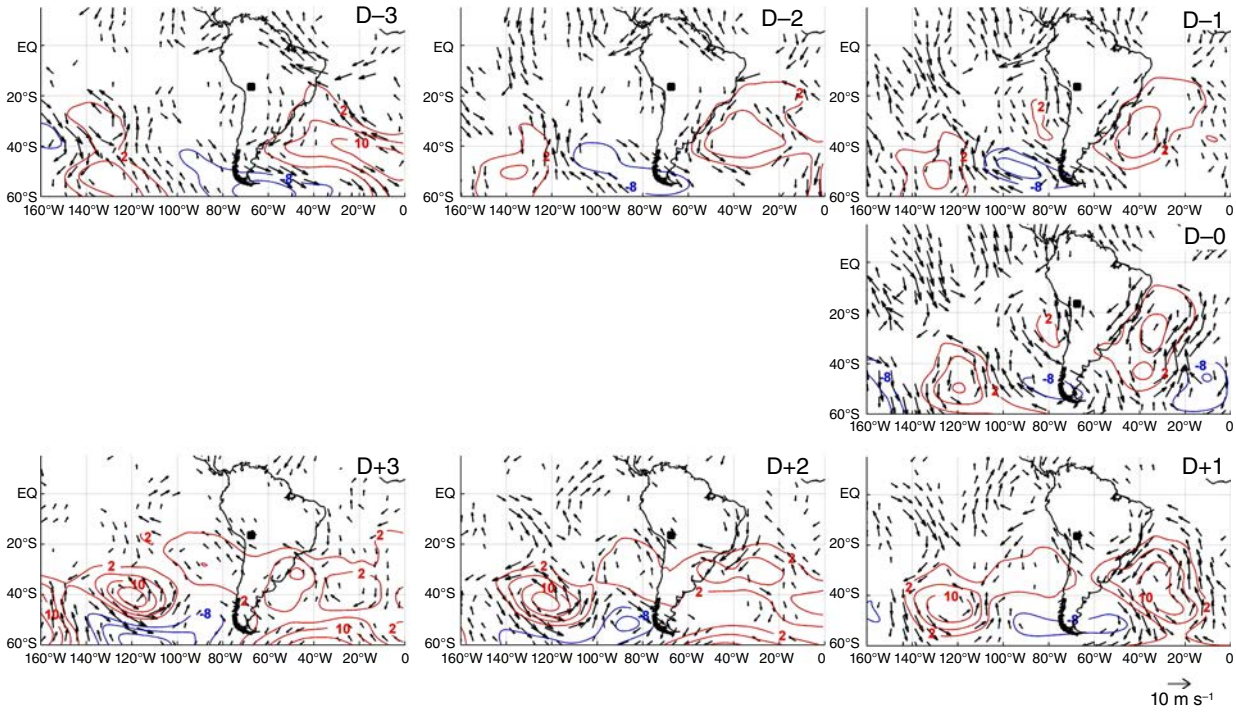



Figure 11. Composites anomalies of wind (vectors, m s$^{-1}$) and geopotential height (contours at 4 m intervals, positive [negative] anomalies are in red [blue]) at 200 hPa from D − 3 to D + 3 from December to February (DJF) in the period 2005–2013 when thick cloud covers (CI > 1.16) over Zongo glacier were not related to low-level incursions of southern wind. Only wind anomalies higher than 0.5 standard deviation are plotted.

Regional atmospheric circulation associated with thick cloud covers over Zongo glacier was examined during the winter dry season (JJA), the transition season from September to November (SON), and the summer wet season (DJF), with a focus on the respective influence of low-level and high-level atmospheric circulation. In JJA and SON, clouds mostly occurred during southern wind incursions at low levels (80–87% of cases), characterizing the beginning of a cold surge episode, which generally lasts 2–3 days in the Oriental Altiplano. Other episodes of cloud cover in the dry season (JJA) were linked to low-pressure conditions at 200 hPa on the Chilean coast (including cut-off low episodes), whereas in SON, they were linked to early summer conditions characterized by an active Bolivian High and easterly winds at 200 hPa over the Cordillera Real. During the wet season, thick cloud covers were still often associated with southern wind incursions (46% of cases), other cloud events being associated with the South American Monsoon, intensification of the Bolivian High, and enhancement of the easterly winds at 200 hPa over the Altiplano. Composite analysis during the wet season suggests that large cloud conditions in the Bolivian Oriental Andes mainly occur during the transition from SESA to SACZ dipole-like pattern.

This is a first step in the study of the processes by which synoptic atmospheric circulation controls cloudiness over tropical Andean glaciers. To quantify the effects of clouds on the glacier melt rate, cloud forcing on the surface radiation balance, including down- and up-welling fluxes, need to be investigated in relation with glacier albedo (e.g. Ambach, 1974; Conway *et al.*, 2014). Cloud properties also need to be related to the intensity, frequency, and phase of precipitation to investigate the effects of the timing and duration of the wet season on tropical glaciers, and of the occurrence of cold surges, which generally cause large snowfalls that drastically reduce glacier melt.

## Acknowledgements

The glaciological program is supported by the *Institut de Recherche pour le Développement* (IRD). The authors are grateful for the assistance received from IHH (*Instituto de Hidraulica e Hídrologia*), UMSA (*Universidad Mayor de San Andrés*) in La Paz, Boliva. This work was sponsored by the LMI program GREATICE, the French SO/SOERE GLACIOCLIM (http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm), and Labex OSUG@2020 (*Investissements d'avenir* ANR10 LABX56). JCE and MM have been partially founded by PNICP-Peru through the 'contrato 397-PNICP-PIAP-2014' contract. We thank Antoine Rabatel and Thomas Condom for stimulating discussions. The authors are also grateful to the editor and three reviewers for their useful comments on the manuscript.

## Supporting Information

The following supporting information is available as part of the online article:

Figure S1. Total winds (vectors, m s$^{-1}$) and geopotential height (contours at 80 m intervals) at 500 hPa from 18 to 24 June 2011. Only wind values higher than 3 m s$^{-1}$ are plotted.

© 2015 Royal Meteorological Society

## References


Ambach W. 1974. The influence of cloudiness on the net radiation balance of a snow surface with high albedo. *J. Glaciol.* **13**(67): 73–84.

Aravena R, Peña H, Grilli A, Suzuki O, Mordeckai M. 1989. Evolución isotópica de las lluvias y origen de las masas de aire en el Altiplano chileno. In *IAEA-TECDOC-502: Isotope Hydrology Investigations in Latin America*. International Atomic Energy Agency: Vienna, 129–142.

Brutsaert W. 1975. On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies. *Water Resour. Res.* **11**(5): 742–744.

Casarin DP, Kousky VE. 1986. Anomalias de precipitação no sul do Brasil e variações na circulação atmosférica (Precipitation anomalies over Southern Brazil and variations in the atmospheric circulation). *Rev. Bras. Meteorol.* **1**: 217–231.

Conway JP, Cullen NJ, Spronken-Smith RA, Fitzsimons SJ. 2014. All-sky radiation over a glacier surface in the Southern Alps of New Zealand: characterizing cloud effects on incoming shortwave, longwave and net radiation. *Int. J. Climatol.* **35**: 699–713, doi: 10.1002/joc.4014.

Dee DP, Uppala SM, Simmons AJ, Berrisford P, Poli P, Kobayashi S, Andrae U, Balmaseda MA, Balsamo G, Bauer P, Bechtold P, Beljaars A, van de Berg L, Bidlot J, Bormann N, Delsol C, Dragani R, Fuentes M, Geer AJ, Haimberger L, Healy SB, Hersbach H, Hólm EV, Isak-sen L, Kallberg P, Köhler M, Matricardi M, McNally AP, Monge-Sanz BM, Morcrette J-J, Park BK, Peubey C, de Rosnay P, Tavolato C, Thépaut J-N, Vitart F. 2011. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **137**(656): 553–597.

Dong XQ, Xi BK, Crosby K, Long CN, Stone RS, Shupe MD. 2010. A 10 year climatology of Arctic cloud fraction and radiative forcing at Barrow, Alaska. *J. Geophys. Res. Atmos.* **115**: D17212, doi: 10.1029/2009JD013489.

Doyle ME, Barros VR. 2002. Midsummer low-level circulation and precipitation in subtropical South America and related sea surface temperature anomalies in the South Atlantic. *J. Clim.* **15**: 3394–3410.

Espinoza JC, Lengaigne M, Ronchail J, Janicot S. 2012. Large-scale circulation patterns and related rainfall in the Amazon Basin: a neuronal networks approach. *Clim. Dyn.* **38**(1–2): 121–140.

Espinoza JC, Ronchail J, Lengaigne M, Quispe N, Silva Y, Bettolli ML, Avalos G, Llacza A. 2013. Revisiting wintertime cold air intrusions at the east of the Andes: propagating features from subtropical Argentina to Peruvian Amazon and relationship with large-scale circulation patterns. *Clim. Dyn.* **41**(7–8): 1983–2002.

Espinoza JC, Chavez S, Ronchail J, Junquas C, Takahashi K, Lavado W. 2015. Rainfall hotspots over the southern tropical Andes: spatial distribution, rainfall intensity and relations with large-scale atmospheric circulation. *Water Resour. Res.* **51**, doi: 10.1002/2014WR016273.

Francou B, Vuille M, Favier V, Caceres B. 2004. New evidence for ENSO impact on low latitude glaciers: Antizana 15, Andes of Ecuador, 0°28'S. *J. Geophys. Res.* **109**(D18106), doi: 10.1029/2003JD004484.

Fuenzalida HA, Sanchez R, Garreaud RD. 2005. A climatology of cutoff lows in the Southern Hemisphere. *J. Geophys. Res. Atmos.* **110**(D18): 10.

Garreaud RD. 1999a. Multiscale analysis of the summertime precipitation over the central Andes. *Mon. Weather Rev.* **127**: 901–921.

Garreaud RD. 1999b. Cold air incursions over subtropical and tropical South America: a numerical case study. *Mon. Weather Rev.* **127**(12): 2823–2853.

Garreaud RD. 2000. Cold air incursions over subtropical South America: mean structure and dynamics. *Mon. Weather Rev.* **128**(7): 2544–2559.

Garreaud RD, Wallace JM. 1998. Summertime incursions of midlatitude air into subtropical and tropical South America. *Mon. Weather Rev.* **126**(10): 2713–2733.

Garreaud R, Vuille M, Clement AC. 2003. The climate of the Altiplano: observed current conditions and mechanisms of past changes. *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.* **194**(1–3): 5–22.

Garreaud RD, Vuille M, Compagnucci R, Marengo J. 2009. Present-day South American climate. *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.* **281**(3–4): 180–195.

Hoskins BJ, McIntyre ME, Robertson AW. 1985. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **111**(470): 877–946.

Jones C, Carvalho LMV, Higgins RW, Waliser DE, Schemm JKE. 2004. Climatology of tropical intraseasonal convective anomalies: 1979-2002. *J. Clim.* **17**(3): 523–539.

Kaser G, Osmaston H. 2002. *Tropical Glaciers*. Cambridge University Press: Cambridge, UK, 207 pp.

Lau KM, Chan PH. 1986. Aspects of the 40-50 day oscillation during the northern summer as inferred from outgoing longwave radiation. *Mon. Weather Rev.* **114**(7): 1354–1367.

Lenters JD, Cook KH. 1997. On the origin of the Bolivian High and related circulation features of the South American Climate. *J. Atmos. Sci.* **54**: 656–677.

Lhomme JP, Vacher JJ, Rocheteau A. 2007. Estimating downward long-wave radiation on the Andean Altiplano. *Agric. For. Meteorol.* **145**(3–4): 139–148.

Li W, Fu R. 2006. Influence of cold air intrusions on the wet season onset over Amazonia. *J. Clim.* **19**(2): 257–275.

Liebmann B, Smith CA. 1996. Description of a complete (interpolated) outgoing longwave radiation dataset. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **77**(6): 1275–1277.

Liebmann B, Kiladis GN, Marengo JA, Ambrizzi T, Glick JD. 1999. Submonthly convective variability over South America and the South Atlantic convergence zone. *J. Clim.* **12**(7): 1877–1891.

Lupo AR, Nocera JJ, Bosart LF, Hoffman EG, Knight DJ. 2001. South American cold surges: types, composites, and case studies. *Mon. Weather Rev.* **129**(5): 1021–1041.

MacDonell S, Nicholson L, Kinnard C. 2013. Parameterisation of incoming longwave radiation over glacier surfaces in the semiarid Andes of Chile. *Theor. Appl. Climatol.* **111**: 513–528.

Marengo J, Cornejo A, Satyamurty P, Nobre C, Sea W. 1997. Cold surges in tropical and extratropical South America: the strong event in June 1994. *Mon. Weather Rev.* **125**(11): 2759–2786.

Marengo JA, Liebmann B, Grimm AM, Misra V, Silva Dias PL, Cavalcanti IFA, Carvalho LMV, Berbery EH, Ambrizzi T, Vera CS, Saulo AC, Nogues-Paegle J, Zipser E, Seth A, Alves LM. 2012. Recent developments on the South American monsoon system. *Int. J. Climatol.* **32**: 1–21, doi: 10.1002/joc.2254.

Marty C, Philipona R, Frohlich C, Ohmura A. 2002. Altitude dependence of surface radiation fluxes and cloud forcing in the Alps: results from the alpine surface radiation budget network. *Theor. Appl. Climatol.* **72**(3–4): 137–155.

Michel D, Philipona R, Ruckstuhl C, Vogt R, Vuilleumier L. 2008. Performance and uncertainty of CNR1 net radiometers during a one-year field comparison. *J. Atmos. Ocean. Technol.* **25**(3): 442–451.

Minvielle M, Garreaud RD. 2011. Projecting rainfall changes over the South American Altiplano. *J. Clim.* **24**(17): 4577–4583.

Molg T, Kaser G. 2011. A new approach to resolving climate-cryosphere relations: downscaling climate dynamics to glacier-scale mass and energy balance without statistical scale linking. *J. Geophys. Res. Atmos.* **116**: D16101, doi: 10.1029/2011JD015669.

Mölg T, Cullen NJ, Kaser G. 2009. Solar radiation, cloudiness and longwave radiation over low-latitude glaciers: implications for mass-balance modelling. *J. Glaciol.* **55**(190): 292–302.

Montes de Oca I. 1995. Geografía y clima de Bolivia (Geography and climate of Bolivia). *Bull. Inst. Fr. Etud. Andines* **24**: 357–368.

Muller GV, Compagnucci R, Nunez MN, Salles A. 2003. Surface circulation associated with frost in the wet Pampas. *Int. J. Climatol.* **23**(8): 943–961.

Munneke PK, Reijmer CH, van den Broeke MR. 2011. Assessing the retrieval of cloud properties from radiation measurements over snow and ice. *Int. J. Climatol.* **31**(5): 756–769.

Nogués-Paegle J, Mo K. 1997. Alternating wet and dry conditions over South America during summer. *Mon. Weather Rev.* **125**: 279–291.

Obled C, Harder H. 1979. A review of snow melt in the mountain environment. Paper presented at *Workshop on Modeling of Snow Cover Runoff*, U.S. Army Cold Regions Research Laboratory, Hanover, NH.

Pezza AB, Ambrizzi T. 2005. Dynamical conditions and synoptic tracks associated with different types of cold surge over tropical South America. *Int. J. Climatol.* **25**(2): 215–241.

Rabatel A, Francou B, Soruco A, Gomez J, Caceres B, Ceballos JL, Basantes R, Vuille M, Sicart JE, Huggel C, Scheel M, Lejeune Y, Arnaud Y, Collet M, Condom T, Consoli G, Favier V, Jomelli V, Galarraga R, Ginot P, Maisincho L, Mendoza J, Menegoz M, Ramirez E, Ribstein P, Suarez W, Villacis M, Wagnon P. 2013. Current state of glaciers in the tropical Andes: a multi-century perspective on glacier evolution and climate change. *Cryosphere* **7**(1): 81–102.

Ramallo C. 2014. *Caractérisation du régime pluviométrique et sa relation à la fonte du glacier Zongo (Cordillère Royale)*. PhD thesis, Université de Grenoble, Grenoble, France, 255 pp.

Ramanathan V, Cess RD, Harrison EF, Minnis P, Barkstrom BR, Ahmad E, Hartmann D. 1989. Cloud-radiative forcing and climate – results from the earth radiation budget experiment. *Science* **243**(4887): 57–63.


© 2015 Royal Meteorological Society 

Ronchail J. 1989. Climatological winter effects of southern advections in Bolivia and north-west Brazil (1973–1984). In *Third International Conference on Southern Hemisphere Meteorology and Oceanography*, Argentina, 13–17 November 1989.

Sicart JE, Wagnon P, Ribstein P. 2005. Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia). *J. Geophys. Res.* **110**: D12106, doi: 10.1029/2004JD005732.

Sicart JE, Hock R, Ribstein P, Chazarin JP. 2010. Sky long-wave radiation on tropical Andean glaciers: parameterization and sensitivity to atmospheric variables. *J. Glaciol.* **56**(199): 854–860.

Sicart JE, Hock R, Ribstein P, Litt M, Ramirez E. 2011. Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the Tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model. *J. Geophys. Res.* **116**: D13105, doi: 10.1029/2010JD015105.

Soruco A, Vincent C, Francou B, Ribstein P, Berger T, Sicart JE, Wagnon P, Arnaud Y, Favier V, Lejeune Y. 2009. Mass balance of Glaciar Zongo, Bolivia, between 1956 and 2006, using glaciological, hydrological and geodetic methods. *Ann. Glaciol.* **50**: 1–8.

Vera CS, Vigliarolo PK. 2000. A diagnostic study of cold-air outbreaks over South America. *Mon. Weather Rev.* **128**(1): 3–24.

Vera C, Higgins W, Amador J, Ambrizzi T, Garreaud R, Gochis D, Gutzler D, Lettenmaier D, Marengo J, Mechoso CR, Nogues-Paegle J, Dias PLS, Zhang C. 2006. Toward a unified view of the American Monsoon Systems. *J. Clim.* **19**(20): 4977–5000.

Vuille M, Ammann C. 1997. Regional snowfall patterns in the high, arid Andes. *Clim. Change* **36**(3–4): 413–423.

Vuille M, Bradley RS, Keimig F. 2000. Interannual climate variability in the Central Andes and its relation to tropical Pacific and Atlantic forcing. *J. Geophys. Res.* **105**(D10): 12447–12460.

Vuille M, Kaser G, Juen I. 2008. Glacier mass balance variability in the Cordillera Blanca, Peru and its relationship with climate and the large-scale circulation. *Glob. Planet Change* **62**(1–2): 14–28.

Zhou JY, Lau KM. 1998. Does a monsoon climate exist over South America? *J. Clim.* **11**(5): 1020–1040.

© 2015 Royal Meteorological Society 

## III Modèles, température et fonte glaciaire.

### *III.1 Utilisation des modèles*

*« Bon, d'accord, l'ordinateur a compris, mais moi j'aimerais bien comprendre aussi !»,* Eugène Wigner, prix Nobel de physique en 1963.

Le chapitre II.2 montre un exemple d'application d'un modèle distribué des flux d'énergie à l'échelle d'un glacier afin de mieux comprendre les facteurs climatiques contrôlant les variations saisonnières de la fonte. L'introduction de Sicart et al. [2011] précise la notion de modèle 'physique' adoptée dans cette étude, ainsi : "The simulations were analyzed in the framework summarized by Grayson et al. [1992, p. 2659]: The most appropriate uses of processes-based, distributed-parameter models are to assist in the analysis of data, to test hypotheses in conjunction with field studies, to improve our understanding of processes and their interactions and to identify areas of poor understanding in our process description". La Section 5.1.2 de l'article discute des (nombreuses) incertitudes et limites de cette méthode de simulation.

Nul besoin de modélisation numérique pour concevoir et tracer la figure 12 qui résume les principaux résultats de la publication. Cette figure permet de distinguer trois saisons en reliant la durée de la fusion mesurée à la station météorologique au débit total de fonte mesuré à l'exutoire. Pourtant, le détour par la modélisation distribuée de chaque flux d'énergie fut nécessaire pour mieux comprendre le fonctionnement global du système et déterminer les variables pouvant le représenter. Ce modèle 'physique' qui a permis de comprendre les processus est relativement simple ; l'énergie n'est pas conservée (le flux de conduction dans la glace n'est pas calculé). Les erreurs de calcul dues aux principales hypothèses simplificatrices ont pu être évaluées selon les saisons et les conditions météorologiques (cf. ci-dessus). Il est plus facile d'identifier les processus de premier ordre contrôlant la fonte glaciaire avec ce modèle adapté aux observations disponibles, et dont les sources d'erreurs sont aisément identifiables, qu'avec un modèle plus complexe simulant par exemple le métamorphisme de la neige et les flux de conduction de chaleur dans le manteau neigeux (processus dont les observations manquent, cf. aussi la discussion dans le chapitre I.3). Clark et al. (2017) insistent sur ce point : "Paradoxically, more complex models may achieve less physical realism than computationally frugal alternatives. This is a critical concept – though a counterintuitive one – that ideally should guide the development of new model applications".

On peut aussi noter que la calibration du modèle sur une variable intégratrice des processus de fonte, comme le débit total, aurait fait perdre la 'trace' des principales approximations de modélisation par effet de compensation des erreurs. Or une caractéristique des modèles 'physiques' est que les paramètres ont, en principe, une interprétation physique, et peuvent être calibrés indépendamment de la simulation complète. Comme noté dans l'extrait de l'introduction reproduit plus haut, ce sont généralement des paramètres 'effectifs', non mesurables, qui sont utilisés en raison de problème d'échelles. Un paramètre effectif est défini comme le paramètre d'un système (équivalent) homogène qui donne la même réponse hydrologique que le système hétérogène réel. La distinction entre modèles statistique et physique paraît donc subjective, relative à l'échelle de perception [Gineste, 1998]. Les modèles se positionnent plutôt le long d'un spectre continu couvrant la gamme des modèles purement de boîte noire (corrélation), ignorant le mécanisme physique, à des modèles de boîte blanche essayant de les considérer explicitement (ex., Klemes, [1990], Kuhn [1993] pour les modèles glaciologiques). La complexité du modèle dépend des objectifs ('le modèle n'est rien d'autre que sa fonction' [Gineste, 1998]) et de la disponibilité des données. Clarke et al. [2017] distinguent les degrés de complexité de représentation des processus et des échelles spatiales. Discutant de la difficulté de modéliser l'influence d'hétérogénéités de petites échelles sur les flux de grandes échelles, cette étude fait une analogie intéressante avec la turbulence où des zones localisées d'instabilités peuvent dominer les flux turbulents de grandes échelles.

De nombreuses études ont fait émerger des consensus sur les concepts de modélisation numérique en sciences de la terre, en particulier en hydrologie et en climatologie [ex., Held, 2005]. Néanmoins, on peut souvent noter un décalage entre ces concepts bien établis et la pratique, en particulier grâce à des ordinateurs toujours plus performants permettant de faire 'tourner' des modèles toujours plus complexes. Ceci peut aussi se manifester dans une confusion entre des concepts importants tels que 'Verification, Validation, and Confirmation' [Oreskes et al., 1994]. Kirchner [2006] résume un des pièges de la modélisation par une image poétique : '…increasingly elaborate and parameter-rich models that may succeed as mathematical marionettes, dancing to match the calibration data even if their underlying premises are unrealistic' (il faut aussi lire les articles précurseurs et stimulants de Klemes). De Marsily [1994] considère qu'une fois calé tout modèle est soumis aux trois règles de la tragédie classique : unité de lieu, unité d'action et unité de temps. La thèse de Seibert [1999] répond à la question "Conceptual Runoff Models - Fiction or Representation of Reality?" en concluant que les modèles hydrologiques représentent davantage une fiction que la réalité, mais une fiction utile à la compréhension de la réalité.

### *III.2 Utilisation d'un modèle de bilan d'énergie pour analyser les hypothèses des modèles degré-jours de fonte glaciaire*

D'excellentes corrélations entre la température de l'air et la fonte des glaciers et des couverts de neige ont souvent été observées dans différents climats. Cette corrélation est la base des modèles degré-jours représentant le taux de fusion par la somme des températures positives. Ces modèles simples, avec comme donnée d'entrée la température de l'air dont la mesure est répandue et relativement fiable, ont été utilisés dans la plupart des climats du monde mais les causes des bonnes corrélations entre température et fusion ont été peu explorées. L'étude reproduite ci-dessous utilise un modèle de bilan d'énergie pour examiner dans trois climats distincts les fondements du modèle 'gris' degré-jour, généralement très performant mais qui n'apporte pas d'explication sur les processus et ne distingue pas les causes des effets ; la température étant, comme la fonte, une conséquence des forçages climatiques.

Cette étude montre que la température est bien corrélée à l'énergie de fonte dans les climats des Alpes françaises et de Scandinavie mais selon des processus différents, liés au flux de rayonnement solaire et de chaleur sensible, respectivement. Dans les Andes tropicales, la température est mal corrélée à la fonte et le modèle degré-jour n'est pas approprié pour simuler la fonte à l'échelle journalière. À l'échelle annuelle, la température de l'air est un meilleur indice du bilan de masse car elle intègre les processus d'ablation et d'accumulation sur une longue période. Peu de mesures de flux d'énergie sur glacier étaient disponibles dans les Alpes françaises et les processus restent moins bien compris que dans les deux autres sites. Des observations de l'advection d'air chaud provenant de la vallée seraient utiles pour mieux comprendre les bonnes corrélations entre la température de l'air et le taux de fonte glaciaire. Cette étude montre ainsi que l'énergie de fonte des glaciers peut dépendre fortement des flux turbulents qui restent mal connus en montagne (chapitre IV.1).

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 113, D24113, doi:10.1029/2008JD010406, 2008

Click Here for Full Article

# Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden

Jean Emmanuel Sicart,[1] Regine Hock,[2,3] and Delphine Six[4]

Received 13 May 2008; revised 18 August 2008; accepted 18 September 2008; published 23 December 2008.

[1] This study investigates the physical basis of temperature-index models for three glaciers in contrasting climates: Zongo (16°S, 5050 m, Bolivian Tropics), St Sorlin (45°N, 2760 m, French Alps), and Storglaciären (67°N, 1370 m, northern Sweden). The daily energy fluxes were computed during melt seasons and correlated with each other and with air temperature on and outside the glacier. The relative contribution of each flux to the correlations between temperature and melt energy was assessed. At Zongo, net short-wave radiation controls the variability of the energy balance and is poorly correlated to temperature. On tropical glaciers, temperature remains low and varies little, melt energy is poorly correlated to temperature, and degree-day models are not appropriate to simulate daily melting. At the yearly scale, the temperature is better correlated to the mass balance because it integrates the ablation and the accumulation processes over a long time period. At Sorlin, the turbulent sensible heat flux is greater because of higher temperatures, but melt variability is still controlled by short-wave radiation. Temperature correlates well with melt energy mainly through short-wave radiation, probably because of diurnal advection of warm air from the valley. At Storglaciären, high correlations between temperature and melt energy result from substantial variability of the sensible and latent heat fluxes (which both supply energy to the glacier), and their good correlations with temperature. In the three climates, long-wave irradiance is the main source of energy, but its variability is small and poorly correlated to the temperature mainly because cloud emissions dominate its variability.

**Citation:** Sicart, J. E., R. Hock, and D. Six (2008), Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, *J. Geophys. Res.*, *113*, D24113, doi:10.1029/2008JD010406.

## 1. Introduction

[2] In mountain and high-latitude regions, glaciers store water as snow or ice on various time scales from months to centuries (or more). Typical characteristics of glacier runoff involve marked melt-induced diurnal cycles and a concentration of annual flow during the melt season [*Hock*, 2003]. The glacier melt is controlled by the atmospheric energy fluxes, which are nonlinearly linked to the air temperature. The turbulent sensible heat flux depends on the temperature gradient between ice and air. The turbulent latent heat flux depends on air humidity, which is limited by saturation humidity, which in turn is a function of temperature only. The static stability of the air above a glacier's surface increases with rising air temperature, reducing the turbulent convection. The clear-sky long-wave irradiance depends mainly on the humidity and temperature of the near-surface layer of the atmosphere. Air weakly absorbs solar irradiance, but aerosol absorption near the surface can affect air temperature [e.g., *Meesters et al.*, 1997]. The atmospheric temperature controls the precipitation phase: rain or snow, and the surface albedo can be linked to the air temperature during precipitations.

[3] Numerous studies have revealed a high correlation between glacier or snow melt and air temperature [e.g., *La Casinière de*, 1974; *Zuzel and Cox*, 1975; *Braithwaite*, 1981]. Since the mean daily temperature includes the night, whereas melting occurs mostly during the daytime, the temperature maximum has sometimes been considered a better index of melting [e.g., *U.S. Army Corps of Engineers*, 1956]. However, *La Casinière de* [1974] and *Granger and Male* [1978] noted that the nocturnal cooling of the surface can delay the diurnal melting and must be accounted for in melt calculations. *Martin* [1977], *Granger and Male* [1978], and *Lang and Braun* [1990] observed that melting is better correlated to the air temperature measured some distance away from the glacier or snow field, in part because of the thermal damping effect of the ice.

[4] These correlations provide the basis for degree-day models, which relate the melt rate to the sum of positive temperatures, generally at a daily time scale, through a constant degree-day factor. The degree-day factor depends on the relative importance of each energy flux and generally

[1] Great Ice–IRD, Case MSE, Université Montpellier II, Montpellier, France.
[2] Geophysical Institute, University of Alaska, Fairbanks, Alaska, USA.
[3] Department of Earth Sciences, Uppsala University, Uppsala, Sweden.
[4] Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, University Joseph Fourier, Grenoble, France.

Copyright 2008 by the American Geophysical Union.
0148-0227/08/2008JD010406$09.00

**Table 1.** Characteristics of the Study Sites and the Automatic Weather Stations

| Glacier | Location | Size (km$^2$) | Altitude of AWS[a] (m asl) | Altitude of $T_{out}$[b] (m asl) | Study Periods[c] |
|---|---|---|---|---|---|
| Zongo | Bolivian Andes (16°15′S) | 2.2 | 5050 | 4750 (1 km)[d] | 01.11.1997–31.03.1998<br>01.11.1999–21.12.1999 |
| St Sorlin | French Alps (45°00′N) | 3.0 | 2760 | 2710 (0.7 km) | 09.07.2006–27.08.2006 |
| Storglaciären | Sweden (67°55′N) | 3.1 | 1370 | 1135 (1 km) | 09.06.1999–10.07.1999<br>09.07.2000–02.09.2000 |

[a]Automatic weather station on the glacier.
[b]Temperature measurement outside the glacier.
[c]Day.month.year.
[d]Distance of $T_{out}$ from the glacier.

is specific to the site and to the period considered. Published values of degree day factors cover a large range of variation: from 2 to 20 mm day$^{-1}$ °C$^{-1}$, with no clear regional pattern [*Hock*, 2003]. One method to improve the model's performance is to introduce spatial and/or temporal variations of the degree-day factor or to add other input data, leading to a gradual transition to the energy balance models [e.g., *Zuzel and Cox*, 1975; *Obled and Rosse*, 1975; *Kustas et al.*, 1994; *Pellicciotti et al.*, 2005].

[5] Degree-day models have been applied in various climates; for instance in the Alps [*Braun and Renner*, 1992], Greenland [*Braithwaite*, 1995], Scandinavia [*Kuusisto*, 1980; *Hock*, 1999], the Himalayas [*Singh and Kumar*, 1996], or New Zealand [*Woo and Fitzharris*, 2001]. They have been used to investigate the sensitivity of glaciers to climate change distributed worldwide [*Laumann and Reeh*, 1993; *Johanneson et al.*, 1995; *Braithwaite and Zhang*, 1999; *De Woul and Hock*, 2005]. However, few studies have investigated the physical causes of the good correlation between air temperature and ice melt. Paradoxically, net radiation generally is the greater incoming energy flux but is poorly correlated to air temperature. *Hoinkes* [1955] considered that temperature is a radiation index and is linked to the precipitation phase. *Kuhn* [1993] noted that temperature, like melting, results from all energy fluxes. The statistical analysis of *Braithwaite* [1981] on four glaciers of the Canadian Arctic concluded that the melting is correlated to the temperature through the sensible heat flux: although net radiation is the largest source of energy, the sensible heat flux is more variable and better correlated to temperature. According to *Ohmura* [2001], temperature is correlated to melting through the long-wave irradiance, which is the largest incoming energy flux. The long-wave irradiance mainly comes from the near-surface layer of the atmosphere, whose temperature is well correlated to the temperature measured at screen level.

[6] These analyses may be biased toward climatic conditions of well-documented glaciers in the mid and high latitudes. At low latitudes, empirical models, similar to degree-day approaches, have been used to simulate the mass balance without detailed examination of the hypotheses supporting the model [e.g., *Hostetler and Clark*, 2000; *Kull and Grosjean*, 2000; *Pouyaud et al.*, 2005]. These hypotheses must be known and tested when the model is used outside the calibration experiment such as in different climatic areas or for mass balance forecasting or hindcasting. The analysis of *Braithwaite* [1981] was conducted in a single climatic area and *Ohmura* [2001] did not compare his hypotheses to correlations between glacier melting and temperature.

[7] The purpose of this study is to investigate the physical basis of temperature-index models for three glaciers in highly contrasting climates: Zongo (16°S, Bolivian outer tropics), St Sorlin (45°N, French Alps) and Storglaciären (67°N, northern Sweden). On the basis of half-hourly data collected on the glaciers, the energy balance was computed during melt seasons and all energy balance components were correlated with each other and with air temperature on and outside the glacier, at the daily time scale. The magnitude and variability of each energy flux were examined and their contribution to the correlation between air temperature and melt energy was assessed. The analysis was compared to the results from Antizana Glacier in the Ecuadorian inner tropics and four glaciers in the Canadian Arctic. The correlations at the yearly time scale between mass balance, temperature, melt, and precipitations were briefly examined on Zongo Glacier. The potential influence of measurement errors and spurious self-correlations is also discussed.

## 2. Study Sites and Field Data

[8] Table 1 summarizes the characteristics of the three study sites. The Zongo Glacier lies in the outer tropics, characterized by a marked seasonality of precipitation and cloud cover with a single wet season in austral summer and a pronounced dry season in winter [*Wagnon et al.*, 1999; *Kaser*, 2001]. St Sorlin is a valley glacier with a mid-latitude temperate climate, located in the Western part of the French Alps (Grandes Rousses massif). Storglaciären is a polythermal glacier of Swedish Lapland in a sub-arctic climate with frequent cyclonic activity in summer.

[9] On each glacier, automatic weather stations were operated in the ablation area for at least one melt season recording 30-min averages of wind speed, air temperature and relative humidity, and upward and downward shortwave and long-wave radiation fluxes. The instrument heights varied between 1.0 to 1.5 m, depending on the glacier experiment, and were regularly adjusted for ablation. Air temperature was also recorded in the vicinity but outside the thermal influence of the glacier (Table 1). On St Sorlin glacier, the turbulent fluxes of sensible and latent heat were measured with an eddy covariance station at proximity of the automatic weather station. A Campbell CSAT-3 sonic anemometer and a LI-COR LI-7500 infrared gas analyzer were installed at 2 m above the glacier surface. A Campbell CR1000 data logger recorded the wind, temperature and water vapor data at the 20 Hz frequency. The eddy covari-

ance data were processed with the *EdiRe* software (R. Clement, University of Edinburgh); including despiking, double rotation, cross-correlation for derivation of time lag between the sonic anemometer and the gas analyzer, spectral corrections and Webb corrections.

[10] The site description and measurement programs are detailed in *Sicart et al.* [2005], *Six et al.* [2008] and *Jonsell et al.* [2003], for Zongo, St Sorlin and Storglaciären, respectively. On each site, the study period was characterized by surface temperatures at or close to the melting point and high melt rates.

## 3. Methods

[11] At each site, the surface energy balance (*SEB*) was calculated as:

$$SEB = R + H + LE \quad (1)$$

where $R$ is the net radiation and $H$ and $LE$ are the turbulent fluxes of sensible and latent heat, respectively. The heat advected by precipitation is small enough to be neglected. The term *SEB* represents the sum of change in heat content in a control volume and the energy used for melting (positive) or freezing (negative). The fluxes are expressed in W m$^{-2}$ and are counted as positive if they provide energy to the control volume. The net radiation can be written as:

$$R = S\downarrow - S\uparrow + L\downarrow - L\uparrow = S\downarrow(1-\alpha) + L\downarrow\varepsilon - \varepsilon\sigma T_s^4 \quad (2)$$

where $S\downarrow$ is the short-wave irradiance or global radiation, $S\uparrow$ is the reflected short-wave radiation ($S = S\downarrow - S\uparrow$ is the net short-wave radiation), $L\downarrow$ and $L\uparrow$ are the long-wave irradiance and emittance, respectively ($L = L\downarrow - L\uparrow$ is the net long-wave radiation). $\alpha$ is the surface albedo, $\varepsilon$ is the long-wave emissivity of ice, $\sigma = 5.67\ 10^{-8}$ W m$^{-2}$ K$^{-4}$ is the Stefan-Boltzmann constant, and $T_s$ is the surface temperature. Ice is assumed to be a full emitter ($\varepsilon = 1$), so that the reflection of long-wave radiation is neglected ($\alpha_{long\text{-}wave} = 1\text{-}\varepsilon$). The radiation fluxes were taken from the measurements. The turbulent fluxes were calculated with the bulk aerodynamic method, including stability correction calculated from the Businger-Dyer relations for the Monin-Obukhov length [e.g., *Brutsaert*, 1982]. The surface temperature was derived from the measurement of $L\uparrow$. The roughness lengths for momentum $z_0$, temperature $z_{0T}$ and humidity $z_{0q}$ were assumed equal to each other and set to 5 mm and 10 mm on Zongo and St Sorlin, respectively. On Storglaciären, we assumed $z_0 = 10$ mm and $z_{0T} = z_{0q} = 0.1$ mm [*Hock and Holmgren*, 2005].

[12] Computations were made with 30-min time steps and daily means were compiled. The energy balance calculations were validated against stake or ultrasonic depth gauge measurements in *Sicart et al.* [2005], *Six et al.* [2008] and *Kramer* [2001] for Zongo, St Sorlin and Storglaciären, respectively. Summer energy fluxes on St Sorlin and Storglaciären were compared to the wet season on Zongo Glacier, which is a period of steady melting conditions in the ablation area (austral summer). Assuming the subsurface ice heat flux was negligible, *SEB* corresponded to the melting rate. Storglaciären is a polythermal glacier, but in summer only a few percent of *SEB* is used for heating the subsurface ice [*Hock and Holmgren*, 2005].

[13] The daily energy fluxes were correlated with each other and with air temperature measured on ($T_{glacier}$) and outside ($T_{out}$) the glaciers. Then the contribution of each energy flux to the correlation between air temperature and *SEB* was investigated. Following *Braithwaite* [1981], the linear correlation between air temperature and energy balance was written as the weighted sum of the correlations between the individual energy flux and temperature:

$$r(T, SEB) = \sum_i \frac{\sigma_{xi}}{\sigma_{SEB}} r(T, x_i) \quad (3)$$

where $r(T, x_i)$ is the correlation coefficient between temperature and flux $x_i$, and $\sigma_{SEB}$ and $\sigma_{xi}$ are the standard deviations of the fluxes. Since $R = S + L$, two summations will be used: $x_i = H, LE, R$ and $x_i = H, LE, S, L$.

## 4. Results

### 4.1. Magnitude and Variability of the Energy Fluxes

[14] Tables 2–4 show the average and standard deviation of the energy fluxes and the correlation matrix of the fluxes and air temperature in each glacier. Figures 1–3 show the daily variations in energy fluxes, air temperature and albedo throughout the melting periods. Results are only shown here for one of the two melt seasons analyzed for Zongo Glacier and Storglaciären (Table 1), because both seasons yielded similar results.

[15] During the periods studied and on the three sites, the glacier emission in long-wave radiation _ the largest sink of energy _ was constantly close to 316 W m$^{-2}$, corresponding to the emission of ice at the melting point. Thus the long-wave irradiance controlled the variations of $L$ ($\sigma_{L\downarrow} \approx \sigma_L$ and $r(L\downarrow,L) \approx 1$; Tables 2–4). On each site, the long-wave irradiance was the largest source of energy, exceeding the short-wave irradiance, but its range of variation remained small ($\sigma_{L\downarrow} < 30$ W m$^{-2}$; Tables 2–4).

[16] The net short-wave radiation generally was the second largest energy gain after $L\downarrow$. On Zongo and St Sorlin, $S$ varied greatly ($\sigma_S = 50$–$70$ W m$^{-2}$) and closely matched the sum of the energy fluxes (Tables 2 and 3; Figures 1 and 2). On Storglaciären, the net short-wave radiation was smaller and less variable ($\sigma_S = 30$–$40$ W m$^{-2}$; Table 4; Figure 3).

[17] Because of air predominantly at positive temperature overlying a glacier surface at 0°C, $H$ was a gain in energy: small on Zongo, but more pronounced on St Sorlin and Storglaciären (Figures 1–3). On Zongo and to a lesser extent on St Sorlin, *LE* was a sink of energy (sublimation), canceling out most of the gains in $H$. On Storglaciären, *LE* generally was positive (condensation), representing a significant gain in energy over both summers studied. The sum of turbulent fluxes on Storglaciären supplied almost the same amount of energy as the radiation fluxes (Table 4).

### 4.2. Correlations Between Energy Fluxes

[18] On the three glaciers, the turbulent fluxes were very poorly correlated to net radiation. Because of the wind control on turbulence, the fluxes $H$ and *LE* were significantly correlated (or anti-correlated) to each other (Tables 2–4).

[19] On Zongo during the wet seasons 1997–1998 and 1999–2000, net radiation represented 85–90% of the energy gains, while the sum of turbulent fluxes remained

**Table 2.** Correlation Coefficients Between Daily Energy Fluxes and Air Temperature on ($T_{glacier}$) and Outside ($T_{out}$) the Glacier at Zongo, From November 1 to December 21, 1999 (Wet Season, $n = 51$)[a]

| | *SEB* | *R* | *H* | *LE* | *S*↓ | *S* | *L*↓ | *L* | $T_{glacier}$ | $T_{out}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Average[b] | 62 | 64 | 15 | −17 | 214 | 103 | 269 | −39 | 0.2 | 2.0 |
| $\sigma$[b] | 47 | 46 | 15 | 21 | 69 | 60 | 25 | 23 | 1.1 | 1.2 |
| *r* | *SEB* | *R* | *H* | *LE* | *S*↓ | *S* | *L*↓ | *L* | $T_{glacier}$ | $T_{out}$ |
| *SEB* | 1.00 | **0.96** | 0.06 | 0.06 | **0.37** | **0.89** | **−0.33** | **−0.38** | **0.38** | **0.51** |
| *R* | | 1.00 | 0.11 | −0.14 | **0.48** | **0.94** | **−0.38** | **−0.43** | 0.23 | **0.42** |
| *H* | | | 1.00 | **−0.81** | **0.67** | **0.36** | **−0.72** | **−0.73** | **0.50** | **0.54** |
| *LE* | | | | 1.00 | **−0.71** | **−0.34** | **0.61** | **0.61** | −0.04 | −0.18 |
| *S*↓ | | | | | 1.00 | **0.63** | **−0.65** | **−0.68** | **0.33** | **0.48** |
| *S* | | | | | | 1.00 | **−0.68** | **−0.72** | **0.35** | **0.56** |
| *L*↓ | | | | | | | 1.00 | **0.99** | **−0.38** | **−0.56** |
| *L* | | | | | | | | 1.00 | **−0.44** | **−0.61** |
| $T_{glacier}$ | | | | | | | | | 1.00 | **0.88** |
| $T_{out}$ | | | | | | | | | | 1.00 |

[a]Significant correlations at $p < 0.05$ are marked in bold. Averages and standard deviations are given in the first two rows.
[b]Flux in W m$^{-2}$, temperature in °C.

very small. The variations of *R* controlled the variations of the energy balance almost entirely ($r^2(R, SEB) \approx 0.9$), essentially through net short-wave radiation ($r^2(S, SEB) \approx 0.8$), whereas *SEB* was very poorly correlated to the turbulent fluxes and to the long-wave irradiance ($r^2 < 0.2$; Table 2). On St Sorlin, the relative contribution of *R* to the energy balance was slightly smaller than on Zongo (around 80% of the gains) because of a higher value of *H* (Table 3). As on Zongo, the variations of the energy balance were mainly controlled by *R* through net short-wave radiation ($r^2(S, SEB) \approx 0.75$).

[20] On Storglaciären, given the larger *H* and positive *LE*, the distribution of the energy sources was better balanced: 40% [55%], 49% [33%], and 11% [13%] of *SEB* for *R*, *H*, and *LE*, respectively, in summer 1999 [summer 2000]. *H* accounted for approximately 70% of the variance of *SEB*, followed by *LE* and *R* ($r^2(LE, SEB) \approx 0.4$; $r^2(R, SEB) \approx 0.3$; Table 4). On each glacier, the long-wave irradiance was very poorly (or not significantly) negatively correlated to melt energy ($r^2(L\downarrow, SEB) < 0.15$).

### 4.3. Correlations With Temperature

[21] The air temperatures on and outside the glacier were strongly correlated to each other (Tables 2–4). The averages and standard deviations of $T_{out}$ were somewhat higher than those of $T_{glacier}$, probably because of the thermal dampening effect of the ice whose maximal temperature is bounded at 0°C. $T_{glacier}$ and $T_{out}$ were similarly correlated to the energy fluxes at the three glaciers (Tables 2–5).

[22] The temperature standard deviations were much smaller on Zongo than on Sorlin and Storglaciären. The positive correlations between the energy balance and the air temperature were small on Zongo ($r^2(T, SEB) < 0.30$), moderate on Storglaciären ($r^2(T, SEB) \approx 0.4–0.6$), and high on St Sorlin ($r^2(T, SEB) \approx 0.65$; Tables 2–5).

[23] Air temperature was very poorly (or not significantly) correlated with *R* and with *S* on Zongo and Storglaciären (Tables 2 and 4). In contrast, *T* on St Sorlin was strongly correlated to net radiation, mainly through short-wave radiation ($r(T, R) \approx r(T, S) \approx 0.7$; Table 3). The correlations between temperature and long-wave irradiance were small: negative on Zongo and St Sorlin, and positive (but not significant) on Storglaciären.

[24] The correlations between temperature and the turbulent fluxes were small on Zongo and St Sorlin ($r(H, T) < 0.55$, $r(LE, T)$ not significant), whereas the turbulent fluxes on Storglaciären correlated better with *T* (r up to 0.6).

### 4.4. Contribution of Each Energy Flux to the Correlation Between Melt Energy and Air Temperature

[25] Table 5 shows the percentage contributions of each energy flux to the correlation between melt energy and air

**Table 3.** Correlation Coefficients Between Daily Energy Fluxes and Air Temperature on ($T_{glacier}$) and Outside ($T_{out}$) the Glacier at St Sorlin, From July 9 to August 27, 2006 ($n = 50$)[a]

| | *SEB* | *R* | *H* | *LE* | *S*↓ | *S* | *L*↓ | *L* | $T_{glacier}$ | $T_{out}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Average[b] | 152 | 127 | 33 | −8 | 233 | 161 | 283 | −33 | 5.4 | 6.2 |
| $\sigma$[b] | 70 | 55 | 30 | 20 | 69 | 68 | 23 | 22 | 3.3 | 4.0 |
| *r* | *SEB* | *R* | *H* | *LE* | *S*↓ | *S* | *L*↓ | *L* | $T_{glacier}$ | $T_{out}$ |
| *SEB* | 1.00 | **0.95** | **0.48** | 0.18 | **0.60** | **0.88** | −0.20 | **−0.33** | **0.80** | **0.80** |
| *R* | | 1.00 | 0.26 | 0.17 | **0.74** | **0.96** | **−0.32** | **−0.44** | **0.71** | **0.71** |
| *H* | | | 1.00 | **−0.55** | 0.16 | 0.24 | −0.05 | −0.10 | **0.41** | **0.40** |
| *LE* | | | | 1.00 | −0.19 | 0.06 | 0.26 | 0.22 | 0.23 | 0.24 |
| *S*↓ | | | | | 1.00 | **0.86** | **−0.74** | **−0.79** | **0.44** | **0.44** |
| *S* | | | | | | 1.00 | **−0.58** | **−0.68** | **0.71** | **0.71** |
| *L*↓ | | | | | | | 1.00 | **0.99** | −0.28 | **−0.29** |
| *L* | | | | | | | | 1.00 | **−0.41** | **−0.42** |
| $T_{glacier}$ | | | | | | | | | 1.00 | **1.00** |
| $T_{out}$ | | | | | | | | | | 1.00 |

[a]Significant correlations at $p < 0.05$ are marked in bold. Averages and standard deviations are given in the first two rows.
[b]Flux in W m$^{-2}$, temperature in °C.

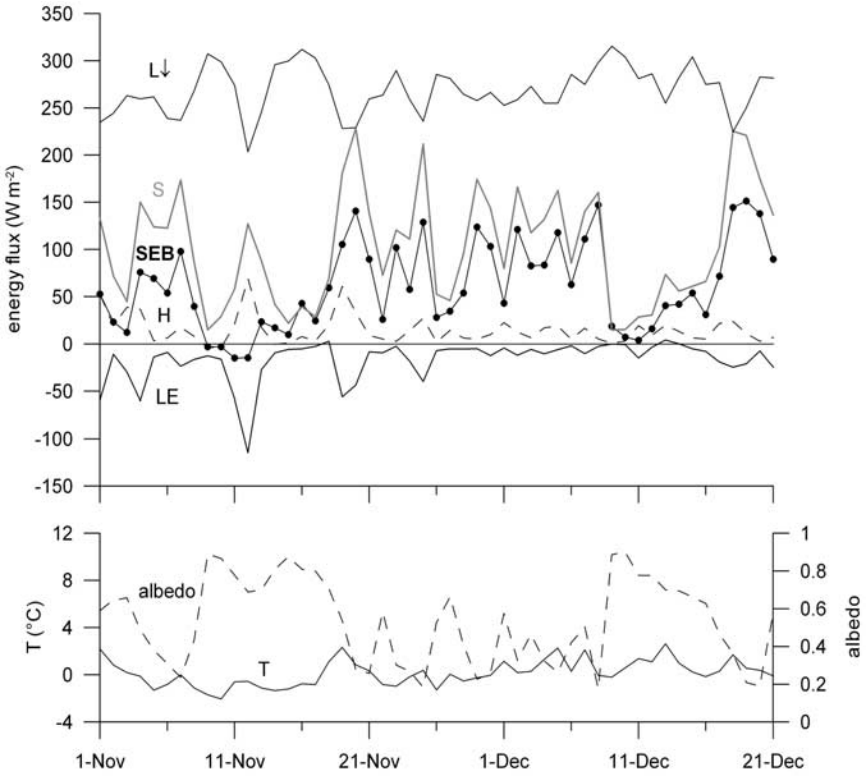



**Figure 1.** Zongo glacier, daily energy fluxes from 1 November 1999 to 21 December 1999. Top: incoming long-wave radiation ($L\downarrow$), net short-wave radiation ($S$), turbulent fluxes of sensible ($H$) and latent heat ($LE$), and sum of the energy fluxes ($SEB$). Bottom: air temperature ($T$) and albedo.

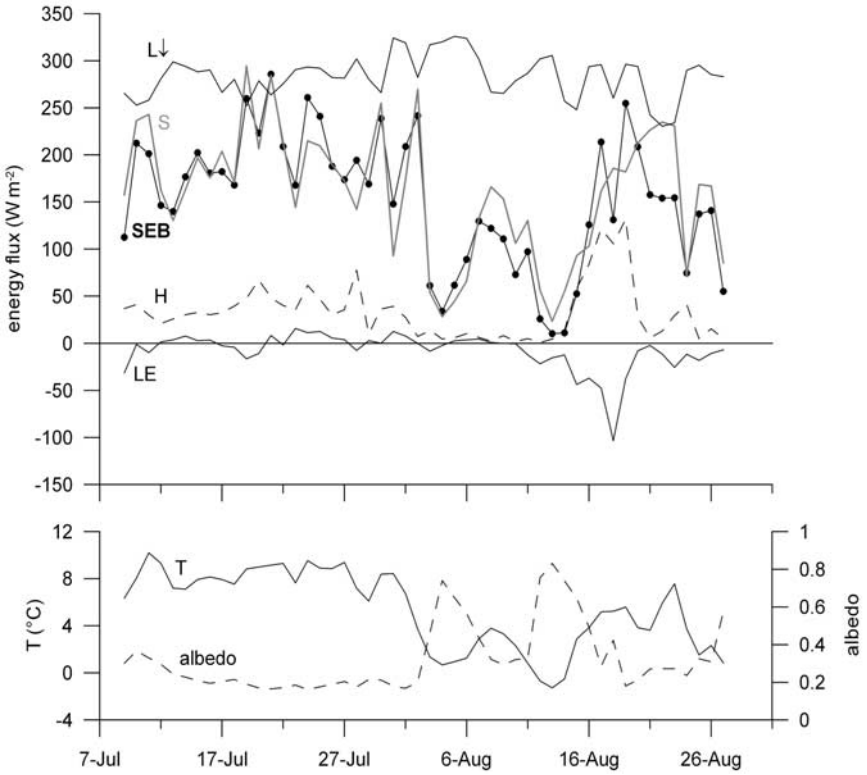



**Figure 2.** St Sorlin glacier, daily energy fluxes from 9 July to 27 August 2006. Top: incoming long-wave radiation ($L\downarrow$), net short-wave radiation ($S$), turbulent fluxes of sensible ($H$) and latent heat ($LE$), and sum of the energy fluxes ($SEB$). Bottom: air temperature ($T$) and albedo.

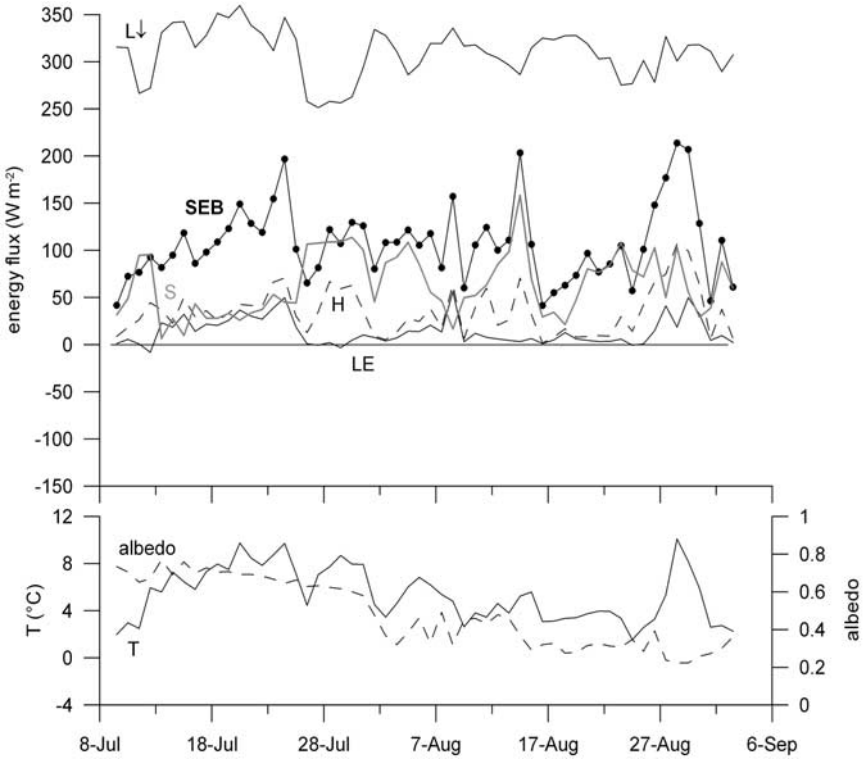



**Figure 3.** Storglaciären, daily energy fluxes from 9 July to 2 September 2000. Top: incoming long-wave radiation ($L\downarrow$), net short-wave radiation ($S$), turbulent fluxes of sensible ($H$) and latent heat ($LE$), and sum of the energy fluxes ($SEB$). Lower panel: air temperature ($T$) and albedo.

temperature (equation (3)). The contribution of each flux depends on its variance and its correlation with temperature.

[26] Two additional sites were considered: (1) calculations on the Antizana glacier (0°28′) in the humid inner tropics from data collected at 4890 m asl by *Favier et al.* [2004] and (2) results published by *Braithwaite* [1981] on four glaciers in the Arctic. On Antizana, the magnitude, variability, and correlations of the energy fluxes were very similar to those on Zongo. In particular, the energy balance was poorly correlated to the air temperature (Table 5). The relative contributions of each flux to $r(T, SEB)$ were also similar: $r(T, SEB)$ was largely dominated by the radiation flux, essentially through short-wave radiation (Table 5). The contributions of $H$ ($r(H, T) > 0$) and $LE$ ($r(LE, T) < 0$) to $r(T, SEB)$ tended to cancel each other out.

[27] On St Sorlin, radiation prevailed in the high correlation between the energy balance and temperature ($r^2$ ($T$, $SEB$) = 0.64). The contribution of $H$ was not greater than at lower latitudes but the contribution of $LE$ was positive, so that the positive contribution of $LE + H$ was slightly greater. On Storglaciären and in the Canadian Arctic, the contribution of $H$ prevailed in the correlations between the energy balance and temperature (Table 5). $LE$ was positively correlated to $T$ and its contribution to $r(T, SEB)$ was substantial _ second behind $H$_, so that the turbulent fluxes largely prevailed in the correlations between $T$ and $SEB$ (Table 5).

**Table 4.** Correlation Coefficients Between Daily Energy Fluxes and Air Temperature on ($T_{glacier}$) and Outside ($T_{out}$) the Glacier at Storglaciären, From July 9 to September 2, 2000 ($n = 57$)[a]

| | *SEB* | *R* | *H* | *LE* | *S*↓ | *S* | *L*↓ | *L* | $T_{glacier}$ | $T_{out}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Average[b] | 108 | 59 | 35 | 14 | 133 | 64 | 309 | −6 | 5.4 | 7.6 |
| $\sigma$[b] | 40 | 19 | 25 | 15 | 75 | 33 | 26 | 25 | 2.3 | 2.6 |
| *r* | *SEB* | *R* | *H* | *LE* | *S*↓ | *S* | *L*↓ | *L* | $T_{glacier}$ | $T_{out}$ |
| *SEB* | 1.00 | **0.50** | **0.88** | **0.64** | 0.09 | 0.22 | 0.09 | 0.08 | **0.63** | **0.59** |
| *R* | | 1.00 | 0.14 | −0.13 | **0.34** | **0.66** | −0.12 | −0.13 | 0.15 | 0.16 |
| *H* | | | 1.00 | **0.55** | 0.16 | 0.17 | −0.11 | −0.11 | **0.60** | **0.58** |
| *LE* | | | | 1.00 | **−0.46** | **−0.52** | **0.59** | **0.59** | **0.54** | **0.46** |
| *S*↓ | | | | | 1.00 | **0.80** | **−0.81** | **−0.81** | 0.20 | **0.34** |
| *S* | | | | | | 1.00 | **−0.83** | **−0.83** | −0.04 | 0.09 |
| *L*↓ | | | | | | | 1.00 | **1.00** | 0.16 | 0.01 |
| *L* | | | | | | | | 1.00 | 0.16 | 0.00 |
| $T_{glacier}$ | | | | | | | | | 1.00 | **0.95** |
| $T_{out}$ | | | | | | | | | | 1.00 |

[a]Significant correlations at $p < 0.05$ are marked in bold. Averages and standard deviations are given in the first two rows.
[b]Flux in W m$^{-2}$, temperature in °C.

**Table 5.** Contribution of Each Energy Flux (%) to the Correlation Between Melt Energy (*SEB*) and Air Temperature[a]

| | $n$[b] | $T$ | $r^2$ ($T_{glacier}$, $T_{out}$) | $r^2$ ($T$, *SEB*) | *R* (%) | *H* (%) | *LE* (%) | *S* (%) | *L* (%) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Zongo wet season 97–98 | 119 | $T_{glacier}$ | 0.75 | 0.20 | **89** | 11 | 0 | | |
| Zongo wet season 99–00 | 51 | $T_{glacier}$ | 0.77 | 0.14 | **61** | 43 | −4 | 119 | −58 |
| | 51 | $T_{out}$ | | 0.26 | **82** | 34 | −16 | 142 | −60 |
| Antizana, Ecuador 02–03[c] | 181 | $T_{glacier}$ | | 0.15 | **93** | 43 | −36 | 182 | −89 |
| St sorlin 2006 | 50 | $T_{glacier}$ | 0.99 | 0.64 | **70** | 22 | 8 | 86 | −16 |
| | 50 | $T_{out}$ | | 0.64 | **70** | 22 | 8 | 87 | −17 |
| *St sorlin 2006, neutral*[d] | *50* | $T_{glacier}$ | | *0.76* | ***52*** | *41* | *7* | *64* | *−12* |
| St sorlin 2006, eddy covar.[e] | 43 | $T_{glacier}$ | | 0.48 | **70** | 19 | 11 | 82 | −12 |
| Storglaciären 1999 | 32 | $T_{glacier}$ | | 0.57 | 26 | **45** | 29 | 29 | −3 |
| *Storglaciären 1999, neutral*[d] | *32* | $T_{glacier}$ | | *0.57* | *22* | ***50*** | *28* | *25* | *−3* |
| Storglaciären 2000 | 57 | $T_{glacier}$ | 0.90 | 0.40 | 11 | **58** | 31 | −5 | 16 |
| | 57 | $T_{out}$ | | 0.35 | 12 | **60** | 28 | 12 | 0 |
| *Storglaciären 2000, neutral*[d] | *57* | $T_{glacier}$ | | *0.40* | *8* | ***61*** | *31* | *−4* | *12* |
| Canadian Arctic[f] | 113 | $T_{glacier}$ | | 0.59 | 9 | **68** | 23 | | |

[a]Two summations of equation (3) are used: both contribution sums (*H*, *LE*, *R*) and (*H*, *LE*, *S*, *L*) equal 100% each (cf. text). The largest contributor within (*R*, *H*, *LE*) is highlighted in bold.
[b]Number of days.
[c]Data from *Favier et al.* [2004], September 2002–March 2003, 4890 m asl.
[d]*H* and *LE* calculated with the bulk method without stability correction.
[e]*H* and *LE* measured with the eddy covariance method.
[f]*Braithwaite* [1981], averages of four glaciers.

### 4.5. Yearly Mass Balance and Temperature on Zongo Glacier

[28] The Zongo Glacier is part of the 3-km$^2$ drainage basin of the limnimetric station at 4830 m asl (73% glacierized). The mass balance has been assessed using glaciological and hydrological methods since 1992. A network of seven cumulative rain gauges measures the precipitation in the basin. Glacier melt was calculated by subtracting the fraction of discharge coming from the unglaciarized surface from the measured discharge at the basin outlet. The unglaciarized fraction was derived from precipitations and a fixed runoff coefficient [*Sicart et al.*, 2007]. At the annual time scale, the average net mass balance of Zongo Glacier was well correlated to the mean air temperature ($T_{out}$) over the period 1996–2006 ($r^2 = 0.76$; Figure 4), but the data set is small. Melt and precipitation amounts each accounted for approximately 70% of the variability of the mass balance (Figure 4).

[29] Precipitation and temperature were not strongly correlated to each other ($r^2 < 0.5$) and melt was poorly correlated to temperature ($r^2 = 0.3$). On Zongo Glacier, an El Niño year is characterized by high temperature and low precipitation, resulting in high melt rates and a very negative mass balance [*Wagnon et al.*, 2001]. Since the 1998 El Niño year would artificially draw the correlations, this year was excluded from the correlations given in the plots. Figure 4 confirms that it is more the distribution of precipitations throughout the year _ the wet season is delayed _ than its total amount that characterizes an El Niño year.

## 5. Discussion

### 5.1. Influence of the Measurement Errors on the Correlations

[30] Random measurement errors decrease the correlations. Let $(x,y)$ be the true values, $(x', y')$ the observations, and $(x'', y'')$ the measurement errors, we have: $x' = x + x''$ and $y' = y + y''$. Assuming the measurement errors are independent of each other and independent of the true values, the relation between the true coefficient of correlation ($r$) related to the true variables and the coefficient of correlation ($r'$) related to the observations can be written as [*Dagnelie*, 1975]:

$$r = \frac{r'}{\sqrt{\left(1 - \frac{\sigma^2_{x''}}{\sigma^2_{x'}}\right)\left(1 - \frac{\sigma^2_{y''}}{\sigma^2_{y'}}\right)}} \tag{4}$$

[31] Let us consider the correlation between air temperature and an energy flux $y$. The temperature measurement is quite reliable and it can be assumed that the variability of the error is much smaller than the measured variability ($\sigma_{T''} \ll \sigma_{T'}$). With $Y = \sigma_{y''}/\sigma_{y'}$, equation (4) can be written as:

$$\frac{r'}{r} = \sqrt{1 - Y^2} \tag{5}$$

[32] Equation (5) describes a circle of unity radius (Figure 5) and the decrease in explained variance is parabolic ($(r'/r)^2 = 1 - Y^2$). On glaciers, the radiation fluxes are generally directly measured and have a large variability, so that their errors probably do not alter the correlations much. However, the error on the turbulent fluxes can be large, significantly reducing the correlations. Considering that the variability of the error in *H* reaches 50–60% of the variability of the observations, the correlations between *H* and *T* in Tables 2–4 may be underestimated by 10–20% (Figure 5). Thus the errors in the turbulent fluxes may cause an underestimation of their contribution to the correlation between melting rate and temperature (equation (3)).

[33] The hypothesis that the error is independent of the true value is questionable. For instance in cloudy weather, the intensity and variability of most energy fluxes are reduced and the errors can be large because of snowfalls or frost deposition on the sensors.

### 5.2. Spurious Self-Correlations

[34] Since the calculations of the turbulent fluxes over glaciers generally depend on the mean temperature, the

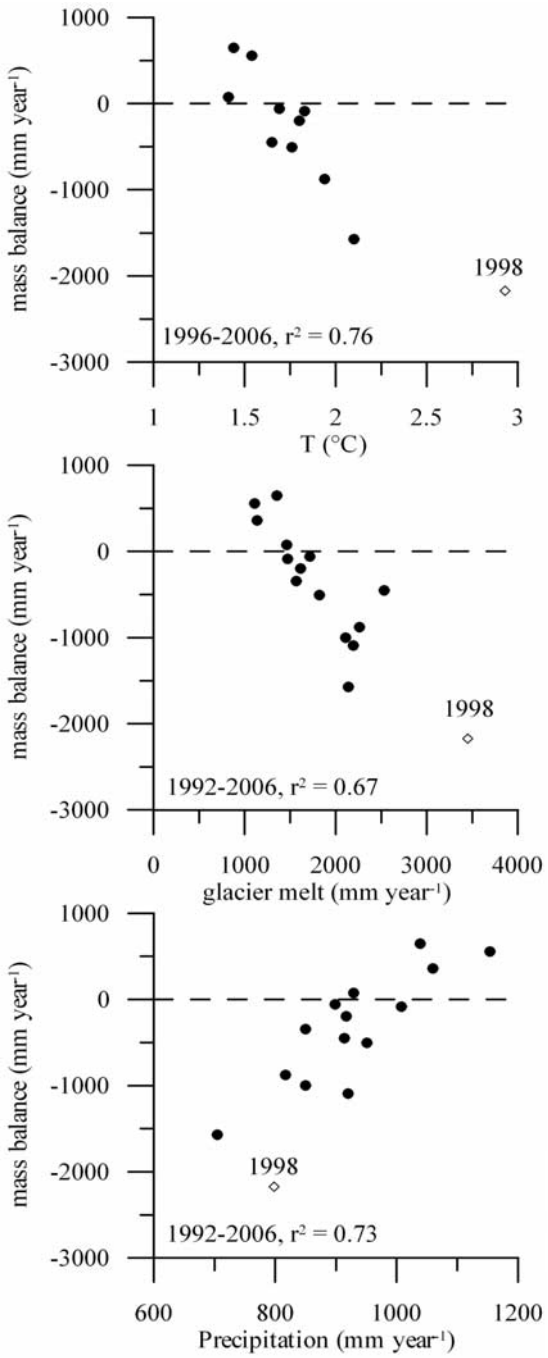



**Figure 4.** Annual mass balance versus temperature, melt and precipitation, Zongo Glacier. The hydrological year is counted from 1 September. The "El Niño" year 1998 is excluded from the correlations.

correlations of these fluxes with temperature may be spurious [e.g., *Kenney*, 1982]. If correction for air stability is ignored, $H$ is calculated from formulae such as:

$$H = C\,u(T - T_s) \tag{6}$$

where $u$ is the wind speed and $C$ depends on the roughness lengths, on air density and on the specific heat capacity of the air. Spurious self-correlations between $T$ and $H$ are very probable here: $T$ and $u$ are generally poorly correlated to each other and $T_s$ does not vary much on melting glaciers.

[35] Calculations on St Sorlin and Storglaciären show that the overestimation of the contribution of $H$ to r($T$, $SEB$) caused by ignoring stability corrections can be large (10–20%, "neutral" calculations in Table 5). The correlations between $H$ and $T$ were then totally spurious: the slopes were close to 1 and the spurious correlation coefficients calculated from the analytical formulae of *Brett* [2004] were very close to the coefficients resulting from the "neutral" calculations. On St Sorlin, the relative contribution of the "neutral" $H$ to the correlation of melt energy with temperature almost reaches the radiation contribution (Table 5). Given that *Braithwaite* [1981] did not include any air stability correction in the calculations of the turbulent fluxes, the relative contribution of $H$ may be largely overestimated in his study (Table 5).

[36] In static stability, the spurious self-correlations are difficult to evaluate because of the negative retroaction of air temperature on $H$. Air was moderately stable on Zongo and Storglaciären: the bulk Richardson number ranged from 0 to 0.1 for 50% of the hourly data. The correlation slopes were not related to the power of $T$ in the calculations of $H$, suggesting a small influence of spurious self-correlations [*Kenney*, 1982].

[37] Comparisons of $H$ with $T_{out}$ instead of $T_{glacier}$ would not avoid spurious self-correlations since $T_{out}$ was closely correlated to $T_{glacier}$ (Table 5). The direct measure of the turbulent fluxes with the eddy-covariance method is independent of the mean temperature measurement. Table 5 also shows the correlations of temperature with the turbulent fluxes measured with the eddy covariance method on St Sorlin glacier. The contribution of $H$ to the correlation between melt energy and temperature is slightly smaller and the contribution of $LE$ is slightly larger than the correlations with the turbulent fluxes derived from the bulk method with air stability correction. The differences are small and partly due to slight differences in measurement periods. The good agreement between two independent methods suggests that spurious self-correlations do not artificially increase much the correlations between air temperature and the bulk turbulent fluxes. However, the measurement period is short and more eddy covariance measurements are required.

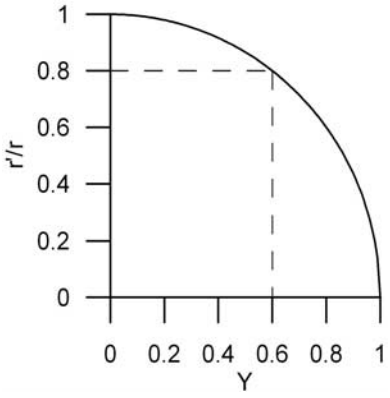



**Figure 5.** Relative decrease of the correlation coefficients ($r'/r$) versus the ratio of standard deviations of the measurement errors ($Y$), equation (5).

### 5.3. Long-Wave Radiation

[38] The emission in long-wave radiation concerns an infinitesimally thin layer, which does not store heat. Following *Ohmura* [2001], we consider the long-wave emittance as a passive flux, apart from the other energy fluxes. As a consequence, the long-wave irradiance is by far the largest source of melting energy before the net short-wave radiation and the turbulent fluxes in all the case studies from low to high latitudes (Tables 2–4). However, $L\downarrow$ did not vary much over the melting seasons and was poorly correlated to air temperature (standard deviations and correlations in Tables 2–4). In the tropics and in the Alps, large $L\downarrow$ values generally were associated with reduced melting energy (Figures 1 and 2). On Storglaciären, the positive correlations of $L\downarrow$ with melting energy and with temperature were not significant (Figure 3; Table 4).

[39] Since the majority of the sky long-wave radiation received at the surface comes from the near-surface layer of the atmosphere, the clear-sky long-wave irradiance is positively correlated to air temperature. However, the higher the elevation, the smaller the thickness of the emitting atmosphere is and the larger the influence of cloud emission on $L\downarrow$. In high-altitude mountains, large long-wave irradiances are due to clouds that generally reduce the total melting energy. In the very high elevations of tropical glaciers, the long-wave irradiance is significantly negatively correlated to air temperature and to melting energy (Table 2). Similarly, cloud emissions control $L\downarrow$ in cold and dry climates [e.g., *Sicart et al.*, 2006].

[40] *Ohmura* [2001] argued that the air temperature information is transferred to the surface mainly through long-wave atmospheric radiation. An argument was that $L\downarrow$ is the most important heat source for melt. This point is certainly true in most climates; however, it is not sufficient: (1) $L\downarrow$ has a low variability compared to the other energy fluxes and (2) $L\downarrow$ is poorly correlated to air temperature when cloud emissions dominate its variability, as in high mountains. Equation (3) results in small (and generally negative) contributions of the long-wave irradiance to the correlations between melting energy and air temperature in the three case studies (remembering that $\sigma_{L\downarrow} \approx \sigma_L$ and $r(L\downarrow, L) \approx 1$; Table 5).

### 5.4. Zongo Glacier

[41] On the very high-altitude mountains from the inner humid to the outer tropics, radiation fluxes control the energy balance over the melt season. The turbulent heat fluxes are not substantial and the gains in sensible heat are mostly canceled out by the energy sink in sublimation because of very dry air at high altitudes. The turbulent sensible heat flux is small and does not vary much because (1) the 0°C isothermal elevation varies little over the year and air temperature remains low during the melt season (Figure 1; Table 2), (2) the light air at very high altitude carries less heat, and (3) wind is generally not strong. The long-wave irradiance is the main energy source but does not vary much during the melt season, whereas the net short-wave radiation, poorly correlated to temperature, controls the variations of the energy available for melting. On tropical glaciers, air temperature is a poor index of melting at short time steps.

[42] At the yearly time scale, air temperature is well correlated to the mass balance of Zongo Glacier ($r^2 \approx 0.75$; Figure 4). Melt and precipitation each account for approximately two-thirds of mass balance variability. Air temperature is poorly correlated to the glacier melt, suggesting that temperature is linked to the mass balance through the ablation *and* the accumulation processes: clouds generally cause low temperatures. However, the data set is small (10 years) and longer periods are required to derive correlations suitable for mass balance forecasting or hind-casting.

### 5.5. St Sorlin Glacier

[43] The turbulent sensible heat flux is larger than on Zongo mainly because of higher air temperatures (Figure 2). However, the energy consumed by sublimation partly cancels out the energy gains in $H$ and the sum of the turbulent fluxes remains small on St Sorlin. The net short-wave radiation controls most of the variability of melting energy and is well correlated to the air temperature, resulting in good correlations of melting energy with air temperature at the daily time scale. The correlations between air temperature and net short-wave radiation may be linked to the advection of warm air coming from the valley floor, which is heated by short-wave radiation during the daytime. However, observations over longer periods are required.

[44] *Pellicciotti et al.* [2008] analyzed the melting processes at 3127 m asl in the ablation area of Juncal Norte Glacier in the Chilean sub-tropics. The sky remained cloudless throughout the melt season, the sky long-wave irradiance did not vary much, the air was warm (8°C on average) and dry, and melting was controlled by short-wave radiation. Energy lost in sublimation cancelled out most of the energy gains in sensible heat and the sum of turbulent fluxes remained small. As on St Sorlin, air temperature was well correlated to the melt energy through its good correlation to net short-wave radiation ($r^2(SEB, S) \approx 0.85$, $n = 63$). *Lang and Braun* [1990] found a (slightly) better correlation of the daily melting on Aletsch Glacier with the air temperature measured in the valley 60 km from the glacier than with those measured on the mountain site near the glacier. The authors argued that air temperature in the valley was controlled by the radiation fluxes, which were the main energy sources of glacier melt, whereas the temperature on the "well exposed" mountain site was controlled by advection.

### 5.6. Storglaciären

[45] Only on Storglaciären did the contribution of the turbulent fluxes to the correlation between melt energy and temperature exceed the radiation contribution (Table 5). The importance of $H$ in controlling the melting energy on Storglaciären, compared to Zongo and St Sorlin, is evident in Figures 1–3. These results support the conclusions of *Braithwaite* [1981], who attributed the high correlation between temperature and melt rates to the sensible heat flux because of its large variability and its close correlation with temperature.

[46] The turbulent fluxes prevail in the correlations between melt energy and temperature on Storglaciären, and certainly on high-latitude glaciers of maritime climate,

because (1) $S$ is small as a result of low sun elevation and high cloudiness associated with frequent cyclonic activity in summer, (2) $H$ is high because of high air temperature at low elevation, and (3) $LE$ is positive because of humid air. However, the relative importance of $H$ and $LE$ (quantified by the Bowen ratio) is generally not well known in bulk methods; e.g., the ratio of roughness lengths for temperature and humidity is not constrained on glaciers, and the default hypothesis often postulates equal lengths.

### 5.7. Surface Albedo

[47] On St Sorlin, the surface at the weather station remained snow-free over the study period except during a few snowfall events resulting from cyclonic activity causing cold weather (Figure 2). The new snow was shallow and rapidly melted after a few days. The albedo was low and temporarily increased during these cold events, reducing the melt energy (Figure 2). The changes in albedo from ice to snow contributed to the good correlations of air temperature with net short-wave radiation ($r(T, S\downarrow) < r(T, S)$), and thus with total melt energy (Table 3).

[48] On Zongo and Antizana, light snowfalls are frequent during the melt season and the surface continuously alternates between ice and thin snow layers that rapidly melt away. Solid precipitations in the wet season are not associated with cold storms, but are of convective nature, linked to the thermally forced circulation, and occur at rather high temperatures [*Sicart et al.*, 2002]. Figure 1 shows that snowfalls were not associated with a large drop in air temperature, which remained close to 0°C during the 1999 melt season. Thus the albedo variations due to alternation of snow and ice surfaces were poorly correlated to air temperature, contributing to the weak correlation of temperature with net short-wave radiation (Table 2). In August 2007, a 27-day period of ice melting, with no snowfall, was recorded on Zongo at 5050 m asl. As during the 1999 melt season, the variations in melt energy were controlled by net short-wave radiation and the radiation flux prevailed in the correlations between melt energy and temperature. Despite the small variations in ice albedo, temperature was still poorly correlated to melt energy ($r^2(T, SEB) = 0.17$). On tropical glaciers, the frequent snowfalls during the melt season are not the main cause of the low correlations between air temperature and melting.

[49] On Storglaciären in summer 2000, the winter snowpack remained at the weather station until the end of July when ice became exposed (Figure 3). In August, a few snowfall events, not associated with large temperature drops, caused temporary small albedo rises. The change in albedo from snow to ice was more related to the initial snow depth and the accumulated melt than to the temperature while the snow was disappearing. As on Zongo, but for different reasons, the albedo changes did not favor the correlations of temperature with net short-wave radiation ($(r(T, S\downarrow) > r(T, S)$; Table 4) and thus participated in the small contribution of net short-wave radiation to the correlation between melt energy and temperature (Table 5). In summer 1999, snow remained on Storglaciären for a longer period of time and the calculations were conducted for a continuous snow-cover from 9 June to 10 July (Table 1). The correlations were similar to what was observed in summer 2000 except that the reduced variations in albedo caused better correlations of temperature with melt energy in 1999 (Table 5).

## 6. Conclusion

[50] This study investigated the correlations at a daily time scale of the energy fluxes with each other and with air temperature on three glaciers in contrasting climates: Zongo (16°S, Bolivian outer tropics), St Sorlin (45°N, French Alps), and Storglaciären (67°N, northern Sweden). The results indicate distinct relationships between temperature, energy fluxes and total melt energy in the different climate settings.

[51] At tropical Zongo Glacier, net short-wave radiation controls the variability of the energy balance and is poorly correlated to air temperature. The turbulent flux of sensible heat is generally a gain in energy for the glacier surface, whereas the latent heat flux is a sink. Both turbulent fluxes tend to cancel each other out during the melt season. Air temperature is a poor index of melt because of (1) low and only slightly varying temperatures during the melt period and (2) the low heat content of the air at very high elevations. Albedo changes due to frequent snowfalls that temporarily cover the melting ice surface contribute to, but are not the main cause of, the poor correlations between temperature and melt energy. The degree-day model is not appropriate for simulating the melting of tropical glaciers at short time steps. At the yearly time scale, air temperature is a better index of the glacier mass balance because it integrates ablation and accumulation processes over a long time period.

[52] At St Sorlin glacier in the Alps, the turbulent sensible heat flux is more important mainly because of higher air temperatures in summer, but the variability of melt energy is still controlled by short-wave radiation. Air temperature is correlated to melt energy mainly through the net short-wave radiation, probably linked to diurnal advection of warm air from the valley.

[53] At high latitudes, this analysis on Storglaciären supports the conclusions of *Braithwaite* [1981], who found that high correlations between temperature and melt rate result from the large variability and close correlations with air temperature of the sensible heat flux. However, *Braithwaite* [1981] neglected the stability correction in the calculations of the turbulent fluxes, so that his study may overestimate the correlations between sensible heat flux and temperature. The turbulent fluxes controlled the variations of melt energy on Storglaciären because (1) short-wave irradiance is reduced by low sun elevation and frequent clouds, (2) the glacier is located at relatively low elevation where air temperature is high in summer, and (3) condensation due to humid air provides energy to the glacier's surface.

[54] This analysis does not corroborate the hypotheses of *Ohmura* [2001]. The long-wave irradiance is the main energy source, but it does not vary much and is poorly correlated to temperature. In high mountains, cloud emissions tend to control the variability of long-wave irradiance, causing negative correlations of long-wave irradiance with melting and with air temperature.

[55] Measurement errors may underestimate the contribution of the turbulent fluxes to the correlations of melting energy with temperature. Spurious self-correlations between the turbulent fluxes derived from the bulk method and air temperature are difficult to avoid and tend to overestimate this

contribution. The overall effect of these errors is difficult to evaluate. On St Sorlin glacier, eddy covariance turbulent fluxes gave similar correlations with temperature than the bulk method, suggesting that the influence of spurious self-correlations remains small when air stability correction is included.

[56] **Acknowledgments.** The measurement programs on Zongo and St Sorlin were supported by the French ORE network GLACIOCLIM and the ANR project TAG (''Turbulence et Ablation Glaciaire'', French Ministry of Research). The authors are grateful for the assistance received from IHH (Instituto de Hidraulica e Hídrologia) and UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz. We are grateful to Dr. Patrick Wagnon, Jean-Philippe Chazarin, and Edouard Perroy for the fieldwork and the meteorological station maintenance in Bolivia and France. We thank Dr. Vincent Favier who provided the data for Antizana, Ecuador. The authors are also grateful to two anonymous reviewers for making useful comments on the manuscript.

## References

Braithwaite, R. J. (1981), On glacier energy balance, ablation, and air temperature, *J. Glaciol.*, *27*(97), 381–391.

Braithwaite, R. J. (1995), Positive degree-day factors for ablation on the Greenland ice sheet studied by energy-balance modelling, *J. Glaciol.*, *41*(137), 153–160.

Braithwaite, R. J., and Y. Zhang (1999), Modelling changes in glacier mass balance that may occur as a result of climate changes, *Geogr. Ann.*, *81A*(4), 489–496.

Braun, L. N., and C. B. Renner (1992), Application of a conceptual runoff model in different physiographic regions of Switzerland, *Hydrol. Sci. J.*, *37*(3), 217–231.

Brett, M. T. (2004), When is a correlation between non-independent variables ''spurious''?, *Oikos*, *105*(3), 647–656.

Brutsaert, W. (1982), *Evaporation Into the Atmosphere, Theory, History and Applications*, 1st ed., 299 pp., Kluwer, Dordrecht, Netherlands.

Dagnelie, P. (1975), *Théorie et Méthodes Statistiques. Applications Agronomiques*, vol. II, 463 pp., Les Presses Agronomiques de Gembloux ed., Gembloux, Belgium.

De Woul, M., and R. Hock (2005), Static mass-balance sensitivity of Arctic glaciers and ice caps using a degree-day approach, *Ann. Glaciol.*, *42*, 217–224.

Favier, V., P. Wagnon, J. P. Chazarin, L. Maisincho, and A. Coudrain (2004), One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana glacier 15, Ecuadorian Andes, *J. Geophys. Res.*, *109*(D18), D18105, doi:10.1029/2003JD004359.

Granger, R. J., and D. H. Male (1978), Melting of a prairie snowpack, *J. Appl. Meteorol.*, *17*(12), 1833–1842.

Hock, R. (1999), A distributed temperature index ice and snow melt model including potential direct solar radiation, *J. Glaciol.*, *45*(149), 101–111.

Hock, R. (2003), Temperature index modelling in mountain areas, *J. Hydrol.*, *282*, 104–115.

Hock, R., and B. Holmgren (2005), A distributed surface energy-balance model for complex topography and its application to Storglaciären, Sweden, *J. Glaciol.*, *51*(172), 25–36.

Hoinkes, H. C. (1955), Measurements of ablation and heat balance on alpine glaciers, *J. Glaciol.*, *2*(17), 497–501.

Hostetler, S. W., and P. U. Clark (2000), Tropical climate at the last glacial maximum inferred from glacier mass-balance modeling, *Science*, *290*(1), 1747–1750.

Johanneson, T., O. Sigurdsson, T. Laumann, and M. Kennett (1995), Degree-day glacier mass-balance modelling with applications to glaciers in Iceland, Norway and Greenland, *J. Glaciol.*, *41*(138), 345–358.

Jonsell, U., R. Hock, and B. Holmgren (2003), Spatial and temporal variations in albedo on Storglaciären, Sweden, *J. Glaciol.*, *49*(164), 59–68.

Kaser, G. (2001), Glacier-Climate interaction at low latitudes, *J. Glaciol.*, *47*(157), 195–204.

Kenney, B. C. (1982), Beware of spurious self-correlations!, *Water Resour. Res.*, *18*(4), 1041–1048.

Kramer, Y. (2001), *Investigation on Surface Energy Fluxes and Their Relationship to Synoptic Weather Patterns on Storglaciaren, Northern Sweden. Examensarbete*, 43 pp., Dept. of Earth Sci., Uppsala Univ., Uppsala, Sweden.

Kuhn, M. (1993), Methods of assessing the effects of climate changes on snow and glacier hydrology, *IAHS*, *218*, 135–144.

Kull, C., and M. Grosjean (2000), Late Pleistocene climate conditions in the north Chilean Andes drawn from a climate-glacier model, *J. Glaciol.*, *46*(155), 622–632.

Kustas, W. P., A. Rango, and R. Uijlenhoet (1994), A simple energy budget algorithm for the snowmelt runoff model, *Water Resour. Res.*, *30*(5), 1515–1527.

Kuusisto, P. P. (1980), On the values and variability of degree-day melting factors in Finland, *Nordic Hydrol.*, *11*(5), 235–242.

La Casinière de, A. C. (1974), Heat exchange over a melting snow surface, *J. Glaciol.*, *13*(67), 55–72.

Lang, H., and L. Braun (1990), On the information content of air temperature in the context of snow melt estimation, *IAHS*, *190*, 347–354.

Laumann, T., and N. Reeh (1993), Sensitivity to climate change of the mass balance of glaciers in southern Norway, *J. Glaciol.*, *39*(133), 656–665.

Martin, S. (1977), Analyse et reconstitution de la série des bilans annuels du glacier de Sarennes, sa relation avec les fluctuations du niveau des trois glaciers du massif du Mont-Blanc (Bossons, Argentière, Mer de glace), *Z. Gletscherkunde Glazialgeologie*, *13*(1/2), 127–153.

Meesters, A. G. C. A., N. J. Bink, H. Vugts, F. Cannemeijer, and E. A. C. Henneken (1997), Turbulence observations above a smooth melting surface on the Greenland ice sheet, *Boundary-Layer Meteorol.*, *85*, 81–110.

Obled, C., and B. Rosse (1975), Modèles mathématiques de la fusion nivale en un point, *Cah. l'ORSTOM, Ser. Hydrolog.*, *XII*(4), 235–252.

Ohmura, A. (2001), Physical basis for the temperature-based melt-index method, *J. Appl. Meteorol.*, *40*, 753–761.

Pellicciotti, F., B. Brock, U. Strasser, P. Burlando, M. Funk, and J. Corripio (2005), An enhanced temperature-index glacier melt model including the shortwave radiation balance: Development and testing for Haut Glacier d'Arolla, Switzerland, *J. Glaciol.*, *51*(175), 573–587.

Pellicciotti, F., J. Helbing, A. Rivera, V. Favier, J. Corripio, J. Araos, J. E. Sicart, and M. Carenzo (2008), A study of the energy balance and melt regime on Juncal Norte Glacier, semi-arid Andes of central Chile, using melt models of different complexity, *Hydrol. Processes*, *22*(19), 3980–3997.

Pouyaud, B., M. Zapata, J. Yerren, J. Gomez, G. Rosas, W. Suarez, and P. Ribstein (2005), On the future of the water resources from glacier melting in the Cordillera Blanca, Peru, *Hydrolog. Sci. J.*, *50*(6), 999–1022.

Sicart, J. E., P. Ribstein, J. P. Chazarin, and E. Berthier (2002), Solid precipitation on a tropical glacier in Bolivia using ultrasonic depth gauge measurements, *Water Resour. Res.*, *38*(10), 1189, doi:10.1029/2002WR001402.

Sicart, J. E., P. Wagnon, and P. Ribstein (2005), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia), *J. Geophys. Res.*, *110*, D12106, doi:10.1029/2004JD005732.

Sicart, J. E., J. W. Pomeroy, R. L. H. Essery, and D. Bewley (2006), Incoming long-wave radiation to melting snow: Observations, sensitivity and estimation in northern environments, *Hydrol. Processes*, *20*(17), 3697–3708.

Sicart, J. E., P. Ribstein, B. Francou, B. Pouyaud, and T. Condom (2007), Glacier mass balance of tropical Zongo Glacier, Bolivia, comparing hydrological and glaciological methods, *Global Planet. Change*, *59*(1), 27–36.

Singh, P., and N. Kumar (1996), Determination of snowmelt factor in the Himalayan region, *Hydrolog. Sci. J.*, *41*(3), 301–310.

Six, D., P. Wagnon, J. E. Sicart, and C. Vincent (2008), Meteorological controls on surface energy balance on Saint-Sorlin Glacier (France), ablation season 2006, *Ann. Glaciol.*, *50*, in press.

U.S. Army Corps of Engineers (1956), *Summary Report of the Snow Investigations, Snow Hydrology*, North Pacific Division, Portland, Oreg.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and B. Pouyaud (1999), Annual cycle of energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, *J. Geophys. Res.*, *104*(D4), 3907–3923.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and J. E. Sicart (2001), Anomalous heat and mass budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98 El Nino year, *J. Glaciol.*, *47*(156), 21–28.

Woo, M. K., and B. B. Fitzharris (2001), Reconstruction of mass balance variations for Franz Josef Glacier, New Zeland, 1913–1989, *Arctic Alp. Res.*, *24*, 281–290.

Zuzel, J. F., and L. M. Cox (1975), Relative importance of meteorological variables in snowmelt, *Water Resour. Res.*, *11*(1), 174–176.

R. Hock, Geophysical Institute, University of Alaska, Koyukuk Drive, P.O. Box 757320, Fairbanks, AK 99775-7320, USA. (regine.hock@gi.alaska.edu)

J. E. Sicart, Great Ice–IRD, Case MSE, Université Montpellier II, 300, Avenue du Professeur Emile Jeanbrau, 34 095 Montpellier Cedex 5, France. (sicart@msem.univ-montp2.fr)

D. Six, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, University Joseph Fourier, 54 rue Molière-BP 96-38402 Saint Martin d'Hères Cedex, Grenoble, France. (six@lgge.obs.ujf-grenoble.fr)

## IV Dynamique de la couche limite atmosphérique en montagne

Nos études sur la dynamique de la couche limite atmosphérique visent essentiellement à améliorer l'estimation des flux turbulents en milieu de montagne, loin des conditions théoriques d'écoulement stationnaire au-dessus d'une surface plate et homogène présentées dans le chapitre I.4. Les problèmes de mesure en milieu 'complexe' sont présentés dans le chapitre I.5, en particulier concernant la mesure par covariance turbulente.

### *IV.1 Flux turbulents en surface des glaciers*

Nous avons comparé différentes méthodes de mesure, dont la corrélation turbulente, sur les glaciers Zongo en milieu tropical et Saint-Sorlin dans les Alpes afin d'estimer les incertitudes sur les flux et quantifier les effets de perturbations orographiques sur la turbulence à proximité de la surface. Ces travaux ont été essentiellement réalisés dans le cadre du projet ANR 'Turbulence et Ablation Glaciaire' (2006-2009) puis de la thèse de doctorat de Maxime Litt 'Étude des processus d'interactions dynamiques entre l'atmosphère et la fonte nivo-glaciaire, rôle des flux turbulents dans les bilans d'énergie : Alpes et Andes Tropicales', dont le résumé est reproduit plus bas).

Sur le glacier Zongo, Sicart et al. [2005] (chapitre II.1) ont analysé les facteurs météorologiques contrôlant les variations horaires et saisonnières des flux de chaleur sensible et de chaleur latente calculés selon la méthode aérodynamique des profils. Dans la publication reproduite plus bas, Litt et al. [2014] examinent les mesures de corrélation turbulente selon trois régimes de vent : catabatique, anabatique et de 'fort forçage synoptique'. Par analyse des statistiques de la turbulence et des propriétés spectrales des flux, cette étude montre que des structures cohérentes de basses fréquences, sans doute liées à des perturbations orographiques de l'écoulement moyen, modifient la couche de surface et augmentent les flux turbulents en surface du glacier (de telles structures sont présentées dans le chapitre I.4.4). Ces résultats remettent en cause la validité de la théorie de similitudes de Monin-Obhukov pour calculer les flux turbulents en montagnes (chapitre I.4.3.c). Litt et al. [2017] (cf. annexe 4) ont fait une étude similaire sur le glacier Saint-Sorlin. En complément, Litt et al. [2015] ont fait une étude détaillée des erreurs de mesure de covariance turbulente. Sicart et al. [2008] ont montré que les flux turbulents contrôlent une grande partie de la variabilité de l'énergie de fonte de glaciers de moyennes et hautes altitudes, entraînant de bonnes corrélations entre température de l'air et taux de fonte (chapitre III.2).

Un intérêt particulier a été porté sur les relations entre les propriétés de la turbulence en surface du glacier, les régimes de vent à l'échelle de la vallée tels que les vents thermiques, et la circulation atmosphérique synoptique. Il est par exemple utile de connaître les régimes de vent associés aux plus forts flux turbulents en surface et/ou aux plus fortes erreurs de mesures [Litt et al., 2015]. Comme première étape, Litt et al. [2017] ont utilisé les types de temps de Garavaglia et al. [2010] pour relier les forçages synoptiques aux régimes de vent en surface du glacier Saint-Sorlin. Ces méthodes permettent aussi de développer des fonctions simples de variations spatiales des paramètres météorologiques à l'échelle du glacier. Par exemple, Greuell et Böhm [1998] décrivent les variations de température dans un écoulement catabatique le long du glacier alpin Pasterze comme le résultat d'un équilibre entre le réchauffement par compression adiabatique et le refroidissement au contact de la surface.

**Résumé de thèse de Maxime Litt (direction, UGA, Grenoble, 2014).** Les flux turbulents constituent un des termes les moins bien compris et les moins bien mesurés du bilan d'énergie des glaciers. Nous étudions les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente en surface d'un glacier tropical et d'un glacier alpin, en utilisant les données de deux campagnes de terrain déployées dans la zone d'ablation du Zongo (Bolivie, 4900-6000 m) durant la saison sèche de l'hiver austral, et de deux campagnes de terrain déployées sur le glacier de Saint-Sorlin (Alpes Françaises, 2600-3400 m) durant l'été boréal. Un mât de 6 m permettait la mesure des profils verticaux de vitesse de vent et de température de l'air, en parallèle des

mâts de 2 m comportaient des systèmes de covariances turbulentes. L'objectif de ce travail est de mieux comprendre l'évolution temporelle des flux turbulents et d'étudier l'applicabilité de la méthode aérodynamique des profils en terrain complexe de montagne. Les hypothèses sous-jacentes sont discutées via la caractérisation des régimes de vent et de la turbulence. Nous nous concentrons ensuite sur les méthodes de calcul des flux et les erreurs associées. Les données météorologiques et des profils verticaux permettent de caractériser les régimes de vent. Nous étudions les caractéristiques de la turbulence avec les données de covariance turbulente, en utilisant l'analyse de Fourier et les transformées en ondelettes. Nous évaluons finalement les sources d'erreurs systématiques et aléatoires sur les flux en appliquant des méthodes analytiques et de type Monte-Carlo. Sur le glacier du Zongo, nous observons trois régimes de vent durant la saison sèche. Quand les forçages synoptiques sont faibles, des écoulements catabatiques sont observés de la fin d'après-midi au début de la matinée, avec un maximum de vitesse de vent observé à environ 2 m de hauteur. Quand le forçage synoptique est fort, il s'aligne approximativement avec le glacier, provoquant un intense écoulement descendant, pour lequel nous n'observons pas de maximum de vitesse de vent. La plupart des jours autour de midi, des vents ascendants sont observés. Sur le glacier de Saint-Sorlin en été, des vents forts sont observés quand des systèmes dépressionnaires se déplacent depuis l'Atlantique ou durant des épisodes de Foehn. Ces écoulements s'alignent approximativement avec le glacier, générant des vents descendants. Un maximum de vent catabatique est observé pendant la nuit et pendant la journée, 50% du temps, quand le forçage synoptique est modéré. Des vents ascendants sont rarement observés (environ 15% du temps), généralement quand le forçage synoptique est faible. La couche de surface est rarement plus épaisse que 2 m sur les deux glaciers. Sous l'influence des vents de forte intensité descendants ou ascendants, la couche de surface est perturbée par des tourbillons de couches externes. Si l'écoulement catabatique est dominant, ses lentes oscillations perturbent également la couche de surface. L'analyse en ondelettes montre que ces deux types de perturbations influencent les flux turbulents en surface. Les erreurs aléatoires sur les flux évalués avec la méthode aérodynamique des profils sont principalement dues à des incertitudes de mesure sur la température de l'air et de la surface. Les erreurs peuvent être importantes à court pas de temps, mais se compensent et résultent en une faible erreur sur les flux moyennés sur la durée des campagnes de terrain. Comme l'épaisseur de la couche de surface est faible, la méthode aérodynamique des profils à partir des mesures au-dessus de 2 m sous-estime les flux de surface de 20% à 70% selon les conditions.

Boundary-Layer Meteorol
DOI 10.1007/s10546-014-9975-6

ARTICLE

# Turbulence Characteristics in the Atmospheric Surface Layer for Different Wind Regimes over the Tropical Zongo Glacier (Bolivia, 16°S)

**Maxime Litt · Jean-Emmanuel Sicart · Warren D. Helgason · Patrick Wagnon**

Received: 29 October 2013 / Accepted: 7 October 2014
© Springer Science+Business Media Dordrecht 2014

**Abstract** We investigate properties of the turbulent flow and sensible heat fluxes in the atmospheric surface layer of the high elevation tropical Zongo glacier (5, 080 m a.s.l., 16°S, Bolivia) from data collected in the dry season from July to August 2007, with an eddy-covariance system and a 6-m mast for wind speed and temperature profiles. Focus is on the predominant downslope wind regime. A low-level wind-speed maximum, around a height of 2 m, is detected in low wind conditions (37 % of the time). In strong wind conditions (39 % of the time), no wind-speed maximum is detected. Statistical and spectral analyses reveal low frequency oscillations of the horizontal wind speed that increase vertical mixing. In strong winds, wavelet analysis shows that coherent structures systematically enhance the turbulent sensible heat fluxes, accounting for 44–52 % of the flux. In contrast, in low wind conditions, the katabatic flow is perturbed by its slow oscillations or meandering motions, inducing erratic turbulent sensible heat fluxes. These motions account for 37–43 % of the flux.

M. Litt (✉) · J.-E. Sicart · P. Wagnon
Université de Grenoble Alpes, LTHE, 38000 Grenoble, France
e-mail: maxime.litt@ujf-grenoble.fr

J.-E. Sicart · P. Wagnon
CNRS, LTHE, 38000 Grenoble, France
e-mail: jean-emmanuel.sicart@ird.fr

J.-E. Sicart · P. Wagnon
IRD, LTHE, 38000 Grenoble, France

J.-E. Sicart
IHH, UMSA, La Paz, Bolivia

W. D. Helgason
Civil and Geological Engineering, University of Saskatchewan, 57 Campus Drive, Saskatoon, SK S7N 5A9, Canada
e-mail: warren.helgason@usask.ca

P. Wagnon
ICIMOD, GPO, Box 3226, Kathmandu, Nepal
e-mail: patrick.wagnon@ird.fr

Published online: 06 November 2014

On tropical glaciers, the commonly used bulk aerodynamic profile method underestimates the eddy-covariance-based flux, probably because it does not account for low frequency disturbances that influence the surface flow in both wind regimes.

**Keywords** Coherent structures · Eddy covariance · Energy balance · Katabatic wind · Tropical glaciers

## 1 Introduction

Glaciers located in tropical regions are useful climate indicators in poorly documented regions as they integrate climatic fluctuations on time scales of a few to hundreds of years (Thompson et al. 2003). Insights into past climatic conditions can be obtained using available data on past glacial extent together with an understanding of the interaction processes between climate and mass balance (e.g. Rabatel et al. 2005; Jomelli et al. 2011). Tropical glaciers also play a key hydrological role by maintaining non-negligible water outflow during the long dry seasons of the outer tropics. In the context of changing climate, variations in the melting regime of these glaciers could alter the supply of water and be of concern to human society (Bradley et al. 2006).

The processes underlying the relations between climate and glacier mass balance can be partly understood by interpreting the surface energy balance (SEB), which controls the ablation term of the mass balance. Forecasting future glacier water supplies depends on a reliable understanding of the SEB. Previous studies have calculated the SEB of tropical glaciers using point-scale meteorological measurements (e.g. Wagnon et al. 1999) or measurements distributed over the watershed using simple parametrizations (Sicart et al. 2011). These studies showed that, on tropical glaciers, solar radiation provides the principal source of energy for melting, while seasonal variations in the SEB are governed by variations in incoming longwave radiation. At high elevations (>4,500 m a.s.l.) where tropical glaciers are located, the incoming longwave radiation is low when the sky is clear during the dry season (austral winter), while it increases substantially under cloudy conditions during the rainy season (austral summer) (Sicart et al. 2011).

Previous studies have also underlined the marked seasonality of the turbulent fluxes of sensible and latent heat in the outer tropics. During the rainy season, winds are generally low, the turbulent fluxes are low, and radiative fluxes dominate the SEB. During the dry season, the turbulent fluxes increase due to higher wind speeds, and heat loss by sublimation can strongly reduce the energy available for melting, especially in the firn area, where winds may be stronger and the air drier than in the ablation area (Wagnon et al. 2003). As such, the turbulent fluxes can significantly modify the amount of energy available for glacier melt: during the dry season the net turbulent flux can account for 25 % of the heat losses in the ablation area (Sicart et al. 2005).

Most previous turbulent flux studies above tropical glaciers (e.g. Wagnon et al. 2003; Favier et al. 2004; Sicart et al. 2005; Winkler et al. 2009) used the bulk aerodynamic method to estimate the surface turbulent fluxes. It is a straightforward, convenient method for long-term SEB studies, but relies on the demanding assumptions of Monin–Obukhov similarity theory (Monin and Obukhov 1954): in the surface layer the turbulent flux must be constant with height, the flow must be stationary and the local production of turbulent kinetic energy (TKE) must be in equilibrium with viscous dissipation, implying that no transport term appears in the TKE budget. These hypotheses are called into question over mountain glaciers (Smeets et al. 1998; Denby and Greuell 2000).

Firstly, over glaciers, katabatic winds are frequently observed (Munro 1989; Smeets et al. 2000; Sicart et al. 2014). Katabatic winds over glaciers are similar to the extensively studied slope winds appearing at night, under clear skies, over other types of surfaces (e.g. Prandtl 1942; Whiteman 1990; Poulos and Zhong 2008). They are generally characterized by a wind-speed maximum at low heights above the ground. Fluxes diverge vertically in the surface layer and the sensible heat flux decreases with height. Below the wind-speed maximum, the momentum flux is directed downwards towards the surface, decreasing with height until the level of the wind-speed maximum, where it is equal to zero, and above the wind maximum it is directed upwards (Denby and Greuell 2000; Oerlemans and Grisogono 2002). At the height of the wind-speed maximum, shear production of turbulence ceases, but TKE is not zero, due to a non-negligible turbulence transport term (Smeets et al. 1998).

Secondly, as shown by Andreas (1987), Smeets et al. (1998), Poulos et al. (2007) and Helgason and Pomeroy (2012), over the complex terrain of mountainous sites, the surface-layer flow can be influenced by outer-layer turbulence originating in orographic disturbances. Högström et al. (2002) studied such disturbances using numerical simulations and validated their approach against field data: when transported near the surface, the large-scale eddies are horizontally deformed due to blocking effects and to the large shear in the surface layer. They disturb the surface layer by inducing large horizontal velocity fluctuations, while vertical velocity is less influenced. These processes lead to non-stationarity of the turbulent flow.

Nevertheless, over tropical glaciers, these turbulent flow characteristics and their influence on turbulent flux calculations with the bulk aerodynamic method are not well documented. Eddy-covariance (EC) measurements have infrequently been made in snow covered, mountain or glacier environments (e.g. Andreas 1987; Smeets et al. 1998; Reba et al. 2009; Helgason and Pomeroy 2012). Such studies are rare over high-elevation tropical sites (Cullen et al. 2007); however, this technique permits fine characterization of the turbulence and gives, in these complex situations, more reliable estimates of the turbulent fluxes than the bulk aerodynamic method.

In this paper, we analyze EC data and vertical temperature and wind-speed profiles collected in the atmospheric surface layer of the ablation area of the high elevation tropical Zongo glacier (Bolivian Andes, 16°S). This comprehensive dataset, recorded during a 2-month period in the dry season, is unique over tropical glaciers. The wind regimes observed in the surface layer are described and related to the expected circulation at the valley scale and to the turbulent flow characteristics above the glacier. The analysis developed in this conceptual framework leads to a clear distinction between two downslope wind regimes: one characterized by a katabatic wind maximum at low heights in low wind conditions, and the other in strong winds without a well-defined wind maximum. We compare statistics and spectra of the turbulent signals with those of ideal undisturbed flow under ideal homogenous conditions, to uncover influences of the katabatic wind maximum and orographic disturbances. To emphasize turbulent flow features under the two wind regimes, two typical events are described in detail. We then isolate the dominant turbulent structures by applying a wavelet algorithm to the temperature signals. Finally, we compare the sensible heat flux calculated with the bulk aerodynamic method with that obtained with the EC method, and quantify the influence on the fluxes of these turbulent structures.

## 2 Location, Measurements and Data Processing

The Zongo glacier is a small glacier (surface area of approximately 2 $km^2$) located in the Huayna Potosi massif, in the outer tropics of the Andes. Its mass balance, energy balance

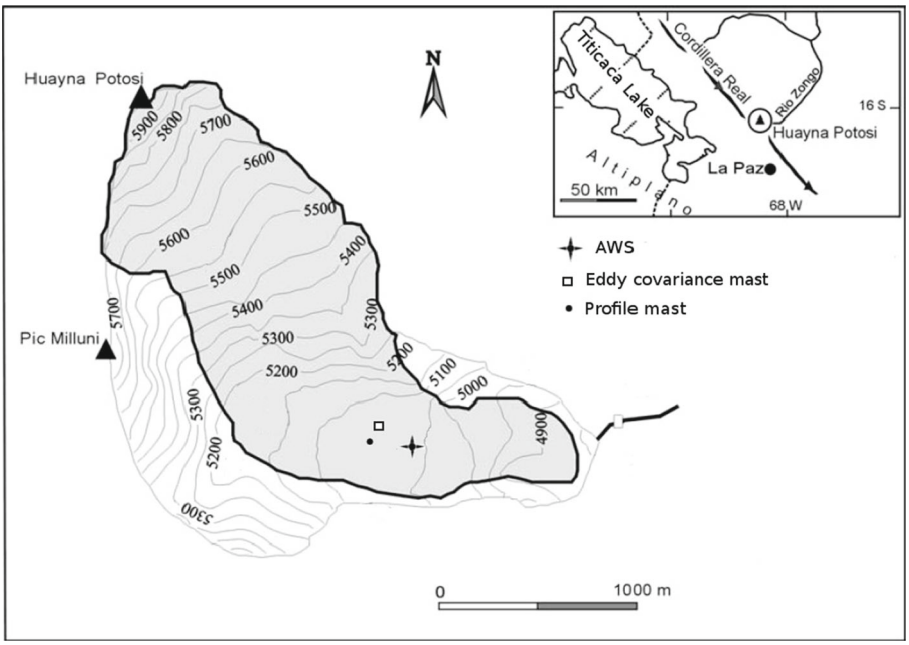



**Fig. 1** Location of Zongo Glacier in the Bolivian Andes. Map of the glacier and the surrounding area, and approximative location of the measurement masts and of the AWS

and hydrological characteristics have been extensively studied since 1991 (Rabatel et al. 2013). Its elevation ranges from 4,900 to 6,000 m a.s.l. It is located at the margins of the Bolivian Altiplano and the Amazonian basin (Fig. 1). The field campaign was carried out in the dry season, from July 22 to September 1 2007. Instruments were installed on masts on a transect of the ablation area of the glacier at 5,080 m a.s.l., aligned perpendicularly to the main wind directions that roughly follow the glacier flow lines (Fig. 1). We used an EC measurement system consisting of one sonic anemometer and one infrared gas analyzer, fixed to a mast approximately 2 m above the glacier surface. Fluctuations in wind speed in the three spatial directions, sonic temperature and humidity were sampled at 20 Hz and recorded on a Campbell Scientific CR1000 data logger. In addition, mean vertical temperature and wind-speed profiles were measured on a 6-m high tower located 20 m away from the EC system. For temperature measurements, 12 home-made shielded thermocouples were used, all continuously mechanically aspirated to prevent contamination of the signal by solar radiation. Seven cup anemometers were used to measure wind speed. Data from the tower were sampled every 10 s, and 30-min averages were stored on a Campbell CR1000 data logger. The temperature and wind-speed measurements from both masts at the same heights were compared: correlation coefficients between hourly data issued from each set of instruments, throughout the campaign, were $>0.9$ (Sicart et al. 2014). Variations in instrument heights due to ice and snow melt, snow accumulation or compaction were derived from a sounding height ranger. An automatic weather station (AWS) placed nearby on the glacier recorded 30-min averages of all radiation components, as well as mean temperature and relative humidity, wind speed and direction. Table 1 lists all the sensors used and their characteristics.

We split the EC data into 1-h datasets referred to as "runs". We removed runs for which the mean wind direction was between 000° and 045° and between 180° and 260° to avoid flow

**Table 1** Characteristics of sensors from the AWS, EC and profile masts

| Quantity | Instrument | Mean sensor height (m) | Precision according to the manufacturer |
|---|---|---|---|
| Air temperature (°C) (profiles) | Type-T thermocouple | 0.1, 0.4, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 1.7, 2.0, 2.7, 3.6, 4.8, 6.0 | 0.1 °C |
| Wind speed (m $s^{-1}$) (profiles) | Vector A100L2 | 0.38, 0.68, 1.58, 2.08, 2.78, 3.68, 4.88 | 1 % of reading |
| Air temperature (°C) and relative humidity (AWS) | Vaisala HMP45C | 1.0 | ±0.2 °C<br>3 % |
| Wind speed (m $s^{-1}$) (AWS) | Young 05103 | 2.5 | 0.3 m $s^{-1}$ |
| Wind direction (°) (AWS) | Young 05103 | 2.5 | ±3° |
| Incoming and outgoing shortwave radiation (W $m^{-2}$) (AWS) | Kipp and Zonen CM3 | 0.8 | 10 % on daily sums |
| Incoming and outgoing longwave radiation (W $m^{-2}$) (AWS) | Kipp and Zonen CG3 | 0.8 | 10 % on daily sums |
| Surface elevation changes (mm) | Campbell Scientific SR50 | 1.5 | ±10 mm |
| 3D wind speed and temperature 20 Hz (EC) | Campbell Scientific CSAT3 | 1.9 | $<\pm 0.04$ m $s^{-1}$ |
| Specific Humidity 20 Hz (EC) | LICOR7500 | 1.9 | 2 % of reading |

obstruction by the structures (note that a third set-up including batteries and solar panel was located a few m away from the EC mast). Each individual run was despiked and checked for quality using the procedures described in Vickers and Mahrt (1997). Most problems occurred during snow or rainfall events. These low quality runs were discarded. A planar fit rotation (Wilczak et al. 2001) was applied on periods of 10 days, and the sonic temperature was corrected for the influence of water vapour (Schotanus et al. 1983).

## 3 Climate and Wind Regimes

### 3.1 Climate

The climate of the Bolivian Andes is characterized by a strong seasonality of precipitation and cloud cover: a wet season develops during the austral summer (December to March), when large-scale flow is from the east carrying large amounts of water vapour from the Amazon basin and favouring the development of deep convection over the Altiplano. This study focuses on the dry season, which occurs in winter (May–September) when the dominant flow is stronger and from the Altiplano side on the west, preventing humid air masses from reaching the glacier (e.g. Garreaud et al. 2003).

In response to the stronger large-scale flow, surface wind speed and thus turbulent fluxes are greatest and can have a significant impact on the SEB. During this season the sky is generally clear, which leads to marked diurnal temperature variations and favours large

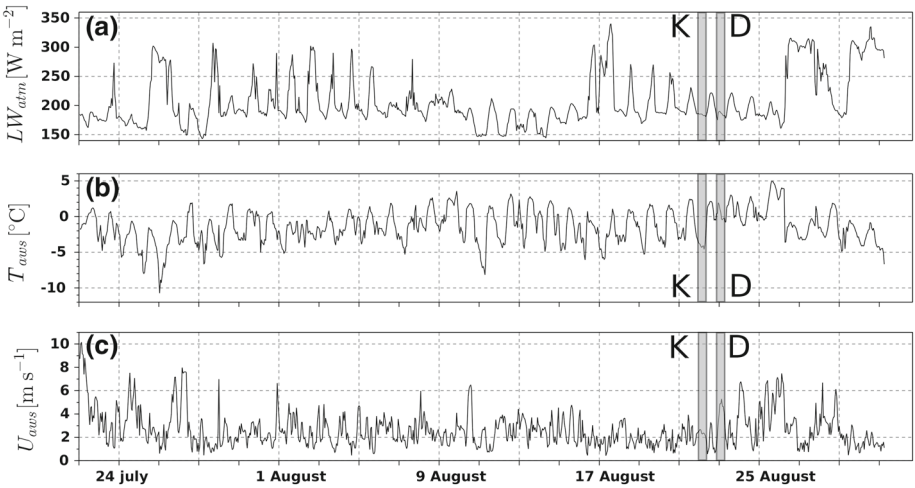



**Fig. 2** 30-min measurements from the AWS, of **a** incoming longwave radiation $LW_{\text{atm}}$, **b** aspirated temperature $T_{\text{aws}}$ and **c** mean wind speed $U_{\text{aws}}$ during the 2007 campaign. Selected specific events, representative of the two typical downslope wind regimes, are *shaded* and identified by K ("katabatic") or D ("downslope") (Sect. 4.5)

radiative losses at the ice or snow surface, especially at night. During daytime, the temperature of the melting ice or snow surface cannot exceed 0 °C, whereas the air may be warmer. These processes lead to a temperature inversion in the first few m above the glacier. Nevertheless, the surface layer generally remains moderately stable due to dynamic turbulent mixing (Sicart et al. 2014). Because air at high elevation has a lower density than at sea level, a larger temperature variation is needed for the same energy transfer. The low atmospheric pressure (≈550 hPa) favours evaporation or sublimation at the glacier surface. Longwave radiative emission from the clear sky ($LW_{\text{atm}}$) is less pronounced than at sea level.

Cloud cover was identified by increases in $LW_{\text{atm}}$ to values between 250 and 310 W m$^{-2}$ due to cloud emission (Fig. 2). Conditions with cloud cover generally corresponded to high-elevation clouds, except for a few snow events, when dense low-elevation clouds were observed, e.g., on 26 July, 17 August and from 26 August until the end of the campaign. Clear-sky conditions prevailed, as shown by the values of $LW_{\text{atm}}$ which were frequently below 250 W m$^{-2}$ (Fig. 2). Hourly temperatures varied considerably, but daily mean temperatures varied only slightly from day to day (Fig. 2).

### 3.2 Wind Regimes

We isolated different wind regimes to determine how they relate to valley circulation and how they affect the turbulent surface flow. Prevalent weak to moderately intense downslope winds (from the west or north-west, between 260° and 360°, Figs. 3 and 4) were more frequent (61 %) than upslope winds (from the east, direction between 045° and 180°, Figs. 3 and 4), which were observed mostly during the day. Upslope winds were identified in 39 % of our runs and had moderate wind speeds (≈3.5 m s$^{-1}$). We do not discuss these less frequent cases here but focus on the prevailing downslope winds, for which we identified two typical regimes.

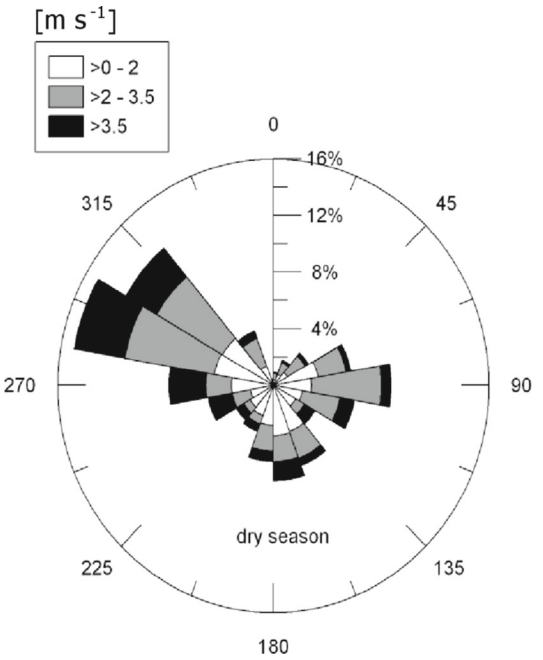



**Fig. 3** Wind direction (°) and speed (m $s^{-1}$) distribution, 30-min averages obtained from the AWS during the 2007 dry season (21 July to 5 September)

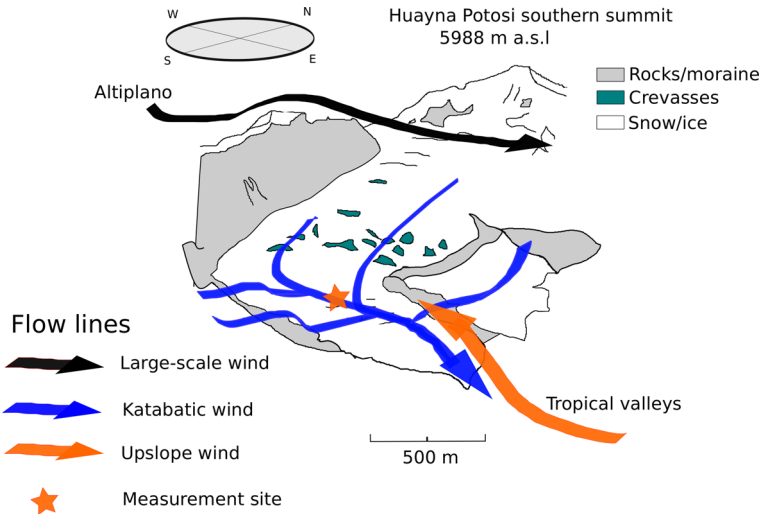



**Fig. 4** Conceptual diagram of the main wind regimes above Zongo Glacier during the dry season

### *3.2.1 Pure Katabatic Flow*

For 61% of downslope runs (37 % of all runs), the profile mast detected a wind-speed maximum below 5 m, and only when the wind speed was low (≈2 m $s^{-1}$ on average at a height of 2 m). The katabatic flows were triggered by the temperature inversion at the glacier surface and were probably associated with weak large-scale forcing (the expected katabatic flow is shown in Fig. 4).

Under these low wind conditions, the height of the wind maximum was generally between 1 and 3 m, and few cases were detected between 3 and 5 m. As a katabatic flow moves down the slope, it accelerates and increases in depth, as does the height of the wind-speed maximum (Whiteman 2000). The plateau where measurements were performed, located below a steep crevasse zone where the glacier flow changes direction, has a length of only a few hundred m (Figs. 1 and 4). A deep, well-developed flow, would have rarely developed over the measurement site. Katabatic flows are subject to natural oscillations (McNider 1982) at a frequency related to the Brünt–Vaisala frequency and thus the strength of the temperature inversion. These oscillations lead to low frequency oscillations of wind speed and temperature.

#### *3.2.2 Downslope Flow*

The remaining 39 % (24 % of all runs) of downslope runs were associated with the highest wind speeds observed ($\approx$5 m s$^{-1}$). These situations, identified by the peaks in the wind speed measured at the AWS ($U_{\mathrm{aws}}$) (Fig. 2), were probably influenced by a strong large-scale westerly flow above the steep ridges surrounding the site (Fig. 4). During these runs, no wind maximum was detected below 5 m.

In these situations, it is hypothesized that a turbulent wake developed downwind of the ridges, above the glacier. In a wake, turbulent mixing is intense: a well-mixed, adiabatic layer can form above the ablation zone, between the surface and the elevation of the ridge. Large-scale, coherent structures (Raupach et al. 1996) are generated and can be transported towards the glacier surface, inducing strong intermittent wind gusts. In these situations the katabatic wind maximum can be found at higher levels (above the measurement mast) than under weak synoptic flows or can be hidden in the background flow. In the surface layer, intense mixing induced by high wind speeds counteracts thermal stratification and leads to a near-neutral stratification.

## 4 Methods

We used several methods to identify, for downslope wind regimes, the influence of the katabatic flow or of the large-scale coherent structures on the surface layer. Near the katabatic wind-speed maximum, the momentum flux is expected to be small. In a surface layer disturbed by large eddies, the analysis of Högström et al. (2002) predicts an increase in the integral turbulence scale ($\sigma_\alpha/u_*$, where $\sigma_\alpha$ is the standard deviation of the $\alpha$ component of wind speed, and $u_*$ is the friction velocity) that is larger for the horizontal than for the vertical wind-speed component. The correlation coefficient $R_{uw}$ between the vertical and horizontal wind-speed components is also expected to have lower absolute values. The turbulence intensity, i.e. the ratio of the standard deviation of the longitudinal wind component to its mean, $\sigma_u/\overline{u}$, can be large compared to the 0.5 threshold required for the Taylor hypothesis to apply (Stull 1988).

Large-scale structures or katabatic natural oscillations can be identified by analyzing wind-speed spectra; they add low-frequency contributions to the expected undisturbed spectra. Wavelet analysis is used to study these disturbances, and permits detection and characterization of the typical patterns they generate on turbulent signals and how they affect the flux (e.g. Thomas and Foken 2005; Barthlott et al. 2007).

### 4.1 Turbulence Variables and Statistics

We used local scaling (Nieuwstadt 1984) since the surface layer must be shallow due to thermal stratification and the presence of the katabatic flow. We calculated the local friction velocity $u_{*l}$, using the EC measurements at 2 m,

$$u_{*l} = \left(\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2\right)^{0.25}, \tag{1}$$

where $u$, $v$ and $w$ are respectively the longitudinal, transverse, and vertical wind-speed components after rotation. For any variable, the overbar indicates temporal means over one run and the prime denotes instantaneous fluctuations from this mean value. In an ideal configuration we would use the actual friction velocity $u_*$, but with our 2-m measurements it is difficult to determine its value. Using $u_{*l}$, we computed for each run the turbulence integral $\sigma_\alpha/u_{*l}$ of each wind component $\alpha$ and the turbulence intensity $\sigma_u/\overline{u}$ (Sect. 3). The stability parameter $z/\Lambda_{*l}$ was then calculated, with $z$ the height of the EC system, and $\Lambda_{*l}$ the local Obukhov length,

$$\Lambda_{*l} = -\frac{\overline{\theta_v} u_{*l}^3}{kg\overline{w'\theta_v'}}, \tag{2}$$

where $g$ is the acceleration due to gravity, $k$ is the von Kármán constant (set to 0.4), and $\theta_v$ is the virtual potential temperature. Mean TKE, $\overline{e}$, was calculated as follows,

$$\overline{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \tag{3}$$

The bulk Richardson number $Ri_b$ was calculated from the profile measurements using data from the first (0.38 m) and fourth anemometer levels (2.08 m) and the nearest thermocouple levels (0.40 and 2.00 m), as an alternative measure of stability,

$$Ri_b = \frac{g}{\overline{\theta_{vp}}} \frac{\Delta\overline{\theta_{vp}}\Delta z_p}{\left(\Delta\overline{U}_p\right)^2}, \tag{4}$$

where $\theta_{vp}$, $U_p$ and $z_p$ are virtual potential temperature, wind speed and height of the measurements, respectively. The $p$ subscript identifies measurements obtained from the profile mast.

### 4.2 Spectral Analysis

We calculated the Fourier spectra of the wind-speed components and the cospectra of $u$ and $w$ (momentum flux) and $w$ and $\theta$ (sensible heat flux), with $\theta$ the potential temperature, and presumed that within an undisturbed surface layer, turbulent spectra are comparable to those parametrized during the Kansas experiment (Kaimal et al. 1972). Deviations from these curves are expected at low frequency if large-scale eddies interact with the surface flow. The Högström et al. (2002) parametrization, accounting for interactions of outer-layer structures with the surface layer, was also used for comparison. Fast Fourier transform was applied for each run, and power spectra and cospectra were calculated using bin averages at equally spaced logarithmic intervals of natural frequency. Each individual spectrum and cospectrum was normalized by an appropriate term, and the natural frequency $f$ was normalized as $n = fzu^{-1}$. The spectra $S(n)$ and cospectra $Co(n)$ were then averaged over subsets of runs (Sect. 4.5).

### 4.3 Wavelet Analysis

One important characteristic of large-scale coherent structures is that they generate ramp-like patterns on the temperature signal (Thomas and Foken 2005). We applied wavelet analysis to systematically identify patterns in the temperature signals and isolate such patterns. Note that, in our stable cases, the expected ramp patterns are reversed compared to the most frequently studied unstable cases in the literature. Having detected structures, we estimated the turbulent heat flux induced by them, using the method of Barthlott et al. (2007) described briefly below. The temperature signal over the 1-h runs was filtered using a 2-Hz running mean, re-sampled at 1 Hz, after which we removed the overall trend and mean. We calculated the continuous wavelet transform $W_j$ (K $s^{0.5}$) of the resulting signal $\theta'(t)$ ($t$ is time),

$$W_j(s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_P \theta'(t) \psi \left( \frac{t-j}{s} \right) \mathrm{d}t, \tag{5}$$

where $s$ is a scale factor, $j$ is a translation factor along the signal, and $P$ is the duration of the run (1 h). We used the Mexican hat form for the $\psi$ analysis function. At each scale $s$, integrating the square of the coefficients over all timesteps, $j$, gave the corresponding wavelet power spectrum $\overline{W}$ ($K^2$),

$$\overline{W}(s) = \frac{1}{P} \int_P |W_j(s)|^2 \mathrm{d}j. \tag{6}$$

The scale $s$ of the maximum of the wavelet power spectrum can be associated with the typical time scale of the most energetic variations in the signal (Collineau and Brunet 1993). Wavelet coefficients at the scale of the spectral maximum contain information on ramp patterns. Following Collineau and Brunet (1993), Barthlott et al. (2007) studied coefficients of the decomposition $W_j(s)$ at the scale $s$ at which the wavelet power spectrum $\overline{W}(s)$ showed its first maximum. Ramp patterns were then isolated by identifying zero-crossings and minima of these coefficients. Zero-crossings and minima were associated with the beginning of a ramp pattern and with its end, respectively. In our case, wavelet power spectra generally showed two main features: maxima, and abrupt changes in slope, which we call "breaks" (Fig. 5), which sometimes appeared as a secondary maximum. We used coefficients of the decomposition $W_j(s)$ at the smallest scale for which we identified a slope break or a maximum in the wavelet power spectra $\overline{W}(s)$. This scale generally corresponded to the scale of the main temperature patterns, as revealed by visual inspection of the raw data. We then detected patterns using the zero-crossings of the coefficients, as in Barthlott et al. (2007). A pattern was selected when the coefficients reached at least 40 % of the maximum of the coefficients during the run at the scale considered.

### 4.4 Turbulent Sensible Heat Flux

Turbulent fluxes of sensible heat ($H$) were calculated using the EC technique as,

$$H = \rho c_p \overline{w'\theta'}, \tag{7}$$

where $\rho$ is the density of air and $c_p$ is the specific heat of air. Heat transfer directed upwards and downwards was defined as positive and negative, respectively. We also calculated fluxes using the same method but with a variable averaging time based on a detection of a gap scale, using multiresolution analysis (Vickers and Mahrt 2003). This method minimizes the flux contribution originating from large-scale disturbances. We estimated turbulent fluxes using the bulk aerodynamic method and data from the EC system (the $b$ subscript refers to this method),

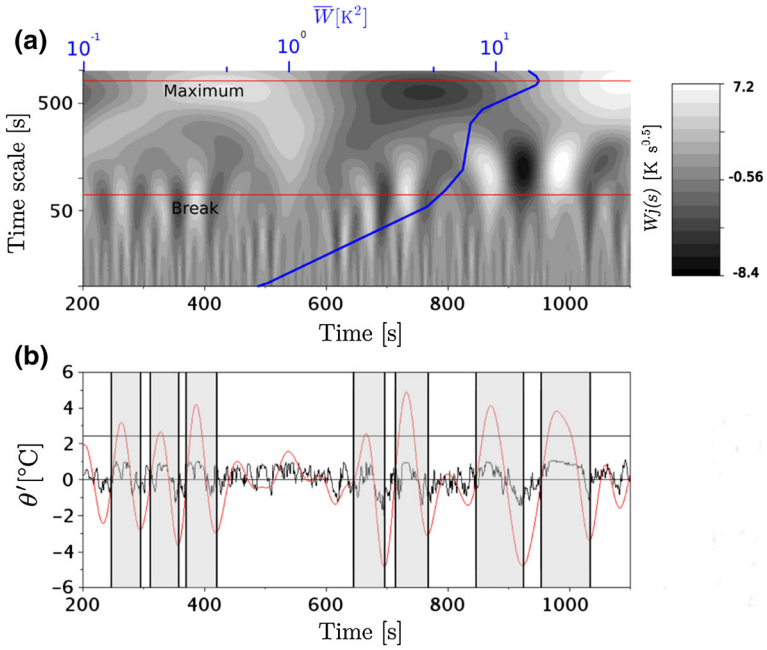



**Fig. 5** **a** Example of a wavelet scalogram of a temperature signal. The *blue axis* refers to the *blue curve*, which shows the global wavelet spectrum $\overline{W}(s)$ calculated over all the run, while *red lines* identify wavelet coefficients $W_j(s)$ at the maximum or the slope break of $\overline{W}(s)$. In this case coefficients at the slope break were used for the analyzis in **b**. **b** Temperature signal (*black*) detrended, resampled and filtered and an example of a pattern detection. The *red line* shows the coefficients $W_j(s)$ used for the analysis (for the 'break' scale identified in a), the *upper horizontal black line* is the 40 % threshold fixed on the $W_j(s)$ for the detection algorithm, and *shaded areas* indicate the structures selected

$$H_b = \rho c_p k^2 \frac{\overline{u}(\overline{\theta} - \overline{\theta_s})}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m\left(\frac{z}{\Lambda_{*b}}\right)\right]\left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \Psi_h\left(\frac{z}{\Lambda_{*b}}\right)\right]}, \tag{8}$$

where $\theta_s$ is the surface temperature estimated from the outgoing longwave radiative flux. The functions $\Psi_m$ $\Psi_h$ and $\Psi_q$ are the Businger–Dyer stability functions (Businger et al. 1971; Dyer 1974). Roughness lengths $z_0$ and $z_t$ were estimated by least-square iterative fitting of the profiles in neutral conditions (Sicart et al. 2014). We computed the conditioned kinematic flux $F_{coh_i}$ associated with the patterns of duration $t_{coh_i}$ detected with the wavelet method and the percentage contribution of the patterns to the total flux during the run ($F_{coh}$) as,

$$F_{coh_i} = \left|\overline{(w_{coh_i} - \overline{w}|_{run})(\theta_{coh_i} - \overline{\theta}|_{run})}\right|_{coh_i}, \tag{9}$$

$$F_{coh} = \frac{\sum_i (F_{coh_i} t_{coh_i})}{\overline{w'\theta'}|_{run} t_{run}}, \tag{10}$$

where the subscript $run$ refers to all data inside the 1-h run and $coh_i$ to the data for which the $i$th coherent structure was identified. This method permitted calculation of a sonic flux corrected for the influence of the coherent structures, which we call $H_{coh}$,

$$H_{coh} = H(1 - F_{coh}). \tag{11}$$

### 4.5 Wind Regime Classification

We selected the runs for downslope flow (direction between 260° and 360°) and classified them in two subsets according to the typical wind conditions described above: one subset of downslope runs with no wind-speed maximum detected below 5 m, which we called "downslope", and one subset of downslope runs with a wind-speed maximum detected below 5 m, which we called "katabatic". We set thresholds on wind speed as well as on chosen turbulent flow variables, all measured by the sonic anemometer, to filter for conditions under which turbulence was sufficiently developed, to obtain a large signal-to-noise ratio. For the "downslope" subset we required $\overline{u} > 2\ \mathrm{m\,s^{-1}}$, $u_{*l} > 0.1\ \mathrm{m\,s^{-1}}$, $\overline{u'w'} < 0\ \mathrm{m^2\,s^2}$ and $H < -5\ \mathrm{W\,m^{-2}}$. This left 120 runs (12.4 % of good-quality runs). For the "katabatic" subset we used the same criteria, but we removed the criteria on $\overline{u'w'}$ and $u_{*l}$ that would have rejected too many runs; since measurements were taken close to the height of the wind-speed maximum, $\overline{u'w'}$ was generally small. This left 104 runs (10.7 % of good quality runs).

We also isolated two events of 5 to 7 subsequent runs, during which well-defined wind conditions of these subsets were found. The events were selected by visual inspection of the meteorological data (Fig. 2), based on the same criteria as for the associated subsets and also on their low within-run standard deviations of wind direction (<20°). For the "downslope" event, we selected the second part of the night of 22–23 August, between 0100 and 0500 local time (LT), during which the wind was strong. For the "katabatic" event, we selected the night of 21–22 August, between 2200 and 0400 LT, when the sky was clear and the wind speed was low (Fig. 2). Brackets are used to note the averages of a variable over all the runs in one subset or event.

## 5 Mean and Turbulent Properties of the Surface Flow

### 5.1 Vertical Profiles of Wind Speed and Temperature

Profiles of wind speed and temperature $T_p$, for the wind regimes subsets are shown in Fig. 6. Runs from the "katabatic" subset exhibited a marginally higher mean stability, $\langle Ri_b \rangle = 0.09$, than the "downslope" subset, $\langle Ri_b \rangle = 0.05$, due to slightly more pronounced temperature gradients associated with lower wind speeds.

Median temperatures of the "downslope" subset followed approximately a logarithmic profile, as expected for near-neutral flows, below a height of 4.5 m. Only the two highest levels diverged from the logarithmic profile. The median wind profile in the "downslope" subset was logarithmic below the fifth level. These divergences resulted either from the influence of a wind maximum above the mast or from unknown processes. In the "katabatic" subset, the median temperature profile showed a pronounced curvature above 1 m, which can be attributed to the presence of a wind-speed maximum at low heights. A well-defined wind-speed maximum appeared at around 2 m, roughly the height of the EC system. The wind profiles from the "katabatic" subset exhibited less dispersion; whenever a wind maximum was observed, it was usually around the same height, and the shape of the temperature and wind-speed profiles remained similar among runs. The surface layer was probably thinner in the "katabatic" than in the "downslope" subset due to the low height of the wind-speed maximum (Sicart et al. 2014).

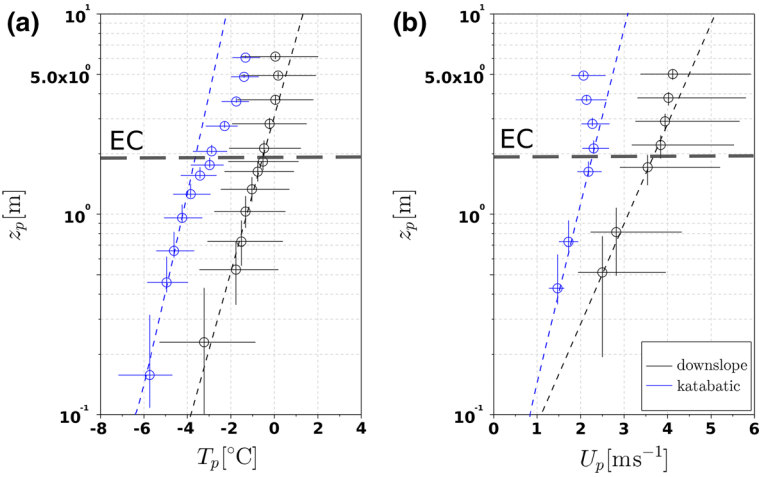



**Fig. 6** Statistics of **a** temperature and **b** wind-speed profiles calculated over each subset. *Circles* indicate median values and *vertical* and *horizontal bars* interquartile ranges (quartiles 25 and 75). *Dashed lines* are eye-fits to the median values below 2 m. The median height (1.92 m) of the EC system is indicated by the *grey dashed horizontal line*

**Table 2** Mean statistics of the turbulence calculated over "downslope" and "katabatic" subsets in this study, compared to those obtained over flat terrain in other studies

| Subset | $\langle Ri_b \rangle$ | $\langle \sigma_u/\overline{u} \rangle$ | $\langle \sigma_u/u_{*l} \rangle$ | $\langle \sigma_v/u_{*l} \rangle$ | $\langle \sigma_w/u_{*l} \rangle$ | $\langle R_{uw} \rangle$ | $N$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Flat terrain | Near-neutral[a] | | 2.39 | 1.92 | 1.25 | −0.25 to −0.35[d] | – |
| | Stable[b] | 0.50 | 2.60 | – | 1.50 | – | – |
| | Stable[c] | | 3.10 | – | 1.60 | – | – |
| Downslope | 0.05 | $0.40 \pm 0.19$ | 5.29 | 5.28 | 1.32 | −0.12 | 120 |
| Katabatic | 0.09 | $0.32 \pm 0.12$ | 8.31 | 8.79 | 1.79 | −0.03 | 104 |

For turbulence intensity (third column) the threshold expected for ideal conditions and the standard deviation in each subset are reported. $N$ represents the number of runs in each subset, and $\langle Ri_b \rangle$ is an indicator of stability conditions in each subset. The mean correlation coefficient between $u$ and $w$, $\langle R_{uw} \rangle$, is shown and compared to near-neutral values over flat terrain

[a] Panofsky and Dutton (1984),[b] Nieuwstadt (1984),[c] Sorbjan (1986), [d] Kaimal and Finnigan (1994)

## 5.2 Turbulence Statistics

Statistics of the wind-speed components, calculated within each subset, are presented in Table 2 and compared to their values in an undisturbed surface layer over flat terrain (Panofsky and Dutton 1984; Nieuwstadt 1984; Sorbjan 1986; Kaimal and Finnigan 1994). Turbulence intensities ($\sigma_u/\overline{u}$) were high in the "downslope" subset, sometimes >0.5, indicating that the flow was highly gusty. The value of $\sigma_u/\overline{u}$ was lower and less dispersed in the "katabatic" subset, indicating a slightly steadier flow. Integral turbulence values were higher than in the ideal undisturbed cases, and the horizontal components were more affected than the vertical component. The stability was not large enough to explain this increase. Furthermore, the absolute value of $R_{uw}$ was lower than that of flat terrain.

Integral turbulence values were the highest in the "katabatic" subset, and $R_{uw}$ was close to zero, because measurements were made close to the height of the wind-speed maximum, where the momentum flux is expected to be small. Consistently, $u_{*l}$ was small for these runs,

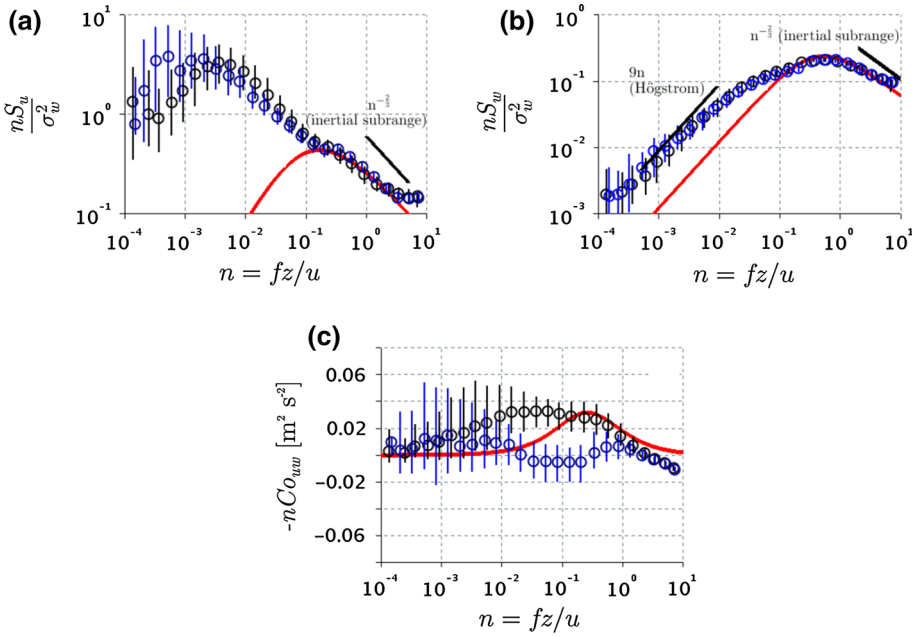



**Fig. 7** Statistics of **a** horizontal, **b** vertical wind speed and **c** momentum spectra and cospectra in the different wind regime subsets ("katabatic" and "downslope" subset are shown in *blue* and *black*, respectively). *Circles* indicate the bin median calculated over one logarithmic interval of normalized frequency. *Vertical bars* indicate the interquartile range over this bin. The Kaimal curve is shown in *red* (Kaimal et al. 1972). *Solid black lines* at low frequency (for the $w$ spectra) and at high frequency (for $u$ and $w$ spectra) show the Högstrom parametrization (Högström et al. 2002) and the inertial subrange slope, respectively

0.1 m s$^{-1}$ on average, versus 0.3 m s$^{-1}$ for "downslope" subsets. For these cases $u_{*l}$ was no longer a reliable scaling variable (e.g. Smeets et al. 2000), and its value could not represent the actual surface stress. On the contrary, in the "downslope" subset, the surface layer was deeper (Fig. 6), and $u_{*l}$ was probably closer to the actual value of $u_*$ at the surface than it was in the "katabatic" subset.

### 5.3 Spectral Characteristics of Wind Components

The spectra of $u$ and $w$ were normalized with $\sigma_w^2$, since $u_{*l}$ was no longer a reliable scaling parameter near the wind-speed maximum (Sect. 5.2). This gave a better collapse of individual wind-speed spectra at high frequency in both subsets.

The large integral turbulence values for the $u$ component (Sect. 5.2) were mainly a result of low frequency contributions (Fig. 7a). The median spectra peaked around $n = 0.005$, which corresponds to time scales of around 3 min, or length scales of around 400 m, assuming a wind speed of 2 m s$^{-1}$. From the peaks, the $u$ spectra displayed approximately a $n^{-2/3}$ slope towards higher frequencies. This slope continued until it reached a small ledge at around $n = 0.1$, corresponding to the frequency at which the Kaimal spectrum peaks. Then, the median spectrum again followed a $n^{-2/3}$ slope. The $u$ spectra were similar in the two subsets of events, but the low frequency maximum for the "katabatic" subset occurred at slightly lower frequency, and its change from this maximum towards higher frequencies was slightly less steep.

Vertical velocity median spectra (Fig. 7b) were composed of a single peak that coincided with that of the Kansas curve. Nevertheless, some additional variance was observed at frequencies lower than the peak, where the observed spectra were closer to the Högstrom parametrization. The increase in variance in the $w$ spectra, relative to the expected curve, was not as great as the increase in the variance of $u$, which is consistent with the preferential increase in horizontal integral turbulence versus the vertical one. There was less scattering in the $w$ spectra than in the $u$ spectra. At frequencies higher than the peak, the spectra approximately followed an inertial sub-range $n^{-2/3}$ slope, but it was interrupted at the high frequency end; at the measurement height of 2 m, sub-range frequencies were too high for the temporal resolution of the sensor.

Individual $uw$ cospectra for both subsets did not collapse well. Low frequency contributions affected the momentum flux erratically at frequencies below $n = 0.05$ (Fig. 7). This influence was random from run to run. In the "katabatic" subset, the median cospectrum remained close to zero at high frequencies due to momentum flux divergence close to the height of the wind-speed maximum (see Sect. 5.2). The dispersion at low frequency was maybe due, partly, to natural oscillations of the katabatic jet height.

### 5.4 Typical Katabatic and Downslope Events

We analyzed typical events to characterize the origin of the low frequency disturbances that influenced the surface flow. During the "downslope" event, the sky was clear (Fig. 2), longwave radiative losses at the surface were high and the difference in temperature between the surface and the air at 2 m increased progressively (Fig. 8). The flow was constantly downslope and wind speed reached mean values of 6 m $s^{-1}$ around 0100 LT (Fig. 8). The competition between buoyancy effects (a difference of 5 °C between the surface and the air at a height of 2 m) and mechanical mixing by the wind resulted in a moderately stable situation ($Ri_b \approx 0.08$). The relatively low values of integral turbulence compared to the "katabatic" case were caused by large values of $u_{*l}$. Values of TKE increased significantly during the event (Fig. 8).

During the "katabatic" event, a wind-speed maximum was observed at a constant height of 2 m between 2300 and 0400 LT (not shown); mean wind speed was relatively constant around 2.5 m $s^{-1}$ (Fig. 9). The temperature inversion was pronounced (a difference of 3.5–5 °C between the surface and the air at a height of 2 m), and due to lower wind speed, stability was slightly greater than in the "downslope" event ($Ri_b \approx 0.11$). Integral turbulence values increased markedly due to the low values of $u_{*l}$ near the wind-speed maximum and were highly variable. The values of TKE indicate that turbulent mixing was much lower than in the "downslope" event (Fig. 9).

During the "downslope" event, the longitudinal wind speed exhibited marked low frequency variations (time scales between 10 and 60 s, Fig. 10). The temperature signal closely mirrored these fluctuations. A typical example started at 2,900 s. As horizontal wind speed increased, the temperature quickly reached a maximum of 1 K above the mean. When wind speed decreased, the temperature momentarily remained steady and then gradually decreased until a new increase in wind speed brought the temperature back up to the previous maximum. When a maximum was reached, the temperature variability was lower than during the temperature decreases. Increases in temperature were linked mainly to downward motions ($w' < 0$), and decreases in temperature to upward motions ($w' > 0$), which provoked a systematic downward sensible heat flux (Fig. 10).

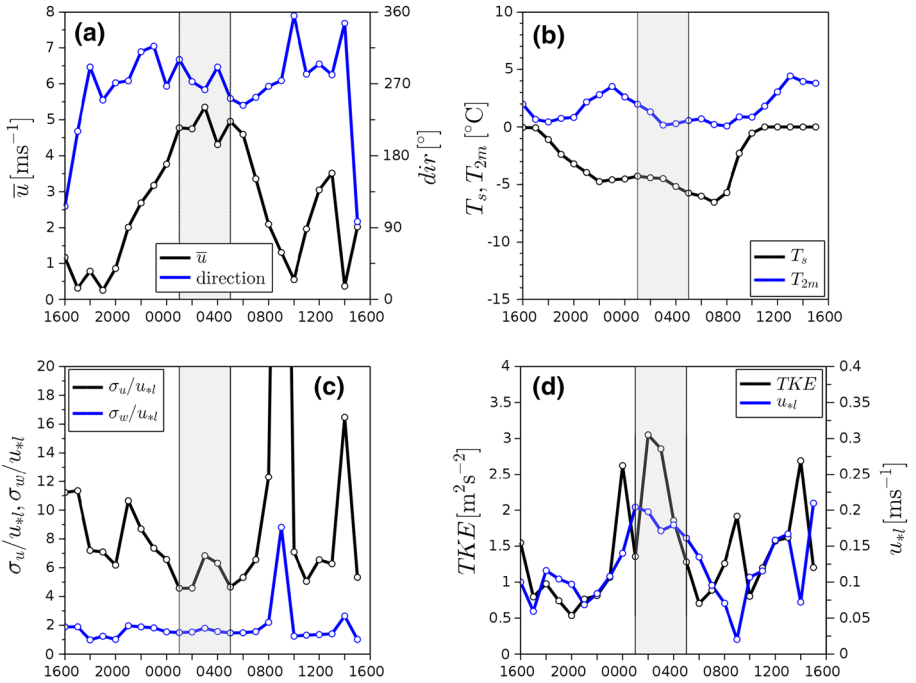



**Fig. 8** Change in mean variables of the turbulent flow during the night of the selected "downslope" event (22–23 August). **a** Mean wind speed $\overline{u}$ and direction, **b** surface temperature ($T_s$) and 2-m height temperature ($T_{2m}$), **c** integral turbulence for the $u$ and $w$ wind-speed components and **d** TKE and local friction velocity $u_{*l}$. The *shaded area* indicates the five runs used as the "downslope" event

The picture was different for the "katabatic" event. The wind speed oscillated with less amplitude and at lower frequencies (time scales >100 s) than during the "downslope" event, as expected from the lower frequency of the peak in the longitudinal wind spectra (Fig. 7). Temperature variations were larger than during the "downslope" event, and no constant temperature maxima were observed. Furthermore, values of $\theta'$ of a given sign were associated with upward as well as with downward motions, resulting in positive and negative sensible heat fluxes.

The joint probability (Mahrt and Paumier 1984) of vertical wind speed and temperature fluctuations (Fig. 11) underscores the distinct characteristics of the flux during the two events. The temperature distribution of the "downslope" event had a large negative skewness ($\overline{\theta'^3\sigma_\theta^{-3}} = -0.41$), since the positive fluctuations in temperature were grouped around a threshold value (at $\theta'/\sigma_T = 1.4$). They were mostly associated with downward movements of the air. These correspond to sweeps; warm air entrained downward. This was repeatedly observed in the joint probability distributions of the "downslope" subset ($\langle\overline{\theta'^3\sigma_\theta^{-3}}\rangle = -0.66$) and corresponded to the occurence of the constant maxima. Conversely, for "katabatic" runs, the skewness of $\theta$ was low ($\overline{\theta'^3\sigma_\theta^{-3}} = -0.04$ during the event, $\langle\overline{\theta'^3\sigma_\theta^{-3}}\rangle = -0.23$ for all of the subset). As shown in the raw data (Fig. 10), positive and negative $\theta'$ were nearly equally probable, regardless of the sign of $w'$. The probability of an individual $w'\theta'$ falling in any quadrant was roughly equally distributed, as expected from the erratic time series of sensible heat fluxes.

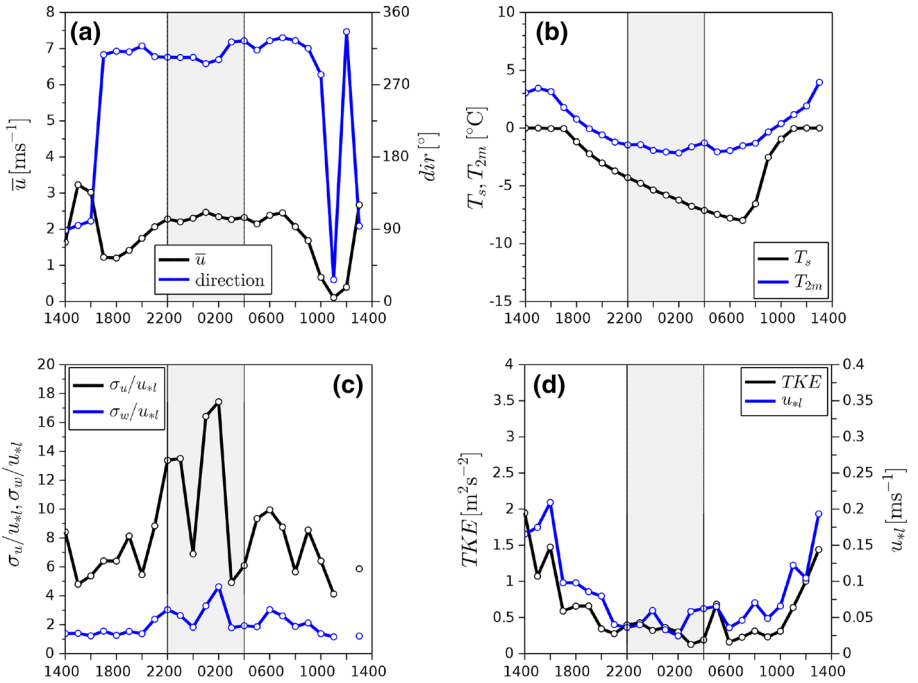



**Fig. 9** Change in mean variables of turbulent flow during the night of the selected "katabatic" event (21–22 August). **a** Mean wind speed $\overline{u}$ and direction, **b** surface temperature and 2-m height temperature, **c** integral turbulence for the $u$ and $w$ wind-speed components and **d** TKE and local friction velocity $u_{*l}$. The *shaded area* indicates the seven runs used as the "katabatic" event

## 5.5 Detection of Ramp Patterns

During the "downslope" event, the patterns of the temperature signal closely resembled the ramp-like temperature patterns observed in surface layers influenced by coherent structures over plant canopies (e.g. Thomas and Foken 2005; Barthlott et al. 2007). This supports the hypothesis that large-scale coherent structures influenced the surface layer in the "downslope" event. The mean temperature skewness in the "downslope" subset suggests that these patterns were a frequent feature of all "downslope" runs. Application of the wavelet method tended to confirm that point. The distribution of scales of the maxima and slope breaks in the temperature wavelet spectra (Fig. 12) shows that fluctuations at short time scale, around 50 s, were dominant features of the temperature signal in most of the runs of the "downslope" subset. This time scale was similar to that of the ramps observed in the raw data of the "downslope" event (Fig. 10). In the "downslope" subset, sensible heat fluxes associated with the detected patterns were quite large ($\approx$0.1 K m s$^{-1}$), and almost always negative (Fig. 12). It seems the algorithm detected similar ramps than during the "downslope" event, suggesting that coherent structures were frequent in the "downslope" subset.

During the "katabatic" event, no ramp pattern was found, but oscillations at longer time scales were observed (Fig. 12). The algorithm frequently selected time scales around 200 s, similar to those of the temperature variations during the "katabatic" event. It selected far fewer scales around 50 s than in the "downslope" subset. The fluxes associated with these slower oscillations were generally less intense and more frequently positive. These results are

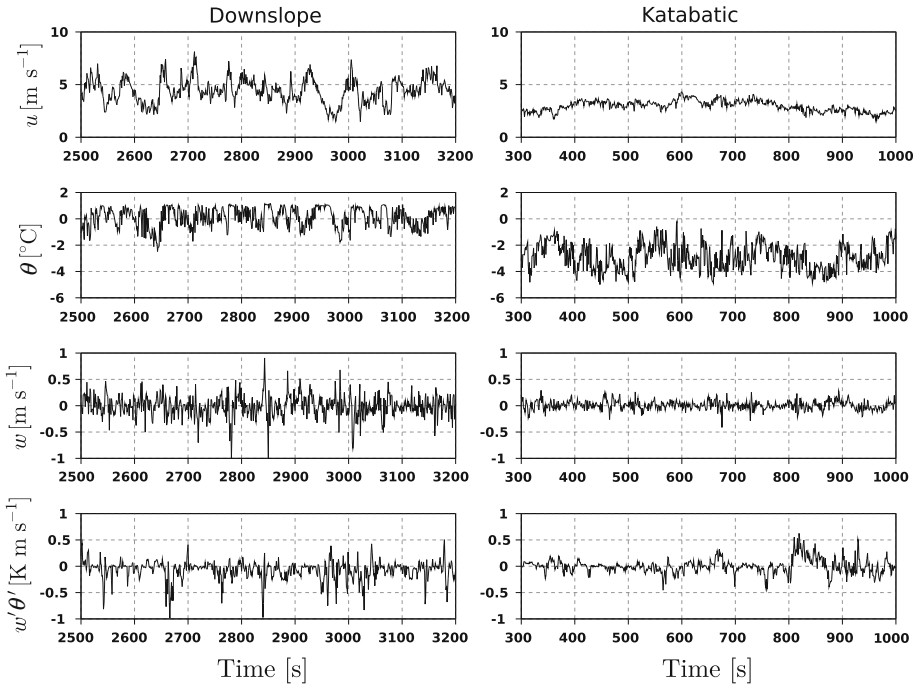



**Fig. 10** 400-s samples of raw turbulent data for the selected "downslope" event (run starting at 0300 LT on 23 August) and for the "katabatic" event (run starting at 0200 LT on 22 August). For easier viewing, the vertical wind speed and the instantaneous heat flux were averaged over 1-s timesteps

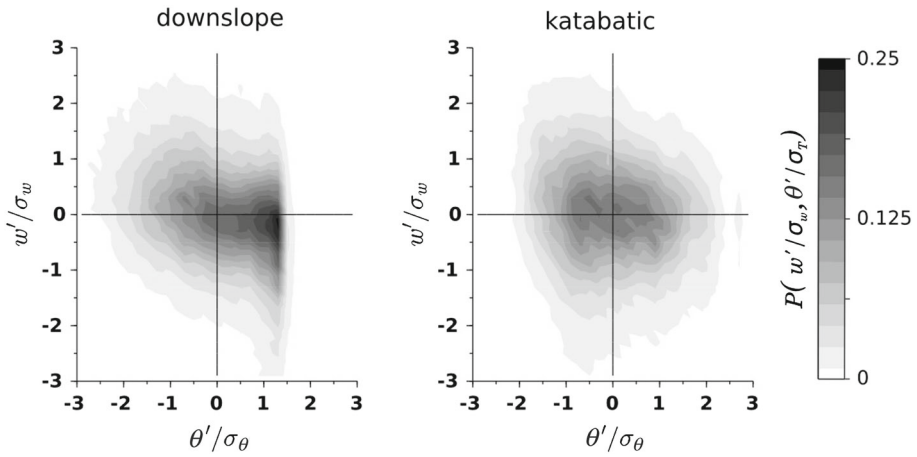



**Fig. 11** Joint probability distribution of fluctuations in the temperature and vertical velocity (normalized by variance), for one hour of data collected at the core of the "downslope" (0300-0400 LT) and "katabatic" (0200-0300 LT) events

consistent with the raw signals (Fig. 10), which evidenced systematic negative contributions to the fluxes in the "downslope" event, and more erratic fluxes in the "katabatic" subset. Coherent structures were probably not a common feature of the "katabatic" subset.

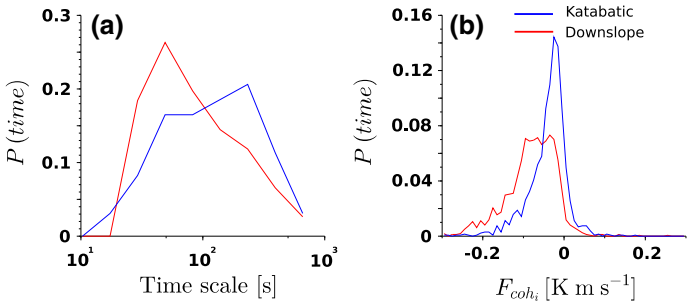



**Fig. 12** **a** Frequency distribution of the representative scales of the wavelet power spectrum ($\overline{W}(s)$) selected for the "downslope" and "katabatic" regimes. **b** Frequency distribution of sensible heat flux ($F_{coh_i}$) associated with the individual structures detected for the two subsets

## 6 Turbulent Sensible Heat Fluxes

### 6.1 Heat-Flux Cospectra

The cospectra of $w$ with $\theta$ were quite different in the "katabatic" and "downslope" subsets (Fig. 13). In the "downslope" subset, some dispersion was observed between runs, but most of the individual cospectra showed a similar shape. A well-defined peak was encountered at the same frequency as for the Kaimal curve. Moving towards lower frequencies, where the Kaimal curve falls to zero, we observed a second peak at around $n = 0.05$, which is attributed to the coherent structures previously mentioned. The low frequency contributions to the cospectra were always of the same sign (negative).

In the "katabatic" subset, a maximum in the median cospectrum also occurred at the expected frequency for surface-layer turbulence but no secondary peak was observed. At frequencies below the maximum the cospectral estimates were very erratic, but their median was higher than the Kaimal curve. This agrees with the change in the time series of instantaneous sensible heat fluxes (Fig. 10) and the joint probability of $w'/\sigma_w$ and $\theta'/\sigma_\theta$ (Fig. 11) in the "katabatic" event.

A rough estimate of the low frequency contribution to sensible heat flux can be calculated by integrating the Kaimal curve and the median cospectral curves found in Fig. 13. The

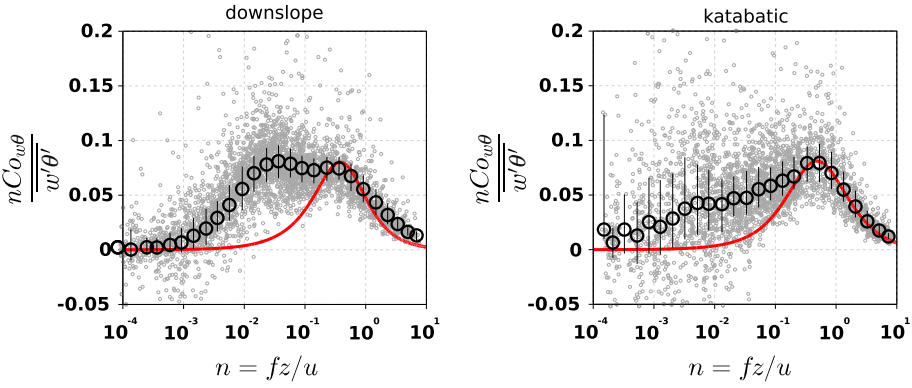



**Fig. 13** Individual cospectra for $w'\theta'$ (*grey dots*), (*left*) "downslope" runs and (*right*) "katabatic" runs. Median (*black circles*) and interquartile ranges (*vertical bars*) calculated over equally spaced logarithmic intervals are presented. The *red curve* is the adjusted Kaimal curve (Kaimal et al. 1972)

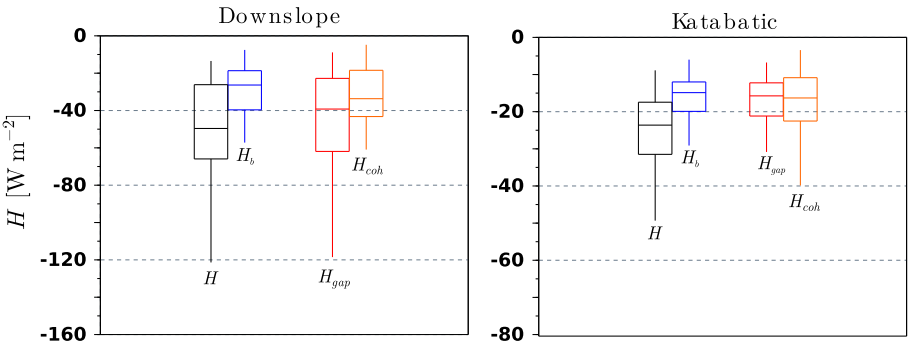



**Fig. 14** *Boxplots* of sensible heat fluxes calculated over all the runs of "downslope" and "katabatic" subsets, using different methods. Upper and lower boundaries of the *boxes* indicate quartiles 75 and 25, respectively. The *upper* (resp. lower) *whiskers* indicate the values situated at the quartile 75 (resp. 25) more (resp. less) 1.5 times the interquartile range. Median values are indicated by the *horizontal lines* inside the *boxes*. Note the different scales of the *vertical axes*

median contribution above the Kaimal curve at low frequencies accounts for 52 and 43 % of the total flux in the "downslope" and "katabatic" subsets respectively.

### 6.2 Heat-Flux Calculations

We compared the sensible heat fluxes estimated with the four methods described in Sect. 4: the EC method with a constant 1-h averaging time ($H$), the bulk aerodynamic method ($H_b$), the EC method with a variable averaging time scale based on the gap scale derived from multiresolution analysis ($H_{gap}$), and the EC flux from which we removed the contribution from the wavelet-detected structures detected at the most energetic scales ($H_{coh}$). Fluxes were larger in the "downslope" subset than in the "katabatic" subset (Fig. 14). Considering the medians of $H$ and $H_{coh}$, the bulk aerodynamic method underestimated the fluxes measured with the EC method by 37 and 44 % in the "katabatic" and "downslope" subsets, respectively.

In the "downslope" subset, the distribution of $H_{\mathrm{gap}}$ values was closer to the distribution of $H$ values than to that of the other fluxes, while the distribution of $H_{coh}$ more closely resembled that of the bulk fluxes ($H_b$). In the "katabatic" subset $H_{gap}$ fluxes were close to those calculated with the bulk method ($H_b$). However, while the median of $H_{coh}$ was also similar to the median of $H_b$, values of $H_{coh}$ were more dispersed than those of $H_{gap}$.

## 7 Discussion

The two subsets of runs we studied concern downslope winds, affected by low frequency oscillations of horizontal wind speed that influence momentum transfer erratically (Fig. 7). Nevertheless, in the two wind regimes, the origin of these oscillations differs significantly. Consequently, they have a distinct influence on the turbulent sensible heat flux.

### 7.1 Downslope Flow

#### *7.1.1 Turbulence Characteristics*

During runs of the "downslope" subset, when no wind-speed maximum was observed, temperature signals held the signature of a neutral, well-mixed outer-layer background.

The presence of this layer was probably favoured by the interaction of a strong large-scale westerly flow with the ridges above the glacier. This interpretation agrees with our description (Sect. 3) and is supported by various facts: as previously mentioned, the large-scale forcing during the dry season has its origin in the west (Garreaud et al. 2003), and it aligns with the glacier flow lines. These "downslope" runs were associated with higher values of turbulent mixing than those of the "katabatic" subset ($\langle \overline{e} \rangle$ was 3.46 $m^2$ $s^{-2}$ for the "downslope" event versus 0.82 $m^2$ $s^{-2}$ for the "katabatic" event; Figs. 8 and 9). Large wind bursts accompanied by downdrafts constantly transported warm dry air from aloft. During these bursts, the temperature reached a clearly defined upper threshold. When this threshold was reached, temperature variations were weak (Figs. 10 and 11, also reflected by temperature skewness), suggesting that the air originated from a well-mixed adiabatic layer where potential temperature was constant. Finally, the horizontal velocity spectra at low frequency depicted the shape expected from outer mixed-layer spectra, i.e. a $n^{-2/3}$ slope from the low frequency peak (Højstrup 1982). The high wind speed and mixing favoured the development of a deeper surface layer (Fig. 6).

The preferential increase in horizontal integral turbulence ($\sigma_{u,v}/u_{*l}$) values compared to $\sigma_w/u_{*l}$, the reduction in $R_{uw}$ compared to flat terrain measurements, the temperature patterns that resemble ramp patterns and the changes in vertical velocity spectra at low frequency, which follow the prediction of Högström et al. (2002) for a surface layer influenced by large-scale eddies, suggest that large-scale outer-layer coherent structures interacted with the surface-layer flow (Sect. 3).

### *7.1.2 Fluxes*

The high wind speeds for the "downslope" subset can partly explain larger turbulent fluxes compared to those for the "katabatic" subset. The presence of a well-developed surface layer suggests that the flux divergence between the surface and sensors was moderated. Intense wind bursts originating from the large coherent eddies affected the flux. The time scales of these coherent structures did not seem to be separated from the surface-layer turbulence by a well-defined spectral gap: the distribution of gap-scale sonic fluxes $H_{\text{gap}}$ was similar to that of the 1-h constant averaging-time flux $H$ because the gap scale was larger than the scale of the structures in these cases. Thus, $H_{\text{gap}}$ included the contribution of the coherent structures. The secondary peak observed in the sensible heat-flux cospectra (Fig. 13) can probably be attributed to these coherent structures; the frequencies at which it was observed are consistent with the time scales of the temperature patterns determined by wavelet analysis. The flux contributions described by this cospectral peak were systematically of the same sign as the mean flux (negative), similar to the flux calculated over the periods in which representative patterns were detected ($F_{coh_i}$). The bulk aerodynamic method underestimates the flux because it fails to include the contributions resulting from the interaction between mean local gradients and outer-layer structures; the distribution of sonic fluxes $H_{coh}$, which were corrected for the influence of the structures detected, was similar to the distribution of the bulk fluxes. While the multiresolution decomposition could not isolate coherent structures contributions, it is likely that by using wavelet tools, deeper study of characteristics of these structures and their associated flux transport could improve the characterization of this underestimation.

## 7.2 Pure Katabatic Forcing

### *7.2.1 Turbulence Characteristics*

When a wind-speed maximum was detected below 5 m, wind was calm and $\overline{e}$ was lower than in "downslope" runs. These situations were probably associated with weak large-scale forcing, and a well-mixed outer layer was probably not present. This could explain the slope of the horizontal velocity spectra, from the low frequency peak toward the surface-layer peak, which was slightly weaker than the $n^{-2/3}$ slope expected for spectra measured in a surface layer influenced by an outer mixed layer (Højstrup 1982). The thermal stratification triggered by radiative losses at the surface was not dampened by dynamic mixing, favouring slightly larger stabilities and the development of a purely gravity-driven downslope ("katabatic") flow. The large, low frequency horizontal wind-speed variance cannot be explained by the same processes as in the "downslope" subset. Primarily, the position of the low frequency peak of the horizontal wind spectra was found at a lower frequency than in the "downslope" subset, and we could not identify coherent structures, since no ramp patterns were found in the temperature signal. The increase in $\sigma_{u,v,w}/u_{*l}$ and the decrease in $R_{uw}$ were likely driven by the low values of $u_{*l}$ near the wind maximum.

The katabatic flow was probably influenced by its natural oscillations or lateral drainage flows that developed along moraines (Fig. 4). Low wind speed and stable stratification can trigger the appearance of mesoscale meandering motions (Mahrt 2007), which can have a wide range of origins. A heterogeneous surface temperature field, resulting from differential radiative cooling of ice or rock and debris of the moraines surrounding the glacier (Fig. 4), which was not dampened by turbulent mixing, may have favoured the development of such motions. The profiles remained logarithmic only at low heights above the ground, due to the presence of the wind-speed maximum. The surface layer was probably poorly developed above the ground, or non-existent, because of the low height of the wind maximum (Oerlemans and Grisogono 2002).

### *7.2.2 Fluxes*

Turbulent fluxes in the "katabatic" subset were lower than those in the "downslope" subset, primarily due to lower wind speeds. Secondly, due to the shallow depth of the surface layer above the ground, heat fluxes estimated at 2-m height (using any method) probably underestimated the actual surface flux. Oscillations of the temperature signal did not resemble that of a surface-layer flow influenced by coherent structures. This is reflected in the distribution of the fluxes calculated with different methods: fluxes corrected from the influence of the most energetic structures ($H_{coh}$) were more dispersed than bulk fluxes ($H_b$), compared to results of the same analysis in the "downslope" subset. Instead, the distribution of the fluxes calculated with a variable averaging time scale based on multiresolution analysis ($H_{\mathrm{gap}}$) was most similar to that of the bulk fluxes; the gap-scale was usually small (a few tens of s) and the method seemed to correctly isolate the influence of the low frequency disturbances. Results of the wavelet method differed from those of the gap-scale method, because the former only separates the contribution of a limited range of scales, while the latter removes contributions from all scales beyond a threshold. This suggests low frequency disturbances in the "katabatic" subset, originating in processes such as katabatic natural oscillations, acted on a larger spectrum of scales than the oscillations arising from coherent structures in the "downslope" subset.

## 8 Conclusion

An extensive in situ atmospheric field campaign was conducted at a high elevation site in the atmospheric surface layer above the ablation area of a tropical glacier during the 2007 austral dry season. Three main wind regimes were identified: strong downslope flow without a low-level wind-speed maximum below 5 m that occured 24 % of the time, weak downslope flow with a maximum ("katabatic") below 5 m that occured 37 % of the time and upslope winds that occured 39 % of the time. We described turbulent flow characteristics under downslope flows. The katabatic wind maximum was a frequent feature at this tropical site, most probably favoured by weak large-scale forcing, large radiative losses at the surface during clear-sky nights, and an ice or snow surface temperature bounded to 0°C during the day. No wind maximum was observed when the downslope flow was strong; it was possibly located above 5 m or hidden in the background flow because of the influence of large-scale westerly forcing. Under this regime, the surface layer seemed to have a larger vertical extent than when a wind-speed maximum was detected, often 2–3 m above the ground.

Statistical and spectral analyses showed that in both downslope regimes, low frequency disturbances systematically led to large variations in horizontal wind speed and induced vertical mixing in the surface layer. They did not appear to originate from the same processes in each wind regime and their impacts on turbulent heat fluxes varied substantially. During stronger wind conditions, in the "downslope" regime, these disturbances were most likely due to the influence of large-scale outer-layer coherent turbulent structures that were transported downward towards the surface layer. Their influence on the surface flow resembled that reported in other studies (e.g. Thomas and Foken 2005; Barthlott et al. 2007). These structures affected downward sensible heat fluxes, their contribution was approximately between 44 and 52 % of the total sensible heat flux during the "downslope" runs. The flux induced by coherent structures was not captured by the bulk aerodynamic method.

Time scales of variations in temperature signal were larger in the "katabatic" regime characterized by weak winds and sensible heat fluxes were erratic. These effects probably resulted from influence of oscillations in the katabatic wind, lateral drainage flows from moraines or to stable stratification in an uneven surface temperature field around the glacier, inducing meandering motions. The contribution of these motions to the sensible heat flux was approximately 37 to 43 % and, as in the "downslope" case, was not captured by the bulk aerodynamic method.

Characterizing the origin of low frequency disturbances requires further more detailed investigation. Work is currently in progress to compare surface-layer measurements with reanalysis data or atmospheric flow model simulations, such as large-eddy simulations using fine spatial resolutions. Characterizing the advective term under the katabatic regime using additional sensors aligned with the flow lines (e.g. Broeke 1997), or perpendicular to the flow lines, should help to quantify their influence on the measurement of surface fluxes.

When estimating the turbulent fluxes on the Zongo glacier, the commonly used bulk aerodynamic method should be applied with caution under either of the wind regimes described here. Nonetheless, the systematic nature of the influence of coherent structures on fluxes suggests that their effects could be accounted for, perhaps by studying their behaviour as influenced by the large-scale forcing. Furthermore, flux divergence may not be a major concern due to the presence of a developed surface layer. However, flux divergence may be non-negligible in the "katabatic" regime, and the nature of the disturbances in this case renders understanding of their effects on turbulent flux more difficult. Nevertheless, the issue is less of a concern for energy balance studies: due to low wind speeds, the turbulent fluxes remain small in the "katabatic" cases.

**Acknowledgments** The glaciological program is supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD). The authors are grateful for the assistance provided by IHH (Instituto de Hidraulica e Hídrologia), UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz, Bolivia. This work was funded by the French SO/SOERE GLACIOCLIM (http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm), the ANR program TAG 05-JCJC-0135 and the LMI program GREATICE. It has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir ANR10 LABX56). We gratefully thank Sebastien Blein for stimulating discussions and Yves Lejeune, Jean Philippe Chazarin and Benjamin Lehmann for the technical and field work.

## References

Andreas EL (1987) Spectral measurements in a disturbed boundary layer over snow. J Atmos Sci 44(15):1912–1939

Barthlott C, Drobinski P, Fesquet C, Dubos T, Pietras C (2007) Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer. Boundary-Layer Meteorol 125(1):1–24

Bradley RS, Vuille M, Diaz HF, Vergara W (2006) Threats to water supplies in the tropical Andes. Science 312:1755–1756

Businger JA, Wyngaard JC, Izumi Y, Bradley EF (1971) Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. J Atmos Sci 28:181–189

Collineau S, Brunet Y (1993) Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy, Part 1: wavelet analysis. Bound-Layer Meteorol 65(4):357–379

Cullen NJ, Mölg T, Kaser G, Steffen K, Hardy DR (2007) Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data. Ann Glaciol 46(1):227–233

Denby B, Greuell W (2000) The use of bulk and profile methods for determining surface heat fluxes in the presence of glacier winds. J Glaciol 46(154):445–452

Dyer AJ (1974) A review of flux-profile relationships. Boundary-Layer Meteorol 7(3):363–372

Favier V, Wagnon P, Ribstein P (2004) Glaciers of the outer and inner tropics: a different behaviour but a common response to climatic forcing. Geophys Res Lett 31:L16403

Garreaud R, Vuille M, Clement AC (2003) The climate of the Altiplano: observed current conditions and mechanisms of past changes. Palaeogeogr Palaeoclimatol Palaeoecol 194(1):5–22

Helgason W, Pomeroy JW (2012) Characteristics of the near-surface boundary layer within a mountain valley during winter. J Appl Meteor Climatol 51:583–597

Högström U, Hunt JCR, Smedman AS (2002) Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. Boundary-Layer Meteorol 103(1):101–124

Højstrup J (1982) Velocity spectra in the unstable planetary boundary layer. J Atmos Sci 39:2239–2248

Jomelli V, Khodri M, Favier V, Brunstein D, Ledru MP, Wagnon P, Blard PH, Sicart JE, Braucher R, Grancher D, Bourlès DL, Braconnot P, Vuille M (2011) Irregular tropical glacier retreat over the Holocene epoch driven by progressive warming. Nature 474(7350):196–199

Kaimal JC, Finnigan J (1994) Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement. Oxford University Press, New York 289 pp

Kaimal JC, Wyngaard JC, Izumi Y, Coté OR (1972) Spectral characteristics of surface-layer turbulence. Q J R Meteorol Soc 98(417):563–589

Mahrt L, Paumier J (1984) Heat transport in the atmospheric boundary layer. J Atmos Sci 41(21):3061–3075

Mahrt L (2007) Weak-wind mesoscale meandering in the nocturnal boundary layer. Environ Fluid Mech 7(4):331–347

McNider R (1982) A note on velocity fluctuations in drainage flows. J Atmos Sci 39(7):1658–1660

Monin A, Obukhov A (1954) Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. Tr Akad Nauk SSSR Geophiz Inst 24(151):163–187

Nieuwstadt FTM (1984) The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. J Atmos Sci 41(14):2202–2216

Munro DS (1989) Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier: comparison with Eddy correlation. J Glacio 35(121):343–348

Oerlemans J, Grisogono B (2002) Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes. Tellus 54A:440452

Panofsky HA, Dutton JA (1984) Atmospheric turbulence: models and methods for engineering applications. Wiley, New York, 397 pp

Poulos GS, Bossert JE, McKee TB, Pielke R (2007) The interaction of katabatic flow and mountain waves. Part II: case study analysis and conceptual model. J Atmos Sci 64(6):1857–1879

Poulos GS, Zhong S (2008) An observational history of small-scale katabatic winds in mid-latitudes. Geogr Compass 2:1–24

Prandtl L (1942) Führer durch die Strömungslehre. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 382 pp

Rabatel A, Francou B, Soruco A, Gomez J, Cáceres B, Ceballos JL, Basantes R, Vuille M, Sicart JE, Huggel C, Scheel M, Lejeune Y, Arnaud Y, Collet M, Condom T, Consoli G, Favier V, Jomelli V, Galarraga R, Ginot P, Maisincho L, Mendoza J, Ménégoz M, Ramirez E, Ribstein P, Suarez W, Villacis M, Wagnon P (2013) Current state of glaciers in the tropical Andes: a multi-century perspective on glacier evolution and climate change. Cryosphere 7(1):81–102

Rabatel A, Jomelli V, Naveau P, Francou B, Grancher D (2005) Dating of little ice age glacier fluctuations in the tropical andes: charquini glaciers, Bolivia, 16°S. C R Geosci 337(15):1311–1322

Raupach MR, Finnigan JJ, Brunei Y (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. Boundary-Layer Meteorol 78(3–4):351–382

Reba ML, Link TE, Marks D, Pomeroy J (2009) An assessment of corrections for eddy covariance measured turbulent fluxes over snow in mountain environments. Water Resour Res 45:W00D38

Schotanus P, Nieuwstadt FTM, De Bruin HAR (1983) Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes. Bound-Layer Meteorol 26(1):81–93

Sicart JE, Patrick W, Ribstein P (2005) Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia). J Geophys Res 110:D12106

Sicart JE, Hock R, Ribstein P, Litt M, Ramirez E (2011) Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model. J Geophy Res 116:D13105

Sicart JE, Litt M, Helgason W, Ben Tahar V, Chaperon T (2014) A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths of the high-altitude tropical Zongo Glacier, Bolivia. J Geophys Res 119(7):3793–3808

Smeets CJPP, Duynkerke P, Vugts H (1998) Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part I: a combination of katabatic and large-scale forcing. Boundary-Layer Meteorol 87(1):117–145

Smeets CJPP, Duynkerke P, Vugts H (2000) Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part II: pure katabatic forcing conditions. Boundary-Layer Meteorol 97(1):73–107

Sorbjan Z (1986) On similarity in the atmospheric boundary layer. Boundary-Layer Meteorol 34(4):377–397

Stull RB (1988) An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 pp

Thomas C, Foken T (2005) Detection of long-term coherent exchange over spruce forest using wavelet analysis. Theor Appl Climatol 80(2–4):91–104

Thompson LG, Mosley-Thompson E, Davis ME, Lin PN, Henderson K, Mashiotta TA (2003) Tropical glacier and ice core evidence of climate change on annual to millennial time scales. Clim Change 59:137–155

Van den Broeke M (1997) Momentum, heat, and moisture budgets of the katabatic wind layer over a midlatitude glacier in summer. J Appl Meteorol 36(6):763–774

Vickers D, Mahrt L (1997) Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. J Atmos Ocean Tech 14(3):512–526

Vickers D, Mahrt L (2003) The cospectral gap and turbulent flux calculations. J Atmos Ocean Tech 20(5): 660–672

Wagnon P, Ribstein P, Francou B, Pouyaud B (1999) Annual cycle of energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia. J Geophys Res 104:3907–3923

Wagnon P, Sicart JE, Berthier E, Chazarin J (2003) Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level. J Geophys Res 108(D6):4177

Whiteman CD (1990) Observations of thermally developed wind systems in mountainous terrain. In: Blumen W (ed) Atmospheric processes over complex terrain, meteorological monograph, 23(45). American Meteorological Society, Boston

Whiteman CD (2000) Mountain meteorology, fundamentals and application. Oxford University Press, New York 355 pp

Wilczak J, Oncley S, Stage S (2001) Sonic anemometer tilt correction algorithms. Boundary-Layer Meteorol 99(1):127–150

Winkler M, Juen I, Mölg T, Wagnon P, Gómez J, Kaser G (2009) Measured and modelled sublimation on the tropical Glaciar Artesonraju. Perú T C 3(1):21–30

### *IV.2 Vent catabatique de forte pente*

Les vents catabatiques (du grec ancien, *cata* : descendant et *batos* : mouvement, katabasis : la descente aux enfers…) s'écoulent par gravité le long de surfaces inclinées lorsque la surface est plus froide que l'atmosphère environnante, en général en raison d'un déficit radiatif. Ils sont associés à un transfert de chaleur sensible vers la surface ; l'air plus froid et plus dense s'écoulant le long de la pente. Ils sont très fréquents, apparaissant la nuit sur toute pente dépassant quelques degrés d'inclinaison. Constituant la partie basse de la couche limite atmosphérique, les vents catabatiques contrôlent fortement les circulations nocturnes proches de la surface qui peuvent concentrer les polluants et piéger la pollution dans les vallées.

La caractéristique principale du vent catabatique est un maximum de vent proche de la surface qui cause un changement de signe du flux vertical de quantité de mouvement horizontal : flux vers le bas sous le jet et vers le haut au-dessus. La théorie des similitudes de Monin-Obhukov ne peut alors s'appliquer que dans une couche de surface très réduite (de l'ordre de $z_{jet}/10$, ex., Oerlemans et Grisogono [2002]). Poulos et Zong [2008] font une revue des travaux d'observation des vents catabatiques de petites échelles, en mettant l'accent sur le contexte historique. L'étude de référence de Mahrt [1982] fait une analyse d'échelles des termes de l'équation de conservation de la quantité de mouvement afin d'identifier les processus – advection de quantité de mouvement, friction turbulente en surface, et vent thermique dû à une variation le long de la pente de l'épaisseur de l'écoulement ou du déficit thermique – pouvant contrebalancer ou augmenter l'accélération de flottabilité due au gradient vertical de densité au-dessus de la surface inclinée, 'moteur' du vent catabatique. Les études de vents catabatiques sont nombreuses mais généralement avec peu de mesures d'anémomètre sonique, au mieux un ou deux niveaux, ce qui rend difficile la description de la structure turbulente des écoulements.

Sicart et al. [2014] (chapitre I.5.2.2) ont étudié les profils de vent, de température et de flux turbulent de chaleur sensible en régime de vent catabatique, avec un maximum de vitesse entre 2 et 3 m de hauteur, en surface du glacier Zongo. Le chapitre IV.1 a présenté l'étude de Litt et al. [2014] sur les régimes de vent, dont le catabatique, dans la zone d'ablation de faible pente des glaciers Zongo et Saint-Sorlin. Avec ces vents, caractérisés par un maximum de vent à faible hauteur, les difficultés de modélisation des régimes stables soulignées dans le chapitre I.4.3 sont accentuées, d'autant plus que la pente est forte : non stationnarité de l'écoulement, faible extension spatiale (quelques mètres de hauteur) et advection non négligeable de quantité de mouvement et de température (cf. le paragraphe *1.5.2.1.a* sur l'advection de scalaire en drainage nocturne). Grachev et al. [2015] analysent des mesures de plusieurs mâts installés le long d'une faible pente et montrent qu'en régime catabatique nocturne les profils de vent et de flux turbulents sont assez stationnaires en chaque point de mesure mais varient beaucoup d'un mât à l'autre. La définition du cadre de référence des équations de conservation peut aussi s'avérer complexe en forte pente (chapitre I.5.2.1, figure 1.21).

Christophe Brun (LEGI) a initié avec Sébastien Blein puis avec Jean Martial Cohard (IGE) une étude des vents catabatiques sur la face ouest du Grand Colon, dans le massif de Belledonne, afin d'étudier les processus sur forte pente (~20°). Deux campagnes de mesures ont été conduites en conditions anticycloniques froides en novembre 2012 et avril 2015. Quatre à cinq anémomètres soniques avaient été installés sur un mât de 6 m afin de documenter les profils de turbulence. Dans sa thèse de doctorat, Blein [2016] a analysé les données de 2012 et conduit des simulations de schéma de surface 1D ISBA et de 'Large Eddy Simulation' 3D à haute résolution afin d'améliorer les paramétrisations de la couche de surface atmosphérique. Je me suis impliqué dans ce projet avec les co-encadrements de stages de master d'Alban Philibert en 2016 sur les mesures de 2015 puis de Claudine Charrondière en 2018 sur une analyse complémentaire des mesures de 2012.

**Résumé du stage Master 2R de Claudine Charrondière (co-encadré avec C. Brun et J.M. Cohard, UGA, Grenoble, 2018).** Le refroidissement des couches d'air en surface, dû à un bilan d'énergie en surface négatif, est à l'origine d'écoulements catabatiques, souvent la nuit. Modélisés sans grand succès, ces vents sont pourtant présents sur toute zone de pente et forment un jet de paroi. Les caractéristiques principales de ces écoulements de surface sont connues, mais leur comportement sur relief complexe est encore peu compris. Cette étude se concentre sur les fortes pentes, grâce à l'utilisation de données issues d'une campagne de mesures dans le massif de Belledonne (Alpes). Elle évalue notamment la validité d'un modèle analytique du profil de température et de la vitesse du vent (modèle de Prandtl). Elle ouvre ensuite la discussion sur la production d'énergie cinétique turbulente (TKE), dévoilant un profil avec une zone de production mécanique négative juste au-dessus du maximum de vitesse de vent. Par ailleurs, elle évalue l'impact de la pente sur la production d'énergie cinétique turbulente par flottabilité. Elle montre que selon l'inclinaison de la surface et le ratio entre les flux de chaleur sensible normal et parallèle à la pente, il peut exister une zone de production de TKE par flottabilité positive malgré les effets stabilisants de la stratification. Enfin, une analyse spectrale indique que la turbulence est plus développée dans la partie externe du jet que dans la zone située autour du maximum de vent. Elle dévoile également une anisotropie marquée de la turbulence avec une réduction de la composante normale à la pente. A l'avenir, des profils de données plus complets, notamment dans la partie interne du jet et autour du maximum de vitesse, permettront d'éclaircir la compréhension de ces vents et ainsi d'améliorer leur modélisation.

Du 10 au 28 février 2019, nous avons réalisé avec le service technique de l'IGE – Catherine Coulaud, Romain Biron et Guilhem Frèche – une campagne de mesure au même emplacement du Grand Colon afin de documenter avec plus de précision les profils de turbulence dans les couches internes (en dessous) et externes (au-dessus) du jet catabatique, qui apparait vers 1 m de hauteur. Les mesures ont été effectuées en période anticyclonique, en conditions synoptiques calmes, afin que le vent des nuits froides sans nuage soit contrôlé par le forçage catabatique. Les figures 4.1 et 4.2 montrent le dispositif des sept anémomètres soniques installés parallèlement à la surface de neige entre 0.35 et 9 m de hauteur. Les anémomètres 2D soniques mesuraient les profils de vitesse moyenne du vent. Les thermocouples ultrafins (0.0762 mm de diamètre, chapitre I.5.2.2) mesuraient à haute fréquence (20 Hz) les gradients de température à proximité de la surface. Sur un deuxième mât, une sonde à ultrasons mesurait les changements de hauteur de la surface de neige et un radiomètre mesurait les composantes ascendantes et descendantes des flux de rayonnement solaire et infrarouge thermique (Figure 4.2). Claudine Charrondière a participé à cette campagne de mesures sur laquelle est basée sa thèse de doctorat débutée en octobre 2018. Claudio Pierard a fait une première analyse de ces mesures lors de son stage de Master 1 que j'ai encadré, calculant les profils (i) moyens de vent et de température, (ii) des flux turbulents de chaleur sensible et de quantité de mouvement, et (iii) d'énergie cinétique turbulente.

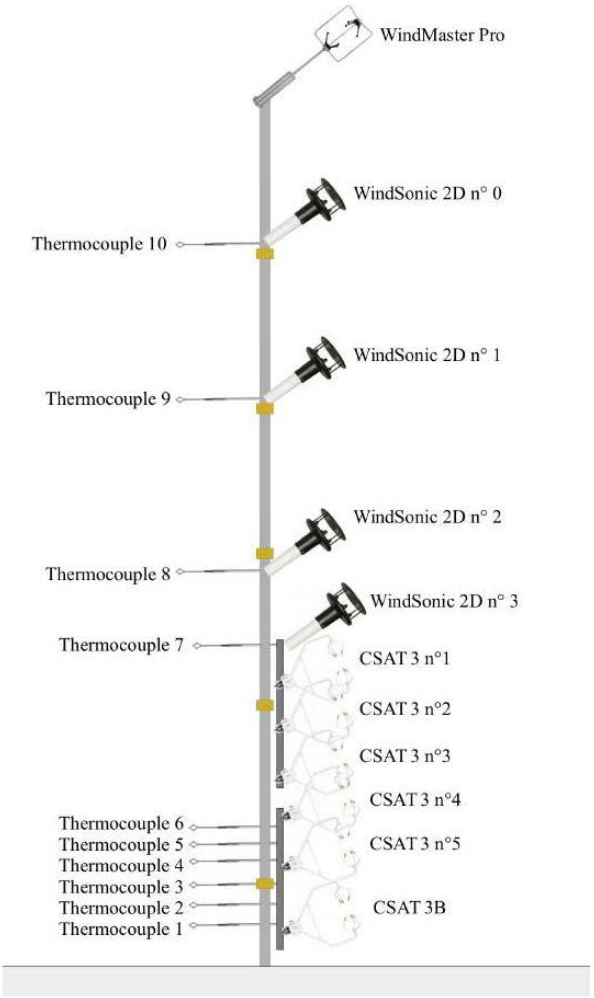



Figure 4.1 : dispositif de mesure du mât de 10 m sur la face ouest du Grand Colon, février 2019 (d'après le rapport de stage de Claudio Pierard).

Figure 4.2 : photographies des deux mâts de mesures installés sur la face ouest du Grand Colon, février 2019 (d'après le rapport de stage de Claudio Pierard).

L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente (TKE) est très utile à l'étude de la structure turbulente des vents catabatiques (chapitre I.4.2). Dans un système de coordonnées aligné avec le vent moyen, l'axe des *x* le long de la pente (vers le bas) et l'axe *z* normal à la pente, en homogénéité horizontale et en négligeant la subsidence, l'équation 1.41 de conservation de TKE devient sur une pente d'angle $\alpha$ [ex., Denby, 1999] :

$$\frac{\partial \overline{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'}\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} + \frac{g}{\overline{\theta_v}}\left(\overline{w'\theta_v'}\cos\alpha - \overline{u'\theta_v'}\sin\alpha\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \varepsilon \qquad (4.1)$$

I II III IV V

Terme I : production par le cisaillement moyen du vent.
Terme II : transport turbulent.
Terme III : production ou destruction par flottabilité
Terme IV : redistribution de TKE par les fluctuations de pression
Terme V : dissipation visqueuse

La pente intervient dans le terme III de flottabilité car l'axe *z* normal à la pente n'est plus aligné avec l'axe vertical des forces de gravité ($\vec{g}$). Ainsi le terme $\left(\overline{w'\theta_v'}\cos\alpha - \overline{u'\theta_v'}\sin\alpha\right)$ est la somme des composantes verticales des flux de flottabilité (ou de température pour un air sec) perpendiculaire à la pente ($\overline{w'\theta_v'}$) et le long de la pente ($\overline{u'\theta_v'}$).

Figure 4.3 représente schématiquement les flux turbulents selon les gradients de température ($d\Theta/dz<0$ en environnement stable) et de vent ($dU/dz$ positif sous le jet catabatique, négatif au-dessus). Sous le maximum de vent (panneau gauche de la figure 4.3), un tourbillon ascendant ($w'>0$) devient plus lent ($u'<0$) et plus froid ($\theta'<0$) que son environnement, tandis qu'un air descendant ($w'<0$) sera plus rapide ($u'>0$) et plus chaud ($\theta'>0$). Ainsi dans cette couche, les mouvements turbulents ascendants et descendants contribuent tous deux à des covariances $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{u'w'}$ négatives, représentant des flux vers le bas de température et de quantité de mouvement, mais ils contribuent à une covariance $\overline{u'\theta'}$ positive, représentant un flux de température le long de la pente vers l'aval (vers les *x* positifs). Au-dessus du maximum de vent (panneau droit de la figure 4.3), un tourbillon ascendant ($w'>0$) sera plus rapide ($u'>0$) et plus froid ($\theta'<0$) que son environnement, tandis qu'un air descendant ($w'<0$) sera plus lent ($u'<0$) et plus chaud ($\theta'>0$), résultant en des flux $\overline{w'\theta'}<0$, $\overline{u'w'}>0$, et $\overline{u'\theta'}<0$ (flux de température le long de la pente vers l'amont). Ainsi le flux le long de la pente $\overline{u'\theta'}$ est positif (causant une destruction de TKE, équation 4.1) sous le maximum de vent et est négatif (production de TKE) au-dessus du maximum, alors que le flux $\overline{w'\theta'}$ est toujours négatif en environnement stable. Lorsque la pente augmente la contribution de $\overline{u'\theta'}$ sin$(\alpha)$ au bilan de TKE augmente alors que celle de $\overline{w'\theta'}$ cos$(\alpha)$ diminue (Equation 4.1). Lorsque

$$\frac{\overline{u'\theta'}}{\overline{w'\theta'}} > \cot\alpha \qquad (4.2)$$

le terme III du bilan de TKE est positif, impliquant une production nette de TKE par flottabilité alors que l'environnement est stable [ex., Horst et Doran, 1988, Denby, 1999, Grachev et al., 2015, Oldroyd et al., 2016 ; Lobocki, 2017]. Cette condition ne peut se produire qu'au-dessus du maximum de vent catabatique où les flux $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{u'\theta'}$ sont tous deux négatifs (Figure 4.3). L'égalité $\overline{u'\theta'}/\overline{w'\theta'} = \cot(\alpha)$ implique que la destruction de TKE par flottabilité verticale est totalement contrebalancée par la production de TKE par flottabilité le long de la pente.

Charrondière [2018][1] a comparé les flux de flottabilité de l'équation (4.2) mesurés au Grand Colon avec les rares mesures publiées sur différentes pentes, jusqu'à 35° d'inclinaison (Figure 4.4). Seules les mesures du Grand Colon permettent de documenter sur forte pente les variations des flux des couches interne à externe au jet. Les mesures sont généralement en accord avec la théorie : le fort flux de flottabilité le long de la pente ($\overline{u'\theta_v'}$) peut causer une production de TKE au-dessus du jet alors que l'environnement est stable (Figures 4.3 et 4.4). Les mesures de Grachev et al. [2016] suggèrent qu'une telle production de TKE est possible même sur de faibles pentes (2-4°) (carrés noirs de la figure 4.4).

Ces résultats ont de forte implications sur les variables de stabilité $R_f$ et $z/L$ qui sont calculées à partir de l'équation de TKE (chapitre I.4.2). Puisque le flux de flottabilité le long de la pente, en général plus fort et plus variable que le flux normal à la pente, est un puits (une source) de TKE au-dessous (au-dessus) du maximum du vent, $R_f$ et $z/L$ au-dessous (au-dessus) du maximum du vent sont plus grands (plus petits) que pour une surface horizontale [ex., Grachev et al., 2015 ; Oldroyd et al., 2016].

Ces calculs considèrent que les lignes isothermes sont parallèles à la surface inclinée (et le gradient de température normal à la pente), or cette hypothèse est difficile à vérifier car les mesures sont généralement en un point. Selon Lobocki [2017], des variations d'inclinaison des isothermes peuvent refléter un refroidissement inégal le long de la pente, la forme de courants de gravité, des irrégularités du terrain ou des variations temporelles. Une inclinaison des isothermes par rapport à la surface est d'autant plus probable que la hauteur est grande, en particulier au-dessus du jet où le flux de flottabilité le long de la pente peut produire de la TKE.

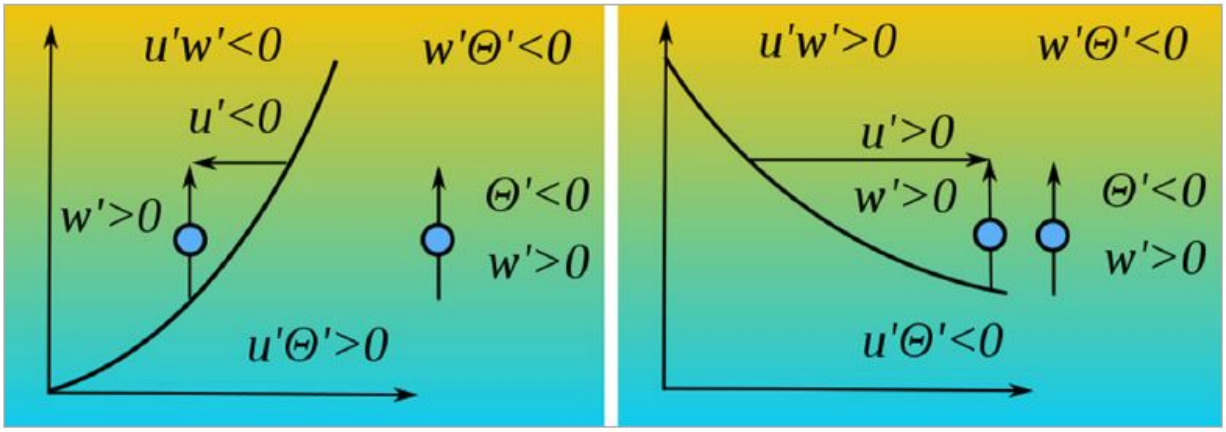



**Fig. 2** A schematic explanation of the horizontal turbulent heat flux under stable conditions, with wind speed increasing (*left panel*) or decreasing (*right panel*) with height. The slant curve represents the wind-velocity profile, and the *colour* symbolizes potential temperature distribution (*blue* means colder). As the parcel rise is accompanied by both horizontal velocity and potential temperature fluctuations, their coincidence results in a non-zero covariance $\overline{u'\theta'}$. Note that this explanation remains valid for normal and tangent components in a pure slope flow (imagine a rotation of the picture). However, distortions may appear when the potential temperature gradient inclines with respect to the surface

Figure 4.3 : Schéma explicatif du changement de signe du flux turbulent de température le long de la pente au-dessous (panneau gauche) et au-dessus (panneau droite) du maximum de vent en condition stable, tiré de Lobocki [2017].

[1] Ce travail fait l'objet d'une publication : Charrondière C., C. Brun, J. E. Sicart, J. M. Cohard, et S. Blein (2020), Buoyancy Effects in the Turbulent Kinetic Energy Budget and Reynolds Stress Budget for a Katabatic Jet over a Steep Alpine Slope, *Boundary Layer Meteorology*, en revision.

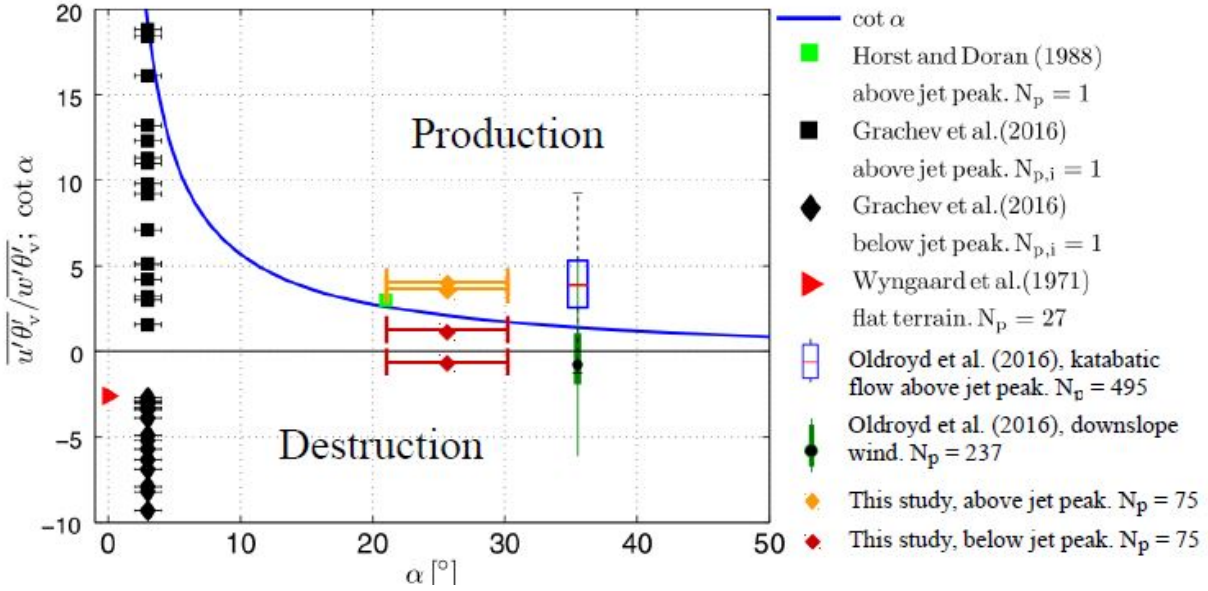



Figure 4.4 : Comparaison des rapports des flux $\overline{u'\theta_v'}/\overline{w'\theta_v'}$ mesurés sur différentes pentes. La ligne bleue représente cot($\alpha$) : la flottabilité produit de la TKE lorsque $\overline{u'\theta_v'}/\overline{w'\theta_v'} > \cot(\alpha)$ (Equation 4.2). Charrondière [2018] a construit cette figure par ajout des mesures 2012 du Grand Colon ('This study') à la figure 2 d'Oldroyd [2016]. Les barres d'erreur horizontales représentent la difficulté de quantifier la pente caractéristique de la structure du vent catabatique observée au mât de mesures ; des calculs d'empreintes seraient utiles (paragraphe 1.5.2.1.d).

Plusieurs caractéristiques du maximum du vent tendent à découpler les couches internes et externes au jet, la turbulence au-dessus du jet ne « communiquerait » plus avec la couche de surface : cisaillement du vent nul (*dU/dz*=0), changement de signe du flux de quantité de mouvement $\overline{u'w'}$, et minimum local de TKE. Les termes de transports par turbulence (II) et par fluctuations de pression (VII) de l'équation 4.1 peuvent contribuer à des échanges de TKE entre les couches externes et internes du jet catabatique mais sont difficiles à mesurer. Le degré de couplage entre les couches externe et interne est une question importante pour la paramétrisation des échanges entre la surface et l'atmosphère. Par exemple si le découplage est fort et la hauteur au-dessus de la surface n'est plus une variable pertinente des équations de similitude, la théorie de Monin-Obukhov en 'local scaling' devrait mieux décrire la turbulence. Un objectif de la thèse de Claudine Charrondière est d'explorer ces questions à travers l'analyse des profils verticaux de turbulence mesurés en hiver 2019 (Figure 4.2).

## V Éléments de perspectives

### *V.1 Effets radiatifs des poussières et de la cryoconite*

*Effets des poussières*

La courte publication reproduite ci-dessous avait pour objectif d'évaluer les effets potentiels des impuretés dans la neige sur l'albédo des glaciers tropicaux à partir d'une comparaison entre des mesures de réflectances spectrales et un modèle de neige pure. Dans les Andes tropicales les sources de poussières sont proches des glaciers alors que l'accumulation de neige est assez faible et très saisonnière. En Equateur, les volcans actifs, tels que le Tungurahua ou le Cotopaxi, peuvent causer des dépôts de cendre sur les glaciers. Les dépôts secs peuvent être importants au cours de la longue saison sèche, entraînant une réduction de l'albédo de la neige ou de la glace par les impuretés (le chapitre I.3.4 décrit ces processus). Les études sur ce sujet sont peu nombreuses alors que plusieurs grands centres urbains comme La Paz – El Alto, Cuzco, Quito ou Bogota sont proches des montagnes (cf. la synthèse de Vuille et al. [2018]). En Cordillère Blanche au Pérou, les mesures de Schmitt et al. [2015] indiquent une augmentation de la concentration en carbone suie dans la neige prélevée en surface de glaciers à proximité des centres urbains mais les mesures sont peu nombreuses et ces résultats restent à confirmer. Les feux de forêt du bassin amazonien représentent sans doute une source importante de dépôt de carbone suie dans les Andes mais les informations sur les feux sont incomplètes et les modèles d'émission, de transport et de dépôt de particules sont peu précis en raison d'un manque de données d'observation et d'une topographie complexe [ex., Molina et al., 2015]. Pereira et al. [2011] combinent des études de combustion en laboratoire, d'images satellites et de modélisation couplée de la chimie et du transport des aérosols afin de quantifier les émissions de particules de feux de biomasse dans le bassin amazonien mais les incertitudes restent grandes.

En Bolivie, l'Altiplano est une source étendue de poussières terrigènes à l'ouest de la Cordillère Royale. Wiedensohler et al. [2018] montrent que l'émission du trafic routier de La Paz et El Alto (3000-4000 m d'altitude) est la source principale de carbone suie mesurée à 5240 m par l'observatoire GAW de Chacaltaya. Les feux de biomasse du bassin amazonien sont une source importante de carbone suie atmosphérique en saison sèche entre juin et octobre. Grâce à Laurent Arnaud (IGE) et Marie Dumont (CEN), j'ai pu apporter un radiomètre spectral en Bolivie lors d'une mission en août 2016. Avec des collègues boliviens de l'UMSA, nous avons effectué des mesures de réflectance spectrale de la neige sur les glaciers Zongo et Charquini afin de quantifier l'influence des impuretés (Figure 1.11). Les mesures complémentaires de la composition chimique des impuretés n'ont malheureusement pas abouti. Avec l'observatoire atmosphérique de Chacaltaya et l'observatoire glaciologique GLACIOCLIM, les glaciers de la Cordillère Royale sont de bons sites d'étude des dépôts d'impuretés et de leurs effets sur la fonte selon les saisons et selon l'exposition à l'Altiplano ou au bassin amazonien.

HYDROLOGICAL PROCESSES
*Hydrol. Process.* **21**, 3642–3644 (2007)
Published online 8 May 2007 in Wiley InterScience
(www.interscience.wiley.com) DOI: 10.1002/hyp.6741

WILEY InterScience® DISCOVER SOMETHING GREAT

# Short Communication

# Preliminary spectral characterization of snow in a high altitude tropical glacier and potential effects of impurities in snow on albedo of tropical glaciers

Jean Emmanuel Sicart[1]* and Yves Arnaud[2]

[1] *Great Ice-IRD, Université Montpellier II, 34 095 Montpellier Cedex 5, France*
[2] *Great Ice–IRD, LGGE, 54 rue Molière, BP96 38402, Saint Martin d'Hères Cedex, France*

## Abstract:

This paper presents some preliminary measurements of snow spectral reflectance on the tropical Bolivian Zongo glacier. Measurements show a correct agreement with theoretical spectral albedo of pure snow in the near infrared region, but lower values in the visible region (by 10–20%) probably due to aerosols contained in snow. Impurity contents ranged from 10 to 100 ppmw in one-week-old snow collected from the Zongo glacier, but measurements are scarce. Large amounts of snowfall partly compensate the proximity of dust sources in mid-latitude glaciers, whereas on outer-tropical glaciers precipitations are not abundant and are very seasonal, and sources of aerosols are proximate. Copyright © 2007 John Wiley & Sons, Ltd.

KEY WORDS albedo; aerosol; glacier; snow; tropics; Bolivia; energy balance

*Received 27 September 2006; Accepted 26 February 2007*

## INTRODUCTION

The albedo is a key component of the energy balance of snow and ice masses, and soot effects on snow albedo have been recognized as a potential important contributor to climate change (Hansen and Nazarenko, 2004). This paper presents a series of preliminary measurements of snow spectral reflectance on the tropical Bolivian Zongo glacier (16 °S, 68 °W, 5150 m asl.). Few studies have focused on solar radiation at the surface of low-latitude snow or ice fields (e.g. Hastenrath and Kruss, 1988; Sicart *et al*., 2001), and none, to our knowledge, have dealt with spectral reflectance of snow. Here, the snow albedo derived from the spectral reflectance measurements is compared to independent albedo measurements from a pair of pyranometers, and then the spectral dependence of reflectance is compared to modelling results in order to distinguish the main factors controlling the albedo of tropical glaciers, with emphasis on the effects of atmospheric aerosols contained in snow.

On tropical glaciers, solar irradiance is high and mostly in direct beam under clear skies, due to low latitude and high elevation. The seasonal variations of extraterrestrial solar radiation are low, whereas day-periodic processes are vigorous. The solar azimuth varies from South to North positions according to the season. Most tropical glaciers are in Peru and Bolivia, in the outer tropics, and are characterized by humid tropical conditions during the wet season (austral summer) and by subtropical conditions during the dry season (austral winter). The albedo is an important parameter of tropical glaciers due to frequent snowfalls covering a permanent melting surface in the wet season, when melting is maximal.

## METHOD

A LICOR LI-1800 radiometer was used with a reflecting Lambertian plate to measure the hemispherical-directional reflectance factor (HDRF) of snow at nadir direction (15° field of view, 180 cm height), in the spectral range from 400 to 1100 nm with a spectral resolution of 2 nm (Figure 1). The measurements were taken on 14 June 1999, around midday, with solar zenith angles varying from 40° to 46°. The surface was flat, covered by 20 cm of fresh, 3-day-old snow. The sky view factor is very high (0·94) at the measurement location and the surrounding terrain outside the glacier was not snow-covered. The diffuse solar irradiance was small, roughly 7% of global radiation, due to clear sky. The LICOR radiometer was installed approximately 10 m from an automatic weather station (AWS) with a pair of SP1110 pyranometers measuring the spectrally integrated albedo (350–1100 nm).

Reflectance measurements in one view angle cannot account for the anisotropic reflectance of snow. For solar zenith angles smaller than 50°, experimental (e.g. Reijmer *et al*., 1999) and modelling (e.g. Painter and Dozier, 2004) studies suggest that the errors on

* Correspondence to: Jean Emmanuel Sicart, Great Ice–IRD, Case MSE, UMII, 300, avenue du Professeur Emile Jeanbrau, 34 095 Montpellier cedex 5, France. E-mail: sicart@msem.univ-montp2.fr

Copyright © 2007 John Wiley & Sons, Ltd.

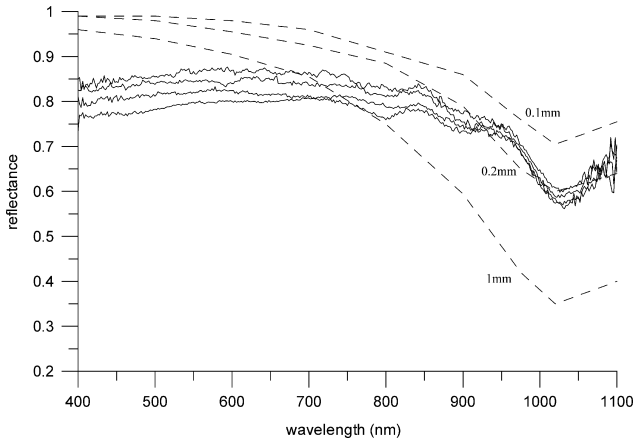



Figure 1. Solid lines show four series of HDRFs measured at nadir direction on 14 June 1999 between 1215 and 1409 LT. The dashed lines show calculated spectral albedo of pure snow under diffuse illumination from Figure 7 in Warren (1982) and Figure 13 in Wiscombe and Warren (1980). Grain size radius is 0·1, 0·2 and 1 mm, from upper to lower curves, respectively

snow albedo retrieval from near-nadir reflectance measurements are small and on the order of 10%. Errors would be greater for measurements in the forward or backward directions. Moreover, because of multiple scattering, the bidirectional reflectance distribution function of snow depends little on the wavelength, at least up to 1000 nm (Warren, 1982).

## RESULTS AND DISCUSSION

Figure 1 shows that the differences between the four series of reflectance measurements taken on the Zongo glacier during a 2-h period were small, approximately 5%, close to measurement uncertainty. These differences were not related to the solar angle, which changed little during the experiment (June 14 is close to the austral winter solstice). Under the isotropy assumption for snow reflection, the spectrally integrated albedo ($\alpha$) can be derived from the sum of the measured spectral reflectances ($\alpha_\lambda$) as:

$\alpha = \int_\lambda \alpha_\lambda F_\lambda d\lambda / \int_\lambda F_\lambda d\lambda$, where $F_\lambda$ is the spectral illumination measured using the Lambertian plate.

The calculations over the same wavelengths than those of the SP1110 pyranometer measurements gave albedo values ranging from 0·78 to 0·83. Random or systematic changes in $F_\lambda$ by 20% resulted in few variations in albedo (less than 0·01), so that uncertainties on $F_\lambda$ had little effect on the calculated albedo. During the experiment, the SP1110 pyranometers of the AWS measured a mean snow albedo of $0{\cdot}71 \pm 0{\cdot}07$.

The hemispherical downward pyranometer mounted at 1 m received 90% of its signal from within a circle radius of 3 m, whereas the LICOR radiometer was used with a narrow field of view. Snow-cover heterogeneity or slight differences in surface inclination could partly explain the difference in albedo estimations between the two sensors. Besides, the shadow cast at the surface by the sensors and the supporting mast of the AWS tend to decrease the reflected radiation flux measured by the pyranometer, leading to an underestimation of the albedo (Carroll and Fitch, 1981). Thus, the discrepancy between the snow albedo estimations by the LICOR radiometer ($\alpha = 0{\cdot}80 \pm 0{\cdot}03$) and by the SP1110 pyranometers ($\alpha = 0{\cdot}71 \pm 0{\cdot}07$) was small compared to the experimental uncertainties and was probably caused mainly by an underestimation of the albedo by the AWS.

Figure 1 also shows theoretical spectral albedo of pure snow under diffuse illumination based on Wiscombe and Warren's model (1980). As diffuse illumination is roughly equivalent to an incident zenith angle of 50° (Warren, 1982), the measurements on the Zongo glacier and the modelling results were under similar incident angles. Grain size and solar angle mainly act on the near infrared albedo of snow. The visible albedo is sensitive to impurity content and to finite snow depth. In the near infrared region, theoretical results for ice grains of a 0·2 mm radius are close to the measurements taken on the Zongo glacier (Figure 1), in accordance with field observations and snow properties: the snow density was $300 \pm 20$ kg m$^{-3}$. In the visible spectrum, the reflectance measurements were lower than modelled pure snow albedo by 10–20%. The depth of the fresh snow was not great (6 cm w.e.), but the albedo of the underlying snow surface was certainly not small enough to explain the discrepancies between observations and theory for a semi-infinite snow-pack (e.g. Figure 8 in Warren and Wiscombe, 1980). The potential effects of absorptive impurity in tropical snow are therefore briefly examined below.

Very few studies have investigated the impurity content in low-latitude glaciers. Thompson *et al*. (1979) measured dust concentrations ranging from 1 to 9 ppmw in the ice of Quelccaya glacier, Peru (5670 m asl). Ginot *et al*. (2001) investigated the effects of post-depositional processes on snow chemistry in a North Chilean glacier. Large amounts of snowfall partly compensate the proximity of dust sources in mid-latitude glaciers, whereas on outer tropical glaciers precipitations are not very large and are very seasonal (approximately 900 mm w.e. per year on Zongo glacier, where 85% precipitation occurs between October and March), and sources of aerosols are nearby. The dry season, lasting for 4 to 6 months, is a long period of dry deposit. The dry Altiplano plateau (4000 m asl, roughly 200 000 km$^2$) is a large source of dust bordering the Andes. Every year, forest fires burn large areas of the Amazonian basin at the foot of the Andes, and their traces can be found in high-altitude Bolivian ice cores (P. Ginot, personal communication). In the Andean volcanic regions, widespread emissions of ash can occur.

The low latitude and very high altitude of tropical glaciers favour high solar radiation enriched in short wavelengths, enhancing the effects of absorptive impurities in snow. Kotlyakov and Lebedeva (1974) noted that the reduction of snow albedo by dust favours the growth

Copyright © 2007 John Wiley & Sons, Ltd.

DOI: 10.1002/hyp

of penitents. In addition, the quasi-permanent melting conditions throughout the year in the lower section of tropical glaciers enhance the effects of impurity.

The impurity content in snow collected on Zongo Glacier in November 1999 and January 2000 was estimated by filtering the melted samples through a pre-burned (450 °C for 12 h) and pre-weighed glass fibre membrane filter (WHATMANN GF/F, 450 nm pore spacing). The sample was then dried for 24 h at 110 °C and re-weighed. As a result, the impurity contents ranged from 10 ppmw in fresh snow (density: $250 \pm 20$ kg.m$^{-3}$) to 100 ppmw in 1-week-old snow (density: $420 \pm 20$ kg.m$^{-3}$). Unfortunately, there are not enough measurements available to document the seasonal variability of the aerosol content in snow.

The spectral reflectance measurements were on fresh snow during the dry season when the melting rate is low. The surface probably contained a low amount of impurity (<100 ppmw), but largely sufficient to reduce the visible snow albedo. Albedo reduction depends on the particle's nature, size and location inside or outside the ice grain, which have not been documented on the Zongo glacier. The snow seems to exhibit a maximum in the spectral albedo near 700 nm (Figure 1), pointing to an absorber such as iron oxide, although there is no well marked peak.

Thus, a likely explanation for the discrepancy between spectrally resolved measurements of snow reflectance on the Zongo glacier and the theory for pure snow albedo is the reduction of visible albedo by atmospheric aerosols contained in snow. Outer and sub-tropical glaciers are expected to contain higher amounts of atmospheric aerosols than the glaciers at mid-latitudes. The time periods of measurements were short on the Zongo glacier and more measurements of snow spectral reflectance are required on low-latitude glaciers. This preliminary study aimed to raise the question of a specific sensitivity of energy and mass balance of tropical glaciers to aerosol production and transport related to human activity.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful for the assistance received from IHH (Instituto de Hidraulica e Hídrologia), Universidad Mayor de San Andrés in La Paz. The authors thank Flàvio J. Ponzoni from the Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Brésil, who provided the LICOR radiometer and made useful comments on the manuscript, and Michel Fily (LGGE-CNRS) for his useful comments. We are also grateful to three anonymous reviewers for making useful comments on the manuscript.

REFERENCES

Carroll JJ, Fitch BW. 1981. Effects of solar elevation and cloudiness on snow albedo at the South Pole. *Journal of Geophysical Research* **86**: 5271–5276.

Ginot P, Kull C, Schwikowski M, Schrotterer U, Gäggeler HW. 2001. Effects of postdepositional processes on snow composition of a subtropical glacier (Cerro Tapado, Chilean Andes). *Journal of Geophysical Research* **106**(D23): 32375–332386.

Hansen J, Nazarenko L. 2004. Soot climate forcing via snow and ice albedos. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **101**(2): 423–428.

Hastenrath S, Kruss PD. 1988. The role of radiation geometry in the climate response of Mount Kenya's glaciers, part II: sloping versus horizontal surfaces. *Journal of Climatology* **8**: 629–639.

Kotlyakov VM, Lebedeva IM. 1974. Nieve and ice penitentes: the way of formation and indicative significance. *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie* **10**: 111–127.

Painter TH, Dozier J. 2004. The effect of anisotropirc reflectance on imaging spectroscopy of snow properties. *Remote Sensing of Environment* **89**: 409–422.

Reijmer CH, Knap W, Oerlemans J. 1999. The surface albedo of the Vatnajökull ice cap, Iceland: a comparison between satellite-derived and ground-based measurements. *Boundary-Layer Meteorology* **92**: 125–144.

Sicart JE, Ribstein P, Wagnon P, Brunstein D. 2001. Clear sky albedo measurements on a sloping glacier surface. A case study in the Bolivian Andes. *Journal of Geophysical Research* **106**(D23): 31729–31738.

Thompson LG, Hastenrath S, Morales-Arnao B. 1979. Climatic ice core records from the tropical Quelccaya ice cap. *Science* **203**: 1240–1243.

Warren SG. 1982. Optical properties of snow. *Reviews of Geophysics and Space Physics* **20**(1): 67–89.

Warren SG, Wiscombe WJ. 1980. A model for the spectral albedo of snow. II: snow containing atmospheric aerosols. *Journal of Atmospheric Science* **37**: 2734–2745.

Wiscombe WJ, Warren SG. 1980. A model for the spectral albedo of snow. I: pure snow. *Journal of Atmospheric Science* **37**: 2712–2733.

Copyright © 2007 John Wiley & Sons, Ltd.


DOI: 10.1002/hyp

*Cryoconite et 'bioalbédo'*

Ma mission en Bolivie en août 2016 avait pour objectif principal la mesure de réflectances spectrales de la neige mais le manque de neige m'amena à m'intéresser aux formes particulières d'ablation des trous de cryoconite, fréquents en surface des glaciers (Figure 5.1). La cryoconite – du grec ancien *cryo*, froid et *konis*, poussières – est un mélange de poussières minérales et de matière organique de petite taille qui s'accumule dans les dépressions du glacier. La couleur sombre de la cryoconite augmente la fonte par effet d'albédo et les dépressions s'approfondissent, formant les trous de cryoconite. L'activité de producteurs primaires, tels que les algues et certaines bactéries, conduit à l'accumulation de matière organique de couleur plus sombre que la matière minérale initiale, pouvant réduire l'albédo. Les trous de cryoconite peuvent ainsi localement favoriser des conditions de fonte dans des environnements froids et secs, de façon semblable aux pénitents évoqués dans le chapitre II.2. Les glaciologues et les biologistes se sont intéressés à ces 'oasis de vie' dans les glaciers des vallées sèches, au climat de désert polaire, de McMurdo en Antarctique [ex., Fountain et al., 2004, 2008 ; Bagshaw et al., 2011, 2016]. Une communauté très active de chercheurs considère 'Glaciers and ice sheets as a biome' [ex., Anesio et al., 2012; Stibal et al., 2012]. La synthèse complète 'Glacial ecosystem' de Hodson et al. [2008] passe en revue les interactions entre processus biologiques, chimiques et physiques dans les masses glaciaires (essentiellement en surface et à l'interface avec le substrat rocheux).

Les études, surtout biologiques, des cryoconites se sont développées ces dernières années (cf. les synthèses de Zawierucha et al. [2014] et de Cook et al. [2016]). En 2018, *Annals of Glaciology* a consacré un numéro spécial aux études sur 'Cryosphere and biosphere' (Vol. 59, N°77) ; quatre articles sur quinze concernaient des études de cryoconite. Des études ont été conduites, souvent par l'équipe de Dr. Takeuchi, dans la plupart des régions du monde : au Groenland [Uetake et al., 2016], en Arctique [Gokul et al., 2016], en Alaska [Takeuchi, 2002 ; Christner et al., 2018], en Patagonie [Takeuchi et al., 2001], dans le Tien Shan [Takeuchi et al., 2010], en Antarctique [Bagshaw et al., 2016] et dans les Alpes [Lee et al., 2011 ; Di Mauro et al., 2017 ; Franzetti et al., 2017a]. À ma connaissance, les seules publications concernant les glaciers tropicaux, caractérisés par de forts rayonnements solaires, en particulier UV, et une fusion tout au long de l'année, sont celles de Zawierucha et al. [2018] et Uetake et al. [2014] qui examinent la biodiversité en surface de glaciers dans le massif du Rwenzori en Ouganda.

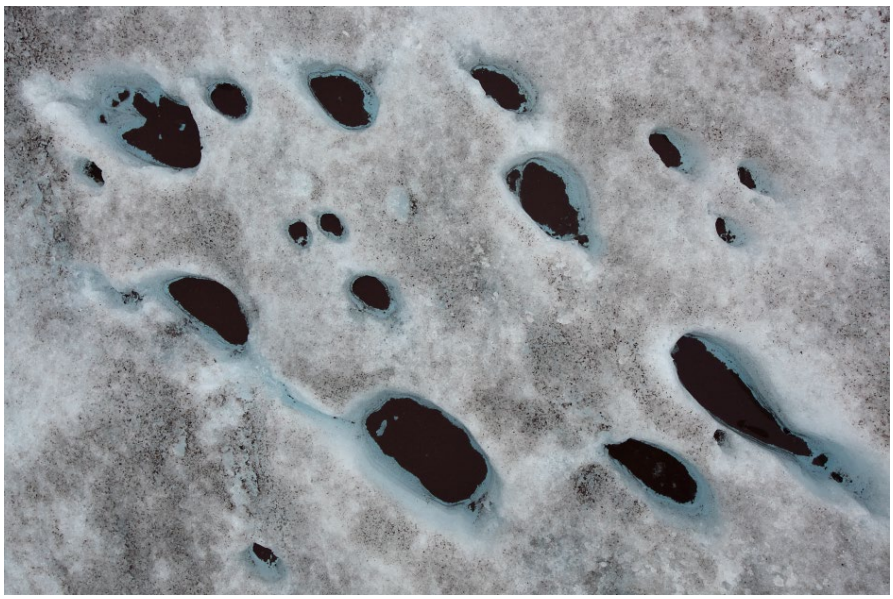


Figure 5.1 : photographie prise par Olivier Dangles de trous de cryoconite à la surface du glacier Antisana, février 2016.

Les biologistes s'intéressent notamment aux diversités et au métabolisme des microorganismes – bactéries, cyanobactéries, algues, archées ou champignons – spécifiques des environnements glaciaires [cf. la synthèse de Kaczmarek et al. 2015]. Ces microorganismes ont pu développer des mécanismes d'adaptation ou de réparation face au stress du froid (par production de protéines antigel par exemple) ou de rayonnement UV. Les diversités microbiennes sont étudiées en relation avec les propriétés des trous de cryoconite (dimensions, forme, distance entre les trous…). Les connexions entre les trous, par l'eau de fonte, sont aussi des paramètres importants. Les facteurs météorologiques et topographiques (pente, orientation, influence des crevasses…) qui contrôlent la formation et l'évolution des trous de cryoconite au cours des cycles saisonniers et annuels restent peu connus et difficiles à mesurer, en particulier sur les glaciers de montagne (cf. la synthèse de MacDonell et Fitzsimons [2008]). Il est aussi important de connaître les zones sources des poussières et des microorganismes. Les processus de dépôt, sec ou humide, et de transport sur les glaciers sont aussi mal connus. Franzetti et al. [2017b] étudient les effets du vent catabatique sur la dispersion de bactéries en surface du glacier italien Forni. Azzoni et al. [2018] utilisent un modèle atmosphérique de 'retro-trajectoires' afin de déterminer les zones sources, locales ou lointaines, de bactéries collectées à la surface de glaciers dans différentes régions du monde : dans les Alpes, en Anatolie, au Karakoram et en Himalaya.

Les microorganismes peuvent affecter localement la fonte de neige ou de glace mais les effets des trous de cryoconite restent sans doute faibles à l'échelle d'un glacier. La prolifération d'algues sur de grandes surfaces de neige ou de glace semble affecter la fonte de glaciers au Groenland [ex., Lutz et al., 2014 ; Cook et al., 2019]. Cook et al. [2017] proposent d'intégrer les effets de la biologie dans les modèles d'albédo. Néanmoins, la modélisation du 'bioalbédo' nécessite d'ajouter à des modèles déjà complexes (chapitre I.3.4) des paramètres difficiles à quantifier afin de représenter les propriétés radiatives des microorganismes, leur concentration, leur propagation en surface etc...

Avec les écologues Olivier Dangles de l'IRD et Sophie Cauvy de l'IRSTEA-Lyon, nous avons ainsi initié un programme 'exploratoire' d'étude des microorganismes associés aux trous de cryoconite sur des glaciers tropicaux. Le LMI GREATICE nous a permis d'engager une collaboration fructueuse avec l'Institut de recherche sur les médicaments biochimiques de l'Universidad San Andres (UMSA) à La Paz et avec la Pontifica Universidad Católica del Ecuador (PUCE) de Quito. Sophie Cauvy a encadré Tatiana Callejas, étudiante bolivienne de l'UMSA, pour son stage de Master portant sur les analyses physico-chimiques et génétiques d'échantillons de cryoconite prélevés sur des glaciers équatoriens et boliviens. En 2018, Tatiana a réalisé les prélèvements en Bolivie et en Equateur lors d'un séjour d'un mois à la PUCE à Quito, où elle a pu réaliser l'extraction de l'ADN des communautés microbiennes et rencontrer des chercheurs équatoriens dont les compétences sont complémentaires de celles de son institut à La Paz. En 2019, elle a effectué un séjour de trois mois à Lyon avec Sophie pour se former à la bio-informatique et ainsi caractériser les biodiversités microbiennes dans les échantillons de cryoconite à partir des séquences obtenues via une approche de 'metabarcoding'. Cette thématique, loin de mes spécialités, se poursuivra peut-être dans le cadre d'un projet BNP Paribas coordonnée par Olivier Dangles.

## *V.2 Climats et glaciers*

### *V.2.1 Limites des relations statistiques entre température, précipitations et bilan de masse*

De nombreuses études sur les forçages climatiques des glaciers tropicaux se sont appuyées sur des corrélations avec des indices climatiques de grande échelle, le plus souvent liés à l'oscillation sud pacifique El Niño / La Niña (cf. les synthèses de Rabatel et al. [2013] et Vuille et al. [2018]). Or ces corrélations sont souvent faibles, en particulier dans les tropiques externes comprenant la majorité des glaciers tropicaux. Les bilans de masse dépendent fortement des précipitations et Ramallo [2013] montre que les indices ENSO n'expliquent que 10 à 30% de la variance interannuelle des précipitations mesurées en Cordillère Royale de Bolivie. Seuls les forts événements El Niño, tel que celui de 1997-98, ont un impact significatif sur les glaciers des tropiques externes (chapitre II.2). La variabilité climatique interannuelle des Andes tropicales dépend largement de la mousson sud-américaine qui elle-même dépend des interactions entre l'atmosphère, l'océan Atlantique et le bassin amazonien (chapitre I.2). Néanmoins, les précipitations dans les Andes ne semblent pas davantage corrélées à la température de l'océan Atlantique tropical (sans doute en raison de processus non linéaires). Minvielle et Garreaud [2011] proposent des scénarios d'évolution des précipitations sur l'Altiplano pour la fin du siècle basés sur des régressions établies sur la période 1947-2007 entre des mesures au sol et le vent zonal dans l'atmosphère libre : un vent d'est vers 200-300 hPa favorisant les précipitations (chapitre I.2). Selon Segura et al. [2020], ces corrélations ont fortement diminué depuis une quinzaine d'années, ce qui remet en cause les projections de Minvielle et Garreaud [2011]. Vera et al. [2019] font une analyse complète des variations des précipitations et du vent zonal à 200 hPa en été austral sur l'Altiplano de 1902 à 2018 à partir de ré-analyses et des modèles climatiques couplés de CMIP5. Aucune tendance significative n'est détectée pour les précipitations. Le vent zonal des ré-analyses semble suivre une tendance positive au cours du siècle qui, selon les simulations, serait liée aux émissions anthropiques de gaz à effet de serre. Les relations entre vent zonal et précipitations sur l'Altiplano sont en fait variables et complexes. Elles semblent dépendre d'interactions encore mal comprises entre des effets liés aux anomalies de température de surface du Pacifique et ceux, plus locaux, liés aux propriétés de la mousson sud-américaine.

La synthèse sur les glaciers tropicaux de Rabatel et al. [2013] conclut : "Because precipitation has not displayed a significant and spatially coherent trend in the tropical Andes since the middle of the 20th century (unlike temperature, which has increased at the significant rate of 0.10 ◦C decade$^{-1}$ in the last 70 yr), we assume that atmospheric warming is the main factor explaining the current glacier recession. However, a large proportion of atmospheric warming is transmitted to a glacier through precipitation via a change in phase". Certes, des variations importantes de température de l'atmosphère sur de longues périodes de temps ont sans doute un effet significatif sur la phase des précipitations, et donc sur les glaciers. Néanmoins, il est difficile de concevoir de tels changements non liés à des variations de la dynamique de l'atmosphère impliquant des changements des propriétés des nuages et des précipitations. Nous reviendrons plus bas sur la nécessité d'études plus approfondies de la phase des précipitations en haute montagne tropicale. On peut noter que les glaciers n'étant, en général, pas en équilibre avec le climat (la plupart des glaciers du monde sont plus grands que ce qu'ils seraient s'ils étaient en équilibre avec le climat actuel), leur recul actuel n'implique pas nécessairement une tendance simultanée dans les variations de température ou des précipitations (chapitre I.1). Cette conclusion de Rabatel et al. [2013] prend peu en compte les études de processus montrant que le bilan de masse des glaciers tropicaux dépend de la distribution saisonnière des nuages et des précipitations (chapitre II). Par exemple, une saison des pluies tardive va provoquer une faible couverture nuageuse en période de solstice d'été austral (décembre-janvier), causant des températures de l'air élevées et une forte fonte glaciaire par rayonnement solaire (chapitre II.2). Il serait erroné d'interpréter cette corrélation entre la température et la fonte glaciaire comme une relation de cause à effet (ce n'est pas parce que vous portez des lunettes de soleil que vous attrapez un coup de soleil...).

Le chapitre III.2 examine les relations complexes entre la température de l'air et la fonte de glaciers de divers climats. Prinz et al. [2016] utilisent un modèle de bilan d'énergie pour examiner la sensibilité du bilan de masse du glacier Lewis au Mont Kenya aux forçages climatiques par méthode de ré-échantillonnage de mesures météorologiques. Cette étude met en évidence des relations entre la température de l'air et les précipitations : les scénarios les plus humides entrainant des bilans positifs ne sont pas associés à des changements significatifs de température alors que les scénarios les plus secs entrainent des bilans négatifs et sont associés à des températures plus basses que le climat actuel. Or de nombreuses études paléo-climatiques basées sur des modèles glaciologiques considèrent des variations indépendantes de température et de précipitations [ex., Malone et al., 2015]. Cette hypothèse est particulièrement mal adaptée aux glaciers tropicaux où les processus d'ablation et d'accumulation sont très liés. Sicart et al. [2011] concluent sur les difficultés spécifiques aux Andes tropicales des reconstitutions paléo-climatiques et de l'estimation des impacts sur les glaciers des projections climatiques : "The ablation and accumulation processes are closely related in tropical glaciers. Melt depends on the duration and timing of the wet season, which may have changed during the Holocene. Models based on annual precipitation amount (and annual temperature) may underestimate mass balance variability. In low-latitude mountains estimates of precipitation at intra- annual scales are rare in past records and not very reliable in scenarios of future climate changes. Climate reconstitutions based on past glacier extents and studies of the impact of future glacier changes are therefore challenging in tropical mountains".

*V.2.2 Vers une meilleure compréhension des forçages climatiques régionaux*

Le cinquième rapport du GIEC montre que les simulations des variations au cours des dernières décennies du bilan de masse des glaciers tropicaux sont associées à de fortes incertitudes (Figure 4.11 de Vaughan et al., 2013). Les processus contrôlant le bilan de masse ne sont certainement pas assez bien compris. S'intéressant aux causes plutôt qu'aux effets (la température de l'air ou la fonte glaciaire), l'étude des forçages météorologiques aux échelles synoptiques est nécessaire pour expliquer les variations glaciaires saisonnières, interannuelles ou décennales. A partir de ré-analyses atmosphériques, Hay et Fitzharris [1988] puis Neale et Fitzharris [1997] relient aux situations synoptiques les flux d'énergie mesurés en surface de glaciers et de couverts de neige dans les montagnes de Nouvelle Zélande. Stenning et al. [1981] analysent les situations synoptiques favorisant les vents catabatiques à la surface d'un glacier des rocheuses canadiennes en comparant des ré-analyses atmosphériques avec des mesures de profils verticaux de vent et de température au-dessus du glacier. Dans les Alpes suisses, Scherrer et Appenzeller [2006] relient les variations interannuelles de couverts de neige à des types de temps basés sur des anomalies de pression atmosphérique issues de ré-analyses. De telles méthodes donnent des informations intéressantes sur les forçages climatiques mais restent peu appliquées en glaciologie. Reichert et al. [2001] utilisent en entrées d'un modèle glaciologique des données issues de 'downscaling' statistique de sorties de modèles climatiques globaux afin d'explorer les processus contrôlant les relations entre l'Oscillation Nord Atlantique et les bilans de masse de glaciers en Norvège et en Suisse. Fausto et al. [2016] et Oltmanns et al. [2019] combinent des images satellitaires, des mesures de stations météorologiques, des ré-analyses atmosphériques et des sorties de modèles climatiques régionaux afin de caractériser les situations synoptiques causant les forts épisodes de fonte de la calotte glaciaire du Groenland.

Dans les Andes tropicales, Perry et al. [2013] et [2017] étudient les propriétés des précipitations à partir de ré-analyses atmosphériques (calculs de rétro-trajectoires) et d'images satellitaires. Hurley et al. [2015] comparent des mesures de chutes de neige et d'isotopes $\delta^{18}O$ sur la calotte sommitale du Quelccaya, au sud du Pérou, avec des données de ré-analyses atmosphériques. Ils montrent que les fortes chutes de neige sont liées à la mousson sud-américaine dont les effets au sommet du Quelccaya sont fortement modulés par des épisodes d'advection d'air froid provenant des moyennes latitudes. Sicart et al. [2015] (chapitre II.4) relient les propriétés radiatives des nuages mesurées localement à des données synoptiques de ré-analyses afin de caractériser les circulations atmosphériques favorisant les forts couverts nuageux dans les Andes boliviennes. Pour les projections climatiques, les modèles climatiques globaux étant adaptés à simuler les

changements de circulation atmosphérique de grandes échelles, de telles méthodes permettent de calculer des statistiques de changements de couverts nuageux et de précipitations sans avoir à s'appuyer directement sur les simulations des nuages sujettes à de fortes erreurs, en particulier dans les montagnes tropicales.

C'est dans un telle démarche d'étude des forçages climatiques sur les bilans de masse que nous avons proposé le projet de thèse de Philémon Autin débutée en 2017. L'objectif est d'explorer les causes des avancées du glacier Zongo au Petit Age de Glace en appliquant le modèle distribué de bilan d'énergie de Hock et Holmgren (2005) adapté par Sicart et al. [2011] aux glaciers tropicaux andins. Différentes études ont reconstitué la chronologie et les dimensions des avancées glaciaires en Bolivie, situant le maximum du PAG au XVII$^{ème}$ siècle [Rabatel et al., 2008 ; Jomelli et al., 2009, 2011], mais les forçages climatiques associés restent mal connus et peu étudiés. Vuille et al. [2012] interprètent les variations sur les deux derniers millénaires d'isotopes stables de l'oxygène dans des carottes de glace, de sédiments lacustres et de spéléothèmes répartis dans les Andes tropicales et le sud-est du Brésil comme des indicateurs de l'intensité de la mousson Sud-Américaine. Les auteurs en déduisent que la mousson était intense durant le Petit Age de Glace en lien avec un déplacement vers le sud de la zone de convergence intertropicale et un refroidissement de l'hémisphère nord.

Dans le cadre de sa thèse, Philémon a commencé par utiliser le modèle de bilan d'énergie pour étudier les variations saisonnières et interannuelles du bilan de masse du Zongo sur une dizaine années de mesures de GLACIOCLIM en relation avec des ré-analyses atmosphériques représentant les forçages climatiques régionaux. Cette analyse sera suivie d'une modélisation de la sensibilité du bilan de masse à des variations de facteurs météorologiques, comme le couvert nuageux ou les précipitations, afin de reconstituer les conditions climatiques ayant causé les extensions du Petit Age de Glace. Ces études de sensibilité seront basées sur des méthodes de ré-échantillonnage ou de perturbation des forçages afin de conserver la cohérence entre les variables météorologiques [ex., Ebrahimi et al., 2016 ; Prinz et al., 2016]. Dans une telle démarche, Beeman [2016] a testé lors de son stage de Master un générateur stochastique de temps afin de reproduire des séries précipitations à partir des mesures dans le bassin versant du glacier Zongo.

Les études paléo-climatiques considèrent souvent les glaciers en équilibre avec le climat. Des modèles d'écoulement de la glace pourront être utilisés pour tester cette hypothèse au Petit Age de Glace. Par exemple, Malone el al. [2015] appliquent un modèle de bilan de masse et d'écoulement pour reconstituer les climats du Petit Age de glace et du Younger Dryas à partir d'extensions morainiques d'un glacier émissaire de la calotte Quelccaya. La modélisation de l'écoulement de la glace permet de représenter l'évolution des surfaces et des épaisseurs de glace. Elle est donc nécessaire pour estimer les impacts sur les glaciers de changements climatiques futurs (par exemple Zekollari et al. [2019] proposent une modélisation de l'évolution des glaciers alpins pour les prochaines décennies). Rabatel [2015] discute des différentes (et nombreuses) méthodes de modélisations climatiques, de bilan de masse et d'écoulement glaciaire. Les incertitudes, associées à des emboitements de modèles opérant à des échelles spatiales et temporelles très différentes, sont grandes. Plusieurs études indiquent que les principales sources d'incertitudes sont liées aux forçages climatiques et aux estimations initiales des épaisseurs de glace (peu de mesures étant disponibles).

### *V.2.3 Les précipitations en montagnes tropicales*

L'équipe GREATICE de l'IRD a conduit plusieurs études sur les précipitations dans les Andes tropicales combinant mesures au sol, observations satellitaires et modélisations régionales. Par exemple, Espinoza et al. [2015] montrent à partir de mesures au sol et satellitaires que la topographie des vallées relativement à la direction des vents synoptiques entraîne une distribution spatiale complexe des pluies. La thèse de doctorat de Hans Segura, débutée en 2017 et encadrée par J.C. Espinoza, C. Junquas et T. Lebel, a pour objectifs d'examiner les situations synoptiques contrôlant les variations spatiales et temporelles des précipitations dans l'ensemble des Andes centrales à partir de ré-analyses atmosphériques et de modélisations numériques. A l'échelle des vallées andines, des études ont modélisé les variations diurnes

et saisonnières des précipitations orographiques [ex., Mourre et al., 2016, Junquas et al., 2017] mais les sites de validation de mesures au sol sont peu nombreux alors que les variations spatiales des précipitations sont très marquées. Afin de mieux comprendre les trajectoires et les propriétés des nuages et des précipitations – qui comme on l'a vu contrôlent fortement le bilan de masse des glaciers –, la circulation atmosphérique et les vents thermiques doivent être analysés à l'échelle des vallées mais de telles observations sont rares dans les Andes tropicales [ex., Egger et al., 2005; Zangl et Egger, 2005; Reuder et Egger, 2006 ; Wiedensohler et al., 2018].

Les mesures infra-journalières documentant les variations diurnes et nocturnes des précipitations peuvent apporter des informations utiles à la compréhension des processus de précipitations. Sicart et al. [2002] mettent en évidence des pics de précipitations dans l'après-midi et en milieu de nuit sur le glacier Zongo et dans la haute vallée du Zongo. Selon Perry et al. [2017], ce sont les nuages stratiformes nocturnes, liés aux flux d'humidité provenant du bassin amazonien, qui apportent les plus fortes précipitations dans les Andes du sud-Pérou et du nord de la Bolivie. Les mesures de disdromètre analysées dans cette étude montrent que les chutes de grésil ou neige roulée ('graupel') sont fréquentes jusqu'à 5000 m d'altitude. La phase des précipitations peut affecter la fonte des glaciers tropicaux. Les précipitations de saison des pluies (été) déposent souvent du grésil ou de la neige fondue dans la zone basse des glaciers, entraînant un albédo plus faible que celui de la neige. En raison des faibles variations thermiques, l'altitude de la limite entre la pluie, ou le grésil, et la neige varie peu au cours de l'année sur les glaciers tropicaux. Or, bien que faibles, les variations de cette limite concernent la partie basse du glacier où la fusion est la plus intense (le gradient altitudinal de bilan de masse est particulièrement fort sur les glaciers tropicaux [Sicart et al. 2011]). Le chapitre II.2 montre qu'une forte chute de neige en saison sèche réduit fortement le débit de fonte alors que la fonte reste soutenue tout au long de la saison des pluies quand les précipitations d'été sont fréquentes. Des mesures de disdromètre ont été conduites par GREATICE pendant plusieurs mois à proximité des glaciers Zongo en Bolivie et Antisana en Equateur mais l'interprétation des mesures de taille et de vitesse des hydrométéores s'avère complexe et reste à approfondir.

### *V.2.4 Les Alpes*

Les Alpes sont probablement la région montagneuse disposant des plus longues séries de mesures hydrométéorologiques et glaciologiques dans le monde. De nombreuses études ont documenté les variations de bilan de masse des glaciers, souvent en relation avec l'oscillation nord atlantique [ex., Six et al., 2001 ; Thibert et al., 2013], mais les études des processus climatiques contrôlant les variations saisonnières, interannuelles ou décennales des bilans de masse restent peu nombreuses.

Par application du modèle linéaire de Lliboutry (chapitre I.1), Vincent et al. [2017] montrent que les variations interannuelles des bilans de masse de six glaciers répartis le long des Alpes ont une forte covariance (de l'ordre de 50%) au cours des cinquante dernières années ; les covariances atteignant des valeurs proches de 80% pour des glaciers éloignés de moins de 10 km. Une étude des forçages météorologiques permettrait de distinguer les effets topographiques locaux de ceux liés au climat 'régional' qui peut varier à l'échelle de la chaîne des Alpes ; certaines régions étant plus exposées aux perturbations d'ouest par exemple. Gardent et al. [2014] analysent les variations de 1960 à 2000 de superficie de glaciers répartis dans l'ensemble des Alpes françaises à partir de différentes sources (cartes, photographies aériennes, images satellites). Les pertes de surfaces glaciaires se sont accélérées dans les années 2000 mais de grandes disparités apparaissent selon les massifs, le retrait étant moins prononcé dans le massif du Mont Blanc qu'en Vanoise ou dans les Ecrins. Les informations sur les variations des glaciers au cours des dernières décennies sont nombreuses à différentes échelles spatiales grâce à l'amélioration des couvertures et des résolutions spatiales des capteurs satellites (cf. la revue de Rabatel et al. [2017] sur les méthodes de télédétection optique en glaciologie). Néanmoins, les causes de disparités entre glaciers, liées à des différences morpho-topographiques (répartition des surfaces selon l'altitude, longueur, pente…) ou climatiques restent peu étudiées dans les Alpes. Par exemple, Menounos et al. [2019] utilisent des ré-

analyses atmosphériques afin d'interpréter les disparités spatiales des variations de bilans de masse de glaciers des Rocheuses d'Amérique du nord entre 2000 et 2018.

Gottardi [2009] présente une méthode pour améliorer l'interpolation des précipitations en zones de montagne. Une classification en types de temps est introduite afin de prendre en compte des variations du gradient orographique de précipitation selon différents types de circulation atmosphérique. L'étude de Chaix [2007] sur le couvert neigeux dans les Alpes illustre aussi l'intérêt de considérer les circulations atmosphériques synoptiques. L'objectif était de distinguer les influences des échelles climatiques 'supérieures' de celles du relief sur les variabilités spatiales et temporelles de l'enneigement dans des stations de ski en Maurienne et en Tarentaise. Cette étude fait une analyse approfondie des relations entre mesures au sol (regroupés en 'types de temps' par analyse en composantes principales) et 'types de circulation' issus d'une classification de Météo-Suisse remontant jusqu'en 1881 (l'auteur note qu'un changement d'occurrence des types de circulation est identifié dans les années 1995). L'auteur explore en particulier l'influence des conditions synoptiques sur les inversions thermiques et sur les brises thermiques afin de distinguer les facteurs climatiques de grandes échelles des facteurs topographiques contrôlant les variations locales de température et de vent.

Afin de reconstituer les variations de glaciers alpins au Petit Age de Glace, Bronniman et al. [2019] analysent des 'paléo-réanalyses'. Les auteurs proposent que les dernières crues glaciaires des années 1850 sont liées à une augmentation des précipitations causée par une intensification et un déplacement des trajectoires vers le sud des cyclones provenant de l'Atlantique. Les causes des variations glaciaires à la fin du XIX$^{ème}$ siècle, où les informations climatiques dans les Alpes sont relativement nombreuses, restent controversées [ex., Vincent et al., 2005 ; Painter et al, 2013 ; Sigl et al., 2018]. L'application de modèles de bilan de masse et d'écoulement à des glaciers répartis dans différents massifs des Alpes permettrait, selon une méthode similaire à celle appliquée par Philémon Autin dans les Andes, de tester des scénarios de forçages climatiques ayant causé les crues de la fin du XIX$^{ème}$ siècle suivies par de rapides décrues[1].

[1] C'est ce que nous avons proposé dans le groupe de travail « Glacier and Climate » du projet « How mountain glaciers record abrupt climate change events: the Little Ice Age and the Younger Dryas/Holocene transition in the Alps » soumis à l'ANR cette année par Jean Louis Mugnier (ISTer).

### *V.3 Turbulence stable en montagne*

Nous avons vu que l'étude des couches atmosphériques stables se heurte à des difficultés tant théoriques (chapitre I.4) qu'expérimentales (I.5). Andreas [1987] notait déjà lors des premières mesures spectrales de turbulence sur la neige : 'Consequently, at this complex site, turbulence alone determines the spectra and cospectra at high frequency, while at low frequency, the spectra and cospectra reflect a combination of topographically generated turbulence and, probably, internal waves'. Les jets de basses couches ('low level jet'), fréquents la nuit, peuvent fortement influencer la turbulence dans la couche atmosphérique de surface (figure 1.16). En vent catabatique, la couche de surface, où les propriétés du jet influencent peu la turbulence, est réduite (de l'ordre de $z_{jet}/10$). Notre étude présentée dans le chapitre IV.2 discute des effets d'un vent catabatique de forte pente, caractérisé par un jet à un mètre du sol environ, sur la structure de la couche de surface. Le chapitre I.4.4 présente de nombreuses études expérimentales et théoriques montrant la forte influence de structures cohérentes sur la couche de surface dans la plupart des écoulements turbulents. Néanmoins les propriétés des structures cohérentes restent mal connues dans l'atmosphère et la plupart des études restent descriptives sans doute en raison d'interactions complexes entre de nombreux processus – en particulier en atmosphère stable [ex., Sun et al., 2015a] (chapitre I.4.3.a) – et du manque d'observations loin du sol, au-dessus de la couche de surface. Nos mesures indiquent que des structures turbulentes de basses fréquences, sans doute liées à des perturbations orographiques de l'écoulement moyen, tendent à augmenter les flux turbulents en surface des glaciers Zongo dans les Andes tropicales et Saint-Sorlin dans les Alpes (chapitre IV.1). La contribution des structures cohérentes, qui dépendent des couches externes loin de la surface ('top-down' modèles), aux transports turbulents à proximité de la surface ne peut être prise en compte par la théorie de similitude de Monin-Obukhov.

Nos études confirment ainsi les limites de la théorie des similitudes de Monin-Obhukov dont les hypothèses souvent ne sont pas valides en régimes stables mais qui reste appliquée dans la grande majorité des modèles. L'hypothèse que la structure turbulente au-dessus d'une surface – homogène, horizontale et plate – est gouvernée par des paramètres locaux de la couche de surface, et donc que la partie externe influence peu la couche de surface, est, comme on l'a vu à maintes reprises dans ce document, peu confirmée par les observations en terrain 'complexe' (c'est-à-dire sur toute surface continentale ?). McNaughton et Brunet [2002] résument la situation: 'While Monin–Obukhov similarity theory is almost universally accepted, it is not universally applicable'.

Nos campagnes de mesures se sont généralement limitées à des observations proches du sol. Des mesures dans l'atmosphère sont nécessaires afin de mieux comprendre les processus. Une telle approche permettrait d'approfondir les études initiées par Litt et al. [2014, 2017] visant à relier la circulation atmosphérique aux régimes des vents en surface des glaciers de montagne (chapitre IV.1). Des observations de la couche de surface à l'échelle de la vallée seraient également nécessaires pour mieux comprendre les processus décrits par Sicart et al. [2008] reliant les vents thermiques au flux turbulent de chaleur sensible ; flux contribuant significativement à la fonte des glaciers alpins (chapitre III.2). En juin 2015 j'ai participé à une campagne de mesures de l'Université de Saskatchewan combinant différents types de mesures sur le glacier Athabasca dans les rocheuses canadiennes[1]. L'objectif était de documenter les propriétés de la basse atmosphère et de distinguer les vents thermiques (catabatiques / anabatiques) des vents liés aux forçages synoptiques (un bref descriptif de la campagne est en annexe 4). Les mesures de plusieurs stations de micro-météorologie installées le long du glacier étaient complétées par des mesures sur un cerf-volant de profils de température et de vent jusqu'à 150 m de haut. Un sodar windRASS donnait des mesures très intéressantes de profils de vent (vitesse et direction) et de température sur 200 à 500 m de hauteur à partir des interactions entre les ondes acoustiques et électromagnétiques émises par le capteur.

Avec Jean Martial Cohard (IGE) et Christophe Brun (LEGI), nous suivons l'initiative TEAMX coordonnée par l'université d'Innsbruck (Mul**t**i-scale **t**ransport and **e**xchange processes in the **a**tmosphere

[1] Nous travaillons actuellement sur un article 'Observations of meso-scale diurnal breezes in the atmospheric boundary layer over Athabasca Glacier, Canadian Rockies'.

over **m**ountains – programme and e**x**periment, http://www.teamx-programme.org/). Cette initiative 'bottom-up' vise à améliorer la compréhension des processus d'échange dans l'atmosphère au-dessus des montagnes et à faire progresser les paramétrisations de ces processus dans les modèles numériques pour les prévisions météorologiques et climatiques. Une campagne de mesures regroupant plusieurs universités et laboratoires européens est envisagée dans une vallée alpine d'ici deux ou trois ans (j'ai proposé une contribution à l'étude des échanges turbulents en surface de couverts de neige). Sur ces thématiques, le 'megaprojet Perdigão' issue d'une collaboration entre des instituts européens et des USA a conduit en 2017 une campagne de mesures hors norme dans une vallée du Portugal [Fernando et al., 2019]. Quarante-neuf tours météorologiques (totalisant 195 anémomètres soniques 3D, jusqu'à 100 m de hauteur) et une vingtaine de lidars (plus des sodars, radars, scintillomètres, ballons captifs etc…) ont été déployés sur une surface d'une vingtaine de $km^2$ pour étudier les variabilités du vent à haute résolution spatiale et temporelle à travers une vallée entourée de deux crêtes (cf. schéma de la figure 1.20 du chapitre I.4.5).

Les moyens techniques de mesure de la turbulence se sont beaucoup développés ces dernières années, en particulier pour les observations distribuées spatialement. Des drones peuvent inclure des mesures à haute fréquence pour estimer les flux turbulents. Thomas et al. [2012] présentent une méthode novatrice de mesures distribuées spatialement de la température à haute résolution (0,25 m, 0,5 Hz) à partir d'un réseau de fibres optiques. Plusieurs études ont montré la richesse des informations produites par des mesures Lidar doppler [ex., Drobinski et al., 2004 ; Traummer et al., 2014 ; Sabatier et al., 2018]. De telles observations sont très utiles pour analyser les grandes structures tourbillonnaires (chapitre I.4.4), dont les séries temporelles de mesures en un point fixe ne donnent qu'une image lacunaire (selon l'hypothèse de Taylor de turbulence 'gelée' reliant les échelles spatiales aux échelles temporelles). Des méthodes de traitement des données Lidar permettent à présent d'estimer les variations spatiales du taux de dissipation de TKE [Bodini et al., 2018]. Des approches très intéressantes combinent des mesures dans l'atmosphère, des simulations 'Large Eddy' et des expériences en soufflerie [ex., Basu et al., 2006]. Selon Mahrt [2014], la compréhension de la couche limite stable peut grandement bénéficier des progrès de mesure des variations spatiales de la turbulence (voir aussi Brutsaert [1998]) : 'Improved understanding of local circulations and submeso motions can take advantage of new measurement techniques that provide detailed spatial variation on scales from 1 m to several kilometers. Such techniques include more extensive local networks of turbulence measurements and accurate fast-response pressure sensors; fiber-optic technology that includes fast-response cross sections; and rapidly improving, remotely controlled aircraft. Such observations will supplement the current observations that are almost completely in the time domain (time series). Observations in the space domain provide better separation between turbulence and waves and are more useful for an examination of the main theories and concepts posed in the space domain, including the need for the estimation of turbulent length scales, wavelengths, and non-periodic horizontal scales. These advances offer exciting opportunities for improving our understanding of the complex very stable regime'.

Si de nombreuses innovations technologiques ont eu lieu ces dernières années – contribuant à l'accumulation d'observations peu compatibles avec la théorie de similitude de Monin-Obhukov –, peu de nouvelles théories ont émergé. On peut citer les idées très intéressantes développées par McNaughton [2012][1]. Il propose un changement de paradigme, au sens de Kuhn [2008], dans l'interprétations des équations moyennes de Navier Stokes (RANS : Reynolds-Averaged Navier-Stokes)[2]. Il critique ainsi l'interprétation locale des termes de l'équation RANS dans la théorie 'classique' statistique de la mécanique des fluides, basée sur les travaux de Reynolds à la fin du XIX$^{ème}$ siècle puis développée par l'école russe de Kolmogorov au cours du XX$^{ème}$ siècle (exposée dans le chapitre I.4). McNaughton [2012] propose d'interpréter ces mêmes équations dans le cadre des systèmes dynamiques complexes : 'Complex dynamic systems are pattern-forming systems, and CDS models take a fundamentally deterministic, albeit chaotic view of turbulence'. Remettant en cause l'interprétation du terme de 'production locale de TKE' dans les

[1] Cité dans la littérature deux fois en 7 ans.

[2] L'auteur fait une excellente analyse de différentes interprétations 'physiques' des mêmes équations, remontant à l'article de Reynolds [1895].

équations de RANS (terme II de l'équation 1.32), la théorie de CDS insiste sur les flux d'énergie mécanique entre différents systèmes de tourbillons : '… turbulent flows, where the recurring patterns may be called 'coherent structures' or more generally, 'eddies', may be understood as a highly-organized system of interacting eddies' (Figure 5.2, cf. aussi le chapitre I.4.4, en particulier la discussion de l'article de Hutchins et al. [2012]). La critique des théories classiques de la turbulence par McNaughton [2012] fait écho au point de vue de Farge [1992] selon lequel les objets d'étude de la turbulence sont mal identifiés ; elle appelle ainsi à une identification plus rigoureuse des objets dynamiques élémentaires de la turbulence à l'aide de décompositions en ondelettes (cf. le court rapport en annexe 3 sur les théories de la turbulence). Sans progrès vers une théorie universelle de la turbulence, les météorologues en resteront réduits à utiliser des modèles statistiques *ad hoc* calés empiriquement à différents régimes, voire 'sous-régimes', d'écoulement.

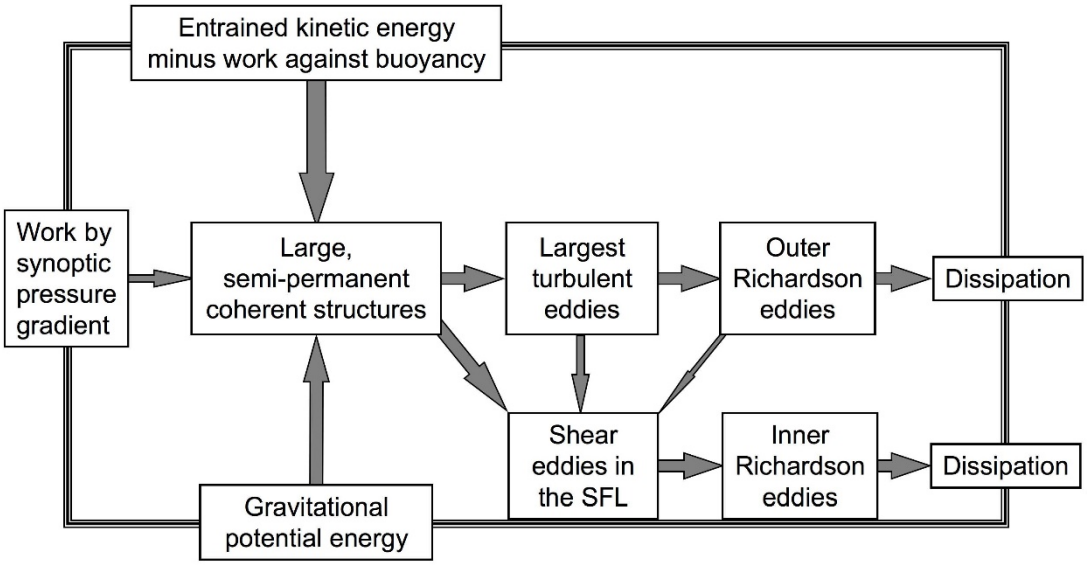



Figure 1: The flow of mechanical energy in a growing convective boundary layer (CBL), based on the structural model of Laubach and McNaughton (2009). The CBL is a thermodynamically open system, with external energy sources indicated by the three boxes on the left of the diagram that break the outline of the main system box. The top of the CBL system, though drawn schematically as a straight line, is the convoluted surface separating the air within the CBL, characterized by small, dissipating eddies, from the quieter air above. The arrows indicate energy flows from one kind of structure to another. In each case the transfer is from larger and simpler structures to smaller and less organized structures. The large, semi-permanent coherent structures are the horizontal roll vortices or cellular structures that comprise the mean wind. Instabilities in these structures lead to the formation of large, $z_i$-scale eddies, with energy flowing first into these and then on, down the outer Richardson cascade until it is passed to eddies small enough to dissipate it as heat, and so out of the system. The large coherent structures, the $z_i$-scale eddies and the largest of the outer Richardson eddies create mean and variable shear at the ground. This creates a surface friction layer (SFL), of height $z_s$, characterized by its own peculiar shear eddies. These eddies break up in their turn, and they pass their energy on down the inner Richardson cascade to dissipation. In light winds and with a smooth surface the SFL height, $z_s$, might be less than 1 metre, while with strong winds and over a rough surface the SFL may reach up to the top boundary of the system, at $z_i$. We might call this diagram the 'trophic diagram' for energy flow in a CBL, by analogy with similar diagrams for food chains in ecosystems.

Figure 5.2 : diagramme 'trophique' de la turbulence dans une couche limite convective proposé par McNaughton [2012].

### *V.4 Couverts de neige en forêt*

Mon post-doctorat à l'Université d'Aberystwyth en Grande Bretagne de 2002 à 2004 portait sur l'étude des interactions entre la végétation et la neige dans le bassin Wolf Creek, territoire du Yukon au Canada. La fusion de neige en forêt dépend essentiellement des flux de rayonnement car les arbres réduisent la vitesse du vent, diminuant les flux turbulents. En première approximation, la fusion est réduite sous la forêt en raison de la forte atténuation du rayonnement solaire. Cependant, de nombreuses interactions peuvent modifier ce simple schéma. L'albédo de la neige est réduit par le dépôt de matières organiques sous les arbres, augmentant la part de rayonnement solaire disponible pour la fusion. Une part de l'énergie solaire interceptée par les arbres est réémise vers la neige en rayonnement infrarouge thermique totalement absorbé par la neige. Nous avons conduit une étude de sensibilité de la fusion de la neige selon la densité des forêts de conifères afin de déterminer sous quelles conditions atmosphériques l'émission de rayonnement thermique par les arbres peut compenser l'atténuation du rayonnement solaire, de telle sorte que la fusion ne diminue pas en forêt dense [Sicart et al., 2004]. Une telle compensation est favorisée en climat sec et à haute altitude, où l'émission radiative atmosphérique est faible, et au début du printemps lorsque l'albédo de la neige est élevé et le soleil est encore bas sur l'horizon. Dans la forêt d'épicéas étudiée, l'énergie de fusion tend à augmenter avec le couvert de forêt lorsque l'albédo de neige dépasse un seuil qui varie de 0.5 à 0.7 selon le couvert nuageux. Ce résultat montre que la plupart des schémas de modélisation, qui considèrent une simple décroissance de la fusion avec le couvert végétal, représentent mal l'émission thermique par la végétation.

J'ai proposé puis coordonné de 2016 à 2018 un programme de recherche (de l'ordre de 30 keuros) sur la neige en forêt en collaboration avec des hydrologues, nivologues et écologues du CEN, de l'IRSTEA et des universités d'Edimbourg et de Northumbria au Royaume Uni. Le projet « Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte » est en annexe 4. Ci-dessous sont reproduits des résumés de la problématique, des objectifs et des méthodes, suivis d'un court bilan.

*Contexte et problématique*

Dans l'hémisphère nord, environ 19% des surfaces de neige saisonnière est couvert de forêt [Rutter et al., 2009]. Ces écosystèmes modifient fortement l'accumulation, le métamorphisme et la fonte de la neige : ils interceptent une partie des précipitations, modifient les rayonnements et la rugosité de surface, et réduisent l'albédo et la vitesse du vent [ex. Otterman et al., 1988 ; Pomeroy et al., 2008 ; Musselman et al., 2012 ; Essery, 2013]. La fonte nivale sous forêt est généralement contrôlée par les flux de rayonnement : l'effet d'ombre au rayonnement solaire de la canopée tend à réduire la fonte et allonger la période de neige, alors que l'émission en rayonnement infrarouge des arbres, qui absorbent fortement le rayonnement solaire (faible albédo), peut augmenter la fonte [ex., Sicart et al., 2004].

La représentation correcte des interactions entre la neige et la canopée est importante pour la modélisation hydrologique [ex., Bavay et al., 2013], la prévision des inondations et des sécheresses, l'appui à la gestion des ressources en eau, et les applications industrielles, hydroélectriques et touristiques (ex. projets SM3A ARVE : prévision des crues de l'Arve à Chamonix, Modélisation Distribuée du Rhône de l'IRSTEA-Agence de l'Eau-CNR, ou GICC ADAMONT : Impacts du changement climatique et Adaptation en territoire de Montagne). Or l'exercice SNOWMIP2 d'inter-comparaison de 33 modèles de neige a montré que les performances des modèles sont limitées par une connaissance incomplète des processus contrôlant le couvert de neige en forêt [Rutter et al., 2009; Essery et al., 2009].

Au Col de Porte en Chartreuse, à proximité de Grenoble, la forêt de conifères bordant la station de mesures du CEN est très adaptée à de telles études qui sont encore rares en France [ex. Durot, 1999]. Des séries de référence de données météorologiques et de neige en milieu ouvert sont disponibles depuis 1993

[Morin et al., 2012]. Le CEN a développé au Col de Porte le modèle de neige Crocus et y a acquis des compétences reconnues internationalement en mesure et modélisation de la neige. La nouvelle paramétrisation de la canopée «Multi-energy balance», qui vient d'être couplée dans SURFEX aux schémas de neige ISBA-ES [Boone et al, 2000] et Crocus [Vionnet et al, 2012], pourra être évaluée avec les observations sous forêt. Ce projet se place dans le cadre du SOERE CRYOBSCLIM (labellisé par AllEnvi en décembre 2015) qui inclut l'étude de la neige au Col de Porte (ex-atelier OSUG CENACLAM).

*Objectifs*

Afin d'étudier les processus de transferts radiatifs et de fonte nivale sous la forêt de conifères du Col de Porte, les objectifs étaient :

- une cartographie précise en 3D du couvert forestier.
- déterminer les facteurs contrôlant les variations spatiales et temporelles des flux de rayonnements et du couvert de neige sous la canopée.
- évaluer différents modèles (i) de transmission du rayonnement solaire et d'émission de rayonnement infrarouge par la canopée et (ii) des propriétés physiques du manteau neigeux.

La cartographie 3D de la canopée et les mesures radiatives permettront d'acquérir des informations précises sur la structure et les propriétés radiatives de la canopée [ex., Hancock et al., 2012] afin d'évaluer les paramétrisations de la neige sous forêt dans les modèles J2000 [Krause et al., 2006], Snowpack/Alpine3D [Bartelt et Lehning, 2002 ; Gouttevin et al., 2015] ou MEB-SURFEX.

*Méthodes*

Eté 2016 : Cartographie fine 3D du couvert forestier par mesures Lidar (terrestre et aérien), drone, photogrammétries, photographies hémisphériques et inventaire forestier de terrain.

Campagne de mesures en hiver-printemps :

- Réseaux de 10 pyranomètres et 6 pyrgéomètres déployés en surface de neige (incluant des mesures d'albédo) et mesure de la température de la végétation par rayonnement infrarouge et thermocouples selon les méthodes de Webster et al. [2016, 2017] (moyennes sur 10 minutes des mesures chaque 15 s).
- Mesures par Laser scan terrestre LGGE/OSUG (co-financé par LabEx recherche AO2) du sol et du couvert neigeux à l'échelle de la placette forestière selon Revuelto et al. [2015; 2016].
- Suivi du manteau neigeux avec perches, carottages et mini-laser scan RLS [Picard et al., 2016b]
- Suivi hebdomadaire du manteau neigeux par stratigraphie détaillée et vols de drone.

Le projet proposé réunit donc une importante communauté de chercheurs régionaux (Rhône- Alpes) et internationaux (UK) dans des approches pluri-disciplinaires et multi-instrumentales, au bénéfice de nombreux domaines : modélisation, hydrologie et climat.

*Bilan*

Deux campagnes de mesures ont été réalisées lors des hivers 2016-17 et 2017-18. Yves Lejeune du CEN a mis en place un réseau de perches à neige pour suivre l'évolution du manteau neigeux dans la forêt. Les réseaux de pyranomètres et de pyrgéomètres ont été déployés à la surface de la neige sous la canopée par les services techniques de l'IGE (Catherine Coulaud et Guilhem Frèche) et du CEN, avec l'appui de Nick Rutter et Clare Webster de l'université de Northumbria, Newcastle. Nous avons aussi mis en place un instrument de mesure infrarouge IR120 de la température d'un tronc et une webcam pour suivre l'état de la surface de neige et des capteurs (Figure 1 ci-dessous). Des photos hémisphériques ont permis de quantifier le couvert végétal à chaque point de mesure des rayonnements. Victor Ramseyer a analysé les mesures de rayonnements lors de son stage de Master 2 soutenu en juin 2017 (Figure 5, le résumé est reproduit ci-dessous). Ces résultats ont été présentés à la conférence de l'AGU de décembre 2017. Je prévois d'écrire

une publication sur les flux rayonnements à partir des deux campagnes de mesures et de simulations avec le modèle de Essery et al. [2008].

CEN s'est attaché à quantifier l'interception des chutes de neige par les arbres afin d'améliorer les modèles de neige. Un article sur ces données, "Snow processes in mountain forests: Interception modeling for coarse-scale applications", vient d'être publiée dans la revue HESS dans le cadre d'une collaboration avec l'institut d'étude de la neige et des avalanches de Davos en Suisse. Une thèse encadrée par Marie Dumont et Yves Lejeune (CEN) a débuté cet automne sur ce sujet avec de nouvelles mesures d'interception prévues pour l'hiver 2019-2020.

Les équipes de Frédéric Berger et Laurent Bornier (IRSTEA) ont effectué un relevé forestier du site et des vols de photogrammétrie de la canopée par drones (Figure 2). Un vol Lidar sous hélicoptère a également été réalisé (Figure 2). Laurent Arnaud et Ghislain Picard (IGE) ont installé en février 2017 un « Rugged Laser Scan » [Picard et al., 2016b] afin de mesurer en continu l'évolution du manteau neige sous la canopée et dans la trouée (Figure 3). Une caméra de haute précision prêtée par l'université de Newcastle nous a permis de prendre des photos infrarouges de la canopée afin d'estimer la variabilité spatiale de la température de la végétation (Figure 4).

Le projet a ainsi permis de collecter de nombreuses et diverses données dont une grande partie reste à analyser. Les mesures de neige, de rayonnements et de cartographie 3D de la forêt permettraient en particulier une modélisation de l'évolution du couvert de neige selon la densité et la structure de la forêt.

**Résumé stage M2 Victor Ramseyer (direction, UGA, Grenoble, 2017)**. Les données collectées durant la campagne de mesure menée sous la forêt de conifères du Col de Porte de janvier à mars 2017 dans le cadre du programme SNOUF (IGE, LabEx OSUG@2020) ont permis de documenter les variabilités spatiale et temporelle des rayonnements solaire et infrarouge en milieux forestiers et d'étudier l'impact de la canopée sur le transfert radiatif. Ce genre d'étude est primordiale afin d'améliorer les modèles de transfert radiatif et les simulations de la dynamique de la fonte sous couvert forestier. Les rayonnements solaire et infrarouge incidents dépendent des conditions météorologiques, en particulier de la présence de nuages. Les différents types de temps (ciel clair, temps partiellement ou complètement nuageux) ont été caractérisés par un indice basé à la fois sur les propriétés radiatives solaires et infrarouges des nuages. En conditions de ciel clair, l'atténuation du rayonnement solaire a atteint 96%. Les différences spatiales du rayonnement solaire ont fréquemment dépassé 100 W $m^{-2}$. Pour ces conditions, les écarts d'intensités du rayonnement infrarouge ont atteint environ 30 W $m^{-2}$ entre les parties les plus denses et les plus ouvertes de la canopée ; ces différences spatiales sont reliées au facteur de vue du ciel. Par temps couvert, les variabilités spatiales des rayonnements solaire et infrarouge sont fortement réduites. Les différences d'intensité du rayonnement solaire sont cohérentes avec le facteur de vue du ciel. Le modèle utilisé n'a pas permis de reproduire les variabilités spatiale et temporelle du rayonnement solaire par ciel clair. Les écarts entre le modèle et les mesures résultent de la mauvaise reconstitution de la trajectoire du rayonnement solaire direct à travers la canopée à partir des photographies hémisphériques. Les simulations ont aussi mis en évidence que la meilleure estimation du facteur de ciel provient des valeurs de la transmissivité de la canopée par temps complètement couvert plutôt que de celles calculées à partir des photographies hémisphériques. Les données concernant la distribution spatiale de température de la canopée acquises sur le terrain et les résultats des simulations du rayonnement infrarouge par temps clair montrent que la température de la végétation est relativement proche de celle de l'air sous la forêt et ne semble pas associée à un fort réchauffement des troncs à proximité des radiomètres occasionné par le rayonnement solaire direct.

**Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte.**

Figure 1 : Photographie de la webcam le 24 janvier à 11h40

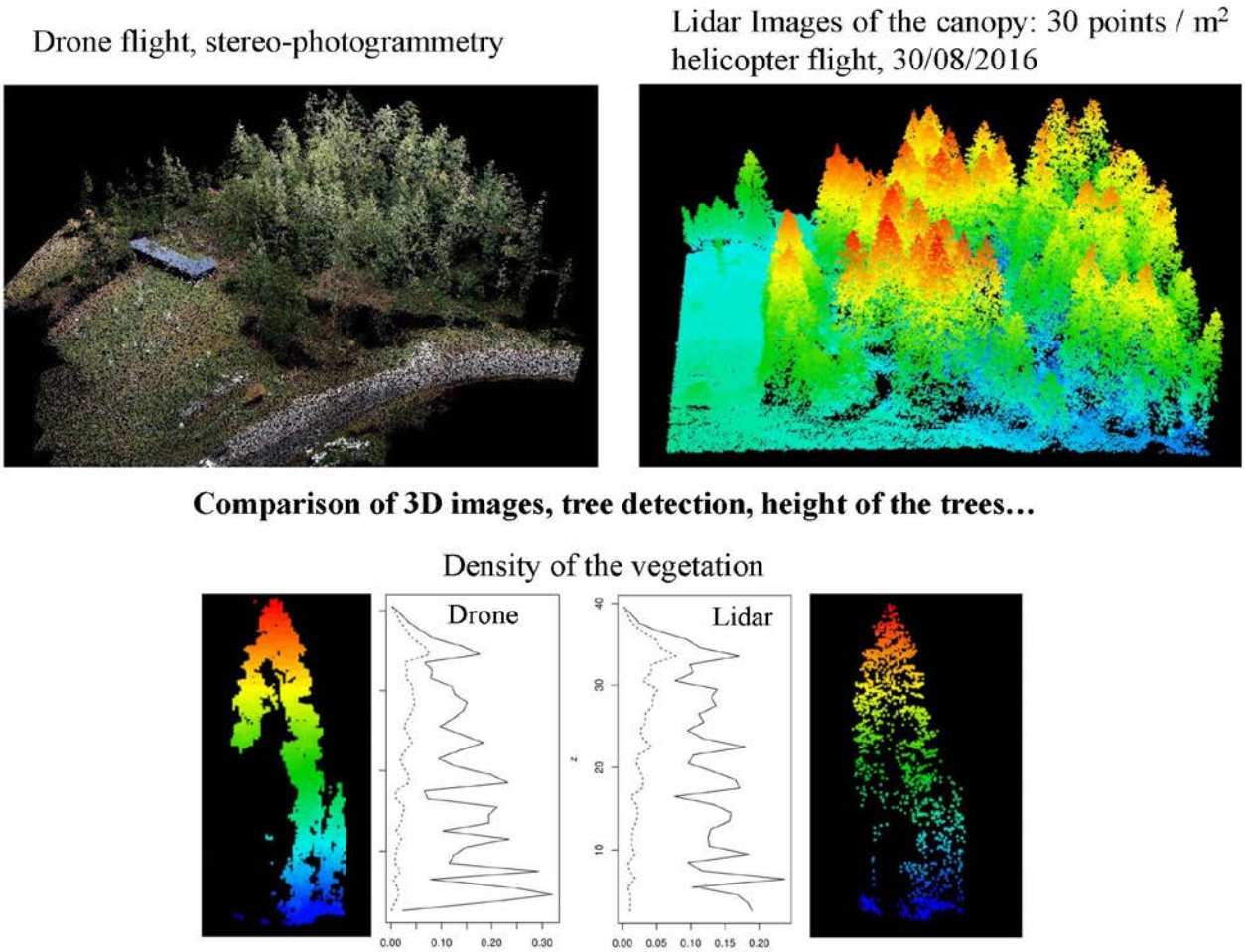



Figure 2 : Nuage de points obtenu par photogrammétrie à partir d'un drone et par mesures Lidar aéroporté.

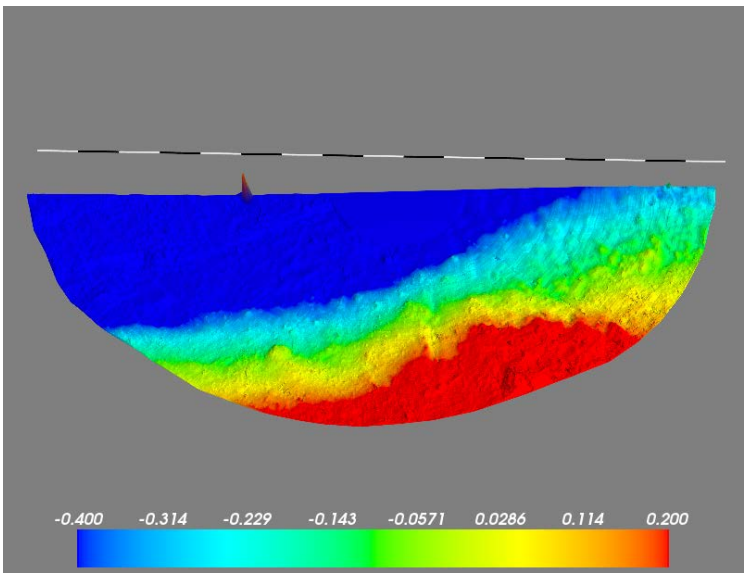



Figure 3 : Mesures (non calibrées) du laser scan situé à 5 m de hauteur dans la trouée centrale.

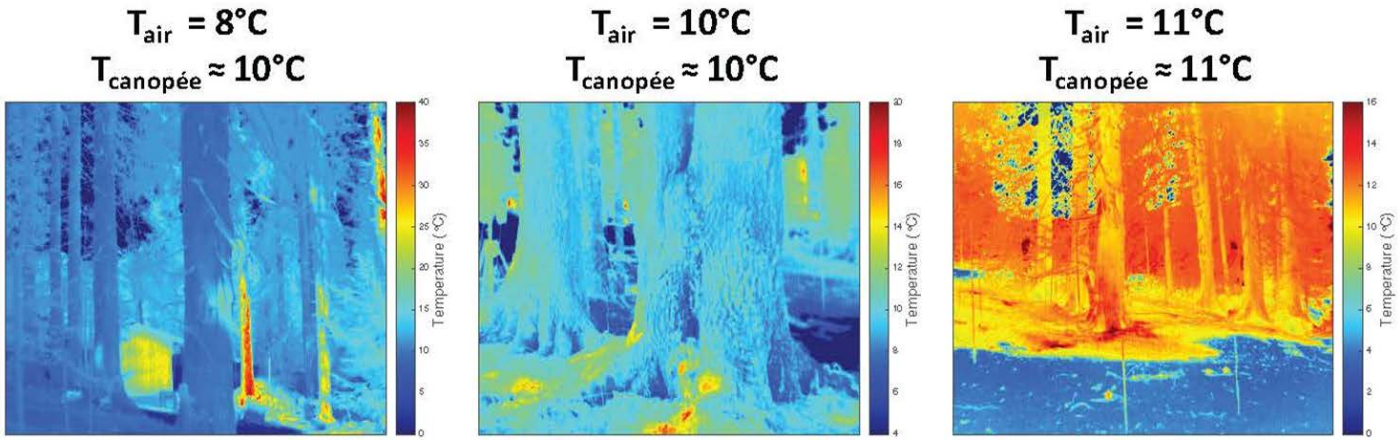



Figure 4 : Mesures de la température de la végétation par caméra infrarouge

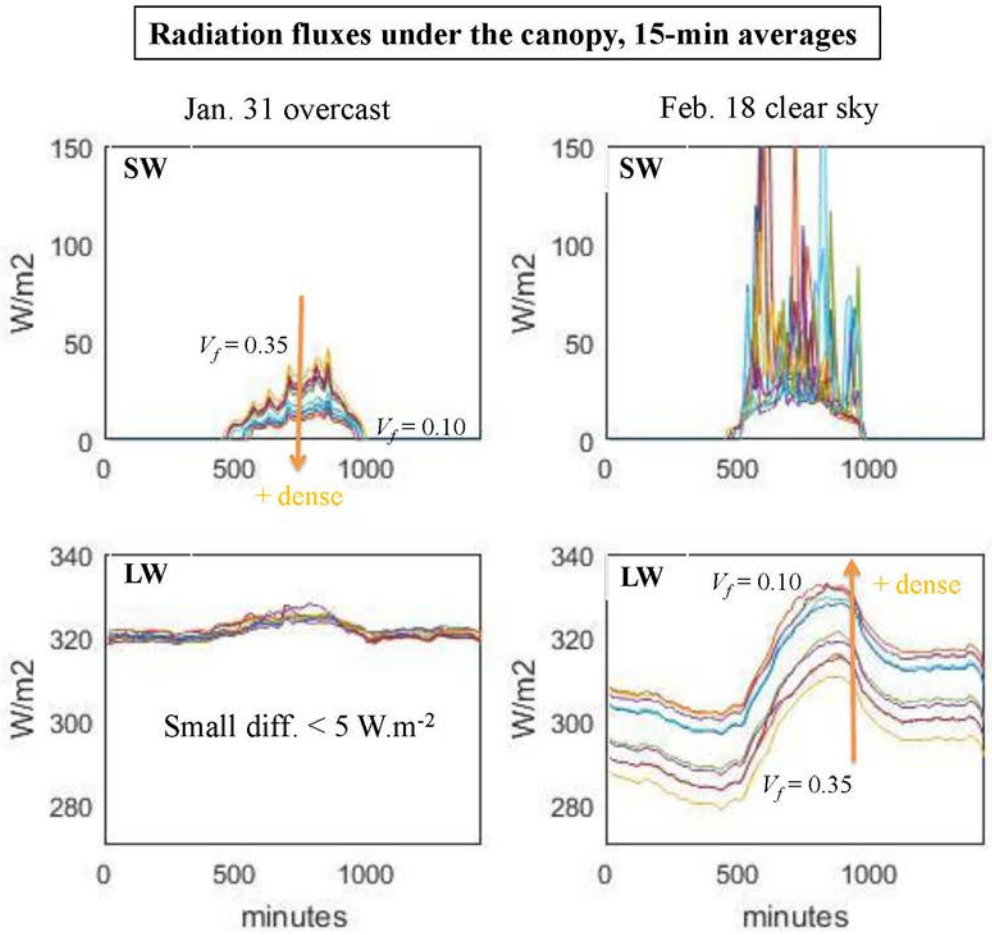



Figure 5 : Mesures des pyranomètres (rayonnement solaire, SW) et des pyrgéomètres (rayonnement infrarouge thermique, LW) sous la canopée au cours d'une journée couverte et d'une journée de ciel clair. Moyennes sur 15 minutes. On peut noter la forte variabilité du rayonnement solaire par ciel clair liée à l'hétérogénéité du couvert forestier et les différences systématiques en rayonnements infrarouges liées à la proximité des troncs pendant les journées et les nuits de ciel clair.

## Références bibliographiques


Aceituno, P., and A. Montecinos (1993), Circulation anomalies associated with dry and wet periods in the South American Altiplano, *Proc. Fourth Int. Conf. on Southern Hemisphere Meteorology, Hobart, Australia. Amer. Meteor. Soc*.

Ageta, Y., and K. Higuchi (1984), Estimation of mass balance components of a summer-accumulation type glacier in the Nepal Himalaya, *Geografiska Annaler*, *66*(A), 249-255.

Albert, M. R. (2002), Effects of snow and firn ventilation on sublimation rates, *Annals of Glaciology, Vol 35*, *35*, 52-56.

Allison, I., and P. D. Kruss (1977), Estimation of recent climatic change in Irian Jaya by numerical modeling of its tropical glaciers, *Arctic and Alpine Research*, *9*, 49-60.

Ames, A., and B. Francou (1995), Cordillera Blanca, glaciares en la Historia, *Bulletin de l'institut français d'études andines*, *24*(1), 37-64.

Anderson, P. S. (1995), Mechanism for the behavior of hydroactive materials used in humidity sensors, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *12*, 662-667.

Anderson, P. S. (2009), Measurement of Prandtl Number as a Function of Richardson Number Avoiding Self-Correlation, *Bound.-Layer Meteor.*, *131*(3), 345-362.

Andreas, E. L. (1987), Spectral measurements in a disturbed boundary layer over snow, *Journal of Atmospheric Sciences*, *44*(15), 1912-1939.

Andreas, E. L. (2002), Parameterizing Scalar Transfer over Snow and Ice: A Review, *Journal of Hydrometeorology*, 3 (4), 417-432.

Andreas, E. L. (2009), A New Value of the von Karman Constant: Implications and Implementation, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, *48*(5), 923-944.

Anesio, A. M., and J. Laybourn-Parry (2012), Glaciers and ice sheets as a biome, *Trends Ecol. Evol.*, *27*(4), 219-225.

Argoti, C. (2018), Etudes des propriétés radiatives des nuages et leurs effets sur le bilan de masse des glaciers équatoriens, 92 pp, Escula Politecnica Nacional, Quito.

Aubinet, M., et al. (2012), *Eddy covariance: a practical guide to measurement and data analysis*, 438 pp, Springer Science & Business Media.

Azzoni, R. S., et al. (2018), Bacterial diversity in snow from mid-latitude mountain areas: alps, Eastern Anatolia, Karakoram and Himalaya, *Annals of Glaciology*, *59*(77), 10-20.

Baas, P., et al. (2006), Exploring self-correlation in flux-gradient relationships for stably stratified conditions, *J. Atmos. Sci.*, *63*(11), 3045-3054.

Babic, K., et al. (2016), Evaluation of local similarity theory in the wintertime nocturnal boundary layer over heterogeneous surface, *Agricultural and Forest Meteorology*, *228-229*, 164-179.

Babic, K., and M. W. Rotach (2018), Turbulence kinetic energy budget in the stable boundary layer over a heterogeneous surface, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, doi: 10.1002/qj.3274.

Bagshaw, E. A., et al. (2011), High-resolution monitoring reveals dissolved oxygen dynamics in an Antarctic cryoconite hole, *Hydrological Processes*, *25*(18), 2868-2877.

Bagshaw, E. A., et al. (2016), Response of Antarctic cryoconite microbial communities to light, *FEMS Microbiol. Ecol.*, *92*(6), 11.

Baker, P. A., and S. C. Fritz (2015), Nature and causes of Quaternary climate variation of tropical South America, *Quat. Sci. Rev.*, *124*, 31-47.

Banta, R. M. (2008), Stable-boundary-layer regimes from the perspective of the low-level jet, *Acta Geophys.*, *56*(1), 58-87.

Baraer, M., et al. (2015), Contribution of groundwater to the outflow from ungauged glacierized catchments: a multi-site study in the tropical Cordillera Blanca, Peru, *Hydrological Processes*, *29*(11), 2561-2581.

Bartelt, P., and M. Lehning (2002), A physical SNOWPACK model for the Swiss avalanche warning: Part I: numerical model, *Cold Regions Science and Technology*, *35*(3), 123-145.

Barthlott, C., et al. (2007), Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *125*(1), 1-24.
Basantes-Serrano, R., et al. (2016), Slight mass loss revealed by reanalyzing glacier mass-balance observations on Glaciar Antisana 15 (inner tropics) during the 1995-2012 period, *Journal of Glaciology*, *62*(231), 124-136.
Basu, S., et al. (2006), Revisiting the Local Scaling Hypothesis in Stably Stratified Atmospheric Boundary-Layer Turbulence: an Integration of Field and Laboratory Measurements with Large-Eddy Simulations, *Bound.-Layer Meteor.*, *119*(3), 473-500.
Beeman, J. (2016), Applications of an Energy Balance Sensitivity Study to Paleo-glacier Modeling in Bolivia's Cordillera Real, 33 pp, thèse de Master 2, Université Grenoble Alpes, Grenoble.
Beljaars, A. C. M., and A. A. M. Holtslag (1991), Flux parameterization over Land Surfaces for Atmospheric Models, *Journal of Applied Meteorology*, *30*, 327-341.
Bergeron, V., et al. (2006), Controlled irradiative formation of penitentes, *Phys. Rev. Lett.*, *96*(9), 4.
Berkowicz, R., and L. P. Prahm (1982), Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat, *Atmospheric Environment*, *16*(12), 2809-2819.
Beven, K. J. (1989), Changing ideas in hydrology - the case of physically-based models, *Journal of Hydrology*, *105*, 157-172.
Bintanja, R., and M. Van den Broeke (1995), The surface energy balance of Antarctic snow and blue ice, *Journal of Applied Meteorology*, *34*(4), 902-926.
Blein, S. (2016), Observation et modelisation de couche limite atmospherique stable en relief complexe : le processus turbulent d'ecoulement catabatique, 232 pp, Thèse de doctorat. Université de Grenoble, Grenoble.
Bodini, N., et al. (2018), Estimation of turbulence dissipation rate and its variability from sonic anemometer and wind Doppler lidar during the XPIA field campaign, *Atmos. Meas. Tech.*, *11*(7), 4291-4308.
Bohren, C. F., and B. R. Barkstrom (1974), Theory of the Optical Properties of Snow, *Journal of Geophysical Research*, *79*(30), 4527-4535.
Boone, A., and P. Etchevers (2001), An intercomparison of three snow schemes of varying complexity coupled to the same land surface model: Local-scale evaluation at an Alpine site, *Journal of Hydrometeorology*, *2*(4), 374-394.
Bowling, D. R., and W. J. Massman (2011), Persistent wind-induced enhancement of diffusive CO2 transport in a mountain forest snowpack, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *116*(G4).
Bronnimann, S., et al. (2019), Last phase of the Little Ice Age forced by volcanic eruptions, *Nat. Geosci.*, *12*(8), 650-656.
Brun, C. (2017), Large-Eddy Simulation of a katabatic jet along a convexly curved slope: 2. Evidence of Görtler vortices, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *122*(10), 5190-5210.
Brun, F., et al. (2017), A spatially resolved estimate of High Mountain Asia glacier mass balances from 2000 to 2016, *Nature Geosci*, *advance online publication*.
Brutsaert, W. (1982), *Evaporation into the atmosphere, theory, History and Applications*, 299 pp., Kluwer, Dordrecht.
Brutsaert, W. (1998), Land-surface water vapor and sensible heat flux: Spatial variability, homogeneity, and measurement scales, *34*(10), 2433-2442.
Businger, J. A., et al. (1971), Flux profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *28*, 181-189.
Buytaert, W., and B. De Bievre (2012), Water for cities: The impact of climate change and demographic growth in the tropical Andes, *Water Resources Research*, *48*, 13.
Buytaert, W., et al. (2017), Glacial melt content of water use in the tropical Andes, *Environmental Research Letters*, *12*(11), 114014.
Calaf, M., et al. (2013), Coherent structures and the k-1 spectral behaviour, *Physics of Fluids*, *25*(12), 125107.

Calanca, P., et al. (1998), Toward an integral formulation of the turbulent transfer in a stably stratified boundary layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *124*, 1-17.
Calonne, N., et al. (2011), Numerical and experimental investigations of the effective thermal conductivity of snow, *Geophys. Res. Lett.*, *38*(23).
Chaix, C. (2007), Winter climatology of the Alpine slopes (Savoy): weather types, temperatures and winds. Meteorological data analysis of skiing areas, 303 pp, Thèse de doctorat. Université de Savoie.
Charrondiere, C. (2018), Vents catabatiques sur forte pente alpine. Étude d'une campagne de mesures dans le massif de Belledonne (Alpes), 47 pp, thèse de Master 2, Université Grenoble Alpes, Grenoble.
Cheng, Y. G., and W. Brutsaert (2005), Flux-profile relationships for wind speed and temperature in the stable atmospheric boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *114*(3), 519-538.
Cheng, Y. G., et al. (2005), Pathology of Monin-Obukhov similarity in the stable boundary layer, *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, *110*(D6), 10.
Christner, B. C., et al. (2018), Microbial processes in the weathering crust aquifer of a temperate glacier, *The Cryosphere*, *12*(11), 3653-3669.
Clark, M. P., et al. (2017), The evolution of process-based hydrologic models: historical challenges and the collective quest for physical realism, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, *21*(7), 3427-3440.
Claudin, P., et al. (2015), Physical processes causing the formation of penitentes, *Physical Review E*, *92*(3), 033015.
Cogley, J. G., and W. P. Adams (1998), Mass balance of glaciers other than ice sheets, *Journal of Glaciology*, *44*(147), 315-325.
Cohard, J. M. (2016), Contribution a l'étude du cycle de l'eau en milieu complexe : Observation et modélisation de la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration, Habilitation thesis, Université Grenoble Alpes, Grenoble.
Colbeck, S. C. (1989), Snow-crystal growth with varying surface temperatures and radiation penetration, *Journal of Glaciology*, *35*(119), 23-29.
Colbeck, S. C. (1997), Model of wind pumping for layered snow, *Journal of Glaciology*, *43*(143), 60-65.
Cook, J., et al. (2016), Cryoconite: The dark biological secret of the cryosphere, *Prog. Phys. Geogr.*, *40*(1), 66-111.
Cook, J. M., et al. (2017), Quantifying bioalbedo: a new physically based model and discussion of empirical methods for characterising biological influence on ice and snow albedo, *The Cryosphere*, *11*(6), 2611-2632.
Cook, J. M., et al. (2019), Glacier algae accelerate melt rates on the western Greenland Ice Sheet, *The Cryosphere Discuss.*, *2019*, 1-31.
Cuffey, K. M., and W. S. B. Paterson (2010), *The physics of glaciers*, Academic Press.
Culf, A. D., and J. H. C. Gash (1993), Longwave radiation from clear skies in Niger : A comparison of observations with simple formulas, *Journal of Applied Meteorology*, *32*, 539-547.
d'Amboise, C. J. L., et al. (2017), Implementation of a physically based water percolation routine in the Crocus/SURFEX (V7.3) snowpack model, *Geosci. Model Dev.*, *10*(9), 3547-3566.
Denby, B. (1999), Second-order modelling of turbulent in katabatic flows, *Bound.-Layer Meteor.*, *92*(2), 67-100.
Derbyshire, S. H. (1990), Nieuwstadt Stable Boundary-Layer Revisited, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *116*(491), 127-158.
Derbyshire, S. H. (1999), Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability, *Bound.-Layer Meteor.*, *90*(2), 297-325.
Di Mauro, B., et al. (2017), Impact of impurities and cryoconite on the optical properties of the Morteratsch Glacier (Swiss Alps), *The Cryosphere*, *11*(6), 2393-2409.
Domine, F., et al. (2016), Seasonal evolution of the effective thermal conductivity of the snow and the soil in high Arctic herb tundra at Bylot Island, Canada, *The Cryosphere*, *10*(6), 2573-2588.
Dozier, J., and S. G. Warren (1982), Effect of Viewing Angle on the Infrared Brightness Temperature of Snow, *Water Resources Research*, *18*(5), 1424-1434.

Drake, S. A., et al. (2016), Attenuation of wind-induced pressure perturbations in alpine snow, *Journal of Glaciology*, *62*(234), 674-683.
Drobinski, P., et al. (2004), The structure of the near-neutral atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *61*(6), 699-714.
Dumont, M., et al. (2017), In situ continuous visible and near-infrared spectroscopy of an alpine snowpack, *The Cryosphere*, *11*(3), 1091-1110.
Durot, K. (1999), Modélisation hydrologique distribuée du bassin versant nivo-pluvial de Sarennes. Validation des données d'entrées et dévelopement d'un module de fonte nivale sous forêt, 1-332 pp, Laboratoire d'Etude des Transferts en Hydrologie et Environnement, UJF.
Dussaillant, I., et al. (2019), Two decades of glacier mass loss along the Andes, *Nat. Geosci.*, *in press*.
Ebrahimi, S., and S. J. Marshall (2016), Surface energy balance sensitivity to meteorological variability on Haig Glacier, Canadian Rocky Mountains, *The Cryosphere*, *10*(6), 2799-2819.
Edwards, J. M. (2009a), Radiative Processes in the Stable Boundary Layer: Part I. Radiative Aspects, *Bound.-Layer Meteor.*, *131*(2), 105-126.
Edwards, J. (2009b), Radiative Processes in the Stable Boundary Layer: Part II. The Development of the Nocturnal Boundary Layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *131*(2), 127-146.
Egger, J., et al. (2005), Diurnal circulation of the Bolivian Altiplano. Part I: Observations, *Monthly Weather Review*, *133*(4), 911-924.
Enz, J. W., et al. (1975), Solar radiation effects on pyrgeometer performance, *Journal of Applied Meteorology*, *14*, 1297-1302.
Espinoza, J. C., et al. (2015), Rainfall hotspots over the southern tropical Andes: Spatial distribution, rainfall intensity, and relations with large-scale atmospheric circulation, *Water Resources Research*, *51*(5), 3459-3475.
Essery, R., et al. (2008), Radiative transfer modeling of a coniferous canopy characterized by airborne remote sensing, *Journal of Hydrometeorology*, *9(2)*, 228-241.
Essery, R., et al. (2009), An Evaluation of Forest Snow Process Simulations, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *90*(8), 1120-1136.
Essery, R. (2013), Large-scale simulations of snow albedo masking by forests, *Geophys. Res. Lett.*, *40*(20), 5521-5525.
Farge, M. (1992), Evolution des théories sur la turbulence développée, in *Chaos et déterminisme*, Points, p.212-245.
Fausto, R. S., et al. (2016), The implication of nonradiative energy fluxes dominating Greenland ice sheet exceptional ablation area surface melt in 2012, *Geophys. Res. Lett.*
Favier, V., et al. (2004), One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana Glacier 15, Ecuadorian Andes, *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, *109*(D18), 15.
Favier, V., et al. (2009), Interpreting discrepancies between discharge and precipitation in high-altitude area of Chile's Norte Chico region (26-32 degrees S), *Water Resources Research*, *45*, 20.
Favre, A., et al. (1995), *Chaos and determinism: Turbulence as a paradigm for complex systems converging toward final states*, Johns Hopkins University Press.
Fernando, H. J. S., et al. (2019), The Perdigao: Peering into Microscale Details of Mountain Winds, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *100*(5), 799-820.
Fesquet, C., et al. (2009), Impact of terrain heterogeneity on near-surface turbulence structure, *Atmos. Res.*, *94*(2), 254-269.
Fierz, C., et al. (2009), *The international classification for seasonal snow on the ground*, UNESCO/IHP Paris.
Finnigan, J. J., et al. (2003), A Re-Evaluation of Long-Term Flux Measurement Techniques Part I: Averaging and Coordinate Rotation, *Bound.-Layer Meteor.*, *107*(1), 1-48.
Finnigan, J. J. (2004a), A re-evaluation of long-term flux measurement techniques part II: coordinate systems, *Bound.-Layer Meteor.*, *113*(1), 1-41.
Finnigan, J. (2004b), Advection and modeling, in *Handbook of Micrometeorology*, pp. 209-244, Springer.

Flanner, M. G., et al. (2007), Present-day climate forcing and response from black carbon in snow, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *112 (D11)*.
Foken, T., et al. (2004), Post-field data quality control, in *Handbook of micrometeorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p.181-208.
Foken, T. (2006), 50 years of the Monin-Obukhov similarity theory, *Bound.-Layer Meteor.*, *119*(3), 431-447.
Foken, T., and C. J. Napo (2008), *Micrometeorology*, 306 pp., Springer.
Foken, T., et al. (2012), Corrections and data quality control, in *Eddy covariance*, Springer Atmospheric Sciences, p. 85-131.
Forrer, J., and M. W. Rotach (1997), On the turbulence structure in the stable boundary layer over the Greenland ice sheet, *Bound.-Layer Meteor.*, *85*(1), 111-136.
Fountain, A. G., et al. (2004), Evolution of cryoconite holes and their contribution to meltwater runoff from glaciers in the McMurdo Dry Valleys, Antarctica, *Journal of Glaciology*, *50*(168), 35-45.
Fountain, A. G., et al. (2008), Temporal variations in physical and chemical features of cryoconite holes on Canada Glacier, McMurdo Dry Valleys, Antarctica, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *113*(G1).
Fountain, A. G., et al. (2009), The 'benchmark glacier'concept - does it work? Lessons from the North Cascade Range, USA, *Annals of Glaciology*, *50*(50), 163-168.
Francou, B., et al. (1995), Monthly balance and water discharge of an intertropical glacier: Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, 16°S, *Journal of Glaciology*, *41*(137), 61-67.
Francou, B., and C. Vincent (2007), *Les glaciers à l'épreuve du climat*, IRD Editions.
Franzetti, A., et al. (2017a), Temporal variability of bacterial communities in cryoconite on an alpine glacier, *Environmental Microbiology Reports*, *9*(2), 71-78.
Franzetti, A., et al. (2017b), Potential sources of bacteria colonizing the cryoconite of an Alpine glacier, *PloSone*, *12*(3).
Garavaglia, F., et al. (2010), Introducing a rainfall compound distribution model based on weather patterns sub-sampling, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, *14*(6), 951-964.
Gardent, M., et al. (2014), Multitemporal glacier inventory of the French Alps from the late 1960s to the late 2000s, *Global and Planetary Change*, *120*, 24-37.
Gardner, A. S., et al. (2013), A Reconciled Estimate of Glacier Contributions to Sea Level Rise: 2003 to 2009, *Science*, *340*(6134), 852-857.
Garratt, J. R., and R. A. Brost (1981), Radiative cooling effects within and above the nocturnal bournadry layer, *J. Atmos. Sci.*, 38, 2730-2746.
Garratt, J. R. (1992), *The atmospheric boundary layer*, Cambridge University Press, 316 pp., Cambridge, New York.
Garreaud, R. D. (2000), Cold air incursions over subtropical South America: Mean structure and dynamics, *Monthly Weather Review*, *128*(7), 2544-2559.
Garreaud, R. D., et al. (2009a), Present-day South American climate, *Paleogeogr. Paleoclimatol. Paleoecol.*, *281*(3-4), 180-195.
Garreaud, R. D. (2009b), The Andes climate and weather, *Advances in Geosciences*, *22*, 3-11.
Geiger, R., et al. (2009), *The climate near the ground*, Rowman & Littlefield.
Giddings, J. C., and E. R. LaChapelle (1961), Diffusion theory applied to radiant energy distribution and albedo of snow, *Journal of Geophysical Research*, *66*(1), 181-189.
Gilbert, A., et al. (2012), The influence of snow cover thickness on the thermal regime of Tête Rousse Glacier (Mont Blanc range, 3200 m a.s.l.): Consequences for outburst flood hazards and glacier response to climate change, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *117*, doi:10.1029/2011JF002258.
Gineste, P. (1998), Contribution de l'imagerie satellitaire radar ERS à la détection des zones saturées et à la modélisation hydrologique d'un petit bassin versant agricole par Topmodel, 224 pp, Laboratoire Commun de Télédétection CEMAGREF-ENGREF, Montpellier, France.

Gokul, J. K., et al. (2016), Taxon interactions control the distributions of cryoconite bacteria colonizing a High Arctic ice cap, *Molecular Ecology*, *25*(15), 3752-3767.
Gottardi, F., et al. (2012), Statistical reanalysis of precipitation fields based on ground network data and weather patterns: Application over French mountains, *Journal of Hydrology*, *432-433*, 154-167.
Gouttevin, I., et al. (2015), A two-layer canopy model with thermal inertia for an improved snowpack energy balance below needleleaf forest (model SNOWPACK, version 3.2.1, revision 741), *Geoscientific Model Development*, *8*(8), 2379-2398.
Grachev, A. A., et al. (2005), Stable boundary-layer scaling regimes: the SHEBA data, *Bound.-Layer Meteor.*, *116*(2), 201-235.
Grachev, A. A., et al. (2007), SHEBA flux-profile relationships in the stable atmospheric boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *124*(3), 315-333.
Grachev, A. A., et al. (2012), Outlier problem in evaluating similarity functions in the stable atmospheric boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *144*(2), 137-155.
Grachev, A. A., et al. (2013), The Critical Richardson Number and Limits of Applicability of Local Similarity Theory in the Stable Boundary Layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *147*(1), 51-82.
Grachev, A., et al. (2016), Structure of Turbulence in Katabatic Flows Below and Above the Wind-Speed Maximum, *Bound.-Layer Meteor.*, 1-26.
Grayson, R. B., et al. (1992), Physically based hydrologic modeling, 1. A terrain-based model for investigative purposes, *Water Resources Research*, *28*(10), 2639-2658.
Grenfell, T. C., and G. A. Maykut (1977), The optical properties of ice and snow in the arctic Basin, *Journal of Glaciology*, *18*(80), 445-463.
Grenfell, T. C., et al. (1994), Reflection of solar radiation by the Antarctic snow surface at ultraviolet, visible, and near-infrared wavelengths, *Journal of Geophysical Research*, *99*(D9), 18,669-618, 684.
Greuell, W., and R. Böhm (1998), 2 m temperatures along melting mid-latitude glaciers, and implications for the sensitivity of the mass balance to variations in temperature, *Journal of Glaciology*, *44*(146), 9-20.
Guyot, G. (1997), *Climatologie de l'environnement. De la plante aux écosystèmes*, 505 pp., Masson, Paris.
Ha, K. J., and L. Mahrt (2003), Radiative and turbulent fluxes in the nocturnal boundary layer, *Tellus Ser. A-Dyn. Meteorol. Oceanol.*, *55*(4), 317-327.
Hagenmuller, P., et al. (2019), Motion of dust particles in dry snow under temperature gradient metamorphism, *The Cryosphere*, *13*(9), 2345-2359.
Halldin, S., and A. Lindroth (1992), Errors in Net Radiometry: Comparison and Evaluation of Six Radiometer Designs, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *9*(6), 762-783.
Hancock, S., et al. (2014), Characterising forest gap fraction with terrestrial lidar and photography: An examination of relative limitations, *Agricultural and Forest Meteorology*, *189*, 105-114.
Hastenrath, S. (1984), *The glaciers of Equatorial East Africa*, Reidel Publishing Company, 1-353 pp., Dordrecht.
Hastenrath, S., and A. Ames (1995), Recession of Yanamarey Glacier in Cordillera Blanca, Peru, during the 20th century, *Journal of Glaciology*, *41*(137), 191-196.
Hay, J. E., and B. B. Fitzharris (1988), The synoptic climatology of ablation on a New Zealand glacier, *Journal of Climatology*, *8*, 201-215.
Heinemann, G. n. (2004), Local Similarity Properties of the Continuously Turbulent Stable Boundary Layer over Greenland, *Bound.-Layer Meteor.*, *112*(2), 283-305.
Held, I. M. (2005), The Gap between Simulation and Understanding in Climate Modeling, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *86*(11), 1609-1614.
Henderson, G. R., et al. (2018), Snow-atmosphere coupling in the Northern Hemisphere, *Nature Climate Change*, *8*(11), 954-963.
Heusinkveld, B. G., et al. (2004), Surface energy balance closure in an arid region: role of soil heat flux, *Agricultural and Forest Meteorology*, *122*(1-2), 21-37.

Hicks, B. B. (1978), Some limitations of dimensional analysis and power laws, *Bound.-Layer Meteor.*, *14,*, 567-569.
Hingray, B., et al. (2012), Glaciological and hydrometeorological observations in mountainous areas: Some current issues and perspectives, *Houille Blanche-Rev. Int.*(2), 5-11.
Hoch, S. W., et al. (2007), Year-round observation of longwave radiative flux divergence in Greenland, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, *46*(9), 1469-1479.
Hodson, A., et al. (2008), Glacial ecosystems, *Ecological Monographs*, *78*(1), 41-67.
Hoffmann, G., et al. (2003), Coherent isotope history of Andean ice cores over the last century, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(4), 4.
Hogstrom, U., and H. Bergstrom (1996), Organized Turbulence Structures in the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer, *Journal of Atmospheric Sciences*, *53*(17), 2452-2464.
Hogstrom, U., et al. (2002), Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *103*(1), 101-124.
Högström, U. (1996), Review of Some Basic Characteristics of the Atmospheric Surface Layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *78*, 215-246.
Holtslag, A. A. M., and F. T. M. Nieuwstadt (1986), Scaling the Atmospheric Boundary-Layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *36*(1-2), 201-209.
Hori, M., et al. (2006), In-situ measured spectral directional emissivity of snow and ice in the 8-14 mu m atmospheric window, *Remote Sens. Environ.*, *100*(4), 486-502.
Hori, M., et al. (2013), Modeling angular-dependent spectral emissivity of snow and ice in the thermal infrared atmospheric window, *Applied Optics*, *52*(30), 7243-7255.
Horiguchi, M., et al. (2012), Large-Scale Turbulence Structures and Their Contributions to the Momentum Flux and Turbulence in the Near-Neutral Atmospheric Boundary Layer Observed from a 213-m Tall Meteorological Tower, *Bound.-Layer Meteor.*, *144*(2), 179-198.
Horst, T. W., and J. C. Doran (1988), The turbulence structure of nocturnal slope flow, *journal of Atmospheric Sciences*, *45*(4), 605-616.
Horst, T. W., et al. (2015), Correction of a Non-orthogonal, Three-Component Sonic Anemometer for Flow Distortion by Transducer Shadowing, *Bound.-Layer Meteor.*, 1-25.
Horst, T. W., et al. (2016), Measurements of Flow Distortion within the IRGASON Integrated Sonic Anemometer and $CO_2$/$H_2O$ Gas Analyzer, *Bound.-Layer Meteor.*, *160*(1), 1-15.
Howell, J. F., and J. Sun (1999), Surface-layer fluxes in stable conditions, *Bound.-Layer Meteor.*, *90*(3), 495-520.
Hunt, J. C. R., et al. (1985), Some Observations of Turbulence Structure in Stable Layers, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *111*(469), 793-815.
Hurley, J. V., et al. (2015), Cold air incursions, O-18 variability, and monsoon dynamics associated with snow days at Quelccaya Ice Cap, Peru, *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, *120*(15), 7467-7487.
Hussain, A. (1986), Coherent Structures and Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, *173*, 303-356.
Hutchins, N., et al. (2012), Towards Reconciling the Large-Scale Structure of Turbulent Boundary Layers in the Atmosphere and Laboratory, *Bound.-Layer Meteor.*, *145*(2), 273-306.
Huwald, H., et al. (2009), Albedo effect on radiative errors in air temperature measurements, *Water Resources Research*, *45*, 13.
Huwald, H., et al. (2012), Carbon monoxide as a tracer of gas transport in snow and other natural porous media, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, 6.
Jomelli, V., et al. (2009), Fluctuations of glaciers in the tropical Andes over the last millennium and palaeoclimatic implications: A review, *Paleogeogr. Paleoclimatol. Paleoecol.*, *281*(3-4), 269-282.
Jomelli, V., et al. (2011), Irregular tropical glacier retreat over the Holocene epoch driven by progressive warming, *Nature*, *474*(7350), 196-199.
Jordan, R. E., et al. (2008), Physical processes within the snow cover and their parametrization, in *Snow and Climate*, Campbridge University Press, Campbridge.

Junquas, C., et al. (2017), Understanding the influence of orography on the precipitation diurnal cycle and the associated atmospheric processes in the central Andes, *Climate Dynamics*, 10.1007/s00382-00017-03858-00388.
Kaczmarek, L., et al. (2015), The microorganisms of cryoconite holes (algae, Archaea, bacteria, cyanobacteria, fungi, and Protista): a review, *Polar Record*, *52*(2), 176-203.
Kaempfer, T. U., et al. (2005), A microstructural approach to model heat transfer in snow, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(L21503), doi:10.1029/2005GL023873.
Kaimal, J. C. (1969), Measurement of Momentum and Heat Flux Variations in the Surface Boundary Layer, *Radio Science*, *4*(12), 1147-1153.
Kaimal, J. C., et al. (1972), Spectral characteristics of surface-layer turbulence, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *98*(417), 563-589.
Kaimal, J. C., and J. J. Finnigan (1994), *Atmospheric Boundary Layer Flows. Their Structure and Measurement*, 1st ed., 289 pp., Oxford University Press, Oxford.
Kaser, G. (1996), Gletscher in den Tropen, ein Beitrag zur Geographie der tropischen Hochgebirge, 254 pp, Habilitationsshrift, Naturwiss. Fak. der Univ. Innsbruck, Austria.
Katul, G., et al. (2004), Stationarity, homogeneity, and ergodicity in canopy turbulence, in *Handbook of micrometeorology*, Springer, p.161-180.
Katul, G., et al. (2006), An analysis of intermittency, scaling, and surface renewal in atmospheric surface layer turbulence, *Physica D*, *215*(2), 117-126.
Katul, G. G., et al. (2011), Mean Velocity Profile in a Sheared and Thermally Stratified Atmospheric Boundary Layer, *Phys. Rev. Lett.*, *107*(26), 5.
Kenney, B. C. (1982), Beware of spurious self-correlations!, *Water Resources Research*, *18*, 1041-1048.
Kinar, N. J., and J. W. Pomeroy (2015), Measurement of the physical properties of the snowpack, *Rev. Geophys.*, *53*(2), 481-544.
King, J. C. (1990), Some measurements of turbulence over an antarctic ice shelf, *Quat. Sci. Rev.*, *116*(492), 379-400.
King, J., et al. (2008), Snow-atmosphere energy and mass balance, in *Snow and Climate*, Cambrige University Press, Campbridge.
Kipp&Zonen (1995), Instruction manual CNR1 net-radiometer, 1-42 pp.
Kirchner, J. W. (2006), Getting the right answers for the right reasons: Linking measurements, analyses, and models to advance the science of hydrology, *Water Resources Research*, *42*(3), 5.
Klemes, V. (1983), Conceptualization and scale in hydrology, *Journal of Hydrology*, *65*, 1-23.
Klemes, V. (1990), The modelling of mountain hydrology: the ultimate challenge, *IAHS*, *190*, 29-43.
Klipp, C. L., and L. Mahrt (2004), Flux-gradient relationship, self-correlation and intermittency in the stable boundary layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*(601), 2087-2103.
Klok, E. J., and J. Oerlemans (2002), Model study of the spatial distribution of the energy and mass balance of Moteratschgletscher, Switzerland, *Journal of Glaciology*, *48*(163), 505-518.
Kolmogorov, A. N. (1941), Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, *32*, 16.
Konzelmann, T., et al. (1994), Parameterization of global and longwave incoming radiation for the Greenland Ice Sheet, *Global Planetary Change*, *9*, 143-164.
Konzelmann, T., and A. Ohmura (1995), Radiative fluxes and their impact on the energy balance of the Greenland ice sheet, *Journal of Glaciology*, *41*(139), 490-502.
Kotlyakov, V. M., and I. M. Lebedeva (1974), Nieve and ice penitentes, their way of formation and indicative significance, *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, *10*, 111-127.
Kraus, H. (1973), Energy exchange at air-ice interface, 1973.
Krause, P., et al. (2006), Multiscale investigations in a mesoscale catchment? hydrological modelling in the Gera catchment, *Adv. Geosci.*, *9*, 53-61.
Kuhn, M. (1984), Mass budget imbalances as criterion for climatic classification of glaciers, *Geografiska Annaler*, *66A*(3), 229-238.

Kuhn, M. (1993), Methods of assessing the effects of climate changes on snow and glacier hydrology. In G. J. Young (Ed.), *Snow and glacier hydrology*. Proceedings of the Kathmandu Symposium 1992., *IAHS*, *218*, 135-144.
Kuhn, T. S. (2008), *The structure of scientific revolutions*, 2008 pp., Flammarion, Paris.
Lee, X., et al. (2004), *Handbook of micrometeorology: a guide for surface flux measurement and analysis*, 250 pp., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
Lee, Y. M., et al. (2011), Cultured Bacterial Diversity and Human Impact on Alpine Glacier Cryoconite, *J. Microbiol.*, *49*(3), 355-362.
Lehner, M., and M. Rotach (2018), Current Challenges in Understanding and Predicting Transport and Exchange in the Atmosphere over Mountainous Terrain, *Atmosphere*, *9*(7), 276.
Lejeune, Y., et al. (2007), Melting of snow cover in a tropical mountain environment in Bolivia: Processes and modeling, *Journal of Hydrometeorology*, *8*(4), 922-937.
Lenters, J. D., and K. H. Cook (1999), Summertime Precipitation Variability over South America: Role of the Large-Scale Circulation, *Monthly Weather Review*, *127*, 409-431.
Leuning, R. (2004), Measurements of trace gas fluxes in the atmosphere using eddy covariance: WPL corrections revisited, in *Handbook of micrometeorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 119-132.
Libois, Q. (2014), Evolution des propriétés physiques de neige de surface sur le plateau Antarctique. Observations et modélisation du transfert radiatif et du métamorphisme, UGA, Thèse de doctorat, Grenoble.
Litt, M., et al. (2014), Turbulence Characteristics in the Atmospheric Surface Layer for Different Wind Regimes over the Tropical Zongo Glacier (Bolivia,16 degrees S), *Bound.-Layer Meteor.*, *154*(3), 471-495.
Litt, M., et al. (2015), A study of turbulent fluxes and their measurement errors for different wind regimes over the tropical Zongo Glacier ( 16 degrees S) during the dry season, *Atmos. Meas. Tech.*, *8*(8), 3229-3250.
Litt, M., et al. (2017), Surface-layer turbulence, energy balance and links to atmospheric circulations over a mountain glacier in the French Alps, *The Cryosphere*, *11*(2), 971-987.
Lliboutry, L. (1954), The origin of penitents, *Journal of Glaciology*, *2*(15), 331-338.
Lliboutry, L. (1964), *Traité de glaciologie, tome I*, 1st ed., 427 pp., Masson, Paris.
Lliboutry, L. (1974), Multivariate statistical analysis of glacier annual balances, *Journal of Glaciology*, *13*(69), 371-392.
Lliboutry, L., et al. (1977), Glaciological problems set by the control of dangerous lakes in Cordillera Blanca, Peru. III. Study of moraines and mass balance at Safuna, *Journal of Glaciology*, *18*(79), 275-290.
Lobocki, L. (2017), Turbulent Mechanical Energy Budget in Stably Stratified Baroclinic Flows over Sloping Terrain, *Bound.-Layer Meteor.*, *164*(3), 353-365.
Lutz, S., et al. (2014), Variations of algal communities cause darkening of a Greenland glacier, *FEMS Microbiol. Ecol.*, *89*(2), 402-414.
MacDonell, S., and S. Fitzsimons (2008), The formation and hydrological significance of cryoconite holes, *Prog. Phys. Geogr.*, *32*(6), 595-610.
Machguth, H., et al. (2008), Exploring uncertainty in glacier mass balance modelling with Monte Carlo simulation, *Cryosphere*, *2*(2), 191-204.
Mahrt, L. (1982), Momentum balance of gravity flows, *journal of Atmospheric Sciences*, *39*, 2701-2711.
Mahrt, L. (1986), On the Shallow Motion Approximations, *J. Atmos. Sci.*, *43*(10), 1036-1044.
Mahrt, L., and W. Gibson (1992), Flux decomposition into coherent structures, *Bound.-Layer Meteor.*, *60*(1), 143-168.
Mahrt, L., et al. (1998), Nocturnal boundary-layer regimes, *Bound.-Layer Meteor.*, *88*(2), 255-278.
Mahrt, L. (1999), Stratified atmospheric boundary layers, *Bound.-Layer Meteor.*, *90*(3), 375-396.
Mahrt, L. (2010), Computing turbulent fluxes near the surface: Needed improvements, *Agricultural and Forest Meteorology*, *150*(4), 501-509.

Mahrt, L. (2014), Stably Stratified Atmospheric Boundary Layers, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *46*, 23-45.
Male, D. H. (1980), The seasonal snowcover, in *Dynamics of snow and ice masses*, Academic Press New York, p. 305-395.
Malhi, Y., et al. (2004), Low frequency atmospheric transport and surface flux measurements, in *Handbook of micrometeorology*, Springer, p.101-118.
Malone, A. G. O., et al. (2015), Constraints on southern hemisphere tropical climate change during the Little Ice Age and Younger Dryas based on glacier modeling of the Quelccaya Ice Cap, Peru, *Quat. Sci. Rev.*, *125*, 106-116.
Marengo, J. A., et al. (2011), The drought of 2010 in the context of historical droughts in the Amazon region, *Geophys. Res. Lett.*, *38*(12).
Marsily de, G. (1994), Quelques réflexions sur l'utilisation des modèles en hydrologie, *Revue des Sciences de l'Eau*, *7*, 219-234.
Mauder, M., et al. (2006), Processing and quality control of flux data during LITFASS-2003, *Bound.-Layer Meteor.*, *121*(1), 67-88.
McNaughton, K. G., and Y. Brunet (2002), Townsend's hypothesis, coherent structures and Monin-Obukhov similarity, *Bound.-Layer Meteor.*, *102*(2), 161-175.
McNaughton, K. G. (2012), The Flow of Mechanical Energy in Convective Boundary Layers, *Bound.-Layer Meteor.*, *145*(1), 145-163.
McNider, R. T., et al. (1995), Predictability of the Stable Atmospheric Boundary-Layer, *J. Atmos. Sci.*, *52*(10), 1602-1614.
Mellor, M. (1977), Engineering Properties of Snow, *Journal of Glaciology*, *19*(81), 15-99.
Menounos, B., et al. (2019), Heterogeneous Changes in Western North American Glaciers Linked to Decadal Variability in Zonal Wind Strength, *Geophys. Res. Lett.*, *46*(1), 200-209.
Michel, D., et al. (2008), Performance and uncertainty of CNR1 net radiometers during a one-year field comparison, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *25*(3), 442-451.
Minvielle, M., and R. D. Garreaud (2011), Projecting Rainfall Changes over the South American Altiplano, *J. Clim.*, *24*(17), 4577-4583.
Molina, L. T., et al. (2015), Pollution and its impacts on the South American Cryosphere (PISAC), *Earth's Future*, doi: 10.1002/2015EF000311.
Moncrieff, J., et al. (2004), Averaging, detrending, and filtering of eddy covariance time series, in *Handbook of micrometeorology*, Springer, p. 7-31.
Monin, A. S., and A. M. Obukhov (1954), Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, *Tr. Geofiz. Instit. Akad. Nauk, S.S.S.R.*, *24*(151), 164-187.
Montgomery, R. B. (1948), Vertical eddy flux of heat in the atmosphere, *Journal of Meteorology*, *5*(6), 265-274.
Moore, C. J. (1986), frequency-response corrections for eddy-correlation systems, *Bound.-Layer Meteor.*, *37*(1-2), 17-35.
Morin, S., et al. (2012), An 18-yr long (1993-2011) snow and meteorological dataset from a mid-altitude mountain site (Col de Porte, France, 1325m alt.) for driving and evaluating snowpack models, *Earth Syst. Sci. Data*, *4*(1), 13-21.
Mourre, L., et al. (2016), Spatio-temporal assessment of WRF, TRMM and in situ precipitation data in a tropical mountain environment (Cordillera Blanca, Peru), *Hydrology and Earth System Sciences*, *20*(1), 125-141.
Musselman, K. N., et al. (2012), Improved snowmelt simulations with a canopy model forced with photo-derived direct beam canopy transmissivity, *Water Resources Research*, *48*(10).
Neale, S. M., and B. B. Fitzharris (1997), Energy balance and synoptic climatology of a melting snowpack in the Southern Alps, New Zealand, *International Journal of Climatology*, *17*(14), 1595-1609.
Nicholson, L. I., et al. (2016), 3D surface properties of glacier penitentes over an ablation season, measured using a Microsoft Xbox Kinect, *The Cryosphere*, *10*(5), 1897-1913.

Nieuwstadt, F. T. M. (1984), The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer, *Journal of Atmospheric Sciences*, *41*, 2202-2216.
Obled, C., and B. Rosse (1977), Mathematical models of a melting snowpack at an index plot, *Journal of Hydrology*, *32*, 139-163.
Obleitner, F., and J. De Wolde (1999), On intercomparaison of instruments used within the Vatnajökull glacio-meteorological experiment, *Bound.-Layer Meteor.*, *92*, 27-37.
Obukhov, A. (1946), Turbulence in thermally inhomogeneous atmosphere, *Tr. Geofiz. Instit. Akad. Nauk, S.S.S.R.*, *1*, 95-115.
Oerlemans, J., and N. C. Hoogendoorn (1989), Mass-balance gradients and climatic change, *Journal of Glaciology*, *35*(121), 399-405.
Oerlemans, J., and B. Grisogono (2002), Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes, *Tellus Ser. A-Dyn. Meteorol. Oceanol.*, *54*(5), 440-452.
Oerlemans, J. (2010), *The Microclimate of Valley Glaciers*, 138 pp., Utrecht Publishing, Utrecht.
Oke, T. R. (1987), *Boundary Layer Climates*, 2nd ed., 435 pp., Routledge, New York.
Oldroyd, H. J., et al. (2013), Thermal diffusivity of seasonal snow determined from temperature profiles, *Adv. Water Resour.*, *55*, 121-130.
Oldroyd, H. J., et al. (2016), Buoyant turbulent kinetic energy production in steep-slope katabatic flow, *Bound.-Layer Meteor.*, *161*(3), 405-416.
Oltmanns, M., et al. (2019), Increased Greenland melt triggered by large-scale, year-round cyclonic moisture intrusions, *The Cryosphere*, *13*(3), 815-825.
Olyphant, G. A. (1986), Longwave radiation in mountainous areas and its influence on the energy balance of Alpine snowfields, *Water Resources Research*, *22*(1), 62-66.
Oreskes, N., et al. (1994), Verification, Validation, and Confirmation of Numerical Models in Earth Sciences, *Science*, *263*(5147), 641-646.
Otterman, J., et al. (1988), Dependence of Snow Melting and Surface-Atmosphere Interactions on the Forest Structure, *Bound.-Layer Meteor.*, *45*(1-2), 1-8.
Pahlow, M., et al. (2001), On Monin-Obukhov similarity in the stable atmospheric boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *99*(2), 225-248.
Painter, T. H., et al. (2013), End of the Little Ice Age in the Alps forced by industrial black carbon, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, *110*(38), 15216-15221.
Paw U, K. T., et al. (2000), Correction of eddy-covariance measurements incorporating both advective effects and density fluxes, *Bound.-Layer Meteor.*, *97*(3), 487-511.
Pereira, G., et al. (2011), Monitoring the transport of biomass burning emission in South America, *Atmospheric Pollution Research*, *2*(3), 247-254.
Perry, L. B., et al. (2013), Precipitation delivery in the tropical high Andes of southern Peru: new findings and paleoclimatic implications, *International Journal of Climatology*, *34*(1), 197-215.
Perry, L. B., et al. (2017), Characteristics of precipitating storms in glacierized tropical Andean cordilleras of Peru and Bolivia, *Annals of the American Association of Geographers*, *107*(2), 309-322.
Philipona, R., et al. (1995), Characterization of pyrgeometers and the accuracy of atmospheric long-wave radiation measurements, *Applied Optics*, *34*(9), 1598-1605.
Philipona, R., et al. (2001), Atmospheric longwave irradiance uncertainty: Pyrgeometers compared to an absolute sky-scanning radiometer, atmospheric emitted radiance interferometer, and radiative transfer model calculations, *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, *106*(D22), 28129-28141.
Picard, G., et al. (2012), Inhibition of the positive snow-albedo feedback by precipitation in interior Antarctica, *Nature Climate Change*, *2*(11), 795-798.
Picard, G., et al. (2016a), Development and calibration of an automatic spectral albedometer to estimate near-surface snow SSA time series, *The Cryosphere*, *10*(3), 1297-1316.
Picard, G., et al. (2016b), Design of a scanning laser meter for monitoring the spatio-temporal evolution of snow depth and its application in the Alps and in Antarctica, *The Cryosphere*, *10*(4), 1495-1511.

Plüss, C., and A. Ohmura (1997), Longwave Radiation on Snow-Covered Mountainous Surfaces, *Journal of Applied Meteorology*, *36*, 818-824.
Poggi, A. (1977), *Introduction à la micrométéorologie*, Masson, 148 pp., Paris, New York.
Pomeroy, J., et al. (2008), Spatial Variability of Shortwave Irradiance for Snowmelt in Forests, *Journal of Hydrometeorology*, *9*(6), 1482-1490.
Poulos, G., and S. Zhong (2008), An Observational History of Small-Scale Katabatic Winds in Mid-Latitudes, *Geography Compass*, *2*(6), 1798-1821.
Prinz, R., et al. (2016), Climatic controls and climate proxy potential of Lewis Glacier, Mt. Kenya, *The Cryosphere*, *10*(1), 133-148.
Rabatel, A., et al. (2005), Using remote-sensing data to determine equilibrium-line altitude and mass-balance time series: validation on three French glaciers, 1994-2002, *Journal of Glaciology*, *51*(175), 539-546.
Rabatel, A., et al. (2008), A chronology of the Little Ice Age in the tropical Andes of Bolivia (16 degrees S) and its implications for climate reconstruction, *Quat. Res.*, *70*(2), 198-212.
Rabatel, A., et al. (2012), Can the snowline be used as an indicator of the equilibrium line and mass balance for glaciers in the outer Tropics?, *Journal of Glaciology*, *58*(212), 1027-1036.
Rabatel, A., et al. (2013), Current state of glaciers in the tropical Andes: a multi-century perspective on glacier evolution and climate change, *Cryosphere*, *7*(1), 81-102.
Rabatel, A. (2015), Apports d'une approche combinant mesures in situ et télédétection optique pour le suivi des glaciers de montagne : cas des Andes tropicales et des Alpes occidentales, HDR, Université Grenoble Alpes, Grenoble.
Rabatel, A., et al. (2017), Annual and Seasonal Glacier-Wide Surface Mass Balance Quantified from Changes in Glacier Surface State: A Review on Existing Methods Using Optical Satellite Imagery, *Remote Sensing*, *9*(5), 507.
Ramallo, C. (2013), Caractérisation du régime pluviométrique et sa relation à la fonte du glacier Zongo (Cordillère Royale), 255 pp, Thèse de doctorat. Université de Grenoble.
Ramseyer, V. (2017), Etude des rayonnements en surface de neige sous forêt, 50 pp, thèse de Master 2, Université Grenoble Alpes, Grenoble.
Rannik, U., et al. (2012), Footprint analysis, in *Eddy Covariance*, Springer, p.211-261.
Rasmussen, L. A. (2004), Altitude variation of glacier mass balance in Scandinavia, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 13.
Rasmussen, L. A., and L. M. Andreassen (2005), Seasonal mass-balance gradients in Norway, *Journal of Glaciology*, *51*(175), 601-606.
Reichert, B. K., et al. (2001), Midlatitude Forcing Mechanisms for Glacier Mass Balance Investigated Using General Circulation Models, *J. Clim.*, *14*(17), 3767-3784.
Reuder, J., and J. Egger (2006), Diurnal circulation of the South American Altiplano: observations in a valley and at a pass, *Tellus Ser. A-Dyn. Meteorol. Oceanol.*, *58*(2), 254-262.
Revuelto, J., et al. (2015), Canopy influence on snow depth distribution in a pine stand determined from terrestrial laser data, *Water Resources Research*, *51*(5), 3476-3489.
Revuelto, J., et al. (2016), Combining snowpack modeling and terrestrial laser scanner observations improves the simulation of small scale snow dynamics, *Journal of Hydrology*, *533*, 291-307.
Reynolds, O. (1895), On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A.* (186), 123-164.
Richardson, L. F. (1920), The supply of energy from and to atmospheric eddies, *Proc. R. Soc. Lond. A*, *97*(686), 354-373.
Riche, F., and M. Schneebeli (2013), Thermal conductivity of snow measured by three independent methods and anisotropy considerations, *The Cryosphere*, *7*(1), 217.
Robinson, S. K. (1991), Coherent Motions in the Turbulent Boundary-Layer, *Annual Review of Fluid Mechanics*, *23*, 601-639.
Ruscher, P., and L. Mahrt (1989), Coherent Structures in the Very Stable Atmospheric Boundary-Layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *47*(1-4), 41-54.

Rutter, N., et al. (2009), Evaluation of forest snow processes models (SnowMIP2), *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, *114*, 18.
Sabatier, T., et al. (2018), Wintertime Local Wind Dynamics from Scanning Doppler Lidar and Air Quality in the Arve River Valley, *Atmosphere*, *9*(4), 118.
Scherrer, S. C., and C. Appenzeller (2006), Swiss Alpine snow pack variability: major patterns and links to local climate and large-scale flow, *Climate Research*, *32*(3), 187-199.
Schlögl, S., et al. (2017), How do Stability Corrections Perform in the Stable Boundary Layer Over Snow?, *Bound.-Layer Meteor.*, *165*(1), 161-180.
Schmitt, C. G., et al. (2015), Measurements of light-absorbing particles on the glaciers in the Cordillera Blanca, Peru, *The Cryosphere*, *9*, 331-340.
Schotanus, P., et al. (1983), Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes, *Bound.-Layer Meteor.*, *26*(1), 81-93.
Schwerdtfeger, W. (1976a), *Climates of Central and South America*, Elsevier Scientific, 1-532 pp., Amsterdam.
Schwerdtfeger, P. (1976b), *Physical principles of micrometeorological measurements*, 1-111 pp., Elsevier, Developments in Atmospheric Science, Amsterdam.
Segura, H., et al. (2019), New insights into the rainfall variability in the tropical Andes on seasonal and interannual time scales, *Climate Dynamics*, 1-22.
Segura, H., et al. (2020), Recent changes in the precipitation-driving processes over the southern tropical Andes/western Amazon, Climate Dynamics, https://doi.org/10.1007/s00382-00020-00513.
Seibert, J. (1999), Conceptual Runoff Models - Fiction or Representation of Reality?, 52 pp, Department of Earth Sciences, Hydrology, Uppsala University, Sweden.
Serafin, S., et al. (2018), Exchange Processes in the Atmospheric Boundary Layer Over Mountainous Terrain, *Atmosphere*, *9*(3), 102.
Sfyri, E., et al. (2018), Scalar-Flux Similarity in the Layer Near the Surface Over Mountainous Terrain, *Bound.-Layer Meteor.*, *169*(1), 11-46.
Sherpa, S. F., et al. (2017), Contrasted surface mass balances of debris-free glaciers observed between the southern and the inner parts of the Everest region (2007-15), *Journal of Glaciology*, 1-15.
Sicart, J. E., et al. (2001), Clear sky albedo measurements on a sloping glacier surface. A case study in the Bolivian Andes, *Journal of Geophysical Research*, *106*(D23), 31729-31738.
Sicart, J. E., et al. (2002), Solid precipitation on a tropical glacier in Bolivia using ultrasonic depth gauge measurements, *Water Resources Research*, *38*(10), 7.1-7.7.
Sicart, J. E., et al. (2004), A sensitivity study of daytime net radiation during snowmelt to forest canopy and atmospheric conditions., *Journal of Hydrometeorology*, *5*, 774-784.
Sicart, J. E., et al. (2005), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia), *Journal of Geophysical Research*, *110*(D12106), doi:10.1029/2004JD005732.
Sicart, J. E., et al. (2006), Incoming Long-Wave Radiation to Melting Snow: Observations, Sensitivity and Estimation in Northern Environments, *Hydrological Processes*, *20*(17), 3697-3708.
Sicart, J. E., et al. (2007a), Glacier mass balance of tropical Zongo glacier, Bolivia, comparing hydrological and glaciological methods, *Global Planetary Change*, *59*(1), 27-36.
Sicart, J. E., and Y. Arnaud (2007b), Preliminary spectral characterization of snow in a high altitude tropical glacier and potential effects of impurities in snow on albedo of tropical glaciers, *Hydrological Processes*, *21*(26), 3642-3644.
Sicart, J. E., et al. (2008), Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, *113*(D24113), (10.1029/2008jd010406).
Sicart, J. E., et al. (2010), Sky long-wave radiation on tropical Andean glaciers: parameterization and sensitivity to atmospheric variables, *Journal of Glaciology*, *56*(199), 854–860.
Sicart, J. E., et al. (2011), Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the Tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model, *Journal of Geophysical Research*, *116*(D13105), doi:10.1029/2010JD015105.

Sicart, J. E., et al. (2014), A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *119*(7), 2013JD020615.
Sicart, J. E., et al. (2015a), GREATICE monitors glaciers in the tropical Andes, *EOS*, http://dx. doi. org/10.1029, 2015.
Sicart, J. E., et al. (2015b), Radiative properties of clouds over a tropical Bolivian glacier: seasonal variations and relationship with regional atmospheric circulation, *International Journal of Climatology*, doi:10.1002/joc.4540.
Sigl, M., et al. (2018), 19th century glacier retreat in the Alps preceded the emergence of industrial black carbon deposition on high-alpine glaciers, *The Cryosphere*, *12*(10), 3311-3331.
Six, D., et al. (2001), Alpine and Scandinavian glaciers mass balances, their relations with the North Atlantic Oscillation, *Comptes Rendus Geoscience*, *333*(11), 693-698.
Sorbjan, Z. (1986), Local similarity of spectral and cospectral characteristics in the stable-continuous boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *35*(3), 257-275.
Sorbjan, Z. (2010), Gradient-based scales and similarity laws in the stable boundary layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *136*(650), 1243-1254.
Soruco, A., et al. (2009), Mass balance of Glaciar Zongo, Bolivia, between 1956 and 2006, using glaciological, hydrological and geodetic methods, *Annals of Glaciology*, *50*, 1–8.
Soruco, A., et al. (2015), Contribution of glacier runoff to water resources of La Paz city, Bolivia (16 degrees S), *Annals of Glaciology*, *56*(70), 147-154.
Stibal, M., et al. (2012), Biological processes on glacier and ice sheet surfaces, *Nat. Geosci.*, *5*(11), 771-774.
Stiperski, I., and M. W. Rotach (2016), On the measurement of turbulence over complex mountainous terrain, *Bound.-Layer Meteor.*, *159*(1), 97-121.
Stull, R. B. (1988), *An Introduction to the Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 669 pp., Dordrecht.
Sturm, M., et al. (1997), The thermal conductivity of seasonal snow, *Journal of Glaciology*, *43*(143), 26-41.
Sun, J. L., et al. (2012), Turbulence Regimes and Turbulence Intermittency in the Stable Boundary Layer during CASES-99, *J. Atmos. Sci.*, *69*(1), 338-351.
Sun, J. L., et al. (2015a), Review of wave-turbulence interactions in the stable atmospheric boundary layer, *Rev. Geophys.*, *53*(3), 956-993.
Sun, J. L., et al. (2015b), Wind and Temperature Oscillations Generated by Wave-Turbulence Interactions in the Stably Stratified Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, *72*(4), 1484-1503.
Swinbank, W. C. (1951), The measurement of vertical transfer of heat and water vapor by eddies in the lower atmosphere, *Journal of Meteorology*, *8*(3), 135-145.
Takeuchi, N., et al. (2001), Characteristics of cryoconite (surface dust on glaciers) and surface albedo of a Patagonian glacier, Tyndall Glacier, Southern Patagonia icefield, *Bulletin of Glaciological Research*, *18*, 65-69.
Takeuchi, N. (2002), Optical characteristics of cryoconite (surface dust) on glaciers: the relationship between light absorbency and the property of organic matter contained in the cryoconite, *Annals of Glaciology*, *34*(1), 409-414.
Takeuchi, N., et al. (2010), Structure and formation process of cryoconite granules on Urumqi glacier No. 1, Tien Shan, China, *Annals of Glaciology*, *51*(56), 9-14.
Tennekes, L. (1989), *A first course in turbulence*, Mit Press.
Thibert, E., et al. (2013), Climatic drivers of seasonal glacier mass balances: an analysis of 6 decades at Glacier de Sarennes (French Alps), *Cryosphere*, *7*(1), 47-66.
Thomas, C., and T. Foken (2007), Flux contribution of coherent structures and its implications for the exchange of energy and matter in a tall spruce canopy, *Bound.-Layer Meteor.*, *123*(2), 317-337.

Thomas, C. K., et al. (2012), High-resolution fibre-optic temperature sensing: A new tool to study the two-dimensional structure of atmospheric surface-layer flow, *Bound.-Layer Meteor.*, *142*(2), 177-192.
Thompson, L. G., et al. (1984a), El Nino-Southern Oscillation events recorded in the stratigraphy of the tropical Quelccaya Ice Cap, *Science*, *226*, 50-53.
Thompson, L. G., et al. (1984b), Tropical glaciers: potential for ice core paleoclimatic reconstructions, *Journal of Geophysical Research*, *89*(D3), 4638-4646.
Thompson, L. G., et al. (1998), A 25,000-Year Tropical Climate History from Bolivian Ice Cores, *Science*, *282*, 1858-1864.
Townsend, A. A. (1961), Equilibrium layers and wall turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, *11*(1), 97-120.
Traümner, K., et al. (2014), Turbulent Structures and Coherence in the Atmospheric Surface Layer, *Bound.-Layer Meteor.*, 1-25.
Uetake, J., et al. (2014), Novel biogenic aggregation of moss gemmae on a disappearing African glacier, *Plos*, *9*(11), 112510.
Uetake, J., et al. (2016), Microbial community variation in cryoconite granules on Qaanaaq Glacier, NW Greenland, *Microbiology Ecology*, *92*(9), fiw127.
Unsworth, M. H., and J. L. Monteith (1975), Geometry of long-wave radiation at the ground, I, Angular distribution of incoming radiation at the ground, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *101*, 13-24.
Van Boxel, J. H., et al. (2004), Sonic anemometers in aeolian sediment transport research, *Geomorphology*, *59*(1-4), 131-147.
Van de Wiel, B. J. H., et al. (2012), The Minimum Wind Speed for Sustainable Turbulence in the Nocturnal Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, *69*(11), 3116-3127.
Van den Broeke, M., et al. (2004), Surface radiation balance in Antarctica as measured with automatic weather stations, *Journal of Geophysical Research*, *109*(D09103), doi:10.1029/2003JD004394.
Vaughan, D. G., et al. (2013), Observations: Cryosphere, in *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, p.317-382.
Vera, C., et al. (2006), Toward a unified view of the American Monsoon Systems, *J. Clim.*, *19*(20), 4977-5000.
Vickers, D., and L. Mahrt (1997), Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *14*(3), 512-526.
Vignon, E., et al. (2017), Stable boundary-layer regimes at Dome C, Antarctica: observation and analysis, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *143*(704), 1241-1253.
Vimeux, F., et al. (2009), Climate variability during the last 1000 years inferred from Andean ice cores: A review of methodology and recent results, *Paleogeogr. Paleoclimatol. Paleoecol.*, *281*(3-4), 229-241.
Vincent, C., et al. (2005), Solving the paradox of the end of the Little Ice Age in the Alps, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(L09706), doi:10.1029/2005GL022552.
Vincent, C., et al. (2017), Common climatic signal from glaciers in the European Alps over the last 50 years, *Geophys. Res. Lett.*, *44*(3), 1376-1383.
Vionnet, V., et al. (2012), The detailed snowpack scheme Crocus and its implementation in SURFEX v7. 2, *Geoscientific Model Development*, *5*, 773-791.
Virji, H. (1981), A Preliminary Study of Summertime Tropospheric Circulation Patterns over South America Estimated from Cloud Winds, *Monthly Weather Review*, *109*, 599-610.
Vuille, M., et al. (2000), Interannual climate variability in the Central Andes and its relation to tropical Pacific and Atlantic forcing, *Journal of Geophysical Research*, *105*(D10), 12,447-412,460.
Vuille, M., et al. (2012), A review of the South American monsoon history as recorded in stable isotopic proxies over the past two millennia, *Clim. Past.*, *8*(4), 1309-1321.
Vuille, M., et al. (2018), Rapid decline of snow and ice in the tropical Andes – Impacts, uncertainties and challenges ahead, *Earth-Science Reviews*, *176*, 195-213.

Wagnon, P., et al. (1999), Annual cycle of energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, *Journal of Geophysical Research*, *104*(D4), 3907-3923.
Wagnon, P., et al. (2001), Anomalous heat and mass budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98 El Nino year, *Journal of Glaciology*, *47*(156), 21-28.
Walters, J. T., et al. (2007), Positive surface temperature feedback in the stable nocturnal boundary layer, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(12), 5.
Warren, S. G., and W. J. Wiscombe (1980), A Model for the Spectral Albedo of Snow. II: Snow Containing Atmospheric Aerosols, *Journal of Atmospheric Science*, *37*, 2734-2745.
Warren, S. G. (1984), Impurities in snow: Effects on albedo and snowmelt (review), *Annals of Glaciology*, *5*, 177-179.
Warren, S. G., and R. E. Brandt (2008), Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *113*(D14).
Webb, E. K. (1970), Profile relationships: the log-linear range, and extension to strong stability, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *96*(408), 67-90.
Webb, E. K., et al. (1980), CORRECTION OF FLUX MEASUREMENTS FOR DENSITY EFFECTS DUE TO HEAT AND WATER-VAPOR TRANSFER, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *106*(447), 85-100.
Webster, C., et al. (2016), Modeling subcanopy incoming longwave radiation to seasonal snow using air and tree trunk temperatures, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *121*(3), 1220-1235.
Webster, C., et al. (2017), Improving representation of canopy temperatures for modeling subcanopy incoming longwave radiation to the snow surface, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *122*(17), 9154-9172.
Wendler, G., et al. (1988), The heat Balance of the Icy Slope of Adelie Land, Eastern Antarctica, *Journal of Applied Meteorology*, *27*, 52-65.
Whiteman, C. D. (2000), *Mountain meteorology: fundamentals and applications*, Oxford University Press.
Wiedensohler, A., et al. (2018), Black carbon emission and transport mechanisms to the free troposphere at the La Paz/El Alto (Bolivia) metropolitan area based on the Day of Census (2012), *Atmospheric Environment*, *194*, 158-169.
Wieringa, J. (1980), A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding, *Bound.-Layer Meteor.*, *18*(4), 411-430.
Wieringa, J. (1993), Representative Roughness Parameters for Homogeneous Terrain, *Bound.-Layer Meteor.*, *63*, 323-363.
Wilczak, J. M., et al. (2001), Sonic anemometer tilt correction algorithms, *Bound.-Layer Meteor.*, *99*(1), 127-150.
Wiscombe, W. J., and S. G. Warren (1980), A Model for the Spectral Albedo of Snow. I: Pure Snow, *Journal of Atmospheric Science*, *37*, 2712-2733.
Wyngaard, J. C. (2010), *Turbulence in the Atmosphere*, 406 pp., Cambridge University Press.
Yamanouchi, T., and S. Kawaguchi (1984), Longwave radiation balance under a strong surface inversion in the katabatic wind zone, Antarctica, *Journal of Geophysical Research*, *89*(D7), 11,771-711,778.
Yen, Y.-C. (1981), Review of thermal properties of snow, ice and sea ice, Cold Regions research and engineering Lab Hanover NH, Hanover.
Young, G. S., et al. (2002), Rolls, streets, waves, and more: A review of quasi-two-dimensional structures in the atmospheric boundary layer, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *83*(7), 997-1002.
Zangl, G., and J. Egger (2005), Diurnal circulation of the Bolivian Altiplano. Part II: Theoretical and model investigations, *Monthly Weather Review*, *133*(12), 3624-3643.
Zawierucha, K., et al. (2014), What animals can live in cryoconite holes? A faunal review, *J. Zool.*, *295*(3), 159-169.
Zawierucha, K., et al. (2018), Tardigrada and Rotifera from moss microhabitats on a disappearing Ugandan glacier, with the description of a new species of water bear, *Zootaxa*, *4392*(2), 311-328.

Zekollari, H., et al. (2019), Modelling the future evolution of glaciers in the European Alps under the EURO-CORDEX RCM ensemble, *The Cryosphere*, *13*(4), 1125-1146.
Zhang, T. J. (2005), Influence of the seasonal snow cover on the ground thermal regime: An overview, *Rev. Geophys.*, *43*(4), 26.
Zhou, J. Y., and K. M. Lau (1998), Does a monsoon climate exist over South America?, *J. Clim.*, *11*(5), 1020-1040.
Zilitinkevich, S., and P. Calanca (2000), An extended similarity theory for the stably stratified atmospheric surface layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *126*(566), 1913-1923.
Zilitinkevich, S., and A. Baklanov (2002), Calculation of the height of the stable boundary layer in practical applications, *Bound.-Layer Meteor.*, *105*(3), 389-409.
Zilitinkevich, S. S., et al. (2008), Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows: Strong and weak mixing regimes, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *134*(633), 793-799.

**Annexes**

**Annexe 1 :** Curriculum Vitae

**Annexe 2 :** Liste des publications

**Annexe 3 :** Bref rapport ‘Eléments de discussion sur les théories de la turbulence’ pour le D.U. : ‘Penser la science : approches philosophiques, sociologique et historiques’ (UGA).

**Annexe 4** : Deux publications et deux projets de recherche
- Rabatel et al., [2013]
- Litt et al., [2017]
- Campagne de mesures météorologiques sur le glacier Athabasca, rocheuses canadiennes
- Projet ‘Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte’

**Annexe 1 : Curriculum Vitae**

**SICART Jean Emmanuel**
Né le 3 avril 1973 à Nîmes (Gard)
CR1, IRD, IGE

## DIPLOMES

1998-02 : **Doctorat** à l'Université Paris VI. *Contribution à l'étude des flux d'énergie, du bilan de masse et du débit de fonte d'un glacier tropical : le Zongo, Bolivie*. Soutenue le 19 mars 2002. Dir. : G. de Marsily et P. Ribstein.
1996-97 : **D.E.A. "Climat et Physico-Chimie de l'Atmosphère"**, LGGE, Grenoble. *Bilans de masse glaciaire dans les Alpes lors du Petit Age de Glace*. Dir. : M. Vallon et C. Vincent.
1996 : **Diplôme d'Ingénieur de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint Etienne.** Spécialités : Géologie et Géochimie.

## POSITIONS ACADEMIQUES ET MOBILITE

2017- : Instituts des Géosciences de l'Environnement, **IGE, Grenoble**.
2014-2017 : Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement, **LTHE, Grenoble**.
2011-14 : Université San Andrés de La Paz (**UMSA, IHH**), **Bolivie.**
2009-11 : **LTHE UMR 012**, Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement.
2004-09 : **CR2 IRD, UR 032 Greatice,** Maison des Sciences et de l'Eau de Montpellier.
2003-04 : **Post Doctorat** au Centre de Glaciologie de l'Université d'Aberystwyth (**Grande Bretagne**). *Interactions entre le couvert végétal et la fusion de la neige: Processus et modélisation.* Responsables : Professeur J.W. Pomeroy et Dr. R. Essery.
2002 : **Post Doctorat** dans le programme PIREN-Seine, Université Paris VI. *Modélisation du cycle hydrologique dans le bassin de la Seine*. Responsable : A. Ducharne.
1997-98 : **Coopérant du Service National en Bolivie**, IRD. *Hydrométéorologique et glaciologique sur deux glaciers des Andes boliviennes*. Responsables : B. Pouyaud et B. Francou.

## PROJETS DE RECHERCHE

2017-2018 : Collaborateur du projet LABEX recherche : « **Mesure in situ de turbulence dans le vent catabatique sur pente alpine forte en situation anticyclonique stable** » coordonné par C. Brun (LEGI).
2016-17: Responsable du projet LABEX Recherche : « **Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte** », laboratoires impliqués : IGE, CEN, IRSTEA Lyon et Grenoble, L'université de Northumbria (UK) et l'Université d'Edinburgh (UK).
2013- : Programmes NSERC "**Changing Cold Regions Network**" et GEWEX INARCH « **International Network for Alpine Research Catchment Hydrology** », collaboration avec l'université de Saskatchewan, Canada, Prof. J. Pomeroy et Dr. W. Helgason.
2011-2015 : **Responsable du Laboratoire Mixte International (LMI, IRD) GREATICE.** *Etude des glaciers andins ; 20 chercheurs, 10 institutions, Colombie, Equateur, Pérou et Bolivia.*
2006-2009 : **Responsable du programme ANR jeune chercheur 'Turbulence et Ablation Glaciaire' (TAG).** *Etude des flux turbulents dans la couche limite en surface des glaciers.*
Depuis 2005 : **Chargé du réseau météorologique dans les Andes de l'Observatoire de Recherche en Environnement SNO GLACIOCLIM**. *Bilans glaciaires dans les Alpes, Andes et Antarctique.* Responsables : A. Rabatel, D. Six et V. Favier de l'UJF.

***Diffusion du savoir***

- Jomelli V. et J.E. Sicart (2009), De la glace sous les tropiques, Météo Magazine, N°3, 42-45.
- Intervenant sur le film Canal IRD (2008) d'introduction aux glaciers : 'Comment fonctionnent les glaciers de montagnes ?'
- 1 à 2 conférences 'grand public' par an en France et en Amérique du sud.

***Enseignement***

**'Introduction à l'étude de la couche limite atmosphérique. Flux de masse et d'énergie en surface terrestre'**, troisième année ENSE$^3$ (6 heures/an) en 2009, 2010 et 2011.

**Ecoles d'été**: « **Micro-météorologie et étude des flux d'énergie en milieu nivo-glaciaires** », organisé à Quito, Equateur, par le « Grupo de Trabajo en Nieves y Hielos » (UNESCO, 2009) et « **Couche limite atmosphérique et flux d'énergie en surface** » organisé par l'Instituto Geofisico de Peru, Huancayo, Pérou (2015).

**Cours de Micro-météorologie en stage d'hydrologie Master 1**, Université Grenoble Alpes, depuis 2016, 12 à 18 heures / an.

**Cours de Micro-météorologie à l'école d'été ERCA**, Université Grenoble Alpes, depuis 2016, 6 heures / an.

***Encadrement de thèses***

2018- **: Encadrement de thèse de Claudine Charrondière** (UGA, LEGI) : Mesure in situ et modélisation de la turbulence dans le vent catabatique sur pente alpine forte en situation anticyclonique stable. Direction : C. Brun, J.M. Cohard et J.E. Sicart.

2017- : **Direction de thèse de Philémon Autin** (UGA, IGE) *: Analyse des facteurs climatiques contrôlant le bilan de masse d'un glacier tropical et étude de sensibilité aux changements climatiques lors du Petit Age Glaciaire par application d'un modèle de bilan d'énergie distribué.*

2011-2014 : **Direction de thèse de Maxime Litt** (UJF, LTHE) : *Etude des processus d'interactions dynamiques entre l'atmosphère et la fonte nivo-glaciaire, rôle des flux turbulents dans les bilans d'énergie : Alpes et Andes Tropicales*.

2009-2013 : **Encadrement de thèse de Cinthya Ramallo** (DSF-IRD, UJF, LTHE) : '*Analyse climatique et étude du fonctionnement hydrologique de bassins versants des Andes centrales*. Direction : J.E. Sicart, T. Lebel et T. Condom.

***Encadrement d'étudiants***

2019 : **Stage Master Applied Mechanics de Claudio Pierard** (National Autonomous University of Mexico, UGA, boursier du programme MOPGA): Measurements of Turbulence in Katabatic Winds over a Steep Slope.

2018 : **Stage Master 2R de Claudine Charrondiere** (UGA): Katabatic winds on a steep alpine slope: data analysis of in situ measurements and modeling. Encadrement : C. Brun, J.E. Sicart et J.M. Cohard.

2018 : **Stage Master d'Alicia Girau** (Université de Genève)**:** Observation et modélisation des flux d'énergie en surface de neige sous canopée. Encadrement : I. Gouttevin et J.E. Sicart.

2017-18 : **Stage d'Ecole Nationale de la Météorologie de Paul Bertrand** : Etude de la turbulence en surface du glacier Zongo, Bolivie.

2017-18 : **Stage Master Applied mechanics M1 de Jakob Siedersleben** (UGA): Investigation of Katabatic Winds on Belledonne.

2017-18 **: Stage d'ingénieur de Cristina Argoti** (Escula Politecnica Nacional de Quito) : Etudes des propriétés radiatives des nuages et leurs effets sur le bilan de masse des glaciers équatoriens,

Encadrement : J.E. Sicart, L. Maisincho (Universidad Regional Amazónica IKIAM) et M. Villacis (EPN, Quito).

2017: **Stage de Licenciatura de Tatiana Callejas** (Instituto de Investigaciones Fármaco Bioquímicas, Universidad Mayor de San Andrés, La Paz): étude de la dynamique des trous de cryoconite en surface de glaciers tropicaux de Bolivie et Equateur. Encadrement : S. Cauvy (IRSTEA Lyon) et J.E Sicart.

2017 : **Stage Master 2R de Victor Ramseyer** (Université de Grenoble): Etude des rayonnements en surface de neige sous forêt. Encadrement : J.E. Sicart et R. Essery (université d'Edinburgh).

2016 : **Stage Master 2R de Jai Beeman** (Université de Grenoble): *Applications of an Energy Balance Sensitivity Study to Paleo-glacier Modeling in Bolivia's Cordillera Real*, en collaboration avec R. Hock, Université de Fairbanks (USA).

2016 : **Stage Master 2R d'Alban Philibert** (Université de Grenoble): *Etude Expérimentale de caractérisation d'un écoulement catabatique sur forte pente*. Encadrement : J.M. Cohard (LTHE), C. Brun (LEGI) et J.E Sicart.

2014-2015: **Stage de Licenciatura de Daniela Peredo** (Universidad Mayor de San Andrés, La Paz) : Analyse de la variabilité des précipitations et du débit en vallées glaciaires de la Cordillère Royale (Bolivie). Encadrement : J.E Sicart et T. Condom.

2014 : **Stage recherche 3ème année École Polytechnique de Daphné Guillaumin** : *Etude de sensibilité du bilan de masse d'un glacier bolivien aux forçages climatiques par application d'un modèle distribué de bilan d'énergie*, collaboration avec R. Hock, Université de Fairbanks (USA).

2013 : **Stage recherche 2ème année École Centrale de Lyon de Louis Quéno :** *Détermination des propriétés radiatives des nuages en montagnes tropicales***.** Un article publié dans International Journal of Climatology (2015).

2011 : **Stage Master 2R de Gonzalo Leonardini** (**Université de Grenoble**) : *Impact des précipitations neigeuses sur les bilans de masse et d'énergie du Glacier Zongo, Bolivie*. Une publication dans Revista Boliviana de Fisica (2012).

2011 : **Stage recherche 2ème année École Centrale de Paris de Florence Drui** : *Modélisation des flux d'énergie sur le glacier tropical Zongo : étude de sensibilité au climat du Petit Age de Glace*, en collaboration avec R. Hock, Université de Fairbanks (USA).

2011 : **Stage de Licenciatura d'Adriana Suarez** (**Universidad Catolica de La Paz, La Paz**) : *Simulation des débits du bassin englacé de Charquini en Cordillère Royale (Bolivie)*

2009 : S**tage Master 2R de Maxime Litt (Université de Grenoble)** : *Caractérisation de la couche limite atmosphérique en milieu nivo-glaciaire et estimation des flux turbulents par la méthode de corrélation turbulente : station Col de Porte (massif de la chartreuse)*.

2008 : **Stage Master 2PRO de Vanessa Ben Tahar (Université de Toulon)** : *Caractérisation de la couche limite atmosphérique sur le glacier tropical Zongo (Bolivie*).

***Encadrements de Volontariat International à l'Etranger.***

2013-2015 : Maxime Harter, Gestion du réseau de mesures glacio-hydro-météorologiques sur les glaciers du SO/SOERE GLACIOCLIM en Bolivie. Co-encadrement avec A. Rabatel.

2011-2013 : Benjamin Lehmann, IRD. Gestion du réseau de mesures glacio-hydro-météorologiques sur les glaciers du SO/SOERE GLACIOCLIM en Bolivie. Co-encadrement avec A. Rabatel.

2018 : **Examinateur de la thèse Philippe Riboust**, Université Pierre et Marie Curie, *De la neige au débit : de l'intérêt d'une meilleure contrainte et représentation de la neige dans les modèles*. Dir. : N. Le Moine, G. Thirel et P. Ribstein.

2009 : **Examinateur de la thèse d'Abdelghani Boudhar**, Faculté des Sciences et Techniques de Marrakech, *Télédétection du manteau neigeux et modélisation de la contribution des eaux de fonte des neiges aux débits des Oueds du Haut Atlas de Marrakech*. Dir. L. Hanich (Université Cadi Ayyad)

et G. Boulet (IRD, CESBIO). Cette thèse a donné lieu à une collaboration sur l'étude des flux d'énergie en surface d'un manteau de neige dans l'Atlas marocain [Boudhar et al., 2014].

**Révision d'articles et de projets (**3-5 par an): Journal of Geophysical Research, Water Resources Research, Hydrol. Earth Syst. Sci., Journal of Hydrometeorology, Hydrological Processes, Journal of Glaciology, Environmental Research Letters, International Journal of Climatology, Journal of Hydrology, ALW Netherlands Polar Programme, National Geographic Grant…

***Conférences.***

- Séminaire invité à l'institut des sciences atmosphériques et de la cryosphère de l'université d'Innsbruck, janvier 2019.
- Une à deux conférences internationales par an dont AGU, EGU, ICAM et IGS. Organisateur de la session 'Climate, energy fluxes and glacier melting' à la conférence AGU, San Francisco, 2006.
- Plusieurs séminaires comme invité à l'IGP de Lima, Pérou, et aux laboratoires d'hydrologie, de physique de l'atmosphère et de géologie de l'Universidad Mayor de San Andrés, La Paz, de 2011 à 2014.

**Annexe 2 : Liste des publications**

***40 Publications dans des revues à comité de lecture, rang A (dont 13 en premier auteur). Les noms des étudiants et post-docs encadrés sont indiqués par un astérisque.***

Charrondière* C., C. Brun, **J. E. Sicart**, J. M. Cohard, S. Blein (2020), Buoyancy Effects in the Turbulent Kinetic Energy Budget and Reynolds Stress Budget for a Katabatic Jet over a Steep Alpine Slope, ***Boundary Layer Meteorology***, en révision.

Helbig N., D. Moeser, M. Teich, L. Vincent, Y. Lejeune, M. Lafaysse, **J.E. Sicart**, and J.-M. Monnet (2020), Snow interception in mountain forests: Interception modeling for coarse-scale applications, HESS, sous presse.

Condom, T., M. Dumont, L. Mourre, **J. E. Sicart**, A. Rabatel, A. Viani*, and A. Soruco (2018), A low-cost albedometer for snow and ice measurements – theoretical results and application on a tropical mountain in Bolivia, Geosci. Instrum. Method. Data Syst., 7, 169-178.

Viani*, A., T. Condom, C. Vincent, A. Rabatel, B. Bacchi, **J. E. Sicart**, J. Revuelto, D. Six, and I. Zin (2018), Glacier-wide summer surface mass-balance calculation: hydrological balance applied to the Argentiére and Mer de Glace drainage basins (Mont Blanc), J. Glaciol., 1-13.

Vuille, M., M. Carey, C. Huggel, W. Buytaert, A. Rabatel, D. Jacobsen, A. Soruco, M. Villacis, C. Yarleque, O. Elison Timm, T. Condom, N. Salzmann, and **J. E. Sicart** (2018), Rapid decline of snow and ice in the tropical Andes – Impacts, uncertainties and challenges ahead, Earth-Sci. Rev., 176, 195-213.

Junquas, C., K. Takahashi, T. Condom, J. C. Espinoza, S. Chavez, **J. E. Sicart**, and T. Lebel (2017), Understanding the influence of orography on the precipitation diurnal cycle and the associated atmospheric processes in the central Andes, ***Clim. Dyn.***, 10.1007/s00382-00017-03858-00388.

Litt*, M., **J. E. Sicart**, D. Six, P. Wagnon, and W. D. Helgason (**2017**), Surface-layer turbulence, energy balance and links to atmospheric circulations over a mountain glacier in the French Alps, ***The Cryosphere***, 11, 971-987.

Mourre L., T. Condom, C. Junquas, T. Lebel, **J. E. Sicart**, R. Figueroa, and A. Cochachin (**2016**), Spatio-temporal assessment of WRF, TRMM and in situ precipitation data in a tropical mountain environment (Cordillera Blanca, Peru), ***Hydrol. Earth Syst. Sci.***, 20, 125-141.

**Sicart J.E,** J.C. Espinoza, L. Queno*, and M. Medina* (**2015**), Radiative properties of clouds over a tropical Bolivian glacier: seasonal variations and relationship with regional atmospheric circulation, ***International Journal of Climatology***, doi:10.1002/joc.4540**.**

Litt*, M., **J. E. Sicart**, and W. Helgason (**2015**), A study of turbulent fluxes and their measurement errors for different wind regimes over the tropical Zongo Glacier ( 16 degrees S) during the dry season, ***Atmos. Meas. Tech***., 8, 3229-3250.

Soruco, A., C. Vincent, A. Rabatel, B. Francou, E. Thibert, **J. E. Sicart**, and T. Condom (**2015**), Contribution of glacier runoff to water resources of La Paz city, Bolivia (16 degrees S), ***Ann. Glaciol.***, 56, 147-154.

Litt*, M., **J. E. Sicart**, W. D. Helgason, and P. Wagnon (**2014**), Turbulence Characteristics in the Atmospheric Surface Layer for Different Wind Regimes over the Tropical Zongo Glacier (Bolivia,16 degrees S), ***Boundary Layer Meteorology***, 154, 471-495.

**Sicart, J. E.**, M. Litt*, W. Helgason, V. B. Tahar* and T. Chaperon (**2014**), A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia, ***Journal of Geophysical Research: Atmospheres***, 119 (7), 2013JD020615.

Boudhar, A., G. Boulet, L. Hanich, **J. E. Sicart**, and A. Chehbouni (**2014**), Energy fluxes and melt rate of a seasonal snow cover in the Moroccan High Atlas, ***Hydrological Sciences Journal***, DOI:10.1080/02626667.2014.965173.

Rabatel, A., B. Francou, A. Soruco, J. Gomez, B. Caceres, J. L. Ceballos, R. Basantes, M. Vuille, **J. E. Sicart**, C. Huggel, M. Scheel, Y. Lejeune, Y. Arnaud, M. Collet, T. Condom, G. Consoli, V. Favier, V. Jomelli, R. Galarraga, P. Ginot, L. Maisincho, J. Mendoza, M. Menegoz, E. Ramirez, P. Ribstein,

W. Suarez, M. Villacis and P. Wagnon (**2013**), Current state of glaciers in the tropical Andes: a multi-century perspective on glacier evolution and climate change, ***The Cryosphere***, *7*, 81-102.

Rabatel, A., A. Bermejo, E. Loarte, A. Soruco, J. Gomez, G. Leonardini, C. Vincent and **J. E. Sicart** (**2012**), Can the snowline be used as an indicator of the equilibrium line and mass balance for glaciers in the outer tropics?, ***Journal of Glaciology***, *58* (212), 1027-1036.

Hingray, B., J. P. Dedieu, T. Lebel, C. Obled, **J. E. Sicart**, D. Six, C. Vincent, P. Wagnon and I. Zin (**2012**), Glaciological and hydrometeorological observations in mountainous areas: Some current issues and perspectives, ***Houille Blanche-Revue Internationale De L Eau***, 2, 5-11.

Jomelli, V., M. Khodri, V. Favier, D. Brunstein, M. P. Ledru, P. Wagnon, P. H. Blard, **J. E. Sicart**, R. Braucher, D. Grancher, D. L. Bourles, P. Braconnot and M. Vuille (**2011**), Irregular tropical glacier retreat over the Holocene epoch driven by progressive warming, ***Nature*****,** *474* (7350), 196-199.

**Sicart, J. E.**, R. Hock, P. Ribstein, M. Litt*, and E. Ramirez (**2011**), Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model, ***J. Geophys. Res.***, 116, D13105, doi:10.1029/2010JD015105.

**Sicart, J. E.**, R. Hock, P. Ribstein and J. P. Chazarin (**2010**), Sky long-wave radiation on tropical Andean glaciers: parameterization and sensitivity to atmospheric variables, ***Journal of Glaciology*****,** *56* (199), 854–860.

Soruco, A., C. Vincent, B. Francou, P. Ribstein, T. Berger**, J. E. Sicart**, P. Wagnon, Y. Arnaud, V. Favier, and Y. Lejeune (**2009**), Mass balance of Glaciar Zongo, Bolivia, between 1956 and 2006, using glaciological, hydrological and geodetic methods, ***Annals of Glaciology***, *50*, 1–8.

Six, D., P. Wagnon, **Sicart J.E.**, and Vincent C. (**2009**). Meteorological controls on snow and ice ablation for two contrasting months on Glacier de Saint-Sorlin, France, ***Annals of Glaciology***, *50*, 66-72.

**Sicart J. E.**, R. Hock, D. Six (**2008**), Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, ***Journal of Geophysical Research***, *113*, D24113, doi:10.1029/2008JD010406.

Pellicciotti, F., J. Helbing, A. Rivera, V. Favier, J. Corripio, J. Araos, **J. E. Sicart** and M. Carenzo (**2008**), A study of the energy balance and melt regime on Juncal Norte Glacier, semi-arid Andes of central Chile, using melt models of different complexity, ***Hydrological Processes***, *22* (19), 3980-3997.

Pomeroy, J., A. Rowlands, J. Hardy, T. Link, D. Marks, R. Essery, **J. E. Sicart** and C. Ellis (**2008**), Spatial Variability of Shortwave Irradiance for Snowmelt in Forests, ***Journal of Hydrometeorology***, *9* (6), 1482-1490.

**Sicart, J. E.**, and Y. Arnaud (**2007**), Preliminary spectral characterization of snow in a high altitude tropical glacier and potential effects of impurities in snow on albedo of tropical glaciers, ***Hydrological Processes***, *21*(26), 3642-3644.

**Sicart, J. E.**, P. Ribstein, B. Francou, B. Pouyaud, and T. Condom (**2007**), Glacier mass balance of tropical Zongo glacier, Bolivia, comparing hydrological and glaciological methods, ***Global Planetary Change***, *59*(1), 27-36.

Condom, T., A. Coudrain, **J. E. Sicart**, and S. Théry (**2007**), Computation of the space and time evolution of equilibrium-line altitudes on Andean glaciers (10°N-55°S), ***Global and Planetary Change*****,** *59*(1), 189-202.

Lejeune, Y., P. Wagnon, L. Bouilloud, P. Chevallier, P. Etchevers, E. Martin, **J. E. Sicart,** and F. Habets (**2007**), Melting of snow cover in a tropical mountain environment in Bolivia: Processes and modeling, ***Journal of Hydrometeorology*****,** *8*(4), 922-937.

Pomeroy, J. W., D. S. Bewley, R. L. H. Essery, N. R. Hedstrom, T. Link, R. J. Granger, **J. E. Sicart**, C. R. Ellis, and J. R. Janowicz (**2006**), Shrub tundra snowmelt, ***Hydrological Processes***, *20*(4), 923-941.

**Sicart, J. E.**, J. W. Pomeroy, R. L. H. Essery, and D. Bewley (**2006**), Incoming Long-Wave Radiation to Melting Snow: Observations, Sensitivity and Estimation in Northern Environments, ***Hydrological Processes***, *20*(17), 3697-3708.

**Sicart, J. E.**, P. Wagnon, and P. Ribstein (**2005**), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo Glacier (16°S, Bolivia), ***Journal of Geophysical Research***, *110*(D12106), doi:10.1029/2004JD005732.

Condom, T., A. Coudrain, A. Dezetter, D. Brunstein, F. Delclaux, and **J. E. Sicart** (**2004**), Transient modelling of lacustrine regressions. Two case studies from the Andean Altiplano., ***Hydrological Processes***, *18*, 2395-2408.

**Sicart, J. E.**, J. W. Pomeroy, R. L. H. Essery, J. Hardy, T. Link, and D. Marks (**2004**), A sensitivity study of daytime net radiation during snowmelt to forest canopy and atmospheric conditions., ***Journal of Hydrometeorology***, *5*, 774-784.

Francou, B., M. Vuille, P. Wagnon, J. Mendoza, and **J. E. Sicart** (**2003**), Tropical climate change recorded by a glacier in the central Andes during the last decades of the twentieth century: Chacaltaya, Bolivia, 16°S, ***Journal of Geophysical Research***, *108*(D5), doi: 10.1029/2002JD002959.

**Sicart, J. E.**, P. Ribstein, B. Francou, and R. Gallaire (**2003**), Etude des precipitations et de la fonte sur un glacier tropical: le glacier du Zongo, Bolivie, 16S, ***Hydrological Sciences Journal***, *48*(5), 799-808.

Wagnon, P., **J. E. Sicart**, E. Berthier, and J. P. Chazarin (**2003**), Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level, ***Journal of Geophysical Research-Atmospheres***, *108*(D6), 4177.

**Sicart, J. E.**, P. Ribstein, J. P. Chazarin, and E. Berthier (**2002**), Solid precipitation on a tropical glacier in Bolivia using ultrasonic depth gauge measurements, ***Water Resources Research***, *38*(10), 7.1-7.7.

**Sicart, J. E.**, P. Ribstein, P. Wagnon, and D. Brunstein (**2001**), Clear sky albedo measurements on a sloping glacier surface. A case study in the Bolivian Andes, ***Journal of Geophysical Research***, *106*(D23), 31729-31738.

Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and **J. E. Sicart** (**2001**), Anomalous heat and mass budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98 El Nino year, ***Journal of Glaciology***, *47*(156), 21-28.

***Autres publications.***

**Sicart, J. E**., M. Villacis, T. Condom, and A. Rabatel (**2015**), GREAT ICE monitors glaciers in the tropical Andes, Eos, 96, doi:10.1029/2015EO037993.

Francou, B., A. Rabatel, A. Soruco, **J. E. Sicart**, E. E. Silvestre, P. Ginot, B. Caceres, T. Condom, M. Villacis, J. L. Ceballos, B. Lehman, F. Anthelme, O. Dangles, J. Gomez, V. Favier, L. Maisincho, V. Jomelli, M. Vuille, P. Wagnon, Y. Lejeune, C. Ramallo, and J. Mendoza (**2013**), Glaciares de los Andes Tropicales víctimas del Cambio Climático, CAN – PRAA – Banque Mondiale - IRD ed., 98 pp., Lima.

Leonardini*, G., **J.E. Sicart**, A. Rabatel, A. Soruco, P. Ginot, E. Ramirez (**2012**), Analisis del balance anual y mensual del glaciar tropical Zongo (Bolivia), ***Revista Boliviana de Fisica***, 21, 6-11.

Jomelli, V., J. Argollo, D. Brunstein, V. Favier, G. Hoffmann, M. P. Ledru and **J. E. Sicart** (**2008**), Multiproxy Analysis of Climate Variability for the Last Millenium in the Tropical Andes, in *Peretz L.N. (ed.)* ***Climate change research progress***, Nova Science, pp. 127-159, New-York.

Francou, B., Wagnon, P., **Sicart J. E.**, Maisincho L., Ginot, P., Chazarin, J. P., Favier V., Ribstein P. (**2007**). Mass balance versus climate: accumulation and ablation. In **is it the end of snowy heights? Glaciers and Climate change in the Andean Community**, *General Secretariat of the Andean Community, IRD, UNEP*, 103 pp.

Ginot, P., and **J. E. Sicart** (Eds.) (**2007**), ***Glacier Mass Balance Changes and Meltwater Discharge***, IAHS Publ., *318*, 224 pp.

**Annexe 3 : Bref rapport pour le D.U. 'Penser la science : approches philosophiques, sociologique et historiques' de l'UGA.**

## Eléments de discussion sur les théories de la turbulence

### Introduction

Nous présentons ici quelques éléments de discussion sur les théories de la turbulence, sujet souvent considéré comme un des grands problèmes non résolus de la physique classique. Selon la légende, Heisenberg[1] aurait dit sur son lit de mort,: "When I meet God, I am going to ask him two questions: Why relativity? And why turbulence? I really believe he will have an answer for the first".

Le mot turbulence signifiait à l'origine 'mouvements désordonnés d'une foule' (turba signifie foule en latin). Au Moyen Âge 'turbulences' était utilisé comme synonyme de 'troubles'. Léonard de Vinci fut sans doute le premier à utiliser le mot de turbulence – turbolenza en Italien – pour décrire les mouvements complexes de l'eau ou de l'air. La turbulence fait partie de l'expérience quotidienne : nul besoin d'un microscope ou d'un télescope pour observer la dissipation d'un brouillard, les volutes de fumée d'une cigarette, les tourbillons dans un torrent de montagne etc… Ce que nous voyons est très complexe et désordonné mais n'est pas le désordre total. La turbulence apparaît pleine de structures, en particulier de 'tourbillons', entités connues depuis l'Antiquité, étudiées et peintes par Léonard de Vinci par exemple. C'est sans doute ce mélange intime d'ordre et de désordre[2] qui a fasciné tant d'artistes, scientifiques et philosophes mais qui constitue aussi une des principales difficultés à son étude.

Il semblerait que l'on connait moins de choses sur la petite échelle de la turbulence – de l'ordre du millimètre dans l'atmosphère – que sur la structure du noyau atomique. Selon Farge [1992] : « L'étude de la turbulence développée est restée jusqu'à présent un problème mal formalisé, sinon mal posé. On ne dispose à ce jour d'aucune théorie complète du phénomène. Celui-ci est trop complexe pour être résolu de façon satisfaisante avec les moyens actuels. Plus exactement, la turbulence développée nous apparaît d'autant plus complexe que les moyens dont nous disposons nous semblent inadaptés ».

Il n'est pas question ici de passer en revue les questions et enjeux philosophiques liés aux théories de la turbulence. Les ouvrages sont nombreux sur ces problèmes complexes [ex., Gleick, 2008 ; Dalmedico, 1992 ; Farge, 1992 ; Lesieur, 1994]. Nous présentons ici des définitions de base puis quelques difficultés auxquelles sont confrontées les théories de la turbulence, en prenant pour exemple la turbulence dans l'atmosphère. Finalement nous évoquons les apports, et les limites, de méthodes d'analyse dimensionnelle utilisées pour contourner certaines de ces difficultés.

### L'équation de Navier-Stokes

L'évolution d'un fluide incompressible (masse volumique constante au cours du temps) et newtonien (déformation proportionnelle aux gradients de vitesse) est gouvernée par l'équation de Navier-Stokes qui correspond à la conservation de la quantité de mouvement d'un particule fluide (deuxième loi de Newton). Elle peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

Où $x_i = (x_1, x_2, x_3)$ est la position (selon $x$, $y$ et $z$) ; $u_i = (u_1, u_2, u_3)$ est la vitesse ; $p$, $\rho$ et $\nu$ sont respectivement la pression, la densité et la viscosité cinématique du fluide. La viscosité représente la

[1] Heisenberg a soutenu sa thèse de doctorat en 1923 sur 'la stabilité des écoulements de fluide et la turbulence' avant de participer à l'élaboration de la mécanique quantique.

[2] Notions qui occupent les philosophes depuis (au moins) l'antiquité : « l'ordre est produit par le désordre » attribué à Epicure.

résistance au mouvement ; c'est une propriété du fluide (et non de l'écoulement). Les indices répétés indiquent une somme de 1 à 3.

À cette équation aux dérivées partielles, il faut ajouter l'équation de la conservation de la masse et les conditions initiales et aux limites. Les deux premiers termes de l'équation correspondent respectivement à l'accélération locale et au transport des particules fluides par l'écoulement. Le premier terme du membre de droite correspond à la diffusion, c'est-à-dire à la conversion de l'énergie cinétique en énergie thermique par frottement visqueux des couches fluides entre elles ou au contact d'obstacles solide. Le nombre de Reynolds $R_e$ caractérise le taux de turbulence de l'écoulement. Il est obtenu en faisant le rapport entre le terme non linéaire de transport ($u_j\, du_i/dx_j$) et le terme linéaire de diffusion de quantité de mouvement ; il mesure donc, de façon adimensionnelle, le taux de non linéarité de l'écoulement[1]. La turbulence est produite par le terme non linéaire de transport et est détruite par la diffusion. Cette dernière dissipe l'énergie cinétique et rend l'écoulement irréversible.

**Sur la nature de la turbulence**

Bien que concernant des phénomènes familiers, la turbulence est difficile à définir. On peut résumer ses propriétés principales [ex., Tennekes et Lumley, 1989 ; Wyngaard, 2010] :

**1) Irrégularité** ou 'randomness'. En raison de la forte sensibilité de la turbulence aux faibles différences de conditions initiales chaque écoulement, ou 'réalisation', est unique. La résolution de problèmes de turbulence par approches déterministes est alors difficile, voire impossible, rendant nécessaires des méthodes statistiques.

**2) Diffusion**. Le caractère diffusif de la turbulence qui cause un mélange rapide de la quantité de mouvement, la chaleur ou la concentration d'un gaz est une propriété importante de la turbulence.

**3) Grand nombre de Reynolds (de l'ordre de $10^9$-$10^{12}$ dans l'atmosphère)**. La turbulence naît d'une instabilité des écoulements laminaires si le nombre de Reynolds devient trop grand. Les instabilités sont reliées aux interactions entre les termes visqueux et les termes inertiels non linéaires des équations de mouvement. Ces interactions sont complexes et entraînent un grand nombre de liberté du système. Les mathématiques n'ont pas les moyens de résoudre analytiquement les équations aux dérivées partielles non linéaires décrivant l'évolution des écoulements turbulents ni même en général celui de prouver l'existence et l'unicité de leurs solutions.

**4) Fluctuations de vorticité en trois dimensions**. La turbulence est rotationnelle et en trois dimensions. Les fortes fluctuations aléatoires de vorticité qui caractérisent la turbulence ne pourraient pas se maintenir si les fluctuations de vitesse étaient en deux dimensions.

**5) Dissipation**. Les écoulements turbulents sont toujours dissipatifs Les contraintes de cisaillement produisent un travail de déformation qui augmente l'énergie interne du fluide au détriment de l'énergie cinétique turbulente. La turbulence nécessite un apport continu d'énergie pour compenser les pertes visqueuses.

**6) Continuum**. La turbulence est un processus continu gouverné par les équations de la mécanique des fluides. Les plus petites échelles des écoulements turbulents sont bien plus grandes que les échelles de longueur moléculaires.

**7) Les écoulements turbulents sont (surtout) des écoulements**. La turbulence n'est pas une caractéristique du fluide mais de l'écoulement du fluide. En écoulement turbulent développé, les principales

[1] $R_e$ peut-être aussi interprété comme le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses

caractéristiques de la turbulence ne sont pas contrôlées par les propriétés moléculaires du fluide. Puisque les équations de mouvement sont non linéaires, chaque écoulement a des caractéristiques uniques liées aux conditions initiales et aux conditions limites.

Par analogie au principe de Le Chatelier en chimie, Stull [1988] note qu'un fluide turbulent réagit de façon à annuler les causes d'instabilités, à homogénéiser le milieu (cf. propriété 2 ci-dessus). Par exemple en instabilité dynamique, la turbulence tend à réduire les gradients de vent, stabilisant le système. La turbulence 'agit' pour se détruire elle-même. C'est un processus dissipatif qui nécessite un forçage extérieur pour se maintenir (propriété 5).

Le terme de transport de l'équation de Navier-Stokes contient le produit d'une vitesse par un gradient de vitesse, ce qui rend cette équation différentielle non linéaire et donc insoluble analytiquement. Les termes non linéaires représentent la cascade d'énergie des échelles les plus grandes vers les plus petites. Aux plus petites échelles, la cascade d'énergie est dissipée en chaleur par viscosité moléculaire. Cette cascade 'couple' tous les tourbillons de l'écoulement turbulent sur de grandes gammes d'échelles, entraînant un grand nombre de liberté du système (propriété 3). En 1922, le météorologue anglais Richardson paraphrase ainsi un célèbre poème de Swift, où les puces étaient devenues des tourbillons : « Les gros tourbillons ont de petits tourbillons, qui se nourrissent de leur vitesse, et les petits tourbillons en ont de plus petits, et ainsi de suite jusqu'à la viscosité ».

Les méthodes réductionnistes généralement utilisées pour étudier les phénomènes physiques ne sont peut-être pas adaptées aux écoulements turbulents développés (c'est-à-dire à grand nombre de Reynolds) qui présentent un grand nombre de degrés de liberté et un comportement chaotique à la fois spatial et temporel. L'étude de la turbulence développée demande probablement une vision plus globale, dans la mesure où l'on ne peut plus dans ce cas isoler le comportement d'une partie de celui de l'ensemble. Farge [1992] note : « Il est amusant de penser que si la physique de Descartes avait eu la prééminence sur celle de Newton, nous ne saurions probablement pas encore aujourd'hui expliquer de façon satisfaisante les phénomènes ne mettant en jeu que quelques corps, tel le mouvement des planètes, mais en contrepartie nous aurions probablement une compréhension plus approfondie des phénomènes où un grand nombre d'éléments sont en interaction, telle la turbulence développée ».

Cette théorie du chaos doit beaucoup à Henri Poincaré, Edward Lorenz, David Ruelle et à l'école russe de Kolmogorov, et fut popularisée par Gleick [2008] (édition originale en 1987). Favre et al. [1995] semble se référer à Aristote en distinguant les causes locales, définissant les propriétés locales de l'écoulement, des causes finales liées à l'état final. Dans les limites d'un bassin d'un attracteur, les conditions initiales d'un écoulement peuvent être très différentes. Elles déterminent la causalité locale et donnent lieu à des trajectoires très différentes dans l'espace des phases[1]. Mais toutes ces trajectoires convergent globalement vers un attracteur bien défini qui correspond à un état final (défini statistiquement)[2]. Ainsi, des expériences répétées dans les mêmes conditions moyennes convergent vers les mêmes valeurs moyennes, ce permet l'application de méthodes statistiques de résolution des équations moyennes de la turbulence (cf. chapitre suivant).

Ainsi tout fluide est sensé suivre l'équation de Navier-Stokes et les écoulements turbulents sont étudiés à travers un système d'équations correspondants aux principes fondamentaux de la physique classique : conservation de la masse, conservation de l'énergie (première loi de la thermodynamique) et conservation

[1] Ensemble de toutes les positions et vitesses compatibles avec le système d'équations

[2] "This ultimate convergence is even recognizable for chaotic, dissipative systems, where trajectories that are initially very close and begin diverging rapidly eventually still tend toward the attractor, because dissipation contracts the volume in phase-space. In addition, turbulence strongly increases the dissipation and, thus, the convergence […] Dissipative systems are much more weakly correlated with their initial conditions than non-dissipative systems". Favre et al. [1995], p.150.

de la quantité de mouvement. Ce système d'équations est fermé : le nombre d'équations est égal au nombre d'inconnues. Les conditions de déterminisme 'physico-mathématique' sont donc satisfaites (même si on ne sait pas résoudre ces équations). Néanmoins, pour résoudre le système il faut aussi prendre en compte les 'circonstances particulières' de chaque écoulement (propriété 7). Ces circonstances particulières, ces facteurs contingents liées aux causes locales, incluent : les conditions aux limites, les forces agissant sur le système de l'extérieur et les conditions initiales. Or une propriété importante des écoulements turbulents est leur forte sensibilité aux conditions initiales (propriété 1), entraînant des problèmes de 'prédictibilité'.

Pour préciser cette notion importante, nous nous permettons de citer Farge [1992] : « Pour caractériser la turbulence développée, nous écarterons volontairement ici les notions d'ordre et de désordre, qui sont, comme l'avait déjà remarqué Spinoza, des notions purement anthropomorphiques, caractérisant essentiellement la facilité que nous avons de représenter un système et de prévoir son comportement. Pour parler de la turbulence développée nous préférons utiliser le concept de 'prédictibilité', à savoir la possibilité de prédire plus ou moins bien l'évolution de l'écoulement. Ainsi, si l'écoulement est laminaire, c'est-à-dire non turbulent, son évolution est prévisible et l'information décrivant l'état du système au temps $t$ est suffisante pour connaître l'état de celui-ci pour tout temps. Le seul problème reste alors le fait que pour connaître l'état de l'écoulement au temps $t$, c'est-à-dire la position et l'impulsion de toutes les particules fluides qui le composent, la quantité d'information nécessaire est énorme et hors d'atteinte de nos appareils de mesure. Il faut donc nous résoudre à ne connaître l'état du système qu'avec une certaine approximation $\varepsilon$. Cette limitation de nos facultés d'observation n'a cependant pas de conséquence sur la prédictibilité de l'écoulement si celui-ci est laminaire. En effet dans ce cas, si au temps $t$ on fait une erreur $\varepsilon$ quant à la description de l'état du système, cette erreur reste la même pour tout temps, ou n'évolue que très lentement, car la dynamique d'un écoulement laminaire est stable. Elle n'amplifie pas l'erreur initiale et n'est donc pas sensible aux conditions initiales. Si, par contre, l'écoulement est turbulent il en va tout autrement, le système est devenu très instable et sensible aux conditions initiales, l'erreur $\varepsilon$ est amplifiée exponentiellement au cours de l'évolution et le comportement de l'écoulement n'est prévisible que pour un temps d'autant plus court que l'erreur initiale, à savoir la quantité d'information que nous avons négligée, est plus grande. Selon cette vision des choses un écoulement turbulent reste un système qui peut être décrit (pour l'essentiel) par une dynamique purement déterministe et l'imprévisibilité que nous avons de son comportement ne tient qu'à des limitations pratiques, et non de principe, à savoir la limitation de la précision de nos appareils de mesure et des moyens de stockage associés. C'est en quelque sorte une imprévisibilité due à la nature limitée de la connaissance humaine et non intrinsèque à la turbulence elle-même ».

Ces questions sont anciennes. Au début du XX$^{ème}$ siècle, Poincaré avait déjà compris qu'une difficulté de la prévision météorologique provient de sa sensibilité aux conditions initiales ('l'effet papillon' du météorologue E. Lorenz) :

« Pourquoi les météorologistes ont-ils tant de peine à prédire le temps avec quelque certitude ? Pourquoi les chutes de pluie, les tempêtes elles-mêmes nous semblent-elles arriver au hasard, de sorte que bien des gens trouvent tout naturel de prier pour avoir la pluie ou le beau temps, alors qu'ils jugeraient ridicule de demander une éclipse par une prière ? Nous voyons que les grandes perturbations se produisent généralement dans les régions où l'atmosphère est en équilibre instable, qu'un cyclone va naître quelque part, mais où ? Ils sont hors d'état de le dire ; un dixième de degré en plus ou en moins en un point quelconque, le cyclone éclate ici et non pas là, et il étend ses ravages sur des contrées qu'il aurait épargnées. Si on avait connu ce dixième de degré, on aurait pu le savoir d'avance, mais les observations n'étaient ni assez serrées, ni assez précises, et c'est pour cela que tout semble dû à l'intervention du hasard ».

**Méthodes statistiques**

Nous avons vu qu'un écoulement turbulent de grand nombre de Reynolds a un nombre immense de tourbillons qui interagissent entre eux. Cela rend impossible la résolution analytique des équations

différentielle non linéaire de la turbulence et dépasse la capacité de calcul des ordinateurs les plus puissants. Une solution est de résoudre les formes moyennées des équations de la turbulence.

L'approche statistique remonte à Osborne Reynolds qui, à la fin du XIX$^{ème}$ siècle dernier, émit l'hypothèse que les écoulements turbulents pourraient être décrits en ne considérant que leur comportement moyen, sans avoir à connaître leur comportement détaillé. Pour cela il proposa de décomposer chaque variable en une partie moyenne, correspondant à la valeur moyenne d'un grand nombre de réalisations d'un même écoulement, et une partie fluctuante (ou turbulente). Reynolds réécrivit l'équation de Navier-Stokes en décomposant ainsi les différentes variables et aboutit à une nouvelle équation qui prédit l'évolution de la partie moyenne du champ de vitesse. Sa résolution pose cependant un problème non résolu, appelé problème de 'fermeture' : les opérations d'obtention des moyennes, lorsqu'elles sont appliquées à des termes non linéaires, introduisent de nouveaux termes inconnus. Ainsi, on a besoin de connaître les moments du premier ordre – moyenne du produit des fluctuations de vitesse (ou corrélation entre les fluctuations) – qui eux-mêmes sont définis en fonction des moments du second ordre, et ainsi de suite... Ce 'couplage' des équations reflète les interactions entre tourbillons sur de grandes gammes d'échelles. Où que l'on s'arrête dans la hiérarchie des équations de Reynolds, on aura toujours plus d'inconnues que d'équations. A partir des années 1920 avec Prandtl et Taylor, différentes méthodes de 'fermeture' de ce système d'équations ont été proposées, la plupart reposant sur des analogies avec le traitement de la diffusion moléculaire par la mécanique statistique. Le chapitre suivant présente un exemple de méthode de fermeture.

**Analyse dimensionnelles et théorie des similitudes**

La théorie des similitudes est une méthode très utile pour diagnostiquer des valeurs d'équilibre de variables de la turbulence en état stationnaire. Elle s'appuie sur une analyse dimensionnelle et le théorème de Buckingham $\pi$ (Barenblatt [2003] décrit en détail ces méthodes). Ce théorème permet d'organiser et de grouper de façon optimale les variables sélectionnées afin de représenter le système en des quantités adimensionnées (traditionnellement notées $\pi$). Les valeurs de ces groupes et les relations entre eux doivent être ensuite déterminées empiriquement par des observations. Si le choix des variables indépendantes est complet, les courbes de relations entre groupes adimensionnés sont 'auto-similaires', les mêmes pour chaque expérience dans les mêmes conditions moyennes, d'où la dénomination de théorie des similitudes. Les formes des relations 'universelles' entre les groupes de variables adimensionnés ne peuvent pas être prédites par la théorie mais doivent être déterminées par des expériences de terrain. Les expériences de laboratoire ou les mesures des phénomènes naturels sont donc très importantes dans ces méthodes.

Osborne Reynolds fut le premier à appliquer une telle argumentation pour étudier la trainée (ou résistance) hydrodynamique dans un tube cylindrique. Dans un tuyau, si l'eau passe lentement, on aura des filets bien réguliers, c'est-à-dire un écoulement laminaire. Si elle va trop vite, il apparaît un très grand nombre de tourbillons et les pertes de charges dans le tuyau vont être très différentes. Reynolds introduisit ainsi un nombre (adimensionnel), appelé depuis nombre de Reynolds, qui est simplement une échelle de vitesse multipliée par une échelle de longueur et divisée par la viscosité cinématique. Ce nombre a la remarquable propriété de caractériser le type d'écoulement : laminaire pour des faibles valeurs de $R_e$ et turbulent pour de grandes valeurs de $R_e$. Pour une même dimension de tube (même échelle de longueur) et un même fluide (même viscosité), un écoulement laminaire de faible vitesse devient tout d'un coup turbulent lorsque la vitesse augmente et $R_e$ dépasse une valeur critique (de l'ordre de quelques milliers). Nous avons déjà vu que le nombre de Reynolds, sous différentes formes, s'est révélé très important pour l'étude de la turbulence.

L'idée sur laquelle repose l'analyse dimensionnelle est fondamentale, mais très simple (et ancienne) : les lois physiques ne peuvent pas dépendre du choix arbitraire des unités de mesure de base. La recette formelle pour utiliser l'analyse dimensionnelle est également simple. L'art principal n'est pas d'utiliser cet outil mais de trouver la formulation ou l'idéalisation appropriée du problème qui permet une utilisation efficace de cet outil. En particulier le choix correct de l'ensemble des paramètres 'déterminants' devient le facteur le plus

important : il est important non seulement de prendre en compte toutes les variables essentielles mais aussi d'exclure les variables superflues. L'ensemble des paramètres doit inclure les variables et les constantes du problème qui apparaissent dans les équations, les conditions aux limites, les conditions initiales, etc… et qui déterminent la solution unique du problème. Le choix correct de l'ensemble des paramètres déterminants pour les problèmes pour lesquels il n'y a pas de formulation mathématique explicite dépend principalement de l'intuition du chercheur. Dans de tels problèmes, le succès de l'application de l'analyse dimensionnelle implique une compréhension correcte des paramètres qui sont essentiels et de ceux qui peuvent être négligés (chaque paramètre qui peut être négligé réduit la quantité de travail nécessaire à l'étude du problème d'environ un ordre de grandeur [Barenblatt, 2003]).

En turbulence atmosphérique, la théorie des similitudes de Monin et Obhukov [1954] est très utilisée, en particulier dans les modèles numériques de climat, pour décrire la couche limite atmosphérique. L'hypothèse est que quatre paramètres gouvernent la structure turbulente stationnaire au-dessus d'une surface homogène, horizontale et plate : une longueur caractéristique de la turbulence, prise comme la hauteur $z$ au-dessus de la surface ; une échelle de vitesse turbulente ; le flux turbulent de flottabilité (un flux de température) en surface et un paramètre de flottabilité $g/T$. L'application de la théorie des similitudes permet alors de mettre en évidence des relations 'universelles' entre les propriétés moyennes de l'écoulement turbulent et les valeurs moyennes de la vitesse du vent, de la température ou de la concentration d'un polluant. Néanmoins, les observations montrent que les fonctions 'universelles' varient selon différents régimes[1] d'écoulements (toujours turbulents) atmosphériques. Comme si chaque régime d'écoulement se comportait différemment et avait ses propres paramètres d'échelle et ses propres 'fonctions universelles'. On est donc loin d'une théorie universelle.

**Conclusion**

Après plus d'un siècle d'étude de la turbulence, aucune explication théorique convaincante n'a donné lieu à un consensus parmi les physiciens. L'évolution d'un fluide est gouvernée par l'équation différentielle non linéaire de Navier-Stokes formulée au XIX$^{ème}$ siècle mais peu de progrès dans sa résolution analytique ont été accomplis depuis. Les écoulements turbulents développés sont composés d'un grand nombre de tourbillons en interactions, représentant un très grand nombre de degrés de liberté, qui dépasse les capacités de calcul des ordinateurs les plus puissants. Une solution est de décrire les écoulements turbulents en ne considérant que leur comportement moyen. On peut ainsi appliquer un 'déterminisme statistique' [Favre et al., 1995] basé sur la reproductibilité des propriétés des moyennes dans les mêmes conditions moyennes pour chaque série d'expériences. Il n'existe pas de théorie statistique générale de la turbulence mais certaines théories tentent de résoudre le problème de fermeture des équations moyennes de la turbulence en modélisant les inconnues, pour chaque type d'écoulement, à partir d'hypothèses inspirées par des résultats expérimentaux. Il existe ainsi de nombreux modèles statistiques *ad hoc*, dits 'phénoménologiques', pour lesquels la plupart des paramètres employés ne sont pas prédits par la théorie mais doivent être mesurés à partir d'expériences (souvent effectuées sur des maquettes). Ainsi faute de théorie prédictive de la turbulence développée, les modèles statistiques sont encore largement utilisés par les mécaniciens des fluides pour interpréter le comportement des écoulements turbulents et permettre de calculer de nombreuses applications industrielles où la turbulence joue un rôle important, comme en aérodynamique.

L'accord de méthodes d'analyse dimensionnelle avec les observations peut valider les hypothèses et l'idéalisation 'globale' du problème par le chercheur, en particulier en ce qui concerne la sélection des variables clés. Néanmoins, ces méthodes n'apportent pas des solutions universelles, pour tout type d'écoulement turbulent, ni d'explication des phénomènes. Elles ne prennent pas non plus en compte certaines propriétés fondamentales des écoulements turbulents. Une caractéristique essentielle est de présenter un mélange de régions de propriétés dynamique et géométrique profondément différentes : des

[1] Les écoulements turbulents peuvent être stables (air plus dense sous un air moins dense) ou instable, mais aussi faiblement ou fortement stables / instables.

régions géométriquement stables – des structures cohérentes assez stables dans le temps – et dynamiquement actives, et des régions géométriquement instables et dynamiquement passives[1]. Les interactions entre structures dynamiquement actives, où se 'concentre' la turbulence, produisent des phénomènes d'intermittence sur différentes échelles spatiales et temporelles qui ne peuvent pas être prédites par les méthodes statistiques.

Farge [1992] considère que les objets d'étude de la turbulence sont mal identifiés (cf. introduction). La théorie statistique de la turbulence manquerait d'un modèle mécanique sous-jacent : « Nous pensons que pour mieux comprendre la turbulence développée, parallèlement à la théorie statistique qui travaille à partir de moyennes d'ensemble, il est important de chercher à identifier les 'objets' dynamiques élémentaires et d'élucider les mécanismes en jeu ». L'auteure plaide pour une refondation de la théorie statistique de la turbulence à partir de l'identification des structures et des interactions élémentaires. L'exemple à suivre est celui de la théorie cinétique des gaz qui fut fondée sur un modèle mécanique élémentaire à partir d'hypothèses vérifiées par les observations[2]. Cette étape est nécessaire à une avancée vers une théorie universelle de la turbulence (si elle existe).

Le grand mathématicien Andreï Nikolaïevitch Kolmogorov[3] (1903-1987) a contribué à fonder la théorie statistique de la turbulence à partir des années quarante[4]. À la fin de sa vie en 1991, examinant son travail en turbulence, Kolmogorov écrivait : "It became clear for me that it is unrealistic to have a hope for the creation of a pure theory [of the turbulent flows of fluids and gases] closed in itself. Due to the absence of such a theory we have to rely upon the hypotheses obtained by processing of the experimental data… I did not perform experimental work myself, but I spent a lot of energy on calculations and graphical processing of the data of other researchers" (cité par Barenblatt [2003]). La turbulence aurait-elle eu raison des convictions réalistes d'un géant des mathématiques ?

**Références bibliographiques**


Barenblatt, G. I. (2003), Scaling, 172 pp., Cambridge University Press.

Dalmedico, A. D., et al. (1992), Chaos et déterminisme, 414 pp., Seuil, Paris.

Farge, M. (1992), Evolution des théories sur la turbulence développée, in Chaos et déterminisme, Dahan Dalmedico, Points.

Favre, A., et al. (1995), Chaos and determinism: Turbulence as a paradigm for complex systems converging toward final states, Johns Hopkins University Press.

Gleick, J. (2008), La théorie du chaos, 494 pp., Flammarion, Paris.

Lesieur, M. (1994), La Turbulence, 262 pp., Collection Grenoble Sciences, EDP sciences.

Monin, A. S., and A. M. Obukhov (1954), Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, Tr. Geofiz. Instit. Akad. Nauk, S.S.S.R., 24(151), 164-187.

Stull, R. B. (1988), An Introduction to the Boundary Layer Meteorology, Kluwer Academic Publishers ed., 669 pp., Dordrecht.

Tennekes, H., and L. J. Lumley (1989), A Fisrt course in turbulence, 300 pp., The MIT Press.

Wyngaard, J. C. (2010), Turbulence in the Atmosphere, 406 pp., Cambridge University Press.


[1] Mélange d'ordre et de désordre évoqué en introduction

[2] L'existence de molécules modélisées sous la forme de sphères dures et l'existence d'interactions locales modélisées sous la forme de chocs élastiques entre les molécules

[3] Il a apporté des contributions majeures dans des domaines très variés, dont l'axiomatisation des probabilités : 'Foundations of probability theory', Chelsea, New York, 1950.

[4] "Of many scientists who have worked on turbulence, non stands taller than Andreï Nikolaïevitch Kolmogorov. In a brief paper published in 1941 he laid out the basis for our present-day understanding of turbulence as a dynamical system" [Wyngaard, 2010].

**Annexe 4 : Deux publications et deux projets de recherche**

Rabatel et al., [2013]

Litt et al., [2017]

Campagne de mesures météorologiques sur le glacier Athabasca, rocheuses canadiennes, en 2015

Projet ‘Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte’

The Cryosphere, 7, 81–102, 2013
www.the-cryosphere.net/7/81/2013/
doi:10.5194/tc-7-81-2013
© Author(s) 2013. CC Attribution 3.0 License.

The Cryosphere

# Current state of glaciers in the tropical Andes: a multi-century perspective on glacier evolution and climate change

**A. Rabatel[1], B. Francou[2], A. Soruco[3], J. Gomez[4], B. Cáceres[5], J. L. Ceballos[6], R. Basantes[2,7], M. Vuille[8], J.-E. Sicart[2], C. Huggel[9], M. Scheel[9], Y. Lejeune[10], Y. Arnaud[2], M. Collet[2,7], T. Condom[2], G. Consoli[2], V. Favier[1], V. Jomelli[11], R. Galarraga[7], P. Ginot[1,12], L. Maisincho[5], J. Mendoza[13], M. Ménégoz[1], E. Ramirez[13], P. Ribstein[14], W. Suarez[15], M. Villacis[7], and P. Wagnon[2]**

[1]UJF-Grenoble 1/CNRS, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE) UMR5183, Grenoble, 38041, France
[2]IRD/UJF-Grenoble 1/CNRS/Grenoble-INP, Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement (LTHE) UMR5564, Grenoble, 38041, France
[3]UMSA, IGEMA, Calle 27, Cota Cota, La Paz, Bolivia
[4]ANA, UGRH, Huaraz, Peru
[5]INAMHI, Iñaquito N36-14 y Corea, Quito, Ecuador
[6]IDEAM, Carrera 10 N20-30, Bogotá DC, Colombia
[7]EPN, DICA, Ladrón de Guevara E11-253, Quito, Ecuador
[8]Department of Atmospheric and Environmental Sciences, University at Albany, Albany, NY, USA
[9]Department of Geography, University of Zurich, 8057 Zürich, Switzerland
[10]CEN, CNRM-GAME, Météo-France/CNRS, Saint Martin d'Hères, France
[11]UPS-Paris 1/CNRS/UVM-Paris 12, Laboratoire de Géographie Physique (LGP) UMR8591, Meudon, 92195, France
[12]IRD/CNRS/IFSTTAR/Météo-France/UJF-Grenoble 1/Université de Savoie/Grenoble-INP, Observatoire des Sciences de l'Univers Grenoble (OSUG) UMS222, St Martin d'Hères, 38400, France
[13]UMSA, IHH, Calle 30, Cota Cota, La Paz, Bolivia
[14]UMPC/CNRS/EPHE, Sisyphe UMR7619, Paris, 75252, France
[15]SENAMHI, av. Las Palmas s/n, Lima, Peru

*Correspondence to:* A. Rabatel (rabatel@lgge.obs.ujf-grenoble.fr)

Received: 13 June 2012 – Published in The Cryosphere Discuss.: 16 July 2012
Revised: 28 November 2012 – Accepted: 15 December 2012 – Published: 22 January 2013

**Abstract.** The aim of this paper is to provide the community with a comprehensive overview of the studies of glaciers in the tropical Andes conducted in recent decades leading to the current status of the glaciers in the context of climate change. In terms of changes in surface area and length, we show that the glacier retreat in the tropical Andes over the last three decades is unprecedented since the maximum extension of the Little Ice Age (LIA, mid-17th–early 18th century). In terms of changes in mass balance, although there have been some sporadic gains on several glaciers, we show that the trend has been quite negative over the past 50 yr, with a mean mass balance deficit for glaciers in the tropical Andes that is slightly more negative than the one computed on a global scale. A break point in the trend appeared in the late 1970s with mean annual mass balance per year decreasing from −0.2 m w.e. in the period 1964–1975 to −0.76 m w.e. in the period 1976–2010. In addition, even if glaciers are currently retreating everywhere in the tropical Andes, it should be noted that this is much more pronounced on small glaciers at low altitudes that do not have a permanent accumulation zone, and which could disappear in the coming years/decades. Monthly mass balance measurements performed in Bolivia, Ecuador and Colombia show that variability of the surface temperature of the Pacific Ocean is the main factor governing variability of the mass balance at the decadal timescale. Precipitation did not display a significant trend in the tropical Andes in the 20th century, and consequently cannot explain the glacier recession.

**Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.**

On the other hand, temperature increased at a significant rate of 0.10 °C decade$^{-1}$ in the last 70 yr. The higher frequency of El Niño events and changes in its spatial and temporal occurrence since the late 1970s together with a warming troposphere over the tropical Andes may thus explain much of the recent dramatic shrinkage of glaciers in this part of the world.

## 1 Introduction

The tropical Andes are host to more than 99 % of all tropical glaciers (Kaser, 1999) between Peru (71 %), Bolivia (20 %), Ecuador (4 %) and Colombia–Venezuela (4 %). Glacier inventories have been conducted in almost all tropical mountain ranges (Jordan, 1991; Poveda and Pineda, 2009; UGRH, 2010) from 1975 in Bolivia to 2006 in Peru. Based on these inventories and current rates of retreat documented for a sample of glaciers in different cordilleras, Francou and Vincent (2007) estimated the total glacier surface area in the tropical Andes in the early 2000s to be around 1920 km$^2$.

The Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) pointed to the role of mountain glaciers as key indicators of recent climate change (Lemke et al., 2007). Tropical glaciers are known to be especially sensitive to climate change (e.g. Hastenrath, 1994; Kaser and Osmaston, 2002). Due to the specific climate conditions in the tropical zone, ablation occurs all year round on the lowest part of the glaciers, resulting in a short-time response of the position of the glacier terminus to changes in mass balance, and consequently to changes in climate (e.g. Francou et al., 1995, 2003, 2004; Wagnon et al., 1999). An increase of more than +4 °C at elevations above 4000 m a.s.l. is projected for the 21st century using IPCC scenario A2 (Bradley et al., 2006; Urrutia and Vuille, 2009). With no change in precipitation, such a temperature change could lead to a major reduction in glacial coverage and even to the complete disappearance of small glaciers, whose upper reaches are located close to the current equilibrium-line altitude (ELA). This is a serious concern because a large proportion of the population lives in arid regions to the west of the Andes (especially in Peru and Bolivia, where the percentage of glaciers is the highest). As a consequence, the supply of water from high altitude glacierized mountain chains is important for agricultural and domestic consumption as well as for hydropower (Vergara et al., 2007). This is all the more true since these regions also exhibit a combination of warm and dry conditions as a part of the seasonal cycle, with limited seasonal temperature variability and a dry season lasting from May/June to August/September (Kaser et al., 2010). As a consequence, mountain glaciers in the tropical Andes act as buffers against highly seasonal precipitation at times when rainfall is low or even absent (Vuille et al., 2008a).

To better understand glaciological processes, to link climate parameters and their variability to glacier mass balance, and to document current glacier changes, permanent glacier monitoring networks have been set up in each country between Colombia and Bolivia. The oldest data series are available in Peru, where partial surveillance of glaciers began in the early 1970s. Since the early 1990s, an important effort has been made by IRD (the French Institute of Research and Development), in association with Andean partners in Bolivia, Ecuador and Peru, as well as other international scientific teams such as the University of Innsbruck (Austria), the Ohio State University (USA) and the University of Zurich (Switzerland). The observation system mainly consists of measuring the glacier mass balance and surface energy balance. In parallel, remote-sensing studies have been performed using aerial photographs and satellite images to reconstruct changes in the volume, surface area and length of a large number of glaciers in the area since the middle of the 20th century. In addition to this permanent monitoring, considerable effort has been made to reconstruct glacier fluctuations since the Little Ice Age (LIA) maximum across the tropical Andes (e.g. Rabatel et al., 2005a, 2008a; Jomelli et al., 2009).

The objective of this review is to provide the scientific community with a comprehensive overview of studies performed on glaciers in the tropical Andes in recent decades, which will allow the current status of the glaciers to be determined. These are important issues to estimate the future behavior of glaciers and their impacts on the hydrological functioning of high-altitude glacierized watersheds in coming decades. The main topics being reviewed are (1) the magnitude of glacier changes since the LIA; (2) the glacier changes since the mid-20th century; (3) the mass balance observations over the last two decades; and (4) the links of glacier changes to local/regional climate at different timescales. Research questions addressed also include whether the glacial retreat of tropical glaciers in recent decades is unprecedent since the LIA, and whether the glacial recession in the tropical Andes is related to the observed increase in atmospheric temperature. Finally, this review brings a new perspective on the nature of recent decadal glacier retreat, particularly on the link between mass balance and maximum elevation and size of the glaciers.

## 2 General settings and methodologies

### 2.1 Climate settings

From a climatological point of view, the tropical zone can be divided into two zones with different characteristics. Troll (1941) distinguished the inner tropical climate with more or less continuous precipitation throughout the year and the outer tropical climate which, when subtropical conditions prevail, is characterized by a dry season from May

to September, and when tropical conditions prevail, by a wet season from October to March. Here we consider that Colombia and Ecuador belong to the inner tropics and Peru and Bolivia to the outer tropics.

For both inner and outer tropics, the climate is characterized by homogeneous temperature conditions throughout the year with a slight seasonality of air temperature in the outer tropics (1° to 2 °C higher temperatures during the austral wet summer in October to March than during the austral dry winter in May to September). In the tropical zone, incident solar radiation is also more or less constant throughout the year, as the seasonality of the extraterrestrial irradiance in the outer tropics is attenuated by pronounced cloud seasonality (maximum cloud cover during austral summer). In the inner tropics, humidity remains almost unchanged throughout the year, whereas the outer tropics are characterized by pronounced seasonality of specific humidity, cloud cover and precipitation. Thus, notable accumulation occurs in the outer tropics only during the wet season (Kaser, 2001). Precipitation mainly results from an easterly flow of moisture from the Amazon Basin (e.g. Garreaud et al., 2003). At interannual timescales, the variability of precipitation has been described in many studies and there is general agreement that a significant fraction of this variability is related to the El Niño–Southern Oscillation (ENSO) phenomenon (e.g. Francou and Pizarro, 1985; Aceituno, 1988; Vuille et al., 2000; Garreaud and Aceituno, 2001). These studies concluded that El Niño years (warm phase of ENSO) tend to be warm and dry, while La Niña years (ENSO cold phase) are associated with cold and wet conditions on the Altiplano. However, the climate characteristics of La Niña/El Niño are not uniform across the tropical Andes region. Even at the scale of a country, the consequences of an El Niño event may vary considerably, for instance between the northern coast of Peru and the southern Peruvian Altiplano region.

With the aim of linking changes in glacier mass balance with climate variability and atmospheric circulation at a regional to global scale, many recent studies have focused on variables that are relevant for the glacier energy balance, such as temperature, precipitation, humidity and convective cloud cover (Wagnon et al., 1999; Francou et al., 2003, 2004; Favier et al., 2004a; Sicart et al., 2005; Vuille et al., 2008b; Salzmann et al., 2012). A common theme in all these studies is the significant role of the tropical Pacific sea surface temperature (SST) and the ENSO phenomenon in modulating glacier mass balance at interannual timescales. Other studies have focused on temperature evolution in the last decades from NCEP/NCAR reanalysis (Kalnay et al., 1996). Bradley et al. (2009) showed that this data set is feasible to represent near-surface temperature trends in the Andes. Nonetheless it should be kept in mind that reanalysis data consider free-tropospheric temperature based on a 2.5° resolution. Hence, actual temperature measurements on or near the glaciers, for example on Zongo or Antisana glaciers, may show absolute temperatures that are somewhat higher than reanalysis data. However, reanalysis temperature data and surface temperatures are significantly correlated, as changes in temperature are similar at the surface and in the adjacent free air (Hardy et al., 2003; Bradley et al., 2009).

### 2.2 Reconstruction of LIA glacier changes

In the early 1980s, Hastenrath (1981) and Clapperton (1983) had already mentioned that glaciers in the tropical Andes were much larger during the LIA than today, but the date of their maximum extent and the stages of their subsequent retreat remained highly conjectural. Historical sources and mining settlements established in the colonial period (Broggi, 1945) indicate that glaciers advanced considerably during the 16th–19th centuries, then began to retreat after 1860 AD in Peru (Ames and Francou, 1995) and Ecuador (Hastenrath, 1981). Some authors tried to date the LIA in the tropical Andes using glacier evidence with $^{14}C$ dating (Gouze et al., 1986; Seltzer, 1992). In Bolivia, Gouze et al. (1986) suggested 670–280 cal yr BP as the interval displaying maximum ice extension. In Peru, on the basis of evidence found in the ice core retrieved on the Quelccaya ice cap, Thompson et al. (1986) assumed that the LIA lasted from 1500 AD to 1900 AD. Lichenometry has also been used to date very well preserved moraines on glacier forelands (see the maps of the Bolivian eastern cordillera by Jordan (1991), where the main moraine stages are represented). Müller (1985) applied this technique for relative dating in Bolivia, and Rodbell (1992) dated Peruvian LIA moraines to the period 750–1900 AD, but without providing a detailed chronology of glacier fluctuations during the period. New detailed chronologies of glacier fluctuations during the LIA concerning the tropical Andes have been proposed in the past decade with systematic measurements of *Rhizocarpon Geographicum* sp. made on each moraine in several proglacial margins in Bolivia (Rabatel et al., 2005a, 2008a), Peru (Solomina et al., 2007; Jomelli et al., 2008), and Ecuador (Jomelli et al., 2009). A new statistical approach was developed to process data based on the extreme values theory, as the largest lichens measured for moraine dating are extreme values (Cooley et al., 2006; Naveau et al., 2007; Jomelli et al., 2010).

Glacier length, surface area and ELA for the LIA maximum and the following moraine stages were reconstructed using digital elevation models (DEM) on the basis of the moraines (Rabatel et al., 2006, 2008a; Jomelli et al., 2009). For five glaciers in Cerro Charquini Massif in Bolivia, Rabatel et al. (2006) computed changes in volume between the most important moraine stages by reconstructing glacier hypsometry.

### 2.3 20th century observations: from field measurements to remote-sensing studies

#### 2.3.1 Pioneering studies

Unlike mid-latitude glaciers where continuous mass balance series have been available for five to six decades, field measurements of mass balance in the tropical Andes were very scarce before 1990. Data on glacier terminus fluctuations have been available for four glaciers in the Peruvian Cordillera Blanca since the late 1940s, and since the late 1970s, a few years of mass balance measurements for three of them (Kaser et al., 1990; Ames and Francou, 1995; Hastenrath and Ames, 1995a, b; Ames and Hastenrath, 1996).

#### 2.3.2 Monitoring mass balance in the field

In 1991, a project by the French IRD and Bolivian partners enabled instrumentation of two glaciers for full permanent monitoring of their mass balance, hydrological balance, and surface energy balance (Francou and Ribstein, 1995; Francou et al., 1995). The same monitoring system was set up in Ecuador in 1994 (Francou et al., 2000), in Peru in 2003, and in Colombia starting in 2006 (Table 1 and Fig. 1). This collaborative effort is now part of a permanent monitoring network called GLACIOCLIM (www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm), and a joint international project called GREAT ICE, involving academic and research institutions in France, Bolivia, Ecuador, Peru and Colombia. In addition, two of the glaciers that belong to this monitoring network, Zongo in Bolivia and Antisana 15 in Ecuador, are among the benchmark glaciers in the tropics referenced by the World Glacier Monitoring Service (WGMS, 2011).

Glacier mass balance is computed using the glaciological method (Paterson, 1994). In the lower part of the glacier, monthly measurements (in Bolivia, Ecuador and Colombia) of stake emergence are made using a network of 10 to 25 stakes (depending on the glacier). Snow height and density measurements are required as well as stake emergence measurements because snowfall can occur at the glacier surface at any time during the year. In the upper part of the glacier, net accumulation (snow height and density) is measured at the end of the hydrological year at two to four locations. To compute the annual mass balance of the glaciers, glacier hypsometry is calculated using a DEM computed by aerial photogrammetry (Bolivia and Ecuador) or using maps from the National Geographical Institute (Peru, Colombia).

#### 2.3.3 Surface energy balance: measurements and modeling

Climate controls glacier mass balance through energy and mass fluxes at the ice or snow surface. The energy available for melt can be calculated as the residual of the energy balance equation, whose main terms on temperate tropical glaciers are short-wave and long-wave radiation fluxes and the turbulent fluxes of sensible and latent heat. Radiation fluxes on glaciers can be accurately measured with radiometers, whereas turbulent fluxes are generally derived from aerodynamic profile methods with one or two levels of wind, temperature and humidity measurements. These methods are not very accurate and require parameters such as roughness lengths or eddy diffusivity coefficients. Measurements of energy fluxes on tropical glaciers began in the 1960s but are still relatively rare (e.g. Platt, 1966; Hastenrath, 1978; Hardy et al., 1998). In 1995, automated weather stations began to be used to monitor surface energy fluxes in the ablation area of Zongo Glacier, in Bolivia, and Antisana 15 Glacier, in Ecuador (Wagnon et al., 1999; Favier et al., 2004b).

The interpretation of point-scale energy flux measurements can lead to erroneous generalizations of melt characteristics when they are extrapolated to the whole glacier. For example, albedo is highly variable near the snow line, so that the contribution of solar radiation to melt energy depends on the location of the weather station. A distributed energy balance model is thus required to investigate the link between atmospheric forcing and the total glacier mass balance and to quantify the contribution of glacier melt to water resources downstream. With the objective of investigating seasonal climate forcing on the mass balance and meltwater discharge of tropical glaciers, Sicart et al. (2011) applied the spatially distributed energy balance model of Hock and Holmgren (2005) to the Bolivian Zongo Glacier at an hourly time step for an entire hydrological year. The model calculates the surface energy fluxes for each glacier grid cell from measurements collected at a weather station located in the ablation area. It is based on equations of mass and energy conservation, and the parameters theoretically have a physical interpretation (Beven, 1989), so they can be linked to measurable physical quantities. The model had to be adjusted to tropical high mountains mainly for the calculations of albedo, due to the frequent alternation of melt and snowfall periods during the wet season, and of long-wave incoming radiation, due to the pronounced seasonality of sky emission.

#### 2.3.4 Contribution of remote sensing

To complete glaciological data time series in terms of changes in surface area and volume before the beginning of field measurements, and to calculate these changes at a regional scale, remote-sensing techniques have proved to be very efficient. Brecher and Thompson (1993) used terrestrial photogrammetry to quantify the retreat of Qori Kalis Glacier (Quelccaya ice cap, Peru). Aerial photographs (available since the 1950s) and satellite images (available since the late 1970s) have been widely used for glacier inventories (Jordan, 1991; Georges, 2004; Silverio and Jaquet, 2005; Jordan et al., 2005; Morris et al., 2006; Raup et al., 2007; Racoviteanu et al., 2007; Poveda and Pineda, 2009; UGRH, 2010) and to quantify variations in glacier surface area at a decadal to interannual timescale since the mid-20th century

**Table 1.** Characteristics of the glaciers monitored and date of the beginning of the observations.

| | Zongo | Chacaltaya | Charquini Sur | Artesonraju | Yanamarey | Antisana 15 | Los Crespos | La Conejeras[a] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Location | 16°15′ S 68°10′ W | 16°21′ S 68°07′ W | 16°17′ S 68°09′ W | 8°57′ S 77°27′ W | 9°39′ S 77°16′ W | 0°29′ S 78°9′ W | 0°29′ S 78°9′ W | 4°48′ N 75°22′ W |
| Surface area (km$^2$) | 1.94 | – | 0.32 | 5.39[b] | 0.60[b] | 0.63 | 1.71 | 0.22 |
| Max. elevation (m a.s.l.) | 6000 | 5396 | 5300 | 5979 | 5200 | 5760 | 5760 | 4960 |
| Min. elevation (m a.s.l.) | 4900 | – | 4985 | 4685 | 4725 | 4780 | 4680 | 4720 |
| Aspect | SE | S | S | WSW | SW | NW | SW | NW |
| First year of mass-balance survey | 1991[c] | 1991–2009[c] | 2002[c] | 2003[c] | 1971[c] | 1995[c] | 2005[c] | 2006[d] |

[a] La Conejeras Glacier is located on Nevado Santa Isabel (Fig. 1).
[b] Surface area in 2006.
[c] Great Ice.
[d] IDEAM.

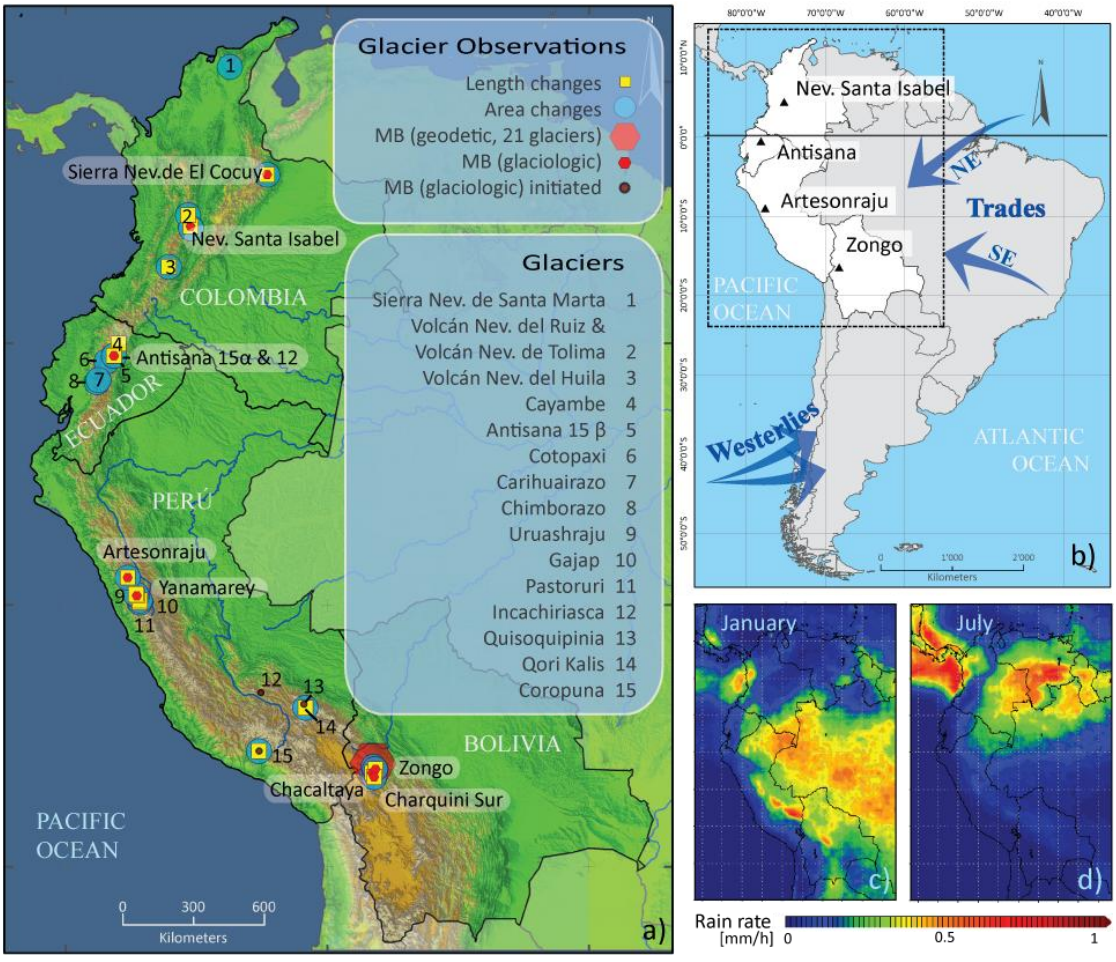



**Fig. 1. (a)** Glaciers monitored in the tropical Andes. Glaciers with long-term mass balance series (small red hexagons) are labeled (see Table 1 for details). For these glaciers, length (yellow cube) and area (blue circle) records also exist. The large red hexagon depicts a sample of 21 glaciers in the Cordillera Real, Bolivia, for which mass balance reconstructions are available from 1963 to 2006 (Soruco et al., 2009a). Other glaciers whose changes in length and/or in area are monitored are numbered. "MB initiated" indicates glaciers with mass balance measurements starting in 2008 (Incachiriasca), 2009 (Coropuna) and 2010 (Quisoquipinia). **(b)** General atmospheric circulation over South America. The dotted frame shows the extent of the precipitation maps in **(c)** and **(d)**. **(c)** and **(d)** Mean hourly precipitation intensity (mm h$^{-1}$) in January **(c)** and July **(d)**, respectively, from 1998 to 2010 based on TRMM (Tropical Rainfall Measurement Mission) Product 3B43 V6.

(Rabatel et al., 2006, 2011; Basantes, 2010; Caceres, 2010; Collet, 2010).

Variations in glacier volume at a decadal timescale since the mid-1950s were reconstructed for 26 glaciers in Bolivia (Rabatel et al., 2006; Soruco et al., 2009a, b) and two glaciers in Ecuador (Caceres, 2010) on the basis of aerial photograph pairs processed using photogrammetric restitution techniques. For three glaciers in the Cordillera Blanca, Peru, Mark and Seltzer (2005) assessed changes in volume between 1962 and 1999 using similar photogrammetric techniques, while Salzmann et al. (2012) applied a combined remote-sensing data and modeling approach to estimate changes in volume in the Cordillera Vilcanota, southern Peru, for a similar period. This type of geodetic method to compute volume variation over the whole glacier surface is very useful to validate and adjust mass balance data calculated using both glaciological and hydrological methods. Such an adjustment was performed for Zongo Glacier in Bolivia by Soruco et al. (2009b).

Finally, Rabatel et al. (2012) showed that the method to reconstruct annual mass balance based on snow line altitude (SLA) measured on satellite images and used as a proxy of the ELA can be used for glaciers in the outer tropical zone. This method was first developed for mid-latitude glaciers (Rabatel et al., 2005b, 2008b), and was then successfully tested, validated, and applied on 11 Bolivian glaciers (Bermejo, 2010; Consoli, 2011).

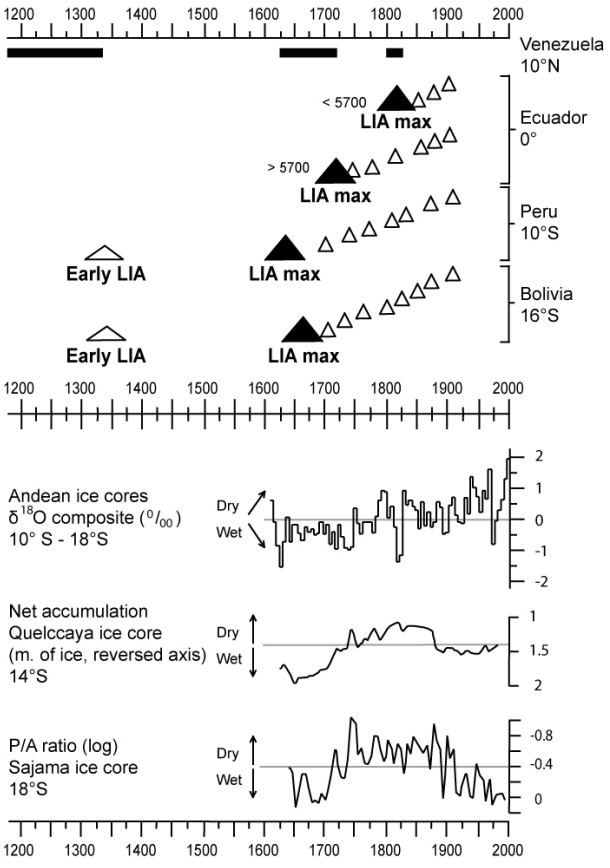



**Fig. 2.** Upper panel: comparison of moraine stages (triangles) dated by lichenometry (Bolivia, Peru, Ecuador) and periods of glacier advances (horizontal black bars) evidenced from lake sediments (Venezuela). For each country, the triangles qualitatively represent the position of the moraines along a schematic proglacial margin, from the lowest one representing the period of maximum extent of the LIA (the black triangle), to the uppermost moraine stage, closest to the current glacier snout. For Ecuador, two schemes are represented, one for proglacial margins of glaciers with a maximum elevation higher than 5700 m a.s.l., and one for glaciers with a maximum elevation below 5700 m a.s.l. Lower panel: proxies of climate variations (wet/dry periods) in recent centuries. The P / A ratio in the Sajama ice core (Liu et al., 2005) represents the relative change in abundance of two pollen species (Poaceae and Asteraceae) and is used as a proxy of moisture on the Altiplano. Data from ice cores come from Thompson et al. (1985, 2006).

## 3 How did tropical glaciers change over time? From centennial to annual scale

### 3.1 Glacier changes since the LIA maximum

Recent studies focused on glacier variations in the tropical Andes from Venezuela to Bolivia during the LIA (e.g. Rabatel et al., 2005a, 2006, 2008a; Polissar et al., 2006; Solomina et al., 2007; Jomelli et al., 2008, 2009). Figure 2 (upper panel) summarizes information on glacier advances in the tropical Andes documented from moraine stages and lake sediments. An early glacial advance at the beginning of the last millennium was documented in Venezuela from lake sediments (Polissar et al., 2006) and for some glaciers in Peru and Bolivia from moraine stages (Jomelli et al., 2009). However, this 14th century glacial stage is absent in most valley glaciers, suggesting that younger glacial advances extended further than those that occurred in the 14th century.

The LIA period of maximum extent (PME) in the outer tropics is dated to the 17th century, with dates varying slightly from one mountain range to another. The lichenometric dates are around $1630 \pm 27$ AD in Peru (Solomina et al., 2007; Jomelli et al., 2008), and between $1657 \pm 24$ AD and $1686 \pm 26$ AD in Bolivia (Rabatel et al., 2005a, 2008a). These dates are concomitant with another glacial advance documented from lake sediments in Venezuela (Polissar et al., 2006). In the Ecuadorian Andes (inner tropics), the LIA PME occurred in two distinct periods (Jomelli et al., 2009): For glaciers with a maximum altitude above 5700 m a.s.l., it was dated to the early 18th century ($1730 \pm 14$ AD); for those whose maximum altitude is lower, the PME was dated to the early 19th century ($1830 \pm 11$ AD). The moraine stage representative of the PME for glaciers with a maximum altitude below 5700 m a.s.l. is also found along proglacial margins of glaciers with a maximum altitude above 5700 m a.s.l., but in the latter case it testifies to a smaller glacial advance

than the one that occurred during the maximum extent. The advance dated from the early 19th century was also documented from reliable historical sources in Ecuador (Francou, 2004). Finally, the early 19th century advance was also concomitant with an advance phase documented from lake sediments in Venezuela (Polissar et al., 2006). Jomelli et al. (2009) proposed that this difference in the timing of the PME in Ecuador between glaciers with a maximum altitude above/below 5700 m a.s.l. could be the result of a cold and dry period that would have followed a humid period. However, this difference is not yet clearly understood.

Following the PME, the evolution of glaciers in the inner and outer tropics was remarkably homogeneous (Jomelli et al., 2009). A slow withdrawal occurred during the late 18th and then during the first half of the 19th century. In the outer tropics, among the moraine stages observed along the proglacial margins, two are clearly the consequence of an advancing glacier because they partly removed previous deposits (Rabatel et al., 2008a); they are dated to about 1730 AD and about 1800 AD. After 1840 AD, withdrawal was more pronounced and accelerated in the late 19th century (from about 1870 to the early 20th century) in both inner and outer tropics (Jomelli et al., 2009).

The withdrawal following the LIA maximum extent and the absence of a major readvance in the 19th century (equivalent to the magnitude of LIA maximum) in the entire tropical belt are the main differences from the evolution of glaciers in temperate latitudes of the Northern Hemisphere. In Bolivia, Rabatel et al. (2006) observed that glaciers retreated by about 1000 m in length from the mid-17th to the late 19th century.

Figure 3 shows changes in surface area of Bolivian glaciers since the LIA maximum. Only the glaciers with the most complete time series for both the LIA period (Rabatel et al., 2008a) and the recent decades are plotted. This figure shows the current glacier withdrawal compared to the retreat that occurred four centuries ago. Two main features are:

- A general retreat has been underway since the PME of the LIA (approximately 2nd half of the 17th century to early 18th century), with two periods of accelerated retreat: one in the late 19th century and one in the last three decades, the latter being the most pronounced. The changes in surface area that occurred during the 18th and 19th centuries are homogenous even though the glaciers differ in size (ranging from 0.5 to 3.3 $km^2$), aspect (all are represented) and maximum altitude (ranging from 5300 m to 6000 m a.s.l.).
- Since the middle of the 20th century, the rate by which Zongo Glacier retreated has differed from that of other glaciers. Within the sample of glaciers plotted in Fig. 3, Zongo Glacier is the only one with a maximum altitude above 5500 m a.s.l. (reaching 6000 m a.s.l.) and hence still has a large accumulation zone. Glaciers with a lower maximum altitude (i.e. <5400 m a.s.l.) have almost completely disappeared.

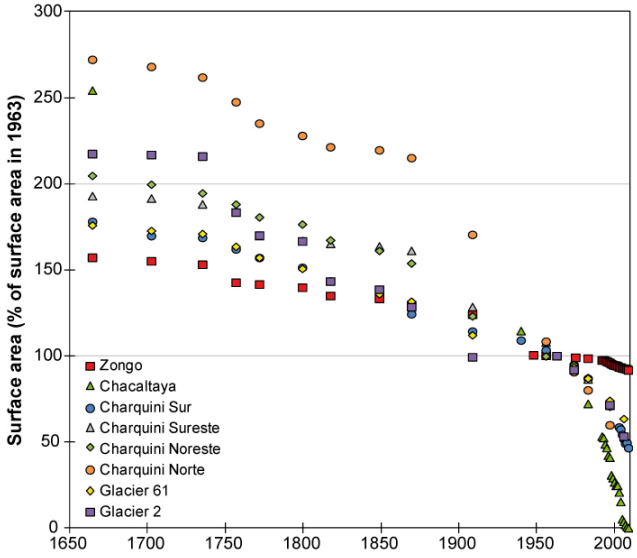



**Fig. 3.** Changes in the surface area of eight glaciers in the Cordillera Real, Bolivia, since the LIA maximum, reconstructed from moraine stages (LIA maximum and before 1940) and aerial photographs (1940 and after). 1963 was chosen as the common reference. Data are from Rabatel et al. (2006, 2008a) and Soruco et al. (2009a).

### 3.2 Changes in glacier surface area in recent decades

Figure 4 presents a compilation of area loss rate quantified for glaciers located between Venezuela and Bolivia, including Colombia, Ecuador and Peru. In the following subsections we present a detailed description for each one of these countries.

#### 3.2.1 The Peruvian Andes

The Peruvian Andes are probably the best documented glacial area in the tropics. In the Cordillera Blanca, Kinzl (1969) reported that glacier retreat accelerated during the late 19th century before slowing down during the first half of the 20th century, with a small but marked readvance in the 1920s. This event was followed by another significant retreat in the 1930s–1940s (Broggi, 1945; Kaser and Georges, 1997; Georges, 2004). In the period from 1950 to 1970, glaciers retreated very slowly (Hastenrath and Ames, 1995a). This period was followed by a general acceleration of retreat (Ames and Francou, 1995; Kaser and Georges, 1997). Mark and Seltzer (2005) showed that glacier surface area decreased by about 35 % in the Queshque Massif (southern part of the Cordillera Blanca) between 1962 and 1999. Raup et al. (2007) documented a 20 % to 30 % retreat between 1962 and 2003 (depending on the source considered for 1962) for glaciers in the Huandoy–Artesonraju Massif (northern part of the Cordillera Blanca). At the scale of the whole Cordillera Blanca, several inventories were performed using digitized maps and satellite images (e.g. Georges, 2004; Silverio and

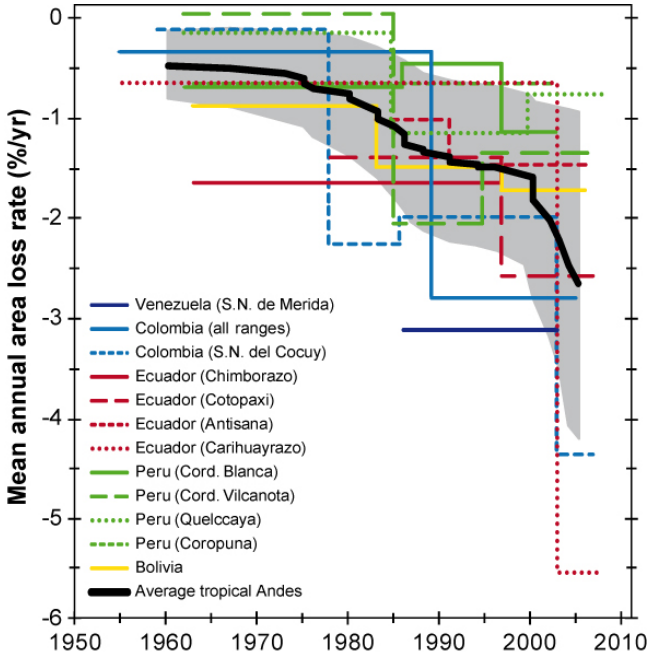



**Fig. 4.** Compilation of mean annual area loss rates for different time periods for glaciated areas between Venezuela and Bolivia. Surface areas have been computed from maps, aerial photographs, satellite images and direct topographical measurements. Sources are given in the text. Note that the average (smoothed using a 5-yr running mean) is computed from a varying number of values depending on the period concerned because fewer data were available for the first decades of the study period. The grey box around the average represents the uncertainty corresponding to ±1 standard deviation.

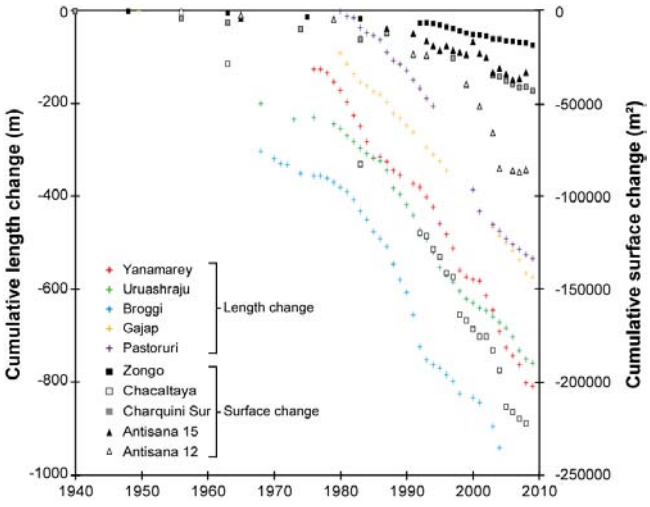



**Fig. 5.** Changes in surface area of five glaciers in Ecuador and Bolivia, and in length for five Peruvian glaciers. Observations of changes in length start in 1949 except for Pastoruri Glacier (1980). Observations in changes in surface area start in 1940 in Bolivia and 1956 in Ecuador.

Jaquet, 2005; Racoviteanu et al., 2008; UGRH, 2010). Results differed slightly because of the methods used to delineate glacier contours, for example whether or not perennial snow fields were included. However, the main conclusion was the same, i.e. a marked glacier retreat in the last two decades. UGRH (2010) reported a 27 % loss between the 1960s and the 2000s, from 723 km$^2$ to 527 km$^2$. Intermediate estimations show that the mean annual loss in surface area has increased since the late 1990s (Fig. 4). For the second largest glacierized mountain range in Peru, the Cordillera Vilcanota in southern Peru, Salzmann et al. (2012) reported a 32 % loss in area between 1962 and 2006, including an almost unvarying glacier area between 1962 and 1985. For Qori Kalis, an outlet glacier of Quelccaya ice cap in the Cordillera Vilcanota, Brecher and Thompson (1993) and Thompson et al. (2006) noted a 10 times greater loss in area between 1991 and 2005 than between 1963 and 1978, with an accelerated retreat in the 1990s. Finally, Racoviteanu et al. (2007) reported that the glaciated area on Coropuna (Cordillera Ampato, southern Peru) shrank by about 26 %, from 82.6 km$^2$ in 1962 to 60.8 km$^2$ in 2000.

Focusing on the Cordillera Blanca, Fig. 5 shows changes in the length of five glaciers in this mountain range. Direct annual measurements began between 1968 and 1980, but additional information for 1949 was added based on aerial photographs. For glaciers for which data are available for the late 1970s, a change in the trend appeared in 1976–1977. Before this date, changes in glacier length were limited (between 100 and 300 m in about 30 yr); Broggi Glacier even advanced in the 1970s. Since the end of the 1970s, glacial withdrawal has increased and the glaciers have retreated between 500 and 700 m in length (i.e. more than twice the rate of the former period). El Niño years (e.g. 1982–1983, 1997–1998, 2004–2005) resulted in a more pronounced retreat, whereas persistent La Niña conditions at the turn of the 21st century resulted in a slight slowdown in the retreating trend.

### 3.2.2 The Bolivian Andes

In Bolivia, Jordan (1991) published a complete inventory of glaciers in both Cordilleras (Oriental and Occidental), on the basis of aerial photographs taken in 1975 and field campaigns from 1984. The total glacierized area was estimated to be about 560 km$^2$. Although there has been no more recent glacier inventory of these cordilleras, glacier changes in the Cordillera Real (part of the Cordillera Oriental) have been documented (Ramirez et al., 2001; Rabatel et al., 2006; Soruco et al., 2009a, b). Figure 5 illustrates changes in surface area of the three glaciers with the most complete time series of the Cordillera Real: Chacaltaya Glacier (Francou et al., 2000; Ramirez et al., 2001), Charquini Sur Glacier (Rabatel et al., 2006) and Zongo Glacier (Soruco et al., 2009b). Before the beginning of direct measurements in the early 1990s, estimates of surface areas were retrieved from aerial photographs after 1940 at a decadal timescale. Zongo and

Charquini Sur glaciers showed a similar pattern as the one previously described for the Peruvian glaciers, i.e. an almost balanced situation during the 1950s and 1960s, which, at the end of the 1970s, changed to a retreat that varied according to the size and maximum altitude of the glacier concerned. Chacaltaya Glacier retreated throughout the period, but the retreat started to accelerate in the late 1970s.

#### 3.2.3 The Ecuadorian Andes

In Ecuador, results obtained by Jordan et al. (2005) using photogrammetry on the Cotopaxi Volcano (5897 m a.s.l.) showed that Cotopaxi glaciers remained almost stagnant between 1956 and 1976 and then lost approximately 30% of their surface area between 1976 and 1997. The calculated loss of total mass (thickness) of selected outlet glaciers on Cotopaxi between 1976 and 1997 was 78 m, or 3–4 m w.e. $yr^{-1}$. Recent updates are mostly based on satellite images (LANDSAT, ASTER and ALOS) which enabled reconstruction of changes in glacier surface area on Cotopaxi Volcano, and additionally, documented glacier shrinkage on both Antisana (5753 m a.s.l.) and Chimborazo (6268 m a.s.l.) since the mid-20th century (Basantes, 2010; Caceres, 2010; Collet, 2010). These studies showed that over the 1962–1997 period, the surface area of the glaciers on Chimborazo decreased from 27.7 to 11.8 $km^2$ (Caceres, 2010), which represents a loss of 57 % or 1.6 % $yr^{-1}$ on average (Fig. 4). For Cotopaxi and Antisana volcanoes, the loss in surface area was respectively 37 % and 33 % for the period 1979–2007. Intermediate data indicate that the retreat increased during the second part of the period (Fig. 4). Changes in surface area computed from satellite images at an almost annual resolution on glaciers Antisana 12 and 15 also document the increased loss of surface area since the early 1990s (Fig. 5). However, small advances (few meters) by both glaciers occurred in 2000 and 2008. These advances match positive mass balance years and indicate the rapid response of Ecuadorian glaciers to changes in mass balance.

#### 3.2.4 The Andes of Colombia and Venezuela

In Colombia, a compilation of glacier surface-area mapping at the scale of the most glacierized mountain range, Sierra Nevada del Cocuy (Florez, 1991; Ceballos et al., 2006; Herrera and Ruiz, 2009), shows that (1) glaciers hardly changed in the 1960s and 1970s, (2) there was a retreat of about 2 % $yr^{-1}$ from the late 1970s to the early 2000s, and (3) a major increase in glacier retreat occurred during the 2000s. For all the Colombian mountain ranges, Morris et al. (2006) and Poveda and Pineda (2009) found that glacier area decreased from 89.3 $km^2$ in the 1950s to 79 $km^2$ in the late 1990s and to 43.8 $km^2$ in the mid-2000s. This represents a total shrinkage of about 51 %, four times greater during the second period. Glaciers in the Cordillera Central of Colombia are frequently located on active volcanoes, and the strong glacier loss was accelerated by several volcanic eruptions in recent years (Huggel et al., 2007), most notably on Nevado del Ruiz in 1985, and on Nevado del Huila where eruptions in 2007 and 2008 resulted in a 30 % loss of glacier surface area in two years.

In Venezuela, Morris et al. (2006) reported that glacier surface area decreased from 2.03 $km^2$ in 1952 to 0.3 $km^2$ in 2003, representing a total loss of 87 %.

#### 3.2.5 Summary at the scale of the tropical Andes

In terms of changes in surface area and length since the mid-20th century (Figs. 4 and 5), the evolution of glaciers in the tropical Andes can be summarized as follows:

- Between the early 1940s and the early 1960s, information was scarce, but evidence in Peru (Broggi, Uruashraju, Yanamarey), Bolivia (Charquini, Chacaltaya) and Colombia (Sierra Nevada del Cocuy) indicates a moderate retreat ($\sim -0.5\,\%\,yr^{-1}$).
- From the mid-1960s to the second half of the 1970s, glacier snout positions remained almost the same.
- A clear change in glacier evolution can be seen in the late 1970s, when the retreat accelerated but stepwise: the first acceleration in the retreat occurred in the late 1970s, the second in the mid-1990s, and the third in the early 2000s. These phases of accelerated retreat were interrupted by 2 to 3 yr with reduced retreat or even short readvances such as in Ecuador in 1999–2000 and in 2008–2009.
- Glacier shrinkage in the three last decades appears to be unprecedented since the PME of the LIA (mid-17th–early 18th century).

### 3.3 Changes in glacier mass balance in recent decades

The longest mass balance series available are for Yanamarey Glacier (Cordillera Blanca – Peru, since 1971) and Zongo Glacier (Cordillera Real – Bolivia, since 1973, reconstructed from hydrological data, see Soruco et al., 2009b). It should be noted that measurements on Yanamarey Glacier were interrupted several times and to complete the missing data, a linear trend was assumed. Among the glaciers where mass-balance time series are available in the tropical Andes, two subsets can be distinguished: glaciers with a maximum elevation higher or lower than 5400 m a.s.l. This elevation approximately matches the uppermost altitude reached by the equilibrium-line on the studied glaciers during very negative mass balance years. As a consequence, during such years the glaciers with a maximum elevation higher than 5400 m a.s.l can preserve an accumulation zone (more or less important depending on the maximum elevation of the glacier), and conversely, glaciers with a maximum elevation lower than 5400 m a.s.l. are completely exposed to ablation.

Figure 6 shows the cumulative annual mass balance of the eight glaciers between Colombia and Bolivia for which field measurements have been conducted (Table 1). Over the last 40 yr, two distinct patterns of loss can be distinguished: (1) Glaciers with a maximum elevation lower than 5400 m a.s.l. (Yanamarey, Chacaltaya, Charquini Sur and La Conejeras glaciers) showed an average trend of $-1.2$ m w.e. yr$^{-1}$, and (2) glaciers with a maximum elevation higher than 5400 m a.s.l. (Zongo, Artesonraju, Antisana 15 and Los Crespos glaciers) showed an average trend of $-0.6$ m w.e. yr$^{-1}$. However, one can note that the changes in mass balance at regional scale were homogeneous over the whole period, especially when taking into account (1) the link between the average mass loss trend and the maximum altitude of the glaciers; (2) the distance between the glaciers monitored: 21° in latitude between Zongo and La Conejeras; and (3) distinct hydrological year timing. This coherent glacier response suggests common large-scale forcing influencing climatic variability at a regional scale (e.g. Francou et al., 2007).

A strong interannual variability was superimposed on these long-term trends. Glaciers with a maximum elevation higher than 5400 m a.s.l. experienced major fluctuations between a balanced or even a slightly positive mass balance and deficits reaching more than $-2$ m w.e. yr$^{-1}$. On the other hand, glaciers such Chacaltaya, Charquini Sur, and Yanamarey experienced a permanently negative mass balance in recent years. Thus, it can be claimed that glaciers with a maximum elevation lower than 5400 m a.s.l. are very unbalanced and that, with a deficit of around $-1.2$ m w.e. yr$^{-1}$, many of them will probably completely disappear in one or two decades (note that this is already the case for Chacaltaya Glacier in Bolivia, which disappeared in 2010).

Figure 7 is a summary of mean annual mass balance per period combining all available measurements made in Colombia, Ecuador, Peru and Bolivia using different methods (geodetic, hydrological, glaciological and mass balance reconstructions from variations in snow line altitude). The quantity of available data has increased since the mid-90s when mass balance data derived from the remote-sensing method that uses ELA became available. Four important points in this graph are worth emphasizing:

– Although some glaciers sporadically had a positive mass balance, the average signal over the past 50 yr has been permanently negative.

– The late 1970s break point, already discussed with respect to changes in surface area, is equally apparent from mean annual mass balance per year, decreasing from $-0.2$ m w.e. yr$^{-1}$ over the 1964–1975 period to $-0.76$ m w.e. yr$^{-1}$ over the 1976–2010 period.

– A slight increase in the rate of glacier mass loss occurred during the past two decades.

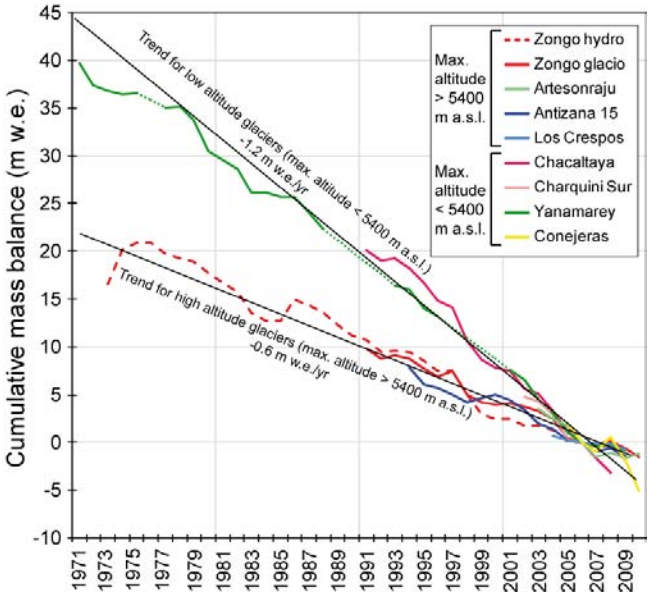



**Fig. 6.** Cumulative annual mass balance series computed for eight glaciers in the tropical Andes. 2006 was chosen as the common reference.

– Glaciers in the tropical Andes appear to have had more negative mass balances than glaciers monitored worldwide. In addition, tropical glaciers began to shrink at an accelerated rate after 1976, while those located at mid/high latitudes generally underwent an accelerated retreat about 15 yr later in the 1990s.

### 3.4 Synchronicity of the ablation rates throughout the tropical Andes

Figure 8 shows the cumulative monthly mass balance of five glaciers on which stake emergence was measured monthly, taking into account the snow/ice density. The elevation ranges include the whole glacier surfaces of Chacaltaya, Charquini Sur and La Conejeras glaciers (mostly ablation zones), the lower zone of Antisana 15 Glacier (4800 to 5000 m a.s.l.) and the upper ablation zone of Zongo Glacier (5000 to 5200 m a.s.l.). At a monthly scale, the mass balance in the ablation zone reflects changes in the energy balance (melt energy) and snow accumulation at the glacier surface. In the first decade, i.e. 1991–2001, the patterns remained almost the same: ablation peaked in 1995 and 1997–1998 on the three glaciers monitored at this time, whereas 1993–1994, 1996 and 1999–2000 were more balanced. In the 2001–2006 period a difference emerged between the inner and outer tropics: the continuous high ablation rates of Antisana 15 Glacier did not appear in Bolivia until 2004. The 2006–2011 period was characterized by an almost balanced situation in both the outer and inner tropics, even including a short period of mass gain on La Conejeras Glacier (2007–2008) followed by a marked loss in 2009.

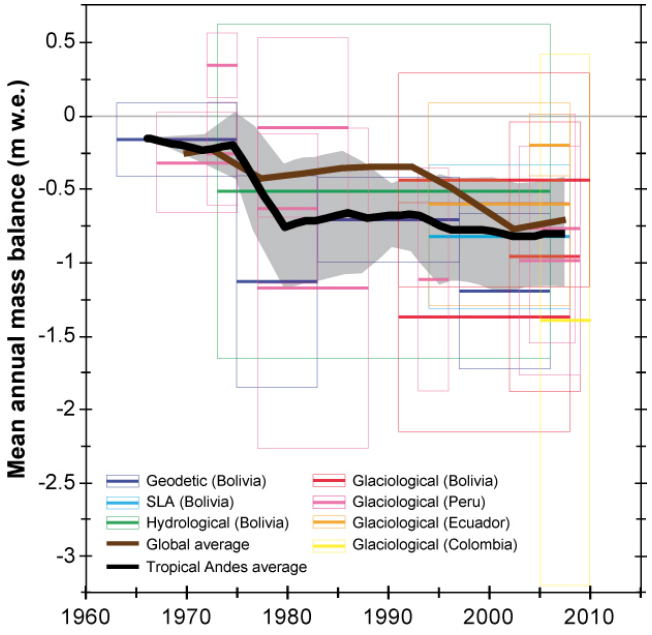



**Fig. 7.** Compilation of all available measured rates of change in mass balance in the tropical Andes. Glaciological and hydrological measurements are made annually; geodetic measurements are pluriannual and result from sporadic photogrammetric surveys. "SLA" represents the reconstruction of mass balance using variations in snow line altitude. Each budget is drawn as a thick horizontal line contained in a $\pm 1$ standard deviation box. The tropical Andes average was computed from available data and has been smoothed using a 5-yr running mean, the light grey box around the average represents the $\pm 1$ standard deviation. The global average comes from Cogley (2012).

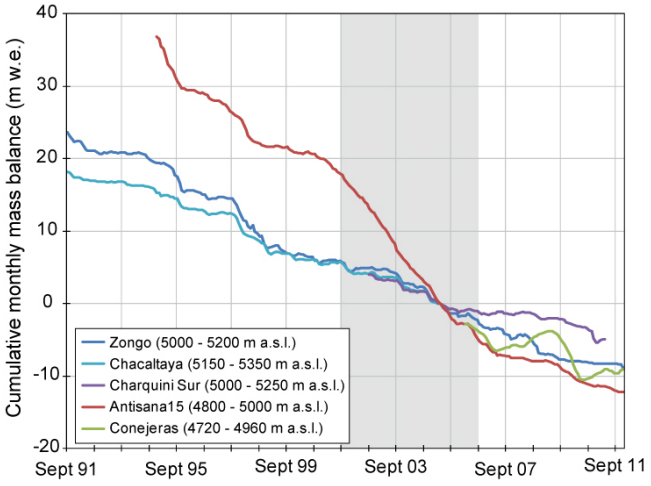



**Fig. 8.** Cumulative monthly mass balance for five glaciers in the tropical Andes where the measurements were made at this timescale (the reference time for the cumulative time series is April 2005, except for Conejeras Glacier where measurements began in March 2006). Zongo, Chacaltaya and Charquini Sur glaciers are located in Bolivia, in the outer tropics, while Antisana 15 and Conejeras glaciers are located in Ecuador and Colombia, in the inner tropics, respectively. Note that for Zongo and Antisana 15 glaciers, only the results of the ablation zone are plotted. Monthly mass balance measurements on Chacaltaya Glacier were stopped in September 2005 because the glacier was too small. The light grey box highlights the 2001–2006 period when mass balance of Antisana 15 Glacier was negative, diverging from the outer tropics.

## 4 Which atmospheric factors control mass balance processes on tropical glaciers?

### 4.1 Factors controlling seasonal changes in mass balance

Long-term surface energy balance (SEB) field campaigns in Bolivia (Wagnon et al., 1999, 2001; Sicart et al., 2005), Peru (Juen et al., 2007) and Ecuador (Favier et al., 2004a, b) revealed that in the tropics, the variability of SEB in the ablation areas is mostly controlled by net short-wave radiation ($S$), which is partly compensated by the negative net long-wave radiation budget ($L$). On the one hand, $S$ is closely linked with cloud cover and surface albedo. As a consequence, the surface albedo appears to be a primary variable controlling the amount of melt energy at the surface of tropical glaciers because of its strong variability and its feedback effect on the melt rate. Cloud cover on the other hand, causing strong seasonal changes in $L$ and solid precipitation, controls the seasonal changes in energy fluxes and mass balance on tropical glaciers (Wagnon et al., 2001; Francou et al., 2003, 2004; Favier et al., 2004a; Sicart et al., 2011).

Tropical glaciers are characterized by large vertical mass balance gradients of about 2 m w.e. $(100\,\mathrm{m})^{-1}$ in the ablation area (e.g. Kaser et al., 1996; Soruco et al., 2009b), implying a significant contribution of the lowest areas to total ablation. Kuhn (1984) noted the influence of the length of the ablation period. Areal simulation of the energy fluxes at the scale of the Zongo Glacier showed that the frequent changes in snow cover throughout the ablation season were the main explanation for the marked vertical mass balance gradients of tropical glaciers (Sicart et al., 2011). However, the seasonality of precipitation is not the same in the inner and outer tropics. Consequently, the seasonality of melting at the glacier surface also differs.

#### 4.1.1 Specificities of the inner tropics

On Antisana 15 Glacier (Ecuador), Favier et al. (2004a, b) found that on seasonal timescales, mean ablation rates remained almost constant throughout the year. Francou et al. (2004) specified that the interannual variability of ablation was mainly controlled by year-to-year variations in air temperature, which determine the snow line altitude. Glaciers in the inner tropics are thus very sensitive to temperature changes.

In addition, albedo appears to be a major determinant in melting. At a daily time step, a close relation was shown between albedo and net radiation (Favier et al., 2004b). Changes in albedo go hand in hand with changes in the short-wave radiation balance. Consequently, the frequency and intensity of snowfall, which can occur all year long, play a major role in attenuating the melting processes.

As a consequence, both precipitation and temperature are crucial for the annual mass balance, both during the main precipitation period (between February and May) and the secondary precipitation phase (September–October). Significant snowfall in February–May clearly reduces the ensuing melting due to the albedo effect. Conversely, long periods without snowfall lead to a significant increase in melt rate, particularly in the periods close to the equinox (March–April and September) when potential incoming short-wave radiation is at a maximum.

Finally, the sensitivity of Ecuadorian and Colombian glaciers to climate (in terms of dependence of mass balance on climate parameters) is closely linked to the absence of temperature seasonality. The 0 °C isotherm constantly oscillates through the ablation zone of the glaciers, and a minor variation in air temperature can influence the melt processes by determining the phase of precipitation and consequently affect the surface albedo in the ablation zone (a temperature increase of 1 °C can move the snow–rain limit about 150 m up the glacier).

#### 4.1.2 Specificities of the outer tropics

In the outer tropics, where liquid precipitation is rare on glaciers, the mass balance is closely related to the total amount and the seasonal distribution of precipitation (Wagnon et al., 2001; Francou et al., 2003; Favier et al., 2004a; Sicart et al., 2005).

Concerning the evolution of melt at the glacier surface throughout the year, three seasons can be distinguished for outer tropical glaciers (Sicart et al., 2011; Rabatel et al., 2012): (1) In the dry season from May to August, melt is low mainly due to a deficit in long-wave radiation of the surface energy balance; this deficit is due to the low emissivity of the thin cloudless atmosphere at very high altitudes. (2) During the transition season from September to December, when precipitation is not yet abundant, the meltwater discharge progressively increases to reach its highest annual values in November–December (Ribstein et al., 1995; Sicart et al., 2011) due to high solar irradiance, with the sun close to zenith, and low glacier albedo. (3) From January to April, the frequent snowfall in the wet season reduces the melt rate, which is nevertheless maintained by high long-wave radiation emitted from convective clouds. Finally, the annual mass balance depends largely on the beginning of the wet season, which interrupts the period of high melt caused by solar radiation (Sicart et al., 2011). Any delay in the beginning of the wet season causes a very negative mass balance due to reduced snow accumulation and very large ablation, an occurrence which is frequent during El Niño events (Wagnon et al., 2001). Indeed, Wagnon et al. (2001) showed that the high melt rates measured at the Zongo Glacier weather station during the 1997–1998 El Niño year were mainly due to reduced solid precipitation and associated low albedo.

#### 4.1.3 Relation between air temperature and ablation on tropical glaciers

Numerous studies, primarily from mid- to high-latitude glaciers, have revealed a high correlation between glacier or snow melt and air temperature (e.g. Zuzel and Cox, 1975; Braithwaite, 1981). These correlations provide the basis for degree-day models, which relate the melt rate to the sum of positive temperatures, generally at a daily timescale, through a constant degree-day factor. The degree-day factor depends on the relative importance of each energy flux and generally is specific to the site and to the period considered. Few studies have investigated the physical causes of the correlation between air temperature and ice melt. Paradoxically, net radiation generally is the greater incoming energy flux but is poorly correlated to air temperature (Sicart et al., 2008). At low latitudes, empirical models, similar to degree-day approaches, have been used to simulate the mass balance without detailed examination of the hypotheses supporting the model (e.g. Hostetler and Clark, 2000; Kull and Grosjean, 2000; Pouyaud et al., 2005), the main one being that the variability of melt rate is well correlated to the temperature (implying constant degree-day factor). These hypotheses, must be known and tested when the model is used outside the calibration experiment, such as in different climatic areas or for mass balance forecasting or hindcasting.

Sicart et al. (2008) investigated the physical basis of temperature-index models for Zongo Glacier in the outer tropics and Antisana Glacier in the inner tropics. They showed that during the melt season net short-wave radiation controls the variability of the energy balance and is poorly correlated to air temperature. The turbulent flux of sensible heat is generally a gain in energy for the glacier surface, whereas the latent heat flux is a sink. Both turbulent fluxes tend to cancel each other out. Air temperature is a poor index of melt, mainly because of (1) low and only slightly varying temperatures during the melt period, and (2) the low heat content of the air at very high elevations. Albedo changes due to frequent snowfalls that temporarily cover the melting ice surface contribute to, but are not the main cause of, the poor correlations between temperature and melt energy. As a consequence, the degree-day model is not appropriate for simulating the melting of tropical glaciers at short time steps. However, at the yearly timescale, air temperature is a better index of the glacier mass balance because it integrates ablation and accumulation processes over a long time period. Indeed, temperature is a variable not only related to the sensible heat flux, but also closely linked with the long- and

short-wave radiation balance through the phase of precipitation which controls the albedo.

### 4.2 Regional forcing of the mass balance interannual variability: the Pacific Ocean

Figure 9 shows time series of monthly mass balance anomalies and Pacific sea surface temperature anomalies (SSTa). The top graph focuses on the inner tropics and shows the average monthly mass balance of Antisana 15 (1995–2011) and La Conejeras (2006–2011) glaciers with the SSTa of the Niño 3.4 region. The bottom graph focuses on the outer tropics, with the average monthly mass balance of Zongo (1991–2011), Chacaltaya (1991–2005) and Charquini Sur glaciers (2002–2011) and the SSTa of the Niño 1 + 2 region.

In Ecuador (inner tropics), as shown by Francou et al. (2004) and Vuille et al. (2008a), the two opposite phases of ENSO explain the highly contrasted situations on the Antisana 15 Glacier. The SSTa peak in the central Pacific during the austral summer (November–February) and the atmospheric response to ENSO over the Ecuadorian Andes is delayed by three months, so that the year-to-year variability of the mass balance is most important during the period from February to May (Francou et al., 2004). During warm ENSO phases, increasing temperatures favor precipitation at the melting point up to 5100–5200 m a.s.l., which, together with the slight deficit in precipitation and cloudiness, explains the consistently low values of the albedo and the high melt rates (Favier et al., 2004a, b). In contrast, the cold ENSO phase brings cooler temperatures, higher snowfall amounts and increased cloudiness, which, for long periods, prevent albedo from dropping below the typical values of the fresh snow (0.8) and decreases available energy for melt. To a lesser extent, stronger winds during austral winter boost sublimation and reduce melting.

In Colombia, the impacts of ENSO on glaciers are similar to those in Ecuador. It has been observed that monthly mass balance was up to three and a half times more negative during El Niño events than in an average month. On the other hand, the 2007/2008 La Niña event resulted in a positive mass balance on La Conejeras Glacier.

In Bolivia, variations in the interannual glacier mass balance are also to a large extent controlled by SSTa in the tropical Pacific (Francou and Ribstein, 1995; Francou et al., 2003; Vuille et al., 2008a). During the ENSO warm phase (El Niño), precipitation decreases by 10–30 % and dry periods occur more frequently during austral summer (Vuille et al., 2000). This situation increases incoming solar radiation, reduces snow accumulation and decreases albedo on the glacier surface (Wagnon et al., 2001). On average, the near-surface summer temperature is 0.7° − 1.3 °C higher during El Niño than during La Niña (Vuille et al., 2000), enhancing sensible heat flux to the glacier surface. During the relatively wet and cold La Niña periods, opposite conditions prevail, which can lead to near equilibrium mass balance. However, as can

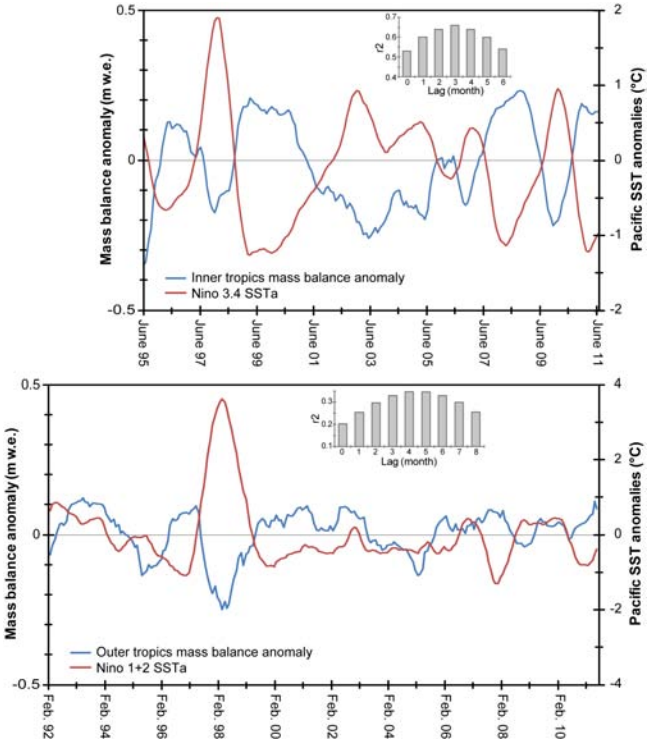



**Fig. 9.** Upper graph: time series of monthly mass balance anomalies (m w.e.) for the inner tropics (mean of Antisana 15 and La Conejeras glaciers) and Niño 3.4 SSTa (°C) between June 1995 and August 2011. Both time series were smoothed with a 12-month averaging filter. Mass balance anomalies lag SSTa by 3 months. Vertical bar plot (inset) shows the correlation between mass balance anomalies and the Niño 3.4 index, with the Niño 3.4 index leading mass balance anomalies by between 0 and 6 months. Lower graph: the same but for the outer tropics (mean of Zongo, Chacaltaya and Charquini Sur glaciers) and Niño 1 + 2 SSTa. The best correlation between both series was with a 4-month lag (see the vertical bar plot inset).

be seen on the lower graph in Fig. 9, the response of mass balance to the SSTa forcing is not systematic, for example over the 1992–1995 and 2001–2005 periods. Although the positive mass balance anomaly in the 1992–1995 period has been attributed to the cooling effect of the Pinatubo eruption in June 1991 (Francou et al., 2003), the situation that occurred between 2001 and 2005 is still being analyzed and remains unresolved. Nevertheless, new characteristics observed in ENSO variability (central Pacific/eastern Pacific or "Modoki" ENSO) could explain the slight differences in the response of glaciers in this region to the ENSO phenomenon, particularly for the outer tropics. This last point will be the focus of a forthcoming paper. Finally, ENSO influence on Sajama Volcano glaciers has also been highlighted by Arnaud et al. (2001), showing that the snow line elevation is related primarily to precipitation and to a lesser degree to temperature.

Concerning the Cordillera Blanca in Peru, the mechanisms linking ENSO and glacier mass balance are similar to those in Bolivia, with the SSTa exerting the prevailing large-scale control on interannual mass balance variations. Typically, El Niño events result in negative mass balance anomalies, and La Niña in above average signals. However, these teleconnections are spatially unstable and ENSO events with reversed effects on glacier mass balance have been observed (Vuille et al., 2008b).

During periods when ENSO is near neutral conditions, other atmospheric forcing factors might also have an impact on interannual mass balance variability, but their relative role is poorly documented. Such factors might, for example, include variations in intensity and duration of the South American monsoon, or the so-called *surazos*, which cause precipitation during the dry period due to Southern Hemisphere mid-latitude disturbances tracking abnormally north of their usual path (Ronchail, 1995).

## 5 Climatic causes of tropical glacier changes

### 5.1 Causes of glacier retreat during the LIA (from the PME to the late 19th–early 20th century)

The formation of moraines at a distance of about 800 to 1000 m from the present glacier snout during the PME of the LIA means that the specific mass balance was very positive, generating a significant transfer of ice downstream from the glacier to offset increasing ablation at low altitude. From sensitivity studies, Rabatel et al. (2006) suggested that conditions may have been wetter during the LIA, thus increasing accumulation rates, and, in conjunction with lower temperatures, leading to a decrease in the freezing level. This hypothesis is consistent with other proxies, one based on ice core evidence (Fig. 2 lower panel). For example, in several ice cores, Thompson et al. (2006) and Vimeux et al. (2009) noted a marked centennial-scale decrease in the $\delta^{18}$O of the snow/ice between the late 16th and early 19th century. The minimum $\delta^{18}$O content between $\sim$1620 AD and $\sim$1730 AD can be considered to be related to increasing convective activity during the PME (Vimeux et al., 2009). New $\delta^{18}$O records from Andean speleothems and lake records also confirm that, in this region, the LIA period must have been wet (Bird et al., 2011). Pollen analyses from the Sajama ice core (Liu et al., 2005) are also in agreement with wetter conditions during the PME of the LIA.

Quantitatively, the application of simple climate/glacier models (Polissar et al., 2006; Rabatel et al., 2008a; Jomelli et al., 2009) highlights several points:

- In Venezuela, for the period 1250–1820 AD, average air temperature may have been $3.2 \pm 1.4$ °C cooler, and precipitation about 22 % higher than at present.
- In Ecuador, air temperature may have been 0.8 °C to 1.1 °C below today's values, and a 25 % to 35 % increase in accumulation appears to have occurred in the 18th century.
- In Bolivia, the PME of the LIA could be the result of a decrease in temperature of 1.1 °C to 1.2 °C, and a 20 % to 30 % increase in accumulation.
- In Colombia, the air temperature during the PME of the LIA was estimated to be 1.2 °C to 1.5 °C lower than at the turn of the 21st century (Baumann, 2006).

A major difference between tropical and mid-latitude glaciers is that the tropical glaciers began to retreat just after 1740–1750 AD, a long trend of recession which may have been associated with drier conditions. Indeed, drier conditions are indicated by the analysis of paleo-lake levels on the Peruvian–Bolivian Altiplano (Chepstow-Lusty et al., 2003). The shift to drier conditions between the late 18th and early 19th centuries is also apparent in pollen analyses of the Sajama ice core (Liu et al., 2005) and net accumulation from the Quelccaya ice core (Thompson et al., 1985). However, the recession was probably not continuous since distinct moraines were deposited between the PME and the late 19th–early 20th century, indicative of small glacial advances, although those never reached a magnitude as great as those in the PME. Such small glacial advances occurred during the first half of the 19th century in Bolivia and Peru as well (Rabatel et al., 2006, 2008a; Jomelli et al., 2009), with moraine stages dated from $\sim$1800 AD and $\sim$1860 AD; they could be related to relatively wetter conditions.

The last decades of the 19th century were characterized by a substantial glacier retreat at a regional scale, which could be due to dry conditions as documented in climate proxies and the first instrumental measurements (Kraus, 1955; Torrence and Webster, 1999).

### 5.2 Causes of the accelerated retreat in the last 30 yr

#### 5.2.1 Climate changes in recent decades

Recently, Vuille et al. (2008a) presented a review of climate changes in the 20th century along the tropical Andes. These authors reported that:

- Precipitation changes are difficult to document because of the lack of high-quality long-term precipitation records. Moreover, the variability at the decadal timescale is higher than the multi-decadal trend, partly due to ENSO effects. However, studies showed an increasing trend in precipitation after the mid-20th century (both at an annual scale and during the wet season) north of 11° S, i.e. in Ecuador and northern/central Peru. Inversely, in southern Peru and the Bolivian Altiplano, most weather stations indicated a decreasing trend (Vuille et al., 2003; Haylock et al., 2006).

– Changes in humidity are very hard to quantify as, in the Andes, no long-term continuous records exist. However, based on CRU05 data, Vuille et al. (2003) found a significant increase in relative humidity for the 1950–1995 period ranging from 0.5 % decade$^{-1}$ (in Bolivia) to more than 2.5 % decade$^{-1}$ (in Ecuador). Similarly, based on NCEP reanalysis data, Salzmann et al. (2012) found a significant increasing trend in specific humidity in the southern Peruvian Altiplano over the past 50 yr.

– During the 1974–2005 period, outgoing long-wave radiation (OLR) decreased in the inner tropics, suggesting an increase in convective activity and cloud cover, whereas in the outer tropics, the opposite trend is documented (Vuille et al., 2003). This pattern is consistent with precipitation trends in the same period.

– Temperature is by far the best documented climate parameter. Based on 279 weather stations located between 1° N and 23° S, Vuille et al. (2008a) showed that near-surface air temperature increased significantly (by 0.10 °C decade$^{-1}$) in the last 70 yr, which represents an overall temperature increase of 0.68 °C since 1939. These findings confirm results obtained by other authors in Peru (Mark and Seltzer, 2005), Bolivia and northern Chile (Vuille et al., 2000), Ecuador (Quintana-Gomez, 2000; Villacis, 2008) and along the entire tropical Andes from Ecuador to northern Chile (Vuille and Bradley, 2000), all of whom reported a significant warming trend and a reduced daily temperature range (difference between daily minimum and maximum temperatures). Consistent with this increase in temperature, Gilbert et al. (2010) showed from englacial temperature measurements in a 138 m deep borehole drilled near the summit of Illimani (6340 m a.s.l., Bolivia) that a warming trend can also be identified along the temperature profile at very high altitudes. These authors quantified a mean rise in atmospheric temperature of $1.1 \pm 0.2$ °C over the 20th century. It should be noted that this increase in temperature is the only long-term evidence recorded over the full 20th century in the Andes at the elevation of glaciers, as most weather stations are located below 4000 m a.s.l., or have only short-term records.

Figure 10 shows changes in freezing level height in the Andean Cordillera documented based on NCEP/NCAR reanalysis data. Freezing level height was computed using monthly temperatures and geopotential height and plotted as a 12-month running mean for the 1955–2011 period at three sites (Antisana in Ecuador, Cordillera Blanca in Peru, and Cordillera Real in Bolivia) using an elevation range between the glacier snout and the mean glacier altitude at each site as a backdrop. For each site, the grid cell including the site was selected. The freezing level height plotted as a 12-month running mean provides an annual mean freezing line elevation, with seasonality removed (albeit the seasonality is small in the tropics). In the inner tropics the freezing line is closely associated with the ELA, while in the outer tropics the ELA tends to be above the freezing line (due to moisture limitations). From Fig. 10, one can note that, in the inner tropics (Antisana in Ecuador), during the 1955–2011 period, the ablation zone extended down to the freezing level, thus explaining the year-round strong ablation rates. In the outer tropics of Peru (∼ 9° S) and Bolivia (∼ 16° S), except during strong El Niño events, the ablation zone tended to be located above the annual mean freezing line during the first half of the study period. However, the marked increase in freezing levels since the late 1970s–early 1980s led to a situation in which the ablation zones of the Cordillera Blanca and today even of the Cordillera Real are mostly located within the altitudinal range of the annual mean freezing level.

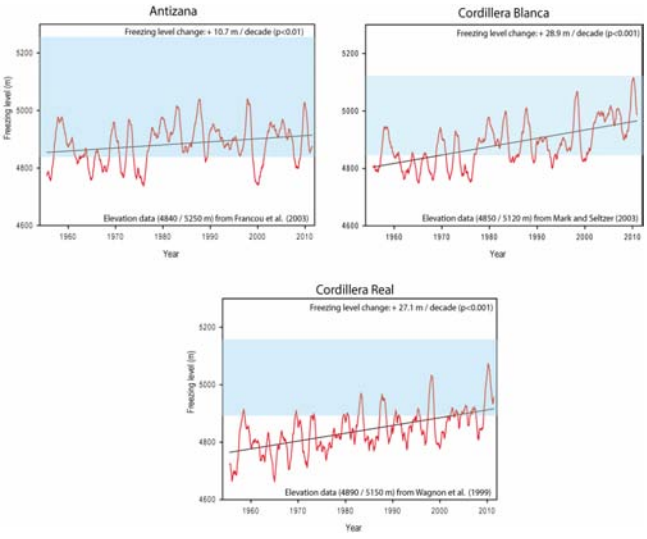



**Fig. 10.** Changes in freezing level height in the Andean Cordillera computed from NCEP/NCAR reanalysis data (1955–2011) for three sites (Antisana in Ecuador, Cordillera Blanca in Peru, and Cordillera Real in Bolivia) in parallel with a range of elevations from glacier snouts to the mean elevation of glaciers at each site (blue shaded area). These elevations are averages for each one of the sites corresponding to values from the 2000 decade.

Quantitatively, the freezing level height has increased by about 60 m and 160 m over the last five and a half decades in the inner and outer tropics, respectively. This increase can be partially traced back to the increase in the tropical Pacific SST (Diaz et al., 2003; Bradley et al., 2009).

Figure 11 shows cumulative temperature (monthly mean values of NCEP/NCAR reanalysis data) at the current elevation of the glacier snout for the same three locations as in Fig. 10. For each zone, Fig. 11 also shows the cumulative glacier change, computed from the average of available surface/length data. At Antisana and in the Cordillera Blanca, the temperature was very close to 0° at the glacier snout up to the late 1970s, when temperatures started to rise and cumulative temperature became positive. Temperatures have

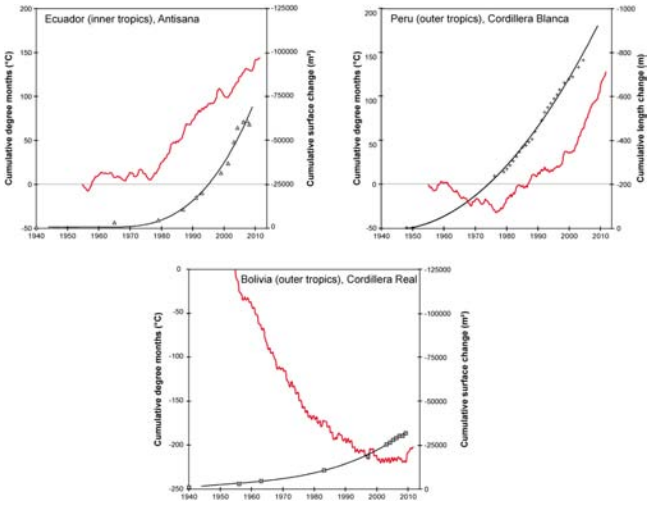



**Fig. 11.** Cumulative degree months (NCEP/NCAR temperature reanalysis data) at glacier snouts for the 1955–2011 period (red line) at three locations: Antisana in Ecuador, Cordillera Blanca in Peru, and Cordillera Real in Bolivia. For each zone, the symbols represent the cumulative glacier change in terms of surface (average of the available data in Ecuador and Bolivia) or length (average of the available data in Peru). The regression line associated with the symbols match a 3rd order polynomial regression.

continued to increase ever since, meaning that, except for short intervals associated with the cold phase of ENSO, they have remained positive. For example, in 1997/1998 El Niño led to marked warming and in 1999/2000 La Niña led to cooling (Antisana) or at least stabilization of the cumulative temperature (Cordillera Blanca), but this event was short-lived. The situation in the Cordillera Real (Bolivia) appears to be a little different, because in the outer tropics glaciers are located in an area with a dryer climate and therefore at higher elevations relative to the freezing line. Hence, from 1955 to the mid-1990s, temperatures at the Zongo Glacier snout were mainly below freezing and the cumulative temperature was consequently negative. However, since the early 2000s, the temperature has reached the freezing point, and as a result the cumulative temperature curve flattened out and even started to rise since 2010.

#### 5.2.2 Linking current climate change and glacier evolution in the tropical Andes

The higher SST of the tropical Pacific Ocean off the coast of South America observed after the 1976 Pacific climate shift most likely helped to accelerate glacier retreat throughout the tropical Andes. This strong signal is superimposed on higher frequency, large-scale atmospheric events. The Pinatubo eruption, an event of this type, occurred in June 1991 and for several months affected the glacier mass balance through a cooling effect of the volcanic sulfate aerosols in the stratosphere, hence interrupting the long El Niño period (1990–1995), and causing the only slightly positive mass balance in the entire decade on Chacaltaya Glacier (Francou et al., 2003). Thus, we can assume that the higher frequency and the change in the spatio-temporal occurrence of El Niño since the late 1970s, together with a warming troposphere over the tropical Andes, explain much of the recent dramatic shrinkage of glaciers in this part of the world.

Finally, it is interesting to note that the beginning of the accelerated retreat of tropical glaciers occurred at the same time as a major increase in the global temperature curve after 1976 (Trenberth et al., 2007), which incorporates the warming of the tropical Pacific and other tropical regions. Glaciers all around the Pacific and Indian oceans underwent accelerated retreat since 1976 (with the exception of glaciers in New Zealand until the early 2000s, which are also influenced by ENSO, but in the opposite way). In the Northern Hemisphere, from Alaska to northern Russia, and throughout Europe, the main forcing is the North Atlantic Oscillation, resulting in (1) a slight time lag in the beginning of accelerated retreat period (late 1980s/early 1990s) and (2) distinct mechanisms of variability at a decadal scale (e.g. Francou and Vincent, 2007).

### 5.3 Possible future changes in tropical glaciers in the Andes: results of modeling

Using results from eight different general circulation models used in the 4th assessment of the IPCC, and $CO_2$ levels from scenario A2, Bradley et al. (2006) showed that projected changes in mean annual free-air temperatures between 1990–1999 and 2090–2099 along the tropical Andes at an elevation higher than 4000 m a.s.l. will increase by +4 °C to +5 °C. The maximum temperature increase is projected to occur in the high mountains of Ecuador, Peru and Bolivia (Bradley et al., 2006). Urrutia and Vuille (2009), using a high-resolution regional climate model, came to similar conclusions with respect to changes in near-surface temperature. To test the response of glaciers to changes in air temperature, Lejeune (2009) performed a sensitivity analysis of glacier mass balance and equilibrium-line altitude by applying the CROCUS snow model to the Zongo Glacier in two contrasted wet seasons (2004–2005 and 2005–2006). CROCUS is a one-dimensional multi-layer physical model of the snow cover, which can be adapted to account for glaciers. The model explicitly evaluates at hourly time steps the surface mass and energy budgets (for more details, refer to Brun et al., 1989). The results of the sensitivity analysis on Zongo Glacier showed that for a 1 °C increase in air temperature, the increase in ELA would be 150 ± 30 m. With such a result and assuming that changes in ELA are linearly proportional to changes in temperature, the above mentioned projected changes in air temperature (+4 °C to +5 °C) simulated at the elevation of the glaciers for the end of the 21st century would result in an ELA increase on the order of 480 to 900 m. With $ELA_0$ currently located at ∼ 5150 m a.s.l. on Zongo Glacier

(Rabatel et al., 2012), such an increase would locate the ELA between 5630 and 6050 m a.s.l. at the end of the 21st century, i.e. in the upper reaches of the Zongo Glacier, with a subsequent drastic reduction in its surface area. If extrapolated to other glaciers in the Cordillera Real, such an increase in the ELA would cause the disappearance of most glaciers in this massif. However, these results are preliminary, and they need to be supplemented and expanded by the analysis of the sensitivity of mass balance and ELA to other meteorological parameters (precipitation, humidity, radiation) at longer timescales.

## 6 Summary, remaining challenges and concluding remarks

This review of glacier changes over the last 50 yr and two decades of constant field observations of some representative glaciers in the tropical Andes enabled us to highlight the following conclusions:

- Consistent with most mountain glaciers worldwide, glaciers in the tropical Andes have been retreating at an increasing rate since the late 1970s. The rate of current retreat appears to be unprecedented since the LIA maximum, i.e. since the second half of the 17th century and the early 18th century.

- The magnitude of glacier mass loss is directly related to the size and elevation of the glacier. Glaciers with a maximum altitude above 5400 m a.s.l. (i.e. that still have a permanent accumulation zone) have typically lost $-0.6\,\mathrm{m\,w.e.\,yr^{-1}}$ over the last three and a half decades, whereas glaciers with a maximum altitude lower than 5400 m a.s.l. have shrunk at an average rate of $-1.2\,\mathrm{m\,w.e.\,yr^{-1}}$, i.e. at twice the rate of the former. Although sporadic positive annual mass balances have been observed on some glaciers, the average mass balance has been permanently negative over the past 50 yr.

- Interannual variability of mass balance is high, with negative mass balance occurring much more frequently than periods with near-equilibrium or positive mass balances, which occurred in only a few years. The variability of the tropical Pacific SST is the main factor controlling the variability of the mass balance at the interannual to decadal timescale.

- In the very high-altitude mountains of the tropical Andes, radiation fluxes, and more specifically the net shortwave radiation budget, control the energy balance at the glacier surface during the melt season. Furthermore, ablation and accumulation processes are closely linked. Indeed, through its effect on albedo, solid precipitation mainly controls seasonal changes in energy fluxes and hence in the mass balance of these glaciers.

- Because precipitation has not displayed a significant and spatially coherent trend in the tropical Andes since the middle of the 20th century (unlike temperature, which has increased at the significant rate of $0.10\,^{\circ}\mathrm{C\,decade^{-1}}$ in the last 70 yr), we assume that atmospheric warming is the main factor explaining the current glacier recession. However, a large proportion of atmospheric warming is transmitted to a glacier through precipitation via a change in phase.

- Given the current climatic context, and the future changes in atmospheric temperature projected by both global and regional climate models, many glaciers in the tropical Andes could disappear during the 21th century, and those located below 5400 m a.s.l. are the most vulnerable.

The ongoing recession of Andean glaciers will become increasingly problematic for regions depending on water resources supplied by glacierized mountain catchments, particularly in Peru and Bolivia. This issue was not specifically discussed here as it is beyond the scope of the present review, but it has been highlighted in several recent studies (e.g. Bradley et al., 2006; Villacis, 2008; Kaser et al., 2010). Hence, further efforts need to be undertaken on glacio-hydrological modeling and analysis, together with locally based water resource management studies (Bury et al., 2011), in order to provide policy- and decision-makers with adequate and useful information on how to manage water resources in regions with rapidly shrinking glaciated areas.

Other outstanding issues should be answered by the community. For example, the following topics have to be addressed in the coming years: (1) Through what mechanisms and dynamics are large-scale forcings (such as Pacific SST and other not yet identified forcings) transmitted and scaled down to the glacier surface? (2) How might future changes in ENSO characteristics affect glaciers with different climatic sensitivities in the inner and outer tropical Andes? (3) In this review, mass balance and area/length changes have been the main foci, but we did not consider glacier dynamics. This reflects the fact that dynamics linking mass changes to area/length changes remains poorly documented for tropical glaciers. (4) Finally, the effects of glacier retreat and warming on natural hazards need to be better understood in the Andes to be able to effectively reduce associated risks. Formation and growth of glacier lakes are of concern due to potentially devastating lake outburst floods (Carey, 2005; Carey et al., 2012).

*Acknowledgements.* This study was conducted within the framework of the International Joint Laboratory GREAT-ICE, an initiative of the French Institute of Research for Development (IRD) and universities and institutions in Bolivia, Peru, Ecuador and Colombia. IRD researchers: B. Pouyaud, R. Gallaire, E. Cadier, P. Garreta and A. Coudrain are acknowledged for their participation in the development of the glacier monitoring program in the tropical Andes. We are grateful to all those who took part in field campaigns for mass balance measurements. We also appreciate collaboration with Nadine Salzmann, Mario Rohrer, Walter Silverio, Cesar Portocarrero and Bryan Mark. This study was funded by the French IRD (Institut de Recherche pour le Développement) through the Andean part of the French glaciers observatory service: GLACIOCLIM (http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/SiteWebAndes/index.htm) and through the JEAI-IMAGE, and by the Grant SENESCYT-EPN-PIC-08-506. We also acknowledge funding from, and collaboration with, the Comunidad Andina de Naciones (CAN) and the World Bank, the Inter-American Institute, the Swiss Agency for Development and Cooperation, the Swiss Federal Office for the Environment, the Servicio Nacional de Meteorología e Hidrología del Perú, Helvetas Swiss Intercooperation, US-NSF, the US State Department and CARE. Special thanks to the USGS-EDC for allowing us free access to Landsat images. SPOT images were provided through the CNES/SPOT-Image ISIS program, contract #503. Visualizations used in Fig. 1 were produced with the Giovanni online data system, developed and maintained by the NASA GES DISC. We also acknowledge the TRMM mission scientists and associated NASA personnal for the production of the data used.

Edited by: A. Klein

The publication of this article is financed by CNRS-INSU.

## References

Aceituno, P.: On the functioning of the Southern Oscillation in the South American sector, Part I: Surface climate, Mon. Weather Rev., 116, 505–524, 1988.

Ames, A. and Francou, B.: Cordillera Blanca, Glaciares en la historia, Bull. Inst. fr. étud. andin., 24, 37–64, 1995.

Ames, A. and Hastenrath, S.: Diagnosing the imbalance of Glaciar Santa Rosa, Peru, J. Glaciol., 42, 212–218, 1996.

Arnaud, Y., Muller, F., Vuille, M., and Ribstein, P.: El Niño-Southern Oscillation (ENSO) influence on a Sajama volcano glacier (Bolivia) from 1963 to 1998 as seen from Landsat data and aerial photography, J. Geophys. Res., 106, 17773–17784, 2001.

Basantes, R.: Análisis espacio-temporal de comportamiento geométrico de los glaciares del Volcán Antisana y su relación con la variabilidad climática, Master Thesis, Univ. Nice, France, 71 pp., 2010.

Baumann, S.: Aufbau einer Gletscherinventars für Kolumbien und Abschätzung glaziologischer Parameter, München, Technical University (TU), München, 2006.

Bermejo, A.: Test de validación del método de reconstrucción del balance de masa a partir de la altitud de la línea de equilibrio (ELA) medida sobre imágenes satelitales del Glaciar Zongo (16° S, Cordillera Real, Bolivia) durante el periodo 1997–2006, Master Thesis, Univ. Polytech. Valencia, Spain, 75 pp., 2010.

Beven, K.: Changing ideas in hydrology – The case of physically-based models, J. Hydrol., 105, 157–172, 1989.

Bird, B. W., Abbott, M. B., Vuille, M., Rodbell, D. T., Rosenmeier, M. F., and Stansell, N. D.: A 2300-year-long annually resolved record of the South American summer monsoon from the Peruvian Andes, P. Natl. Acad. Sci., 108, 8583–8588, 2011.

Bradley, R. S., Vuille, M., Diaz, H. F., and Vergara, W.: Threats to water supplies in the Tropical Andes, Science, 312, 1755–1756, doi:10.1126/science.1128087, 2006.

Bradley, R. S., Keimig, F. T., Diaz, H. F., and Hardy, D. R.: Recent changes in freezing level heights in the Tropics with implications for the deglacierization of high mountain regions, Geophys. Res. Lett., 36, L17701, doi:10.1029/2009GL037712, 2009.

Braithwaite, R. J.: On glacier energy balance, ablation, and air temperature. J. Glaciol., 27, 381–391, 1981.

Brecher, H. H. and Thompson, L. G.: Measurement of the retreat of Qori Kalis glacier in the tropical Andes of Peru by terrestrial photogrammetry, Photogramm. Eng. Rem. Sens., 59, 1017–1022, 1993.

Broggi, J. A.: La desglaciación actual de los Andes del Perú, Bol. Mus. Hist. Nat. "Javier Prado", 9, 222–248, 1945.

Brun, E., Martin, E., Simon, V., Gendre, C., and Coléou, C.: An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalance forecasing, J. Glaciol, 35, 333–342, 1989.

Bury, J. T., Mark, B. G., McKenzie, J. M., French, A., Baraer, M., Huh, K. I., Zapata Luyo, M. A., and Gómez López, R. J.: Glacier recession and human vulnerability in the Yanamarey watershed of the Cordillera Blanca, Peru, Climatic Change, 105, 179–206, doi:10.1007/s10584-010-9870-1, 2011.

Caceres, B.: Actualización del inventario de tres casquetes glaciares del Ecuador, Master Thesis, Univ. Nice, France, 84 pp., 2010.

Carey, M.: Living and dying with glaciers: people's historical vulnerability to avalanches and outburst floods in Peru, Glob. Planet. Change, 47, 122–134, 2005.

Carey, M., Huggel, C., Bury, J., Portocarrero, C., and Haeberli, W.: An integrated socio-environmental framework for climate change adaptation and glacier hazard management: Lessons from Lake 513, Cordillera Blanca, Peru, Clim. Change, 112, 733–767, 2012.

Ceballos, J. L., Euscategui, C., Ramirez, J., Cañon, M., Huggel, C., Haeberli, W., and Machguth, H.: Fast shrinkage of tropical glaciers in Colombia, Ann. Glaciol., 43, 194–201, 2006.

Chepstow-Lusty, A., Frogley, M. R., Bauer, B. S., Bush, M. B., and Tupayachi Herrer, A.: A late Holocene record of arid events from the Cuzco region, Peru. J. Quat. Sci, 18, 491–502, 2003.

Clapperton, C. M.: The glaciations of the Andes, Quat. Sci. Rev., 2, 83–155, 1983.

Cogley, G.: The future of World's glaciers, Chapter 8, From Barry, R., Hock, R. and Polyakov, I., The Future of the World's Glaciers,

in: The Future of the World's Climate, edited by: Henderson-Sellers, A. and McGuffie, K., Elsevier, Amsterdam, 197–222, 2012.

Collet, M.: Suivi spatio-temporel des calottes glaciaires de l'Antisana et du Cotopaxi (Equateur), Analyse par télédétection dans un contexte de changement climatique, Master Thesis, Univ. Rennes, France, 102 pp., 2010.

Consoli, G.: Reconstruction des bilans de masse annuels de 11 glaciers de la Cordillère Royale de Bolivie à partir de l'observation de la ligne de neige, Master Thesis, Univ. Grenoble, France, 90 pp., 2011.

Cooley, D., Naveau, P., Jomelli, V., Rabatel, A., and Grancher, D.: A Bayesian Hierarchical Extreme Value Model for Lichenometry, Environmetrics, 17, 555–574, doi:10.1002/env.764, 2006.

Diaz, H. F., Eischeid, J. K., Duncan, C., and Bradley, R. S.: Variability of freezing levels, melting season indicators and snow cover for selected high elevation and continental regions in the last 50 years, Climatic Change, 59, 33–52, 2003.

Favier, V., Wagnon, P., and Ribstein, P.: Glaciers of the outer and inner tropics: a different behavior but a common response to climatic forcing, Geophys. Res. Lett., 31, L16403, doi:10.1029/2004GL020654, 2004a.

Favier, V., Wagnon, P., Chazarin, J.-P., Maisincho, L., and Coudrain, A.: One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana glacier 15, Ecuadorian Andes, J. Geophys. Res., 109, D18105, doi:10.1029/2003JD004359, 2004b.

Florez, A.: La Sierra Nevada del Cocuy, Chita o Güicán, EPG-Geografia, 1, 7–18, 1991.

Francou, B.: Andes del Ecuador: los glaciares en la época de los viajeros (siglos XVIII a XX), In Los Andes el reto del espacio mundo andino: homenaje a Olivier Dollfus, edited by: Deler, J. P. and Mesclier, E., Inst. Fr. Et. And., Lima, 137–152, 2004.

Francou, B. and Pizarro, F.: El Niño y la Sequía en los Altos Andes Centrales (Perú y Bolivia), Bull. Inst. Fr. Et. And., 14, 1–18, 1985.

Francou, B. and Ribstein, P.: Glaciers et évolution climatique dans les Andes boliviennes, Glacier de Zongo et Glacier de Chacaltaya, Cordillère Royale, 16° Sud, Bull. Inst. Fr. Et. And., 24, 23–36, 1995.

Francou, B. and Vincent, C.: Les glaciers à l'épreuve du climat, IRD, Belin, Paris, 274 pp., 2007.

Francou, B., Ribstein, P., Saravia, R., and Tiriau, E.: Monthly balance and water discharge of an inter-tropical glacier: Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, 16° S, J. Glaciol., 41, 61–67, 1995.

Francou, B., Ramirez, E., Caceres, B., and Mendoza, J.: Glacier evolution in the tropical Andes during the last decades of the 20th century: Chacaltaya, Bolivia and Antizana, Ecuador, Ambio, 29, 416–422, 2000.

Francou, B., Vuille, M., Wagnon, P., Mendoza, J., and Sicart, J. E.: Tropical climate change recorded by a glacier in the central Andes during the last decades of the twentieth century: Chacaltaya, Bolivia, 16° S, J. Geophys. Res., 108, 4154, doi:10.1029/2002JD002959, 2003.

Francou, B., Vuille, M., Favier, V., and Cáceres, B.: New evidence for an ENSO impact on low-latitude glaciers: Antizana 15, Andes of Ecuador, 0°28′ S, J. Geophys. Res., 109, D18106, doi:10.1029/2003JD004484, 2004.

Francou, B., Cáceres, B., Gomez, J., and Soruco, A.: Coherence of the glacier signal throughout the tropical Andes over the last decades, Proceedings of the First International Conference on the Impact of Climate Change on High-Mountain System, IDEAM, Bogota, 87–97, 2007.

Garreaud, R. and Aceituno, P.: Interannual rainfall variability over the South American Altiplano, J. Clim., 14, 2779–2789, 2001.

Garreaud, R., Vuille, M., and Clement, A.: The climate of the Altiplano: observed current conditions and mechanisms of past changes, Palaeogeogr. Palaeocl., 194, 5–22, doi:10.1016/S0031-0182(03)00269-4, 2003.

Georges, C.: The 20th century glacier fluctuations in the tropical Cordillera Blanca, Peru, Arct. Antarct. Alp. Res., 36, 100–107, 2004.

Gilbert, A., Wagnon, P., Vincent, C., Ginot, P., and Funk, M.: Atmospheric warming at a high-elevation tropical site revealed by englacial temperatures at Illimani, Bolivia (6340 m above sea level, 16° S, 67° W), J. Geophys. Res., 115, D10109, doi:10.1029/2009JD012961, 2010.

Gouze, P., Argollo, J., Saliège, J. F., and Servant, M.: Interprétation paléoclimatique des oscillations des glaciers au cours des 20 derniers millénaires dans les régions tropicales; exemple des Andes boliviennes, C. R. Acad. Sci., 303, 219–224, 1986.

Hardy, D. R., Vuille, M., Braun, C., Keimig, F., and Bradley, R. S.: Annual and daily meteorological cycles at high altitude on a tropical mountain, B. Am. Meteorol. Soc., 79, 1899–1913, 1998.

Hardy, D. R., Vuille, M., and Bradley, R. S.: Variability of snow accumulation and isotopic composition on Nevado Sajama, Bolivia. J. Geophys. Res., 108, 4693, doi:10.1029/2003JD003623, 2003.

Hastenrath, S.: Heat-budget measurements on the Quelccaya Ice Cap, Peruvian Andes, J. Glaciol., 20, 85–97, 1978.

Hastenrath, S.: The glaciation of the Ecuadorian Andes, A. A. Balkema Publishers, Rotterdam, 1981.

Hastenrath, S.: Recession of tropical glaciers, Science, 265, 1790–1791, 1994.

Hastenrath, S. and Ames, A.: Recession of Yanamarey Glacier in Cordillera Blanca, Peru, during the 20th century, J. Glaciol., 41, 191–196, 1995a.

Hastenrath, S. and Ames, A.: Diagnosing the imbalance of Yanamarey Glacier in the Cordillera Blanca of Peru, J. Geophys. Res., 100, 5105–5112, 1995b.

Haylock, M. R., Peterson, T. C., Alves, L. M., Ambrizzi, T., Anunciacao, M. T., Baez, J., Barros, V. R., Berlato, M. A., Bidegain, M., Coronel, G., Corradi, V., Garcia, V. J., Grimm, A. M., Karoly, D., Marengo, J. A., Marino, M. B., Moncunill, D. F., Nechet, D., Quintana, J., Rebello, E., Rusticucci, M., Santos, J. L., Trebejo, I., and Vincent, L. A.: Trends in total and extreme South American rainfall in 1960–2000 and links with sea surface temperature, J. Clim., 19, 1490–1512, 2006.

Herrera, G. and Ruiz, J.: Retroceso glaciar en la Sierra Nevada del Cocuy, Boyacá – Colombia, 1986–2007, Perspectiva Geográfica, 13, 27–36, 2009.

Hock, R. and Holmgren, B.: A distributed surface energy-balance model for complex topography and its application to Storglaciaren, Sweden, J. Glaciol., 51, 25–36, 2005.

Hostetler, S. W. and Clark, P. U.: Tropical Climate at the Last Glacial Maximum inferred from glacier mass-balance modeling, Science, 290, 1747–1750, 2000.

Huggel, C., Ceballos, J. L., Pulgarin, B., Ramirez, J., and Thouret, J.: Review and reassessment of hazards owing to volcano-glacier interactions in Colombia, Ann. Glaciol., 45, 128–136, 2007.

Jomelli, V., Grancher, D., Brunstein, D., and Solomina, O.: Recalibration of the yellow Rhizocarpon growth curve in Cordillera Blanca (Peru) and implications for LIA chronology, Geomorphology, 93, 201–212, doi:10.1016/j.geomorph.2007.02.021, 2008.

Jomelli, V., Favier, V., Rabatel, A., Brunstein, D., Hoffmann, G., and Francou, B.: Fluctuations of glaciers in the tropical Andes over the last millennium and palaeoclimatic implications: A review, Palaeogeogr. Palaeocl., 281, 269–282, doi:10.1016/j.palaeo.2008.10.033, 2009.

Jomelli, V., Naveau, P., Cooley, D., Grancher, D., Brunstein, D., and Rabatel, A.: A response to Bradwell's commentary on recent statistical studies in lichenometry, Geog. Ann., 92A, 487–489, 2010.

Jordan, E.: Die Gletscher der Bolivianischen Anden: eine photogrammetrisch-kartographische Bestandsaufnahme der Gletscher Boliviens als Grundlage für klimatische Deutungen und Potential für die wirtschaftliche Nutzung. Stuttgart, Franz Steiner Verlag, (Erdwissenschaftliche Forschung 23.), 1991.

Jordan, E., Ungerechts, L., Caceres, B., Penafiel, A., and Francou, B.: Estimation by photogrammetry of the glacier recession on the Cotopaxi Volcano (Ecuador) between 1956 and 1997, Hydrol. Sci. J., 50, 949–961, 2005.

Juen, I., Kaser, G., and Georges, C.: Modeling observed and future runoff froma glacierized tropical catchment (Cordillera Blanca, Perú), Glob. Planet. Change, 59, 37–48, 2007.

Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K. C., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., and Joseph, D.: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, B. Am. Meteorol. Soc., 77, 437–471, 1996.

Kaser, G.: A review of the modern fluctuations of tropical glaciers, Glob. Planet. Change, 22, 93–103, 1999.

Kaser, G.: Glacier-climate interaction at low latitudes, J. Glaciol., 47, 195–204, 2001.

Kaser, G. and Georges, C.: Changes of the equilibrium-line altitude in the tropical Cordillera Blanca, Peru, 1930–50, and their spatial variations, Ann. Glaciol., 24, 344–349, 1997.

Kaser, G. and Osmaston, H. A.: Tropical Glaciers, Cambridge University Press, New York, 209 pp., 2002.

Kaser, G., Ames, A., and Zamora, M.: Glacier fluctuations and climate in the Cordillera Blanca, Peru, Ann. Glaciol., 14, 136–140, 1990.

Kaser, G., Hastenrath, S., and Ames, A.: Mass balance profiles on tropical glaciers, Z. Gletscherkd. Glazialgeol., 32, 75–81, 1996.

Kaser, G., Grosshauser, M., and Marzeion, B.: Contribution potential of glaciers to water availability in different climate regimes, P. Natl. Acad. Sci. USA, 107, 20223–20227, doi:10.1073/pnas.1008162107, 2010.

Kinzl, H.: La glaciacion actual y pleistocenica en los Andes centrales, Bol. Soc. Geog. Lima, 89, 89–100, 1969.

Kraus, E. B.: Secular changes of tropical rainfall regimes, Q. J. Roy. Meteor. Soc., 81, 198–210, 1955.

Kuhn, M.: Mass budget imbalances as criterion for a climatic classification of glaciers, Geog. Ann., 66, 229–238, 1984.

Kull, C. and Grosjean, M.: Late Pleistocene climate conditions in the north Chilean Andes drawn from a climate-glacier model, J. Glaciol., 46, 622–632, 2000.

Lejeune, Y.: Apports des modèles de neige CROCUS et de sol ISBA à l'étude du bilan glaciologique d'un glacier tropical et du bilan hydrologique de son bassin versant, Ph.D. Thesis, University of Grenoble, France, 358 pp., 2009.

Lemke, P., Ren, J., Alley, R. B., Allison, I., Carrasco, J., Flato, G., Fujii, Y., Kaser, G., Mote, P., Thomas, R. H., and Zhang, T.: Observations: Changes in snow, ice and frozen ground, in: Climate Change 2007: The Physical Science Basis, edited by: Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K. B., Tignor, M., and Miller, H. L., 337–383, Cambridge Univ. Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2007.

Liu, K., Reese, C. A., and Thompson, L. G.: Ice-core pollen record of climatic changes in the central Andes during the last 400 yr, Quat. Res., 64, 272–278, 2005.

Mark, B. G. and Seltzer, G. O.: Evaluation of recent glacier recession in the Cordillera Blanca, Peru (AD 1962–1999): spatial distribution of mass loss and climatic forcing, Quat. Sci. Rev., 24, 2265–2280, 2005.

Morris, J. N., Poole, A. J., and Klein, A. G.: Retreat of tropical glaciers in Colombia and Venezuela from 1984 to 2004 as measured from ASTER and Landsat images, in: Proc. 63rd Eastern Snow Conference, Newark, Delaware, USA, 181–191, 2006.

Müller, R.: Zur gletschergeschichte in der Cordillera Quimsa Cruz (Depto. La Paz, Bolivien), Ph.D. Thesis, Zurich, Switzerland, 188 pp., 1985.

Naveau, P., Jomelli, V., Cooley, D., Grancher, D., and Rabatel, A.: Modelling uncertainties in lichenometry studies, Arct. Antarct. Alp. Res., 39, 277–285, 2007.

Paterson, W. S. B.: The physics of glaciers, 3 Edn., Oxford, Elsevier, 1994.

Platt, C. M.: Some observations of the climate of Lewis Glacier, Mount Kenya, during the rainy season, J. Glaciol., 6, 267–287, 1966.

Polissar, P. J., Abbott, M. B., Wolfe, A. P., Bezada, M., Rull, V., and Bradley, R. S.: Solar modulation of Little Ice Age climate in the tropical Andes, P. Natl. Acad. Sci. USA, 103, 8937–8942, doi:10.1073/pnas.0603118103, 2006.

Pouyaud, B., Zapata, M., Yerren, J., Gomez, J., Rosas, G., Suarez, W., and Ribstein, P.: On the future of the water resources from glacier melting in the Cordillera Blanca, Peru, Hydrol. Sci. J., 50, 999–1022, 2005.

Poveda, G. and Pineda, K.: Reassessment of Colombia's tropical glaciers retreat rates: are they bound to disappear during the 2010–2020 decade?, Adv. Geosci., 22, 107–116, doi:10.5194/adgeo-22-107-2009, 2009.

Quintana-Gomez, R. A.: Trends of maximum and minimum temperatures in Ecuador and homogeneity evaluation during 1961–90, 6th International Conference on Southern Hemisphere Meteorology and Oceanography, 3–7 April 2000, Santiago, Chile, 292–293, 2000.

Rabatel, A., Jomelli, V., Naveau, P., Francou, B., and Grancher, D.: Dating of Little Ice Age glacier fluctuations in the tropical Andes: Charquini glaciers, Bolivia, 16° S, C. R. Geosci., 337, 1311–1322, doi:10.1016/j.crte.2005.07.009, 2005a.

Rabatel, A., Dedieu, J.-P., and Vincent, C.: Using remote-sensing data to determine equilibrium-line altitude and mass-balance

time series: validation on three French glaciers, 1994–2002, J. Glaciol., 51, 539–546, doi:10.3189/172756505781829106, 2005b.

Rabatel, A., Machaca, A., Francou, B., and Jomelli, V.: Glacier recession on the Cerro Charquini (Bolivia 16° S) since the maximum of the Little Ice Age (17th century), J. Glaciol., 52, 110–118, doi:10.3189/172756506781828917, 2006.

Rabatel, A., Francou, B., Jomelli, V., Naveau, P., and Grancher, D.: A chronology of the Little Ice Age in the tropical Andes of Bolivia (16° S) and its implications for climate reconstruction, Quat. Res., 70, 198–212, doi:10.1016/j.yqres.2008.02.012, 2008a.

Rabatel, A., Dedieu, J.-P., Thibert, E., Letreguilly, A., and Vincent, C.: 25 years (1981–2005) of equilibrium-line altitude and mass-balance reconstruction on Glacier Blanc, French Alps, using remote-sensing methods and meteorological data, J. Glaciol., 54, 307–314, doi:10.3189/002214308784886063, 2008b.

Rabatel, A., Castebrunet, H., Favier, V., Nicholson, L., and Kinnard, C.: Glacier changes in the Pascua-Lama region, Chilean Andes (29° S): recent mass balance and 50 yr surface area variations, The Cryosphere, 5, 1029–1041, doi:10.5194/tc-5-1029-2011, 2011.

Rabatel, A., Bermejo, A., Loarte, E., Soruco, A., Gomez, J., Leonardini, G., Vincent, C., and Sicart, J. E.: Relationship between snowline altitude, equilibrium-line altitude and mass balance on outer tropical glaciers: Glaciar Zongo – Bolivia, 16° S and Glaciar Artesonraju – Peru, 9° S, J. Glaciol., 58, 1027–1036, doi:10.3189/2012JoG12J027, 2012.

Racoviteanu, A. E., Manley, W., Arnaud, Y., and Williams, M. W.: Evaluating digital elevation models for glaciologic applications: an example from Nevado Coropuna, Peruvian Andes, Glob. Planet. Change, 59, 110–125, 2007.

Racoviteanu, A. E., Arnaud, Y., Williams, M. W., and Ordoñez, J.: Decadal changes in glacier parameters in the Cordillera Blanca, Peru, derived from remote sensing, J. Glaciol., 54, 499–510, 2008.

Ramirez, E., Francou, B., Ribstein, P., Descloitres, M., Guerin, R., Mendoza, J., Gallaire, R., Pouyaud, B., and Jordan, E.: Small glaciers disappearing in the tropical Andes: a case-study in Bolivia: Glaciar Chacaltaya (16° S), J. Glaciol., 47, 187–194, 2001.

Raup, B., Racoviteanu, A., Khalsa, S. J. S., Helm, C., Armstrong, R., and Arnaud, Y.: The GLIMS geospatial glacier database: a new tool for studying glacier change, Glob. Planet. Change, 56, 101–110, 2007.

Ribstein, P., Tiriau, E., Francou, B., and Saravia, R.: Tropical climate and glacier hydrology: A case study in Bolivia, J. Hydrol., 165, 221–234, doi:10.1016/0022-1694(94)02572-S, 1995.

Rodbell, D. T.: Lichenometric and radiocarbon dating of Holocene glaciation, Cordillera Blanca, Peru, Holocene, 2, 19–29, 1992.

Ronchail, J.: Variabilidad interannual de las precipitaciones en Bolivia, Bull. Inst. Fr. Et. And., 46, 13–33, 1995.

Salzmann, N., Huggel, C., Rohrer, M., Silverio, W., Mark, B. G., Burns, P., and Portocarrero, C.: Glacier changes and climate trends derived from multiple sources in the data scarce Cordillera Vilcanota region, Southern Peruvian Andes, The Cryosphere Discuss., 6, 387–426, doi:10.5194/tcd-6-387-2012, 2012.

Seltzer, G. O.: Late Quaternary Glaciation of the Cordillera Real, Bolivia, J. Quat. Sci., 7, 87–98, 1992.

Sicart, J.-E., Wagnon, P., and Ribstein, P.: Atmospheric controls of heat balance of Zongo Glacier (16° S, Bolivia), J. Geophys. Res., 110, D12106, doi:10.1029/2004JD005732, 2005.

Sicart, J.-E., Hock, R., and Six, D.: Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, J. Geophys. Res., 113, D24113, doi:10.1029/2008JD010406, 2008.

Sicart, J.-E., Hock, R., Ribstein, P., Litt, M., and Ramirez, E.: Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the Tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model, J. Geophys. Res., 116, D13105, doi:10.1029/2010JD015105, 2011.

Silverio, W. and Jaquet, J.-M.: Glacial cover mapping (1987–1996) of the Cordillera Blanca (Peru) using satellite imagery, Remote Sens. Environ., 95, 342–350, 2005.

Solomina, O., Jomelli, V., Kaser, G., Ames, A., Berger, B., and Pouyaud, B.: Lichenometry in the Cordillera Blanca, Peru: "Little Ice Age" moraine chronology, Glob. Planet. Change, 59, 225–235, 2007.

Soruco, A., Vincent, C., Francou, B., and Gonzalez, J. F.: Glacier decline between 1963 and 2006 in the Cordillera Real, Bolivia, Geophys. Res. Lett., 36, L03502, doi:10.1029/2008GL036238, 2009a.

Soruco, A., Vincent, C., Francou, B., Ribstein, P., Berger, T., Sicart, J. E., Wagnon, P., Arnaud, Y., Favier, V., and Lejeune, Y.: Mass balance of Glaciar Zongo, Bolivia, between 1956 and 2006, using glaciological, hydrological and geodetic methods, Ann. Glaciol., 50, 1–8, 2009b.

Thompson, L. G., Mosley-Thompson, E., and Koci, J. F.: A 1500-year record of tropical precipitation in ice cores from the Quelccaya ice cap, Peru, Science, 229, 971–973, 1985.

Thompson, L. G., Mosley-Thompson, E., Dansgaard, W., and Grootes, P. M.: The LIA as recorded in the stratigraphy of the tropical Quelccaya Ice Cap, Science, 234, 361–364, 1986.

Thompson, L. G., Mosley-Thompson, E., Brecher, H., Davis, M., Leon, B., Les, D., Lin, P.-N., Mashiotta, T., and Mountain, K.: Abrupt tropical climate change: past and present, P. Natl. Acad. Sci. USA, 103, 10536–10543, doi:10.1073/pnas.0603900103, 2006.

Trenberth, K. E., Jones, P. D., Ambenje, P., Bojariu, R., Easterling, D., Klein Tank, A., Parker, D., Rahimzadeh, F., Renwick, J. A., Rusticucci, M., Soden, B., and Zhai, P.: Observations: Surface and Atmospheric Climate Change, in: Climate Change 2007: The Physical Science Basis, edited by: Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K. B., Tignor, M., and Miller, H. L., 235–336, Cambridge Univ. Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2007.

Troll, C.: Studien zur vergleichenden Geographie der Hochgebirge der Erde, Bonner Mitteilungen, Bonn, Germany, 1941.

Torrence, C. and Webster, P. J.: Interdecadal changes in the ENSO-monsoon system, J. Clim., 12, 2679–2690, 1999.

Unidad de Glaciología y Recursos Hídricos (UGRH): Inventario de glaciares, Cordillera Blanca, Perú, Autoridad Nacional del Agua, Huaraz, 81 pp., 2010.

Urrutia, R. and Vuille, M.: Climate change projections for the tropical Andes using a regional climate model: Temperature and precipitation simulations for the end of the 21st century, J. Geophys. Res., 114, D02108, doi:10.1029/2008JD011021, 2009.

Vergara, W., Deeb, A. M., Valencia, A. M., Bradley, R. S., Francou, B., Zarzar, A., Grünwaldt, A., and Haeussling, S. M.: Economic impacts of rapid glacier retreat in the Andes, Eos, 88, 261–264,

2007.
Villacís, M.: Ressources en eau glaciaire dans les Andes d'Equateur en relation avec les variations du climat: le cas du volcan Antisana, Ph.D. Thesis, University of Montpellier II, France, 231 pp., 2008.
Vimeux, F., Ginot, P., Schwikowski, M., Vuille, M., Hoffmann, G., Thompson, L. G., and Schotterer, U.: Climate variability during the last 1000 years inferred from Andean ice cores: A review of methodology and recent results, Palaeogeogr. Palaeocl., 281, 229–241, doi:10.1016/j.palaeo.2008.03.054, 2009.
Vuille, M. and Bradley, R. S.: Mean annual temperature trends and their vertical structure in the tropical Andes, Geophys. Res. Lett., 27, 3885–3888, 2000.
Vuille, M., Bradley, R. S., and Keimig, F.: Interannual climate variability in the Central Andes and its relation to tropical Pacific and Atlantic forcing, J. Geophys. Res., 105, 12447–12460, 2000.
Vuille, M., Bradley, R. S., Werner, M., and Keimig, F.: 20th century climate change in the tropical Andes: observations and model results, Climatic Change, 59, 75–99, 2003.
Vuille, M., Francou, B., Wagnon, P., Juen, I., Kaser, G., Mark, B. G., and Bradley, R. S.: Climate change and tropical Andean glaciers: Past, present and future, Earth-Sci. Rev., 89, 79–96, doi:10.1016/j.earscirev.2008.04.002, 2008a.
Vuille, M., Kaser, G., and Juen, I.: Glacier mass balance variability in the Cordillera Blanca, Peru and its relationship with climate and the large-scale circulation, Glob. Planet. Change, 62, 14–28, 2008b.
Wagnon, P., Ribstein, P., Francou, B., and Pouyaud, B.: Annual cycle of energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia, J. Geophys. Res., 104, 3907–3923, 1999.
Wagnon, P., Ribstein, P., Francou, B., and Sicart, J. E.: Anomalous heat and mass balance budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98, El Nino year, J. Glaciol., 47, 21–28, 2001.
WGMS: Glacier Mass Balance Bulletin #11 (2008–2009), edited by: Zemp, M., Nussbaumer, S. U., Gärtner-Roer, I., Hoelzle, M., Paul, F., and Haeberli, W., ICSU(WDS)/IUGG(IACS)/UNEP/UNESCO/WMO, World Glacier Monitoring Service, Zurich, Switzerland, 102 pp., 2011.
Zuzel, J. F. and Cox, L. M.: Relative importance of meteorological variables in snowmelt, Water Resour. Res., 11, 174–176, 1975.

The Cryosphere, 11, 971–987, 2017
www.the-cryosphere.net/11/971/2017/
doi:10.5194/tc-11-971-2017
© Author(s) 2017. CC Attribution 3.0 License.

The Cryosphere Open Access EGU

# Surface-layer turbulence, energy balance and links to atmospheric circulations over a mountain glacier in the French Alps

**Maxime Litt[1,2], Jean-Emmanuel Sicart[3], Delphine Six[3], Patrick Wagnon[4], and Warren D. Helgason[5]**

[1]Université Grenoble Alpes, Grenoble INP, IGE, 38000 Grenoble, France
[2]ICIMOD, GPO Box 3226, Kathmandu, Nepal
[3]Université Grenoble Alpes, CNRS, IGE, 38000 Grenoble, France
[4]Université Grenoble Alpes, CNRS, IRD, Grenoble INP, IGE, 38000 Grenoble, France
[5]Civil and Geological Engineering, University of Saskatchewan, 57 Campus Drive, Saskatoon S7N 5A9, Saskatchewan, Canada

*Correspondence to:* Maxime Litt (maximelitt@gmail.com)

Received: 19 April 2016 – Discussion started: 13 May 2016
Revised: 22 January 2017 – Accepted: 21 February 2017 – Published: 18 April 2017

**Abstract.** Over Saint-Sorlin Glacier in the French Alps (45° N, 6.1° E; ∼ 3 km$^2$) in summer, we study the atmospheric surface-layer dynamics, turbulent fluxes, their uncertainties and their impact on surface energy balance (SEB) melt estimates. Results are classified with regard to large-scale forcing. We use high-frequency eddy-covariance data and mean air-temperature and wind-speed vertical profiles, collected in 2006 and 2009 in the glacier's atmospheric surface layer. We evaluate the turbulent fluxes with the eddy-covariance (sonic) and the profile method, and random errors and parametric uncertainties are evaluated by including different stability corrections and assuming different values for surface roughness lengths. For weak synoptic forcing, local thermal effects dominate the wind circulation. On the glacier, weak katabatic flows with a wind-speed maximum at low height (2–3 m) are detected 71 % of the time and are generally associated with small turbulent kinetic energy (TKE) and small net turbulent fluxes. Radiative fluxes dominate the SEB. When the large-scale forcing is strong, the wind in the valley aligns with the glacier flow, intense downslope flows are observed, no wind-speed maximum is visible below 5 m, and TKE and net turbulent fluxes are often intense. The net turbulent fluxes contribute significantly to the SEB. The surface-layer turbulence production is probably not at equilibrium with dissipation because of interactions of large-scale orographic disturbances with the flow when the forcing is strong or low-frequency oscillations of the katabatic flow when the forcing is weak. In weak forcing when TKE is low, all turbulent fluxes calculation methods provide similar fluxes. In strong forcing when TKE is large, the choice of roughness lengths impacts strongly the net turbulent fluxes from the profile method fluxes and their uncertainties. However, the uncertainty on the total SEB remains too high with regard to the net observed melt to be able to recommend one turbulent flux calculation method over another.

## 1 Introduction

Climate change might affect the hydrological regimes in glacierized mountainous catchments (Viviroli et al., 2011). There is a strong need to understand the links between large-scale atmospheric changes and glacier melt processes. The melt response of glaciers to climate change is generally assessed using calibrated temperature-index models of various complexities (Hock, 2003; Huss et al., 2010; Pellicciotti et al., 2012). Though these models perform correctly when meteorological conditions do not differ much with regard to the calibration period conditions, under changing climate the frequency of occurrence of specific atmospheric circulation patterns may change (Corti et al., 1999), affecting relationships between temperature and melt. The physical link between glacier melt and climate is the surface energy balance (SEB), embodying all the heat exchanges occurring near the glacier surface (Oke, 1987). Surface energy balance studies under contrasted climatic conditions are required to validate

temperature-index calibrations and adapt them to changing melt processes in a changing climate.

Turbulent energy transfer can play a significant role in the SEB of glaciers (e.g. Sicart et al., 2008; Six et al., 2009), especially at high altitudes and low latitudes, where sublimation can significantly reduce the energy available for melt. Turbulent fluxes remain poorly quantified, since they are usually evaluated using parameterisations such as the profile method (often in its bulk form), based on similarity assumptions which state fluxes are constant with height in the atmospheric surface layer and that turbulent mixing scales with mean vertical gradients of wind speed, temperature and humidity near the surface. These assumptions are frequently violated over mountain glaciers (Smeets et al., 1999, 2000; Denby and Greuell, 2000; Litt et al., 2015b). Vertical flux divergence and non-stationarity of the flow (Denby and Greuell, 2000; McNider, 1982) occur under katabatic winds, a common feature of air flows above glaciers (Poulos and Zhong, 2008). Non-stationarity of the flow can be induced by oscillations of the katabatic forcing or the interaction of outer-layer turbulent structures with the surface layer. These structures might be generated when synoptic forcing is strong and the large-scale atmospheric flow interacts with the complex orography (Smeets et al., 1999, 2000). Unmet similarity assumptions may lead to systematic biases in the flux evaluation with the bulk profile method (Mahrt, 2008; Litt et al., 2015a).

The impact of biased turbulent heat fluxes estimates on SEB calculations has been documented for vegetation canopies (Gellens-Meulenberghs, 2005; Stoy et al., 2013), but few studies have dealt with glacier or snow surfaces (e.g. Helgason and Pomeroy, 2012; Conway and Cullen, 2013). Although numerical simulations have shown the profile method was reliable in estimating the surface fluxes in the presence of flux divergence below a wind-speed maximum (Denby and Greuell, 2000), the effects of katabatic oscillations and outer-layer interactions remain poorly documented over mountain glaciers (Smeets et al., 1999, 2000). Evaluating the accuracy of the profile method for different large-scale forcing is necessary to understand the impact of the similarity assumptions on SEB calculations over mountain glaciers and, thus, on the evaluation of glacier melt rates from meteorological measurements or from climate data.

This study on the Saint-Sorlin Glacier (French Alps, Grandes Rousses massif; 45° N, 6.1° E) compares turbulent flux measurements with observed large-scale weather patterns (WPs) over Europe. We investigated the impact of turbulent flux measurement errors on glacier SEB calculations for different prevailing atmospheric circulation patterns. The study covers two melt periods during the summers of 2006 and 2009, for which dominant atmospheric conditions were contrasted. Atmospheric circulation patterns were characterized with a daily time series of WPs derived from the analysis of Garavaglia et al. (2010). Surface-layer flow and turbulence data were obtained from two field campaigns deployed in the ablation area of the glacier. We used data from a 6 m mast measuring vertical profiles of wind speed and temperature in 2009, a high-frequency eddy-covariance (EC) system in 2006 and radiation, temperature, wind speed and humidity measured by automatic weather stations during both campaigns. We characterized the turbulence in the surface-layer over the glacier and calculated the turbulent fluxes with both the profile method and the EC data (sonic method). We used these fluxes together with the measured radiative fluxes to compute the SEB. We discuss the difference on the melt as derived from the SEB calculations resulting from the use of different methods to derive the turbulent fluxes, for the two melt periods.

## 2 Site and data

### 2.1 Saint-Sorlin Glacier

Saint-Sorlin Glacier is a small mountain glacier (surface area $\simeq 3\,\mathrm{km}^2$), the altitude of which ranges between 2700 and 3400 m a.s.l (Fig. 1). It is located in the western part of the French Alps in the Grandes Rousses massif (Fig. 2). It is characterized by a large flat ablation area (slope $\simeq 5°$) between 2700 and 2900 m a.s.l. Some steep slopes ($> 35°$) are found higher. Ice flows from the south-south-west to the north-north-east, inside a valley which has the same orientation. This valley is bordered by a steep ridge on its western flank and is opened on its eastern flank. The annual mass balance of the glacier has been monitored since 1957 (Vincent et al., 2000; Six and Vincent, 2014). All mass-balance data are available at http://www-lgge.obs.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm.

### 2.2 Field campaigns

We used data from two field campaigns focused on the ablation area of the glacier at around 2800 m a.s.l. (Fig. 1). The first campaign was undertaken between 9 July and 28 August 2006, featuring a tower-mounted EC system measuring the three wind-speed components, air temperature and specific humidity at 20 Hz. The second campaign was staged between 13 June and 4 September 2009. We installed five cup anemometers and nine ventilated thermocouples on a 6 m mast, measuring mean temperature and wind-speed profiles. During both campaigns there was an adjacent automatic weather station (AWS-G) consisting of instruments measuring mean aspirated air temperature and humidity, mean wind speed and direction, and incoming and outgoing shortwave and longwave radiation fluxes. All masts were fixed into the ice. Height changes due to melt or snow deposition were measured with a sonic height ranger. Due to high melt rates ($\simeq 6\,\mathrm{cm\,day}^{-1}$), the height of the sensors changed with time. Instruments were manually lowered every 10 to 15 days. A picture of the instruments installed on the glacier is shown in Fig. 1. We also used data from an automatic weather station

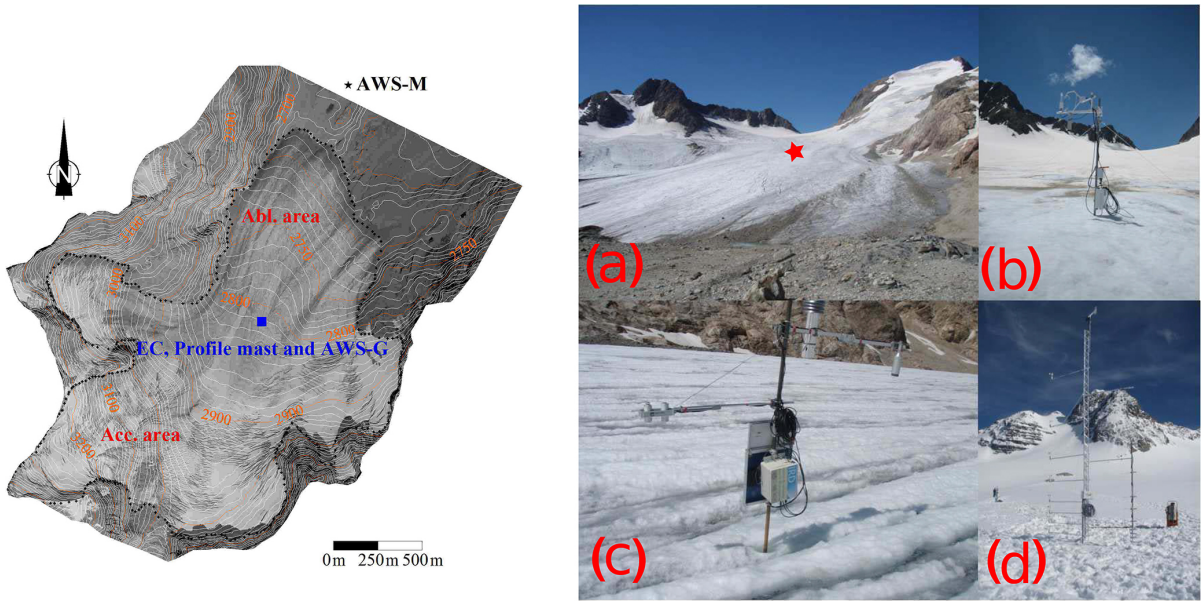



**Figure 1.** Overview of the glacier and the instruments installed during the field campaigns. Left: topographic map of the glacier and position of the instruments. **(a)** Picture of the Saint-Sorlin Glacier taken from the AWS-M (heading to the top of the glacier, south is at the horizon); **(b, c, d)** the instruments installed during the 2006 and 2009 campaigns.

located outside the glacier (AWS-M), on a nearby moraine north of the site (1.5 km), measuring the same variables as the AWS-G. This station is operated in the framework of the GLACIOCLIM program (les GLACIers, un Observatoire du Climat) that undergoes a follow-up of glaciers mass balance and meteorology in order to understand glacier fluctuations in terms of climatic variations. Table 1 summarises all the instruments used and their characteristics.

Glacier surface presented similar characteristics during both campaigns. At the beginning, the glacier surface was covered with old winter or spring snow and was smooth (Fig. 1b and d). The glacier surface was irregular at the end of the campaigns due to strong melt that caused the appearance of gullies (Fig. 1a and c). Height changes of about 20–30 cm were observed on horizontal scales of about 2–3 m (not shown). The glacier surface characteristics remained homogeneous in every direction on hundreds of metres from the measuring site.

### 2.3 Data processing

Data have been processed in a similar way to Litt et al. (2015b). All data were split into 1 h runs, since the AWS-M provides only 1 h means. High-frequency data from the EC system were checked for quality (Vickers and Mahrt, 1997). Problems were mainly related to precipitation events or frost on the sensor heads. Bad-quality runs were discarded (30 %). Remaining good-quality runs (GQRs) were despiked (Vickers and Mahrt, 1997). A planar-fit rotation (Wilckzak et al., 2001) was applied on each 10- to 15-day period between field visits when they were manually lowered. From this rotation we derived the horizontal ($u$ and $v$) and vertical ($w$) wind-speed components. The sonic temperature was corrected for water vapour influences (Schotanus et al., 1983). The changes in instrument heights were taken into account using measurements from the sonic height ranger and regular field visits and controls.

## 3 Methods

### 3.1 Characterisation of large-scale forcing

We characterized the large-scale forcing and the frequency of typical atmospheric circulation patterns during the campaigns using a daily time series of WPs. We used the results of the Garavaglia et al. (2010) WP analysis, which is based on the study of the shapes of the precipitation fields measured in the south-east of France, between 1956 and 1996. The shapes of the measured precipitation fields, at the daily timescale, are classified into eight different classes. For each class, a mean observed geopotential height field over Europe is computed. Then, for any day (inside or outside the period used to characterise the decomposition, e.g. 1956–1996), the observed geopotential height field shape over Europe is characterized by the observed geopotential height at 0 and 24 h, at the 700 and 1000 hPa level for 110 grid points (a total of 440 points). This field is compared, in this 440-dimension space, to the eight geopotential height fields proposed by the rain-pattern analysis. The nearest of the eight fields provides the WP. Details of the procedure can be found in Garavaglia et al. (2010).

**Table 1.** Characteristics of sensors from the automatic weather stations (AWS-G and AWS-M), the eddy-covariance (EC) and the profile mast. We present the random errors on the measurements, as provided by the manufacturer and the random measurement errors that we used to quantify uncertainties on the turbulent fluxes. Minimum and maximum heights refer to the lowest measurement levels in the case of the profile data.

| Quantity | Instrument | Precision according to the manufacturer | Accuracy used in this study | Sensor height (m) | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | Mean | $\sigma$ | Min | Max |
| Profile mast (2009 campaign) | | | | | | | |
| Aspirated air temperature, °C | Type-T thermocouple | 0.1 °C | 0.1 °C | 0.74, 0.84, 1.04, 1.24, 1.54, 1.84, 2.44, 3.14, 4.64 | 0.30 | 0.20 | 1.50 |
| Wind speed, $m\,s^{-1}$ | Vector A100L2 | 1 % of reading | 0.1 $m\,s^{-1}$ | 0.83, 1.43, 2.33, 3.03, 4.03 | 0.30 | 0.35 | 1.70 |
| Eddy-covariance system (2006 campaign) | | | | | | | |
| High-frequency wind speed components, $m\,s^{-1}$ | Campbell C-SAT3 | $w$: $\pm0.040\,m\,s^{-1}$ $u$, $v$: $\pm0.015\,m\,s^{-1}$ | $< \pm0.04\,m\,s^{-1}$ $\pm0.015\,m\,s^{-1}$ | 2.37 | 0.20 | 2.10 | 2.95 |
| High-frequency sonic temperature, °C | Campbell C-SAT3 | 0.025 °C | 0.025 °C | 2.37 | 0.20 | 2.10 | 2.95 |
| High-frequency specific humidity, % | LICOR7500 | 2 % of reading | 2 % of reading | 2.37 | 0.20 | 2.10 | 2.95 |
| Automatic weather stations (2006 and 2009 campaigns) | | | | | | | |
| Aspirated air temperature, °C and relative humidity, % | Vaisala HMP45C | ±0.2 °C 3 % | ±0.2 °C 3 % | 2.30 | 0.25 | 1.80 | 2.70 |
| Wind speed, $m\,s^{-1}$ | Young 05103 | 0.3 $m\,s^{-1}$ | 0.3 $m\,s^{-1}$ | 2.50 | 0.20 | 2.00 | 2.95 |
| Wind direction, ° | Young 05103 | ±3 ° | ±3 ° | 2.50 | 0.20 | 2.00 | 2.95 |
| Incident and reflected shortwave radiation, $W\,m^{-2}$ | Kipp and Zonen CM3 | 10 % on daily sums | 0.4 % 0.4 % | 1.20 | 0.20 | 0.80 | 2.20 |
| Incoming and outgoing longwave radiation, $W\,m^{-2}$ | Kipp and Zonen CG3 | 10 % on daily sums | 0.4 % 0.4 % | 1.20 | 0.20 | 0.80 | 2.20 |
| Surface elevation changes, m | Campbell SR50 | ±0.01 m | ±0.1 m | 1.80 | 0.20 | 1.20 | 2.45 |

A WP classification cannot be separated from the object it aims to characterise. An ideal WP decomposition for surface-layer turbulence studies would be based on surface energy flux-related variables such as ground-based measurements of temperature, wind speed or humidity rather than on precipitation. However, the Garavaglia et al. (2010) decomposition is useful here for an exploratory study, in which we use the WPs to identify the direction and strength of the large-scale flows and to obtain a frequency of typical large-scale circulation patterns during each campaign. Large-scale flow direction and strength are related to the displacement of low-pressure systems and thus to the shape of geopotential height fields. Since each WP is associated with a mean geopotential height field shape in the analysis of Garavaglia et al. (2010), it provides a simple and convenient tool for this study. An approximative direction of the atmospheric flow at low level above the ground can be associated with each WP (Fig. 2).

We grouped together the WPs for which the wind conditions on the glacier were expected to be similar and we conserved three subsets. Low-pressure systems coming from the west, the south-west and south can cause strong winds aligned with the valley and the glacier flow (Fig. 2). These conditions are related to Atlantic waves, south-west and

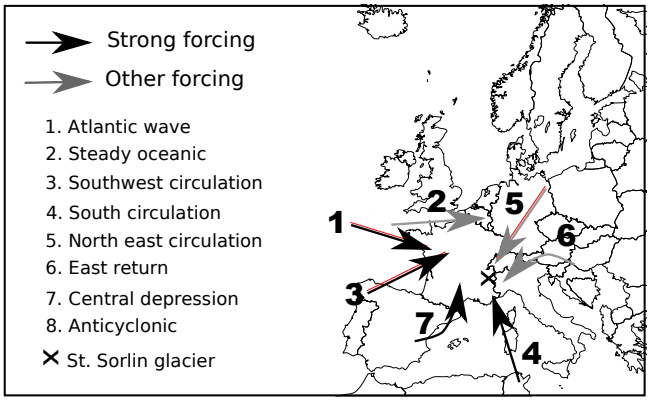



**Figure 2.** Direction of the atmospheric flow in the lower atmospheric layers for different WPs (adapted from Garavaglia et al., 2010). (black arrows) Direction of the flow for the WPs associated with SF and (grey arrows) direction of the flow for the other WPs. No flow direction is shown for WF conditions (WP8) since atmospheric wind speed was weak and direction ill-defined for these conditions.

**Table 2.** Characteristics of the two field campaigns in terms of WP frequencies, meteorological data and turbulence characteristics: fraction of runs recorded under each group of WPs. Fraction of good-quality runs for the EC data in 2006 inside each group and fraction of runs inside each group during the 2009 campaign, for which a wind-speed maximum was observed with the profile mast. Mean meteorological variables recorded by the AWS-M, mean TKE in each weather group, fraction of run in SF and WF conditions for which TKE is $> 2\,\mathrm{m\,s^{-2}}$ or $< 1\,\mathrm{m\,s^{-2}}$ and mean turbulent fluxes obtained from the different methods.

| | Strong forcing | | Weak forcing | |
|---|---|---|---|---|
| | 2006 | 2009 | 2006 | 2009 |
| Time coverage | 26 % | 46 % | 47 % | 33 % |
| Fraction of good-quality runs (EC) | 32 % | – | 51 % | |
| Fraction of good-quality runs with a detected wind-speed maximum | – | 31 % | – | 71 % |
| Fraction of runs with $\overline{\mathrm{TKE}} < 1\,\mathrm{m\,s^{-2}}$ | 28 % | | 68 % | |
| Fraction of runs with $\overline{\mathrm{TKE}} > 2\,\mathrm{m\,s^{-2}}$ | 52 % | | 11 % | |
| $u_{\mathrm{AWS\text{-}M}}$ ($\mathrm{m\,s^{-1}}$) | 5.2 | 5.5 | 2.5 | 2.6 |
| $T_{\mathrm{AWS\text{-}M}}$ (°C) | 7.2 | 9.1 | 7.6 | 5.3 |
| $q_{\mathrm{AWS\text{-}M}}$ ($10^{-3}\,\mathrm{kg\,kg^{-1}}$) | 4.9 | 4.8 | 5.8 | 4.9 |
| TKE ($\mathrm{m^{-2}\,s^{-2}}$) | 2.6 | – | 1.0 | – |
| $H_{\mathrm{son}}$ | $45 \pm 2$ | – | $24 \pm 1$ | – |
| $H_{\mathrm{pro}}$ | $36 \pm 1$ | $47 \pm 1$ | $18 \pm 1$ | $9 \pm 1$ |
| $H_{\mathrm{eff}}$ | $50 \pm 2$ | $66 \pm 3$ | $20 \pm 1$ | $7 \pm 1$ |
| $\mathrm{LE_{son}}$ | $-9 \pm 3$ | – | $6 \pm 1$ | – |
| $\mathrm{LE_{pro}}$ | $3 \pm 1$ | $3 \pm 1$ | $6 \pm 1$ | $-1 \pm 1$ |
| $\mathrm{LE_{eff}}$ | $-6 \pm 2$ | $4 \pm 1$ | $7 \pm 1$ | $-3 \pm 1$ |

south circulations and central depressions. We grouped together the corresponding WPs (patterns 1, 3, 4 and 7; Garavaglia et al., 2010) in a strong forcing (SF) subset. Large-scale flows associated with WP1 are not well aligned with the glacier (Fig. 2). Nevertheless for this WP we observe strong downslope flows above the glacier. We refer to weak large-scale flows, related to the presence of high-pressure systems (WP8) as weak forcing (WF). The WPs 2, 5 and 6 are associated with steady oceanic circulations, east returns and north-east circulations, respectively, and are grouped together as other forcing (OF). They present very distinct characteristics in terms of large-scale flow directions. They are generally associated with precipitation events or freezing, low wind speeds and erratic wind directions on the glaciers; thus only a small fraction of the corresponding runs are classified as good-quality runs (Table 2) and we do not analyse them in detail herein.

### 3.2 Surface turbulence characterisation

To study the intensity of the turbulence in relation with the WPs, we computed the mean turbulent kinetic energy (TKE) using the EC data (overlines indicate temporal averages over a 1 h run and primes denote fluctuations around this mean):

$$\overline{\mathrm{TKE}} = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right), \quad (1)$$

where $u$, $v$ and $w$ are the horizontal and vertical wind-speed components.

The profile method, commonly used for the determination of surface turbulent heat fluxes, relies on the assumptions of Monin–Obukhov similarity theory (MOST; Monin and Obukhov, 1954). It assumes that the production of TKE in the stable surface layer, which is defined as the layer of air above the surface for which the turbulent fluxes do not change by more than 10 % of their surface values (Stull, 1988), is related to the mean local shear. The production of turbulence must be balanced by buoyancy and by destruction by viscous dissipation. No turbulent energy can be transported from the outer layers towards the surface layer and no advection shall transfer turbulence from some other parts of the field (Monin and Obukhov, 1954). We used spectral analysis to assess the validity of MOST and identify potential surface-layer disturbing features for the SF and WF forcing cases. We studied the Fourier spectra ($S$) of the wind-speed components and the cospectra (Co) of $u$ with $w$ (associated with turbulent momentum flux) and of $w$ with the potential temperature, $\theta$ (associated with sensible heat), and with the specific humidity, $q$ (associated with latent heat). Following Smeets et al. (1999), individual spectra were normalised by the variance of $w$, which led to a collapse of individual curves at high frequency. Heat flux-related cospectra were normalised by the kinematic flux ($\overline{w'\theta'}$ or $\overline{w'q'}$). We did not normalise $\mathrm{Co}_{uw}$ since $\overline{u'w'}$ is expected to be small and erratic near a wind-speed maximum as observed in katabatic flows. Medians of spectral powers over subsets of runs were calculated on equally spaced logarithmic intervals.

We assumed that in an equilibrium surface layer, turbulent spectra and cospectra would compare well with the Kaimal curves (Kaimal et al., 1972) measured under ideal conditions. Deviations of the spectra from classic theoretical predictions would indicate that flux–profile relationships established in idealised circumstances are not appropriate in this environment. Deviations from these curves are expected when the surface layer is disturbed by large, outer-layer eddies. In complex terrain, several studies have shown that atmospheric flow interactions with the orography can generate such features and they may reach the surface and enhance turbulent mixing. In such a case, mixing may not scale with local flow characteristics (Andreas, 1987; Smeets et al., 1999; Poulos et al., 2007; Helgason and Pomeroy, 2012). Near the surface, these eddies would be horizontally deformed due to its blocking effect and to the large shear in the surface layer (Högström et al., 2002): they would disturb the surface layer by inducing large horizontal velocity fluctuations, while vertical velocity would be less influenced. They would provoke an enhancement of the spectra and cospectra at lower frequency than the maximum of the Kaimal curves. This enhancement should be stronger on horizontal wind components than on vertical wind components (Högström et al., 2002). Katabatic wind oscillations would also be reflected in the spectra of the horizontal wind components by deviations at low frequency.

### 3.3 Turbulent fluxes

#### 3.3.1 The EC and the profile method

High-frequency measurements were undertaken at low height ($\sim 2$ m), supposedly inside the surface layer. The turbulent fluxes of sensible ($H$) and latent heat (LE) can be written as

$$H = -\rho C_\mathrm{p} \overline{w'\theta'}_\mathrm{s} = -\rho C_\mathrm{p} u_* T_*, \tag{2}$$

$$\mathrm{LE} = -\rho L_\mathrm{e} \overline{w'q'}_\mathrm{s} = -\rho L_\mathrm{e} u_* q_*, \tag{3}$$

where fluxes directed towards the surface and towards the atmosphere are defined as positive and negative respectively. The symbols $u_*$, $\theta_*$ and $q_*$ stand for turbulent velocity, temperature and humidity surface-layer scales. The subscript s refers to surface values, $\rho$ is the air density (kg m$^{-3}$), $C_\mathrm{p}$ is the specific heat of humid air (1003.5 J kg$^{-1}$ K$^{-1}$), $L_\mathrm{e}$ is the latent heat of sublimation of the ice ($2.83 \times 10^6$ J kg$^{-1}$) when the surface is below freezing and the latent heat of vaporisation ($2.50 \times 10^6$ J kg$^{-1}$) when the surface is melting, and $k$ is the von Karman constant (0.4). To apply Eqs. (2) and (3) we used alternately the sonic and the profile methods (subscripts son and pro respectively). The sonic method relies on direct measurements of the fluctuating quantities $u$, $\theta$ and $q$ (based on the EC data), at some height above the surface, assuming fluxes are constant between the surface and this level.

The profile method relies on the MOST. In this context, the profile method, in its bulk version, estimates $u_*$, $\theta_*$ and $q_*$ using finite differences of mean measurements between the sensors and the surface, assuming that the fluxes scale with the mean vertical gradients:

$$u_{*_\mathrm{b}} = k \frac{\overline{u}}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_\mathrm{m}\left(\frac{z}{L_*}\right)\right)}, \tag{4}$$

$$\theta_{*_\mathrm{b}} = k \frac{\left(\overline{\theta} - \overline{\theta}_\mathrm{s}\right)}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_\mathrm{t}}\right) - \psi_\mathrm{t}\left(\frac{z}{L_*}\right)\right)}, \tag{5}$$

$$q_{*\mathrm{b}} = k \frac{\left(\overline{q} - \overline{q}_\mathrm{s}\right)}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_\mathrm{q}}\right) - \psi_\mathrm{q}\left(\frac{z}{L_*}\right)\right)}. \tag{6}$$

The $\psi_{\mathrm{m,h,q}}$ are the stability corrections for momentum (m), temperature (h) and humidity (q). The dimensionless $z/L_*$ is a scaling parameter in the surface layer. When evaluated with the profile method, this parameter documents the stability of the layer of air between the surface and the sensor assuming TKE production scales only on the mean local vertical gradients of wind speed and temperature. The length scale $L_*$ is the Obukhov length defined as

$$L_* = -\frac{\overline{\theta} u_*^2}{k\, g \theta_*}. \tag{7}$$

The length scales $z_0$, $z_\mathrm{t}$ and $z_\mathrm{q}$ are the dynamical, thermal and humidity roughness lengths (m) respectively. Theoretically, roughness lengths can be directly related to the physical roughness of the terrain, assuming that turbulence is mainly generated by interaction of the surface-layer flow with the surface, which is generally valid above a stable surface layer under the MOST assumptions. Rugged surfaces would present higher roughness than smooth, snow-covered areas. One can also derive the roughness lengths by solving Eqs. (4), (5) and (6). In many studies roughness lengths are not known and, in order for the SEB to match the measured ablation, turbulent fluxes are adjusted using an effective roughness length $z_\mathrm{eff}$ such as $z_0 = z_\mathrm{t} = z_\mathrm{q} = z_\mathrm{eff}$ (Wagnon et al., 2003; Favier et al., 2004; Cullen et al., 2007; Six et al., 2009). According to Eqs. (4), (5) and (6), we shall have

$$z_\mathrm{eff} = \frac{z}{\exp\left(\sqrt{\ln z/z_0 \ln z/z_\mathrm{t,q}}\right)}. \tag{8}$$

For this study, roughness lengths were evaluated by least square iterative fitting of the temperature and wind-speed vertical profiles measured in 2009 and assuming $z_\mathrm{q} = z_\mathrm{t}$. Since the aspect of the surface was similar in 2006 and 2009, we used the same values for the roughness lengths for both field campaigns. The method for roughness length determination was inspired from Andreas (2002) and developed for the tropical Zongo Glacier. It is detailed in Sicart et al. (2014). The median values are $z_0 = 10^{-3}$ m and $z_\mathrm{t} = 10^{-5}$ m. This leads to $z_\mathrm{eff} = 10^{-3.98}$ m, assuming $z = 2.5$ m. The results show a large scatter, about 4 orders of magnitude,

that can be attributed to poor accuracy of the temperature measurements leading to large random uncertainties (Sicart et al., 2014). The scatter was too large to observe significant changes in the measured roughness lengths during the 2009 campaign, in spite of snow falls or snow melt that uncovered the ice surface or the appearance of small gullies of about 0.1–0.3 m height variations on a horizontal scale of a few metres, which could also have impacted the roughness lengths (Smeets and Van den Broeke, 2008a, b). We also evaluated the roughness length using the EC system, inverting Eqs. (4) and (5) and selecting neutral runs. The median $z_0$ was 0.022 m, and the result for $z_t$ was $6.6 \times 10^{-6}$ m. This leads to $z_{\mathrm{eff}} = 10^{-3.08}$ m.

#### 3.3.2 Flux calculations

The evaluation of Eqs. (4), (5) and (6) with the profile method requires an iterative scheme. A first evaluation of $u_{*\mathrm{pro}}$, $\theta_{*\mathrm{pro}}$ and $q_{*\mathrm{pro}}$ was obtained assuming neutral stability ($z/L_{*\mathrm{pro}} = 0$). These estimates were used to compute a value of $z/L_{*\mathrm{pro}}$, which was used to calculate a new estimation of $u_{*\mathrm{pro}}$, $\theta_{*\mathrm{pro}}$ and $q_{*\mathrm{pro}}$, and so on, until convergence was reached.

The profile formulation for the turbulent fluxes includes several variables and parameters. For reference, we first used the simple Stefan–Boltzmann law for surface temperature, assuming a surface emissivity of 0.99. Melt was observed most of the time, so that surface temperature was generally 0 °C. The value of $q_s$ was derived from the surface temperature assuming air at the surface was saturated. We used log-linear stability functions (Businger et al., 1971; Dyer, 1974). We used two sets of roughness length values: first, profile-derived roughness lengths from the 2009 campaign. We identify these fluxes with the pro subscript. The second set is calculated with an effective roughness parameter, $z_{\mathrm{eff}}$, set to 0.001 m, calibrated in Six et al. (2009) so that the SEB matches the observed melt during the 2006 campaign. These fluxes are identified with an eff subscript.

We then performed a Monte Carlo calculation to assess the variability of all the other parameters (inspired by Giesen et al., 2008). Stability corrections $\psi_{\mathrm{m,h,q}}$, for momentum (m), temperature (h) and humidity (q), were taken successively from Brutsaert (1982), Holtslag and de Bruin (1988) and Beljaars and Holtslag (1991). Temperature of the surface was derived from the outgoing longwave radiation measured at the AWS-G, using the Stefan–Boltzmann law and assuming an emissivity of 0.99 or 0.95 for the ice or snow. A correction factor of 0.6 % of $\mathrm{SW_{inc}}$ was either applied or not on the $\mathrm{LW_{inc}}$ value when assessing the surface temperature.

#### 3.3.3 Errors on turbulent fluxes

We evaluated the random errors on all the resulting turbulent fluxes following the methods that Litt et al. (2015a) applied on the Zongo Glacier. For the profile method, an analytical calculation was performed, propagating the uncertainties in the measurements of the meteorological variables (Table 1) through Eqs. (2) and (3). The large dispersion in the observed roughness lengths was taken into account in this calculation as $\delta \ln z_{0,\mathrm{t,q}} \simeq 2.5$ (Sect. 3.3), calculated following Sicart et al. (2014). We assumed the errors on the measurements of individual variables were independent and that stability functions did not change much under small variations of the measurements. Surface temperature error depends on the error on $\mathrm{LW_{out}}$, which was assumed to be 0.4 %: this corresponds to the observed dispersion of the nighttime measurements of $\mathrm{SW_{in}}$ and daytime melt conditions measurements of $\mathrm{LW_{out}}$. This method provides more realistic errors on surface temperature ($\sim 0.35$ K) than when using the nominal error on radiation of 10 % (leading to errors of 6–7 K; Litt et al., 2015a). The largest source of random error was the uncertainty on the roughness lengths, which were not precisely defined.

For the EC method, we followed Litt et al. (2015a), assuming that EC measurement uncertainties on wind speed and temperature were negligible and that most random errors were due to insufficient statistical sampling of the largest eddies (Vickers and Mahrt, 1997). We applied the Mann and Lenschow (1994) method which relates the random error to the timescale $\tau$ of the largest eddies of the flow. This timescale was derived from the peaks of the cospectra of $w$ with $\theta$ and $q$ obtained by Fourier analysis (Wyngaard, 1973).

### 3.4 Surface energy balance and melt

The SEB was calculated as

$$\mathrm{SEB} = \sum \left( \mathrm{SW_{inc}} - \mathrm{SW_{out}} + \mathrm{LW_{inc}} - \mathrm{LW_{out}} + H + \mathrm{LE} \right). \quad (9)$$

All fluxes are expressed in $\mathrm{W\,m^{-2}}$. The symbols SW and LW stand for hourly mean shortwave and longwave radiation respectively. The subscripts inc and out stand for incoming and outgoing radiation respectively. Subsurface conductive heat flux was neglected because the surface remained close to melting day and night ($T_s > -3$ °C). A simulation of the conduction flux below the snow or ice surface, using the surface temperature as the only input data, showed that this flux was negligible, even when surface temperature fell below zero during short periods of a few hours. The rare events of strong surface cooling, with surface temperature reaching $\sim -11$°C during the night, were associated with precipitation events or freezing for which meteorological data quality was low due to frost or snow deposition on the sensors. These periods were discarded by the quality check procedure. The energy gains from precipitation were excluded from the analysis as they were assumed to contribute negligibly to the surface energy balance (Paterson and Cuffey, 1994; Oerlemans, 2001) and because we removed the rain and snow events period from our analysis.

Turbulent fluxes were obtained alternately from the profile method (with profile-derived or effective roughnesses) or the sonic methods. Ablation due to evaporation or sublimation at the surface was considered negligible: mean absolute

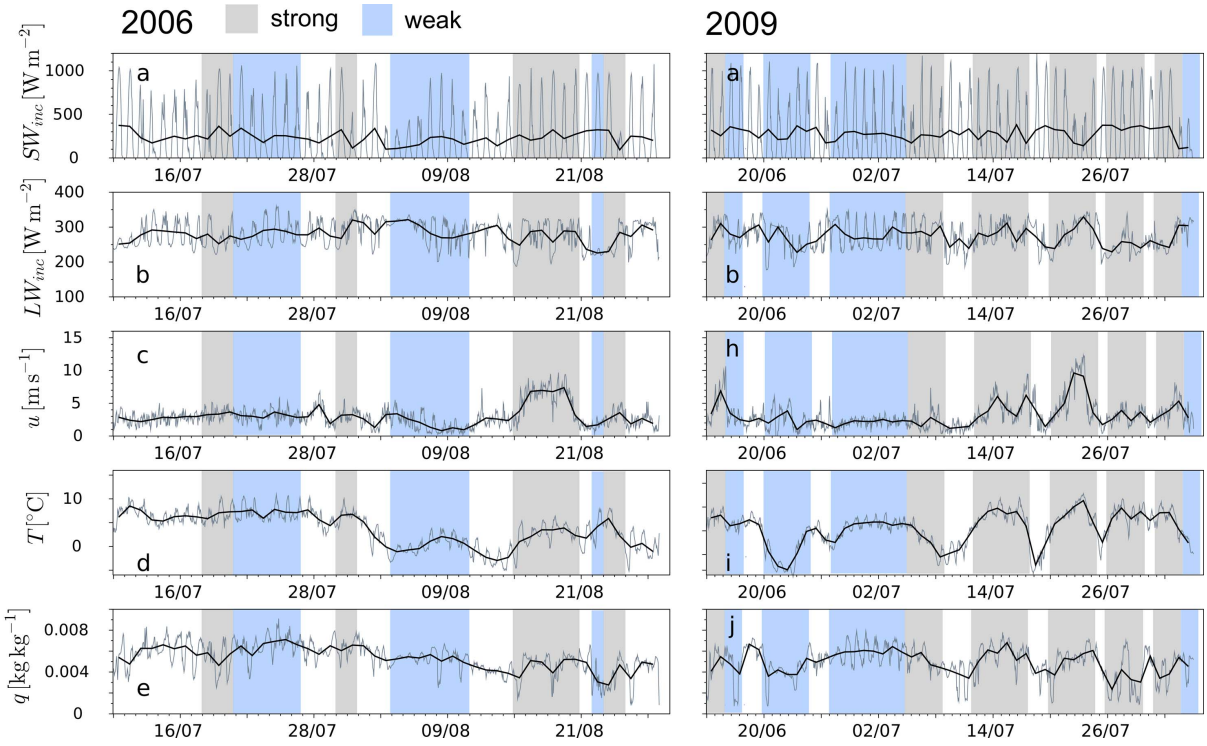



**Figure 3.** Change of the meteorological variables in the ablation zone of the glacier at the AWS-G in (left) 2006 and (right) 2009. **(a, f)** Incoming shortwave radiation, **(b, g)** incoming longwave radiation, **(c, h)** wind speed, **(d, i)** air temperature and **(e, j)** specific humidity of the air. SF conditions are dark shaded and WF conditions are blue shaded. The dark lines in lower panels **(c, d, e, h, i, j)** show daily averages.

latent heat fluxes remained below 10 W m$^{-2}$ for the most turbulent subsets (Table 3), which corresponds to a daily ablation of only 0.3 mm w.e. We assumed the error on the measured daily melt was of the order of the SR50 error, i.e. $\pm$0.01 m, which results in a 40 W m$^{-2}$ error on the mean hourly melt energy. The error on the turbulent fluxes was translated into melt errors. Uncertainties on the net shortwave radiation were estimated by calculating the potential solar radiation following Pellicciotti et al. (2011). We first assumed no inclination and then a maximum inclination of the sensor of 10° in any direction. The maximum relative difference between the two values was taken as the relative net solar radiation error.

The SEB was converted to melt, assuming the ice density was 900 kg m$^{-3}$. At the beginning of the campaigns, old snow was present at the surface, with measured density of 480 kg m$^{-3}$. The precipitated water equivalent during the occasional snowfalls on the glacier were obtained from SAFRAN reanalysis data (Durand et al., 1993). The results were compared to the melt (Melt$_i$) derived from the SR50 surface height changes for continuous periods of more than 6 h, when no measurements were discarded and characteristics of the surface-layer turbulence remained similar:

$$\text{Melt} = \left(h_{\text{end}} - h_{\text{start}}\right) \times \rho_{\text{s}} L_{\text{f}}, \tag{10}$$

where ($h_{\text{end, start}}$) indicates the SR50 measurements at the beginning and at the end of the selected continuous periods, $\rho_{\text{s}}$ is the mean density of the underlying snow or ice surface (kg m$^{-3}$) and $L_{\text{f}}$ is the latent heat of fusion of ice ($3.34 \times 10^5$ J kg$^{-1}$).

## 4 Results

### 4.1 Meteorology and wind regimes

We describe the meteorological conditions of each campaign in terms of frequency of SF and WF conditions (Fig. 3). We observed two types of conditions associated with WF weather patterns. One was characterized with high mean temperatures (> 5 °C), clear morning skies ($\text{SW}_{\text{inc}} > 500$ W m$^{-2}$) with clouds developing in the afternoon ($\text{LW}_{\text{inc}} > 300$ W m$^{-2}$), moderate wind speed (3–5 m s$^{-1}$) and moist air (Table 2), as observed during the long WF event at the beginning of the 2006 campaign. The other type of conditions associated with WF was characterized by low temperatures (0–5 °C), covered sky, occasional snow falls (not shown), low wind speed (2–3 m s$^{-1}$) and dryer air. This was observed between 20 and 25 June 2009. The WF patterns are associated with high-pressure systems and to weak synoptic forcing. As a result the valley circulation seemed controlled by local thermal effects.

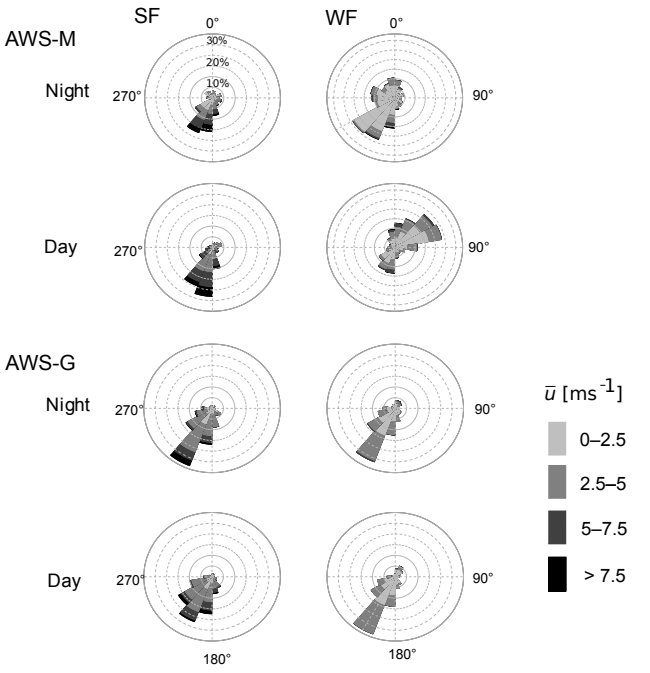



**Figure 4.** Rose diagrams of wind direction and speed measured by the AWS-G and the AWS-M for SF (left panels) and WF (right panels) conditions during the night (upper panels) and during the day (lower panels).

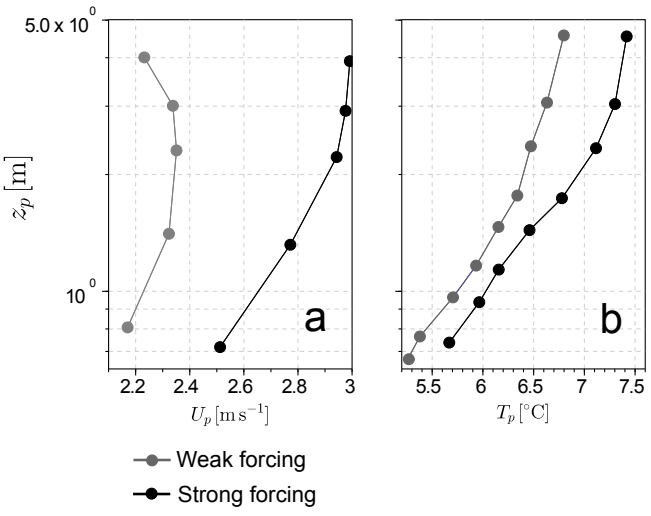



**Figure 5. (a)** Median wind-speed profiles and **(b)** temperature profiles during the 2009 field campaign for (grey) WF conditions and (black) SF conditions.

On the glacier, wind blew mostly downslope, day and night (Fig. 4). Upslope winds were observed only 5 % of the time. Over the glacier, the local katabatic forcing was dominant: a weak wind-speed maximum was observed at low heights ($\sim 2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ at $\sim 2$ m, Fig. 5) for $\sim 70$ % of the 2009 WF situations (Table 2). During the day, convection probably drove the circulation in the valley: outside the glacier, the wind blew down the valley during the night and up the valley during the day (Fig. 4). The TKE was generally small in these situations (Table 2). Mean sensible heat fluxes ($H_{\mathrm{son}}$) were moderately positive and were slightly underestimated with $H_{\mathrm{pro}}$ and $H_{\mathrm{eff}}$. Latent heat fluxes ($\mathrm{LE_{son}}$) were slightly positive and $\mathrm{LE_{pro}}$ and $\mathrm{LE_{eff}}$ fit well with $\mathrm{LE_{son}}$.

Conditions of SF were characterized by high wind speeds (peaks above $> 7\,\mathrm{m\,s^{-1}}$) and moderate on-glacier air temperatures ($\sim 5\,^{\circ}\mathrm{C}$). Such conditions were observed around mid-August in 2006 and mid-July in 2009. SF conditions are related to low-pressure atmospheric system associated with west, south-west or south circulations, roughly aligned with the glacier flow and with the valley. As a result, in the vicinity of the glacier, these conditions were associated with the largest wind speeds, and they seemed to trigger a dominant down-valley circulation, overwhelming convective circulations: on the glacier, wind was blowing downslope 99 % of the time (Fig. 4). Day and night, the wind direction was similar over the glacier and outside the glacier. The median wind-speed profiles were nearly logarithmic below 2 m, and the temperature inversion was marked (Fig. 5). A katabatic wind-speed maximum was not frequently observed at low heights (Table 2 and Fig. 5), because it was located above the mast, hidden in the background flow or non-existent. The TKE was generally high (Table 2) for these conditions. Mean sensible heat fluxes ($H_{\mathrm{son}}$) were highly positive; they were underestimated with $H_{\mathrm{pro}}$ and slightly overestimated with $H_{\mathrm{eff}}$, but closer to $H_{\mathrm{son}}$. Latent heat fluxes ($\mathrm{LE_{son}}$) were slightly negative, $\mathrm{LE_{pro}}$ was very low and positive, and $\mathrm{LE_{eff}}$ fit well with $\mathrm{LE_{son}}$.

## 4.2 Turbulent characteristics of the surface flow

### 4.2.1 Turbulent kinetic energy

For WF and SF conditions, TKE generally was low and high respectively (Table 2). However, some high (11 %, $\overline{\mathrm{TKE}} > 2\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$) and low (28 %, $\overline{\mathrm{TKE}} < 1\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$) TKE cases remained in the WF and SF classes respectively (Table 2). Thus, we studied turbulent fluxes only for high or low TKE subsets of the SF or WF groups respectively. During SF conditions, we analysed only the most frequent runs for which wind blew downslope (direction between 90 and 270°, 85 % of the GQRs), keeping only cases for which $H_{\mathrm{son}} > 5\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, $\overline{u} > 2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ and $\overline{\mathrm{TKE}} > 2\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$ in order to filter for cases when turbulence was sufficiently developed. During WF conditions, we kept similar requirements except that we selected only runs where $\overline{\mathrm{TKE}} < 1\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$. Since we observed some discrepancies between RH obtained with the EC and the AWS-G (not shown), we also removed runs for which RH differed by more than 10 %. This classification distinguishes typical turbulent conditions and groups together spectra and cospectra of similar shapes (Sect. 4.2.2).

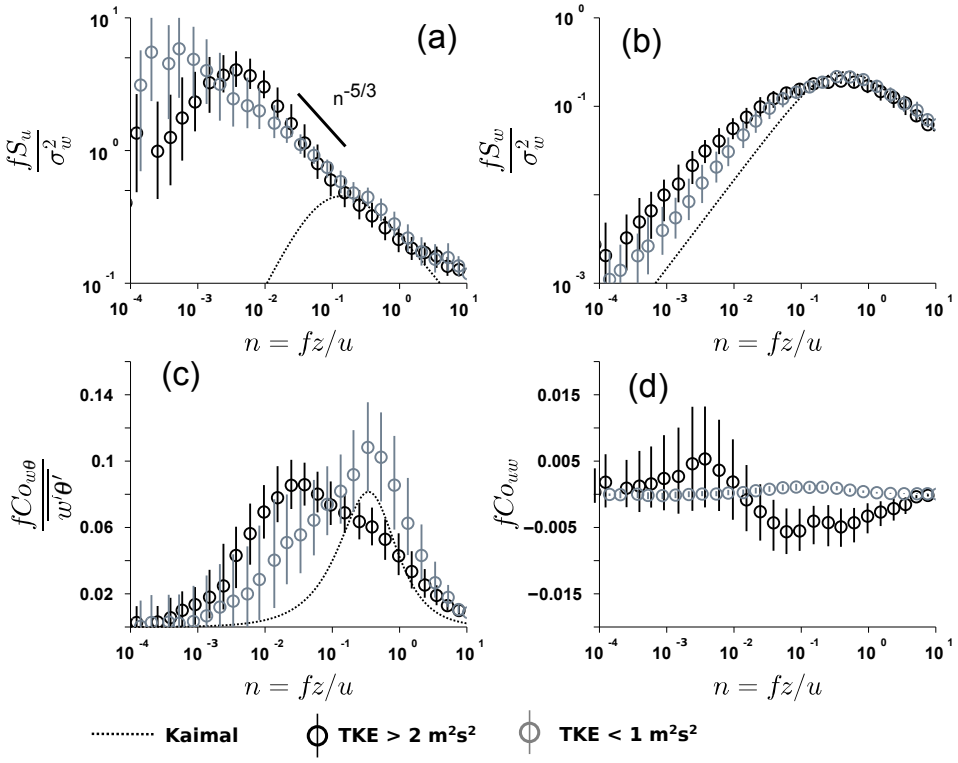



**Figure 6.** Fourier analysis of the high-frequency EC data during the 2006 campaign. The median spectra and cospectra calculated over (black) the strong forcing and high TKE and (grey) the weak forcing and low TKE subsets are presented together with (black dotted) the Kaimal et al. (1972) curve. (circles) Average of the spectra or cospectra over a bin of normalised frequency and (vertical bars) interquartile range of the spectra or cospectra over the same bin. **(a)** Spectra of horizontal wind speed $u$, **(b)** spectra of $w$, **(c)** cospectra of $w$ with $\theta$ and **(d)** cospectra of $w$ with $u$.

### 4.2.2 Spectral analysis

The Fourier analysis of the 2006 EC wind-speed components and temperature data was compared to the Kaimal et al. (1972) curves to assess whether the surface layer was in equilibrium (Sect. 3.3). Wind-speed spectra in Fig. 6a and b show that the horizontal and the vertical wind speed oscillated at low frequency, more than expected for an equilibrium surface layer. For $n < 10^{-1}$ the horizontal and vertical wind-speed spectra were higher than the prediction of Kaimal et al. (1972). The amplitude of these low-frequency oscillations was much larger for the horizontal than for the vertical wind speed. Similar observations were made for large and low TKE runs, except that the peak in $S_u$ was observed at $n \sim 5 \times 10^{-2}$ and $n \sim 5 \times 10^{-3}$ when $\overline{\text{TKE}}$ was high and low respectively.

The low-frequency oscillations of $u$ and $w$ affected the momentum flux as shown by the $\text{Co}_{uw}$ cospectra (Fig. 6d). For high $\overline{\text{TKE}}$ and $n > 10^{-2}$ the median cospectrum of $w$ with $u$ was negative (Fig. 6d). For $n < 10^{-2}$ the median cospectrum reversed its sign, a peak was observed at the same frequency as the low-frequency peak of $S_u$ ($n \sim 5 \times 10^{-2}$), and the dispersion between the individual cospectra was large. When $\overline{\text{TKE}}$ was low, $\text{Co}_{uw}$ was low too. For $n > 10^{-2}$ the median cospectrum was slightly positive, indicating an upward momentum flux, which could be explained by the presence of a katabatic wind-speed maximum just below the sensor, roughly at 2 m above the ground (Fig. 5). For $n < 10^{-2}$ the median cospectra was low, but the individual cospectra were dispersed around zero (hardly visible in Fig. 6d).

Low-frequency oscillations also influenced the sensible (Fig. 6c) and the latent heat fluxes (not shown). When $\overline{\text{TKE}}$ was high, all the individual cospectrum collapsed to a single curve and the dispersion was low. The median cospectrum exhibited a small plateau at the frequency of the peak in the Kaimal curve. A peak was observed above the Kaimal curve at $n \sim 5 \times 10^{-1}$. For $n < 5 \times 10^{-1}$, the median cospectrum fell to zero. When $\overline{\text{TKE}}$ was low, the dispersion between the individual cospectra was high. The median cospectrum peaked at the frequency of the peak in the Kaimal curve ($n \sim 5 \times 10^{-1}$). For $n < 5 \times 10^{-1}$ the median cospectra fell to zero erratically. At the lowest-frequency end, individual cospectra were dispersed around zero.

**Table 3.** Characteristics of the two field campaigns in terms of turbulent fluxes measured with the eddy covariance (EC; sonic) and modelled with the profile methods with different roughness parameters (pro, eff). Correlation, coefficients as well as normalised root mean square deviations (RMSD) from the least-squares fit between each profile method fluxes and sonic fluxes are presented.

| Method | WF with $\overline{\text{TKE}} < 1\,\text{m}\,\text{s}^{-2}$ | | SF with $\overline{\text{TKE}} > 2\,\text{m}\,\text{s}^{-2}$ | |
|---|---|---|---|---|
| Time coverage | 9 % | | 5 % | |
| Fraction of good-quality runs (EC) | 12 % | | 7 % | |
| $u_{\text{AWS-M}}$ ($\text{m}\,\text{s}^{-1}$) | 8.8 | | 1.9 | |
| $T_{\text{AWS-M}}$ (°C) | 6.2 | | 10.3 | |
| $q_{\text{AWS-M}}$ ($10^{-3}\,\text{kg}\,\text{kg}^{-1}$) | 1.6 | | 3.4 | |
| TKE ($\text{m}^{-2}\,\text{s}^{-2}$) | 4.7 | | 0.44 | |
| $H_{\text{son}}$ | $25 \pm 1$ | RMSD | $77 \pm 2$ | RMSD |
| $H_{\text{pro}}(z_{0,\text{t,q}})$ | $28 \pm 1$ | 0.4 | $48 \pm 2$ | 0.6 |
| $H_{\text{eff}}$ | $34 \pm 1$ | 0.6 | $72 \pm 4$ | 0.3 |
| $\text{LE}_{\text{son}}$ | $10 \pm 1$ | | $-20 \pm 3$ | |
| $\text{LE}_{\text{pro}}(z_{0,\text{t,q}})$ | $8 \pm 1$ | 0.9 | $-14 \pm 1$ | $-2.2$ |
| $\text{LE}_{\text{eff}}$ | $10 \pm 1$ | 0.8 | $-22 \pm 2$ | $-1.9$ |

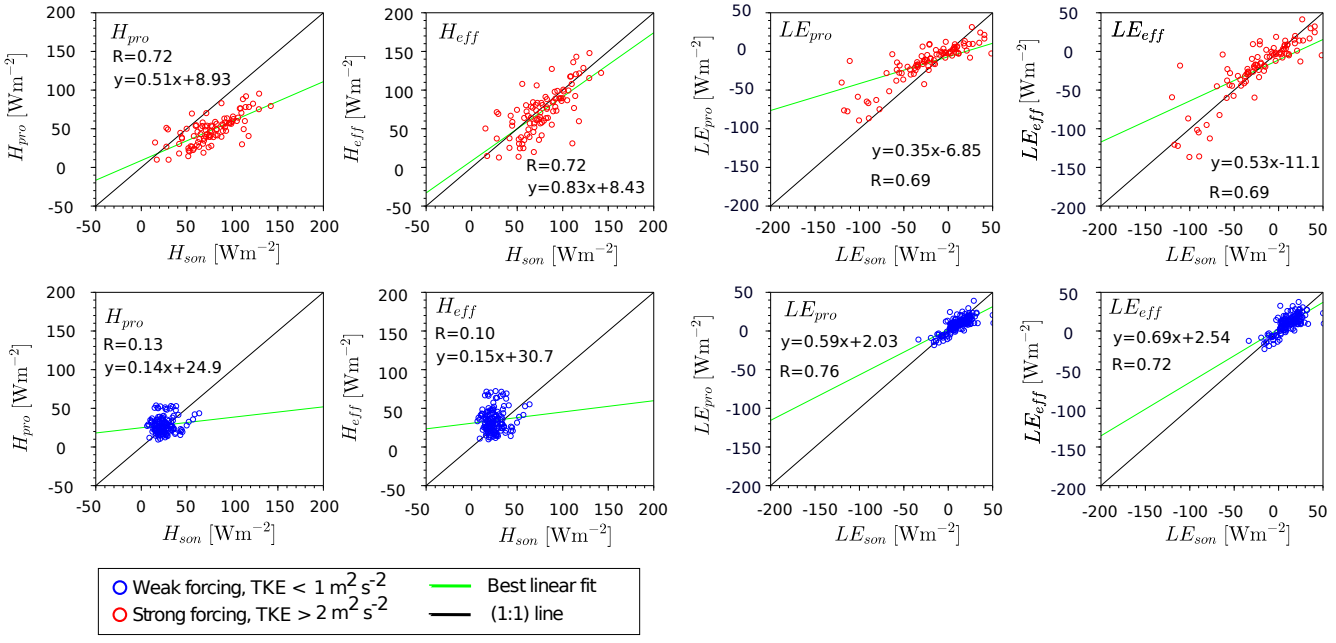



**Figure 7.** Comparison of hourly reference $H$, $\text{LE}_{\text{pro}}$ and $H$, $\text{LE}_{\text{eff}}$ fluxes from the profile method with the fluxes $H$, $\text{LE}_{\text{son}}$ measured with the EC, during the 2006 field campaign. Red and blue circles fluxes represent results during the SF cases when TKE was high and WF cases when TKE was low respectively. Black lines are the 1 : 1 lines and green lines are the regressions. Equations for these lines and correlation coefficients are also presented.

### 4.2.3 Turbulent fluxes

Weak forcing, small TKE runs were characterized by moderate and positive sensible heat fluxes $H_{\text{son}}$ (Table 3 and Fig. 7). The latent heat fluxes $\text{LE}_{\text{son}}$ were slightly positive (Table 3 and Fig. 7), and net fluxes were a moderate gain of energy at the surface (Fig. 8). Mean individual fluxes from each method were comparable, except $H_{\text{eff}}$. Sensible heat fluxes $H_{\text{pro,eff}}$ were poorly related to the measures and latent heat fluxes $\text{LE}_{\text{pro,eff}}$ showed a better relation with sonic values (Table 3, Fig. 7). Even though calculating the fluxes with effective roughnesses provided net higher fluxes on average, the different methods provided comparable results with regard to the dispersion obtained with the Monte Carlo approach (Fig. 8). Using the effective roughness length led to a larger dispersion in terms in the correlation plots (Table 3, Fig. 7) but also in the Monte Carlo runs (Fig. 8).

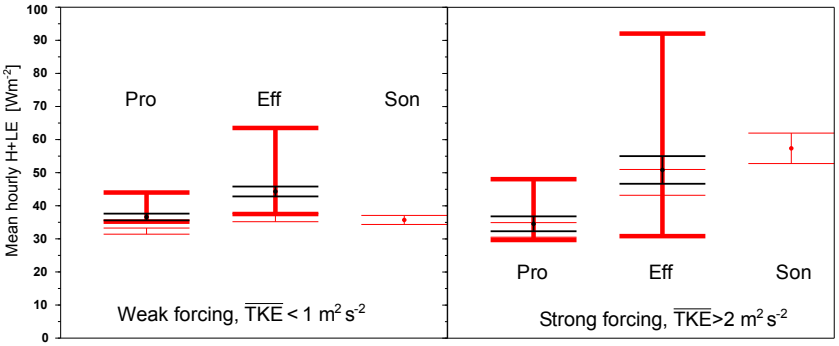



**Figure 8.** Comparison of mean net turbulent fluxes from the profile method and the sonic method. For the profile method we show the reference fluxes and their random errors in black, in thick red the maximum fluxes and in thin red minimum fluxes (with their random error) as derived from the Monte Carlo analysis, and the net sonic fluxes to the right in thin red.

For strong forcing, high TKE runs, $H$ was highly positive and LE was moderately negative on average; net fluxes were a larger gain of energy for the surface than for weak forcing, low TKE runs (Table 3 and Fig. 7). The $H_{pro}$ and $LE_{pro}$ underestimated the magnitude of $H_{son}$, $LE_{son}$ and their sum on average (Table 3 and Fig. 3). Relations between measured and modelled fluxes were significant ($r > 0.68$), but they were more coherent when using effective roughnesses: in that case, regression coefficients increased significantly. Monte Carlo-derived errors were too low to explain the discrepancy between ($H + LE_{pro}$) and the sonic results. Using the effective roughness improved the concordance but the dispersion increased dramatically.

## 5 Discussion

### 5.1 Turbulence in the surface layer

For SF forcing when the TKE was high ($> 2\,m^2\,s^{-2}$, 52 % of SF conditions), the characteristics of the wind-speed spectra were similar to that of a surface layer influenced by outer-layer turbulence: the variance of $u$ was strongly enhanced at low frequency compared to what is expected for an equilibrium surface layer, while a limited increase was observed in the $w$ spectra, a combination of observations which agrees with the parameterisations of Högström et al. (2002) for surface layers disturbed by large eddies: in the vicinity of the surface, if large-scale structures are transported from the outer-layer, they are supposedly elongated horizontally due to the surface blocking and due to the large shear in the surface layer. As a result, they must induce large horizontal fluctuations of the horizontal wind speed while the vertical wind speed must be less affected. Also, an $n^{-5/3}$ slope was observed on the low-frequency part of the $u$ spectra when TKE was large (Fig. 6a). This signature resembles that of an outer, well-mixed layer (Højstrup, 1982). Similar spectral shapes were observed over other mountain glaciers when synoptic forcing was strong (Smeets et al., 1999; Litt et al., 2015b). In these studies, the observed low-frequency oscillations were attributed to the interaction of large-scale coherent structures with the surface-layer turbulence. Such structures can be generated when the large-scale flow interacts with the complex mountain orography. In such situations, Smeets et al. (1999) showed that the TKE transport term was not negligible. Significant TKE can be transported from the outer layer and the surface-layer turbulence was not in equilibrium with local production. We hypothesise that such structures were influencing the surface flow on Saint-Sorlin Glacier. These perturbations would have had a strong effect on the momentum flux and would explain the shape of the cospectra of $u$ with $w$ for strong forcing, high TKE cases (Fig. 6d), which exhibited erratic contributions around zero at low frequencies. They would have also affected the turbulent heat fluxes (Fig. 6c), explaining why the cospectra of $w$ with $\theta$ peaked and contained more energy at low frequency than the Kaimal predictions. Assuming our hypothesis was valid, these perturbations would have likely originated from various turbulent structures sharing similar timescales, since the low-frequency peak was observed systematically at $n \sim 10^{-2}$, only in strong forcing, high TKE cases. The influence of these structures on the fluxes would always have been of the same sign and have induced larger heat fluxes magnitudes than predicted by the Kaimal curve.

Two reasons may explain why the profile method systematically underestimated the fluxes in these conditions (Table 3), why Monte Carlo dispersion was too low to explain the observed difference between the fluxes derived from each method, and why using the effective roughness method provided larger fluxes, that compared better to the sonic fluxes than using the profile-derived roughnesses (Table 3). First, it might be that the roughness lengths derived during the 2009 campaign did not represent well the surface conditions of the 2006 campaign as former studies have shown that roughnesses can change by several order of magnitudes in a course of a season. Second, it could be that since the cospectra is issued from the sonic data, the sonic method includes the

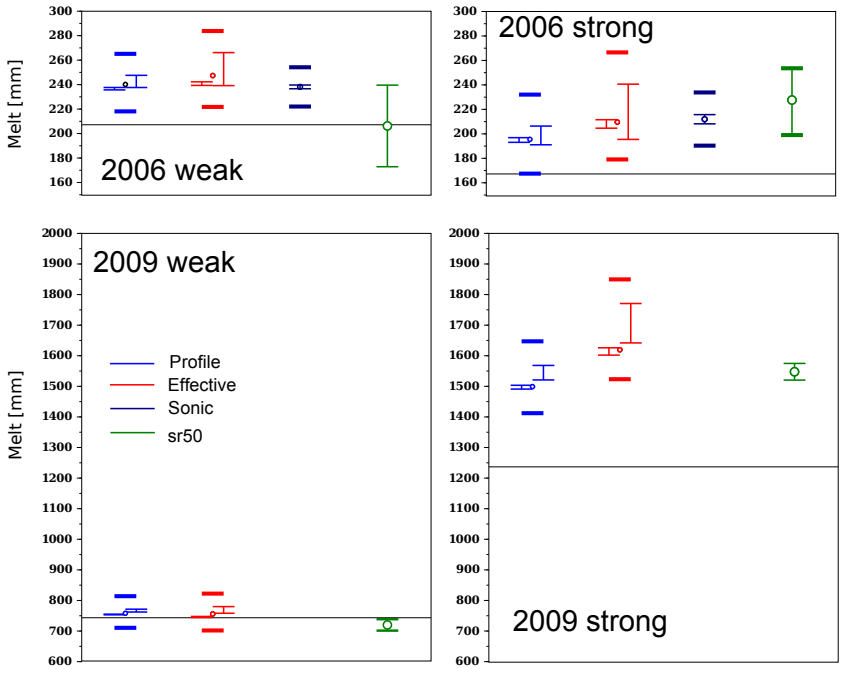



**Figure 9.** Cumulated melt from the SR50 and the SEB calculated with different methods, for WF with low TKE and SF with high TKE conditions during the 2006 campaign and WF and SF conditions during the 2009 campaign. (black horizontal line) Radiative balance, (dark green) melt measured by the SR50 and (light blue) net turbulent flux ($H + \mathrm{LE}$) evaluated with the profile method, (red) with the effective roughness and (dark blue) with the EC method. The maximum and minimum melt values obtained with the Monte Carlo approach are shown, with random errors due to the turbulent fluxes uncertainty. The thick horizontal bar shows the maximum and minimum melt values due to the error on net shortwave radiation. The interval for the SR50 error is shown.

fluxes above the Kaimal curve but that on the contrary the profile method must provide only the fluxes predicted by the Kaimal curve and cannot take into account the turbulent mixing that is not due to local shear production or buoyancy effects and as a result underestimates the intensity of the heat exchanges. This suggests that the use in SEB models of an effective roughness length, larger than the profile-derived dynamic or thermal roughness lengths in order to increase the turbulent fluxes so that the SEB matches the melt could actually be a way to compensate potential biases in the profile-derived turbulent fluxes due to failure of the MOST when TKE is high in SF. This is supported by the values of the sonic-derived roughness lengths, considering they account for the additional mixing: the denominator $(\ln(z/z_0)\ln(z/z_t))$ in the bulk formulation of the fluxes, calculated with the EC derived roughness length or the effective roughness length, is roughly identical (0.0165 and 0.0167).

During WF cases when the TKE was small ($< 1\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$; 68 % of WF conditions), low-frequency oscillations of the wind speed were common (Fig. 6a). These cases would have favoured the development of katabatic flows, as shown by the frequent detection of a katabatic maximum in WF conditions of 2009, which lead to vertical flux divergence and to a disconnection of turbulence characteristics below and above the wind-speed maximum height. The surface layer would thus be limited to a small fraction of the wind-speed maximum height (Denby and Greuell, 2000). Flow oscillations, inducing periodic oscillations of the wind-speed and the katabatic layer depth, are also a common feature of katabatic flows (McNider, 1982). The cospectra of $w$ with $u$ was slightly positive (Fig. 6d), suggesting the wind maximum was just below the EC system most of the time, in agreement with the average observed wind maximum height of the 2009 campaign for WF conditions (Fig. 5). Assuming the flow oscillated, the depth of the katabatic layer and the height of the wind-speed maximum would have oscillated too, shifting from above to below the EC system. This could be an explanation for the presence of low-frequency contributions in the wind-speed spectra and the erratic behaviour of the cospectra of $w$ with $\theta$ at low frequencies (Fig. 6): changes in the depth of the katabatic layer would provoke an erratic divergence of the fluxes in the first metres above the surface. The concept of a surface layer was maybe not even relevant below a wind-speed maximum at less than 1.5 m. This would explain why $H$ from the profile method and the sonic method evaluated at a 2 m height were not well related (Table 3) even though on average the errors cancelled out. However, LE fluxes remained well related. The profile method in its bulk form was shown to be suitable below the wind-speed maximum by Denby and Greuell (2000). It is also possible that

air-temperature errors due to the influence of strong solar radiation inside the plate shield (Huwald et al., 2009) could have remained even though it was mechanically aspirated (Sicart et al., 2014) or simply that the random errors were relatively larger than the much smaller absolute fluxes.

### 5.2 Surface energy balance and melt

During both campaigns, the SEB was mainly controlled by large radiative fluxes, regardless of large-scale forcing (Fig. 9). The contribution of turbulent fluxes to the SEB was significant only for SF. Errors on turbulent fluxes, on the radiation and on the measured melt were large in comparison to the total SEB, and all SEB calculations compared well with the SR50 measurements within the estimated error range, for SF and WF conditions. Changes in net turbulent fluxes resulting from the choice of the calculation method remained too small in comparison to the errors to yield significant differences in the SEB estimates.

For WF, the melt was not sufficiently influenced by turbulent fluxes in order for the different methods to yield significant changes in the simulated melt. For SF conditions, however, the total melt sampled was larger in 2009 than in 2006, and the difference between the melt obtained with the profile roughness lengths and the effective roughness lengths was slightly larger in comparison to 2006 cases. This suggests that if SF conditions were frequent, discrepancies between turbulent fluxes calculation methods would lead to significant changes in the melt estimates from SEB models. The errors in the turbulent fluxes also grew significantly when using effective roughness lengths (Fig. 7). In these cases the low-frequency oscillations evidenced in the spectra could have been originating from large-scale orographic disturbances transporting TKE that did not scale with the mean vertical gradients in the surface layer (Sect. 4.2). This hypothesis explain the underestimation of the turbulent fluxes by the profile method and suggests the effective roughness length method actually corrects for this effect. Simultaneous measurements of melt, wind-speed and temperature profiles and sonic fluxes are needed to validate this hypothesis: the surface roughness might just have been different in 2006 and 2009.

### 5.3 Weather patterns

The analysis of meteorological conditions and wind regimes shows that using the WP decomposition of Garavaglia et al. (2010) can be useful to assess turbulent surface fluxes characteristics. The WP analysis is helpful in identifying different kind of circulations in the valley: for WF conditions local thermal winds such as katabatic flows drive the circulation whereas in SF the circulation is dominated by large-scale flows. It also provides a rough classification of the turbulence conditions in the glacier surface-layer, since SF and WF conditions are, in the glacier surface layer, likely associated with high and low TKE conditions respectively. We show that the profile method compared differently with the sonic method for different WPs (Figs. 7, 8 and Table 3). More generally for SEB studies, we highlight some limitations: though the WF and SF classes do well at selecting typical wind conditions, the other meteorological parameters can vary considerably within these classes. Also, the WF class includes only one WP.

## 6 Conclusions

During the summers of 2006 and 2009, field measurement campaigns were undertaken in the ablation zone of Saint-Sorlin Glacier, in the French Alps. We analysed EC data from the 2006 campaign and temperature and wind-speed vertical profiles from the 2009 campaign. We characterized the wind regimes and associated surface-layer turbulent flows in relation to the large-scale forcing as characterized from the weather pattern decomposition of Garavaglia et al. (2010). We evaluated the turbulent fluxes with the profile method using observed and melt-calibrated (effective) roughness parameters and the sonic (EC) method. We also calculated the surface energy balance and studied the impact of the choice of flux calculation methods on the modelled melt, in relation with weather patterns. Errors resulting from random measurement errors, uncertainties in surface parameters (roughnesses or emissivity) and radiation measurements were assessed.

The sensible heat fluxes warmed the surface; they were generally larger in magnitude than latent heat fluxes, which were, on average, a small loss of energy for the glacier. When synoptic forcing was weak, local thermal effects drove the valley wind circulation. A katabatic wind-speed maximum was frequently observed at low height on the glacier (around 2 m; 71 % of WF conditions). The TKE was generally low ($< 1\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$, 68 % of the cases), and both $H$ and LE remained small in magnitude. When synoptic forcing was strong, under the influence of low-pressure systems, the large-scale winds roughly aligned with the glacier flow and drove the wind circulation. High wind speeds were observed on the glacier, the TKE was generally high ($> 2\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$; 52 % of the cases) and the katabatic wind-speed maximum was not frequently observed below 5 m ($< 40$ % of the time). Sensible heat fluxes were high (sometimes $> 100\,\mathrm{W\,m^{-2}}$) in these conditions due to high wind speeds. The magnitude of negative latent heat fluxes, mainly evaporation ($\mathrm{LE} < 0$) increased only moderately since the air remained humid, and LE did not cancel the energy gains due to $H$, so the net flux ($H + \mathrm{LE}$) was highly positive.

For all conditions, low-frequency oscillations were observed in the wind-speed signals. For WF when TKE was low, as often observed for weak synoptic forcing, this could have been due to oscillations of the katabatic flow. Non-equilibrium of the surface-layer could explain the erratic dis-

crepancies between sonic fluxes and profile fluxes when TKE was low in WF cases (Sect. 5.1). Anyway, the mean turbulent fluxes calculated with the profile or the sonic methods tended to be similar, since the differences between them compensated when averaged over several runs. When TKE was high in SF, low-frequency oscillations could have been provoked by large-scale orographic disturbances. Former studies in similar context (Smeets et al., 1999; Litt et al., 2015b) suggest that in these cases, TKE transport is non-negligible and the surface-layer turbulence is not in equilibrium with local turbulence production. Such low-frequency oscillations influenced the turbulent momentum and heat fluxes in the surface layer. This could explain why systematic underestimation of the sonic fluxes by the profile fluxes was observed when TKE was large for SF cases, which could not be attributed to random or systematic measurement errors. The sonic fluxes were better estimated using a larger effective roughness.

Surface energy balance calculations compared well to the observed melt, but errors were large (Fig. 9). During the 2006 campaign, using turbulent fluxes from the profile or from the sonic method did not provide significantly different melt results. During the 2009 campaign, melt (with turbulent fluxes evaluated with the profile method) was much larger than during 2006 events. As a result the difference between the melt calculated with different roughnesses was slightly larger than in 2006, although still not significantly different due to the large uncertainties. This suggests that for frequent SF conditions systematic biases might affect the profile method and may lead to underestimating the melt rate on alpine glaciers. The use of an effective roughness to calibrate the SEB on the observed melt increases the fluxes and thus can act as a correcting parameter.

Studies covering more melt periods are necessary to better understand how weather patterns relate to the different SEB terms and to better understand the links between large-scale forcing and mass balance in the vicinity of the glaciers, using dedicated variables to drive a weather pattern decomposition. This would help to understand the climatic processes governing interannual variations in the melt regimes of the glaciers. Furthermore, the potential turbulent flux biases might impact the total calculated melt significantly when calculated over long periods. Turbulent flux error studies would be necessary on other glaciers where turbulent fluxes dominate the SEB, e.g. at high latitudes such as Storglaciären (Sicart et al., 2008) or the Canadian Arctic (Braithwaite, 1981), to assess the effect of these potential biases on melt rate evaluation from climate data.

*Data availability.* Part of the data used in this paper are from the Alpine GLACIOCLIM observatory and can be accessed at http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/SiteWebPOG/baseG.htm. For access to turbulence and profile data, please contact the GLACIOCLIM program.

*Competing interests.* The authors declare that they have no conflict of interest.

*Acknowledgements.* This work was funded by the French SO/SOERE GLACIOCLIM (http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm) and the ANR program TAG 05-JCJC-0135. We kindly thank EDF for providing the daily time series of WPs. We thank Romain Biron and Jean-Philippe Chazarin for the technical and field work, Adrien Gilbert and Marion Reveillet for stimulating discussions and an unknown reviewer for his meticulous and helpful review.

Edited by: V. Radic
Reviewed by: two anonymous referees

## References

Andreas, E. L.: Spectral Measurements in a Disturbed Boundary Layer over Snow, J. Atmos. Sci., 44, 1912–1939, 1987.

Andreas, E. L.: Parameterizing Scalar Transfer over Snow and Ice: A Review, J. Hydrometeorol., 3, 417–432, 2002.

Beljaars, A. and Holtslag, A.: Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models, J. Appl. Meteorol., 30, 327–341, 1991.

Braithwaite, R. J.: On glacier energy balance, ablation, and air temperature, J. Glaciol., 27, 381–391, 1981.

Brutsaert, W.: Evaporation into the Atmosphere: Theory, History, and Applications, D. Reidel, Higham, MT, USA, 1982.

Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Bradley, E. F.: Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer, J. Atmos. Sci., 28, 181–189, 1971.

Conway, J. and Cullen, N.: Constraining turbulent heat flux parameterization over a temperate maritime glacier in New Zealand, Ann. Glaciol., 54, doi:10.3189/2013AoG63A604, 2013.

Corti, S., Molteni, F., and Palmer, T.: Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes, Nature, 398, 799–802, 1999.

Cullen, N., Mölg, T., Kaser, G., Steffen, K., and Hardy, D.: Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data, Ann. Glaciol., 46, 227–233, 2007.

Denby, B. and Greuell, W.: The use of bulk and profile methods for determining surface heat fluxes in the presence of glacier winds, J. Glaciol., 46, 445–452, 2000.

Durand, Y., Brun, E., Merindol, L., Guyomarc'h, G., Lesaffre, B., and Martin, E.: A meteorological estimation of relevant parameters for snow models, Ann. Glaciol., 18, 65–71, 1993.

Dyer, A.: A review of flux-profile relationships, Bound.-Lay. Meteorol., 3, 363–372, 1974.

Favier, V., Wagnon, P., and Ribstein, P.: Glaciers of the outer and inner tropics: A different behaviour but a common response to climatic forcing, Geophys. Res. Lett., 31, L16403, doi:10.1029/2004GL020654, 2004.

Garavaglia, F., Gailhard, J., Paquet, E., Lang, M., Garçon, R., and Bernardara, P.: Introducing a rainfall compound distribution model based on weather patterns sub-sampling, Hydrol. Earth Syst. Sci., 14, 951–964, doi:10.5194/hess-14-951-2010, 2010.

Gellens-Meulenberghs, F.: Sensitivity Tests of an Energy Balance Model to Choice of Stability Functions and Measurement Accuracy, Bound.-Lay. Meteorol., 115, 453–471, 2005.

Giesen, R., Van den Broeke, M., Oerlemans, J., and Andreassen, L.: Surface energy balance in the ablation zone of Midtdalsbreen, a glacier in southern Norway: Interannual variability and the effect of clouds, J. Geophys. Res., 113, D21111, doi:10.1029/2008JD010390, 2008.

Helgason, W. and Pomeroy, J.: Problems Closing the Energy Balance over a Homogeneous Snow Cover during Midwinter, J. Hydrometeorol., 13, 557–572, 2012.

Hock, R.: Temperature index melt modelling in mountain areas, J. Hydrol., 282, 104–115, 2003.

Högström, U., Hunt, J. C. R., and Smedman, A.-S.: Theory and Measurements for Turbulence Spectra and Variances in the Atmospheric Neutral Surface Layer, Bound.-Lay. Meteorol., 103, 101–124, 2002.

Højstrup, J.: Velocity Spectra in the Unstable Planetary Boundary Layer, J. Atmos. Sci., 39, 2239–2248, 1982.

Holtslag, A. and de Bruin, H.: Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land, J. Appl. Meteorol., 27, 689–704, 1988.

Huss, M., Hock, R., Bauder, A., and Funk, M.: 100-year mass changes in the Swiss Alps linked to the Atlantic Multidecadal Oscillation, Geophys. Res. Lett., 37, L10501, doi:10.1029/2010GL042616, 2010.

Huwald, H., Higgins, C. W., Boldi, M.-O., Bou-Zeid, E., Lehning, M., and Parlange, M. B.: Albedo effect on radiative errors in air temperature measurements, Water Resour. Res., 45, W08431, doi:10.1029/2008WR007600, 2009.

Kaimal, J., Wyngaard, J., Izumi, Y., and Coté, O. R.: Spectral characteristics of surface-layer turbulence, Q. J. Roy. Meteor. Soc., 98, 563–589, doi:10.1002/qj.49709841707, 1972.

Litt, M., Sicart, J.-E., and Helgason, W.: A study of turbulent fluxes and their measurement errors for different wind regimes over the tropical Zongo Glacier (16° S) during the dry season, Atmos. Meas. Tech., 8, 3229–3250, doi:10.5194/amt-8-3229-2015, 2015a.

Litt, M., Sicart, J. E., Helgason, W. D., and Wagnon, P.: Turbulence Characteristics in the Atmospheric Surface Layer for Different Wind Regimes over the Tropical Zongo Glacier (16° S), Bound.-Lay. Meteorol., 154, 471–495, doi:10.1007/s10546-014-9975-6, 2015b.

Mahrt, L.: Bulk formulation of surface fluxes extended to weak-wind stable conditions, Q. J. Roy. Meteor. Soc., 134, 1–10, 2008.

Mann, J. and Lenschow, D. H.: Errors in airborne flux measurements, J. Geophys. Res., 99, 14519–14526, 1994.

McNider, R. T.: A Note on Velocity Fluctuations in Drainage Flows, J. Atmos. Sci., 39, 1658–1660, 1982.

Monin, A. and Obukhov, A.: Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, Tr. Akad. Nauk SSSR Geophiz. Inst., 24, 163–187, 1954.

Oerlemans, J.: Glaciers and climate change, CRC Press, Boca Raton, Florida, 2001.

Oke, T.: Boundary Layer Climates, 2nd Edn., Routeledge, New York, 1987.

Paterson, W. S. B. and Cuffey, K. M.: The physics of glaciers, 3rd Edn., Pergamon, Oxford, 1994.

Pellicciotti, F., Raschle, T., Huerlimann, T., Carenzo, M., and Burlando, P.: Transmission of solar radiation through clouds on melting glaciers: a comparison of parameterizations and their impact on melt modelling, J. Glaciol., 57, 367–381, 2011.

Pellicciotti, F., Buergi, C., Immerzeel, W. W., Konz, M., and Shrestha, A. B.: Challenges and Uncertainties in Hydrological Modelin of Remote Hindu Kush-Karakoram-Himalayan Basins: Suggestions for Calibration Strategies, Mt. Res. Dev., 32, 39–50, 2012.

Poulos, G. and Zhong, S. S.: An Observational History of Small-Scale Katabatic Winds in Mid-Latitudes, Geography Compass, 2, 1798–1821, 2008.

Poulos, G., Bossert, J., McKee, T., and Pielke, R.: The Interaction of Katabatic Flow and Mountain Waves. Part II: Case Study Analysis and Conceptual Model, J. Atmos. Sci., 6, 1857–1879, 2007.

Schotanus, P., Nieuwstadt, F., and Bruin, H.: Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes, Bound.-Lay. Meteorol., 26, 81–93, 1983.

Sicart, J. E., Hock, R., and Six, D.: Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, J. Geophys. Res., 113, D24113, doi:10.1029/2008JD010406, 2008.

Sicart, J. E., Litt, M., Helgason, W., Tahar, V. B., and Chaperon, T.: A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia, J. Geophys. Res.-Atmos., 119, 3793–3808, 2014.

Six, D. and Vincent, C.: Sensitivity of mass balance and equilibrium-line altitude to climate change in the French Alps, J. Glaciol., 60, 867–878, 2014.

Six, D., Wagnon, P., Sicart, J., and Vincent, C.: Meteorological controls on snow and ice ablation for two contrasting months on Glacier de Saint-Sorlin, France, Ann. Glaciol., 50, 66–72, 2009.

Smeets, C. J. P. P. and Van den Broeke, M.: The parameterisation of scalar transfer over rough ice, Bound.-Lay. Meteorol., 128, 339–355, 2008a.

Smeets, C. J. P. P. and Van den Broeke, M. R.: Temporal and Spatial Variations of the Aerodynamic Roughness Length in the Ablation Zone of the Greenland Ice Sheet, Bound.-Lay. Meteorol., 128, 315–338, 2008b.

Smeets, C. J. P. P., Duynkerke, P., and Vugts, H.: Observed wind profiles and turbulence fluxes over an ice surface with changing surface roughness, Bound.-Lay. Meteorol., 92, 99–121, 1999.

Smeets, C. J. P. P., Duynkerke, P., and Vugts, H.: Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part Ii: Pure katabatic forcing conditions, Bound.-Lay. Meteorol., 97, 73–107, 2000.

Stoy, P. C., Mauder, M., Foken, T., Marcolla, B., Boegh, E., Ibrom, A., Arain, M. A., Arneth, A., Aurela, M., Bernhofer, C., Cescatti, A., Dellwik, E., Duce, P., Gianelle, D., van Gorsel, E., Kiely, G., Knohl, A., Margolis, H., McCaughey, H., Merbold, L., Montagnani, L., Papale, D., Reichstein, M., Saunders, M., Serrano-Ortiz, P., Sottocornola, M., Spano, D., Vaccari, F., and Varlagin, A.: A data-driven analysis of energy balance closure across FLUXNET research sites: The role of landscape scale heterogeneity, Agr. Forest Meteorol., 171–172, 137–152, 2013.

Stull, R.: An Introduction to Boundary Layer Meteorology, Springer, Netherlands, 1988.

Vickers, D. and Mahrt, L.: Quality Control and Flux Sampling Problems for Tower and Aircraft Data, J. Atmos. Ocean. Tech., 14, 512–526, 1997.

Vincent, C., Vallon, C., Reynaud, L., and Meur, E. L.: Dynamic behaviour analysis of glacier de Saint Sorlin, France, from 40 years of observations, 1957–97, J. Glaciol., 46, 499–506, 2000.

Viviroli, D., Archer, D. R., Buytaert, W., Fowler, H. J., Greenwood, G. B., Hamlet, A. F., Huang, Y., Koboltschnig, G., Litaor, M. I., López-Moreno, J. I., Lorentz, S., Schädler, B., Schreier, H., Schwaiger, K., Vuille, M., and Woods, R.: Climate change and mountain water resources: overview and recommendations for research, management and policy, Hydrol. Earth Syst. Sci., 15, 471–504, doi:10.5194/hess-15-471-2011, 2011.

Wagnon, P., Sicart, J. E., Berthier, E., and Chazarin, J. P.: Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level, J. Geophys. Res., 108, 4177, doi:10.1029/2002JD002088, 2003.

Wilckzak, J. M., Oncley, S. P., and Stage, S. A.: Sonic Anemometer Tilt Correction Algorithms, Bound.-Lay. Meteorol., 99, 127–150, 2001.

Wyngaard, J.: On surface layer turbulence, in: Workshop on Micrometeorology, edited by: Haugen, D. A., American Meteorological Society, 101–149, 1973.

**Field campaign June-July 2015 at Athabasca Glacier, Jasper National Park**

**Focus: Topographic and katabatic influences on surface heat exchange over the Athabasca Glacier**

**Motivation:**
The response of glaciers to atmospheric warming is highly dependent on how the predicted large scale climate trends are translated to changes in melt and accumulation at the glacier surface. Thus, to reliably predict future glacier states, a thorough understanding the atmospheric processes linking surface mass balance (SMB) and surface energy balance (SEB) to the glacier surface boundary layer (SBL) and ultimately to macro scale climate is need. In particular one needs to know if the atmospheric processes operating in a glacial environment alter the SMB response to macro scale trends.

One of the key features of the glacier SBL is the formation of katabatic flow. The katabatic occurs due to a turbulent sensible heat flux (SHF) that is directed towards the melting glacier surface, and creates a wind speed maximum a few metres above the glacier surface. The exchange of sensible heat in the katabatic flow also modifies the gradients of air temperature with elevation over the glacier, cooling the air relative to unmodified adiabatic descent, to create lapse rates (LR) of air temperature that are smaller than the moist environmental lapse rate (ELR, 0.0065 K $m^{-1}$) (e.g. Greuell et al. 1997; Oerlemans, 2010). While the depression of average LR is widely observed, several studies show the significant variations in LR that occur as local and meso scale climate features interrupt the katabatic process (e.g. formation of valley breezes, Petersen and Pellicciotti, 2011, and large scale inversions, Hulth et al, 2010).

Various models have been proposed to account for the variation of temperature with elevation over glacier surfaces (Greuell and Bohm, 1998; Shea et al., 2010). G&B98 proposed an analytical model that modifies the LR according to the balance of sensible heat exchange and adiabatic warming, which in turn are a function of the glacier slope and distance along the fall line. Shea et al. 2010 proposed a parametric method where the LR is based on the distance along the glacier fall line defined by a DEM of the glacier surface. While these have utility they are based on empirical relationships and/or break down in conditions not conducive to the formation of katabatic winds (i.e. cloudy conditions, Peterson et al. 2013). The ability to extrapolate these methods is therefore somewhat limited and there is a need to incorporate a variety of atmospheric and surface controls on the LR. WRF is a tool that could be used to simulate the interaction of these processes.

In addition, while the role of the katabatic flow in modifying LR has been addressed, the impact of katabatic flow on the response of melt to large scale forcing has seen little study. Oerlemans and Grisogono (2002) show a feedback between ambient temperature and glacier wind speed in their model of katabatic flow, with higher ambient temperature driving stronger winds, and thus stronger heat flux. LR calculated analytical according to G&B98 altered sensitivity of SMB to air temperature compared to a constant LR. Thus, a very different response in SHF is likely with different models, and given that in many areas the SHF is responsible for a good fraction of

the melt sensitivity, the response of melt to a given ambient T change is likely to be different for each model. Part of the reason these models have not been widely tested or adopted is due to the complex interactions of wind systems within glaciated areas. This leads to the key question:

How is the relationship between ambient T and surface mass balance altered by SBL and ABL dynamics in glaciated terrain?

This key question has at least three areas of focus:

1. Lapse rates; their variability, atmospheric controls and effect on modelled SMB response.
2. Katabatic flow; characteristics, diurnal and synoptic variation, interaction with valley circulation.
3. The atmospheric controls on surface energy and mass balance in general; how does the influence of the katabatic stack up against other controls.

The first focus area would utilise observations of lapse rates and valley circulation to make some comment on how the two interact. The objective would be to get to a point where we can use WRF to examine the effects of katabatically forced LR on melt, in a way that can incorporate varying elements of the system (e.g. surface cover, ambient temperature, regional pressure gradients).

The second focus would address the main controls on katabatic flow at Athabasca – valley heating, regional pressure gradients, or sensible heat cooling?

- How many layers of return valley flow are observed in the valley, and how much heat do they transport to the upper valley?
- Role of surface cover in non-glaciated terrain?
- What are the effects of complex terrain on the structure of the katabatic and LR. i.e. does advection from sides of valleys or aloft play a role in modifying H + LE and therefore the LR. Also how do horizontal pressure gradients alter the balance of adiabatic warming and sensible heat exchange?

Follow on questions that link the first two focus areas:

- What about how a deviation from MOST affecting melt dynamics? i.e. do deviations from MOST occur at times which are critical to melt and can these change LR, therefore the potential response to T?
- Is the assumption of constant specific humidity borne out at this site, and how does this relate to ambient conditions?

The third theme would be best addressed after a few years of data collection on glacier, which would form a basis for modelling surface mass balance controls over the whole glacier.

**Initial plans for June 2015 field campaign:**

- **Timeframe:** 15$^{th}$ June – 5$^{th}$ July

- An intensive campaign with hobo transect for T/RH lapse rate, EC flux, profile mast, and SODAR / kites to be used to characterize the influence of regional gradient flow, valley circulation and katabatic flow on turbulent heat fluxes and melt on the glacier surface.

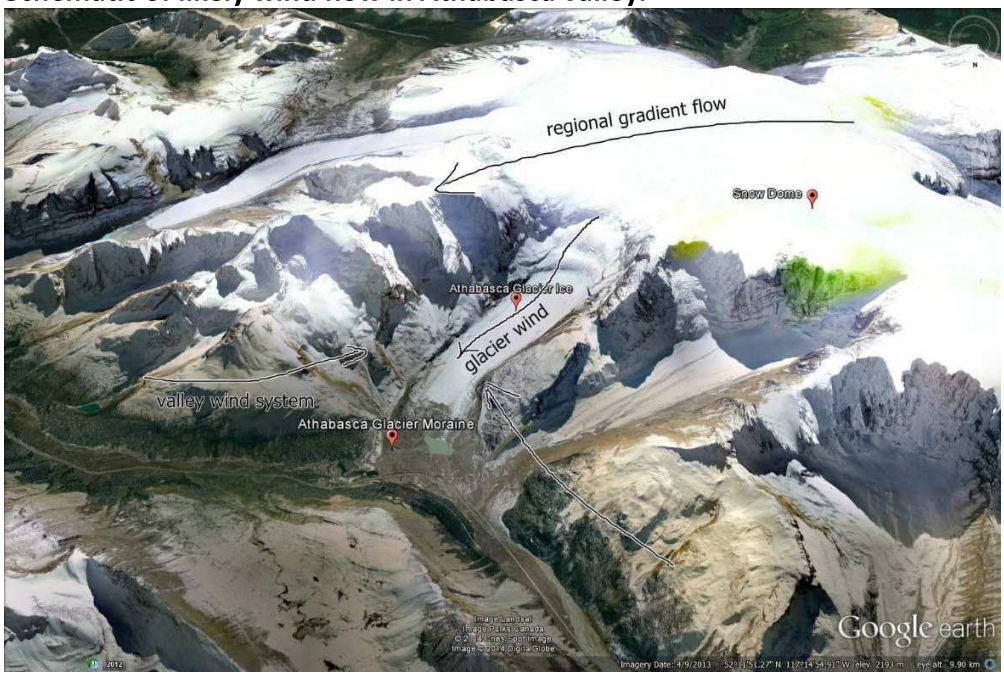
Other work to support the campaign could include:

- SMB modelling along the flow path with various models.
- WRF modelling will allow the sensitivity of these elements to changing surface and atmospheric conditions to be elucidated.
- Application of WRF methods to Saskatchewan, Peyto and Haig glaciers.

**Initial results**

Initial results indicate that there is a bimodal pattern of wind in the SBL in the fall, with periods of strong (>8 m $s^{-1}$) down glacier flow alternating with periods of light and generally down glacier flow. Strong down glacier flow was experienced during the afternoon and evening during clear-sky periods as well as during much longer periods in cloudy conditions. During spring despite warm valley air temperatures, no strong katabatic formed, hinting at the role of valley heating and off glacier surface cover in driving katabatic flow.

**Schematic of likely wind flow in Athabasca valley.**




**References:**

Greuell, W. and Bohm, R.: 2 m temperatures along melting mid-latitude glaciers, and implications for the sensitivity of the mass balance to variations in temperature, J. Glaciol., 44(146), 1998.

Greuell, W., Knap, W. H. and Smeets, C. J. P. P.: Elevational changes in meteorological variables along a midlatitude glacier during summer, J. Geophys. Res., 102(D22), 25941–25954, 1997.

Hulth, J., Rolstad, C., Trondsen, K. and Rødby, R. W.: Surface mass and energy balance of Sørbreen, Jan Mayen, 2008, Ann. Glaciol., 51(55), 110–119, 2010.

Lundquist, J. D. and Cayan, D. R.: Surface temperature patterns in complex terrain: Daily variations and long-term change in the central Sierra Nevada, California, J. Geophys. Res., 112(D11), D11124, doi:10.1029/2006JD007561, 2007.

Minder, J. R., Mote, P. W. and Lundquist, J. D.: Surface temperature lapse rates over complex terrain: Lessons from the Cascade Mountains, J. Geophys. Res., 115(D14), D14122, doi:10.1029/2009JD013493, 2010.

Oerlemans, J.: The Microclimate of Valley Glaciers, Igitur, Utrecht University, 2010.

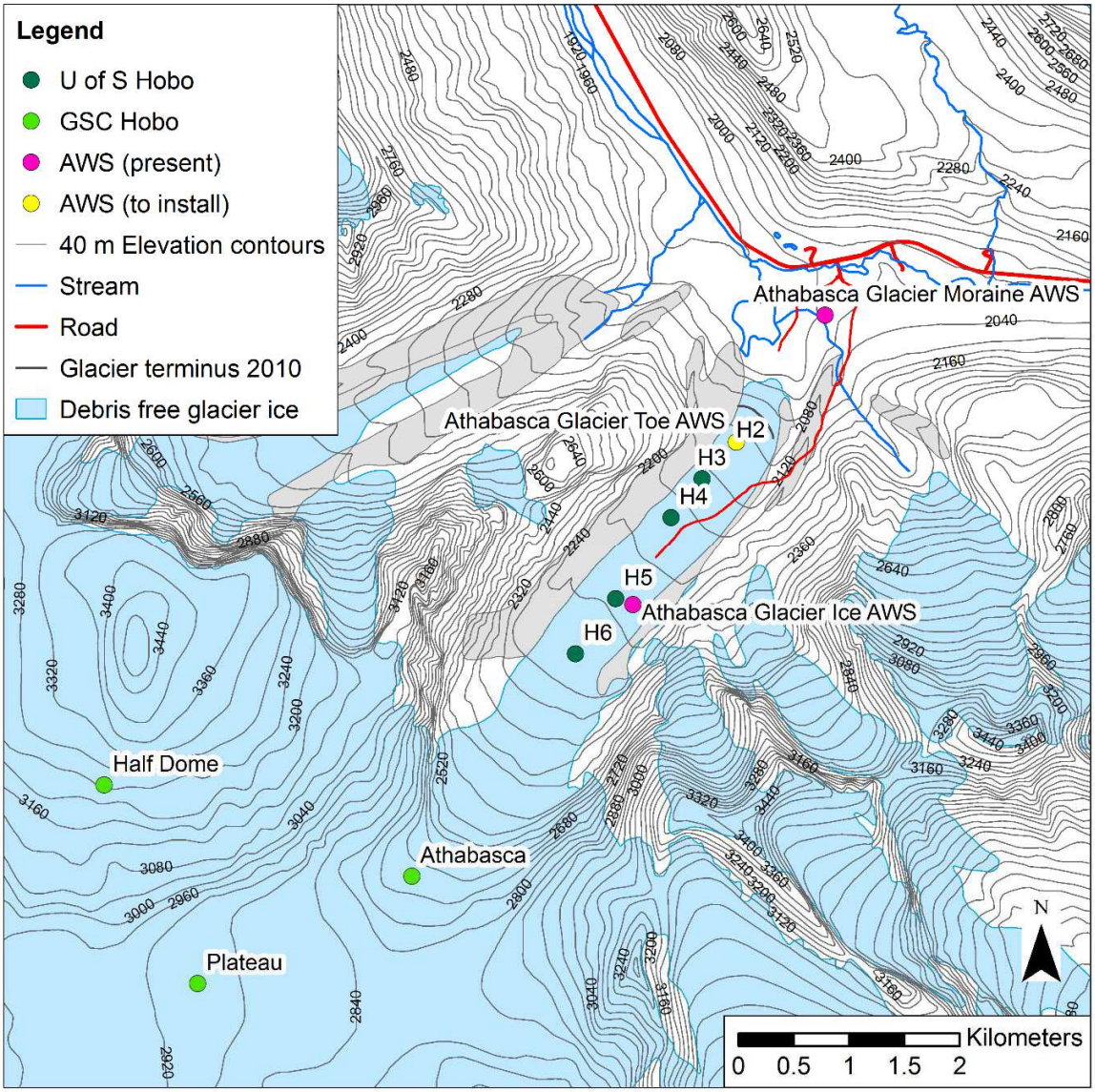
Oerlemans, J. and Grisogono, B.: Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes, Tellus A, 54A, 440–452, 2002.

Petersen, L. and Pellicciotti, F.: Spatial and temporal variability of air temperature on a melting glacier: Atmospheric controls, extrapolation methods and their effect on melt modeling, Juncal Norte Glacier, Chile, J. Geophys. Res., 116(D23), D23109, doi:10.1029/2011JD015842, 2011.

Petersen, L., Pellicciotti, F., Juszak, I., Carenzo, M. and Brock, B.: Suitability of a constant air temperature lapse rate over an Alpine glacier: testing the Greuell and Böhm model as an alternative, Ann. Glaciol., 54(63), 120–130, doi:10.3189/2013AoG63A477, 2013.

Shea, J. M. and Moore, R. D.: Prediction of spatially distributed regional-scale fields of air temperature and vapor pressure over mountain glaciers, J. Geophys. Res., 115(D23), D23107, doi:10.1029/2010JD014351, 2010.

Strasser, U., Corripio, J., Pellicciotti, F., Burlando, P., Brock, B. and Funk, M.: Spatial and temporal variability of meteorological variables at Haut Glacier d ' Arolla ( Switzerland ) during the ablation season 2001 : Measurements and simulations, J. Geophys. Res., 109(D03103), 1–18, doi:10.1029/2003JD003973, 2004.


Legend
U of S Hobo
GSC Hobo
AWS (present)
AWS (to install)
40 m Elevation contours
Stream
Road
Glacier terminus 2010
Debris free glacier ice
Athabasca Glacier Moraine AWS
Athabasca Glacier Toe AWS
H2
H3
H4
H5
Athabasca Glacier Ice AWS
H6
Half Dome
Athabasca
Plateau
N
Kilometers
0 0.5 1 1.5 2

# Labex OSUG@2020
# 6ème Appel à Projets – Volet Recherche

| | |
|---|---|
| **FLECHAGE ZONE ALPES** | Oui |
| **PROJET IMPORTANT (max.80 k€)** | non |
| **EQUIPEMENT : jouvence** | non |
| **EQUIPEMENT : extension d'un instrument existant** | non |
| **EQUIPEMENT : nouvel instrument** | Oui |
| **CDD : Quel atelier ?** | |
| **MISSIONS** | Oui |
| **FONCTIONNEMENT (hors missions)** | Oui |
| **DEMANDE MIXTE AVEC LA COMMISSION OBSERVATION** | non |
| **PROJET DEPOSE AGIR-POLE-PAGE** | non |

**Composition du dossier: fiche d'information, projet de recherche, CV du porteur de projet, le cas échéant fiche de poste, résumé de stage**
**Déposer UN SEUL FICHIER au FORMAT PDF à** http://www.osug.fr/OSUG@2020AO/ **avant le 20 janvier 2016 à minuit.**

| **Titre du projet:** | **Laboratoire(s) impliqué(s):** |
|---|---|
| **Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte.** | **LTHE, LGGE, CEN, IRSTEA-Lyon, IRSTEA-Grenoble, Northumbria University, University of Edinburgh** |



| | |
|---|---|
| **Porteur du Projet** | Jean Emmanuel Sicart |
| **Fonction** | CR1 IRD |
| **Adresse** | LTHE Bâtiment OSUG-B<br>Domaine universitaire BP 53<br>38041 Grenoble cedex 09 |
| **E-mail** | Jean-emmanuel.sicart@ird.fr |
| **Téléphone** | 0456520978 |



**Résumé du projet: 10 lignes maximales**

**Le résumé doit pouvoir être mis en ligne sur le même format que les actions déjà soutenues (temps présent, objectifs, …) : http://www.osug.fr/labex-osug-2020/actions-soutenues/**


Les forts effets des forêts sur la neige restent mal connus dans les études de climat et de ressources en eau en montagne. L'objectif est d'étudier les processus de fonte nivale sous la forêt de conifères au site du CEN du Col de Porte. Début 2017, des pyranomètres et pyrgéomètres seront déployés en surface de neige afin de documenter les fortes variabilités spatiales et temporelles des rayonnements solaires et infrarouge. Le couvert forestier sera

cartographié en 3D par Lidar aérien et terrestre et par photogrammétrie. Le couvert de neige sera mesuré à l'échelle de la placette forestière par laser scan terrestre et perches à neige. Les observations permettront d'évaluer différents modèles de transfert radiatif et de neige sous forêt (ISBA-MEB, Snowpack/Alpine3D, UK Earth Surface Model, J2000), en collaboration avec Dr. Rutter (Northumbria University) et Dr. Essery (University of Edinburgh).

Mots clés (maximum 3): neige, forêt, processus

| **Nature de la dépense*** | **Montant (HT)** |
|---|---|
| Equipement | 14.5 k€ HT |
| Missions | 2.5 k€ |
| Fonctionnement (hors missions) | 4.6 k€ |
| Salaire gratifications stage M2 | 2.8 k€ HT |
| TOTAL* | **24.4 k€** |

*** Maximum financé : 30 k€ HT sauf gros projet 80 k€ HT**

Détail poste par poste :

| | prix unitaire (euros) | quantité | prix total (euros) |
|---|---|---|---|
| Pyranomètre CMP3 (ray. solaire global) | 895 | 10 | 8950 |
| BF5 sunshine sensor (mesures ray. solaire direct et diffus) | 2624 | 1 | 2624 |
| Nikon Coolpix 4300 digital camera | 100 | 1 | 100 |
| Nikon FC-E8 fisheye converter lens | 100 | 1 | 100 |
| Centrale d'acquisition Campbell CR1000 | 1416 | 1 | 1416 |
| Multiplexer AM16/32B | 532 | 1 | 532 |
| Ordinateur portable de terrain | 800 | 1 | 800 |
| Acquisition lidar aéroporté par le prestataire de services Sintegra pour cartographier la canopée | 4000 | 1 | 4000 |
| Fonctionnement (perches, support laser scan, thermocouples…) | 600 | 1 | 600 |
| Gratifications stagiaire M2 | 560 | 5 | 2800 |
| Missions de terrain et de vol de drone | 2500 | 1 | 2500 |
| | | **Total:** | **24422** |

Les mesures du « BF5 sunshine sensor » des rayonnements solaires direct et diffus en site ouvert sont nécessaires à l'application de modèles de transfert radiatif.

Les missions de terrain comprennent (i) une dizaine de jours d'installation de l'équipement et de validation du protocole avant la mise en place du couvert neigeux (Automne 2016), (ii) un mois de mesures intensives avec visites sur site tous les jours au cours de l'hiver 2016-17, et (iii) les vols de drone pour les mesures lidar aéroportées (4 vols prévus).

**Cofinancement (uniquement ceux obtenus) et pourcentage de contribution au projet:**

**1-** Nous déposons en parallèle un projet LABEX international pour financer les missions de Nick Rutter de Northumbria University (Newcastle) et Richard Essery de l'University of Edinburgh. Leurs participations concerneront essentiellement :
- mesures et prêt de matériel complémentaire [Reid et al., 2014 ; Webster et al., 2016a], voir tableau ci-dessous.
- co-encadrement du stagiaire Master 2 : Analyse des photos hémisphériques, analyse des mesures de rayonnement et modélisation des transferts radiatifs.
- application du modèle de transfert radiatif sous canopée « UK Earth Surface Model » [Essery et

al., 2009 ; Rutter et al., 2009].

| Matériel fourni par les partenaires britanniques | prix unitaire (euros) | quantité | prix total (euros) |
|---|---|---|---|
| pyrgéomètre (ray. infrarouge) | 900 | 6 | 5400 |
| Centrale d'acquisition Campbell CR1000 | 1416 | 1 | 1416 |
| Multiplexer AM16/32B | 532 | 1 | 532 |
| Caméra infrarouge haute précision pour mesurer la température de la végétation | 15000 | 1 | 15000 |
| | | **Total:** | **22348** |

**2-** Pour les vols de drone, en complément de la plateforme logistique drones du centre Irstea de Grenoble, le site d'étude du col de Porte est l'un des deux sites de test et de démonstration du projet d'acquisition (vecteur+ capteur) porté par l'atelier drone de l'OSUG.

**Personnels impliqués et % de temps :**

| **NOM** | **Prénom** | **Corps** | **Fonction dans le projet** | **% de temps** |
|---|---|---|---|---|
| Sicart | Jean Emmanuel | CR1 IRD, LTHE | Porteur du projet. Analyse des mesures et simulations du rayonnement et de la fonte sous forêt. | 40 |
| Revuelto | Jesus | Post-doctorant, Ingénieur de recherche | Acquisition et analyse des mesures de neige par laser-scan | 15 |
| Rutter | Nick | Reader, Northumbria University | Acquisition et analyse des photographies hémisphériques et des mesures de rayonnement | 20 |
| Essery | Richard | Senior Lecturer, University of Edinburgh | Modélisation des transferts radiatifs de la canopée. | 20 |
| Gouttevin | Isabelle | Chercheuse, IPEF, IRSTEA Lyon | Modélisation de la neige sous forêt, Snowpack/Alpine3D et J2000 | 20 |
| Dumont | Marie | Chercheuse, IPEF CEN | Modélisation du manteau neigeux | 15 |
| Lejeune | Yves | Chef technicien MF, CEN | Mesures de terrain. Modélisation du manteau neigeux | 15 |
| Lafaysse | Matthieu | Chercheur, ITM-MF, CEN | Modélisation du manteau neigeux | 15 |
| Berger | Fréderic | Chercheur, IRSTEA Grenoble | Acquisition et analyse des mesures Lidar du couvert forestier. Modélisation forestière. | 15 |
| Monnet | Jean Matthieu | Chercheur, IRSTEA Grenoble | Acquisition et analyse des mesures Lidar du couvert forestier. | 15 |
| Tardif | Pascal | Technicien de | Relevés forestiers | 15 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| | | recherche, IRSTEA Grenoble | | |
| Mermin | Eric | Technicien de recherche IRSTEA Grenoble | Relevés forestiers | 15 |
| Borgnier | Laurent | Chercheur, IRSTEA Grenoble | Mesures par lidar sous drone du couvert forestier et de la neige dans les trouées forestières (résolution centimétrique) | 15 |
| Rabatel | Antoine | CNAP-UGA, LGGE | Acquisition et analyse des mesures de neige par Lidar terrestre | 10 |
| Condom | Thomas | CR1 IRD | Analyse des événements de précipitations, comparaison entre site ouvert CEN et sous forêt. | 10 |
| Dedieu | Jean Pierre | CR1 CNRS, LTHE | Test mesures d'albédo de neige sous forêt par images de télédétection optique Sentinel-2 (résolution : 10 m, revisite : 5 j, gratuit) | 10 |

Les pôles techniques du LTHE d'appui à l'observation et de mécanique seront sollicités pour le protocole de mesure des rayonnements : réalisation des supports, branchements et programmation Campbell, tests sur le toit du LTHE (été ou automne 2016), et mise en place des mesures au col de Porte au cours de l'hiver 2016-17.

**Résultats attendus:**

- Cartographie fine 3D du couvert forestier
- Mise en évidence des facteurs contrôlant les rayonnements et le couvert neigeux en site ouvert (référence CEN), en clairière et sous la canopée (à différentes distances des troncs).
- Evaluation des calculs de transmission du rayonnement solaire et d'émission du rayonnement infrarouge par la canopée selon différentes conditions climatiques (ciel clair / nuageux).
- Evaluation de modèles de transfert radiatif et de neige sous forêt, de différentes complexités : degré-jour J2000, ISBA-MEB, Snowpack/Alpine3D, UK Earth Surface Model.

**Partenariats:**

Projet déposé en collaboration avec Nick Rutter (Northumbria University) et Richard Essery (University of Edinburgh) mentionnés dans le personnel impliqué dans le tableau précédent.

**Transversalité OSUG:**

LTHE, LGGE, CEN, IRSTEA

**L'avis du directeur de laboratoire sera transmis directement à la direction OSUG.**

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Mermin | Eric | Technicien de recherche IRSTEA Grenoble | Relevés forestiers | 15 |
| Borgnier | Laurent | Chercheur, IRSTEA Grenoble | Mesures par lidar sous drone du couvert forestier et de la neige dans les trouées forestières (résolution centimétrique) | 15 |
| Rabatel | Antoine | CNAP-UGA, LGGE | Acquisition et analyse des mesures de neige par Lidar terrestre | 10 |
| Condom | Thomas | CR1 IRD | Analyse des événements de précipitations, comparaison entre site ouvert CEN et sous forêt. | 10 |
| Dedieu | Jean Pierre | CR1 CNRS, LTHE | Test mesures d'albédo de neige sous forêt par images de télédétection optique Sentinel-2 (résolution : 10 m, revisite : 5 j, gratuit) | 10 |

Les pôles techniques du LTHE d'appui à l'observation et de mécanique seront sollicités pour le protocole de mesure des rayonnements : réalisation des supports, branchements et programmation Campbell, tests sur le toit du LTHE (été ou automne 2016), et mise en place des mesures au col de Porte au cours de l'hiver 2016-17.

**Résultats attendus:**

- Cartographie fine 3D du couvert forestier
- Mise en évidence des facteurs contrôlant les rayonnements et le couvert neigeux en site ouvert (référence CEN), en clairière et sous la canopée (à différentes distances des troncs).
- Evaluation des calculs de transmission du rayonnement solaire et d'émission du rayonnement infrarouge par la canopée selon différentes conditions climatiques (ciel clair / nuageux).
- Evaluation de modèles de transfert radiatif et de neige sous forêt, de différentes complexités : degré-jour J2000, ISBA-MEB, Snowpack/Alpine3D, UK Earth Surface Model.

**Partenariats:**

Projet déposé en collaboration avec Nick Rutter (Northumbria University) et Richard Essery (University of Edinburgh) mentionnés dans le personnel impliqué dans le tableau précédent.

**Transversalité OSUG:**

LTHE, LGGE, CEN, IRSTEA

**L'avis du directeur de laboratoire sera transmis directement à la direction OSUG.**

SIGNATURE AUTORISATION D'ENCADREMENT DE RECHERCHE
DIRECTRICE DU LTHE

# Couvert neigeux et rayonnements sous forêt : étude des processus et modélisation de la fonte au Col de Porte

## Contexte et problématique

Dans l'hémisphère nord, environ 19% des surfaces de neige saisonnière est couvert de forêt [Rutter et al., 2009]. Ces écosystèmes modifient fortement l'accumulation, le métamorphisme et la fonte de la neige : ils interceptent une partie des précipitations, modifient les rayonnements et la rugosité de surface, et réduisent l'albédo et la vitesse du vent [ex. Otterman et al., 1988 ; Pomeroy et al., 2008 ; Musselman et al., 2012 ; Essery, 2013]. La fonte nivale sous forêt est le plus souvent contrôlée par les rayonnements : l'effet d'ombre au rayonnement solaire de la canopée tend à réduire la fonte et allonger la période de neige, alors que l'émission en rayonnement infrarouge des arbres, qui absorbent fortement le rayonnement solaire (faible albédo), peut augmenter la fonte [ex., Sicart et al., 2004].

Une compréhension et représentation correctes des interactions, encore mal connues, entre la neige et la canopée sont donc nécessaires pour estimer le couvert neigeux et sa dynamique en milieu forestier. Ces aspects sont particulièrement cruciaux pour la modélisation hydrologique à différentes échelles [ex., Bavay et al., 2013], la prévision des inondations et des sécheresses, l'appui à la gestion des ressources en eau, et les applications industrielles, hydroélectriques et touristiques (ex. projets SM3A ARVE : prévision des crues de l'Arve à Chamonix, Modélisation Distribuée du Rhône de l'IRSTEA-Agence de l'Eau-CNR, ou GICC ADAMONT : Impacts du changement climatique et Adaptation en territoire de Montagne). Or, le couvert forestier est peu, ou mal, pris en compte dans les modèles de neige et de surface, comme l'a montré l'exercice SNOWMIP2 d'inter-comparaison de 33 modèles de neige [Rutter et al., 2009; Essery et al., 2009]. Une des principales conclusions fut que les performances des modèles sont limitées par une connaissance incomplète des processus contrôlant le couvert de neige en forêt.

Au Col de Porte en Chartreuse, la forêt de conifères bordant la station de mesure du CEN est le site idéal pour initier de telles études, encore rares en France [ex. Durot, 1999] : il se situe à proximité de Grenoble et des séries de référence de données météorologiques et de neige en milieu ouvert sont disponibles depuis 1993 [Morin et al., 2012]. Le CEN a développé au Col de Porte le modèle de neige Crocus et y a acquis des compétences reconnues internationalement en mesure et modélisation de la neige. La nouvelle paramétrisation de la canopée «Multi-energy balance», qui vient d'être couplée dans SURFEX aux schémas de neige ISBA-ES [Boone et al, 2000] et Crocus [Vionnet et al, 2012], pourra être ainsi évaluée par des observations complètes en milieu ouvert et sous forêt. Ce projet se place dans le contexte du SOERE CRYOBSCLIM (labellisé par AllEnvi en décembre 2015) qui inclut l'étude de la neige au Col de Porte (ex-atelier OSUG CENACLAM).

## Objectifs

L'objectif est d'étudier les processus de transferts radiatifs et de fonte nivale sous la forêt de conifères bordant la station du CEN au Col de Porte. Les objectifs spécifiques sont :

- Cartographie précise en 3D du couvert forestier.
- Mise en évidence des facteurs contrôlant les variations spatiales et temporelles des rayonnements et de la neige en site ouvert, en clairière et sous la canopée.
- Evaluation de différents modèles (i) de transmission du rayonnement solaire et d'émission de rayonnement infrarouge par la canopée et (ii) des propriétés physiques du manteau neigeux.

- Contribution à l'amélioration des méthodes de télédétection (Images Sentinel-2) pour détecter la neige sous forêt par calcul d'une réflectance sous-canopée à partir des données in situ.

La cartographie 3D de la canopée et les mesures radiatives permettront d'acquérir des informations précises sur la structure et les propriétés radiatives de la canopée [Hancock et al., 2012]. Un modèle optique de 'lancer de rayon' sera développé à partir des images et calibré selon les mesures de rayonnement, afin d'obtenir une description détaillée des transferts radiatifs. Cette méthode fournira ainsi une référence pour évaluer les modèles de transferts radiatifs en forêt, appliqués dans les plateformes de modélisation : UK Earth Surface Model, Snowpack et MEB de SURFEX-MeteoFrance.

Les mesures permettront d'évaluer différents modèles de neige sous forêt : Modèle de fonte degré-jour J2000 [Krause et al., 2006], modèle de neige Snowpack/Alpine3D [Bartelt et Lehning, 2002], et ISBA-MEB. A terme, les résultats de ce projet seront utiles pour évaluer et proposer des améliorations des simulations distribuées de la fonte nivale à grandes échelles. Ces améliorations devraient être substantielles sur les bassins versants de montagne compte tenu de la forte sensibilité des débits simulés aux paramétrisations des interactions neige-végétation (résultats préliminaires du projet ARVE). Les résultats du projet permettront aussi d'améliorer les réanalyses climatiques d'enneigement naturel et les projections futures d'enneigement naturel en moyenne montagne en prenant en compte la couverture forestière.

**Méthodes**

Eté 2016 : Cartographie fine 3D du couvert forestier par mesures Lidar (terrestre et aérien), drone, photogrammétries, photographies hémisphériques et inventaire forestier de terrain.

Campagne de mesures intensives en hiver 2016-17 :

- Réseaux de 10 pyranomètres et 6 pyrgéomètres déployés en surface de neige (incluant des mesures d'albédo) et mesures de la température de la végétation par rayonnement infrarouge et thermocouples [Webster et al., 2016a et 2016b] (moyennes sur 10 minutes, mesures chaque 15 s).
- Mesures par Laser scan terrestre LGGE/OSUG (co-financé par LabEx recherche AO2) du sol et du couvert neigeux à l'échelle de la placette forestière selon Revuelto et al. [2015 ; 2016].
- Suivi du manteau neigeux avec perches, carottages et mini-laser scan du LGGE si disponible.
- Suivi hebdomadaire du manteau neigeux par stratigraphie détaillée et vols de drone.

Le stagiaire Master 2 participera aux mesures, puis calculera les paramètres de structure de la canopée à partir des images hémisphériques en appliquant les programmes de Rutter. Il analysera ensuite les mesures de rayonnement : (i) calculs de la fonte et comparaison avec les observations de neige, et (ii) tests de modèles de transferts radiatifs sous canopée. Les modèles de neige seront appliqués au site de forêt par Lafaysse du CEN (ISBA-MEB couplé à ISBA-ES et Crocus) et Gouttevin de l'IRSTEA-Lyon (Snowpack/Alpine3D et J2000) [Gouttevin et al., 2015].

Le projet proposé réunit donc une importante communauté de chercheurs régionaux (Rhône-Alpes) et internationaux (UK) autour d'un même objet d'étude : le couvert nival sous-canopée. Cette association d'intérêts en permet une appréhension pluri-disciplinaire et multi-instrumentale, au bénéfice de nombreux domaines : modélisation, télédétection, hydrologie et climat. Le projet s'appuie enfin sur l'opportunité d'un site de mesures proche et instrumenté de longue date, et de l'implication des personnels expérimentés de ce site.

**Références bibliographiques (en gras, les participants du projet)**


Bartelt, P. and Lehning, M.: A physical SNOWPACK model for the Swiss avalanche warning: Part I: numerical model (2002) Cold Reg. Sci. Technol., 35, 123–145.

Bavay, M., Grunewald, M., and Lehning, M.: Response of snow cover and runoff to climate change in high Alpine catchments of Eastern Switzerland (2013) Adv. Water Resour., 55, 4–16.

Boone, A., and P. Etchevers : An intercomparison of three snow schemes of varying complexity coupled to the same land-surface model : Local scale evaluation at an Alpine site. 2001, J. Hydrometeor., 2, 374-394.

Durot, K.: Modélisation hydrologique distribuée du bassin versant pluvio-nival de Sarennes, Validation des données d'entrée et développement d'un module de fonte nivale sous foret (in French), PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 1999.

**Essery, R., N. Rutter**, J. Pomeroy, R. Baxter, M. Stahli, D. Gustafsson, A. Barr, P. Bartlett, and K. Elder (2009), An Evaluation of Forest Snow Process Simulations, Bull. Amer. Meteorol. Soc., 90, 1120.

**Essery, R.** (2013). Large-scale simulations of snow albedo masking by forests. Geophysical Research Letters, 40, 5521-5525, doi:10.1002/grl.51008.

**Gouttevin, I.,** M. Lehning, T. Jonas, D. Gustafsson, and M. Molder (2015), A two-layer canopy model with thermal inertia for an improved snowpack energy balance below needleleaf forest (model SNOWPACK, version 3.2.1, revision 741), Geosci. Model Dev., 8, 2379-2398.

Hancock, S, **R Essery**, T Reid, J Carle, R Baxter**, N Rutter** and B Huntley (2014). Characterising forest gap fraction with terrestrial lidar and photography: An examination of relative limitations. Agricultural and Forest Meteorology, 189–190, 105–114

Krause, P., Bäse, F., Bende-Michl, U., Finke, M., Flügel, W. and Pfennig, B.: Multiscale investigations in a mesoscale catchment – hydrological modelling in the Gera catchment (2006), Adv. Geosci., 9, 53–61.

Morin, S., **Y. Lejeune**, B. Lesaffre, J. M. Panel, D. Poncet, P. David, and M. Sudul (2012), An 18-yr long (1993-2011) snow and meteorological dataset from a mid-altitude mountain site (Col de Porte, France, 1325m alt.) for driving and evaluating snowpack models, Earth Syst. Sci. Data, 4, 13-21.

Musselman, K. N., Molotch, N. P., Margulis, S. A., Lehning, M., and Gustafsson, D.: Improved snowmelt simulations with a canopy model forced with photo-derived direct beam canopy transmissivity, Water Resour. Res., 48, W10509, doi:10.1029/2012WR012285, 2012.

Otterman, J., K. Staenz, K. I. Itten, and G. Kukla (1988), Dependence of Snow Melting and Surface-Atmosphere Interactions on the Forest Structure, Bound.-Layer Meteor., 45, 1-8.

Pomeroy, J., A. Rowlands, J. Hardy, T. Link, D. Marks, **R. Essery**, **J. E. Sicart**, and C. Ellis (2008), Spatial Variability of Shortwave Irradiance for Snowmelt in Forests, J. Hydrometeorol., 9, 1482-1490.

Reid, T. D., **R. L. H. Essery**, **N. Rutter**, and M. King (2014), Data- driven modelling of shortwave radiation transfer to snow through boreal birch and conifer canopies, Hydrol. Process., 28, 2987-3007.

**Revuelto, J.,** V Vionnet, J.-I. López-Moreno, **M. Lafaysse** and S. Morin, Combining snowpack modeling and terrestrial laser scanner observations improves the simulation of small scale snow dynamics, J. Hydrol., 533, 291–307, ,doi :10.1016/j.jhydrol.2015.12.015, 2016.

**Revuelto, J.,** J. I. López-Moreno, C. Azorin-Molina, and S. M. Vicente-Serrano (2015), Canopy influence on snow depth distribution in a pine stand determined from terrestrial laser data,

Water Resour. Res., 51, 3476-3489.

**Rutter**, N., et al. (2009), Evaluation of forest snow processes models (SnowMIP2), J. Geophys. Res.-Atmos., 114, 18.

**Sicart, J. E**., J. W. Pomeroy, **R. L. H. Essery**, J. Hardy, T. Link, and D. Marks (2004), A sensitivity study of daytime net radiation during snowmelt to forest canopy and atmospheric conditions., J. Hydrometeorol., 5, 774-784.

Vionnet, V., Brun, E., Morin, S., Boone, A., Faroux, S., Le Moigne, P., Martin, E., and Willemet, J.-M. : The detailed snowpack scheme Crocus and its implementation in SURFEX v7.2, Geosci. Model Dev., 5, 773-791, doi :10.5194/gmd-5-773-2012, 2012.

Webster C., **N. Rutter**, F. Zahner and T. Jonas (2016a), Modeling sub-canopy incoming longwave radiation to seasonal snow using air and tree trunk temperatures, J. Geophys. Res.-Atmos., in press.

Webster, C., **N. Rutter**, F. Zahner, T. Jonas. (2016b). Measurement of incoming radiation below forest canopies: A comparison of different radiometer configurations. Journal of Hydrometeorology, In press.