

Heft 98 (2016) 18,90 Euro

promet

meteorologische fortbildung

Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie



Herausgeber

Deutscher Wetterdienst

Hauptschriftleiter

Dr. J. Rapp (Offenbach/M.)

Redaktionsausschuss

Prof. Dr. G. Adrian (Offenbach/M.)

Prof. Dr. B. Ahrens (Frankfurt/M.)

PD Dr. F. Berger (Lindenberg)

Prof. Dr. Ch. Bernhofer (Dresden)

Prof. Dr. B. Brümmer (Hamburg)

Prof. Dr. G. Craig (München)

Prof. Dr. G. Groß (Hannover)

Prof. Dr. A. Macke (Leipzig)

Dr. C. Plaß-Dülmer (Hohenpeißenberg)

Dr. E. Rudel (Wien)

Dr. M. Sprenger (Zürich)

Technische Herausgabe (Layout)

Karin Borgmann Grafikdesign (Offenbach/M.)

Fotonachweis Titelseite

Forschung und Anwendung

Für den Inhalt der Arbeiten sind die Autoren verantwortlich. Alle Rechte bleiben vorbehalten.

Für die etwa ein Jahr später erscheinende Online-Ausgabe:

**Druck**

kraus print u. media GmbH & Co. KG
Am Angertor 11
97618 Wülfershausen

Verlag und Vertrieb

Deutscher Wetterdienst
Fachinformationsstelle und
Deutsche Meteorologische Bibliothek
Frankfurter Str. 135
63067 Offenbach/M.
bibliothek@dwd.de

ISSN 0340-4552 (Druck)

ISSN 2194-5950 (Internet)

Preis des Heftes: 18,90 € plus Versandkosten

Auflage: 3 650

Internet: www.dwd.de/promet

Redaktionsschluss: Oktober 2016

Editorial

Liebe Leserinnen und Leser,

Sie halten ein besonderes Heft in den Händen: zum ersten Mal wurde eine Promet-Ausgabe in österreichischer Regie erstellt. Wir sind dem Fachredakteur Prof. Schöner aus Graz und dem Fachgutachter Prof. Rotach aus Innsbruck sehr dankbar, dass sie sich dieser zwar langwierigen, aber umso mehr lohnenden Aufgabe gewidmet haben. Und natürlich gilt den vielen Autorinnen und Autoren, die zu dem Heft beigetragen haben, ebenfalls der Dank des Deutschen Wetterdienstes. Ich bin mir sicher, dass das Thema „Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie“ nicht nur von den Wissenschaftlern und Studierenden aus dem Alpenraum gelesen, sondern auch von vielen unserer Leserinnen und Lesern aus dem „flacheren Land“ beachtet werden wird.

In den vergangenen Jahren wurde der regelmäßige Leserkreis unserer Zeitschrift übrigens peu-a-peu in Österreich und in der Schweiz erweitert. Zunächst kamen die Mitglieder der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie hinzu, danach auch viele Mitglieder der Schweizerischen Gesellschaft für Meteorologie und Mitarbeiter von MeteoSchweiz.

Mit diesem Heft hat sich die Nummerierung der Prometausgaben grundlegend geändert. Nunmehr werden die Hefte mit einer fortlaufenden Heftnummer durchgezählt, so dass Sie jetzt die insgesamt 98. Ausgabe in den Händen halten. Die gedruckten Hefte können nicht mehr abonniert werden, sondern nur noch einzeln beim DWD gekauft werden. Für alle die, die sie aus dienstlichen Gründen, als Institutsangehörige oder als Mitglieder einer meteorologischen Gesellschaft bekommen haben, ändert sich aber nichts.

Auf vielfachen Wunsch haben wir die Adressen der Autoren jetzt jeweils an das Ende eines Beitrages gestellt, damit schneller gesehen werden kann, aus welcher Institution bzw. welchem Ort die beteiligten Autoren stammen.

Ich wünsche Ihnen viel Spaß (und Lernerfolg) bei der Lektüre dieses überaus interessanten Heftes.

Beste Grüße,
Ihr
Jörg Rapp

Inhalt des aktuellen Heftes

Promet – Meteorologische Fortbildung
Heft 98 (2016)

Thema des Heftes: **Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie**

Fachliche Redaktion: Prof. Dr. Wolfgang Schöner, Graz

Fachliche Durchsicht: Prof. Dr. Mathias Rotach, Innsbruck

Beitrag	Seite
Zu diesem Heft (W. Schöner, M. Rotach)	2
W. SCHÖNER	
1 Niederschlag im Hochgebirge	3-13
P. WEIHS, H. RIEDER, D. BAUMGARTNER, M. OLEFS, M. BLUMTHALER, M. SCHWARZ, H. PIETSCH, S. SIMIC	
2 Strahlung im Hochgebirge	14-24
P. SEIBERT, R. STEINACKER	
3 Thermische Windsysteme über alpiner Topografie	25-42
M. DORNINGER	
4 Topografische und meteorologische Faktoren für extrem tiefe Temperaturminima in Kaltluftseen	43-58
M. LEHNING, R. MOTT	
5 Bodennahe atmosphärische Prozesse und ihre Wirkung auf die hochalpine Schneedecke	59-67
T. MÖLG, R. PRINZ, W. SCHÖNER	
6 Energie- und Massenbilanz von Hochgebirgsgletschern	68-77
W. HAEBERLI, C. HAUCK, J. NÖTZLI	
7 Alpiner Permafrost	78-94
V. WIRTH	
8 Orographische Bannerwolken: Systematische Untersuchung zu einem faszinierenden Naturphänomen	95-101
Examina 2014	102-111
Vorschau auf die nächsten Hefte	112

Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie

Zu diesem Heft

In diesem Heft werden meteorologische Vorgänge im Hochgebirge, also den höchst gelegenen Teilen des Gebirges, behandelt. Diese Vorgänge sind sehr oft in Wechselwirkung der Atmosphäre mit der Kryosphäre, also mit Schnee, Eis und Permafrost, deren Erforschung Aufgabe der Glaziologie ist. Wie in diesem Heft gezeigt wird kann die Kryosphäre einen merklichen Einfluss auf die Gebirgsatmosphäre haben – und nicht nur umgekehrt. Eine kombiniertes Themenheft Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie zeigt sich daher als eine interessante Aufgabenstellung und soll durch die vorliegende Ausgabe von PROMET den Stand der Forschung zusammenfassen.

Da das Hochgebirge zu einem großen Teil unbewohnt, meist schwer erreichbar und von extremen Umweltbedingungen geprägt ist, liegen für diese Region vergleichsweise deutlich weniger und unzuverlässigere Messungen vor, wodurch auch das meteorologische Prozessverständnis schlechter ist. Ein wesentlicher Impuls für die Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie entstand durch die Gründung der Hochgebirgsobservatorien in der zweiten Hälfte des 19ten und beginnenden 20ten Jahrhunderts, wie zum Beispiel 1864 auf dem Säntis, 1886 auf dem Sonnblick, 1901 auf der Zugspitze, oder dem Jungfraujoch im Jahr 1931. Ursprünglich gedacht, um aus höheren Luftschichten Beobachtungsdaten zu bekommen, folgten bald wichtige Erkenntnisse, die nicht nur die Gebirgsmeteorologie vorantrieben, sondern auch das Wissen der Meteorologie insgesamt verbesserten. Erste Erkenntnisse über den Föhn durch Julius Hann oder die Ficker'schen Bergwetterregeln seien hier als Beispiel genannt. Jedoch nicht nur die Meteorologie sondern auch die Glaziologie konnte von den für Feldmessungen sehr günstig gelegenen Hochgebirgsobservatorien profitieren.

Der Einfluss der Meteorologie auf die forschungsgeschichtlich jüngere Glaziologie war von Beginn weg groß. Insbesondere die alpine Glaziologie wurde durch die Meteorologie der Universität Innsbruck entscheidend mitgeprägt. Bedeutende Glaziologen wie Herfried Hoinkes oder Nobert Untersteiner waren von ihrer Ausbildung Meteorologen, die von diesem meteorologischen Hintergrund geprägt, grundlegende Untersuchungen zum Energie- und Massenhaushalt alpiner Gletscher durchführten. Die Exzellenz der alpinen Glaziologie bildete später eine wesentliche Grundlage für ihre Übertragung auf die polaren Eismassen in Grönland und Antarktis.

Typische meteorologische Phänomene des Hochgebirges wie etwa die Ausbildung thermischer Windsysteme oder extremer Inversionen und Minimumtemperaturen in Dolinen sind seit jeher Thema der alpinen Gebirgsmeteorologie. Vom Standpunkt der weiter oben erwähnten Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Kryosphäre ist auch die Sonderform eines thermischen Windes über Gletscher, der durch die kalte Eisoberfläche verursacht wird, interessant, wie auch in einem der Beiträge beschrieben wird. Wohl am besten zeigt sich die enge Verflechtung von Meteorologie und Glaziologie am Beispiel der Schneeforschung. Die komplexen Vorgänge des Schneeniederschlags, der Umverlagerung der Schnees sowie des Energieaustauschs sind Forschungsfokus der Gebirgsmeteorologie und Glaziologie.

Die Beiträge dieses Bandes sind vor diesem Hintergrund zusammengestellt. Der Beitrag von P. Weihs et al. widmet sich der Strahlungsmeteorologie, insbesondere der Höhenabhängigkeit der Strahlungskomponenten. Der zweite Beitrag von W. Schöner zeigt den Einfluss der Gebirge auf den Niederschlag, wobei ein besonderer Fokus auf das Hochgebirge gelegt wird. In den Beiträgen von P. Seibert und R. Steinacker sowie von M. Dorninger geht es vorwiegend um thermische Prozesse, einerseits die thermischen Windsysteme und andererseits die Ausbildung extremer Kaltluftseen. Bodennahe atmosphärische Prozesse und ihre Wirkung auf die Schneedecke im Beitrag von M. Lehning und R. Mott stellen dann die Schnittstelle von der Meteorologie zur Glaziologie her. Der Energie- und Massenhaushalt der Gletscher (Beitrag Mölg et al.) sowie der alpine Permafrost (Beitrag Haeberli et al.) sind die Hauptbeiträge zum Thema Glaziologie. Das Sonderphänomen der Bannerwolken im Beitrag von V. Wirth rundet die Zusammenstellung dieses Heftes ab

Wolfgang Schöner und Mathias Rotach

1

W. SCHÖNER

Niederschlag im Hochgebirge

Precipitation at high mountains

Zusammenfassung

Gebirge beeinflussen die räumliche Verteilung des Niederschlags stark. Die Messung des Niederschlags im Gebirge ist jedoch schwierig und die Unsicherheit der Messungen groß. Trotz dieser Tatsache konnte das Prozessverständnis der Interaktion zwischen den niederschlagsbildenden Prozessen und dem Gebirge in den letzten Jahrzehnten deutlich verbessert werden. Das ist für viele praktische Anwendungen wichtig, da Gebirgsregionen überproportional viel Niederschlag empfangen, teilweise in Form von Schnee speichern und tieferliegende Gebiete über den Abfluss mit Wasser versorgen. Aber auch viele Naturkatastrophen werden vom Niederschlag im Gebirge verursacht. Aus dem daher sehr umfangreichen Themenbereich „Niederschlag und Gebirge“ wird in dieser Arbeit der Fokus auf das Hochgebirge gelegt. Neben der Höhenabhängigkeit der Niederschlagsmenge und den zugrundeliegenden Mechanismen, steht auch die Frage der Niederschlagsform (fest-flüssig) im Interesse dieser Arbeit. Die Zunahme des Regenniederschlags auf Kosten des Schneeniederschlags im Sommer ist eine wichtige Größe für das Verständnis des gegenwärtigen Rückgangs des Permafrosts und der Gletscher in Gebirgsregionen.

Abstract

Mountains influence the spatial distribution of precipitation strongly. However, precipitation at high mountains is difficult to measure and the measurement uncertainty is large. Despite of this fact, the understanding of mechanisms of the interaction between the precipitating processes and the topography of mountains has significantly improved in recent decades. This is important for many practical applications, since mountain regions receive significantly more precipitation compared to lower elevation areas, partly stored as snow, thus providing water for downstream areas from discharge. Additionally, many natural hazards are triggered by precipitation in mountain regions. From the broad topic of „precipitation and mountains“, this work focuses on precipitation at high mountains. Besides the elevation dependence of precipitation amount and its underlying mechanisms, the paper discusses the type of precipitation (liquid- solid). Increasing liquid precipitation at the expense of snow precipitation in summer is an important factor in understanding the current retreat of the permafrost and glaciers in mountainous regions.

1 Einleitung

In diesem Beitrag wird die Niederschlagsverteilung im Gebirge beschrieben. Es wird dabei der Frage nachgegangen, welchen Einfluss die Orographie auf die niederschlagsbildenden Prozesse hat und damit die räumliche Verteilung des Niederschlags in Gebirgsregionen bestimmt. Der Fokus liegt, im Sinne des generellen Themas dieses Heftes, in der Darstellung des Einflusses des Hochgebirges – also der höchsten Regionen eines Gebirges – auf die Niederschlagsverteilung, wobei der Begriff „Hochgebirge“ zunächst eine genauere Definition verlangt, die weiter unten versucht wird. Die Alpen, als eine meteorologisch besonders gut untersuchte Gebirgsregion, stehen dabei im Zentrum der Überlegungen und Ausführungen.

Die Fragestellung der niederschlagsbildenden Prozesse im Gebirge und die sich daraus ergebende Niederschlagsverteilung sind für viele Aufgabestellungen der Meteorologie und Hydrologie von grundlegender Bedeutung. Ganz besonders ist der überproportional große Beitrag der Gebirge zum Wasserhaushalt, beziehungsweise zum Abfluss der flussabwärts liegenden Einzugsgebiete (siehe zum Beispiel VIVIROLI et al. 2003) von Interesse. Auch die Eigenschaft der Gebirge Niederschlag in Form von Schnee (aber auch Firn und Gletschereis) zu speichern und damit zum Beispiel extreme Abflussereignisse zu puffern (siehe etwa BLÖSCHL et al. 2013) oder Abfluss durch Schmelzwasser in Trockenzeiten zu liefern (KOBOLTSCHNIG und SCHÖNER 2011) ist für viele Gebiete der Erde höchst relevant. Da in vielen Gebirgen sowohl die mittlere Nieder-

schlagsmenge als auch die Menge des in der Schneedecke gespeicherten Niederschlags mit der Seehöhe zunehmen, ist die Rolle der Gebirge für den Wasserkreislauf, im Vergleich zur ihrer Fläche, überproportional groß.

Ein Vergleich verschiedener Gebirgsregionen weltweit zeigt, dass es nicht möglich ist, eine fixe Seehöhe als Abgrenzung für das Hochgebirge anzugeben, sondern dass eine die Seehöhe flexibel berücksichtigende Definition verwendet werden muss. Schnell kommt man hier zu Diskussionen des Begriffs Hochgebirge, die man zum Beispiel insbesondere in geographischen Publikationen finden kann. Als eine sinnvolle, von der Seehöhe losgelöste, Abgrenzung für das Hochgebirge erscheint die Vegetationsverbreitung. So können die subalpine oder die alpine Stufe als Abgrenzung verwendet werden, womit diese entweder durch die Waldgrenze oder die Baumgrenze gegeben ist. Das würde eine Abgrenzung bei etwa 1500 bis 2000 m für die Alpen ergeben. Oberhalb davon ist das Hochgebirge zu finden. Weiters ist es sinnvoll, eine minimale Größe der Höhererstreckung beziehungsweise des relativen Reliefs vorauszusetzen. BARSCH und CAINE (1984) geben für das Hochgebirge eine Höhererstreckung $> 1000 \text{ m}/5 \text{ km}$ beziehungsweise ein relatives Relief $> 500 \text{ m}/\text{km}^2$ an. Eine allgemein gültige Definition von Hochgebirge lässt sich in der Literatur aber nicht finden. In Abstimmung auf den Themenschwerpunkt dieses Promet-Heftes auf „Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie“ erscheint der Fokus auf die alpine und nivale Höhenstufe sinnvoll.

Der Einfluss der Gebirge auf atmosphärische Strömungsvorgänge und Luftmasseigenschaften ist ganz wesentlich und muss daher in Wetter- oder Klimamodellen hinreichend abgebildet werden, um brauchbare Simulationen zu ermöglichen. Ganz besonders gilt dies für die Simulation des Niederschlags in Gebirgsregionen. Entsprechende Untersuchungen zum Einfluss der Gebirge auf die Niederschlagsbildung und -verteilung sind mittlerweile sehr zahlreich (siehe zum Beispiel die Übersichtsdarstellung in BARRY, 2008). Mit Bezug auf HOUZE (2012) ist darauf hinzuweisen, dass die Gebirge meist nicht die Ursache des Niederschlags sind, sondern die niederschlagsbildenden Prozesse und damit die Niederschlagsmenge teilweise sehr stark beeinflussen. Vom Standpunkt der Forschungsentwicklung betrachtet waren es insbesondere eine Reihe von Arbeiten und Großprojekte seit den beginnenden 1980er Jahren, wie das Alpine Experiment (ALPEX) oder das Mesoscale Alpine Programme (MAP), die das Verständnis der zugrundeliegenden Prozesse der Niederschlagsbildung und damit der Niederschlagsverteilung im Gebirge deutlich voran gebracht haben (siehe zum Beispiel BINDER und SCHÄR 1997, ROTUNNO und HOUZE 2007, RICHARD et al. 2007).

Eine im Zusammenhang mit dem Niederschlag im Gebirge seit langem auch im zentralen Interesse stehende Forschungsfrage ist die Schneefallgrenze, sowie die damit verknüpfte Schneelinie, ganz besonders auch die zeitliche Veränderung dieser Größen. Das Interesse an dieser For-

schungsfrage hat mit der großen Relevanz des Schnees für viele Prozesse in der Natur, aber auch mit seiner ökonomischen Bedeutung zu tun. Eine erste einfache Überlegung würde die Schneefallgrenze mit der Höhe der 0°C Grenze der Lufttemperatur gleichsetzen. Mehrere Untersuchungen (zum Beispiel STEINACKER 1983) haben jedoch gezeigt, dass die Feuchttemperatur viel besser geeignet ist die Schneefallgrenze zu beschreiben. Neueste Arbeiten (zum Beispiel MINDER 2008) haben die Fragestellung nochmals deutlich detaillierter betrachtet, was im Laufe dieser Abhandlung noch gezeigt wird.

Eine umfassende Darstellung zur Interaktion zwischen Gebirge und Niederschlagsbildung könnte ein Lehrbuch füllen und kann daher im Rahmen eines Promet-Beitrages nur überblicksmäßig erfolgen. Darum fokussiert dieser Beitrag auf folgende, auch für die Glaziologie relevante, Detailkapitel:

In Kapitel 2 werden Analysen der Niederschlagsverteilung im Hochgebirge aus Niederschlagsmessungen vorgestellt, wobei auch die Anteile der verschiedenen Formen des Niederschlags gezeigt werden. Dabei wird ausschließlich auf quantitative Größen (Niederschlagsmenge) Bezug genommen, die Frage des Niederschlagsmechanismus aber beiseitegelassen. In Kapitel 3 werden die niederschlagsbildenden Prozesse für Gebirgsregionen und deren Bedeutung für das Hochgebirge beschrieben, wobei Kapitel 4, als Folge der in Kapitel 3 beschriebenen Prozesse, der Frage der Seehöhe maximalen Niederschlags im Gebirge nachgeht. In Kapitel 5 wird dann auf den Schneefall als besonders relevante Niederschlagsform im Hochgebirge (und für die Glaziologie) eingegangen. Dazu wird der Stand des Wissens über die Schneefallgrenze und ihr Bezug zur Nullgradgrenze beschrieben. Im abschließenden Kapitel wird ein kurzer Ausblick versucht.

2 Analyse der Niederschlagsverteilung im Hochgebirge aus Messungen mit Niederschlagssammlern

Beginnt man die Untersuchung der Niederschlagsverteilung im Hochgebirge mit einer Analyse der vorliegenden Messungen, so zeigt sich, dass die systematischen Fehler der Niederschlagsmessung sehr groß sein können und mit der Seehöhe zunehmen. Somit steigt die Unsicherheit der Niederschlagsanalysen aus Beobachtungen für das Hochgebirge deutlich an. Eine Vielzahl von Studien hat sich des Problems der Korrektur des systematischen Fehlers der Niederschlagsmessung mittels Ombrometer/-graph angenommen, wobei beispielgebend auf die Arbeiten von SEVRUK (zum Beispiel 1982) hingewiesen sei. Auch zu den Niederschlagssammlern alternative Methoden der Niederschlagsmessung (etwa Radar oder Distrometer) sind von den zunehmenden Messfehlern mit zunehmender Seehöhe betroffen und können das Problem der unzureichenden Messgenauigkeit und fehlenden räumlichen Dichte nur bedingt verbessern. Abbildung 1-1 zeigt die Probleme der Niederschlagsmessung im Hochgebirge ganz deutlich

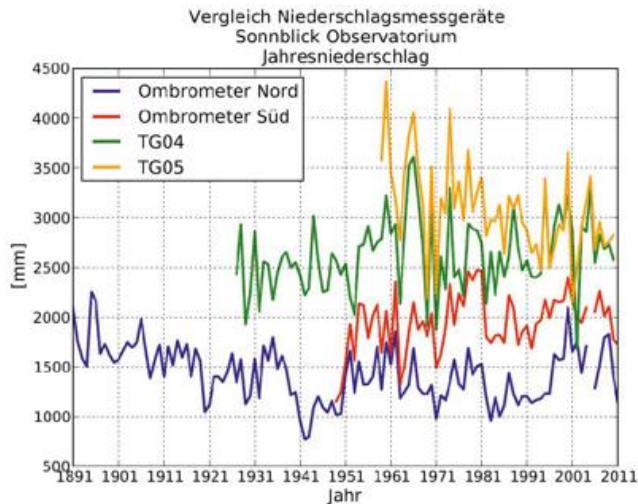


Abb. 1-1: Vergleich der mit verschiedenen Niederschlagssammeln gemessenen Jahressummen des Niederschlags am Sonnblick (3105 m, Hohe Tauern, Österreich). Die beiden Ombrometer Nord und Süd (Hellmann-Niederschlagsmesser) sind baugleich aber ohne Windschutzvorrichtung ausgestattet, TG04 und TG05 sind zweit Totalisatoren mit monatlicher Ablesung, wobei TG04 mit Windschutzring ausgestattet ist, die Auffangfläche von TG05 ohne Windschutzring aber hangparallel ausgeführt ist (aus LEIDINGER 2013).

am Beispiel des 3105 m hohen Sonnblicks in den österreichischen Hohen Tauern. Obwohl die dargestellten Niederschlagssammler im Gipfelbereich des Sonnblicks nur einige 10er Meter voneinander entfernt sind, weichen die Messergebnisse teilweise drastisch voneinander ab und die Messungen sind teilweise unkorreliert. Auch wenn die dargestellten Probleme der Niederschlagsmessung im Hochgebirge mit dem ausgewählten Standort Sonnblick, auf Grund der Seehöhe und Exponiertheit, sicherlich sehr extrem sind, kann allgemein auf die Unsicherheit der hochalpinen Niederschlagsmessungen geschlossen werden. Für vertiefende Aussagen über die Messgenauigkeit des Niederschlags im

Gebirge sei auf die recht umfangreiche Literatur zu diesem Thema verwiesen.

Generell muss festgehalten werden, dass das Hochgebirge in den Beobachtungsmessnetzen der hydrologischen und meteorologischen Dienste stark unterrepräsentiert ist. Das gilt insbesondere für den Niederschlag, dessen räumliche Schwankungen und Messfehler besonders groß sind. Viele der Niederschlagsmessungen im Hochgebirge werden mit Totalisatoren bei halbjährlichen Ablesungen durchgeführt, was die Messfehler deutlich vergrößert. Solche Daten müssen daher entsprechend vorsichtig analysiert werden. Eingehende Untersuchungen der Höhenabhängigkeit des Niederschlags im Hochgebirge aus Messdaten liegen unter anderem für das Sonnblick Gebiet vor. Für dieses Gebiet besteht seit 1928 ein Niederschlagsmessnetz das sowohl die Südseite (Oberes Mölltal) als auch die Nordseite (Raurisertal, als Seitental des Salzachtals) des Alpenhauptkammes abdeckt. Die Auswertungen (Abbildung 1-2) zeigen im Mittel deutlich unterschiedliche vertikale Niederschlagsgradienten nördlich (blaue Linie in Abbildung 1-2) und südlich des Alpenhauptkammes (rote Linie in Abbildung 1-2), mit den größten Differenzen bei gleicher Seehöhe in etwa 2200 bis 2300 m Seehöhe. Diese Differenz wird durch einen stärkeren Höhengradienten auf der Südseite im Vergleich zur Nordseite oberhalb von 2500m verursacht. Es muss der Vollständigkeit halber betont werden, dass bei Betrachtung von Höhengradienten auf Basis einzelner Monate oder einzelner Tage sehr starke Abweichungen von den gezeigten mittleren Gradienten zu beobachten sind, oft auch keine Abhängigkeiten von der Seehöhe zu finden sind. Diese komplexen Strukturen des Niederschlags werden nach Berücksichtigung der zugrundeliegenden Prozesse der Niederschlagsbildung, die durch die Gebirge beeinflusst werden, verständlich (siehe Kapitel 3). Die mittleren Verhältnisse der Höhenabhängigkeit des Niederschlags sind jedoch eine erste und gute Grundlage auf dem Weg zu einem umfassenderen Verständnis.

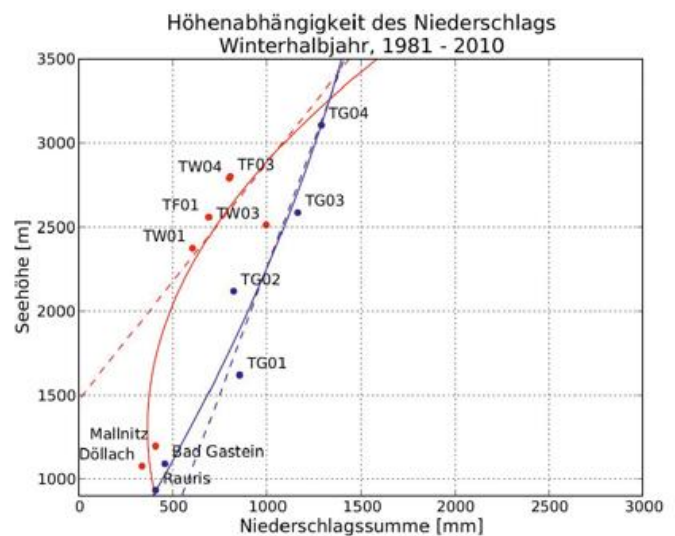
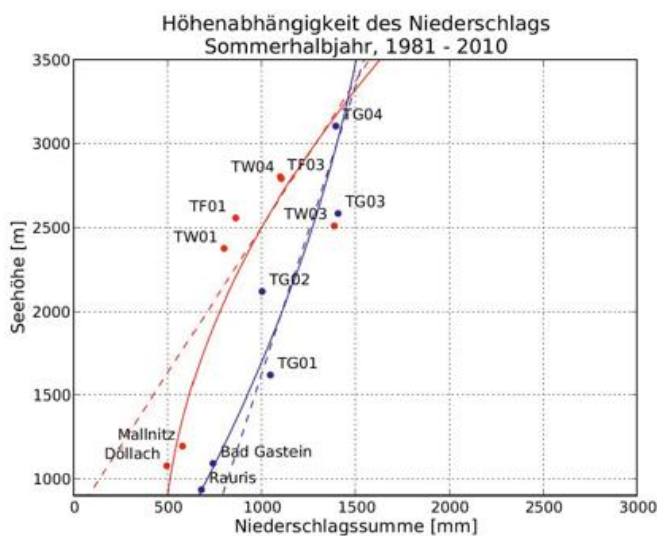


Abb. 1-2: Höhenabhängigkeit des Niederschlags im Sonnblickgebiet (Hohe Tauern, Österreich) aus monatlichen Totalisatorenmessungen (TG ... Totalisatoren im Bereich Goldbergkees, TF... Totalisatoren im Bereich Kleinfleißkees, TW ... Totalisatoren im Bereich Wurtenkees) und zeitlich hochauflösenden Niederschlagssammlern des Messnetzes der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik als Mittel über die Periode 1981-2010 (aus LEIDINGER 2013).

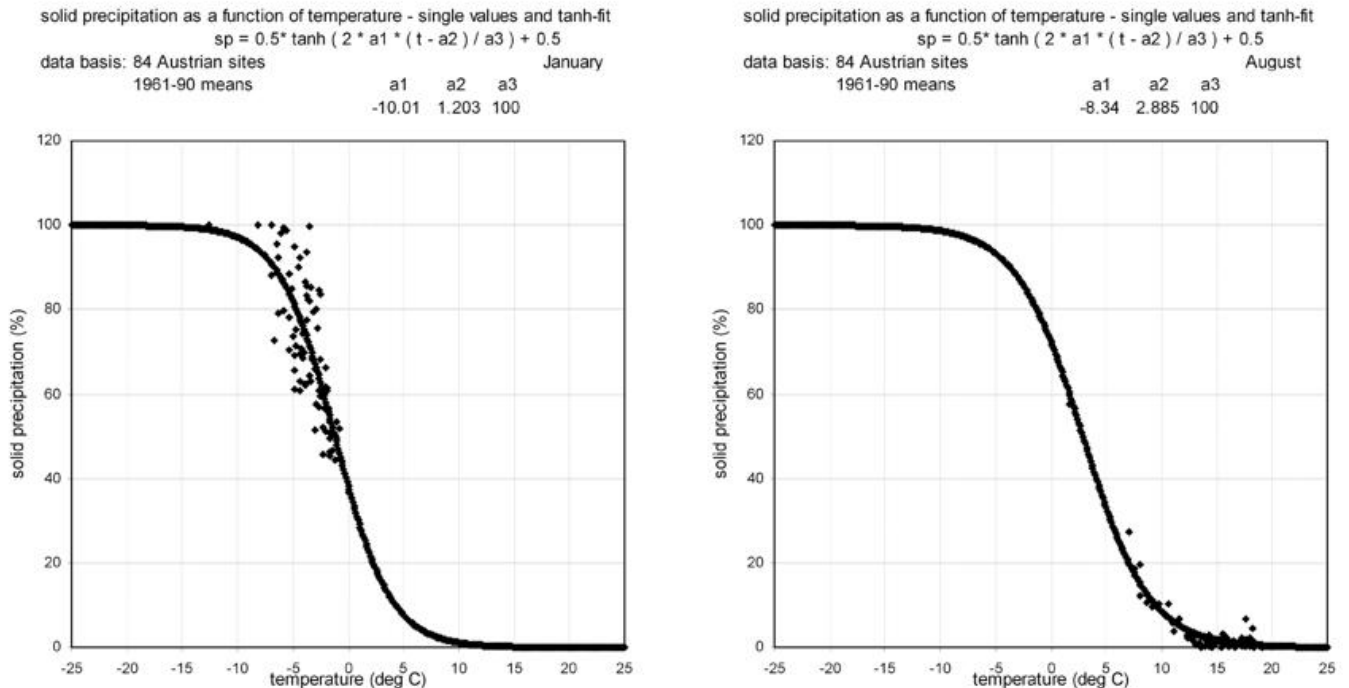


Abb. 1-3: Anteil des festen Niederschlags in Abhängigkeit von der Monatsmitteltemperatur in Österreich im Januar (links) und August (rechts). Die Kurven wurden durch Least-Square-Anpassung von Ausgleichsfunktionen (Tangenshyperbolikusfunktion) an Beobachtungswerte von 84 Klimastationen für die Periode 1961-90 bestimmt (aus SCHÖNER und BÖHM 2007).

Interessanterweise decken sich diese kleinräumigeren Beobachtungen für das Sonnblickgebiet mit Untersuchungen der großräumigeren Strukturen der Höhenabhängigkeit des Niederschlags in den Alpen. Dabei wurden in gleicher Seehöhe an der Nordseite deutlich höhere Niederschlagsmengen als inneralpin gefunden wurden (siehe BARRY 2008). Aus Abbildung 1-2 ist ferner ableitbar, dass die größten Niederschlagsmengen im Bereich des Alpenhauptkammes, also in den größten Seehöhen, auftreten. Ob dieses Merkmal generell für Gebirge gilt, oder ob die Seehöhe maximalen Niederschlags auch unterhalb der höchsten Erhebungen eines Gebirges liegen kann, wird in Kapitel 3 noch genauer beschrieben.

Wie in der Einführung beschrieben, ist die Form des Niederschlags (also ob in Form von Schnee oder Regen) eine in der Praxis sehr wesentliche Fragestellung. Langjährige Messungen der Form des Niederschlags liegen aus dem österreichischen meteorologischen Messnetz der ZAMG vor, da bei den Terminbeobachtungen des Niederschlags neben der gemessenen Menge auch die Form als Prozentanteil abgeschätzt wird. Die Form des Niederschlags wird sehr stark durch die Lufttemperatur bestimmt, wobei die Komplexität dieser Fragestellung in Kapitel 4 noch näher behandelt wird. Jedenfalls lässt sich ein sehr guter Zusammenhang zwischen der Lufttemperatur und dem Anteil des festen Niederschlags herstellen, der auch bei der Betrachtung mittlerer Atmosphärenzustände (Monatsmitteltemperaturen) gut erkennbar ist (Abbildung 1-3). Der Zusammenhang ist jedoch deutlich nichtlinear und kann gut, so wie in Abbildung 1-3 gezeigt, mittels einer Tangenshyperbolikusfunktion angenähert werden. Da die Lufttemperatur im Hochgebirge stark höhenabhängig ist, kann die

Temperaturabhängigkeit sehr gut auf eine Seehöhenabhängigkeit umgelegt werden. Für die Glaziologie besonders interessant sind die jährlichen bis dekadischen Veränderungen des festen Niederschlags, oder sogar Veränderungen auf noch längerer Zeitskala. So ist die Abnahme des Schneeniederschlags bei gleichzeitig deutlicher Zunahme des Regenniederschlags im Sommer, besonders seit den beginnenden 1980ern, eine wesentliche Ursache für den Rückgang des Permafrostes in den Alpen (siehe Beitrag

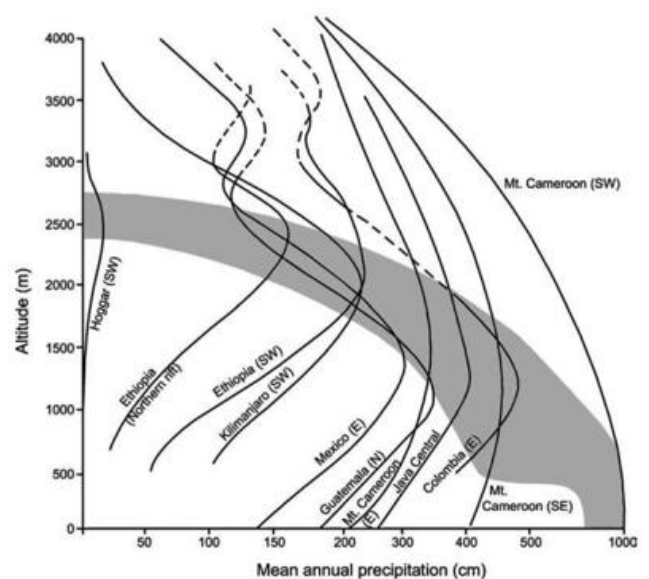


Abb. 1-4: Geglätteter Verlauf der Höhenabhängigkeit des mittleren Jahresniederschlags (cm) für verschiedene Regionen in den Tropen. Der grau markierte Bereich zeigt den Bereich maximalen Niederschlags (aus LAUER 1975, übernommen aus BARRY 2008)

HAEBERLI et al. in diesem Heft). Auch die stark negativen Massenbilanzen der Alpengletscher seit den beginnenden 1980er Jahren sind stark durch Rückkoppelungseffekte des Schnees über die Albedo, etwa durch Häufigkeit und Menge der sommerlichen Neuschneefälle verursacht (siehe Beitrag MÖLG et al. in diesem Heft). Aus Abbildung 1-3 ist auch zu entnehmen, dass der Sonnblick im Sommer bei Monatsmitteltemperaturen knapp über 0°C eine besonders große Temperatursensitivität in Bezug auf den Anteil des Schneeniederschlags aufweist, also eine Veränderung der Lufttemperatur um 1°C eine deutlich größere Veränderung des Prozentanteils an Schneeniederschlag bewirkt als bei kälteren oder wärmeren Ausgangstemperaturen.

Vergleicht man die vertikale Niederschlagsverteilung im Sonnblickgebiet in den Alpen mit der tropischer Gebirgsregionen, zeigt sich sehr klar (Abbildung 1-4), dass die Änderung des mittleren Niederschlags mit der Seehöhe sehr komplexe Muster aufweisen kann und eine Zunahme des Niederschlags mit der Seehöhe keine generelle Gültigkeit besitzt. Diese Verteilungsmuster des Niederschlags sowie die Höhe des maximalen Niederschlags können nur vor dem Hintergrund der niederschlagsbildenden Prozesse verstanden werden, die im anschließenden Kapitel 3 beschrieben werden.

3 Beeinflussung der Niederschlagsbildung durch Gebirge

Die Mechanismen der Wolken- und Niederschlagsbildung die durch ein Gebirge beeinflusst werden können, wurden in verschiedenen Fachartikeln eingehend beschrieben. In der Meteorologie liegt der Fokus dabei primär auf den Mechanismen welche die Niederschlagsmenge bestimmen. Daneben können natürlich auch die Effekte, die die chemische Zusammensetzung des Niederschlags verändern, diskutiert werden. WHITEMAN (2000) führt zwei wesentliche Prozesse der Niederschlagsbildung an, die durch Gebirge teilweise sehr stark modifiziert werden (Abbildung 1-5):

- (i) Mechanismen die durch die Orographie der Gebirge beeinflusst werden und im Zusammenhang mit Hebung beziehungsweise Kanalisierung der Strömung und Strömungskonvergenz stehen und
- (ii) Mechanismen die Konvektionsprozesse (vom Boden aus) steuern.

Bei einer vermehrt auf die unterschiedlichen Mechanismen abzielenden Gliederung können folgende drei Gruppen von Prozessen der Niederschlagsbildung, die durch die Orographie beeinflusst werden, unterschieden werden:

- (i) Prozesse auf der mikrophysikalischen Skala des Partikelwachstums und der Partikeldeposition der Niederschlagsteilchen,

- (ii) Prozesse die mit der Blockierung, Um- oder Überströmung von Gebirgen beschrieben werden können und
- (iii) thermodynamische Prozesse gehobener Luft, insbesondere die exponentielle Abnahme des Sättigungsdampfdruckes mit abnehmender Temperatur und damit auch mit zunehmender Seehöhe.

Die folgende Beschreibung von Beispielen des Einflusses eines Gebirges auf die Niederschlagsbildung (Abbildung 1-6) basiert auf dieser Dreigliederung der Prozesse und folgt im Wesentlichen den Arbeiten von HOUZE (1993) und HOUZE (2012):

Abbildung 1-6 (a) zeigt die als Seeder-Feeder-Mechanismus beschriebene Wirkung der Gebirge auf Wolken und Niederschlag. Dabei fallen die Eiskristalle einer höherliegenden stratiformen Wolke in eine tiefer liegende stark mit unterkühlten Wassertröpfchen angereicherten Wolke, die durch erzwungenes Aufsteigen entstanden ist. Dadurch kommt es zu einem starken Anwachsen der Niederschlagsteilchen durch die von Bergeron und Findeisen beschriebenen Mechanismen der Niederschlagsbildung („Riming“).

Abbildung 1-6 (b) beschreibt eine Situation, bei der stabil geschichtete Luft durch ein Gebirge zum Aufsteigen gezwungen wird. Diese Bereitschaft der Luftmasse für eine erzwungene Hebung kann durch eine einfache Beziehung (Froude-Zahl) beschrieben werden, in der die Stabilität, die Anströmgeschwindigkeit und die Höhe des Gebirges eingehen. Die gehobene Luft kühlt dadurch ab, erreicht Sättigung und Wolken und Niederschlag können sich bilden. Die Niederschlagsrate kann gut aus anströmseitigen Vertikalprofilen (Radiosondenaufstiege) der Temperatur, des Taupunktes und des Windprofils abgeschätzt werden. Auf

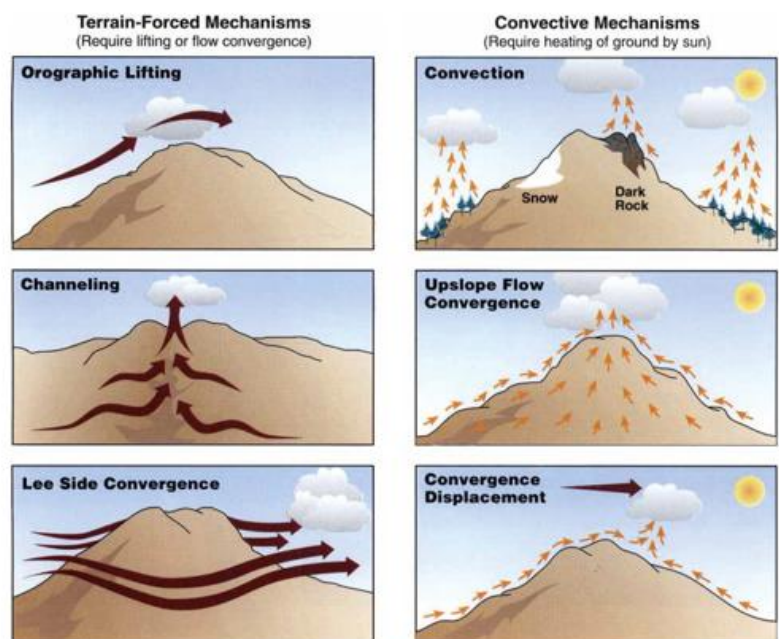


Abb.1-5: Durch die Geländeorographie verursachte Mechanismen, die Hebung erzeugen können und bei entsprechend vorhandenem Feuchtegehalt der Luft und instabiler Schichtung zu Gewitterbildung oder allgemein zu einer verstärkten Wolken- und Niederschlagsbildung führen können (aus WHITEMAN 2000).

der Leeseite des Gebirges kommt es durch Verdunstung zu Wolkenauflösung. Einige Arbeiten haben jedoch gezeigt, dass die in Abbildung 1-6 (b) beschriebene Situation durch die Bildung von Leewellen und Leewolken oft deutlich komplexer ist und der Niederschlag ein Zusammenwirken des luvseitigen erzwungenen Aufsteigens und der Hebung im Bereich der Leewelle ist (HOUZE 2012). Der in Abbildung 1-6 (b) beschriebene Niederschlag ist typisch für die Interaktion der Gebirge mit niederschlagsbringenden Luftmassen in den mittleren Breiten.

Eine zu Abbildung 1-6 (b) ähnliche Überströmung der Alpen wird in Abbildung 1-7 gezeigt. Dabei tritt jedoch der Fall ein, dass ein Teil tieferer Luftschichten durch das Gebirge blockiert wird, während höhere Luftschichten das Gebirge überströmen können. In Abhängigkeit der Stärke der Überströmung der höheren Luftschichten entsteht an der Grenze zwischen blockierter und überströmter Luft eine Schicht mit Windscherung und turbulente Wirbelbildung. Diese „Overturning cells“ bildet sich trotz stabiler

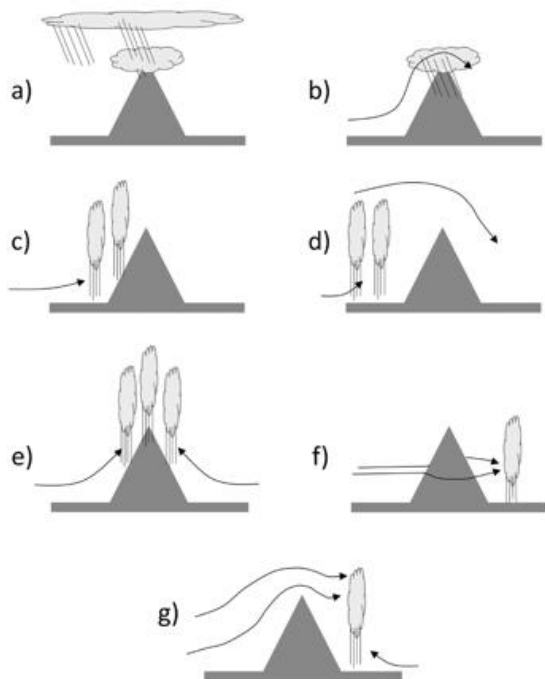


Abb. 1-6: Mechanismen von orographisch beeinflusstem Niederschlag: (a) Seeder-Feeder-Mechanismus, (b) Kondensation durch erzwungene Hebung, (c) Auslösung von Konvektion durch erzwungene Hebung, (d) anströmseitige Auslösung von Konvektion, (e) thermisch ausgelöste Konvektion, (f) leeseitig ausgelöste Konvektion, (g) leeseitige Verstärkung von Konvektion (nach HOUZE 1993).

bis neutraler Schichtung und sind ausschließlich dynamisch verursacht. In einer schon bestehenden Wolke mit Niederschlag kann es dadurch zu einer deutlichen Intensivierung des Niederschlags durch Partikelwachstum verursacht durch Verreifung und Aggregation beziehungsweise Koaleszenz kommen.

Abbildung 1-6 (c) stellt die Situation einer hochreichenden Konvektion mit Wolkenbildung dar, die durch orographi-

sche Hebung von (sehr) instabil geschichteter Luft auf der Luvseite ausgelöst wird. Bei großer Mächtigkeit dieser instabilen Luft im Luv können sehr hochreichende Cumulonimbus-Wolken und Gewitter mit Graupel und Hagel entstehen. Gewitter entstehen normalerweise im Luv im Bereich zwischen der Voralpenzone und den Gebirgskämmen. Die potentielle Temperatur der bodennahen instabil geschichteten planetaren Grenzschicht im luvseitigen Bereich liegt über der der darüber liegenden Luft.

Abbildung 1-6 (d) zeigt eine zu Beispiel (c) ähnliche Situation, jedoch wird in diesem Fall hochreichende Konvektion bereits im luvseitigen Vorlandbereich ausgelöst. Wenn die Instabilität der luvseitigen Luftmasse groß genug ist, kann die Auslösung bereits durch vorgelagerte Hügel oder Vorgebirge passieren. Die Konvektion kann aber auch bei stabil geschichteter luvseitiger Grenzschicht durch sogenannte hydraulische Sprünge entstehen. Das ist ein sprunghaftes Anheben der blockierten stabilen Grenzschicht in Richtung zum Gebirge. Das sprunghafte Anheben kann dann Konvektion auslösen.

Abbildung 1-6 (e) beschreibt den Fall, dass Konvektion durch thermische Zirkulationen/Windsysteme (siehe Beitrag von SEIBERT und STEINACKER in diesem Heft) im Bereich des Gebirgskammes durch Konvergenz der Luft ausgelöst wird, indem die Luft über das Niveau freier Konvektion gehoben wird. Diese Zirkulation wird für den gesamten Alpenkamm auch häufig unter dem Begriff „Alpines Pumpen“ beschrieben und ist an gradientschwache, strahlungsintensive Wetterlagen gebunden. Ein typischer Tagesgang ist daher charakteristisch mit Niederschlag zum Zeitpunkt größter Erwärmung oder kurz danach. Kommt es durch die thermische Zirkulation zur Ausbildung von Schwerewellen, kann sich das Niederschlagsgebiet vom Gebirgskamm wegbewegen (siehe auch Erklärung in Abbildung 1-6 (b)). Die in Abbildung 1-6 (c) beschriebene Situation zeigt den

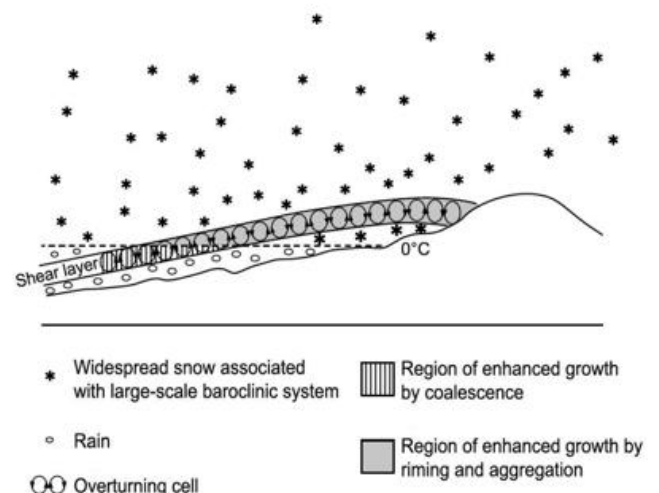


Abb. 1-7: Konzeptionelles Modell der dynamischen und mikrophysikalischen Mechanismen, die eine orographische Verstärkung des Niederschlags verursachen, mit einer Scherschicht, die eine stark abgebremste oberflächennahe Schicht von einer darüber liegenden Schicht mit ausgeprägter Strömung über das Gebirge trennt (aus HOUZE 2012).

typischen Fall während des Tages. Es kann aber auch während der Nacht, durch absinkende kalte Luft die auf instabile feuchte Talluft trifft, Konvektion, Wolkenbildung und Niederschlag ausgelöst werden. Diese Art der Beeinflussung der Niederschlagsbildung durch Gebirge spielt nicht nur in den Alpen eine Rolle, sondern auch für Gebirge im Bereich der ITCZ (Innertropischen Konvergenzzone).

Die Abbildung 1-6 (f) und (g) beschreiben die besondere Situation von isolierten Bergen, die nicht überströmt, sondern umströmt werden. Dadurch kann es im Lee zur Konvergenz der Strömung und Hebung der Luft kommen. In weiterer Folge kann Konvektion ausgelöst werden und es kann zu Wolken- und Niederschlagsbildung kommen.

Diesen Überlegungen zum Einfluss der Gebirge auf um-/überströmende Luftmassen müssen im Falle von über das Gebirge hinwegziehende Fronten nochmals verfeinert werden. Da kann es zu komplexen Interaktionen kommen, wobei nach BARRY (2008) zwei wesentliche Prozesse stattfinden, nämlich eine Veränderung der Charakteristik der Front, sowie die mögliche Auslösung von Zyklonogenese im Lee des Gebirges. So kann etwa blockierte seichte Kaltluft in inneralpinen Becken, über die sich die Front schiebt, den Temperaturgegensatz im Falle einer Kaltfront vermindern oder im Falle einer Warmfront verstärken. Auch die unterschiedliche Neigung von Kaltfronten (steiler) und Warmfronten (flacher) im Vergleich zur Neigung des angeströmten Gebirges kann luvseitig zum Einschließen von stauender Luft führen und in weiterer Folge zu einer Beeinflussung der Hebungsvorgänge. Zyklonogenese wird durch das orographische Blockieren von Kaltluft und Zunahme der Baroklinität in der unteren Troposphäre ausgelöst. Für eine detailliertere Darstellung der Interaktion zwischen Gebirge und Frontensystemen sei auf BARRY (2008) verwiesen.

Gewitter sind eine typische Erscheinung für Gebirgsregionen, mit einigen besonderen Eigenschaften. Prinzipiell können Gewitter in Gebirgen in gleicher Weise wie anderswo ausgelöst werden, aber die in den obigen Beispielen beschriebenen Prozesse der erzwungenen Hebung und Konvektion können eine zusätzliche große Rolle für die Intensität eines Gewitters spielen. Die Intensität eines Gewitters kann dann besonders groß werden, wenn die Zone des Aufwärtsschlauchs (Updraft) und des Abwärtsschlauchs (Downdraft) durch starke vertikale Windscherung gegeneinander geneigt sind. Dann kann starker Niederschlag direkt vom Aufwärtsschlauch in den Abwärtsschlauch gelangen. Der Nachschub an Niederschlag aus dem Aufwärtsschlauch ist damit besonders effektiv. Gleichzeitig wird die warmfeuchte Luft vor dem Abwärtsschlauch durch die kalte Luft im Abwärtsschlauch gehoben, ähnlich der Hebung an einer Kaltfront. Ist der Abwärtsschlauch besonders stark ausgeprägt spricht man von sogenannten Downbursts (Abb. 1-8).

WASTL (2008) hat eine detaillierte klimatologische Analyse der Niederschlagsstrukturen im Bereich der deutschen und österreichischen Alpen prozessorientiert durchgeführt

und auch die Höhenabhängigkeit des Niederschlags behandelt. Eine erste interessante Fragestellung war die Klassifizierung der Niederschlagsereignisse nach der Windrichtung (in 700 hPa, zur Charakterisierung der Anströmrichtung) und dem Niederschlagstyp (Warmfront, Kaltfront, konvektives Ereignis, Rest). Sehr schön zeigt sich am Beispiel der Zugspitze (Abbildung 1-9) der deutliche Unterschied zwischen Sommer und Winter mit vorwiegend frontalem Niederschlag im Winter, insbesondere aus Kaltfronten, und stark konvektivem Anteil im Sommer. Die Anströmrichtung ist im Winter sehr stark um Nordwest konzentriert, im Sommer ist der Sektor Südwest bis West dominant. Um den Unterschied Tal-Berg herauszuarbeiten hat WASTL (2008) Stationspaare von Wetterstationen verglichen und dabei als wichtige Zusatzinformation auch die Höhe der Schneefallgrenze untersucht (Abbildung 1-10). Die Beispiele in Abbildung 1-10 zeigen ganz klare Muster auf, die durch die zugrundeliegenden atmosphärischen Vorgänge recht gut verstanden werden können. Die Bergstationen empfangen besonders dann deutlich mehr Niederschlag als die Talstationen, wenn die Anströmung aus dem Sektor West bis Nord erfolgt und die Schneefallgrenze tief liegt. Das sind Wetterlagen im Winter mit Advektion von kalter Polarluft die durch orographische Hebung zu einer starken Zunahme des Niederschlags führen. Im Sommer dagegen führen konvektive Zellen, die im Bereich des Karwendelgebirges entstehen und mit der Südwesthöhenströmung vom Gebirge weggebracht werden, sogar zu stärkeren Niederschlägen im Tal, da das Reifestadium erst nach einer gewissen Zeit, und damit einer Verlagerung der Zellen, erreicht wird (siehe WASTL 2008).

Zusammenfassend kann aus der Arbeit von WASTL (2008) geschlossen werden, dass die Interaktion zwischen Gebirge und Niederschlagsbildung, bis in die Höhen des hier im Vordergrund stehenden Hochgebirges, sehr komplex ist. Die

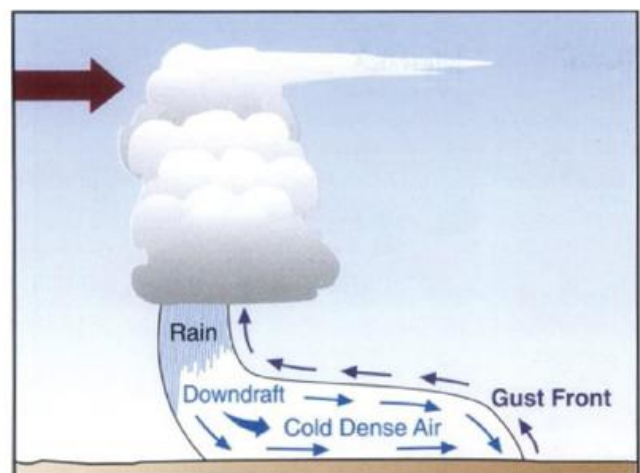


Abb. 1-8: Besonders starke Gewitter können in Gebirgsregionen entstehen, wenn der Downdraft-Bereich mit kalter Luft der Gewitterzelle voraneilt und damit das Herannahen der Gewitterzelle ankündigt. Die warme Luft wird dann ähnlich wie bei einer Kaltfront vom Boden abgehoben. Ist der Downdraft-Bereich besonders intensiv ausgeprägt spricht man von Downburst (WHITEMAN 2000).

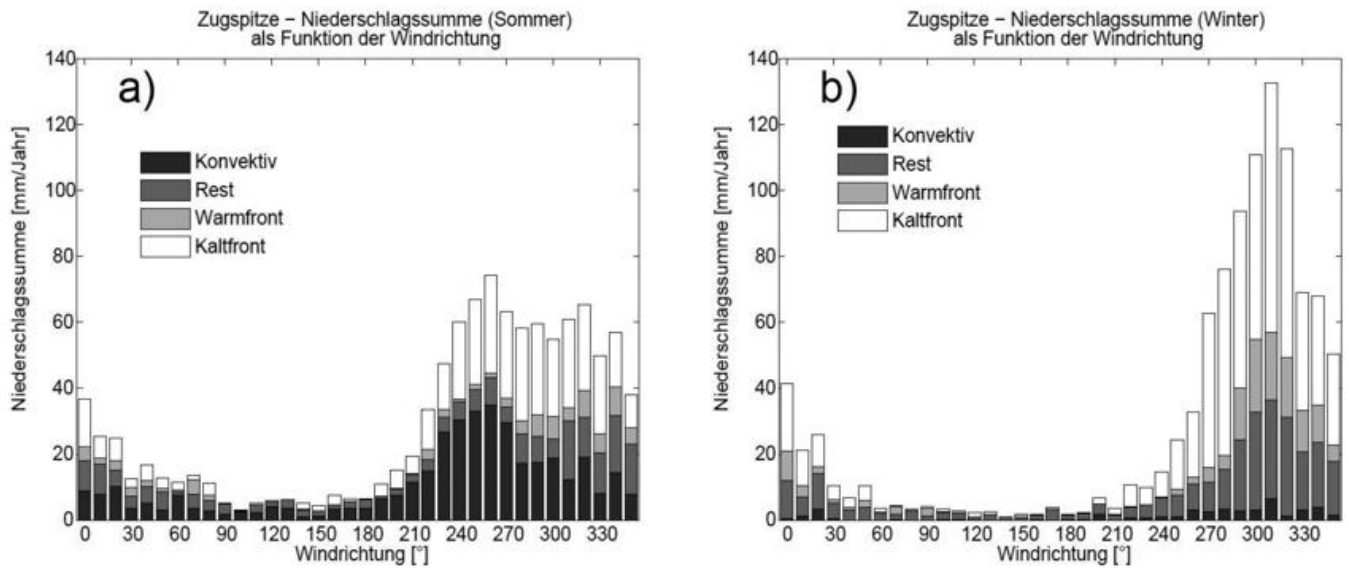


Abb. 1-9: Niederschlagssumme (mm/Jahr) auf der Zugspitze als Funktion der Windrichtung (in 700 hPa) und des Niederschlagstyps für das Sommer- (a) und Winterhalbjahr (b) (aus WASTL 2008).

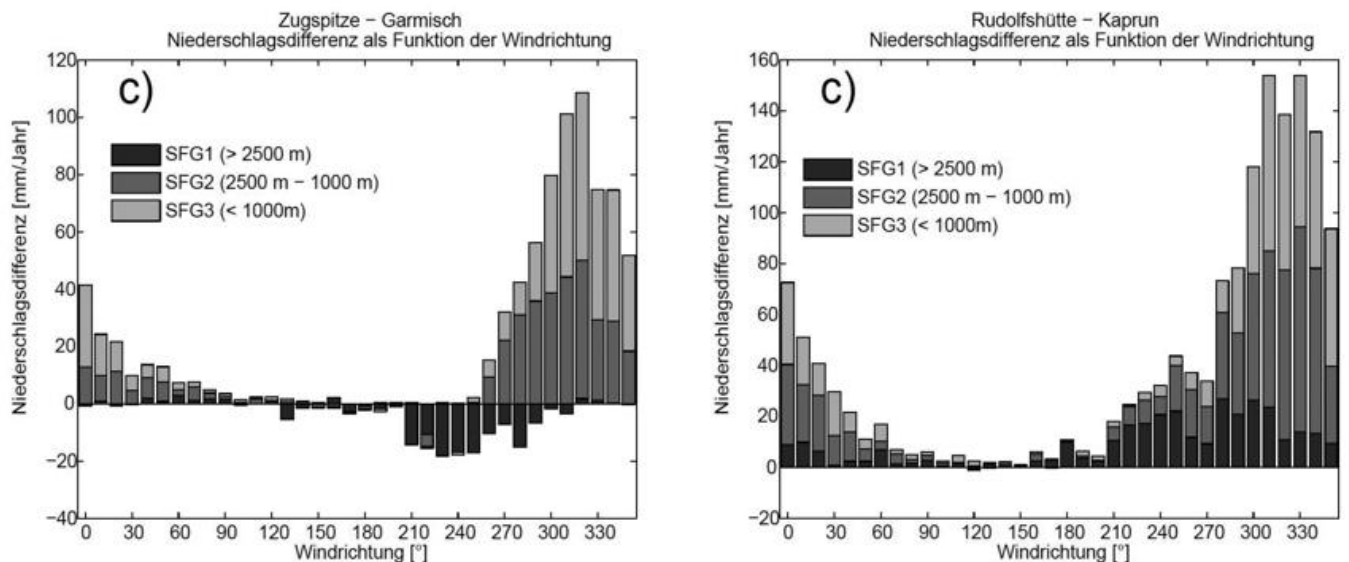


Abb. 1-10: Niederschlagsmenge Berg minus Tal (mm/Jahr) für die Stationspaare (a) Zugspitze-Garmisch (2964 m und 720 m) und (b) Rudolfshütte-Kaprun (2315 m und 785 m) in Abhängigkeit von der Windrichtung in 700 hPa (aus WASTL 2008).

Windgeschwindigkeit in 700 hPa zeigt einen deutlich positiven Zusammenhang mit der Niederschlagsmenge, da mit der Windgeschwindigkeit die Kondensationsrate bei orographischer Hebung (gesättigter Aufstieg) zunimmt. Bei tiefen Temperaturen (Schneefallgrenze < 1000 m) ist die Niederschlagsverstärkung, obwohl die Luft weniger Feuchte aufnehmen kann, größer, da Anströmung aus nordwestlicher bis nördlicher Richtung vorwiegend im Winter und in Verbindung mit größeren Windgeschwindigkeiten vorkommt. Schließlich konnte die Arbeit von WASTL (2008) zeigen, dass die Mächtigkeit der zu hebenden gesättigten Luftschicht eine wesentliche Ausgangsgröße für die orographische Niederschlagsverstärkung ist, da damit die Menge an kondensierbarem Wasserdampf festgelegt ist. Als dominierender Prozess der Niederschlagsverstärkung zeigte sich der Seeder-Feeder-Effekt, wobei die Möglichkeit zur Bildung einer orographischen Hebungswolke entscheidend ist.

4 Zur Frage der Seehöhe maximalen Niederschlags in Gebirgen

Wie im vorigen Kapitel beschrieben wurde, kann die Orographie der Gebirge, in Abhängigkeit von der Anströmrichtung, zu einer ausgeprägten erzwungenen Hebung von Luftmassen führen, wodurch sich die physikalischen Eigenschaften der gehobenen Luftmasse (Temperatur, Feuchte, Luftdruck) deutlich verändern. Als erste einfache Überlegung kann festgehalten werden, dass mit Annäherung in den Gipfelbereich der Gebirge (also ins Hochgebirge) im Allgemeinen die wirksame Hebung, wegen des abnehmenden Volumenanteils der Gebirge (und damit die blockierende Wirkung des Gebirges) deutlich abnimmt. Aus diesem Grund kann man annehmen, dass die (erzwungene) Hebungswirkung der niederschlagsbildenden Luftmassen abnimmt je weiter man ins Hochgebirge kommt.

Die Frage der Höhe in der das Maximum des Niederschlags zu erwarten ist, muss aber insbesondere im Zusammenhang mit der Wolken- und Niederschlagsbildung betrachtet werden. Damit wird klar, dass hierzu auch nach verschiedenen Klimazonen unterteilt werden muss. Bei Vernachlässigung horizontaler Strömungsvorgänge wäre prinzipiell zu erwarten, dass die größte Niederschlagsmenge ungefähr im Bereich der Wolkenuntergrenze zu vermuten ist, da dort die größten Tropfen und die größte Teilchenanzahl bei gleichzeitig noch minimaler Verdunstung der Tropfen zu erwarten sind (BARRY 2008). Im Bereich von Cumulonimbus-Wolken kann diese Zone durch ausgeprägte Aufwinde aber nach oben verschoben sein. In den Tropen wird der Höhenbereich maximalen Niederschlags stark durch Konvektionsvorgänge bestimmt. Insbesondere im Bereich der durch den Passat beeinflussten Regionen befindet sich im Bereich des Antipassats sehr trockene Luft, so dass maximale Niederschläge in Höhen von 500 bis 700 m (küstennahe Gebiete) und 1000 bis 1500 m (Landesinnere) zu finden sind. Auf Mauna Loa (Hawaii) wird in 700 m etwa 5500 mm Niederschlag/Jahr gemessen, während es in der Gipfelhöhe von 3300 m nur 440 mm Niederschlag/Jahr sind (siehe BARRY 2008).

Da der Feuchtegehalt der Atmosphäre mit zunehmender Seehöhe abnimmt, könnte eigentlich ebenso auch eine Abnahme der Niederschlagsmenge mit der Seehöhe erwartet werden. Die wesentlichen Größen, die die vertikale Verteilung des Niederschlags bestimmen, sind aber die Konvergenz des Wasserdampfstroms, der Gehalt an Wolkenwasser und das vertikale Profil der Windgeschwindigkeit.

Für die Alpen haben FREI und SCHÄR (1998) eine umfangreiche Analyse der räumlichen Verteilung des Niederschlags basierend auf Beobachtungsdaten durchgeführt. Abbildung 1-11 zeigt ein Nord-Süd-Profil der Niederschlagsmengen, sowie deren Variabilität im Bereich von Tirol. Es zeigt sich aus dieser Abbildung ganz klar, dass die höchsten Niederschläge im Bereich der Nordabdachung beziehungsweise der Südabdachung gemessen werden, während in den höchsten Gebieten des Alpenhauptkammes deutlich geringere Werte zu verzeichnen sind. Die Zone maximalen Niederschlags liegt also nicht im Bereich der höchsten Erhebungen. Neben der Niederschlagsmenge haben auch die Spannweite und die Variabilität des Niederschlags im Bereich der Nord- und Südabdachung die größten Werte, die zumindest teilweise durch die sehr unterschiedlichen Seehöhen der Stationen in diesem Bereich begründet werden kann. Die Zone mit den höchsten Niederschlagswerten liegt im Norden bei etwa 800 m und im Süden bei etwa 1200 m mittlerer Seehöhe. Auch der Wert der Spannweite und der Variabilität nimmt im Bereich des Alpenhauptkammes wieder ab, trotz der weiterhin sehr unterschiedlichen Seehöhe der Stationen (manche liegen in inneralpinen Tälern, manche sind in den Hochlagen).

Zu diesem Alpenquerprofil ist anzumerken, dass bei geographisch anderer Lage des Profils, zum Beispiel weiter im Osten im Bereich von Salzburg, dieser Gegensatz zwischen

Nord- beziehungsweise Südabdachung und Alpenhauptkamm sich nicht so klar zeigen würde.

5 Die Schneefallgrenze und ihre Beeinflussung durch Gebirge

Für das Verständnis der Schneefallgrenze ist die Nullgradgrenze eine erste wichtige Schlüsselgröße, da sie den Phasenübergang fest zu flüssig für das Wasser unter den in der Troposphäre herrschenden Druckbedingungen definiert. Die Nullgradgrenze bezeichnet jene Seehöhe, unterhalb der fallender Schneeniederschlag zu schmelzen beginnt. Die Zone unterhalb der 0°C-Grenze ist die Schmelzschicht. Komplizierter ist die Festlegung der Schneefallgrenze. Diese ist keine klar abgegrenzte Linie oder Fläche, sondern muss als eine, oft sehr mächtige Schicht gedacht werden, in der flüssiger Niederschlag, teilweise geschmolzener Schnee und Schnee gleichzeitig existieren können. Eine genaue Abgrenzung könnte erst bei Festlegung eines definierten Anteils von zum Beispiel Schnee erfolgen, etwa als die Seehöhe in der 50 % der Masse des Hydrometeors (Mischungsverhältnis) von Schnee und Graupel bereits in flüssigen Niederschlag umgewandelt wurde. Eine andere Festlegung wäre über den vertikalen Massenfluss (Niederschlagsrate) möglich, also die Höhe in der die Massenflüsse von festem und flüssigem Niederschlag gleich groß sind. Aus obiger Definition wird klar, dass eine Beobachtung der Schneefallgrenze nicht einfach ist und aufwendigere Messsysteme wie zum Beispiel ein Wetterradar (zur Beobachtung der Höhe des „Radar Bright Band“(BB)-Signals infolge von Aggregation und veränderter Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore, siehe zum Beispiel HOUZE 1993) verlangt.

Mehrere durch die Orographie der Gebirge verursachte Prozesse können nun sowohl die Höhe der 0°C-Grenze

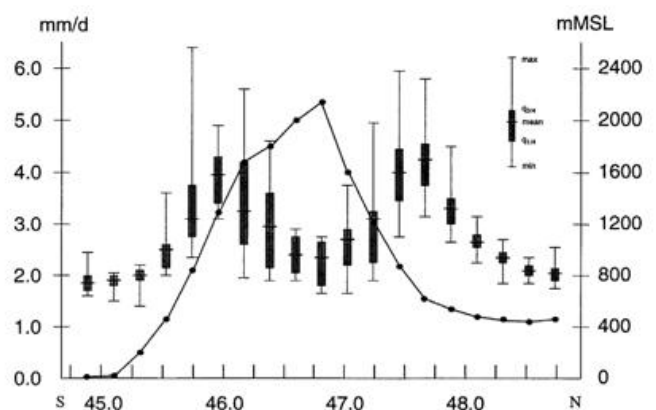


Abb. 1-11: Mittlerer jährlicher Niederschlag (Boxplot) und Höhe der Topographie (Linie) für ein Nord-Süd-Profil im Bereich der Ostalpen. Die Daten stellen zonale Mittel für 10,2° ö.L. und 12,6° ö.L. dar. Die Boxplots zeigen den „Interquartile Range“ sowie die Minima und Maxima des mittleren Niederschlags von Stationen des jeweiligen Breitenstreifens. Die Anzahl der Stationen im jeweiligen Breitenstreifen beträgt zwischen 45 und 80 nördlich von 47° n.B. und zwischen 10 und 30 südlich von 47° n.B. (FREI und SCHÄR 1998).

als auch der Schneefallgrenze beeinflussen. Die folgenden Überlegungen beziehen sich auf die Übersichtsdarstellung von MINDER (2010). Der erste wesentliche Prozess ist die Abkühlung durch das Schmelzen von Niederschlagsteilchen aus Schnee die durch die Hebung und die dadurch verursachte Abkühlung entstanden sind. Im Prinzip führt diese Überlegung zur Findeisen-Theorie der Niederschlagsbildung (FINDEISEN 1940) zurück, der aus Beobachtungen für stratiformen Niederschlag ein konzeptionelles Modell entwickelte, um die große Mächtigkeit der nahezu isothermen Schicht in einem Bereich nahe 0°C zu verstehen. Nach dieser Theorie führt das Wechselspiel von Abkühlung durch Schmelzen und dadurch verursachter lokaler Labilität dazu, dass die Mächtigkeit der Schicht selbstverstärkend anwächst. Im Falle der Gebirge ist anströmseitig dieser Effekt durch die erzwungene Hebung und dadurch verursachte Intensivierung des Niederschlags besonders deutlich ausgeprägt. Leeseitig fehlt diese Wirkung.

MINDER (2010) formuliert als weitere Hypothese für die Größe der Absenkung der Schneefallgrenze die Abhängigkeit von der Schneekristallgröße. Größere Schneekristalle brauchen länger zum Schmelzen als kleinere (zum Beispiel ein Schneekristall mit 10 mm Durchmesser kann etwa 100 m weiter absinken als ein Schneekristall mit 5 mm Durchmesser). Da sich bei höheren Niederschlagsintensitäten im Allgemeinen größere Schneekristalle bilden, ist daher mit zunehmender Intensität auch eine zunehmende Absenkung der Schneefallgrenze zu erwarten.

Außerdem ist für Gebirge zu beobachten, dass luvseitig ein Teil der anströmenden Luft auf Grund geringer Wind-

geschwindigkeit oder/und Stabilität in der anströmenden Luftmasse blockiert wird und die blockierte Luft kälter ist als die überströmende Luft (zum Beispiel während des Durchgangs einer Kaltfront). Die blockierte Luft kann dann zu einer Absenkung der Schneefallgrenze führen. Schließlich ist auch noch die Wirkung der Talform auf die Absenkung der Schneefallgrenze zu erwähnen. Diese wird vielfach durch den sogenannten „Topographic Amplification Factor“ TAF beschrieben. Der TAF beschreibt die Masse der Talatmosphäre, die abgekühlt werden muss. Da die Luftmasse in Kerbtälern deutlich kleiner als in U-Tälern oder im Flachland ist, kann die Schneegrenzabsenkung bei Kerbtälern besonders deutlich ausfallen.

Im Sinne des besonderen Fokus dieser Arbeit auf das Hochgebirge kann man festhalten, dass für die Alpen im Winter die Schneefallgrenze tiefer liegt als die hier gewählte untere Begrenzung des Hochgebirges selbst und daher (nahezu) der gesamte Niederschlag in Form von Schnee fällt und eine Schneegrenzabsenkung des Niederschlags nicht relevant ist (siehe Abbildung 1-3). Die beschriebenen Effekte üben daher vorwiegend in den Übergangsjahreszeiten und im Sommer (je nach Seehöhe) einen Einfluss aus. Aus Abbildung 1-12 ist abzuleiten, dass der Einfluss der Gebirgshöhe auf die Absenkung der Schneefallgrenze im hier definierten Hochgebirge eher gering ist. Mit Ausnahme des Mechanismus der Absenkung durch die verbrauchte Energie für den Phasenübergang durch den orographisch verstärkten Niederschlag kommt es zu keiner weiteren Verstärkung der Mechanismen. Jedoch kann aus den in Abbildung 1-12 gezeigten Modellsimulationen klar eine Absenkung der Nullgradgrenze in der Größenordnung von 150 bis 200 m

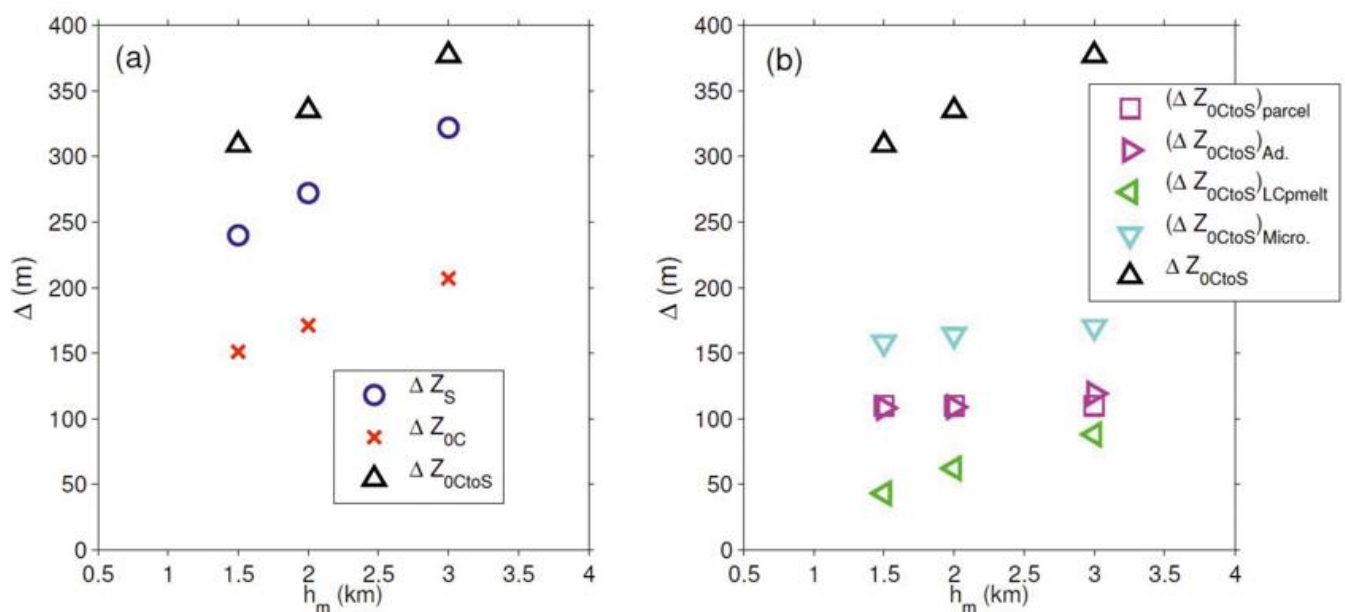


Abb. 1-12: Einfluss der Gebirgshöhe auf die Absenkung der Nullgradgrenze ΔZ_{OC} , auf die Absenkung der Schneefallgrenze ΔZ_S (definiert über das Mischungsverhältnis) und auf die Absenkung der Schneefallgrenze ΔZ_{OCtoS} aus beiden Mechanismen (linke Abbildung), sowie der Beitrag einzelner Mechanismen zur Absenkung der Schneefallgrenze (rechte Abbildung), bestimmt durch Modellsimulationen (WRF-Modell und Lagrangesches Hebungsmodell): $(\Delta Z_{OCtoS})_{\text{parcel}}$ = Beitrag durch erzwungene Hebung und adiabatische Abkühlung (Lagrangeschen Hebungsmodell), $(\Delta Z_{OCtoS})_{\text{Ad.}}$ = Beitrag durch adiabatische Abkühlung durch erzwungene Hebung, $(\Delta Z_{OCtoS})_{\text{LCpmelt}}$ = Beitrag durch Verbrauch von latenter Energie der Phasenumwandlung durch orographisch verstärkten Niederschlag, $(\Delta Z_{OCtoS})_{\text{Micro.}}$ = Beitrag durch mikrophysikalische Prozesse (MINDER 2010).

sowie der Schneefallgrenze in der Größenordnung von 310 bis 380 m bei einer Gebirgshöhe zwischen 1500 und 3000 m abgeleitet werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Messung des Niederschlags im Gebirge bleibt auch in Zukunft eine große Herausforderung für die Meteorologie und Hydrologie. Eine Reihe großangelegter Beobachtungsexperimente konnte allerdings das Prozessverständnis der Interaktion zwischen den niederschlagsbildenden Luftmassen und dem Gebirge in den letzten Jahrzehnten deutlich verbessern. Fokussiert man auf dies in diesem Beitrag im Vordergrund stehende Hochgebirge, wird jedoch nicht nur die Unsicherheit der Niederschlagsmessungen größer, sondern auch das Prozessverständnis schlechter, da im Hochgebirge ein wesentlicher Anteil des Niederschlags in Form von Schnee fällt und auch die Windgeschwindigkeit mit der Seehöhe zunimmt. Hochalpine Niederschlagsmuster sind daher sehr kleinräumig und zu den in dieser Arbeit beschriebenen Mechanismen der Interaktion zwischen Gebirge und Atmosphäre kommen noch Prozesse hinzu, die den Niederschlag nach dem Ereignis beeinflussen und umlagern (siehe den Beitrag von LEHNING und MOTT in diesem Heft).

Die Schneefallgrenze ist eine sehr bestimmende Größe im Hochgebirge, ihr Verständnis daher äußerst wichtig. Mehrere Arbeiten haben gezeigt, dass die Orographie des Gebirges zu einer sehr deutlichen Beeinflussung der Höhe der Schneegrenze führen kann. Derartige Überlegungen sind gerade im Zusammenhang mit dem Verständnis der durch den Klimawandel bedingten Veränderungen der Schneedecke in Gebirgsregionen wichtig. Neben einer verbesserten und räumlich verdichteten Messung des Niederschlags im Gebirge, müssen daher auch die Prozesse der Interaktion zwischen Schneefallgrenze und Gebirge durch zukünftige Forschung besser verstanden werden.

Literatur

- BARRY, R., 2008: Mountain Weather and Climate. 3rd Edition. Cambridge University Press, Cambridge, 506 pp.
- BARSCHE, D., CAINE, N., 1984: The nature of mountain geomorphology. *Mountain Research and Development* **4**, 287–298.
- BINDER, P., SCHÄR, C., 1997: MAP Design proposal, December 1996. MAP, 77 pp., www.map.meteoswiss.ch/map-doc/prop/MDP.pdf.
- BLÖSCHL, G., NESTER, T., KOMMA, J., PARAJKA, J., PERDIGÃO, R.A.P., 2013: The June 2013 flood in the Upper Danube Basin, and comparisons with the 2002, 1954 and 1899 floods. *Hydrol. Earth Syst. Sci.* **17**, 5197–5212, doi:10.5194/hess-17-5197-2013.
- FREI, C., SCHÄR, C., 1998: A precipitation climatology of the Alps from high-resolution rain-gauge observations. *Int. J. Climatol.* **18**, 873–900.
- HOUZE, R.A., 1993: Cloud Dynamics. Academic Press, San Diego, CA, 573 pp.
- HOUZE, R.A., 2012: Orographic effects on precipitating clouds. *Rev. Geophys.* **50**, 47 pp., dx.doi.org/10.1029/2011RG000365, RG1001.
- KOBOLTSCHNIG, G.R., SCHÖNER, W., 2011: The relevance of glacier melt in the water cycle of the Alps: an example from Austria. *Hydrol. Earth Syst. Sci.* **15**, 2039–2048, doi:10.5194/hess-15-2039-2011.
- LAUER, W., 1975: Klimatische Grundzüge der Höhenstufung tropischer Gebirge. In: Tagungsbericht und wissenschaftliche Abhandlungen. 40. Deutscher Geographentag, Innsbruck. F. Steiner, Innsbruck, 76–90.
- LEIDINGER, D., 2013: Analyse der zeitlichen und räumlichen Variabilität des Niederschlags im Gebiet des Hohen Sonnblicks. Diplomarbeit. Universität Wien, 80 Seiten.
- MINDER, J.R., 2010: On the Climatology of Orographic Precipitation in the Mid-Latitudes. Dissertation. University of Washington, 187 pp.
- RICHARD, E., BUZZI, A., ZÄNGL, G., 2007: Quantitative precipitation forecasting in the Alps: The advances achieved by the Mesoscale Alpine Programme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **133**, 831–846.
- ROTUNNO, R., HOUZE, R.A., 2007: Lessons on orographic precipitation from the Mesoscale Alpine Programme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **133**, 811–830, doi:10.1002/qj.67.
- SCHÖNER, W., BÖHM, R., 2007: A statistical mass-balance model for reconstruction of LIA ice mass for glaciers in the European Alps. *Annals of Glaciology* **46**, 161–169.
- SEVRUK, B., 1982: Methods of correction for systematic error in point precipitation measurement for operational use. *WMO Operational Hydrology Report* **21**.
- STEINACKER, R., 1983: Diagnose und Prognose der Schneefallgrenze. *Wetter und Leben* **35**, 81–90.
- VIVIROLI, D., WEINGARTNER, R., MESSERLI, B., 2003: Assessing the Hydrological Significance of the World's Mountains. *Mountain Research and Development* **23**, 1, 32–40. dx.doi.org/10.1659/0276-4741(2003)023[0032:ATHSOT]2.0.CO;2.
- WASTL, C., 2008: Klimatologische Analyse von orographisch beeinflussten Niederschlagsstrukturen im Alpenraum. Dissertation. Universität München, 175 Seiten.
- WHITEMAN, D.F., 2000: Mountain Meteorology, Fundamentals and Applications. Oxford University Press, New York, Oxford, 355 pp.

Kontakt

Prof. Dr. WOLFGANG SCHÖNER
Institut für Geographie und Raumforschung
Karl-Franzens-Universität Graz
Heinrichstraße 36
A-8010 Graz
wolfgang.schoener@uni-graz.at

P. WEIHS, H. RIEDER, D. BAUMGARTNER, M. OLEFS, M. BLUMTHALER, M. SCHWARZ,
H. PIETSCH, S. SIMIC

2 Strahlung im Hochgebirge

Radiation in high alpine regions

Zusammenfassung

Für ein detailliertes Verständnis des Energieumsatzes zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre sind hochgenaue Messungen der kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse unerlässlich. Die rauen Umweltbedingungen im (Hoch-)Gebirge stellen besonders große Anforderungen an die im operationellen Messbetrieb verwendeten Geräte zur Erfassung der Strahlungskomponenten. Weiters wird das Strahlungsfeld durch Streuung und Reflexion an Luftmolekülen, Aerosolen und Wolken, durch verstärkte Bodenreflexion durch Zunahme der Albedo, sowie durch Absorption durch atmosphärische Spurengase signifikant beeinflusst. Dieser Artikel gibt einen Überblick über die Strahlungsmessung sowie einen Vergleich des Strahlungshaushalts zwischen (Hoch-)Gebirge und umliegendem Tiefland im Alpenraum.

Summary

To achieve a detailed understanding of the energy fluxes between the Earth's surface and atmosphere high-accuracy measurements of short- and longwave radiative fluxes are necessary. The rough meteorological conditions in high alpine regions pose challenges for radiation sensors used in routine monitoring operations. Furthermore scattering and reflection on air molecules, aerosols and clouds, increased surface reflection through increases of surface albedo and absorption by atmospheric trace gases are significantly influencing the radiation field. This article provides an overview about radiation measurements and the radiative balance in high alpine regions compared to surrounding areas.

1 Einleitung

Die elektromagnetische Strahlung gliedert sich bekannterweise in mehrere Wellenlängenbereiche, die von der extrem kurzwelligen Röntgenstrahlung bis hin zu den langwelligen und wenig energiereichen Radio- und Fernschwellenlängen reichen. Für das Wetter und somit auch das Klima sind aber nur die „kurzwellige“ (im Bereich von 0,28 bis 3,0 μm) und „langwellige“ Strahlung (im Bereich von 3,0 bis 50,0 μm) relevant. Der kurzwellige Bereich der Strahlung wird des Weiteren in den ultravioletten Bereich, den sichtbaren (VIS) und den infraroten Bereich (IR) unterteilt. Je kurzwelliger die Strahlung, desto energiereicher sind die einzelnen Photonen.

2 Strahlungsmessung im (Hoch-)Gebirge

Hochgenaue Strahlungsmessungen sind für ein detailliertes Verständnis des Energieumsatzes zwischen

Erdoberfläche und Atmosphäre von entscheidender Bedeutung. Seit Anfang des 20. Jahrhunderts kommt der Strahlungsmessung im (Hoch-)Gebirge, trotz ihrer technischen Schwierigkeiten und speziellen Erfordernisse, besondere Bedeutung zu. Dies liegt einerseits am wissenschaftlichen Interesse an den Strahlungsbedingungen unter vom Menschen möglichst unbeeinflussten Bedingungen, sowie andererseits an der Bedeutung der Strahlungsmessung zur Ermittlung anderer Größen, wie zum Beispiel des Gesamtzongehaltes. Carl Dorno (Schweiz), Felix Exner und Inge Dirmhirn (Österreich), Johannes Gunow und Fritz Kasten (Deutschland) zählen zu den Pionieren der hochalpinen Strahlungsmessung und -forschung.

Generell wird zwischen kurzwelligen (0,28-3,0 μm) und langwelligen (3,0-50,0 μm) Strahlungsflüssen unterschieden, wobei im kurzwelligen Wellenlängenbereich dem UV-B, das heißt von 0,28 bis 0,315 μm , nochmals besondere Beachtung geschenkt wird.

2.1 Messprinzipien zur Erfassung der kurz- und langwelligigen Strahlung

Generell sind vier Messprinzipien zur Bestimmung der kurz- und langwelligigen Strahlungskomponenten in Verwendung; diese basieren auf:

- (1) Temperaturdifferenzen zwischen beschienenen und der Sonnenstrahlung nicht ausgesetzten Thermosäulen,
- (2) der Erwärmung einer bestrahlten Fläche und der damit einhergehenden Phasenumwandlung einer mit dieser verbundenen gut wärmeleitenden Substanz,
- (3) der Bestimmung der elektrischen Heizleistung, welche benötigt wird um einen Referenzkörper auf dieselbe Temperatur wie die der beschienenen Thermosäule zu erwärmen, und
- (4) der Anwendung von Detektoren, welche die photoelektrische bzw. photochemische Wirksamkeit der einfallenden Strahlung nutzen (LÖFFLER 2012). Eine Übersicht zu gebräuchlichen breitbandigen Strahlungsmessgeräten für den kurz- und langwelligigen Bereich ist in Tabelle 2-1 gegeben.

Wellenlängenbereich	Messgerät
Kurzwellig (0,28 - 3,0 μm)	Pyranometer Pyrheliometer
Langwellig (3,0 - 50,0 μm)	Pyrgeometer
Kurz- und Langwellig	Netto-Radiometer

Tab. 2-1: Die gebräuchlichen breitbandigen Strahlungsmessgeräte für die kurz- und langwellige Strahlung.

Bei der Messung im kurzwelligen Bereich ist zwischen direkter (I) und diffuser (D) solarer Strahlung sowie deren Summe, der Globalstrahlung ($G = I + D$), zu unterscheiden. Des Weiteren wird der Bereich der UV-Strahlung messtechnisch entsprechend der strahlungsphysikalischen Definitionen getrennt erfasst.

Zur Messung der Globalstrahlung ($G = I + D$) werden Pyranometer verwendet, die entsprechend ISO 9060 in drei verschiedenen Güteklassen zur Verfügung stehen: „Sekundär-Standard“ (die höchste Güteklasse), sowie „Erste Klasse“ und „Zweite Klasse“ (mit vergleichsweise größerer Messgenauigkeit). Je nach Aufgabenstellung und Genauigkeitsanspruch finden Pyranometer dieser unterschiedlichen Klassen im Forschungs- und Monitoring-Alltag ihre Anwendung. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass im Rahmen der meisten nationalen (zum Beispiel ARAD in Österreich¹⁾, SACRaM in der Schweiz²⁾) und internationalen (zum Beispiel BSRN, *Baseline Surface Radiation Network*) Messnetze im Monitoringbetrieb aufgrund der hohen Genauigkeitsanforderungen ausschließlich Pyranometer der Klasse „Sekundär-Standard“ Verwendung finden. In



Abb. 2-1: ARAD-StationSonnblick (Quelle: Gernot Weyss, ZAMG, modifiziert), Messgeräte auf Sonnenfolger montiert: Pyrhe-liometer, Pyrgeometer, Pyranometer (Globalstrahlung beziehungs-weise Diffusstrahlung).

flächendeckenden Messnetzen und für Fragestellungen mit geringerem Genauigkeitsanspruch finden, bedingt durch entsprechend geringere Anschaffungskosten und auch reduzierten Wartungsaufwand im täglichen Betrieb, vielfach Geräte der Ersten und Zweiten Güteklasse (mit im Vergleich zum sogenannten „Sekundär Standard“ erhöhter Messgenauigkeit) Verwendung. Zur Messung der diffusen Strahlung werden ebenfalls Pyranometer eingesetzt, jedoch wird im Vergleich zur Globalstrahlung hierbei die Messanordnung um ein Abschattungssystem zur Ausblendung der direkten solaren Komponente (Schattenring oder Schattenkugel) erweitert (siehe Abb. 2-1).

Die rauen Umweltbedingungen im Hochgebirge stellen große Anforderungen an die verwendeten Messgeräte. Daher werden Pyranometer im Regelbetrieb in ventilierten und beheizten Schutzgehäusen betrieben, um beispielsweise Reifansatz, Schneebelag oder Bedeckung durch gefrierenden Niederschlag an den Domen zu verhindern. Tritt trotz Ventilation und Beheizung eine derartige Beeinträchtigung an der Messanordnung auf (Abb. 2-2), so ist diese manuell durch entsprechend notwendiges Betreuungspersonal (beispielsweise Beobachtungspersonal an meteorologischen Stationen) schnellstmöglich zu beheben.

Zur Messung der direkten Strahlung werden Pyrhe-liometer eingesetzt. Da für diese Messung die präzise Ausrichtung zur Sonne unerlässlich ist, werden Pyrhe-liometer im Routinebetrieb mittels eines sogenannten Sonnenfolgers der aktuellen Sonnenposition nachgeführt. Beim Betrieb eines Pyrhe-liometers im Hochgebirge ist vor allem der Ganzjah-restauglichkeit (für fortlaufende Messungen) sowie der kontinuierlichen Wartung besondere Beachtung zu schenken.

Die Ultraviolettstrahlung umfasst etwa 7 % der extrater-restrischen solaren Strahlung und stellt – auf die einzelnen Photonen bezogen – den energiereichsten Teil der kurz-welligen Strahlung am Boden dar (LÖFFLER 2012). Zur

1) <http://www.zamg.ac.at/strahlung/arad.html>

2) <http://www.meteoschweiz.admin.ch/home/mess-und-prognosesysteme/atmosphaere/strahlungsmessnetz>

den kürzeren Wellenlängenbereichen führen, zu Strahlungsüberhöhungen kommen. Weiters kann verstärkte Bodenreflexion durch Zunahme der Albedo (zum Beispiel bei Schneebedeckung im Gebirge) zu einer Zunahme der abwärts gerichteten diffusen Himmelstrahlung und Globalstrahlung führen.

Ein weiteres in der Atmosphäre stattfindendes Phänomen ist die Absorption der Strahlung durch atmosphärische Spurengase: hierbei wird die Strahlungsenergie in Wärme umgewandelt. Die atmosphärischen Gase reemittieren jedoch Strahlung in Abhängigkeit ihrer Temperatur und ihres spektralen Emissionsvermögens. Diese Emission wird durch folgende Gleichung beschrieben

$$E_{\lambda}(\lambda, T) = \epsilon_{\lambda} P_{\lambda}(\lambda, T) \quad (1)$$

wobei λ die Wellenlänge, T die Temperatur der Luft, ϵ_{λ} die spektrale Emissionskonstante der Gase und P_{λ} die Plancksche Funktion, welche die spektrale Emission eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit seiner Temperatur wiedergibt, darstellen.

Die Dicke der Atmosphäre nimmt mit zunehmender Seehöhe ab. Gleiches gilt für die Dichte der Luft beziehungsweise den Luftdruck, die Lufttemperatur (mit Ausnahme von Inversionsschichten), die Aerosolkonzentration sowie den Inhalt der gesamten vertikalen Säule der atmosphärischen Gase. Dies führt zu einer Abnahme der gestreuten und der absorbierten Strahlung mit zunehmender Höhe. Es wird weniger Strahlung gestreut und absorbiert, das heißt die Schwächung (Extinktion) der direkten Sonnenstrahlung ist geringer verglichen zu tieferen Lagen, bei denen der optische Weg durch die Atmosphäre wesentlich länger ist.

In der Regel führt dies unter wolkenlosen Bedingungen zu einer Zunahme der direkten kurzwelligen Sonnenstrahlung und zu einer Abnahme der diffusen Strahlung mit zunehmender Seehöhe (Abb. 2-4, a und b). Das Auftreten von Bewölkung verändert das Strahlungsfeld jedoch außerordentlich. Der Einfluss von Wolken ist komplex, jedoch gilt generell, dass Wolken einfallende Strahlung reflektieren und streuen. Ab einer gewissen Dichte der Wolken(schicht) setzt sich das Strahlungsfeld unterhalb derselben nur mehr aus gestreuter diffuser Strahlung zusammen. In Abb. 4 sind exemplarisch die Höhengradienten der täglichen Mittelwerte der Strahlung über eine 30-jährige Periode für die Monate Januar (Abb. 2-4 a) und Juli (Abb. 2-4 b) dargestellt. Der Unterschied zwischen den Globalstrahlungswerten unter wolkenlosen Bedingungen und den klimatologischen Mittelwerten (Monatsmittel 1981–2010) ergibt sich vor allem durch den Einfluss der Bewölkung. Der Höhengradient der (klimatologischen) mittleren täglichen Globalstrahlungswerte, welche auch bewölkte Verhältnisse beinhalten, zeigt eine Zunahme von etwa 4 % ($1,5 \text{ W/m}^2$) pro 100 m für den Monat Januar und 0,3 % ($0,68 \text{ W/m}^2$) pro 100 m für den Juli über den gesamten Höhenbereich der Messstationen. Die größere Zunahme im Winter ist charakteristisch für den Alpenraum und begründet sich in der Häufigkeit von

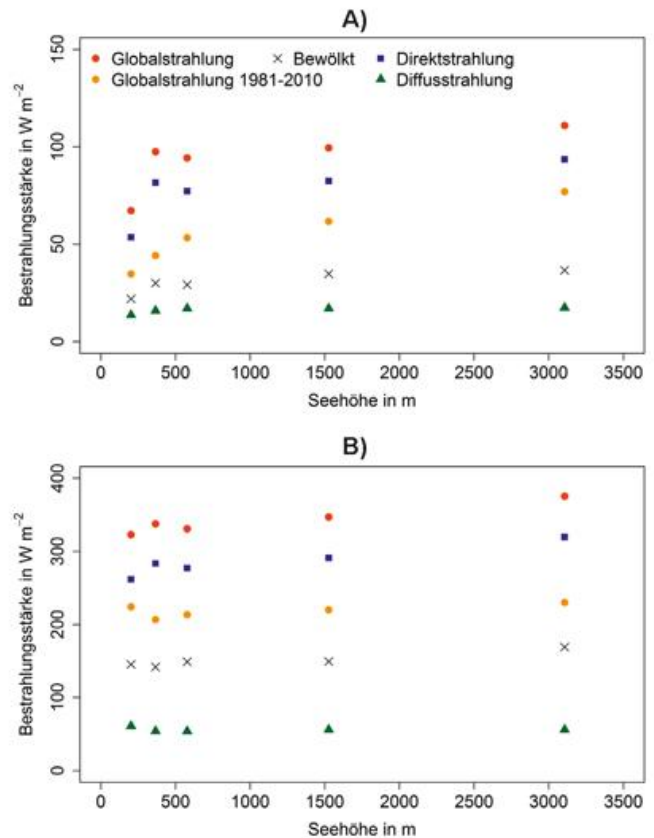


Abb. 2-4: Über den Tag gemittelte Globalstrahlung, Direktstrahlung und Diffusstrahlung für typische wolkenlose und bewölkte Tage als Funktion der Seehöhe für die Monate Januar (A) und Juli (B). Die Werte sind den klimatologischen Mittelwerten der Globalstrahlung der Periode 1981-2010 gegenübergestellt. Die Messwerte stammen von Stationen des österreichischen ARAD-Netzwerkes aus den Jahren 2013 bis 2015: Wien Hohe Warte (202 m Seehöhe), Graz (366 m Seehöhe), Innsbruck (578 m Seehöhe), Kanzelhöhe (1540 m Seehöhe) und Sonnblick (3106 m Seehöhe). Die klimatologischen Mittelwerte werden von der österreichischen Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (www.zamg.ac.at) frei zur Verfügung gestellt.

Hochnebelsituationen in tieferen Lagen. Die Obergrenze des Hochnebels liegt durchschnittlich bei einer Seehöhe von etwa 1000 m. In Abb. 2-4 sind auch typische Werte für bewölkte Verhältnisse dargestellt. Die Globalstrahlung erreicht Werte bei bewölkten Verhältnissen die nur die Hälfte beziehungsweise ein Drittel der gemessenen Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel betragen können.

Der ultraviolette (UV-A- und UV-B-) Bereich stellt einen Teilbereich der kurzwelligen Strahlung dar, in dem die Streuung an Luftmolekülen aufgrund der Abhängigkeit der Rayleigh Streuung von $1/\lambda^4$ viel stärker ist und, verglichen mit längeren Wellenlängenbereichen, zu einem höheren Anteil an diffuser Himmelsstrahlung führt. Im UV-Bereich spielt vor allem das stratosphärische Ozon als atmosphärisches Spurengas eine besondere Rolle. Bedingt durch die Absorption an Ozon und molekularem Sauerstoff wird in der Regel keine Strahlung mit einer Wellenlänge, die kleiner als $0,28 \mu\text{m}$ ist, in tiefere Schichten der Atmosphäre und schon gar nicht bis zum Erdboden durchgelassen.

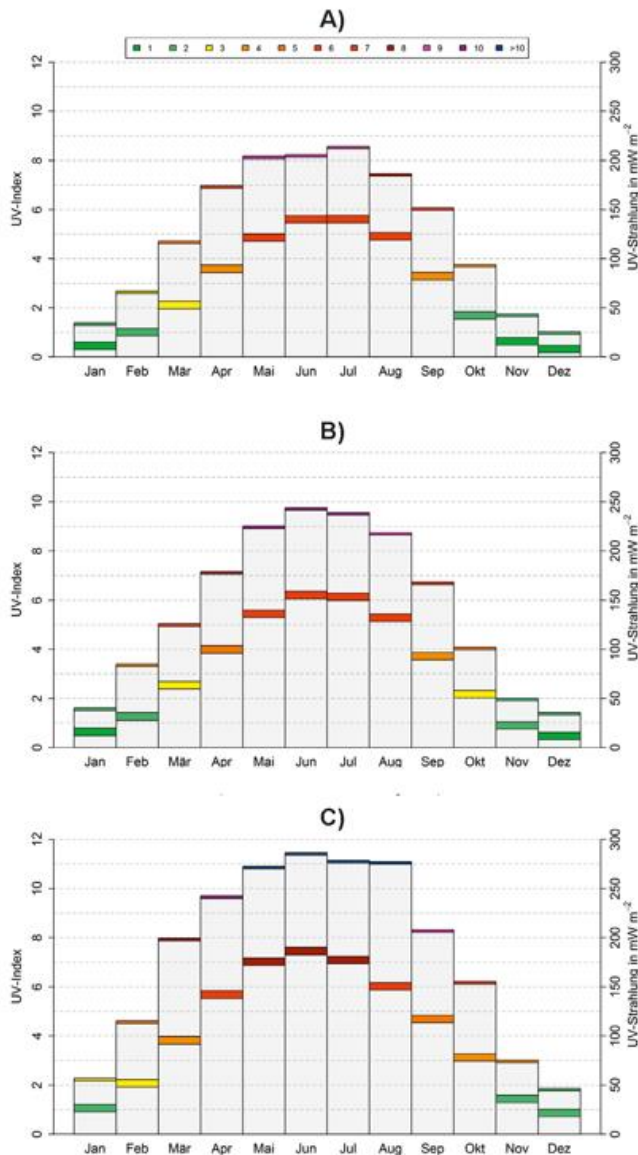


Abb. 2-5: Klimatologische (1999-2014) Monatsmittelwerte (unterer Balken) des UV-Index und maximaler UV-Index pro Kalendermonat (oberer Balken) für die Stationen (A.) Bad Vöslau (286 m Seehöhe), (B.) Innsbruck (577 m Seehöhe) und (C.) Sonnblick (3106 m Seehöhe) in Österreich. Die Messdaten stammen vom österreichischen UVB-Messnetz und sind farblich in Einheiten des UV-Index klassifiziert (www.uv-index.at).

Die UV-Strahlung hat aufgrund der hohen Energie der einzelnen Photonen eine hohe biologische Wirksamkeit. UV-Strahlung kann mit der Zeit unter anderem zu schwerwiegenden gesundheitlichen Schäden (zum Beispiel Hautkrebs, Katarakt) führen. Als Maß zur Quantifizierung der Intensität der UV-Strahlung wurde deswegen eine genormte Größe, der **UV-Index (UVI)**, eingeführt. Dieser UV-Index ist die mit der Erythemwirkungsfunktion gewichtete spektrale UV-Strahlung in mW/m², welche durch einen Faktor 25 dividiert wird. In Mitteleuropa nimmt der UV-Index in der Regel Werte zwischen 1 und 13, mit einem jahreszeitlichen Maximum in den Sommermonaten, an. Die UV-Strahlung nimmt vergleichbar der kurzwelligen Strahlung mit der Seehöhe zu (AMBACH und BLUMTHALER 1987). Diese Höhenabhängigkeit, von etwa 10 bis 20 % pro

1000 m, ist auch in Abb. 2-5 ersichtlich. Wie erwähnt beeinflussen vor allem Bewölkung und Ozongehalt der Atmosphäre die UV-Strahlung, diese beiden Faktoren führen zu dem ersichtlichen deutlichen Unterschied zwischen maximalen Werten (wolkenlose Bedingungen) und mittleren klimatologischen Messwerten (siehe Abb. 2-5). In Abb. 2-6 sind die Tagesgänge der UV-Strahlung für jene Tage, an denen Rekordwerte des UVI beobachtet wurden, für die drei österreichischen Gebirgsstationen Kanzelhöhe/Gerlitzten, Hafelekar und Sonnblick dargestellt. Auf der Kanzelhöhe wurde am 16. Juli 2007 ein UV-Index-Wert von fast 10 gemessen. Der gleichmäßige Verlauf der Strahlung an diesem Tag lässt auf einen wolkenlosen Tag schließen. Die extreme UV-Intensität tritt auch in Verbindung mit sehr niedrigen Werten der Ozonschichtdicke (282,5 Dobson-Einheiten (DU), gemessen am Hohen Sonnblick) auf. Hingegen zeigt der zackige Verlauf der Kurven vom 2. Juli 2008 am Hafelekar sowie am Sonnblick gemessenen UV-Strahlung ist ersichtlich, dass die extremen UV-Werte einerseits durch die mit 297,8 DU relativ dünne Ozonschichtdicke und andererseits durch eine durch Bewölkung verursachte Strahlungsüberhöhung zustande kamen.

Im langwelligen Bereich spielt die Sonne als Strahlungsquelle eine untergeordnete Rolle. Alle Körper auf der Erdoberfläche sowie atmosphärischen Gase emittieren entsprechend ihrem spektralen Emissionsfaktor und dem Planckschen Gesetz Strahlung. Gase, die den Strahlungstransport im langwelligen Bereich beeinflussen, haben ihre Absorptionsbanden (die nach dem Kirchhoffschen Gesetz den Emissionsbanden entsprechen) im Bereich des sogenannten atmosphärischen Fensters zwischen 8 und 14 μm . Zu diesen Gasen zählen größtenteils homogen durchmischte Treibhausgase wie Kohlendioxid, Lachgas oder Methan. Wasserdampf, der große zeitliche und örtliche Inhomogenitäten aufweist, ist ebenfalls ein wichtiger Faktor.

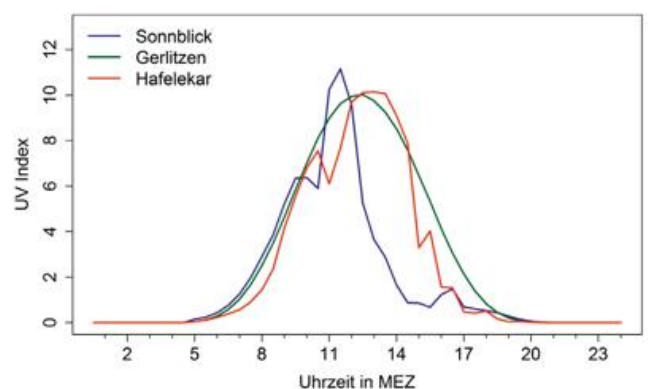


Abb. 2-6: Tagesgang des UV-Index für jene Tage, an denen die absoluten Maxima im Juli an den Stationen Sonnblick (3106 m Seehöhe), Hafelekar (2200 m Seehöhe) und Gerlitzten (1540 m Seehöhe) gemessen wurden. Die Maxima wurden am Hafelekar und am Sonnblick am 2. Juli 2008 und auf der Gerlitzten am 16. Juli 2007 gemessen. Der Tagesmittelwert der Ozonschichtdicke betrug 297,8 Dobson Einheiten (DU) am 2. Juli 2008 beziehungsweise 282,5 DU am 16. Juli 2007. Während die Strahlungskurve auf der Gerlitzten einen wolkenlosen Tag dokumentiert, deutet der am 2. Juli 2008 gemessene UV-Index auf Schwächungen der Strahlung beziehungsweise Strahlungsüberhöhungen durch Wolken hin.

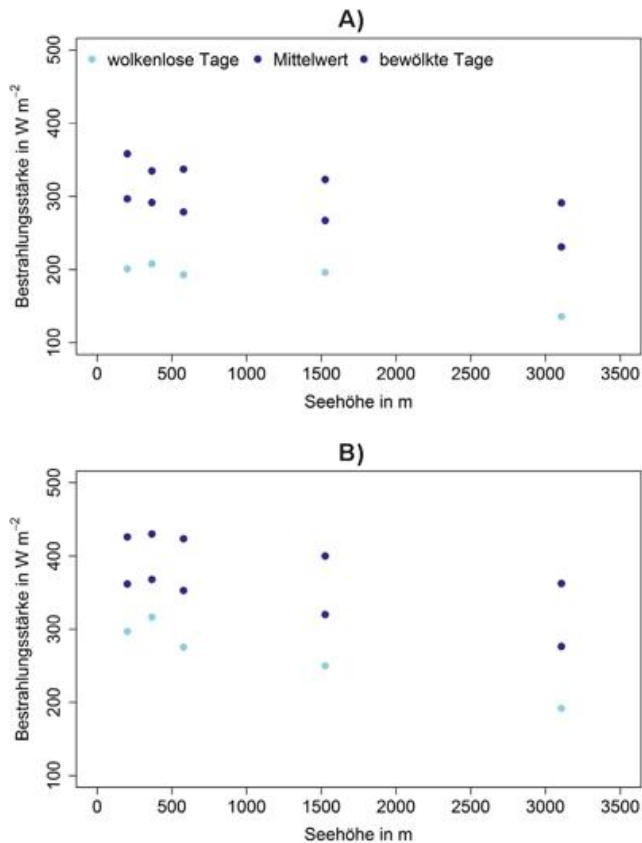
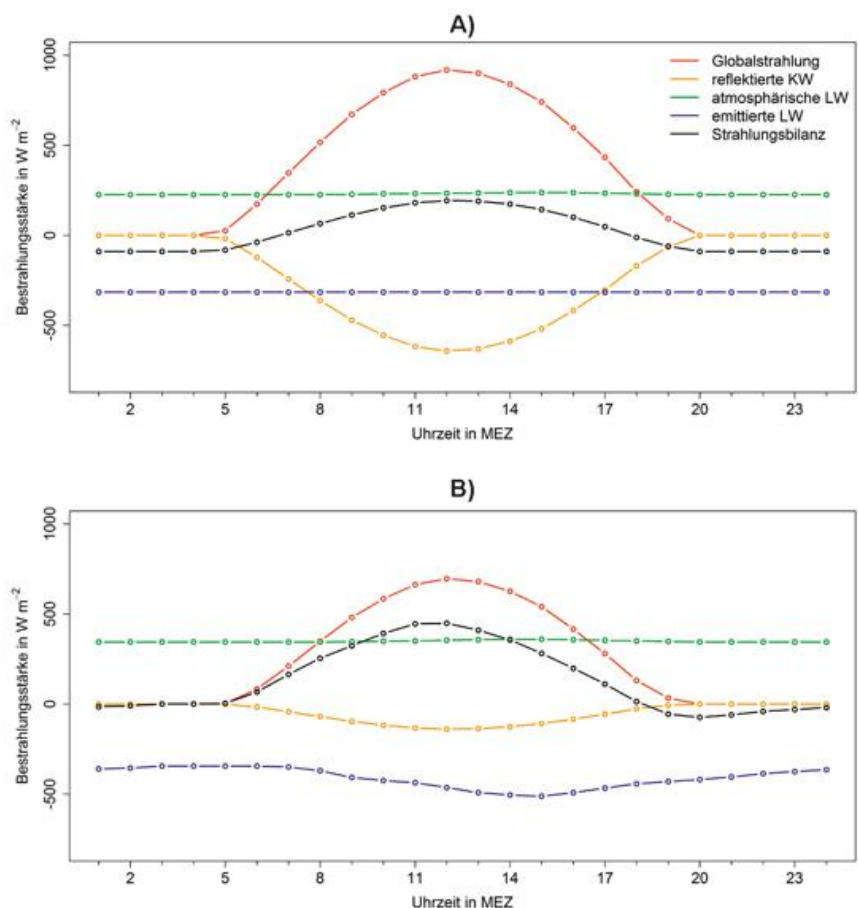


Abb. 2-7: Tagesmittelwert der langwelligen atmosphärischen Gegenstrahlung für die ARAD-Stationen Wien, Graz, Innsbruck, Kanzelhöhe und Sonnblick als Funktion der Seehöhe für die Monate Januar (A) und Juli (B). Der Mittelwert stellt den mittleren Tagesmittelwert für Januar beziehungsweise Juli für die ARAD-Messperiode 2011 bis 2015 dar. Außerdem werden typisch bewölkte Tage mit maximaler Intensität der langwelligen Strahlung und typische wolkenlose Tage, an denen Minima der langwelligen Strahlung erreicht werden, dargestellt.

Abb. 2-8: Tagesgang der kurzwelligen (KW) Globalstrahlung und reflektierten Strahlung, der langwelligen (LW) atmosphärischen und vom Boden emittierten Strahlung für einen wolkenlosen Tag Mitte Juli (A) im Hochgebirge (3106 m Seehöhe) und (B) Flachland (200 m Seehöhe). Die sich jeweils ergebende gesamte Strahlungsbilanz ist auch dargestellt. In den Modellberechnungen wurde die Temperatur der unteren atmosphärischen Schicht mit Hilfe von langjährigen Tagesgängen der Lufttemperatur am Sonnblick (A) und für Wien (B) berechnet. Für die Oberfläche wurde im Hochgebirge (A) ein Gletscher (Oberflächentemperatur konstant mit 0°C während des ganzen Tages angenommen) gewählt. Die Oberflächentemperatur für die tiefergelegene Station wurde gemessenen Daten der Oberflächentemperatur eines nackten Bodens an einem typischen Sommertag aus OKE (1987) entnommen. Aus diesen Oberflächentemperaturen wurde mittels Stefan-Boltzmann-Gesetz die nach oben gerichtete langwellige Strahlung berechnet.

genitäten aufweist, zählt auch zu den Treibhausgasen, die im langwelligen Bereich eine wichtige Rolle spielen. Neben der atmosphärischen Gaskonzentration beeinflusst die Lufttemperatur in der jeweiligen atmosphärischen Schicht ganz wesentlich die atmosphärische Gegenstrahlung (siehe Gleichung 1). Nach dem Stefan Boltzmann Gesetz nimmt die langwellige Emission mit der vierten Potenz der Temperatur des Körpers/Stoffes zu. Besondere Bedeutung kommt hierbei wiederum Wolken zu, da diese im Gegensatz zu Spurengasen, die nur in bestimmten Banden absorbieren und emittieren, mit schwarzen Körpern gleichzusetzen (das heißt $\epsilon_{\lambda} = 1$ für $\lambda = 3 - 100 \mu\text{m}$) sind, welche über den gesamten langwelligen Wellenlängenbereich maximal absorbieren und emittieren.

Das Höhenprofil der langwelligen atmosphärischen Gegenstrahlung zeigt aufgrund des negativen vertikalen Temperaturgradienten der Erdatmosphäre eine Abnahme der langwelligen atmosphärischen Strahlung. Minimalwerte der langwelligen Strahlung treten – im Gegensatz zur kurzwelligen Strahlung – bei wolkenlosem Himmel auf. Wolken, als schwarze Strahler, befinden sich in der Regel in den tieferen atmosphärischen Schichten, in denen höhere Temperaturen auftreten. Daher emittieren Wolken entsprechend mehr langwellige Strahlung als die wolkenlose Atmosphäre. Im Januar (Abb. 2-7 a) ist die atmosphärische Gegenstrahlung erwartungsgemäß wegen der niedrigeren atmosphärischen Temperaturen geringer (um etwa 50 bis 60 W m^{-2}) als im Juli (Abb. 2-7 b), in denen die Monatsmittelwerte je nach Seehöhe zwischen 290 und 360 W m^{-2} liegen.



3.2 Strahlungsbilanz

Die Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche ist die Differenz zwischen empfangener und abgegebener Strahlungsleistung. Sie stellt, neben der Advektion, die entscheidende Größe für die lokalen klimatischen Gegebenheiten (unter anderem für die auftretenden Oberflächen- und Lufttemperaturen) an einem Ort dar. In diesem Kapitel werden zuerst Verhältnisse bezogen auf eine horizontale Fläche ohne Horizonteinschränkung behandelt. Die in topographisch strukturiertem Gelände zusätzlich bedeutenden Einflussfaktoren (Beschattung, Neigung der Fläche, Horizontein-

Zahl der Schneedeckentage (definiert als Tage, an denen mindestens 50 % der umgebenden Flächen mit zumindest 1 cm Schneeschichtdicke bedeckt sind) stark mit der Seehöhe zunimmt, wird bedingt durch diese höhere Albedo eine geringere Netto-Strahlungsbilanz im kurzwelligen Bereich in größeren Höhen erwartet. Abb. 2-8 stellt Simulationsergebnisse des Tagesgangs der Strahlungsflüsse an einem typischen wolkenlosen Sommertag (15. Juli) an einem hochgelegenen alpinen Ort (3106 m Seehöhe) und an einem tiefergelegenen Ort (Seehöhe 200 m) mit der selben geographischen Breite dar. Diese Berechnungen wurden mit dem Modell „libRadtran“ (MAYER und KYLLING

2005, www.libradtran.org) durchgeführt. Bei dem höhergelegenen Ort wird angenommen, dass der fiktive Beobachter sich über einer Gletscherfläche mit einer konstanten Oberflächentemperatur von 0°C aufhält. Am tiefergelegenen Ort wurde ein für die nördliche Hemisphäre (49°N, in Kanada) typischer sommerlicher Verlauf der Oberflächentemperatur eines nackten Bodens aus OKE (1987) angenommen. Diese Oberflächentemperaturen werden für die Berechnung der mit Hilfe des Stefan Boltzmann Gesetzes nach oben gerichteten langwelligen Strahlungsemission des Bodens verwendet. Der direkte Vergleich zwischen dem höher und tiefer gelegenen Ort zeigt, dass am hochalpinen Standort eine höhere kurzwellige Globalstrahlung aber niedrigere langwellige atmosphärische Gegenstrahlung auftritt. Die durch die Gletscherfläche höhere Albedo (A , Annahme $A = 0,7$) führt zu einer viel höheren reflektierten Bestrahlungsstärke der einfallenden Strahlung, die in weiterer Folge untertags zu einer deutlichen Reduktion der Strahlungsbilanz führt. Da am tiefergelegenen Standort das Maximum der Oberflächentemperatur erst am frühen Nachmittag (etwa 15 Uhr) erreicht wird (Abb. 2-8 b) ergibt sich ein unsymmetrischer Verlauf der Strahlungsbilanz. Die Strahlungsbilanz erreicht auch dort die geringsten Werte (negative Werte) nach dem Sonnenuntergang, wo der Boden noch aufgeheizt ist und die nach oben gerichtete langwellige Strahlung etwas höher ist, und dagegen die kurzwellige einfallende Strahlung bei null liegt.

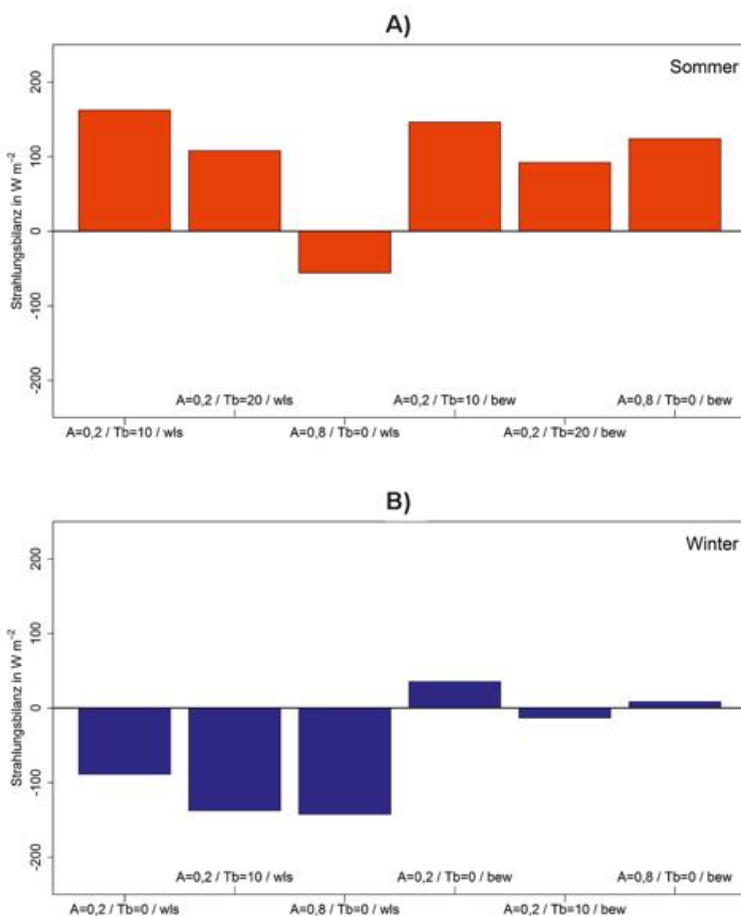


Abb. 2-9: Ergebnisse der Tagesmittelwerte der Strahlungsbilanz für ausgesuchte Szenarien für den Sommer (A) (15. Juli) und Winter (B) (15. Januar). Berechnungen wurden mit dem Strahlungübertragungsmodell „libRadtran“ für das Observatorium Sonnblick berechnet. A = Albedo, T_b = Oberflächentemperatur, wls = wolkenlos, bew = bewölkt.

schränkung, Mehrfachreflexionen) werden nachfolgend in Kapitel 4 besprochen. Auf einer horizontalen Fläche hängt im kurzwelligen Bereich der nach oben gerichtete Strahlungsfluss vorwiegend von der Albedo der Oberfläche ab. In weiterer Folge führt diese Zunahme der Albedo (zum Beispiel durch höher reflektierende Schneebedeckung), durch Mehrfachstreuungen zwischen Boden und Atmosphäre, zu einer leichten Zunahme der einfallenden (nach unten gerichteten) Strahlung. Die erhöhte Albedo führt gleichzeitig zu einer Abnahme der an der Erdoberfläche gespeicherten Energie (Abb. 2-8 und 2-9). Da die

Abb. 2-9 stellt den Tagesmittelwert der Netto-Strahlungsbilanz (der kurzwelligen und langwelligen Komponenten) für verschiedene Szenarien am Sonnblick (3106 m Seehöhe) dar: (1) für Änderungen der Bodenalbedo aufgrund von Schneebedeckung (Änderung von 0,2 auf 0,8), (2) für wolkenlose und bewölkte Tage (optische Dicke der Wolken = 15) und (3) für unterschiedliche Bodentemperaturen. Die Strahlungsbilanz erreicht im Sommer (Abb. 2-9 a) meistens positive Werte, während sie im Winter (Abb. 2-9 b) vor allem negative Werte aufweist. Eine erhöhte Albedo (zum Beispiel durch Schneebedeckung) führt zu einer starken Reduzierung der Strahlungsbilanz, obwohl die nach unten gerichtete kurzwellige Strahlung durch Mehrfachstreuung und Mehrfachreflexion zwischen Bodenoberfläche und Atmosphäre leicht erhöht

ist. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass die langwellige Strahlungsbilanz (Bodenemission und atmosphärische Gegenstrahlung) über den Tag eine sehr große Rolle spielt und zum Beispiel die erwartete Verminderung der Nettostrahlungsbilanz bei Bewölkung stark abfedert. Bei bewölkten Verhältnissen kann die langwellige Strahlungsbilanz um etwa 150 W/m^2 höhere Werte erreichen als unter wolkenlosen Verhältnissen. Die Bestimmung der Oberflächentemperatur bei fehlender Messung ist komplex, da diese von der gesamten Energiebilanz beeinflusst wird. Zur Bestimmung des in der Strahlungsbilanz benötigten Bodenwärmestroms ist die Kenntniss des latenten Wärmeflusses, der fühlbaren Wärme sowie genaue Kenntniss des vertikalen Bodentemperaturprofils und der Bodeneigenschaften (Bodenleitfähigkeit, spezifische Wärmekapazität und Dichte) von Nöten.

4 Einflussfaktoren auf das Strahlungsfeld im Hochgebirge: Vergleich mit Verhältnissen an niedrig gelegenen Standorten

Die Strahlungsabschwächung durch Wolken hängt von der optischen Dicke der Bewölkung ab. Diese wiederum wird maßgeblich vom Flüssigwassergehalt und von der vertikalen Ausdehnung und optische Dicke der Bewölkung bestimmt. Generell unterscheidet man entsprechend gängiger Klassifikationen zwischen tiefen, mittelhohen und hohen Wolken sowie Wolken mit großer Vertikalerstreckung. Hohe Wolken und Wolken mit großer Vertikalerstreckung reichen in der Regel bis zur Tropopause. Die maximal mögliche Mächtigkeit der Bewölkung wird verglichen mit Standorten im Flachland an höhergelegenen Observatorien kleinere Werte erreichen. Mittelhohe Wolken, die sich über den Gipfeln befinden, können aber auch höhere optische Dicken (zum Beispiel optische Dicken gleich 20) erreichen (International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP), www.ncdc.noaa.gov/isccp). Der mittlere Bewölkungsgrad ist stark von den lokalen meteorologischen Verhältnissen abhängig. In gebirgigen Regionen wie zum Beispiel dem Alpenraum tritt durch Konvektion und orographische Effekte im Sommer an höheren Standorten vermehrt Bewölkung auf. Im Winter ist dagegen die Sonnenscheindauer an diesen Orten (jenen, die über der Hochnebelschicht liegen) viel höher. Basierend auf den Daten der Wolkenklimatologie vom ISCCP wurden der Einfluss der Bewölkung auf die Tagesmittelwerte der Globalstrahlung für das Hochgebirge und für das umliegende Tiefland mittels libRadtran Simulationen abgeschätzt (Tabelle 2-2). Diese Simulationen ergaben Abnahmen der Globalstrahlung bei Bewölkung verglichen zu wolkenlosen Verhältnissen ca. zwischen 40 und 70 % bei einer für diese geographische Breite sehr realistischen optischen Dicke der Wolken gleich 15.

Aerosole stellen die schwebenden flüssigen und festen Partikeln in der Erdatmosphäre dar. Die Aerosolkonzentration ist durch anthropogene und natürliche Emissionen in den unteren atmosphärischen Schichten deutlich erhöht und nimmt mit zunehmender Seehöhe ab. Während die opti-

sche Dicke der Aerosole (Angström-Koeffizient) in den ersten 2000 m Werte zwischen 0,1 und 0,4 annimmt, liegt dieser Wert in Seehöhen über 3000 m zwischen 0,03 und 0,06 (WEIHS und WEBB 1997, WEIHS et al. 1999). Simulationen zeigen, dass sich aus diesem Unterschied in der Aerosolkonzentration Schwankungen von etwa 24 % im UV und im kurzwelligen sichtbaren Bereich im Tiefland aber von nur 3 bis 4 % im Hochgebirge ergeben.

Atmosphärische Gase absorbieren in bestimmten Wellenlängenbereichen, sogenannten Absorptionsbanden. Ozon hat unter anderem Absorptionsbanden im UV-Bereich zwischen 0,22 und 0,35 μm (Hartley- und Huggins-Banden), im sichtbaren Bereich bei 0,7 μm (Chappuis-Bande), sowie weitere Banden im langwelligen Bereich bei 4,7 und 9,6 (in der Mitte des atmosphärischen Fensters) und 14 μm . Da die Absorption im Bereich der Chappuis-Bande relativ gering ist, spielt Ozon vor allem im UV-Bereich und im langwelligen Bereich eine wichtige Rolle.

Um den Einfluss von Ozon auf die UV-Strahlung im Hochgebirge verglichen zum Tiefland zu verdeutlichen, wurden Simulationen mit einem Strahlungstransfermodell durchgeführt. In diesen Berechnungen wurde eine systematische Differenz von 10 % in der Ozonsäule, bedingt durch die unterschiedlichen Höhenlagen, angenommen (Tabelle 2-2). In den Strahlungstransfersimulationen wurde eine Veränderung der Ozonschichtdicke von 312 auf 272 DU im Sommer und 320 auf 230 DU im Winter angenommen, diese Veränderung entspricht dem Unterschied der jeweiligen langjährigen klimatologischen Mittel zu den gemessenen Minimalwerten. Diese Verminderungen der Ozonschichtdicke führen Berechnungen mit einem Strahlungstransfermodell zur Folge (unter wolkenlosen Bedingungen) zur Erhöhung der UV-Strahlung von 17 % im Sommer beziehungsweise von 36 % im Winter.

Des Weiteren wurde in diesen Berechnungen der Einfluss der atmosphärischen Gase Kohlendioxid, Lachgas und Methan als vernachlässigbar betrachtet (das heißt der Einfluss auf die Strahlungsintensität ist kleiner als 1 %). In Tabelle 2-2 ist auch der Einfluss der Bodenalbedo dargestellt. Die Albedo führt durch multiple Streuung und Reflexion zu einer Zunahme der einfallenden (nach unten gerichteten) Strahlung. Diese Zunahme kann zu relativen Zunahmen von 34 % im UV und 5 % im kurzwelligen Bereich führen.

5 Einfluss der Topographie auf das Strahlungsfeld

In der Regel werden Messungen der solaren kurzwelligen und der atmosphärischen langwelligen Strahlung an horizontalen Messplattformen mit möglichst geringer Horizontüberhöhung durchgeführt. Die Strahlungsflüsse in komplexem Gelände werden aber stark von der Topographie beeinflusst, die zu Einschränkungen des optimalen Horizonts und so zur Beschattungseffekten führen kann. Außerdem hat die Horizonteinschränkung auch einen Ein-

JANUAR							
Komponente	Annahme	Schwankung Hochgebirge			Schwankung Tiefland		
		UV	KW	LW	UV	KW	LW
Bewölkung	Unterschied von wolkenlos zu bewölkt (optische Dicke Wolken = 15)	-70.3 mW/m ² -51 %	-63,7 W/m ² -66 %	186 W/m ² 64 %	-59.5 mW/m ² -48 %	-56,6 W/m ² -65 %	120 W/m ² 33 %
Aerosole	Hochgebirge Angstrom Koeffizient von 0,03 auf 0,06, Tiefland von 0,1 auf 0,4	-5.5 mW/m ² -4 %	-3,5 W/m ² -3 %	-----	-28 mW/m ² -24 %	-16 W/m ² -24 %	-----
Ozon	Reduzierung der Ozonschichtdicke von 320 auf 230 DU	49.6 mW/m ² 36 %	0,6 W/m ² 0,6 %	0,74 W/m ² 0,24 %	42 mW/m ² 36 %	0,4 W/m ² 0,6 %	1,6 W/m ² 0,4 %
Wasserdampf	Reduzierung vom Flüssigwassergehalt um 75 %.	-----	4,3 W/m ² 4 %	7 W/m ² 10 %	-----	3,8 W/m ² 6 %	40 W/m ² 14 %
Albedo	Erhöhung von 0,2 auf 0,8	46.8 mW/m ² 34 %	5,7 W/m ² 5 %	-----	49 mW/m ² 42 %	4,5 W/m ² 7 %	-----
Vertikales Lufttemperatur Profil	Unterschied Modellatmosphäre Winter zu Sommer	-----	-----	70 W/m ² 19 %	-----	-----	70 W/m ² 24 %

JULI							
Komponente	Annahme	Schwankung Hochgebirge			Schwankung Tiefland		
		UV	KW	LW	UV	KW	LW
Bewölkung	Unterschied von wolkenlos zu bewölkt (optische Dicke Wolken = 15)	-617 mW/m ² -44 %	-216 W/m ² -54 %	181 W/m ² 50 %	-577 mW/m ² -44 %	-205 W/m ² -55 %	78,7 W/m ² 18,5 %
Aerosole	Hochgebirge Angstrom Koeffizient von 0,03 auf 0,06, Tiefland von 0,1 auf 0,4	-39.34 mW/m ² -3 %	5 W/m ² -2 %	-----	322.83 mW/m ² -23 %	-100 W/m ² -23 %	-----
Ozon	Reduzierung der Ozonschichtdicke von 312 auf 272 DU	222 mW/m ² 17 %	0,8 W/m ² 0,3 %	0,48 W/m ² 0,13 %	238 mW/m ² 17 %	0,7 W/m ² 0,3 %	0,7 W/m ² 0,16 %
Wasserdampf	Reduzierung vom Flüssigwassergehalt um 75 %.	-----	4 W/m ² 1,5 %	82,3 W/m ² 23 %	-----	3,4 W/m ² 6 %	92 W/m ² 22 %

Tab. 2-2: Veränderung der Tagesmittelwerte der Globalstrahlung im Januar und im Juli für das Hochgebirge (3100 m Seehöhe) und für eine Tieflandstation als Funktion von typischen Veränderungen von atmosphärischen Parametern (Bewölkung, Aerosole, Ozonschichtdicke, Wasserdampfgehalt, Lufttemperatur) und Veränderungen der Umwelt (Albedo). UV = ultravioletter Wellenlängenbereich, KW = kurzwelliger Wellenlängenbereich, LW = langwelliger Wellenlängenbereich. Annahmen über „typische Schwankungen“ beruhen bei der Bewölkung auf Daten des ISCCP, bei Aerosolen auf WEIHS et al. (1999) und WEIHS und WEBB (1997), bei Ozon auf Ozonmessdaten des Observatoriums Sonnblick, bei Wasserdampf auf meteorologische Daten der relativen Luftfeuchtigkeit, bei Albedo auf gängigen Literaturwerten und bei vertikalen atmosphärischen Profilen auf Modellatmosphären (US Standard Atmosphere, ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/us_standard.html).

fluss auf die diffuse Strahlung, die in der Regel bei niedriger Albedo reduziert, bei einer erhöhten Albedo aber erhöht werden kann. Die auf eine geneigte Fläche einfallende solare kurzwellige Strahlung hängt vom Winkel zwischen direkten Sonnenstrahlen und Fläche ab, wobei in der Regel durch Neigung eine höhere Horizonteinschränkung auftreten wird. Dies führt zu einer Abnahme der diffusen Strahlung bei niedriger Umgebungsalbedo beziehungsweise zu einer Erhöhung der diffusen Strahlung bei einer Erhöhung der Albedo.

Die emittierte langwellige Strahlung wird von der langwelligen abwärtsgerichteten Strahlung, vom Anteil des sichtbaren Himmelsgewölbes, und von der Emission der 3-D-Umgebung beeinflusst. Die Emission der 3-D-Umgebung wird von der Oberflächentemperatur und von der zwischen Sensor und emittierendem Körper stattfindenden Extinktion durch die Atmosphäre beeinflusst. PLÜSS und OHMURA (1997) haben gezeigt, dass nach den ersten 1000 m des optischen Wegs nach der Emission die Temperatur der Luftmassen im optischen Weg der ausschlaggebende Faktor für

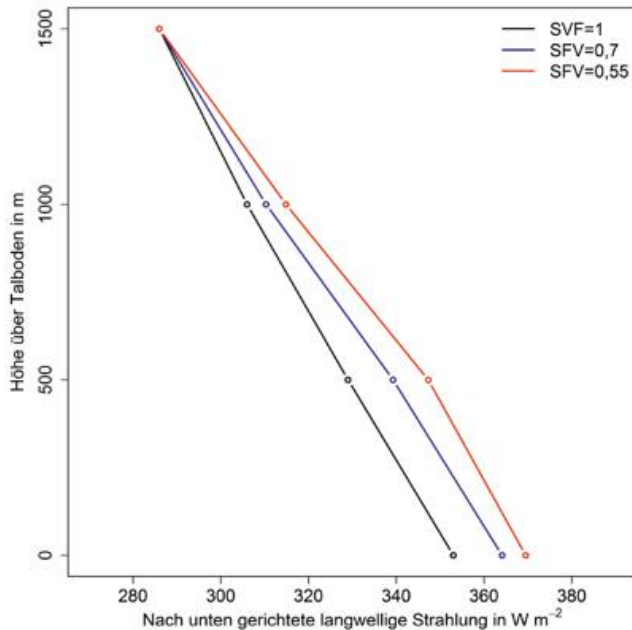


Abb. 2-10: Langwellige Strahlung in einem Tal in Abhängigkeit der Höhe über dem Talboden und des „Sky View Factors“ (SVF). Die Einflüsse der Atmosphäre auf die von den Hängen emittierte langwellige Strahlung wurden in der Berechnung vernachlässigt.

die langwellige Strahlungsintensität ist. Die topographische Struktur, geometrische Ausrichtung (bei Tälern), Reflexionseigenschaften der Oberflächen sowie Oberflächen- und atmosphärische Temperaturen haben sehr hohen Einfluss auf die Strahlungsflüsse in alpinem Gelände. Die unterschiedlichen Einflüsse der einzelnen Faktoren auf die kurzwelligen und langwelligen Strahlungsflüsse wurden in der Vergangenheit in einer Reihe von Messkampagnen (zum Beispiel MATZINGER et al. 2003) deutlich gezeigt.

Abb. 2-10 stellt Simulationen des vertikalen Profils der langwelligen abwärts gerichteten Strahlung in zwei Tälern, die jeweils einen Sky View Factor (SVF) von 0,77 beziehungsweise von 0,5 aufweisen, dar. Die Simulationen beruhen auf einem einfachen Modell, das unter anderem von MARKS und DOZIER (1979) verwendet wurde. Im Vergleich zu diesen Berechnungen ist auch das vertikale Profil der langwelligen nach unten gerichteten Strahlung über einer Ebene (SVF=1) dargestellt. Die Zunahme der langwelligen Strahlung mit abnehmender Seehöhe ist umso größer, je größer die Horizonteinschränkung ist. Dies steht mit der höheren Emission der Hänge der umgebenden Berge verglichen zur Emission der freien Atmosphäre im Zusammenhang.

Simulationen, in welchen die Abschwächung der von den Hängen emittierten Strahlung durch die dazwischenliegende Atmosphäre nicht berücksichtigt ist, zeigen den Einfluss der Topographie auf die langwellige Strahlung (bei SVF=0,55 etwa +20 W/m²). Die Oberflächentemperatur der Hänge der umgebenden Berge wurde mit 15°C angenommen. Eine derartige Abnahme der langwelligen Strahlung mit zunehmender Höhe in einem Tal verglichen zur freien Atmosphäre wurde in Feldmessungen unter anderem von MATZINGER et al. (2003) dokumentiert.

6 Resümee

Die Messung der einzelnen Strahlungsflüsse und die Wartung der hierzu benötigten Messgeräte stellt durch die rauen Umweltbedingungen eine besondere Herausforderung für das Strahlungs-Monitoring im (Hoch-) Gebirge dar. Generell wird durch die dünnere Atmosphäre im Gebirge eine Erhöhung der kurzwelligen globalen und direkten Strahlungsflüsse (auch im UV-Bereich) beobachtet. Dagegen ergeben sich im Bereich der diffusen Strahlung mit zunehmender Höhe nur geringfügige Veränderungen. Messungen und Modellsimulationen zeigen, dass dieser Seehöheneinfluss durch den Einfluss von Bewölkung stark überlagert wird. Weitere wichtige Einflussfaktoren auf das Strahlungsfeld in alpinem Gelände stellen die viel geringere Konzentration an Aerosolen in der Luft sowie die erhöhte Bodenalbedo durch Schneebedeckung (im Vergleich zum Tiefland) dar. Diese führen zu einer Erhöhung der Strahlung im UV und kurzwelligen Bereich. Im langwelligen Bereich ist vor allem der Einfluss atmosphärischer Spurenstoffe (und hier vor allem jener der homogen durchmischten Treibhausgase Kohlendioxid, Lachgas und Methan, sowie des räumlich variablen Wasserdampfs) sowie der Lufttemperatur in den verschiedenen vertikalen Schichten von Bedeutung. Des Weiteren werden die Strahlungsflüsse in komplexem Gelände stark von der Topographie beeinflusst. Hierbei ist vor allem der Einfluss der topographischen Struktur, geometrische Ausrichtung (bei Tälern), sowie Oberflächeneigenschaften von Bedeutung.

Literatur

- AMBACH, W., BLUMTHALER, M., 1987: Solare UV-Strahlung im Hochgebirge und ihre Bedeutung für den Menschen. *Ber. nat.-med. Verein Innsbruck* **74**, 7-17.
- LÖFFLER, H., 2012: Meteorologische Bodenmesstechnik. 3. Auflage. DWD, Offenbach, 234 Seiten.
- MARKS, D. DOZIER, J., 1979: A clear-sky longwave radiation model for remote alpine areas. *Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie* **27**, 159-78.
- MATZINGER, N., ANDRETT, A., VAN GORSEL, E., VOGT, R., OHMURA, A., ROTACH, M. W., 2003: Surface radiation budget in an Alpine valley. *Q.J.R.Meteor. Soc.* **129**, 877-895.
- MAYER, B., KYLLING, A., 2005: Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations – description and examples of use. *Atmos. Chem. Phys.* **5**, 1855-1877.
- OKE, T.R., 1987: Boundary layer climates. Taylor and Francis, second edition.
- OLEFS, M., BAUMGARTNER, D.J., OBLEITNER, F., BICHLER, C., FOELSCH, U., PIETSCH, H., RIEDER, H.E., WEIHS, P., GEYER, F., HAIDEN, T., SCHÖNER, W., 2016: The Austrian radiation monitoring network ARAD – best practice and added value. *Atmos. Meas. Tech.* **9**, 1513-1531.

- PLUESS, C. und OHMURA, A., 1997: Longwave radiation on snow-covered mountainous surfaces. *Journal of Applied Meteorology* 36, 6, 818-824.
- WEIHS, P., SIMIC, S., LAUBE, W., MIKIELEWICZ, W., RENGARAJAN, G., MANDL, M., 1999: Albedo influences on surface UV irradiance at the Sonnblick High Mountain Observatory (3106 m altitude). *J. Appl. Meteor.* 38, 11, 1599-1610.
- WEIHS, P., WEBB, A.R., 1997: Accuracy of spectral UV model calculations .1. Consideration of uncertainties in input parameters. *J. Geophys. Res. Atm.* 102, 1541-1550.

Kontakt

Prof. Dr. PHILIPP WEIHS
Institut für Meteorologie (BOKU-Met)
Universität für Bodenkultur
Peter-Jordan-Straße 82
A-1190 Wien
philipp.weihs@boku.ac.at

Ass.-Prof. Dr. HARALD RIEDER*
Wegener Center für Klima und Globalen Wandel
Karl-Franzens-Universität Graz
Brandhofgasse 5
A-8010 Graz
harald.rieder@uni-graz.at

DIETMAR BAUMGARTNER, Mag. rer. nat.
Observatorium Kanzelhöhe
für Sonnen- und Umweltforschung
Universität Graz
Kanzelhöhe 19
A-9521 Treffen
dietmar.baumgartner@uni-graz.at

Dr. MARC OLEFS
Abteilung für Klimaforschung - Klimafolgen
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Hohe Warte 38
A-1190 Wien
marc.olefs@zamg.ac.at

Prof. Dr. MARIO BLUMTHALER
Sektion für Biomedizinische Physik
Departement für Physiologie und Medizinische Physik
Medizinische Universität Innsbruck
Müllerstraße 44
A-6020 Innsbruck
mario.blumthaler@i-med.ac.at

MATTHIAS SCHWARZ**
Institut für Atmosphäre und Klima
ETH Zürich
Universitätsstraße 16
CH-8092 Zürich
matthias.schwarz@env.ethz.ch

HELGA PIETSCH, Mag. phil. Ing.
Institut für Geophysik, Astrophysik und Meteorologie
(IGAM)/Institut für Physik (IP) Universität Graz
Universitätsplatz 5/II
A-8010 Graz
helga.pietsch@uni-graz.at

Dr. STANA SIMIC
Institut für Meteorologie (BOKU-Met)
Universität für Bodenkultur
Peter-Jordan-Straße 82
A-1190 Wien
stana.simic@boku.ac.at

*) zugleich Institut für Geophysik, Astrophysik und Meteorologie/Institut für Physik, Universität Graz; Österreichisches Polarforschungsinstitut (APRI), Wien

**) zuvor Wegener Center für Klima und Globalen Wandel, Universität Graz

P. SEIBERT, R. STEINACKER

3 Thermische Windsysteme über alpiner Topografie

Thermal wind systems above alpine topography

Zusammenfassung

Über alpiner Topografie bilden sich bei gradientschwachen Wetterlagen charakteristische thermische Zirkulationen aus. Diese bestehen aus einem Hangwindssystem mit kompensierender Vertikalbewegung im Rest des Tales sowie einem talparallelen Windsystem als Folge der unterschiedlichen Tagesamplitude der Temperatur im Gebirgsinneren und dem umgebenden Flachland. Letzteres ist mit einer Ausgleichsströmung über der Kammhöhe verbunden. Diese Zirkulationen sind nicht nur für das Alpeninnere relevant, zum Beispiel für Schadstoff- und Lärmausbreitung, sondern exportieren auch Grenzschichtluft und darin enthaltene Beimengungen in die Atmosphäre über dem Gebirge.

Summary

Under weak-gradient conditions, characteristic thermal circulations form over alpine topography. They consist of a slope-wind system with compensating vertical motion over the rest of the valley and an along-valley wind system as consequence of the different diurnal temperature amplitudes in the interior of the mountain region and the surrounding lowlands. This latter circulation is connected with a compensating flow above the crest level. These circulations are not only relevant for the interior of the Alps (or other mountains), as for example for the dispersion of air pollution and the propagation of noise, but also export boundary-layer air and the trace substances contained into the atmosphere over the mountains.

1 Einleitung

1.1 Übersicht

In Gebirgen bilden sich – vor allem an windschwachen Schönwettertagen in der wärmeren Jahreszeit – Windsysteme mit regelmäßigem, tagesperiodischem Wechsel der Richtung. Diese Winde sind leicht wahrzunehmen und den Menschen bekannt, in vielen Tälern werden sie der „Obere“ oder „Untere“ genannt, zum Teil haben sie auch eigene Namen, wie etwa die „Ora del Garda“ im Trentino oder der Höllentäler im Schwarzwald. Die meteorologische Forschung hat sich diesen Winden schon früh zugewandt und es ist in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts ein grundlegendes Verständnis dieser Zirkulationen erreicht worden.

Gewöhnlich werden drei Arten von Winden unterschieden: die Hangwinde, die Talwinde und eine Ausgleichsströmung oberhalb der Berge. Die Erwärmung oder Abkühlung der geneigten Hänge zufolge ihrer Energiebilanz treibt eine hangparallele Strömung in einer relativ dünnen Luftschicht. Aus Kontinuitätsgründen kommt es innerhalb des Talquerschnitts dann zu Absinken (während des Hangaufwinds) oder Aufsteigen (mit Hangabwind), was

bei stabiler Schichtung eine adiabatische Erwärmung bzw. Abkühlung der ganzen Talatmosphäre bewirkt. Diese ist stärker als über der Ebene, primär weil die Energiebilanz sich im Gebirge auf ein kleineres Luftvolumen verteilt. So kommt es zu einem horizontalen Temperatur- und dann, im Sinne einer direkten thermischen Zirkulation, auch einem Druckgradienten, der einen Wind längs der Talachsen antreibt. Die Rückströmung oberhalb der Käme ist aber nicht mehr durch die Topografie kanalisiert, weshalb sie als eigene Strömung charakterisiert wird. Diese drei Bestandteile der thermischen Zirkulation im Gebirge werden in dieser Reihenfolge besprochen. Man sollte sich jedoch bewusst sein, dass es sich eigentlich nur um zwei Zirkulationsräder handelt, eines im Talquerschnitt, eines im Tal-längsschnitt kombiniert mit einer Strömungskomponente oberhalb der Käme.

Ein besonderer thermisch angetriebener Wind im Hochgebirge ist der katabatische Wind in der Kaltluftkappe, die sich über Gletschern (und auch Schneefeldern) in einer warmen Umgebung bildet, und als Gletscherwind bekannt ist. Auf einer größeren Skala können hier auch die katabatischen Winde der Antarktis erwähnt werden, die allerdings in diesem Artikel nicht näher diskutiert werden.

1.2 Nomenklatur

Die beiden Richtungen des Hangwindsystems werden übereinstimmend als Hangauf- und Hangabwind (englisch „up-slope“ und „down-slope wind“) bezeichnet. Sie sind Beispiele von anabatischen (aufwärts gerichteten) und katabatischen (abwärts gerichteten) Luftbewegungen, wobei vor allem der letztere Ausdruck weit verbreitet ist und auf alle Arten von schwerkraftgetriebenen Kaltluftabflüssen angewendet wird.

Im Falle der Winde in Tallängsrichtung findet sich häufig die Bezeichnung „Bergwind“ für den talaus wehenden und „Talwind“ für den talein wehenden Wind, analog zu Landwind und Seewind (Bezeichnung nach der Herkunft, wie auch bei den Himmelsrichtungen). Diese Bezeichnung ist allerdings nicht günstig, da die Bergwinde ja nicht von einem Berg ins Tal wehen oder umgekehrt (das ist eher bei den Hangwinden der Fall), sondern innerhalb des Tals. Deshalb ist die unmissverständliche Benennung als „Talauswind“ und „Taleinwind“ vorzuziehen. Diese ist auch korrekter als die Ausdrücke „Talauf-“ beziehungsweise „Talabwind“, welche sich vor allem in englischsprachiger Literatur („up-valley“ beziehungsweise „down-valley wind“) finden, da – wie noch ausgeführt wird – die Neigung des Talbodens keine notwendige Bedingung für das Talwindssystem darstellt.

1.3 Historischer Abriss

Die Erforschung der tagesperiodischen Gebirgswinde fällt vor allem in die 1920er und 1930er Jahre. Es standen Temperatur-, Wind- und Druckbeobachtungen aus den Tälern und von Bergstationen zur Verfügung. Außerdem wurden aerologische Messverfahren wie optisch verfolgte Pilotballone, zum Teil auch Radiosonden, eingesetzt. Geografische Schwerpunkte waren das Salzachtal, das Inntal und das Etschtal, aber auch an vielen anderen Orten wurden Untersuchungen angestellt. WAGNER (1938) gibt eine kurze Darstellung der vorangehenden Arbeiten und präsentiert bereits das im Abschnitt 1.1 vorgestellte Grundprinzip der drei Arten von Winden. Popularisiert wurde es aber durch die einleitende Zusammenfassung in DEFANT (1949) und vor allem die als Illustration beigegebene schematische Abbildung (Abb. 3-1). Die Veröffentlichung in englischer Sprache (DEFANT 1951) ließ dieses Schema dann weltweit bekannt werden. Ein wichtiger Meilenstein war auch das dynamische Modell der Hangwinde von PRANDTL (1942), das später vielfach weiter entwickelt wurde.

Um 1980 herum kam es zu einer Renaissance der Beschäftigung mit den thermischen Gebirgswindsystemen, einerseits durch Messkampagnen (Innsbrucker Hangwind-Experiment 1978, MESOKLIP im Oberrheingraben 1979, DISKUS im Dischmatal bei Davos 1980, MERKUR als Teil von ALPEX im Unterinntal 1982), andererseits durch statistische Analysen und konzeptuelle Modelle vornehmlich am meteorologischen Institut der Universität Innsbruck. Dort entstand auch eine englische Übersetzung der

klassischen Arbeiten samt einer kurzen Übersicht der erwähnten Feldprogramme (WHITEMAN und DREISEITL 1984). WHITEMAN (1990) trug zur raschen Verbreitung dieses Wissens bei, das sich auch in diversen Lehrbüchern findet, insbesondere WHITEMAN (2000) und BARRY (2008). An der Universität München wurden theoretische und vor allem numerische Untersuchungen vorangetrieben, mit Anwendung auch auf außereuropäische Hochgebirge (siehe zum Beispiel EGGER 1990, ZÄNGL et al. 2001, ZÄNGL 2004). Die neueste Zusammenfassung des Forschungsstandes findet sich bei ZARDI und WHITEMAN (2013), die auch auf die inzwischen recht zahlreichen Arbeiten aus Nordamerika eingehen. Wie zum Beispiel die Arbeit von NADEAU et al. (2012) zeigt, ist aber selbst in Bezug auf Beobachtungen in Fallstudien das Thema noch nicht erschöpft.

2 Die Hangwindzirkulation

2.1 Das Hangwindmodell von Prandtl

Die Theorie von PRANDTL (1942) liefert das Profil der Windgeschwindigkeit und der potentiellen Temperatur normal zu einem Hang unter vereinfachenden, aber für die Darstellung der wesentlichen Charakteristika ausreichenden Annahmen. Man verwendet ein natürliches Koordinatensystem, dessen Koordinaten wir wie üblich mit s (hangauf) und n (normal zum Hang in die Talatmosphäre gerichtet) bezeichnen. Die Verhältnisse werden bezüglich der Hangwindrichtung als homogen entlang des Hangs und als stationär angenommen, weiters wird auch die Variation quer zum Hang vernachlässigt. Die Theorie behandelt demnach ein im Wesentlichen 1,5-dimensionales Problem (Hangnormalrichtung plus Advektion in Hanglängsrichtung). Der Neigungswinkel des Hangs werde mit α bezeichnet. Die Variablen des mittleren (nicht turbulenten) Zustands werden in einen Anteil des Hangwindes und in einen Grundzustand zerlegt, wobei für den Grundzustand hydrostatisches Gleichgewicht angenommen und die Dichte ρ als konstant betrachtet wird. Damit erhalten wir für die Bewegungsgleichungen in Hangrichtung (Gleichung 1) und normal zum Hang (Gleichung 2)

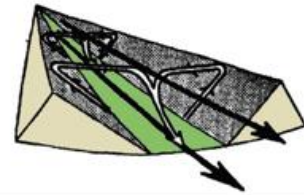
$$g \frac{\Delta\theta}{\theta} \sin \alpha = \frac{\partial \overline{v'_s v'_n}}{\partial n} \approx -K_m \frac{\partial^2 v_s}{\partial n^2} \quad (1)$$

$$g \frac{\Delta\theta}{\theta} \cos \alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (2)$$

wobei g die Schwerebeschleunigung ist, θ die potentielle Temperatur (die hier nur im Auftriebsparameter auftritt und wie üblich als konstant betrachtet wird) und $\Delta\theta$ die Abweichung der potentiellen Temperatur in der Hangwindrichtung von jener in der freien Talatmosphäre darstellt. Diese ist so wie die hangparallele Windkomponente v_s nur eine Funktion von n . Die linke Seite stellt den in die jeweilige Richtung wirkenden Anteil der Auftriebskraft

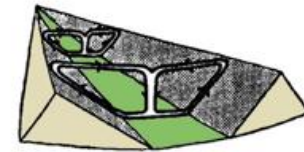
1 Sonnenaufgang

Beginnende Hangaufwinde
Noch Talauswind
Druckgefälle talaus
Tal kalt, Ebene relativ warm
Tal Erwärmung, Ebene Abkühlung



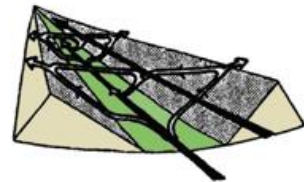
2 Vormittags (ca. 9 Uhr)

Starke Hangaufwinde
Übergang vom Talaus- zum Taleinwind
Druckgefälle: Null
Temperatur ausgeglichen
starke Erwärmung im Tal, geringe Änderung über der Ebene



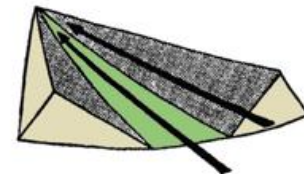
3 Mittag bis früher Nachmittag

Abflauende Hangaufwinde
Taleinwind in voller Entwicklung
Druckgefälle: talein
Tal warm, Ebene relativ kalt
keine wesentliche Temperaturänderung



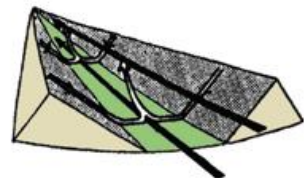
4 Später Nachmittag

Hangwinde erloschen
Taleinwind in gleicher Stärke, bis an die Hänge
Druckgefälle talein
Tal warm, Ebene relativ kalt.
im Tal langsam Abkühlung



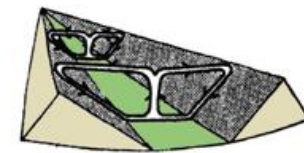
5 Abends

Einsetzende Hangabwinde
Talwind abflauend
Druckgefälle noch talein
im Tal wenig wärmer wie über Ebene
im Tal starke, Ebene nur geringe Abkühlung



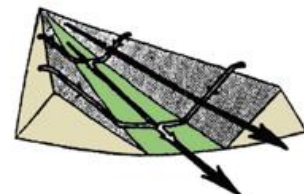
6 Später Abend bis erste Nachthälfte

Hangabwinde
Übergang vom Talein- zum Talauswind
Druckgefälle Null
Temperatur ausgeglichen
im Tal weitere starke Abkühlung



7 Nachts

Hangabwinde
Talauswind
Druckgefälle talaus
im Tale kalt, Ebene relativ warm
im Tale Abkühlung, über der Ebene geringe Abkühlung



8 Nachts bis morgens

Hangabwinde erloschen
Talauswind bis an die seitlichen Hänge
Druckgefälle talaus
im Tale kalt, über der Ebene wärmer
geringe Temperaturänderungen

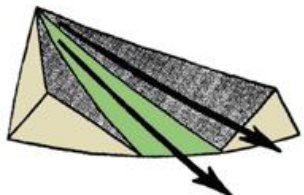


Abb. 3-1: Schema der Hang- und Talwinde (Abbildungen 1 bis 8 aus DEFANT 1949, „Schematische Darstellung eines Tales und der in ihm vorhandenen Luftströmungen an einem Normaltag“). Die Originallegenden wurden in leicht angepasster Form tabellarisch den Bildern zugeordnet.

dar; diese wird für den hangparallelen Wind durch die Reibung (Divergenz des turbulenten Impulsflusses normal zum Hang $\overline{v'_s v'_n}$) balanciert. Prandtl nimmt einen konstanten Diffusionskoeffizienten für Impuls K_m an, da er das Problem für eine laminare Strömung mit molekularer Reibung – ohne Kenntnis von Beobachtungen zu haben – formulierte (er skizzierte auch eine Version für turbulente Verhältnisse, allerdings mit einer über die Schichtdicke integrierten Formulierung). Später wurde, zum Beispiel von DEFANT (1949), ohne weiteren Kommentar der Diffusionskoeffizient als turbulent interpretiert, dabei aber weiterhin als konstant betrachtet, um zu einer einfachen Lösung zu gelangen. In hangnormaler Richtung erfolgt die Balancierung durch die Kraft zufolge des Gradienten des Abweichungsdrucks p , der hydrostatisch über die vom Hintergrundzustand abweichende Temperatur in der Hangwindschicht erzeugt wird; diese Beziehung (Gleichung 2) liefert keinen Beitrag zur Lösung, da der mittlere hangnormale Wind mit den gemachten Annahmen verschwindet. Aus Sicht des nichtrotierten Koordinatensystems folgt der Hangwind deshalb dem Hang, weil auch ein horizontaler Druckgradient vorhanden ist – je näher am Hang, umso dicker ist die darüber liegende Schicht mit abweichender Temperatur.

Zur Lösung wird noch eine thermodynamische Gleichung benötigt:

$$v_s \frac{\partial \theta_0}{\partial s} = - \frac{\partial \overline{v'_n \theta'}}{\partial n} \approx K_h \frac{\partial^2 \Delta \theta}{\partial n^2} \quad (3)$$

Die Advektion potentieller Temperatur ist nur durch die Änderung der Hintergrundtemperatur θ_0 längs des Hangs bedingt, und der stationäre Zustand wird durch die Divergenz des hangnormalen turbulenten Wärmestroms hergestellt; dieser wird ebenfalls mithilfe eines konstanten Diffusionskoeffizienten, K_h , angenähert. Im turbulenten Wärmefluss wird ausschließlich die Abweichungstemperatur berücksichtigt; dies ist zulässig, da die zweite Ableitung bei einer linearen Änderung der Hintergrundtemperatur mit der Höhe verschwindet. Der in Gleichung 3 erscheinende hangparallele Gradient der Hintergrundtemperatur wird sodann durch den vertikalen Gradienten ausgedrückt (z ist wie üblich die zum lokalen Zenit weisende Koordinate):

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial s} = \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \sin \alpha \quad (4)$$

Wird nun Gleichung 4 in Gleichung 3 eingesetzt und diese dann zweimal nach n differenziert, kann der Reibungsterm in Gleichung 1 mittels thermodynamischer Größen ausgedrückt werden, und man erhält eine gewöhnliche Differentialgleichung vierter Ordnung für $\Delta \theta(n)$. Diese kann integriert werden und man erhält schließlich die gesuchten hangnormalen Wind- und Temperaturprofile

$$v_s(n) = \Delta \theta(0) \sqrt{\frac{g}{K_m} \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial z} \right)^{-1}} e^{-\zeta} \sin \zeta \quad (5)$$

$$\Delta \theta(n) = \Delta \theta(0) e^{-\zeta} \cos \zeta \quad (6)$$

mit der normierten Vertikalkoordinate

$$\zeta = \frac{n}{L}; \quad L = \sqrt[4]{\frac{4K_m K_h}{g \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \sin^2 \alpha}} = \sqrt[4]{\frac{4K_m K_h}{N^2 \sin^2 \alpha}} = \sqrt{\frac{2K}{N \sin \alpha}} \quad (7)$$

wobei in der zweiten Form im Ausdruck für L die Brunt-Väisälä-Frequenz $N = \sqrt{g \frac{\partial \theta_0}{\partial z}}$ und schließlich ein geometrisch gemittelter Diffusionskoeffizient K mit $K^2 = K_m K_h$ verwendet wird. Für eine größenordnungsmäßige Abschätzung wählen wir $K_m = K_h = 5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\frac{\partial \theta_0}{\partial z} = 0,4 \cdot 10^{-2} \text{ K m}^{-1}$, (entspricht einem Gradienten der gewöhnlichen Temperatur $\frac{\partial T}{\partial z} = -0,6 \text{ K/100 m}$, $\frac{g}{\theta} = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ ms}^{-2} \text{ K}^{-1}$ und $\alpha = 35^\circ$). Damit erhalten wir für die charakteristische Tiefe der Hangwindschicht $L \approx 40 \text{ m}$. Die Höhe des Geschwindigkeitsmaximums n^* und die Höhe, in der v_s (erstmal) verschwindet, n_0 , lassen sich zu

$$n^* = \frac{\pi}{4} L; \quad n_0 = \pi L = 4n^* \quad (8)$$

ableiten, womit für unser Beispiel $n^* \approx 30 \text{ m}$ und $n_0 \approx 130 \text{ m}$ resultieren. Bei um einen Faktor 4 schwächerer oder stärkerer Turbulenz halbieren bzw. verdoppeln sich diese Werte.

Die Übertemperatur der Hangwindschicht ergibt sich als Funktion des fühlbaren Wärmestroms zu

$$\Delta \theta_0 = \frac{L}{K_h} \frac{Q_h}{\rho c_p} \quad (9)$$

womit aus $Q_h = 300 \text{ W m}^{-2}$ in unserem Beispiel rund 2,5 K resultieren. Damit können wir schließlich die Geschwindigkeit im Hangwindmaximum errechnen, rund $2,4 \text{ m s}^{-1}$. Alle diese Werte sind realistisch (DEFANT 1949).

Aus den resultierenden Profilen (Abb. 3-2) lässt sich ableiten, dass einerseits fühlbare Wärme vom Hang weg in die Luft transportiert wird, und andererseits Impuls vom Maximum des Hangwindes zur Oberfläche hin. Zusätzlich wird auch Impuls in die hangferneren Luftschichten transportiert, so dass die Hangwindschicht dicker ist als die Schicht mit einer Temperaturanomalie. Die Divergenz des fühlbaren Wärmestroms, proportional der zweiten Ableitung des Temperaturprofils, erwärmt die gesamte Hangwindschicht, wobei diese Erwärmung durch die Advektion kälterer Luft ausgeglichen wird. Um diesen Fluss sicherzustellen, kühlt sich die Luft außerhalb des Wendepunkts im Windprofil sogar auf Temperaturen unter jenen der freien Talatmosphäre ab. Der weitere Verlauf mit einer gedämpften periodischen Funktion wird zwar von der formalen Lösung produziert, ist aber praktisch bedeutungslos. Ein Gesamtbild der Temperaturverteilung über dem Hang erhält man allerdings nur, wenn man die Hintergrund- und Abweichungstemperaturen wieder aufsummiert (strichlierte Kurve in Abb. 3-2).

DEFANT (1949) und Andere haben gezeigt, dass man durch Wahl von geeigneten Werten für $K_{m,h}$ -Profile finden

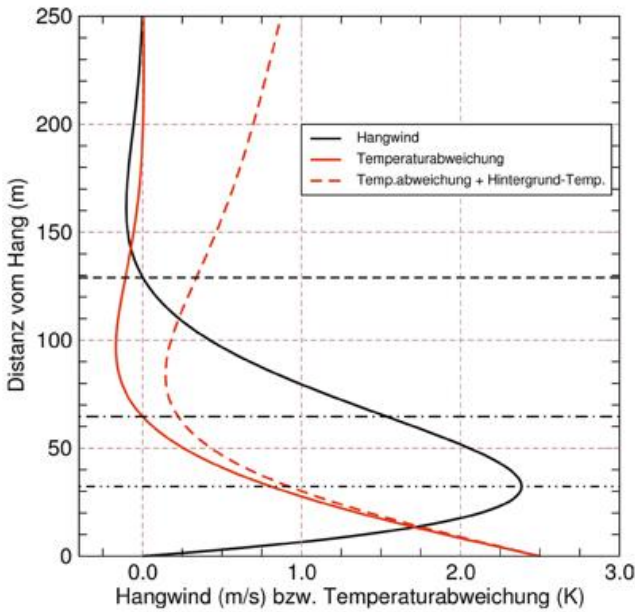


Abb. 3-2: Beispiel für typische Profile der hangparallelen Windgeschwindigkeit $v_s(z)$ und der Übertemperatur $\Delta\theta(z)$ der Hangwindschicht sowie der gesamten potentiellen Temperatur (als Abweichung vom Fußpunkt des Profils) nach der Hangwindtheorie von Prandtl mit den im Text definierten Zahlenwerten. Die horizontalen Linien bezeichnen (von unten) die Höhen des Windmaximums, des Vorzeichenwechsels für den Impulsfluss und der Temperaturabweichung sowie für den Hangwind (Dicke der Hangwindschicht).

kann, die Beobachtungen gut entsprechen; bis zum Windmaximum ist die Übereinstimmung exzellent, darüber wird – vor allem bei Hangaufwind – die Windgeschwindigkeit unterschätzt, wohl eine Folge der zu geringen turbulenten Diffusionskoeffizienten. In der Mitte eines weitgehend homogenen Hanges ist die wohl einschränkendste Annahme der Prandtl-Theorie jene, die den turbulenten Diffusionskoeffizienten als konstant betrachtet, obwohl bekanntlich nach der ebenfalls auf Prandtl sowie auf W. Schmidt zurück gehenden Theorie der oberflächennahen Grenzschicht („Prandtl-Schicht“) K proportional zu z ist.

Die zahlreichen Erweiterungen dieser Theorie berücksichtigen einen zeitlich variablen Antrieb und/oder eine Variation längs des Hanges, sei es aufgrund einer Variation der äußeren Antriebe, sei es durch Entrainment-Vorgänge im Verlauf des Hanges (siehe zum Beispiel ZARDI und SERAFIN 2015 und Abschnitt 5.1). Für ein Verständnis der grundlegenden Prozesse sind sie aber nicht erforderlich, zumal die Auswirkungen von Variationen längs des Hanges auf einfache Weise im nächsten Abschnitt behandelt werden.

2.2 Die energetische Theorie der Hangwinde von Vergeiner

Das Resultat der Theorie von PRANDTL (1942) ist im Wesentlichen eindimensional in Hangnormalrichtung, die Lösungskurve kann beliebig den Hang auf- und abwärts geschoben werden. Im Unterschied dazu haben VERGEINER (1982) beziehungsweise VERGEINER und DREISEITL (1987) die gesamte Zirkulation in einer halben Talscheibe

im Blickpunkt, wobei Symmetrie zwischen beiden Talseiten und weiterhin Homogenität in Tallängsrichtung sowie Stationarität angenommen werden (Abb. 3-3). Außerdem betrachten sie ein Integral über die gesamte Hangwindschicht; diese Theorie ist also ebenfalls 1,5-dimensional, nur dass die volle und die halbe Dimension im Vergleich zur Prandtl-Theorie vertauscht sind, wodurch sich eine erhebliche Vereinfachung ergibt. Als Ausgangspunkt dient die Betrachtung der Energiebilanz der Hangwindschicht in der Form

$$\rho c_p v_s H \frac{d\theta_0}{dz} + \rho c_p \frac{d}{dz}(v_s H) \Delta\theta = Q_H \tan^{-1} \alpha \quad (10)$$

wobei nun H die Höhe einer scharf begrenzten, aber längs des Hanges variablen Hangwindschicht darstellt, und Q_H die Heizung der Hangwindschicht durch die positive Wärmebilanz der Unterlage (wenn wir den Fall des Hangaufwinds betrachten, was wir in der Folge tun wollen). Wir bemerken, dass nur das Produkt $v_s H$ auftritt, welches die Dimension $m^3 s^{-1}$ hat und einen Volumenstrom darstellt. In diesem Modell ist also eine dünne Schicht mit kräftigem Wind einer dickeren Schicht und entsprechend schwächerem Wind äquivalent. Der erste Term repräsentiert die Leistung, die erforderlich ist, um diesen Volumenstrom in einer stabil geschichteten Umgebung aufrecht zu erhalten. Man beachte, dass diese unabhängig von der Übertemperatur der Hangwindschicht ist. Der zweite Term stellt den Wärmegewinn (Verlust) zufolge von Entrainment (Detrainment) dar. Das Q_H rechts bezieht sich auf eine horizontale Fläche. Alle Terme sind pro Höhenunterschied formuliert, weshalb Q_H mit dem Faktor $\sin \alpha$ und die Terme links mit $\cos \alpha$ (auf die rechte Seite gebracht ergibt sich dort der Cotangens) gewichtet werden.

Wenn wir zunächst die Stabilität im Tal als homogen annehmen, und ein Stück des Hanges als stärker geheizt betrachten, so sehen wir, dass $v_s H$ dort höher sein muss. Der Übergang wird durch den Entrainment-Term vermittelt –

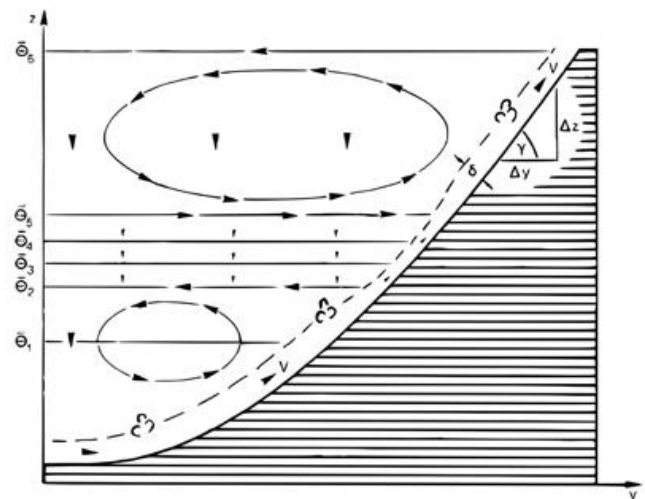


Abb. 3-3: Illustration der energetischen Theorie der Hangwinde am Beispiel eines Hangaufwinds und kompensierenden Absinkens bei Anwesenheit einer abgehobenen Inversion aus VERGEINER und DREISEITL (1987).

die zusätzliche Wärme vermag also eine gewisse Menge an Talluft um $\Delta\Theta$ zu erwärmen und kann so die Hangwind-schicht verstärken. Am oberen Ende einer solchen positiven Anomalie findet der umgekehrte Vorgang statt.

Eine zweite Betrachtungsoption ist es, den Wärmestrom am Boden als konstant anzunehmen, und die Effekte inhomogener Stabilität zu untersuchen, hier am für die Talatmosphäre typischen Beispiel einer stabilen Schicht (zum Beispiel abgehobene Inversion), wie in Abb. 3-3. Im Bereich der Inversion muss – bei sonst gleichbleibenden Parametern – der Volumenstrom der Hangwinde abnehmen, an ihrem Unterrand kommt es zu einer Divergenz. Umgekehrt am Oberrand: um wieder die vorherige Stärke anzunehmen, wird Luft aus der Talatmosphäre in den Hangwind einbezogen.

Da wir eine Symmetrie längs der Talachse und homogene Verhältnisse längs des Tals angenommen haben, muss es aus Kontinuitätsgründen im Talquerschnitt außerhalb der Hangwind-schicht zu Absinken kommen. Die Absinkgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Verhältnis der Hangwind-schichtdicke zur Talbreite, das bei einem größeren Tal etwa 1:100 ist, woraus eine Absinkgeschwindigkeit von etwa 1 cm s^{-1} resultiert. In einer Inversion muss das Absinken schwächer sein als bei geringer Stabilität. Offensichtlich ist die energetische Leistung der Erwärmung durch adiabatische Kompression in diesem kompensierenden Absinken gleich groß wie der erste Term in Gleichung 10, so dass über den ganzen Talquerschnitt außerhalb von Entrainment- beziehungsweise Detrainment-Zonen die Energiebilanz in jeder Schicht ausgeglichen ist: die Heizung vom Boden her erwärmt einerseits direkt die Hangwind-schicht, andererseits indirekt die gesamte Talatmosphäre. Als Nebeneffekte können wir erkennen, dass im Lauf der Zeit 1. die gesamte Stabilität in der Schicht unterhalb der Inversion abnimmt, selbst wenn sich über dem Talboden keine konvektive Grenzschicht ausbildet, 2. die Inversionsschicht langsam absinkt und 3. an Stärke noch etwas zunimmt. Diese Prozesse sind es, über die die Hangwindzirkulation eine Talwindzirkulation antreibt, wie im Abschnitt 3 ausgeführt wird.

2.3 Wärmebilanz von Hängen

Auch wenn für die bisherigen Überlegungen einfache Annahmen für die Wärmebilanz auf den Hängen ausreichend waren, ist eine detaillierte Betrachtung für das Verständnis der Vorgänge in der Praxis notwendig. Letztlich relevant ist der fühlbare Wärmestrom; dieser wird beeinflusst von 1. langweiliger Bilanz, 2. kurzweiliger Bilanz und 3. Bowen-Verhältnis (zwischen fühlbarem und latentem Wärmestrom) und Bodenwärmestrom.

Die langweilige Strahlungsbilanz unterscheidet sich in Gebirgstälern grundlegend von jener in der Ebene, da hier die Horizont einschränkung wesentlich ist. Aus jenen Richtungen, in denen die Topografie den Himmel verdeckt, entspricht die Temperatur der Gegenstrahlung auch im Fensterbereich der Oberflächentemperatur. In Tälern, ganz

besonders in engen und steilwandigen Tälern, ist daher die nächtliche Abkühlung gehemmt. Die langweilige Bilanz kann sich zwischen Kamm und Tal um einen Faktor 2 unterscheiden.

Auch für die kurzweilige Strahlungsbilanz spielt der Horizont wegen der Abschattung eine markante Rolle, wobei wegen des im Gebirge noch größeren Anteils der direkten Sonnenstrahlung die Hanggeometrie aber der wichtigste Parameter ist. Für den direkten Strahlungsgenuss einer Hangfläche ist der Cosinus des Winkels zwischen der Sonne und der Hangnormalen maßgeblich. Daher erhalten (in mittleren Breiten) steile Osthänge am Morgen die maximale Globalstrahlung, zu Mittag mäßig steile Südhänge, und am Abend steile Westhänge. Nordhänge erhalten je nach Jahreszeit und Neigung wenig bis keine direkte und daher auch weniger Globalstrahlung. Auch die Albedo ist im Gebirge auf kleinem Raum hoch variabel. Einerseits können dunkle Nadelwälder mit hellen Fels- und Schotterpartien abwechseln, andererseits tritt eine Schneedecke mit entsprechend hoher Albedo häufiger auf. Durch den Höhen- und Expositionseinfluss auf die Schneedecke variiert dieser Parameter auch räumlich stark.

Das Bowen-Verhältnis (fühlbarer zu latentem Wärmestrom) ist durch die Vegetation bestimmt und hat daher typischerweise einen Höhengradienten entsprechend den Vegetationsstufen: gut mit Wasser versorgte Wiesen am Talgrund, Wald auf dem unteren Teil der Hänge; darüber zunehmend spärlichere Vegetation von Almweiden über alpine Grasheide zum vegetationsarmen alpinen Ödland. Ein Teil der dadurch im Vergleich zu Wald und Wiese zusätzlich verfügbaren Energie geht allerdings in die Erwärmung des Bodens, die im Ödland eine deutlich größere Rolle spielt.

Eine besondere Rolle spielen naturgemäß Gletscher und Schneeflächen. In der großen Mehrzahl der alpinen Täler ist der Flächenanteil von Gletschern – sofern überhaupt vorhanden – gering und nur in wenigen Höhenstufen relevant. Anders ist es mit der temporären Schneedecke, die sich im Lauf des Frühjahrs nach oben hin und unter Ausbildung inhomogener Apermuster zurückzieht. Die Oberflächentemperatur von Schnee und Eis ist auf 0°C limitiert und Wasser zur Verdunstung steht immer zur Verfügung. Dies führt zum Phänomen des Gletscherwindes als besonderer Form des Hangabwindes (siehe Abschnitt 5.1).

All diese Faktoren müssen bei der Frage nach den konkreten Charakteristika der Hangwinde (Abschnitt 2.4), aber auch der Talwinde mit betrachtet werden.

2.4 Beobachtete Charakteristika der Hangwinde

Die Hangwinde reagieren rasch – innerhalb von Minuten – auf zeitliche Änderung des antreibenden fühlbaren Wärmestroms und auch auf Inhomogenitäten längs des Hangs. Da sich die Einstrahlung im Lauf des Tages systematisch ändert, verschieben sich die Regionen mit ma-



Abb. 3-4: Blick vom Brixental (Tirol) nach Osten in Richtung Hahnenkamm und Leoganger Steinberge am 16.9.2015 um 9:11 Uhr, anlässlich eines Ballonwettbewerbs (ein Ballon ist sichtbar). Es sind deutlich mehrere Dunstschichten im Tal erkennbar. Foto: R. Steinacker.

ximalem Hangaufwind entsprechend. Bei tiefem Sonnenstand ist es möglich, dass der fühlbare Wärmestrom auf beiden Talseiten entgegengesetzt gerichtet ist, und dementsprechend auf einer Talseite Hangaufwind, auf der anderen Hangabwind herrscht. In diesem Fall ist eine Querkirkulation im gesamten und nicht nur im halben Talquerschnitt zu erwarten. Im ost-west-gerichteten Inntal kommt es nicht selten vor, dass die Bäume und Felsen der Südhängen auch im Winter aper sind, während die Nordhängen schneebedeckt bleiben. Wenn dann die Sonne zu Mittag voll auf den Südhang scheint, kommt es auch hier zu einer Querkirkulation. Bei geringem fühlbarem Wärmestrom und starker Stabilität im Tal wird ein Hangaufwind auch tagsüber ausbleiben.

Wenn auf beiden Seiten eines Kammes Hangaufwinde wehen, konvergieren diese über dem Kamm, weshalb es dort bevorzugt zur Entwicklung konvektiver Wolken kommt. In kleinerem Maßstab finden wir dieses Phänomen auch über Seitenkammern und generell konvexen Geländeformen auf einem Hang. Dort kann es daher zur Ablösung der ansonsten dem Hang folgenden Thermikblasen und -schläuche kommen, ein von Segel- und Gleitschirmfliegern genutztes Phänomen.

Der Hangabwind unterscheidet sich vom Hangaufwind einerseits dadurch, dass die nächtliche Wärmebilanz wesentlich homogener und im Laufe der Nacht weniger variabel ist als die am Tag. Aus diesem Grund sind auch die Hangabwinde homogener. Zudem führen hier konvexe Geländeformen zur Sammlung von Kaltluftabflüssen. Die abgeflossene Kaltluft sammelt sich schließlich am Talgrund und baut dort eine bodennahe Inversion auf. Nach einer gewissen Zeit wird es darin stabil genug sein, um weiteren Hangabwind zunehmend abzuschwächen, zumal in den unteren Hangab-

schnitten die langwellige Bilanz weniger negativ ist. Auf diese Weise sammeln sich im Winter in den Alpentälern und -becken immer mächtigere Kaltluftkörper an, die oft auch bei Frontdurchgängen nicht ausgeräumt werden. Als Folge wechselnder Energiebilanzbedingungen und synoptischer Einflüsse kann eine komplexe, mehrfach geschichtete Inversionsstruktur entstehen, wie in Abb. 3-4 erkennbar.

In kaltluftgefüllten Tälern können Schwerewellen entstehen; in seltenen Fällen, wenn eine Inversionsobergrenze durch Stratus- oder Stratocumulusbewölkung erkennbar ist, sind diese auch unmittelbar wahrnehmbar. Diese Wellen interagieren mit Hangwinden, so dass auch diese oszillierenden Charakter annehmen können. Weitere Ursachen für dieses häufig zu beobachtende Phänomen können der Anstau auf einer Hangverflachung mit nachfolgendem Überlauf der Kaltluft sein, sowie wellenartige Phänomene innerhalb der abfließenden Kaltluftschicht. Dafür hat August Schmauß den Ausdruck „Luftlawinen“ geprägt.

3 Der Tagesverlauf der Temperatur im Tal und die Talwindzirkulation

3.1 Beziehung zwischen Talwind, Druck- und Temperaturunterschieden in Tallängsrichtung

Im Gegensatz zur Hangwindzirkulation oder der Land-Seewindzirkulation ist die Ursache für den thermischen Antrieb der Talwindzirkulation nicht unmittelbar einsichtig. Das Talwindsystem ist nämlich gerade in Tälern mit nahezu horizontalem Talboden besonders gut ausgeprägt. Talwinde können sogar entgegen dem Gefälle des Talbodens wehen, wie im Death Valley (Kalifornien) oder dem Oberengadin. Den Talwind als gröberskaligen

Hangwind zu deuten, ist demnach nicht möglich, auch wenn in steileren Tälern ein „Hangwind längs der Talsohle“ beim talparallelen Wind mitspielen mag.

Es wurde bereits Anfang des letzten Jahrhunderts festgestellt, dass die tagesperiodischen Druckamplituden in Tälern gegenüber der Ebene deutlich verstärkt sind. Aus der Tatsache, dass thermisch getriebene Zirkulationen geschlossen sind und somit dem Talwind oberhalb der Berggipfelle ein kompensierender „Antitalwind“ als Ausgleichsströmung entsprechen muss und die Strömung immer dem Druckgefälle folgt, muss es zwischen der Talwind- und der Antitalwindsschicht bei gradientschwacher synoptischer Lage ein Niveau geben, wo kein Druckunterschied zwischen Tal und Vorland existiert. Dieses Niveau liegt etwa im Bereich der Berggipfelle. Aus der vertikalen Druckdifferenz zwischen Berggipfel und Talboden bzw. Ebene lässt sich die barometrische Mitteltemperatur bestimmen. Die Tageswelle des Druckes in den Niederungen ist somit eng korreliert mit dem Tagesgang der Mitteltemperatur im Tal.

WAGNER (1932) fand, dass die Tagesamplitude der barometrischen Mitteltemperatur einer Talatmosphäre gegenüber einer gleich mächtigen Atmosphärenschicht über dem Flachland signifikant erhöht ist. Dabei bleibt das Verhältnis der Amplituden sowohl am Talboden als auch auf höheren Bergen unter jenem der barometrischen Mitteltemperatur. Dies bedeutet, dass dieser Unterschied besonders im mittleren Höhenbereich zwischen Talboden und Berggipfel ausgeprägt sein muss. AMSTLER (1952, unveröffentlichte Dissertation Univ. Innsbruck) verwendete parallele Druckmessungen am Inntalboden (Innsbruck, etwa 580 m NN), im ähnlich hoch gelegenen Flachland (München, etwa 550 m NN) und auf einem Berggipfel (Hafelekar, etwa 2240 m NN), um barometrisch die klimatologischen Verhältnisse der Tagesgänge der Temperatur zu bestimmen. Er fand, dass die gesamte Talatmosphäre im Inntal im Jahresmittel eine um mehr als den Faktor zwei höhere Tagesamplitude im Vergleich zur gleich dicken Atmosphärenschicht über München aufweist. Als bemerkenswertes weiteres Ergebnis zeigte sich, dass dieses Amplitudenverhältnis im Sommer deutlich geringere Werte aufweist als im Winter und vor allem im Herbst.

3.2 Der Einfluss der Flächen-Höhen-Verteilung und der Stabilität im Tal

Die Anwendung der für Mitteleuropa charakteristischen Heizwerte an Strahlungstagen („Gold'sche Werte“, REINHARDT 1971) zur Prognose des vertikalen Temperaturprofils in Nordalpentälern zeigte deutlich, dass die beobachtete Erwärmung, analog den Ergebnissen von Amstler, signifikant über der berechneten liegt. Dies führte zu Spekulationen, ob vielleicht die Nettostrahlungsbilanz und der fühlbare Wärmestrom im Gebirge um so viel höher seien als im Flachland. Es wurde empfohlen, im Gebirge um einen bestimmten Faktor erhöhte Gold'sche Werte zu verwenden.

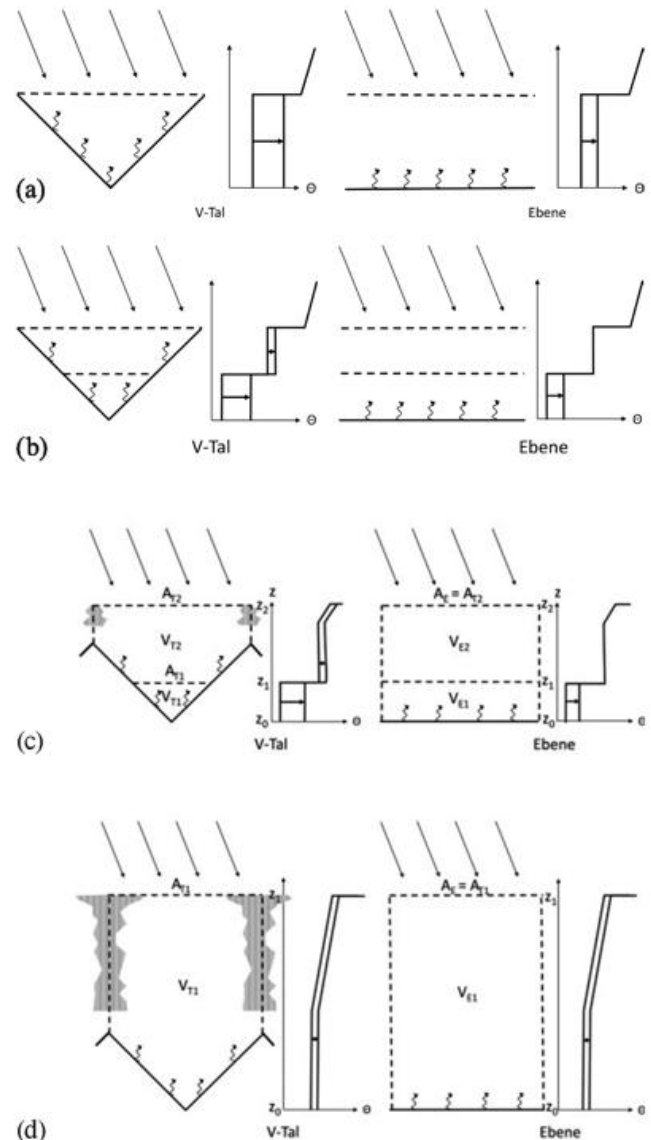


Abb. 3-5: Idealisierte Beispiele zum Verständnis der stärkeren Erwärmung eines Tales im Vergleich zur Ebene unter Berücksichtigung unterschiedlicher statischer Stabilitäten. (a) V-Tal mit durchmischter Atmosphäre und scharfer Inversion im Kammniveau. (b) V-Tal mit scharfer Inversion im Tal und im Kammniveau. (c) V-Tal mit scharfer Inversion im Tal und Inversion über Kammniveau. (d) V-Tal mit hochreichender Konvektion (hochreichend durchmischte Atmosphäre).

Erst um 1980 gelang erstmals, die offene Frage der so unterschiedlichen Temperaturamplituden in Tälern beziehungsweise Becken und im Flachland einer Klärung zuzuführen. PETKOVŠEK (1978) zeigte, dass die extrem niedrigen Minimumtemperaturen in Dolinen durch das vergleichsweise kleine Luftvolumen bezogen auf die Hangflächen, an denen die Energieumsätze stattfinden, erklärt werden können. NEININGER konnte 1982 durch mesoklimatologische Messungen im Oberwallis zeigen, dass der erhöhte Tagesgang einer Talatmosphäre durch die reduzierte Luftmasse in einem Tal bedingt ist. STEINACKER (1984) versuchte erstmalig, die Flächen-Höhen-Verteilung von Talabschnitten heranzuziehen, um eine Quantifizierung der erhöhten Erwärmungs- oder Abkühlungsraten einer Talatmosphäre zu erzielen.

Die physikalische Basis der Bestimmung der Heizung beziehungsweise Abkühlung der Talatmosphäre liegt in der Anwendung der energetischen Theorie der Hangwinde von VERGEINER (1982). Wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt, kommt demnach der Hangwind an einer scharfen Inversion fast völlig zum Erliegen. Nimmt man im einfachsten Fall an, dass die Talatmosphäre trockenisentrop geschichtet sei und durch eine extreme Inversion im Kammniveau von der freien Atmosphäre darüber getrennt ist, so verbleibt die an den Hängen umgesetzte Energie im Volumen unterhalb der Inversion (siehe Abb. 3-5a). Nimmt man des Weiteren an, dass das Tal ein reines V-Tal darstellt, ist leicht einsichtig, dass das Verhältnis der Erwärmung in einem solchen Tal im Vergleich zur Ebene genau den Wert zwei annimmt, sofern man dieselben fühlbaren Wärmeströme im Tal und in der Ebene annimmt und das Volumenverhältnis dem Massenverhältnis gleichsetzt.

Ein V-förmiges Tal bewirkt also einen Erwärmungsfaktor von 2 gegenüber einer Ebene, ein U-förmiges Tal einen Faktor von weniger als 2 und ein V-förmiges Tal einen Faktor von mehr als 2. Etwas später wurde dieses Volumenverhältnis durch MÜLLER und WHITEMAN (1988) „Topographic Amplification Factor“ (TAF) benannt:

$$TAF = \frac{A_T(z_T - z_0)}{V_T} = \frac{V_E}{V_T} \quad (11)$$

wobei A_T für die Grundfläche des Talsegments steht, $V_{T,E}$ für die Volumina des Talsegmentes und über einer Ebene derselben Grundfläche, und $z_{0,T}$ die Höhe des Talbodens und der Kämme bezeichnet (siehe auch Abb. 3-5a, b). Diese für jedes Segment eines Tales individuelle Größe steht allerdings mit der Erwärmungsrate beziehungsweise mit dem Verhältnis von Erwärmungsraten zwischen Tal und Ebene nur in einer sehr losen Verbindung und erlaubt deshalb keine geeignete Parametrisierung des unterschiedlichen thermischen Tal-Ebenen-Verhaltens.

Da die meisten Täler eher U-förmig als V-förmig sind, lässt sich das im Bereich des Innerts bei Innsbruck gefundene Verhältnis der Temperaturamplituden von 2,2 mit dem TAF allein nur schwer erklären, zumal die Talwindzirkulation ja mit Kaltluftadvektion aus der Ebene verbunden ist. Der Faktor für die erhöhte Temperaturamplitude im Innertal muss daher noch deutlich größer als der gefundene Wert von 2,2 sein. Einen entscheidenden Hinweis auf eine weitere Einflussgröße, die statische Stabilität der Atmosphäre, gibt die jahreszeitliche Variation, mit dem maximalen Verhältnis in der stabilen Jahreszeit (Herbst und Winter). Wenn wir das einfache Modell aus Abb. 3-5a so verändern, dass neben der scharfen Inversion im Kammniveau eine weitere scharfe Inversion unterhalb des Kammniveaus existiert, so bleibt entsprechend der Hangwindtheorie von VERGEINER die an den Hängen der Atmosphäre zugeführte fühlbare Wärme im jeweiligen, durch die Inversion begrenzten Volumen bestehen. Dies bedeutet, dass unterhalb der unteren Inversion die Erwärmungsrate bei einem V-Tal den Faktor 2 annimmt, jedoch in der darüber liegenden Schicht im Tal eine weitere Erwärmung durch die in diesem Höhenbereich liegenden Hangflächen zum Tragen kommt, während in diesem Bereich über der Ebene keinerlei Temperaturänderung durch fühlbare Wärme auftritt. Somit kann bei einer Konfiguration wie in Abb. 3-5b das Amplitudenverhältnis der Mitteltemperatur zwischen Tal und Ebene leicht auf Werte wesentlich über 2 ansteigen. Interessant dabei ist auch, dass sich trotz der insgesamt stärkeren Erwärmung im Tal Inversionen relativ lange halten können, weil im Gegensatz zur Ebene eine Erwärmung nicht nur unterhalb, sondern auch oberhalb der Inversion stattfindet.

Jeder vertikale Temperaturverlauf kann durch ein stufenartiges vertikales Temperaturprofil wie in Abb. 3-6 und daher durch zahlreiche Schichten, die durch Inversionen begrenzt sind, dargestellt werden. Aus dem Verhältnis der Bodenfläche δA innerhalb eines Höhenintervalls δz und dem Luft-

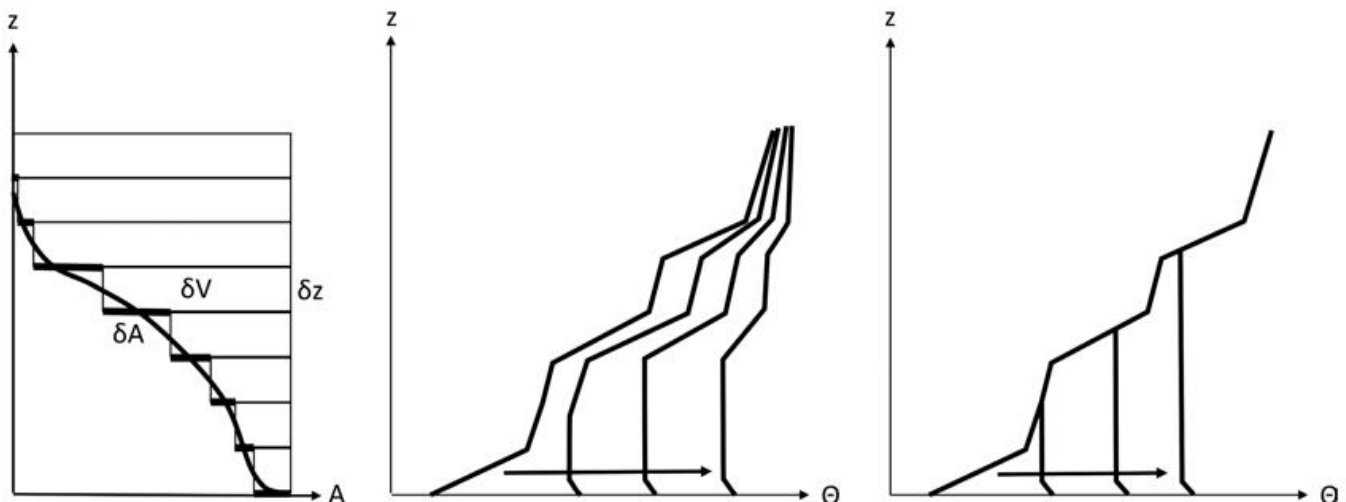


Abb. 3-6: Stufenrepräsentation der hypsographischen Kurve eines Talabschnitts (links) und Entwicklung des vertikalen Temperaturprofils im Tal (Mitte) und in der Ebene (rechts) bei stabiler Ausgangslage mit mehreren Inversionen.

volumen δV (Masse) kann ein „differenzieller topographischer Amplifizierungsfaktor“

$$DTAF = \frac{\delta A \delta z}{\delta V} \quad (12)$$

definiert werden, der die schichtweise Bestimmung der Temperaturänderung ermöglicht (STEINACKER 2007). Man benötigt dazu die Flächen-Höhen-Verteilung (hypsographische Kurve) eines Talabschnittes und kann dann modellieren, wie sich bei gegebener Ausgangsstabilität das vertikale Temperaturprofil entwickelt (Abb. 3-6). Ein solches thermodynamisches Modell, das seit mehreren Jahren erfolgreich für das Downscaling der alpinen Temperaturverteilung mit dem VERA-Verfahren Verwendung findet (STEINACKER et al. 2006) und in ähnlicher Weise auch für das ALPTHERM-Modell (LIECHTI und NEININGER 1994) eingesetzt wird, erklärt die wesentlichen Verhaltensmuster der Temperatur- und Druckverteilung im komplexen Gelände und somit die Talwindssysteme. Interessant dabei ist, dass trotz stärkerer Erwärmung einer Talatmosphäre eine abgehobene stabile Schicht („stable core“) im Tal durchaus länger erhalten bleiben kann als im Flachland, während die konvektive Grenzschicht über der Talsohle deutlich seichter bleibt. Dies ist, neben dem oben erwähnten geometrischen Mechanismus, auch die Folge des kompensierenden Absinkens zufolge der Hangaufwinde. In tiefen Alpentälern kann sich daher stabile Schichtung unterhalb des Kammniveaus den ganzen Tag halten – regelmäßig im Herbst und Winter, aber vielfach auch im Rest des Jahres. Stehen zuverlässige Druck- und Temperaturregistrierungen einer Tal- und einer nahe liegenden Gipfelstation zur Verfügung, ist es möglich, aus dem Unterschied zwischen arithmetischer und barometrischer Mitteltemperatur eine integrale Information über den Stabilitätsverlauf in der dazwischen liegenden Schicht als Funktion der Zeit zu gewinnen (NICKUS und VERGEINER 1984).

Die gemeinsame Betrachtung der hypsographischen Kurve und der statischen Stabilität der Atmosphäre erklärt den Unterschied zwischen Tag- und Nachtphase recht anschaulich. Während der tageszeitlichen Erwärmung werden infolge der im Allgemeinen mit der Höhe abnehmenden DTAF-Werte die unteren Schichten stärker erwärmt als die oberen Schichten. Dies führt dazu, dass nach einer gewissen Zeit die Schichtung in Bodennähe instabil wird. Konvektion sorgt in der Realität dafür, dass sich eine neutrale Schichtung (konvektive Grenzschicht) in diesem Bereich einstellt. Bei vergleichsweise geringer statischer Ausgangsstabilität und kräftiger fühlbarer Wärmezufuhr an einem sommerlichen Strahlungstag kann die durchmischte Schicht bis über das Kammniveau hinaus reichen (vergleiche Abb. 3-5c). Dies bedeutet, dass der Volumeneffekt immer geringer wird und schließlich bei entsprechend hochreichender Konvektion (in den Alpen in der Regel nur bei feuchter Konvektion) gänzlich verschwindet (vergleiche Abb. 3-5d). Dies steht in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung, dass an Tagen mit hochreichender Konvektion das Talwindregime trotz kräftiger fühlbarer Wärmezufuhr meist schlecht ausgeprägt ist,

und wohl die Ursache dafür, dass das Verhältnis der Temperaturamplituden zwischen Tal und Ebene im Sommer im Mittel am geringsten ist. In der Nacht wird der Volumeneffekt durch die zunehmende Stabilität im Laufe der Zeit immer bedeutsamer, so dass auch ein geringer (negativer) fühlbarer Wärmestrom zu einer wesentlich stärkeren Abkühlung der Talatmosphäre im Vergleich zum Flachland führt. Dies ist der Grund für die maximale Verhältniszahl der Temperaturamplituden im Herbst und Winter. Auch die Beobachtung, dass der tageszeitliche Taleinwind in Wüstengegenden – wenn überhaupt – recht schwach gegenüber den nächtlichen Talauswinden ausgeprägt ist, scheint durch die Rolle der Stabilität bedingt zu sein.

Für die Variation von Talwinden in Längsrichtung ist die Veränderung der Flächen-Höhen-Verteilung von entscheidender Bedeutung. Häufig steigt taleinwärts nicht nur der Talboden selbst an, sondern auch die seitlichen Bergkämme, wodurch es im Talverlauf selbst zu einer unterschiedlichen Heizung beziehungsweise Abkühlung kommt. Dementsprechend findet auch innerhalb eines Tales ein thermischer Antrieb statt. Durch Lidar-Messungen (RUCKER et al. 2008) konnten solche Änderungen der Windgeschwindigkeit und des Massenflusses längs eines Alpentales erstmals kontinuierlich dokumentiert werden. Wären sowohl die Talsohle als auch begrenzende Bergkämme gänzlich horizontal, so würde sich der Talwind im Wesentlichen auf den Bereich der differenziellen Erwärmung beziehungsweise Abkühlung an der Talmündung beschränken. Da diese aber auch bei realen Tälern im Bereich der Talmündung ihr Maximum hat, treten dort meist die stärksten thermisch induzierten Druckgradienten mit entsprechenden Beschleunigungen auf.

Wenn sich die Talbreite längs eines Tales verändert, so kommt es neben einer erzwungenen Geschwindigkeitsänderung infolge der Massenkontinuität auch zu einer Änderung der Flächen-Höhen-Verteilung. Bei Talbecken ist die Hangfläche im Vergleich zu einem Tal mit konstantem Querschnitt größer, was zu einem stärkeren thermischen Antrieb führt. Leicht einsichtig wird dieser Zusammenhang, wenn man das Verhältnis der Volumina einerseits eines Talbeckens (Mulde, Doline), idealisiert als auf der Spitze stehenden Kegel, mit einem Zylinder gleicher Grundfläche und andererseits die eines V-Tals, idealisiert als ein auf der Kante stehendes dreiseitiges Prisma, mit einem Quader gleicher Breite vergleicht. Während letzteres das bereits oben erläuterte Verhältnis von 2:1 ergibt, berechnet sich für die dolinenartige Struktur ein Verhältnis von 3:1. Bei stabilen Verhältnissen kann sich ein V-förmiges Becken also erheblich stärker erwärmen oder abkühlen als ein V-Tal. Die extremen Temperaturminima in Dolinen sind also nicht nur dem fehlenden Kaltluftabfluss, sondern auch dem TAF geschuldet.

Eine Variation des Talwindes in Querrichtung kann ausgeprägt sein, wenn die Talrichtung gekrümmt oder gar geknickt ist. Es kann dann sogar ein Richtungswechsel der talparallelen Strömung quer zum Tal auftreten oder zu ei-

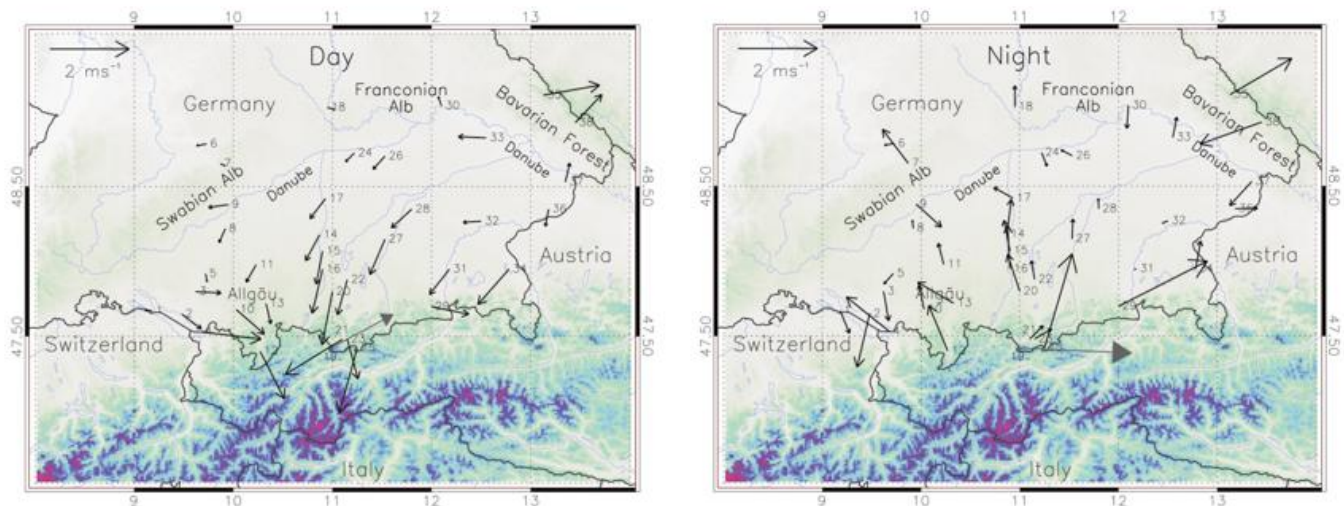


Abb. 3-7: Mittlere beobachtete Windgeschwindigkeit an 340 Tagen mit mindestens $20 \text{ MJm}^{-2}\text{d}^{-1}$ Globalstrahlung. Links: 8-20 Uhr MEZ; rechts: 20-8 Uhr MEZ. Die kleinen Zahlen bezeichnen lediglich die Stationsnummer. Der Pfeil mit ausgefülltem Kopf bezieht sich auf die Gipfelstation Zugspitze; es passt ebenfalls zum Muster der Ausgleichszirkulation, dass dieser tagüber eine Komponente zum Alpenvorland hin aufweist. Quelle: LUGAUER und WINKLER (2005).

ner Wirbelbildung (mit vertikaler, unter Umständen auch horizontaler Wirbelachse) kommen.

Da der Talwind als direkte thermische Zirkulation stets (potentiell) kältere Luft in Richtung der wärmeren Luft transportiert, kann es beim Zusammentreffen zweier unterschiedlich langer Täler oder zweier Täler mit unterschiedlicher Flächen-Höhen-Verteilung im Passbereich zu Anomalien kommen (Passwinde). Das bekannteste Beispiel hierfür ist der Malojawind, wo der Talwind des relativ kurzen und steilen Bergells auf den Talwind des obersten Inntales (Engadin) trifft. Der kühleren Bergell-Taleinwind strömt häufig etliche Kilometer talabwärts ins oberste Engadin. Ein ähnlicher Effekt existiert auch im obersten Wallis (Goms), wo kühleren Luft vom Schweizer Mittelland auf kurzem Weg über den Grimselpass ein Stück talabwärts strömt. Bekannt ist auch das Übergreifen der durch den Gardasee kühleren Ora del Garda hinab ins Etschtal nördlich von Trient (LAITI et al. 2013).

3.3 Der Einfluss des synoptischen Druckgradienten auf den Talwind

Der Einfluss eines synoptischen Druckgradienten auf den Talwind in breiten Tälern wie dem Oberrheingraben oder dem Owens Valley östlich der Sierra Nevada in Kalifornien ist meist sehr deutlich ausgeprägt. Die talparallele Komponente des synoptischen Druckgradienten dominiert über den in breiten Tälern meist geringen thermisch induzierten Gradienten und bewirkt eine kanalisierte Strömung. Dabei beträgt die Abweichung zur geostrophischen Windrichtung (in Richtung des tiefen Druckes hin) oft 90° oder sogar noch etwas mehr. Bei einem geostrophischen Wind aus dem Sektor Südwest bis Nordwest über dem grob nord-süd-gerichteten Oberrheingraben weht deshalb bei hinreichender Stabilität dort fast immer ein Südwind. Bei relativ schmalen und tief eingeschnittenen Tälern, wie sie im Alpengebiet typisch sind, ist der Einfluss des synoptischen Gradienten dagegen viel geringer. Die Ursache liegt – neben

der Magnitude der thermischen Gradienten – auch darin, dass durch die Überströmung der komplexen Topographie der Alpen die Druckverteilung im Kammniveau durch Gebirgswellen so stark gestört ist, dass kein klarer, geordneter synoptischer Druckgradient auf die Talatmosphäre wirkt. Bei einem annähernd talparallelen Gradientwind, kann in einem Tal ebenso eine Kanalisierung auftreten, was im Englischen als „forced channeling“ bezeichnet wird.

3.4 Beobachtungen

Der stärkste beobachtete Talwind der Erde scheint in den tief eingeschnittenen Tälern aufzutreten, die vom Südrand des Himalayas zum tibetischen Plateau führen, wie im bis zu 5 km tiefen Kali Gandaki in Nepal (EGGER et al. 2000, sowie Videos auf Youtube, in denen aufgewirbelter Staub die Windstärke illustriert). Windgeschwindigkeiten des nachmittäglichen Taleinwindes in der Größenordnung von 15 bis 20 ms^{-1} treten dort häufig auf. Hier kommt neben dem thermischen Antrieb der Talwindzirkulation aufgrund der Volumenreduktion noch ein zusätzlicher, größerskaliger Antrieb durch die Ausgleichsströmung vom Tiefland in das Hitzetief über Tibet zum Tragen.

Der Wechsel zwischen Talein- und Talauswind ist abhängig von der räumlich-zeitlichen Skala des thermischen Antriebs. Der Wind in einem kleinen Seitental mit 10 km Länge benötigt bereits oft mehr als eine Stunde, um nach dem Vorzeichenwechsel der Strahlungsbilanz zu reagieren. Die großen Alpentäler mit Längen von mehr als 100 km zeigen eine typische Zeitverschiebung von etlichen Stunden. Eine Statistik der Talwindphasen für das große Inntal und das kleinere Wipptal findet sich in DREISEITL et al. (1980). Das vertikale Windprofil des Talein- und Auswindes unterscheidet sich signifikant. Beim Talauswind liegt das Windmaximum infolge der stabilen bodennahen Schichtung wesentlich niedriger als beim Taleinwind. Zudem ist der Wind am Boden beim Taleinwind durch den verstärkten vertikalen Impulsaustausch wesentlich stärker und turbulenter als



Abb. 3-8: Satellitenbild des Alpen südosts zwischen Istrien (am rechten Bildrand) und dem gerade nicht mehr sichtbaren Comer See, am 21.9.2012, 10:40 UTC. Quelle: NASA public web site.

beim Talauswind. Die höchsten Windgeschwindigkeiten treten während des Taleinwindes typischerweise knapp vor Sonnenuntergang auf, wenn die vom Vorland ins Tal einströmende kühlere Luft nicht mehr erwärmt wird und wie eine Kaltfront taleinwärts vordringt.

3.5 Numerische Modellierung

Mit der Entwicklung von Modellen, die im Bereich einer Auflösung von unter 200 m (LES) bis 2 km operieren können, ist es möglich, die Talwindzirkulation numerisch zu simulieren. Einschränkend ist allerdings zu sagen, dass die Heizung durch Hänge und Hangwindzirkulation noch nicht unbedingt korrekt wiedergegeben wird. In einem Modellvergleich für idealisierte Bedingungen und weitgehend identische Parametrisierungsschemata ergaben sich für die meisten Modelle ähnliche Ergebnisse, wobei allerdings der Zeitpunkt des Umschlagens stärker variierte (SCHMIDLI et al. 2011, SCHMIDLI 2013). Das in diesen Arbeiten verwendete Talprofil ähnelt mehr Mittelgebirgstälern mit breiten Rücken als typischen Alpentälern mit steilen Gebirgskämmen. Aus diesem Grunde ist auch der Beitrag der von den breiten Höhenrücken ausgehenden Konvektion relativ stark ausgeprägt. Weiters wird eine relative geringe Anfangsstabilität der Talatmosphäre angenommen, so dass die Hangwindschicht längs des Hanges nicht durch eine Inversion unterbrochen ist. Durch die Einbeziehung einer oder mehrerer Inversionen im Tal oder in Höhe des Bergrückens oder durch Simulationen für den nächtlichen Talauswind könnte vermutlich eine noch bessere Übereinstimmung mit dem Konzept der Temperaturamplifizierung durch die Volumsreduktion im Tal hergestellt werden. Weitere Aspekte der numerischen Modellierung werden im Abschnitt 5.2 besprochen.

4 Die großräumige Ausgleichsströmung

Wir wollen die Ausgleichsströmung zunächst für die Situation tagsüber betrachten. Wenn Talwinde allseitig in ein Gebirgsmassiv einströmen (und die Luft dort überdies wärmer ist), muss es zu einer Konvergenz im Gebirgsinne-

ren und Aufsteigen der Luft kommen. Dieses Aufsteigen wird zum Teil durch die Hangwinde realisiert, zum Teil auch durch die Hebung der Luft beim Einströmen längs der Talachse, was zwar in den flachen Haupttälern kein wesentlicher Prozess ist, aber für die Talschlüsse und die kleinen, höher gelegenen Seitentäler doch relevant ist. Als Teil der direkten thermischen Zirkulation kommt es zu einer Druckerhöhung über dem mittleren Kammniveau gegenüber dem Flachland (hohe Bergstationen haben gegenüber Talstationen den umgekehrten Tagesgang im Luftdruck), und bei Fehlen eines synoptischen Windes zu entsprechendem Abströmen. Umgekehrt muss die aus dem Flachland in die Täler hineinfließende Luft nachgeschafft werden, so dass eine tendenziell geschlossene Zirkulation mit einer bodennahen Komponente zum Gebirge hin entsteht. LUGAUER und WINKLER (2005) konnten Indizien für diese Zirkulation in gemittelten Winddaten aus Südbayern nachweisen (Abb. 3-7, siehe auch WINKLER et al. 2006), wobei allerdings unklar bleibt, inwieweit diese Winde Hangwinde zufolge der schwachen Neigung des Alpenvorlandes sind.

Tatsächlich weht aber fast immer in Gipfelhöhe ein synoptisch angetriebener Wind, so dass die Zirkulation in der Regel nicht symmetrisch und auch nicht geschlossen sein wird. Durch diese Prozesse wird Luft aus der Grenzschicht in eine Höhe befördert, die für das Flachland meist bereits freie Atmosphäre darstellt. Nachts findet ein umgekehrter Prozess statt, wobei aber die Luft aus der freien Atmosphäre nicht unbedingt bis zum Talboden hinunter gelangen muss.

Thermische Zirkulationen im Gebirge stellen also neben frontalem Aufsteigen und Cumuluskonvektion einen wichtigen Mechanismus für den Austausch zwischen der Grenzschicht und der freien Atmosphäre dar (siehe auch Abschnitt 5-2). Wegen des täglichen Pulsierens wurde von LUGAUER und WINKLER (2005) für diesen Vorgang die Bezeichnung „alpines Pumpen“ („alpine pumping“) vorgeschlagen.

Das Einströmen und die Hebung von feuchter Luft in den Alpenraum ist an vielen Sommertagen in Satellitenbildern durch einen Cumulussaum entlang des Alpen südosts eindrucksvoll sichtbar (Abb. 3-8).

5 Besondere Anwendungen

5.1 Gletscherwind

Der persistente katabatische Wind, der auf Gletschern und Schneefeldern zu beobachten ist, wird als Gletscherwind („glacier wind“) bezeichnet. Er ist von großer praktischer Bedeutung, da er den fühlbaren und latenten Wärmestrom an der Gletscheroberfläche kontrolliert, die wiederum für die Ablation des Gletschers eine große Rolle spielen. Auf alpinen Gletschern beträgt die maximale Windgeschwindigkeit einige ms^{-1} und tritt nur 2 bis 3 m über der Oberfläche auf. Das Prandtl-Modell wurde für diesen Fall vielfach kritisiert, da es die unrealistische Annahme eines höhenkonstanten turbulenten Diffusionskoeffizienten K enthält, der aber für die turbulenten Flüsse wichtig erscheint. Auch die Monin-Obukhov-Theorie ist für Hangwinde nicht sehr geeignet, da das oberflächennahe Windmaximum mit der Voraussetzung eines vertikal konstanten Impulsflusses unvereinbar ist. Eine Erweiterung der Prandtl-Theorie für variable K -Profile wurde von GRISOGONO und OERLEMANS (2001) vorgelegt und von OERLEMANS und GRISOGONO (2002) auf den Gletscherwind angewendet.

Ein charakteristisches Phänomen beim Gletscherwind ist die Tatsache, dass die Temperatur einer schmelzenden Schnee- oder Eisoberfläche auf 0°C fixiert ist. Wenn die Lufttemperatur über 0°C liegt, ist somit ständig – auch tagsüber – die Voraussetzung für das Wehen des Gletscherwinds gegeben. Außerdem ist die Temperatur der schmelzenden Unterlage höhenunabhängig, während die Umgebungsluft nach unten hin wärmer wird. Dadurch nimmt der Temperaturunterschied zwischen Unterlage und freier Talatmosphäre nach unten deutlich zu. Das widerspricht der Homogenitätsannahme von Prandtl und auch der Annahme einer konstanten Übertemperatur von Vergeiner. Wenn zum Beispiel die Temperatur mit der Höhe um $0,6\text{ K}/100\text{ m}$ abnimmt, verändert sich der Temperaturunterschied um 3 K auf 500 m Höhenunterschied. GREULL und BÖHM (1998) verwerfen daher die Annahme der lokal geschlossenen Energiebilanz und erlauben eine Advektion. Man kann erwarten, dass es im Verlauf einer Gletscherwind-Stromlinie zu einer Zunahme des nach unten gerichteten fühlbaren Wärmestroms kommt, und als Folge davon zu Beschleunigung und/oder Entrainment. AYALA et al. (2015) zeigen, dass zusätzlich ein Entrainment-Term, der empirisch angepasst wird, erforderlich ist, um die beobachtete Temperaturverteilung innerhalb der Gletscherwindsschicht korrekt zu beschreiben. Das Zusammenwirken von kühlender Advektion und erwärmendem Entrainment kann zu einem Temperaturminimum in einer mittleren Zone des Gletschers führen. Weiters ist zu beachten, dass in einem Tal mit einer Gletscherzunge durchaus oberhalb der Gletscherwindsschicht tagsüber Taleinwind wehen kann, was die Scherturbulenz und damit das Entrainment verstärkt.

Die Ablation von Gletschern wurde vielfach erfolgreich mit der Temperatur in der freien Talatmosphäre über dem

Gletscher statistisch modelliert (siehe zum Beispiel HOCK 2005), ohne die Dynamik und Thermodynamik des Gletscherwinds aufzulösen, was aber eine Eichung mit Messdaten voraussetzt. Eine die Prozesse der Energiebilanz im Detail beschreibende Theorie, die auch Einflüsse der Änderung von beteiligten Parametern vorhersagen könnte, fehlt aber noch (HOCK 2005).

5.2 Spurenstofftransporte

Die thermisch angetriebenen Zirkulationen im Gebirge und die besondere thermische Struktur in Gebirgstälern haben großen Einfluss auf die Transporte von Spurenstoffen. Dies betrifft Luftschadstoffe, aber auch Treibhausgase und natürliche Spurenstoffe wie insbesondere Wasserdampf. Wir können zumindest folgende Prozesse beziehungsweise Eigenheiten unterscheiden: 1. Verringerte Verdünnung von im Tal emittierten Luftschadstoffen, 2. Transporte längs des Tals, insbesondere die Möglichkeit der Rezirkulation von Luftmassen, 3. Austausch von Luftmassen und ihren Beimengungen zwischen Tal und Berg durch die Hangwindzirkulation, 4. Beeinflussung der Spurenstoff-Konzentrationen, die an Bergobservatorien gemessen werden, 5. Vertikaltransport von Spurenstoffen aus bodennahen Schichten in die freie Troposphäre durch thermische Zirkulationen im Gebirge. Eine Reihe von internationalen Projekten haben sich schwerpunktmäßig mit diesbezüglichen Fragestellungen befasst, unter anderem ALPTRAC (WAGENBACH 2000), TRACT (FIEDLER und BORRELL 2000), VOTALP (WOTAWA und KROMP-KOLB 2000) und ALPNAP (HEIMANN et al. 2007).

5.2.1 Luftschadstoff-Situation in Alpentälern

Es ist seit langem bekannt, dass der Luftmassenaustausch in alpinen Tälern und Becken gegenüber dem Flachland herabgesetzt ist und somit dieselben Emissionen zu – unter Umständen erheblich – höheren Immissionen führen, insbesondere in der kalten Jahreszeit. Die wichtigste Ursache dafür ist die in Abschnitt 2.4 diskutierte Ansammlung von Kaltluft und damit verbunden stark stabile Schichtung in Tälern. Synoptische Winde setzen sich selten bis in den Talgrund durch, und die Windgeschwindigkeit zufolge der Talwindzirkulation ist meist deutlich schwächer als der Wind außerhalb des Gebirges. Zudem kann durch den tagesperiodischen Wechsel der im Tal kanalisierten Winde belastete Luft rezirkulieren, wobei die Hangwinde nur einen durch die Stabilität begrenzten und speziell im Winter meist geringen Austausch bewirken. Dies wird zum Beispiel durch die Ergebnisse von WOTAWA et al. (2000) illustriert: Ein statistisches Modell mit aktuellen meteorologischen und Emissionsdaten als Input erklärt für den Bereich Innsbruck im Winter nur rund 30% der Varianz; wenn man jedoch die Konzentration am Vortag mit einbezieht, steigt dieser Wert auf rund 70% (73% nachts und 66% tags). Zudem ist die Frühspitze im Mittel um einen Faktor 9 (!) höher als an einem Flachlandstandort südlich von Wien mit vergleichbaren Verkehrsemissionen.

In den Jahren 2005 bis 2007 widmete sich das INTERREG-Projekt ALPNAP dem Thema Luftverschmutzung, Verkehrslärm und Gesundheit im Alpenraum (<http://www.alpnep.org>). Das als Resultat des Projekts produzierte Handbuch (HEIMANN et al. 2007) wird zur vertieften Beschäftigung mit dieser Problematik empfohlen.

5.2.2 Vertikaltransport von Luftbeimengungen

Nächtliche Hangabwinde können frische Luft in belastete Gebiete, zum Beispiel von Städten, heranzuführen. Die Stadtklimatologie spricht hier von „Frischluftschneisen“. Allerdings ist die Wirksamkeit dieses Prozesses in tiefen Tälern begrenzt, durch die zunehmende Stabilisierung der Schichtung im Bereich des Talbodens, oder aber auch durch die mögliche Advektion von tagsüber in höheren Schichten akkumulierten oder großräumig herangeführten Schadstoffen. So kann zum Beispiel ozonbelastete Luft aus höheren Schichten ins Tal gelangen (PRÉVÔT et al. 2000b, SEIBERT et al. 2000).

Umgekehrt wird entlang eines sonnenbeschienenen Hanges schadstoffbelastete Luft vom Talboden in Regionen mit sehr geringen Emissionen transportiert. Dies führt insbesondere dazu, dass Spurenstoff-Messungen auf Bergobservatorien relativ häufig von Emissionen in den Tälern oder dem angrenzenden Flachland beeinflusst werden. Seit den 1980er Jahren werden auf den alpinen Hochgebirgsobservatorien Sonnblick und Jungfraujoch (später auch auf der Zugspitze beziehungsweise am Schneefernerhaus) in zunehmendem Ausmaß auch Spurenstoffbeobachtungen durchgeführt. In den 1990er Jahren wurden im Projekt ALPTRAC (WAGENBACH 2000) Spurenstoffe an hochalpinen Standorten in der Luft und in der Schneedecke untersucht, in der Erwartung, dort Hintergrundbedingungen vorzufinden. Es zeigte sich aber, dass relativ häufig erhöhte Konzentrationen von Wasserdampf, anthropogenem Aerosol und anderen Grenzschichttracern gefunden wurden, selbst an einem Standort wie dem Jungfraujoch, das auf rund 3500 m liegt und dessen unmittelbare Umgebung stark vergletschert ist (GÄGGLER et al. 1995, BALTENSPERGER et al. 1997, SEIBERT et al. 1998). Aus dem Tagesverlauf mit einem Maximum am Nachmittag bis Abend und dem bevorzugten Auftreten dieser Grenzschichttracern unter weniger stabilen Verhältnissen geht hervor, dass thermische Zirkulationen eine wesentliche Rolle dabei spielen. Auch wenn diese nicht bis zu den vergletscherten Kämmen reichen, bringen sie Grenzschichtluft doch so weit in die Höhe, dass der restliche Transport durch den synoptischen Wind und dynamische Hebung bewerkstelligt werden kann. Allfällige Bildung konvektiver oder auch dynamischer Hebungswolken erleichtert diesen Prozess weiter (Abb. 3-9).

Diese Problematik macht es schwierig, solche Messungen korrekt in der inversen Modellierung von Spurenstoffquellen einzubauen (STOHL et al. 2009, BRUNNER et al. 2013). Man versucht, dem durch Datenfilter entgegenzuwirken, bei denen Messungen mit Einfluss aus dem Nah-

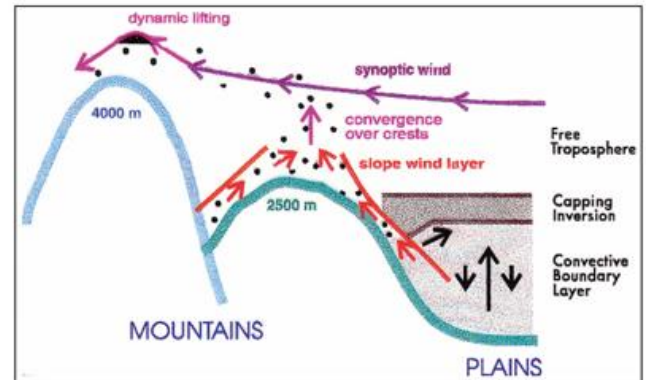


Abb. 3-9: Schematische Darstellung der Mechanismen des Transports von Grenzschichtluft bis zu den höchsten Gipfeln, nach SEIBERT 1996.

oder Regionalbereich ausgeschlossen werden sollen. Diese Filter können zum Beispiel auf Perzentilen oder einer Auswahl der Tageszeit beruhen, oder auch Messdaten geeigneter Tracer wie Wasserdampf oder Radon verwenden. Die Verwendung von Modelldaten mit hoher Auflösung bringt hier einen großen Gewinn (LANGHANS et al. 2013), aber auch bei 2 km (operationell bei MeteoSchweiz) werden noch nicht alle Prozesse realistisch beschrieben.

Vertikale Transportprozesse durch thermische Zirkulation in Gebirgen sind auch regional und möglicherweise global von Bedeutung für den Austausch von Spurenstoffen und Wasserdampf, unter Umständen auch von fühlbarer Wärme, zwischen Grenzschicht und freier Atmosphäre. Dies wurde zuerst für die Iberische Halbinsel (MILLAN et al. 1996, und andere Arbeiten des Autors) und Südkalifornien (LU und TURCO 1994) erkannt.

Im Alpenraum haben im Rahmen des bereits erwähnten Projekts VOTALP FURGER et al. (2000) sowie PRÉVÔT et al. (2000a) festgestellt, dass Hangwinde wesentlich für den Export von Luftschadstoffen in die Atmosphäre über den Bergkämmen sind. Im Nachfolgeprojekt CHAPOP konnten HENNE et al. (2004) dies auch anhand von flugzeuggestützten Lidarmessungen anschaulich demonstrieren. Sie prägten auch den Begriff des „topographic venting“. HENNE et al. (2005) konnten dann diese Effekte auch in Radiosondendaten aus Payerne und Mailand als Erhöhung der spezifischen Feuchte um bis zu einem Drittel in der Schicht von 2500 bis 4000 m bei der Überquerung der Alpen nachweisen. Schließlich gelang WEIGEL et al. (2007) im Kontext des Projekts MAP mittels ARPS-Simulationen eine realistische numerische Reproduktion und Quantifizierung dieses Phänomens für das Leventina-Tal südlich des Gotthard-Passes. Ähnlich wie HENNE et al. (2004) konnten GOHM et al. (2009) im Inntal die Transportprozesse durch einen asymmetrischen Hangwind anhand der aus dem Flugzeug gemessenen Aerosolverteilung eindrucksvoll demonstrieren (Abb. 3-10); in dieser Abbildung ist auch erkennbar, dass die Stabilitätszunahme in etwa 1200 m NN mit einem starken Detrainment einhergeht, entsprechend der Theorie von Vergeiner.

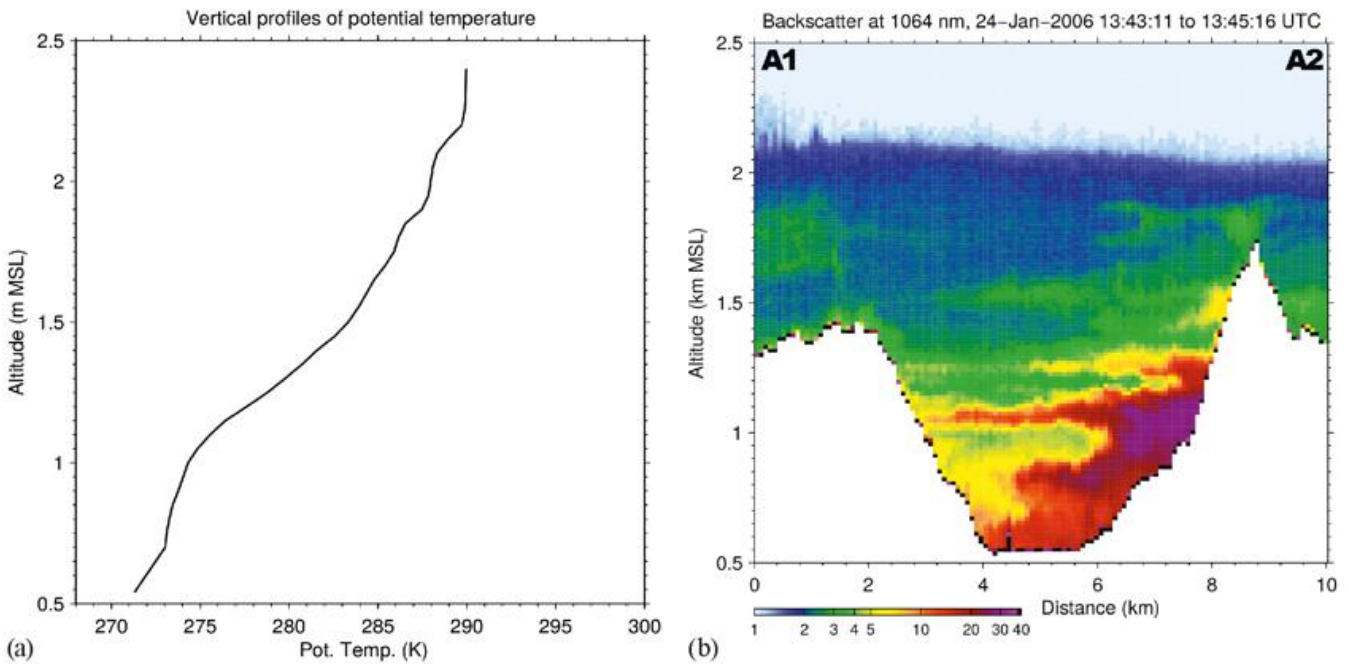


Abb. 3-10: Flugzeug-Messungen im Inntal bei Schwaz am 24.1.2006, ca. 14 UTC (15 MEZ). (a) Profil der potentiellen Temperatur, (b) Vertikalschnitt der Aerosol-Rückstreuintensität (relative Einheiten) aus einem nach unten schauenden Lidar. Quelle: GOHM et al. (2009), dort als Abb. 3a und 7c, Abb. 3a vereinfacht. Dank an A. Gohm für die modifizierte Version.

In jüngster Zeit wurden thermische Windsysteme und ihr Einfluss auf Transporte von Luftbeimengungen anhand von LES-Simulation über idealisierter Topographie untersucht (siehe SCHMIDLI und ROTUNNO 2010, SCHMIDLI 2013, BURNS und CHEMEL 2014, LANG et al. 2015, und darin enthaltene Zitate).

5.3 Lärmausbreitung

Lärm ist in von Hauptverkehrsadern durchzogenen Alpentälern ein besonderes Problem. Es wird nicht nur durch räumliche Drängung von Verkehrsinfrastruktur (Schiene und/oder Straße) und Siedlungsgebiet verursacht, sondern auch durch weitere topografische Aspekte verschärft. Das Projekt ALPNAP (2004–2007) hat sich daher neben Fragen der Schadstoffbelastung auch der Lärmbelastung im alpinen Terrain zugewandt (HEIMANN et al. 2007). Hier sollen die wesentlichsten Aspekte kurz charakterisiert werden, auch wenn nicht alle davon mit thermischen Zirkulationen in Verbindung stehen. Zunächst sind Orte mit direkter Sichtverbindung zu Schallquellen – etwa vom Hang zum Talboden – verstärkt betroffen, da die Schallabsorption am Boden bei Ausbreitung durch die freie Luft wegfällt. Dann kommt es – wie auch im Flachland – zu einer Advektion des Schalls durch den Wind, verstärkt bei Inversionslagen, welche eine Refraktion nach unten bewirken. Allerdings sind, wie oben erklärt, Inversionen in Alpentälern häufiger und stärker. Die Refraktion hängt aber nicht nur von der Stabilität, sondern auch vom Windgeschwindigkeitsprofil ab. Sie ist besonders extrem in der dünnen, aber besonders stabilen und von starker Scherung begrenzten Hangabwindschicht, die einen Schallleiter darstellen kann (ähnlich einem Lichtwellenleiter). Auch gegen den Wind breitet sich der Schall so hangauf aus, und kann sogar scheinbar geschützt hinter

einer Hangkante gelegene Gebäude erreichen (siehe Abb. 3-11b, Marke 2). Andererseits kann die Aufwärts-Refraktion tagsüber (Abb. 3-11a) in Kombination mit der Topografie bewirken, dass näher gelegene Stellen (Marke 3) weniger lärmbelastet sind als weiter entfernte (Marke 4).

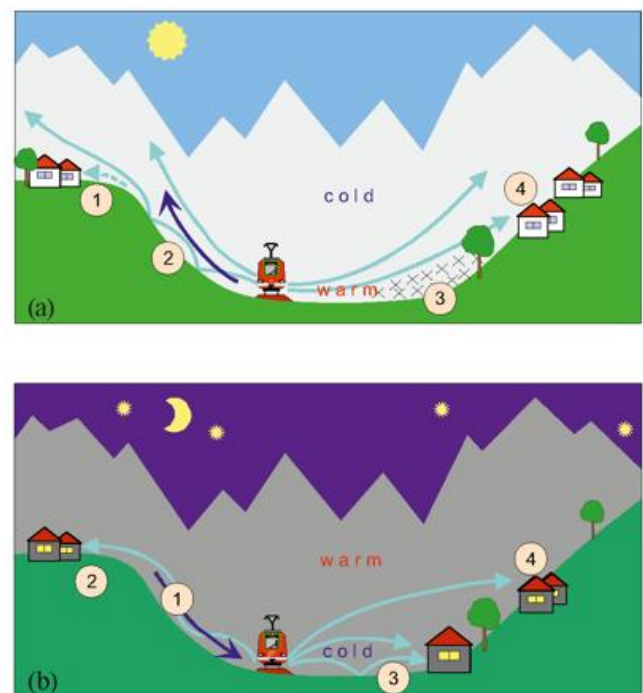


Abb. 3-11: Schematische Darstellung verschiedener Aspekte der Lärmausbreitung in alpiner Topografie (a) tags und (b) nachts. Hellblaue Pfeile bezeichnen die Schallausbreitung, dunkelblaue Hangwinde. Man beachte insbesondere die Schallleitung in der Hangabwindschicht zu einem scheinbar geschützt liegendem Haus in (b). Aus HEIMANN et al. (2007), S. 96-97.

6 Ausblick

Auch wenn die Untersuchung thermischer Zirkulationen im Gebirge eine lange und umfangreiche Tradition hat, sind noch nicht alle Probleme gelöst. Numerische Simulationen sind vor allem mit dem Problem konfrontiert, dass eine große Breite von räumlichen Skalen miteinander interagiert. Hangwinde sind ein Phänomen, das nur mit hochauflösenden „Large-Eddy“-Modellen gut simuliert werden kann, und ihr Resultat ist für alle größeren Skalen entscheidend – ein großes Alpental oder gar die ganzen Alpen können aber nicht mit so hoher Auflösung simuliert werden. Einfache Modelle ähnlich wie das Segelflug-Vorhersagemodell ALPTHERM (LIECHTI und NEININGER 1994) werden dadurch behindert, dass das Profil der statischen Stabilität überall bekannt sein müsste. Die vorhandenen Messungen reichen dafür aber bei weitem nicht aus. Dies dürfte auch die Entwicklung einer von ROTACH et al. (2014) zu Recht geforderten Parametrisierung der Vertikaltransporte durch thermische Zirkulationen über Gebirgen in großräumigen Modellen erschweren.

Literatur

- AYALA, A., PELLICCIOTTI, F., SHEA, J. M., 2015: Modeling 2 m air temperatures over mountain glaciers: Exploring the influence of katabatic cooling and external warming. *J. Geophys. Res.* **120**, 8, 3139–3157, dx.doi.org/10.1002/2015JD023137.
- BALTENSPERGER, U., GÄGGELER, H. W., JOST, D., LUGAUER, M., SCHWIKOWSKI, M., WEINGARTNER, E., SEIBERT, P., 1997: Aerosol climatology at the high-alpine site Jungfraujoch, Switzerland. *J. Geophys. Res.* **102**, D16, 19707–19715.
- BARRY, R. G., 2008: Mountain Weather and Climate. 3rd ed. Cambridge University Press, Cambridge.
- BRUNNER, D., HENNE, S., KELLER, C. A., VOLLMER, M. K., REIMANN, S., BUCHMANN, B., 2013: Estimating european halocarbon emissions using Lagrangian backward transport modeling and in situ measurements at the Jungfraujoch high-alpine site. In J. LIN, D. BRUNNER, C. GERBIG, A. L. A. STOHL, P. WEBLEY (eds.), Lagrangian Modeling of the Atmosphere, 207–222, American Geophysical Union, dx.doi.org/10.1029/2012GM001258.
- BURNS, P., CHEMEL, C., 2014: Interactions between downslope flows and a developing cold air pool. *Boundary-Layer Meteorol.* **154**, 1, 57–80, dx.doi.org/10.1007/s10546-014-9958-7.
- DEFANT, F., 1949: Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimatol.* **A1**, 421–450.
- DEFANT, F., 1951: Local winds. In T. M. MALONE (ed.), Compendium of Meteorology, 655–672, Amer. Meteor. Soc.
- DREISEITL, E., FEICHTER, H., PICHLER, H., STEINACKER, R., VERGEINER, I., 1980: Windregimes an der Gabelung zweier Alpentäler. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimatol.* **B28**, 3, 257–275, dx.doi.org/10.1007/BF02245357.
- EGGER, J., 1990: Thermally forced flows: Theory. In W. BLUMEN (ed.), Atmospheric Processes over Complex Terrain, chapt. 3, 43–57, Amer. Meteor. Soc.
- EGGER, J., BAJRACHAYA, S., EGGER, U., HEINRICH, R., REUDER, J., SHAYKA, P., WENDT, H., WIRTH, V., 2000: Diurnal winds in the Himalayan Kali Gandaki Valley. Part I: Observations. *Mon. Weather Rev.* **128**, 4, 1106–1122, dx.doi.org/10.1175/1520-0493(2000)128<1106:DWITHK>2.0.CO;2.
- FIEDLER, F., BORRELL, P., 2000: TRACT: Transport of Air Pollutants over Complex Terrain. In P. BORRELL, P. BORRELL (eds), Transport and Chemical Transformation of Pollutants in the Troposphere, 1, 239–283, Springer, Berlin, Heidelberg, dx.doi.org/10.1007/978-3-642-59718-3_11.
- FURGER, M., DOMMEN, J., GRABER, W. K., POGGIO, L., PRÉVÔT, A. S., EMEIS, S., GRELL, G., TRICKL, T., GOMISCEK, B., NEININGER, B., WOTAWA, G., 2000: The VOTALP Mesolcina Valley Campaign 1996 – concept, background and some highlights. *Atmos. Environ.* **34**, 9, 1395–1412, dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(99)00377-5.
- GÄGGELER, H., JOST, D., BALTENSPERGER, U., SCHWIKOWSKI, M., SEIBERT, P., 1995: Radon and thoron decay product and ^{210}Pb measurements at Jungfraujoch, Switzerland. *Atmos. Environ.* **29**, 5, 607–616.
- GOHM, A., HARNISCH, F., VERGEINER, J., OBLEITNER, F., SCHNITZHOFFER, R., HANSEL, A., FIX, A., NEININGER, B., EMEIS, S., SCHÄFER, K., 2009: Air pollution transport in an Alpine valley: Results from airborne and ground-based observations. *Bound.-Lay. Meteorol.* **131**, 441–463.
- GREUELL, W., BÖHM, R., 1998: 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, 9–20.
- GRISOGONO, B., OERLEMANS, J., 2001: Katabatic flow: Analytic solution for gradually varying eddy diffusivities. *J. Atmos. Sci.* **58**, 3349–3354, dx.doi.org/10.1175/1520-0469(2001)058<3349:KFASFG>2.0.CO;2.
- HEIMANN, D., DE FRANCESCHI, M., EMEIS, S., LERCHER, P., SEIBERT, P. (eds), 2007: Air Pollution, Traffic Noise and Related Health Effects in the Alpine Space. A Guide for Authorities and Consultants. ALPNAP comprehensive report. Università degli Studi di Trento, Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale, www.alpnap.org.
- HENNE, S., FURGER, M., NYEKI, S., STEINBACHER, M., NEININGER, B., DE WEKKER, S. F. J., DOMMEN, J., SPICHTINGER, N., STOHL, A., PRÉVÔT, A. S. H., 2004: Quantification of topographic venting of boundary layer air to the free troposphere. *Atmos. Chem. Phys.* **4**, 2, 497–509.
- HENNE, S., FURGER, M., PRÉVÔT, A. S. H., 2005: Climatology of mountain venting-induced elevated moisture layers in the lee of the Alps. *J. Appl. Meteorol.* **44**, 620–633, dx.doi.org/10.1175/JAM2217.1.

- HOCK, R., 2005: Glacier melt: A review of processes and their modelling. *Progress in Physical Geography* **29**, 3, 362–391.
- LAITI, L., ZARDI, D., DE FRANCESCHI, M., RAMPANELLI, G., 2013: Atmospheric boundary layer structures associated with the Ora del Garda wind in the Alps as revealed from airborne and surface measurements. *Atmos. Res.* **132–133**, 473–489, dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.07.006.
- LANG, M. N., GOHM, A., WAGNER, J. S., 2015: The impact of embedded valleys on daytime pollution transport over a mountain range. *Atmos. Chem. Phys.* **15**, 20, 11981–11998, dx.doi.org/10.5194/acp-15-11981-2015.
- LANGHANS, W., SCHMIDLI, J., FUHRER, O., BIERI, S., SCHÄR, C., 2013: Long-term simulations of thermally driven flows and orographic convection at convection-parameterizing and cloud-resolving resolutions. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* **52**, 1490–1510, dx.doi.org/10.1175/JAS-D-11-0252.1.
- LIECHTI, O., NEININGER, B., 1994: ALPTHERM – a PC-based model for atmospheric convection over complex topography. *Technical Soaring* **18**, 3, 73–78.
- LU, R., TURCO, R. P., 1994: Air pollutant transport in a coastal environment. Part I: Twodimensional simulations of sea-breeze and mountain effects. *J. Atmos. Sci.* **51**, 15, 2285–2308.
- LUGAUER, M., WINKLER, P., 2005: Thermal circulation in South Bavaria – climatology and synoptic aspects. *Meteor. Z.* **14**, 15–30, dx.doi.org/10.1127/0941-2948/2005/0014-0015.
- MILLAN, M. M., SALVADOR, R., MANTILLA, E., ARTINANO, B., 1996: Meteorology and photochemical air pollution in Southern Europe: Experimental results from EC research projects. *Atmos. Environ.* **30**, 12, 1909–1924.
- MÜLLER, H., WHITEMAN, C. D., 1988: Breakup of a nocturnal temperature inversion in the Dischma Valley during DISKUS. *J. Appl. Meteorol.* **27**, 2, 188–194, dx.doi.org/10.1175/1520-0450(1988)027<0188:BOANTI>2.0.CO;2.
- NADEAU, D. F., PARDYJAK, E. R., HIGGINS, C. W., HUWALD, H., PARLANGE, M. B., 2012: Flow during the evening transition over steep Alpine slopes. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **139**, 672, 607–624, dx.doi.org/10.1002/qj.1985.
- NICKUS, U., VERGEINER, I., 1984: The thermal structure of the Inn valley atmosphere. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimatol.* **33**, 2-3, 199–215, dx.doi.org/10.1007/BF02257725.
- OERLEMANS, J., GRISOGONO, B., 2002: Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes. *Tellus* **54A**, 5, 440–452, dx.doi.org/10.1034/j.1600-0870.2002.201398.x.
- PETKOVŠEK, Z., 1978: Relief meteorologically relevant characteristics of basins. *Z. f. Meteor.* **28**, 6, 327–334.
- PRANDTL, L., 1942: Führer durch die Strömungslehre. Vieweg, Braunschweig.
- PRÉVÔT, A. S. H., DOMMEN, J., BÄUMLE, M., 2000a: Influence of road traffic on volatile organic compound concentrations in and above a deep Alpine valley. *Atmos. Environ.* **34**, 27, 4719–4726.
- PRÉVÔT, A. S. H., DOMMEN, J., BÄUMLE, M., FURGER, M., 2000b: Diurnal variations of volatile organic compounds and local circulation systems in an Alpine valley. *Atmos. Environ.* **34**, 9, 1413–1423, dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(99)00440-9.
- REINHARDT, M. E., 1971: Aerologische Strukturen am Alpennordrand nach Flugzeugsondierungen. *Ann. d. Meteor.* **5**, 89–91.
- ROTACH, M. W., WOHLFAHRT, G., HANSEL, A., REIF, M., WAGNER, J., GOHM, A., 2014: The world is not flat: Implications for the global carbon balance. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* **95**, 7, 1021–1028, dx.doi.org/10.1175/BAMS-D-13-00109.1.
- RUCKER, M., BANTA, R. M., STEYN, D. G., 2008: Along-valley structure of daytime thermally driven flows in the Wipp Valley. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* **47**, 733–751, dx.doi.org/10.1175/2007JAMC1319.1.
- SCHMIDLI, J., 2013: Daytime heat transfer processes over mountainous terrain. *J. Atmos. Sci.* **70**, 12, 4041–4066, dx.doi.org/10.1175/JAS-D-13-083.1.
- SCHMIDLI, J., BILLINGS, B., CHOW, F. K., DOYLE, J., GRUBISIC, V. G., HOLT, T., JIANG, Q., LUNDQUIST, K. A., SHERIDAN, P., VOSPER, S., DE WEKKER, S. F. J., WHITEMAN, C. D., WYSZOGRODZKI, A. A., ZÄNGL, G., 2011: Intercomparison of mesoscale model simulations of the daytime valley wind system. *Mon. Weather Rev.* **139**, 1389–1409, dx.doi.org/10.1175/2010MWR3523.1.
- SCHMIDLI, J., ROTUNNO, R., 2010: Mechanisms of along-valley winds and heat exchange over mountainous terrain. *J. Atmos. Sci.* **67**, 3033–3047, dx.doi.org/10.1175/2010JAS3473.1.
- SEIBERT, P., 1996: ALPTRAC – Vertical exchange, https://imp.boku.ac.at/envmet/alpine_vert_exchg.html.
- SEIBERT, P., FELDMANN, H., NEININGER, B., BÄUMLE, M., TRICKL, T., 2000: South foehn and ozone in the eastern Alps – case study and climatological aspects. *Atmos. Environ.* **34**, 9, 1379–1394.
- SEIBERT, P., KROMP-KOLB, H., KASPER, A., KALINA, M., PUXBAUM, H., JOST, D. T., SCHWIKOWSKI, M., 1998: Transport of polluted boundary-layer air from the Po Valley to high-alpine sites. *Atmos. Environ.* **32**, 23, 3953–3965.
- STEINACKER, R., 1984: Area-height distribution of a valley and its relation to the valley wind. *Beitr. Phys. Atmosph.* **57**, 1, 64–71.
- STEINACKER, R., 2007: Thermodynamic aspects of topography: the role of elevation. In D. GIAIOTTI, R. STEINACKER, F. STEL (eds), Atmospheric Convection: Research and Operational Forecasting Aspects. CISM International Centre for Mechanical Sciences **475**, 75–99, Springer Vienna, dx.doi.org/10.1007/978-3-211-69291-2_8.
- STEINACKER, R., RATHEISER, M., BICA, B., CHIMANI, B., DORNINGER, M., GEPP, W., LOTTERANER, C., SCHNEIDER, S., TSCHANNETT, S., 2006: A mesoscale data analysis and downscaling method over

- complex terrain. *Mon. Weather Rev.* **134**, 10, 2758–2771, dx.doi.org/10.1175/MWR3196.1.
- STOHL, A., SEIBERT, P., ARDUINI, J., ECKHARDT, S., FRASER, P., GREALLY, B. R., LUNDER, C., MAIONE, M., MÜHLE, J., O'DOHERTY, S., PRINN, R. G., REIMANN, S., SAITO, T., SCHMIDBAUER, N., SIMMONDS, P. G., VOLLMER, M. K., WEISS, R. F., YOKOUCHI, Y., 2009: An analytical inversion method for determining regional and global emissions of greenhouse gases: Sensitivity studies and application to halocarbons. *Atmos. Chem. Phys.* **9**, 1597–1620.
- VERGEINER, I., 1982: Eine energetische Theorie der Hangwinde. In 17. Internationale Tagung für alpine Meteorologie. Kurzfassungen der Vorträge, 192–194, *Offenbach: Deutscher Wetterdienst*.
- VERGEINER, I., DREISEITL, E., 1987: Valley winds and slope winds – Observations and elementary thoughts. *Meteorol. Atmos. Phys.* **36**, 1–4, 264–286, dx.doi.org/10.1007/BF01045154.
- WAGENBACH, D., 2000: ALPTRAC: High Alpine Air and Snow Chemistry. In P. BORRELL, P. BORRELL (eds.), Transport and Chemical Transformation of Pollutants in the Troposphere, Transport and Chemical Transformation of Pollutants in the Troposphere **1**, 160–175, Springer Berlin Heidelberg, dx.doi.org/10.1007/978-3-642-59718-3_8.
- WAGNER, A., 1932: Der tägliche Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre und in Gebirgstälern. *Gerlands Beitr. Geophys.* **37**, 315–344.
- WAGNER, A., 1938: Theorie und Beobachtung der periodischen Gebirgswinde. *Gerlands Beitr. Geophys.* **52**, 408–449.
- WEIGEL, A. P., CHOW, F. K., ROTACH, M. W., 2007: The effect of mountainous topography on moisture exchange between the “surface” and the free atmosphere. *Boundary-Layer Meteorol.* **125**, 2, 227–244.
- WHITEMAN, C. D., 1990: Observations of thermally developed wind systems in mountainous terrain. In W. BLUMEN (ed.), Atmospheric Processes Over Complex Terrain, Meteorological Monograph 23, Chapt. 2, 5–42, Boston: American Meteorological Society, home.chpc.utah.edu/~whiteman/homepage/articles/Whiteman1990.pdf.
- WHITEMAN, C. D., 2000: Mountain Meteorology: Fundamentals and Applications. *Oxford University Press, New York*, 355 pp.
- WHITEMAN, C. D., DREISEITL, E. (eds.), 1984: Alpine meteorology: Translations of classic contributions by A. Wagner, E. Ekhardt, and F. Defant, Richland. *Pacific Northwest Laboratory, Washington*, PNL-5141, ASCOT-84-3, home.chpc.utah.edu/~whiteman/homepage/articles/Whiteman1984osti.gov.pdf, 121 pp.
- WINKLER, P., LUGAUER, M., REITEBUCH, O., 2006: Alpines Pumpen. *Promet* **32**, 1–2, 34–42.
- WOTAWA, G., KROMP-KOLB, H., 2000: The research project VOTALP – general objectives and main results. *Atmos. Environ.* **34**, 1319–1322.
- WOTAWA, G., SEIBERT, P., KROMP-KOLB, H., HIRSCHBERG, M.-M., 2000: Verkehrsbedingte Stickoxid-Belastung im Inntal: Einfluss meteorologischer und topographischer Faktoren. Endbericht zum Projekt Nr. 6983, “Analyse der Schadstoffbelastung im Inntal”, des Jubiläumsfonds der Österreichischen Nationalbank. Institut für Meteorologie und Physik, Universität für Bodenkultur Wien, 28 S., imp.boku.ac.at/envmet/Inntal-Bericht.pdf.
- ZÄNGL, G., 2004: A reexamination of the valley wind system in the Alpine Inn Valley with numerical simulations. *Meteorol. Atmos. Phys.* **87**, 4, 241–256, dx.doi.org/10.1007/s00703-003-0056-5.
- ZÄNGL, G., EGGER, J., WIRTH, V., 2001: Diurnal winds in the Himalayan Kali Gandaki Valley. Part II: Modeling. *Mon. Weather Rev.* **129**, 1062–1080, dx.doi.org/10.1175/1520-0493(2001)129<1062:DWITHK>2.0.CO;2.
- ZARDI, D., SERAFIN, S., 2015: An analytic solution for time-periodic thermally driven slope flows. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **141**, 690, 1968–1974, dx.doi.org/10.1002/qj.2485.
- ZARDI, D., WHITEMAN, C. D., 2013: Diurnal mountain wind systems. In F. K. CHOW, S. F. DE WEKKER, B. J. SNYDER (eds.), Mountain Weather Research and Forecasting, *Springer Atmospheric Sciences*, Chapt. 2, 35–119, Springer Netherlands, dx.doi.org/10.1007/978-94-007-4098-3_2.

Kontakt

Assoc. Prof. Dr. PETRA SEIBERT
Institut für Meteorologie
Universität für Bodenkultur Wien
Peter-Jordan-Str. 82
A-1190 Wien
petra.seibert@boku.ac.at

O. Univ.-Prof. Dr. REINHOLD STEINACKER
Institut für Meteorologie und Geophysik
Universität Wien
Althanstr. 14
A-1090 Wien
reinhold.steinacker@univie.ac.at

M. DORNINGER

4 Topografische und meteorologische Faktoren für extrem tiefe Temperaturminima in Kaltluftseen

Topographical and meteorological aspects leading to extreme low temperature minima in cold-air pools

Zusammenfassung

Die Faktoren, die zur Ausbildung von Kaltluftseen mit extrem tiefen Temperaturminima führen, werden diskutiert. Spezielle Geländeformen, wie Mulden und Becken fördern die Ausbildung von Kaltluftseen. Form, Größe und Höhenlage sind die entscheidenden Parameter. Die vorherrschende Luftmasse bestimmt das grundlegende Potential des Temperaturminimums. Die Energiebilanz am Erdboden, auf die eine Schneeeauflage besonders Einfluss nimmt, die Feuchte und die Windstärke sind weitere bestimmende Faktoren. Minima von bis zu -50 °C und Tagesgänge von 40 °C können unter idealen Bedingungen beobachtet werden. Derartige Bedingungen stellen besondere Anforderungen an die Messeinrichtungen, welche ebenfalls diskutiert werden.

Summary

Factors leading to cold-air pools with extreme low temperature minima are discussed. The specific shape of basins and sinkholes support the development of cold-air pools. Size, shape and altitude are the vital parameters. The prevailing air-mass determines to a large extent the potential for low temperature minima. The surface energy balance including the effect of the snow pack, moisture and wind speed are further crucial parameters. Minima of up to -50 °C and diurnal ranges of about 40 °C can be observed under ideal conditions. Such a harsh environment causes specific requirements on the measuring system which are discussed as well.

1 Einleitung

Die Zunahme der Temperatur mit der Höhe, sogenannte Temperaturinversionen, stellen sehr stabile Verhältnisse in der Atmosphäre dar. Luftpakete, welche, zum Beispiel durch die erzwungene Überströmung eines Hindernisses, vertikal ausgelenkt werden, werden sofort wieder nach dem Archimedischen Prinzip in ihr Ausgangsniveau zurückgeführt.

Die Mechanismen, die zu Inversionen führen, sind:

- a) Aufgleiten von Warmluftmassen (Warmluftadvektion) auf kühlere Luftmassen oder – vice versa – durch Einfließen von Kaltluftmassen (Kaltluftadvektion) und Abheben der wärmeren Luft in den unteren Atmosphärenschichten,
- b) großräumiges Absinken in einem Hochdruckgebiet,
- c) nächtliche Ausstrahlung an der Erdoberfläche und somit durch Abkühlung der untersten Luftschichten.

Abb. 4-1 (a) bis (c) zeigen die drei Typen unterschiedlicher Temperaturinversionen am Beispiel von Vertikalprofilen der Temperatur und Taupunkttemperatur als Feuchtemaß aus Radiosondenaufstiegen. In Abb. 4-1 (a) findet sich eine Frontfläche zwischen 900 und 950 hPa gekennzeichnet durch eine Zunahme der Temperatur und Taupunkttemperatur mit der Höhe. Abb. 4-1 (b) zeigt ein Beispiel für eine Absinkinversion. In etwa 870 hPa nimmt die Temperatur wiederum mit der Höhe stark zu bei gleichzeitiger Abnahme der Taupunkttemperatur. Meist ist dadurch auch die Höhe der atmosphärischen Grenzschicht definiert. Schlussendlich definieren die Profile von Abb. 4-1 (c) das Resultat einer ungestörten Strahlungsnacht im Inntal bei Innsbruck mit der tiefsten Temperatur direkt am Erdboden und einer Zunahme bis knapp unter Kammniveau. In einem offenen Tal kann die Kaltluft entlang des Tales als Talauswind in der Nacht ausfließen, wie auch der Westwind (entspricht dem Talauswind bei Innsbruck) in den untersten Schichten des Aufstieges anzeigt. Sie wird durch absinkende und damit

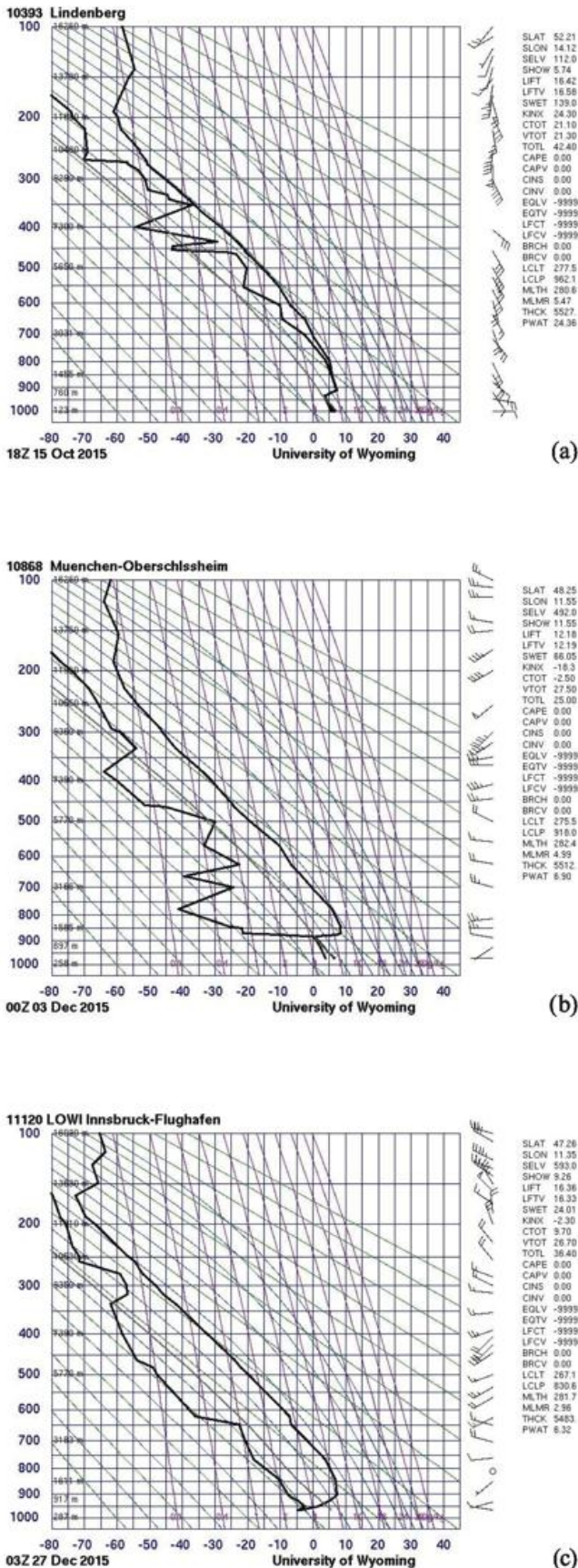


Abb. 4-1: Radiosondenaufstiege von (a) Lindenberg für den 15. Oktober 2015, 18 UTC, Frontfläche; (b) München-Oberschleissheim für den 3. Dezember 2015, 00 UTC, Absinkinversion und (c) Innsbruck-Flughafen für den 27. Dezember 2015, 03 UTC, Bodeninversion. Quelle: weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html.

potentiell wärmere Luft aus der Atmosphäre ersetzt, kühlt neuerlich ab und der Talauswind kann weiter bestehen. In einer Mulde oder Becken, gegebenenfalls auch als Dolinen (vom slawischen „dolina“ für Tal, Sinkhöhle) bezeichnet, ist die Möglichkeit des Ausflusses nicht gegeben und die Kaltluft kann die ganze Nacht weiter auskühlen. Derart gebildete Kaltluftseen zeichnen sich durch sehr tiefe Temperaturminima, hohe Tagesgänge und extreme Temperaturinversionen aus. Den physikalischen Prozessen, die zu diesen Extremen führen, ist der vorliegende Artikel gewidmet.

Kaltluftseen treten in sehr unterschiedlichen räumlichen – meist durch topografische Faktoren gegeben – und zeitlichen – meist durch meteorologische Faktoren gegeben – Skalen auf. Diese reichen von wenigen Metern vertikaler Mächtigkeit und einer „Lebensdauer“ von wenigen Stunden bis zu einer Mächtigkeit von mehreren hundert Metern und einer Lebensdauer von mehreren Tagen im Extremfall bis zu wenigen Wochen. Vor allem bei persistenten und großflächigen Kaltluftseen finden die unter a) bis c) genannten Prozesse in unterschiedlichen Kombinationen gleichzeitig statt.

2 Die Entdeckung extrem tiefer Temperaturminima in Dolinen

Spezifische Untersuchungen der mikroklimatischen Bedingungen in Dolinen können bis in die 20er und 30er Jahre des 20. Jahrhunderts zurückverfolgt werden. Die ersten Studien wurden von F. Ruttner, damaliger Leiter der Biologischen Station Lunz am See in Niederösterreich und W. Schmidt, Professor am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien und gleichzeitig Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik durchgeführt. Unter ihrer Leitung wurde ein Messnetz bestehend aus 13 Messstellen in der Region um Lunz am See zur Bestimmung des Mikroklimas eingerichtet. Eine davon befand sich auf der Gstettneralm, jener Doline, die heute als Grünloch bezeichnet wird. Das Grünloch liegt in den steirisch-niederösterreichischen Kalkalpen am Dürrensteinplateau südwestlich des Großen Hetzkogels (Abb. 4-2 (a)). Der tiefste Punkt der annähernd kreisförmigen Doline liegt auf 1270 m Seehöhe, der Lechnersattel als tiefstgelegener Sattel liegt auf 1320 m. Die begrenzenden Berge erreichen Höhen zwischen 1500 m und 1600 m. Der Dolinenboden hat einen Durchmesser von rund 200 m mit einem kleinen Tümpel von circa 5 m Durchmesser in der Mitte (Abb. 4-2 (b)). Die Hänge sind bewaldet, Legföhren im unteren Bereich der Doline sind ein Indikator für die tiefen Temperaturen in diesem Mikroklima. Der Dolinenboden ist mit Gräsern und krautigen Pflanzen bewachsen. Das Gebiet liegt im Bereich des Nordstaus und hat daher relativ hohe Jahresniederschlagssummen von mehr als 2000 mm. In niederschlagsreichen Winterhalbjahren kann die Schneedecke eine Mächtigkeit von bis zu 4 m erreichen.

Bereits im ersten Winter von 1928/1929 wurden Temperaturen von unter -45°C gemessen. Diese Werte wurden



Abb. 4-2: (a) Karte des Grünlochs und seiner näheren Umgebung (aus Österreichische Karte 1:50 000, Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen), (b) Foto vom Grünloch mit Blick nach Norden.

jedoch angezweifelt und daher weitere Alkoholthermometer zur Redundanzmessung im Grünloch angebracht. Die extrem tiefen Minima bestätigten sich. RUTTNER (1931) vergleicht die Temperaturverläufe während einer Schönwetterperiode vom 19.–25. Jänner 1930 sämtlicher Stationen des Messnetzes. Deutlich hebt sich das Grünloch mit den tiefen Minima und den höchsten Tagesgängen von etwas mehr als 25 °C von den anderen Stationen ab. Nach drei Jahren wurden sämtliche Stationen des Messnetzes,

welche aus Thermohygrographen und mehreren Luft- und Bodenthermometern bestanden, wieder abgebaut, nur im Grünloch wurde ein Minimumthermometer weiterhin betrieben, welches in unregelmäßigen Abständen bis Ende 1942 abgelesen wurde. Dann musste die Messreihe kriegsbedingt beendet werden. Tabelle 4-1 fasst die Ergebnisse nach AIGNER (1952) zusammen. Insgesamt wurden acht mal Temperaturen von unter -50 °C registriert, mit einem absoluten Minimum von -52,6 °C in der Periode vom

Tab. 4-1: Temperaturminima im Grünloch (Gstettnerboden) von 1928 bis 1942. Gelb markiert das absolute Minimum der Zeitreihe.

Jahr	Tag	°C	Jahr	Tag	°C	Jahr	Tag	°C	Jahr	Tag	°C
1928	2. VII.	-4,0		8. XII.	36,0	1935	13. III.	-40,0	1939	2. II.	-44,0
	24. IX.	-27,9	1931	10. II.	-44,8		28. III.	-26,2		4. III.	-52,0
	22. X.	-11,2		31. III.	-23,2		6. V.	-11,4		20. III.	-47,9
	26. XI.	-31,5		8. XII.	-39,5		16. V.	-10,0		1. IV.	-28,9
1929	22. II.	-45,0	1932	19. II.	-52,6		27. VI.	-3,9	1940	3. I.	-37,3
	4. I.	-45,0		4. III.	-18,0		24. VIII.	-49,1		10. II.	-51,8
	4. III.	24,8		20. IX.	-18,9	1936	11. II.	-49,2		7. IV.	-30,9
	8. IV.	-17,2	1933	2. I.	-40,7		17. IV.	-8,4		10. XII.	-27,9
	3. VI.	-6,9		20. II.	-49,5		17. V.	-9,4	1941	18. I.	-40,3
	5. VIII.	-8,0		25. III.	-50,2		8. VIII.	-16,5		27. II.	-51,5
	23. IX.	-22,6		20. IV.	-42,2		13. X.	-49,3		25. III.	-48,5
	2. XII.	-35,6	1934	11. I.	-49,2	1937	12. I.	-27,5		10. IV.	-20,8
1930	3. II.	-48,0		6. II.	-32,5		2. III.	-51,7	1942	22. II.	-49,8
	10. III.	-19,6		6. III.	-6,3		27. III.	-28,7		30. III.	-38,7
	5. V.	-5,9		13. IV.	-23,5	1938	12. II.	-50,2		20. IV.	-17,9
	15. VII.	-2,4		11. V.	-3,6		30. III.	-43,0		10. V.	-27,0
	1. IX.	-9,5		26. VIII.	-43,0		10. XII.	-28,2		20. VI.	-20,8
	20. X.	-22,4	1935	28. II.	-50,3	1939	8. I.	-30,8		13. XI.	
	8. XII.			13. III.			2. II.				

19. Februar bis zum 4. März 1932. Das ist die, zumindest dem Autor bekannte, tiefste dokumentierte Temperatur in Zentraleuropa. Es stellt sich die Frage nach den physikalischen Mechanismen, welche zu diesen extremen Minima führen. Was sind die topografischen und meteorologischen Faktoren, die den Lebenszyklus eines Kaltluftsees bestimmen?

Frühere Untersuchungen befassten sich bereits mit den verschiedenen Parametern, die für die Ausbildung extremer Minima verantwortlich sind. LAUSCHER (1937) untersuchte das Strahlungsklima der Stationen im Messnetz unter Berücksichtigung der Sonnenbahnen und der natürlichen Horizonte. SAUBERER und DIRMHORN (1954, 1956) verwendeten Fesselballone, Pilotballone und Temperaturmessungen an den Hängen, um die Vertikalprofile der Temperatur und des Windes im Kaltluftsee des Grünloches und darüber zu studieren. Im Winter 1960/1961 statete LITSCHAUER (1962) insgesamt 12 Dolinen (darunter auch das Grünloch) und Becken unterschiedlicher Größe in Österreich mit Thermographen und Minimumthermometern aus und behandelte die Einflüsse des Volumens, Seehöhe und Hangneigungen auf die Temperaturverläufe.

Es gibt eine Vielzahl von Dolinen in den nördlichen und südlichen Kalkalpen. Dolinen bilden sich bevorzugt in kalksteinhaltigen Gebirgsstöcken durch Lösungsprozesse, wie auch zum Beispiel im Toten Gebirge, am Dachstein, im Tennengebirge und auch im Steinernen Meer, wo sich Deutschlands bekannteste Doline, der Funtensee, befindet.

Das Grünloch hat sicher kein Alleinstellungsmerkmal aber den Vorteil der relativ leichten Erreichbarkeit. Studien zu Kaltluftseen wurden auch in Slowenien, Japan, Großbritannien und vor allem in den USA durchgeführt. In der Doline Peter Sinks im Norden von Utah auf 2400 m gelegen, wurde mit -56°C die zweitniedrigste Temperatur in den USA außerhalb Alaskas gemessen. Besonders intensiv beforscht wurde in den letzten Jahren der Meteor Crater in Arizona, ein durch einen Meteoriteneinschlag verursachter Krater, welcher durch seine kreisrunde Form und dem semiariden Klima ein ideales Freiluftlabor zum Studium von Kaltluftseen bildet (WHITEMAN et al. 2008, LEHNER et al. 2016).

Im Winter 2001/2002 wurden die Messungen im Grünloch mit einer Intensivmesskampagne wieder aufgenommen (STEINACKER et al. 2007) und vom Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien jeden Winter fortgeführt, seit 2004 durchgehend über das ganze Jahr. Die operationellen Stationen bestehen aus Hobo-Temperatur Sensoren. Die Stationen sind strahlungsgeschützt aber nicht zwangsbelüftet. Eine Station befindet sich direkt am tiefsten Punkt der Doline (Abb. 4-3 (a)). Eine Vergleichsstation befindet sich am Dolinenrand am Ahornboden in 1410 m Seehöhe (Abb. 4-3 (b)) über dem Kaltluftsee des Grünlochs. Die Station am Dolinenboden besteht aus drei Sensoren, welche im Abstand von 1 bis 1,2 m an einer Alustange montiert sind. Die dazugehörigen Logger sind in einem kleinen Schaltschrank direkt über dem Erdboden angebracht. Die Elektronik der Logger würde bei den extrem tiefen Temperaturen ausfallen und soll durch die iso-

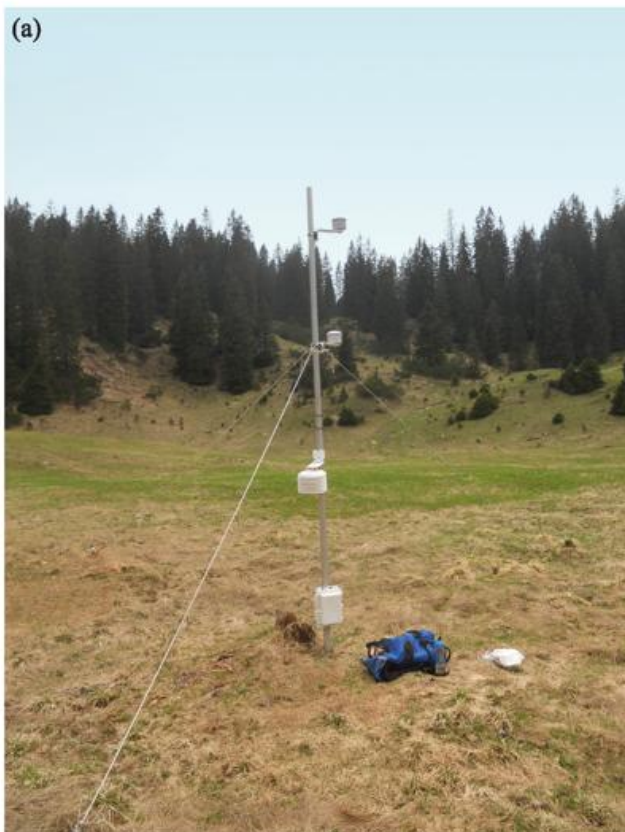


Abb. 4-3: (a) Sensoranordnung Grünloch Dolinenboden: Drei Temperatursensoren mit 1,2 m, 2,2 m und 3,2 m Abstand über Grund; (b) Ahornboden: Drei Temperatursensoren mit 2 m Abstand über Grund.

lierende Schneedecke im Winter geschützt werden. Am Ahornboden besteht die Station aus zwei bis drei Temperatursensoren aus Redundanzgründen, welche in gleicher Höhe auf 2,5 m angebracht sind. Aufgrund der exponierten Lage des Ahornbodens wird der Schnee partiell abgeweht, sodass hier nicht die mächtigen Schneedecken des Grünlochs erreicht werden.

3 Topografische Faktoren

Für die Temperaturverhältnisse in einer Doline oder Becken sind topografische Faktoren wesentlich. Dazu zählen die Größe und Form der Doline und die Höhenlage.

3.1 Größe und Form der Doline

Die Größe und die Form der Doline oder mit anderen Worten die Dolingenometrie, sind bestimmende Faktoren für das Minimum, dem Tagesgang und der Inversionsstärke in der betreffenden Doline. Der Horizontüberhöhung und damit der Reduzierung der Abstrahlung in den gesamten Halbraum wird durch den Sky-View-Faktor Rechnung getragen. Dieser ist wie folgt als Verhältnis definiert:

$$\frac{A}{A_0} \propto 1 - \sin^2 \beta \quad (1)$$

mit A der verminderten Ausstrahlung aufgrund der Horizontüberhöhung und A_0 der idealen Ausstrahlung bei freiem Horizont. Der Winkel β ist der Höhenwinkel, welcher

im Realfall aufgrund der sehr unterschiedlichen Kamm-linienhöhe keine Konstante darstellt und für jeden Winkelabschnitt des Azimuts bestimmt werden muss.

WHITEMAN et al. (2004) haben Temperaturverläufe von fünf verschieden geformten Dolinen in unmittelbarer Nähe des Grünlochs verglichen. Die Dolinen liegen nur wenige hundert Meter voneinander entfernt, zeichnen sich aber gemäß Abb. 4-4 durch eine sehr unterschiedliche Geometrie aus. Während im Grünloch D0 und der Seekopfalm D1 noch ein deutlich ausgeprägter Dolinenboden gegeben ist („Pfannenform“), stellen die Dolinen D2-D4 typische Trichterdolinen unterschiedlicher Tiefe dar. Tabelle 4-2 gibt wesentliche topografische Faktoren der Dolinen wider, wie Sattelhöhe h , Durchmesser und Volumen bei dieser Höhe und dem Sky-View-Faktor. Die Zeitreihen der Temperatur der fünf Dolinen und für eine Hintergrundstation am nahegelegenen Kleinen Hühnerkogel (Seehöhe: 1600 m) für mehrere aufeinanderfolgende Schönwettertage sind in Abb. 4-5 dargestellt. Während sich in den Dolinen typische Tagesgänge der Temperatur ausprägen, zeigt die freigelegene Bergstation am Kleinen Hühnerkogel nur geringe nicht tagesbezogenen Schwankungen. In den Dolinen Grünloch und Seekopfalm finden sich sehr ähnliche Minima bei vergleichbarem Sky-View-Faktor, obwohl sich die Luftvolumina um mehr als den Faktor 10 unterscheiden. WHITEMAN et al. (2004) schließen daraus, dass der Sky-View-Faktor das entscheidende topografische Merkmal einer Doline darstellt. Andererseits darf das Volumen des Kaltluftsees nicht zu klein werden, da sich sonst geringste

Tab. 4-2: Topografische Charakteristik der fünf Dolinen aus Abb. 4-4. Sky-View-Faktoren für D0, D2-D4 nach LITSCHAUER (1962), für D1 aus direkten Messungen (nach WHITEMAN et al. 2004).

Doline	Seehöhe des Dolinenbodens (m)	Sattelhöhe h des tiefsten Sattels (m)	Durchmesser auf Sattelhöhe (m)	Luftvolumen bis Höhe h in (m ³)	Sky-View-Faktor f_v
D0 Grünloch	1270	54	600	7 000 000	0,91
D1 Seekopfalm	1368	26	250	550 000	0,88
D2	1393	7	45	2 700	~0,7
D3	1381	19	75	19 300	~0,6
D4	1372	22	76	41 000	~0,6

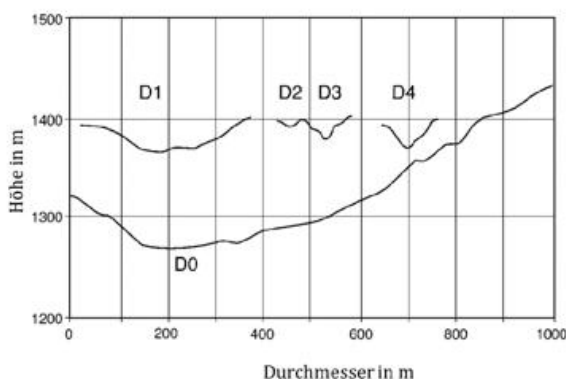


Abb. 4-4: Querschnitte durch die fünf Dolinen. D0 Grünloch, D1 Seekopfalm, D2-D4 unbenannt. Linie für D0 startet am Lechnersattel (nach WHITEMAN et al. 2004).

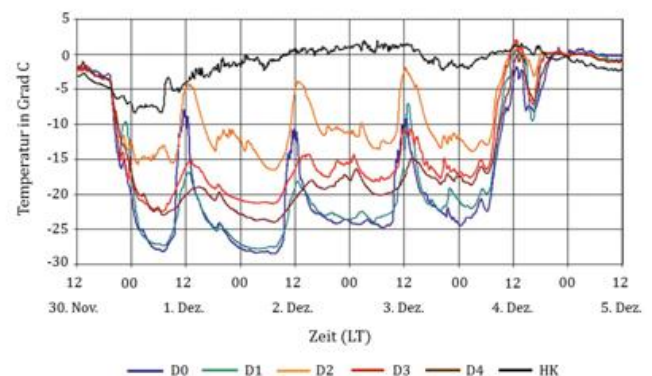


Abb. 4-5: Zeitreihen der Temperaturen an den tiefsten Punkten der fünf Dolinen und der Hintergrundstation am Kleinen Hühnerkogel (HK) vom 30. November bis 5. Dezember 2001.



Abb. 4-6: Unterer Teil der Schachtdoline „Eisgrube“, aufgenommen am 31. Juli 2006. Sichtbar sind drei Temperatursensoren im Abstand von 1 m und die etwa 2 m mächtige Schneedecke.

Störungen unmittelbar auf den Temperaturverlauf auswirken, wie anhand des Verlaufes in Doline D2 demonstriert.

Ein Extrembeispiel eines geringen Sky-View-Faktors stellen sogenannte Schachtdolinen dar. Die vertikalen Wände der Schachtdoline Eisgrube in der Nähe des Ötschers (etwa 12 km Luftlinie vom Grünloch in östlicher Richtung) wurden im Sommer 2006 mit Temperatursensoren im vertikalen Abstand von rund 1 m ausgestattet. Diese Doline, auf 1400 m Seehöhe gelegen, hat einen Durchmesser von 10 m und eine Tiefe ebenfalls von 10 m, das ergibt einen Sky-View-Faktor von 0,2. Die Doline befindet sich auf einem Plateau und wird im Winter durch Schneeverwehungen fast vollständig aufgefüllt. Die mikroklimatischen Bedingungen in der Doline bewirken, dass die Schneedecke während des gesamten Jahres nicht vollständig abtaut. Abb. 4-6 zeigt die unteren drei Temperatursensoren mit der noch etwa 2 m mächtigen Schneedecke. Das Bild wurde am 31. Juli 2006 aufgenommen. Abb. 4-7 stellt die „verkehrte Welt“ der Eisgrube dar. Die stärksten Tagesgänge treten

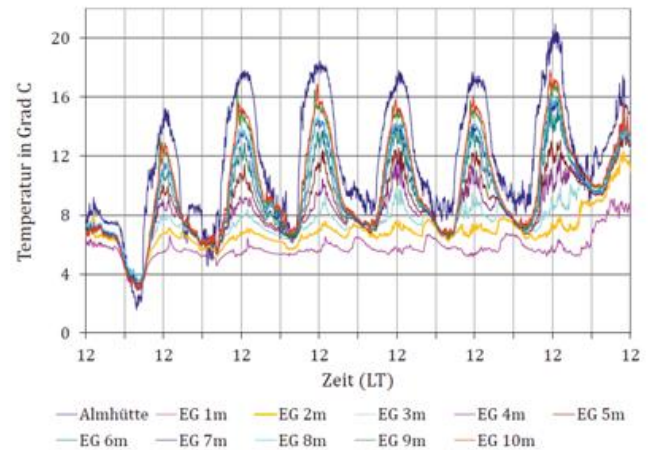


Abb. 4-7: Zeitreihen der Temperatur vom 8. bis 15. September 2006 der Sensorlinie in der Eisgrube (EG) und bei der Almhütte. Abstände geben vertikale Entfernung vom Dolinengrund an.

an den Rändern der Doline und bei der Almhütte auf dem Plateau auf. Am Dolinengrund gibt es nur geringe Tagesschwankungen. Ebenso verschiebt sich das Maximum der Temperaturinversion. Während es normalerweise in der Nacht auftritt, wenn es in der Doline am kältesten ist, ist es in der Eisgrube genau umgekehrt. Die stärkste Inversion tritt zu Mittag auf, wenn es auf dem Plateau am wärmsten ist. Zu diesem Zeitpunkt wurden auch die stärksten Inversionen gemessen mit mehr als 1 K m^{-1} , stärker als im Grünloch in den Nachtstunden.

3.2 Höhenlage

Generell nehmen die Temperaturen mit der Höhe ab. Mit der dadurch bedingten tieferen Ausgangstemperatur wird das Auftreten tieferer Minima bei gleicher Luftmasse ermöglicht. Zur Untersuchung dieses Effektes wurden im Winter 2007/2008 gemeinsam mit dem Institut für Geographie und Raumforschung der Universität Graz fünf Dolinen im Bereich des Dachsteingebirges in unterschiedlichen Seehöhen mit Tempera-

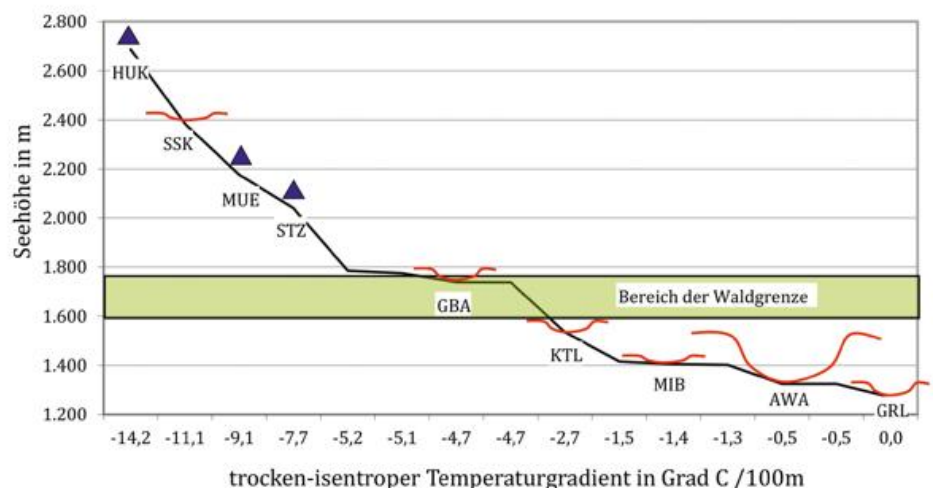


Abb. 4-8: Schematischer Höhenquerschnitt der Dolinen SSK Scheichenspitzzkar, GBA Grafenbergalm, KTL Kuhntal, MIB Miesbodenalm, AWA Augstwiesenalm, GRL Grünloch; blaue Dreiecke geben Bergspitzen an: HUK Hunerkogel, MUE Multereck, STZ Stoderzinken; x-Achse: Temperaturdifferenz bezogen auf GRL bei trocken-isentropen Temperaturschichtung.

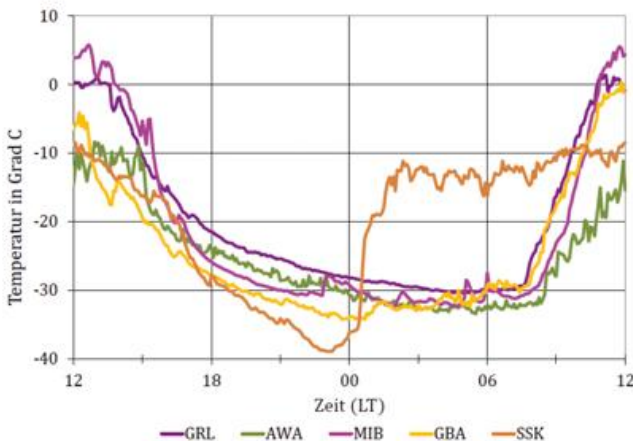


Abb. 4-9: Zeitreihen der Temperatur vom 10. bis 11. Februar 2008 der fünf Dolinen. GRL Grünloch, AWA Augstwiesenalm, MIB Miesbodenalm, GBA Grafenbergalm, SSK Scheichenspitzenkar.

tursensoren ausgestattet. Abb. 4-8 stellt schematisch die Höhenlage der fünf Dolinen und dem Grünloch dar. Als Maximalabschätzung der unterschiedlichen Ausgangstemperatur wird eine trocken-isentrope Schichtung angenommen. Unter dieser Annahme startet die höchstgelegene Doline, das Scheichenspitzenkar, mit einer mehr als 10 °C tieferen Temperatur als das Grünloch. Die Temperaturverläufe für die Nacht vom 10. auf den 11. Februar 2008 in Abb. 4-9 zeigen zunächst, dass das Scheichenspitzenkar als höchstgelegene Doline die tiefsten Temperaturen aufweist, allerdings wird der Kaltluftsee kurz nach Mitternacht aufgrund des durchgreifenden Höhenwindes ausgeräumt. Das Grünloch stellt sich in der ersten Nachthälfte als die wärmste Doline heraus und zwar um rund 10 °C wärmer als die höchstgelegene. Es kann daher eher als Zufall bezeichnet werden, dass vom Grünloch die tiefste je gemessene Temperatur bekannt ist und dass es nicht an deren spezifischen Eigenschaften lag. Andererseits führt die exponierte Lage hochgelegener Dolinen dazu, dass der Kaltluftsee windanfälliger wird. Tatsächlich hat sich während des gesamten Winters 2007/2008 keine einzige störungsfreie Strahlungsnacht auf dem Scheichenspitzenkar gefunden.

4 Meteorologische Faktoren

4.1 Charakteristischer Temperaturverlauf während einer Strahlungsnacht

Die Temperaturgänge im Grünloch und am Ahornboden sind in Abb. 4-10 (a, b) während einer Strahlungsnacht im Sommer (28.-29. Juni 2011, links) und im Winter (23.-24. Jänner 2010, rechts) gegenübergestellt. Beiden Kurven ist gemeinsam, dass die Nachtlänge, selbst im Sommer, keinen entscheidenden Faktor für das Temperaturminimum darstellt. Um Mitternacht sind bereits 90 % (Sommer) bis 98 % (Winter) des Minimumwertes ausgehend vom Tagesmaximum erreicht. Die Tagesgänge sind deutlich unterschiedlich. Im Sommer beträgt er 19 °C im Winter 30 °C, typische Größenordnungen für klare Nächte in der Doline. Am Ahornboden außerhalb des Kaltluftsees sind die Tagesgänge geringer, zwischen 5 °C (Winter) und 10 °C (Sommer). Die sich bildende Kaltluft kann über die Plateauränder abfließen und wird durch wärmere Luft aus der freien Atmosphäre ersetzt. Der Temperaturverlauf während der Abkühlungsphase wird von DE WEKKER und WHITEMAN (2004) als Exponentialfunktion der Form

$$T(t) = (T_0 - T_a) e^{-(t-t_0)/\tau} + T_a \quad (2)$$

angegeben. Mit $T(t)$ der Temperatur zum Zeitpunkt t in °C, T_0 der Temperatur zum Zeitpunkt t_0 dem Beginn der Abkühlungsphase in °C, $t-t_0$ Zeitperiode ab dem Beginn der Abkühlungsphase in Dezimalstunden, τ der Zeitkonstante der Exponentialfunktion in Dezimalstunden, jener Zeitperiode ab t_0 bei der die Temperatur 63,2 % des Tiefstwertes erreicht hat ($= 1 - 1/e \times 100\%$) und T_a dem asymptotischen Endwert der Funktion von Gleichung 1 für $t \rightarrow \infty$ in °C, näherungsweise die Minimumtemperatur. DE WEKKER und WHITEMAN (2004) fanden für die Zeitkonstante τ Werte reichend von 3,1 Stunden für Dolinen, über 3,3 bis 5 Stunden für Täler, bis 6 Stunden für flaches Terrain. Für das Grünloch geben sie für die schneefreie Nacht vom 2. bis 3. Juni 2002 einen Wert von 3,2 Stunden an.

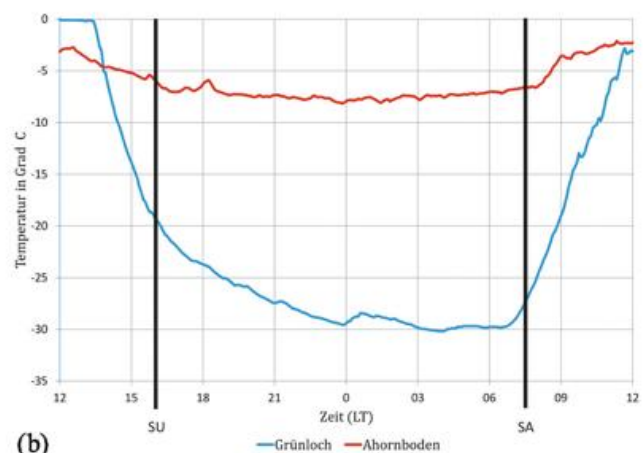
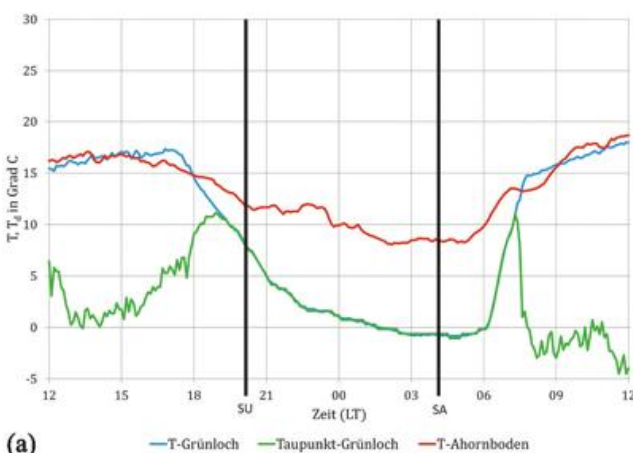


Abb. 4-10: Temperaturverläufe von Grünloch und Ahornboden für (a) 28. bis 29. Juni 2011 (links) inklusive Verlauf der Taupunkttemperatur und (b) 23. bis 24. Jänner 2010 (rechts). SA = Sonnenaufgang, SU = Sonnenuntergang.

Für die Temperaturverläufe vom 28. bis 29. Juni 2011 (Abb. 4-10 (a)) und vom 23. bis 24. Jänner 2010 (Abb. 4-10 (b)) berechnen sich die Zeitkonstanten τ zu 3,2 Stunden für den sommerlichen Fall und bestätigen den Wert von DE WEKKER und WHITEMAN (2004), für den winterlichen Fall liegt der Wert mit 2,8 Stunden deutlich darunter. Umgerechnet in eine mittlere Abkühlungsrate über diese Zeiträume ergibt sich $3,4 \text{ K h}^{-1}$ für den Sommer und ein mehr als doppelt so hoher Wert mit 7 K h^{-1} für den Winter. Die Inversionsstärken, bestimmt aus der Temperaturdifferenz zwischen dem Grünloch und der Hintergrundstation am Ahornboden, betragen rund 10 K im Sommer und 23 K im Winter.

Die Auflösung des Kaltluftsees unterscheidet sich ebenfalls markant zwischen Sommer und Winter. Die Erwärmung am Dolinengrund setzt im Sommer bezogen auf den astronomischen Sonnenaufgang später ein als im Winter (Abb. 4-10 (a, b)). Der Grund liegt in der unterschiedlichen Horizontüberhöhung. In nordöstlicher Richtung, der Richtung des Sonnenaufgangs im Sommer, befinden sich steilere Flanken und eine um rund 100 m höhere Kammlinie als in südöstlicher Richtung, der Richtung des Sonnenaufgangs im Winter (Abb. 4-2 (a)). Der Temperaturanstieg erfolgt in beiden Saisonen annähernd linear, allerdings deutlich rascher und effektiver im Sommer. Im Winter wird ein Temperaturanstieg von 27 K in $4,5 \text{ h}$ beobachtet, das entspricht einem Temperaturanstieg von 6 K h^{-1} . Im Sommer steigt die Temperatur um 16 K in $1,5 \text{ h}$ oder rund 10 K h^{-1} . Die Temperaturfluktuationen während des Tages im Sommerfall sind ein Zeichen von reger konvektiver Aktivität im Dolinenbereich. Strahlungsnächte (klare Nächte), sind durch geringe Bewölkung (maximal bis zu $1/8$) und auch geringer Windgeschwindigkeit oberhalb des Kaltluftsees gekennzeichnet. Diese Parameter ermöglichen eine störungsfreie Ausbildung des Kaltluftsees. Eine subjektive Auswertung der Temperaturverläufe in der Doline über siebeneinhalb Jahre ergibt an circa 10% aller Tage eine ungestörte Strahlungsnacht. Eine Häufung findet sich im Sommer und Herbst, wenn stabile Hochdruckwetterlagen eine Serie von klaren Nächten bewirken.

4.2 Die Rolle der Luftmasse

Einer der wichtigsten Parameter zur Ausbildung extrem tiefer Temperaturminima ist die vorherrschende Luftmasse. Typischerweise wird die Luftmasse durch die äquivalentpotentielle Temperatur Θ_e in der 850 hPa -Fläche charakterisiert. Θ_e wurde aus den Radiosondenaufstiegen von Wien (00 UTC) und Linz (03 UTC) extrahiert. Wien liegt rund 100 km in nordöstlicher Richtung, Linz liegt etwa 75 km in nordwestlicher Richtung vom Grünloch entfernt. In Abb. 4-11 ist die Minimumtemperatur im Grünloch gegen Θ_e aufgetragen. Es wurden 141 klare Nächte ausgewählt. Die Definition einer klaren Nacht erfolgte nach dem Temperaturverlauf in der Doline. Punktwolken, Korrelationskoeffizienten und Steigung der Regressionsgeraden unterscheiden sich kaum, sodass die Luftmassen über Wien und Linz als repräsentativ für das dazwischen-

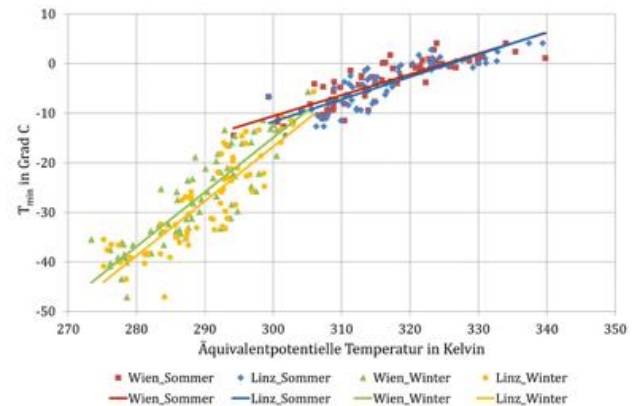


Abb. 4-11: Minimumtemperatur $T_{\min}$ im Grünloch in Abhängigkeit der äquivalentpotentiellen Temperatur Θ_e für 141 Strahlungsnächte stratifiziert nach Winter- und Sommerhalbjahr. Θ_e aus 850 hPa -Niveau der Radiosondenaufstiege Wien (00 UTC) und Linz (03 UTC) bestimmt. Regressionsgeraden und Korrelationskoeffizienten r : Wien Sommer: $T_{\min} = 0,42 \Theta_e - 137$, $r = 0,85$; Linz Sommer: $T_{\min} = 0,45 \Theta_e - 147$, $r = 0,86$; Wien Winter: $T_{\min} = 1,14 \Theta_e - 356$, $r = 0,88$; Linz Winter: $T_{\min} = 1,14 \Theta_e - 358$, $r = 0,87$; Entfernungen: Grünloch-Linz 75 km , Grünloch-Wien 100 km .

liegende Grünloch angesehen werden können. Bei einer weiteren Unterteilung in ein Sommer- und Winterhalbjahr treten deutliche Unterschiede zwischen den Jahreszeiten zu Tage. Die Abhängigkeit des Temperaturminimums von der Luftmasse ist im Sommer geringer als im Winter (etwa $0,4 \text{ } ^\circ\text{C K}^{-1}$ im Sommer gegen $1,1 \text{ } ^\circ\text{C K}^{-1}$ im Winter). Dies weist darauf hin, dass auch andere Faktoren neben der Luftmasse eine entscheidende Rolle für das Temperaturminimum spielen, wie zum Beispiel der Bodenwärmestrom oder die Luftfeuchte. Eine spezielle Rolle nimmt die Schneedecke ein. Durch ihre isolierende Wirkung dem Boden gegenüber und der Wirkung als (fast) perfekter schwarzer Strahler im langwelligen Bereich gewinnt die vorherrschende Luftmasse an Bedeutung für das Minimum. In einem Temperaturbereich der Luftmasse zwischen 290 K und 295 K können Minima zwischen $-15 \text{ } ^\circ\text{C}$ und $-35 \text{ } ^\circ\text{C}$ auftreten, abhängig davon, ob eine Schneedecke vorhanden ist oder nicht. Besonders im Spätherbst treten Fälle von energieärmerer Luftmasse in Kombination mit fehlender Schneedecke auf.

Die höchsten Minima übersteigen in keinem Fall einer klaren Nacht der gesamten Datenreihe $5 \text{ } ^\circ\text{C}$. Selbst bei tropischen Luftmassen mit einem Θ_e von mehr als 330 K und einem Tageshöchstwert von mehr als $25 \text{ } ^\circ\text{C}$ in der Doline sinkt die Temperatur um mehr als $20 \text{ } ^\circ\text{C}$ ab. Extrem tiefe Minima von unter $-40 \text{ } ^\circ\text{C}$ treten in der Regel erst bei einem Wert von Θ_e von unter 280 K auf. Eine Extrapolation der Regressionsgerade des Winterhalbjahres von Abb. 4-11 bis zu den früheren Minima von unter $-50 \text{ } ^\circ\text{C}$ ergibt ein Θ_e von rund 270 K . Es stellt sich die Frage, ob aufgrund der Luftmasse, derart tiefe Minima theoretisch wieder erreichbar wären, insofern, als die aktuelle Datenreihe seit Winter 2001/2002 „nur“ einen Tiefstwert von $-47,1 \text{ } ^\circ\text{C}$ ausweist. Um diese Frage zu beantworten, wurde Θ_e der 00 UTC-Radiosondenaufstiege von Wien der Winter 2001/2002 bis 2015/2016 nach Werten unter 275 K ausgewertet. Insgesamt

trat dieser Fall in 35 Nächten auf, mit dem absoluten Minimum von 267,6 K am 5. Februar 2012. Derart energiearme Luftmassen sind mit dem Ausbruch arktischer Luftmassen verbunden, welche vor allem in den letzten Jahren nur mehr selten stattgefunden haben. In 27 Fällen herrschten keine idealen Witterungsbedingungen. Aus den gemessenen Temperaturverläufen während dieser Nächte kann geschlossen werden, dass entweder Wind oder tiefe Bewölkung die Ausbildung tiefer Minima verhindert haben. Technische Probleme mit den Sensoren haben in 5 Fällen eine Messung verhindert. In 2 Fällen waren die Sensoren eingeschnitten. Nur ein Fall wurde tatsächlich erfasst. Mit anderen Worten: Theoretisch sind auch heute noch Temperaturminima von an oder unter -50°C möglich, wenn die Witterungsbedingungen eine klare und ruhige Strahlungsnacht zulassen.

4.3 Die Energiebilanz des Erdbodens

Der Erdboden ist die wichtigste Fläche für Energieumwandlungen. Die Energiebilanz an der Erdoberfläche schreibt sich zu:

$$Q_S^* + Q_H + Q_E + Q_B = 0 \quad (3)$$

mit Q_S^* der Nettostrahlungsbilanz, Q_H dem fühlbaren Wärmestrom, Q_E dem latenten Wärmestrom und Q_B dem Bodenwärmestrom, sämtliche Größen in W m^{-2} . In Gleichung 3 wurde der Wärmetransport durch den Niederschlag vernachlässigt, da nur Fälle von klaren Nächten betrachtet werden. Ferner ist bei schmelzender Schneedecke noch ein Term zur Phasenumwandlung von der festen auf die flüssige Phase zu berücksichtigen. Die Nettostrahlungsbilanz besteht aus folgenden Komponenten:

$$Q_S^* = K \downarrow + K \uparrow + L \downarrow + L \uparrow \quad (4)$$

mit $K \downarrow$ der kurzwelligen Einstrahlung (Globalstrahlung = Solarstrahlung und diffuse Strahlung), $K \uparrow$ der kurzwelligen reflektierten Strahlung, $L \downarrow$ der langwelligen Einstrahlung der Atmosphäre und $L \uparrow$ der langwelligen Ausstrahlung der Erdoberfläche, sämtliche Größen in W m^{-2} . Es sei erwähnt, dass an dieser Stelle nicht auf das Schließungsproblem der Energiebilanzgleichung eingegangen wird. Hier wird auf die Fachliteratur (zum Beispiel FOKEN 2008) verwiesen.

Die kurzwellige Strahlungsbilanz besteht aus der einfallenden Globalstrahlung und der durch die Albedo definierten reflektierten Solarstrahlung vom Boden. Die Albedo in der Doline ist großen jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. Im Sommer bei grasbedecktem Dolinenboden beträgt die Albedo zwischen 0,12 und 0,3, um in Winter bei Schneedecke auf 0,7 bis 0,98 anzusteigen. Die hohen Werte gelten bei Neuschnee. Die Albedo von schmelzendem Altschnee liegt zwischen 0,35 und 0,65, abhängig vom Verschmutzungsgrad. Ein Spezifikum ergibt sich aufgrund der bewaldeten Hänge für Dolinen unterhalb der Baumgrenze. Nadelwald hat eine geringe Albedo von 0,1 bis 0,15. Die Besonderheit liegt im Winterhalbjahr, wenn die schneefrei-

en Bäume mit dem schneebedeckten Boden eine Albedo von 0,2 bis 0,35 aufweisen und damit deutlich unter jener einer offenen Schneedecke liegen. Sämtliche Albedowerte sind HARTMANN (1994) entnommen. Die aus den stark unterschiedlichen Albedowerten entstehenden Effekte sind in Kapitel 5 beschrieben.

Die langwelligen Strahlungskomponenten werden nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz von der Temperatur des strahlenden Körpers und von dessen Emissionsvermögen bestimmt. Während der Nachtstunden stellen diese Terme die Hauptanteile der Energiebilanzgleichung dar. Wie SAUBERER und DIRMHORN (1956) durch Messungen belegen konnten, wird in der Regel während der ganzen Nacht kein Strahlungsgleichgewicht erreicht, die Bilanz bleibt leicht negativ und die Temperatur sinkt langsam weiter ab. Die besondere Rolle der Luftfeuchte in der langwelligen Strahlungsbilanz wird im nächsten Abschnitt separat behandelt.

Die turbulenten Flüsse fühlbarer und latenter Wärme liefern in der Nacht kaum nennenswerte Beiträge zur Energiebilanz. Die Luft ist dermaßen stabil geschichtet, dass sämtliche vertikalen Flüsse unterbunden werden. Durch die großen Mengen an Tau oder Reif, die sich während der Nacht bilden, wird mit Einsetzen der kurzwelligen Einstrahlung am Morgen zunächst ein großer Anteil in latente Wärme umgewandelt und erst danach steigt der Anteil des fühlbaren Wärmeflusses. Bei schneefreiem Boden halten die starken turbulenten Flüsse während des Tages an, mit einem hohen Anteil des latenten Wärmeflusses aufgrund des feuchten Untergrundes. Bei Schneelage bleiben die turbulenten Wärmeströme durchwegs gering. Gemäß Gleichung 3 hängen die turbulenten Flüsse von der Nettostrahlungsbilanz, dem Bodenwärmestrom und nicht zuletzt vom Bowen-Ratio, dem Verhältnis des fühlbaren zum latenten Wärmefluss, ab. Die unterschiedliche Bestrahlung der Hänge während des Tagesverlaufs führt daher zu stark variierenden turbulenten Flüssen (zum Beispiel ZARDI und WHITEMAN 2013). Besonders stark prägt sich der Unterschied Dolinenboden zu den Hängen wieder im Winter aus.

Der Bodenwärmestrom hängt vom Temperaturgradienten im Boden ab. Als Proportionalitätsfaktor dient der molekulare Wärmeleitungskoeffizient λ in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$:

$$Q_B = -\lambda \frac{dT}{dz} \quad (5)$$

λ variiert nach Bodentyp über mehrere Größenordnungen beginnend bei Neuschnee mit 0,03 (ähnlich ruhender Luft von 0,024) über Altschnee mit 0,5 bis zu feuchten Böden mit 1 bis 3 $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ je nach Bodenart und Feuchtegehalt. Der Bodenwärmestrom ist an Strahlungstagen bei schneefreiem Untergrund typischerweise in den Boden gerichtet bei Nacht umgekehrt. Neuschnee wirkt wie ein idealer Isolator, der Bodenwärmestrom in der Schneedecke geht gegen Null. Darüber hinaus hält der Bodenwärmestrom im Boden selbst zur Bodenoberfläche hin an und ändert nicht mehr seine Richtung im Tagesverlauf. Dies bewirkt ein

Auftauen des Bodens, respektive wird ein Gefrieren des Bodens verhindert, wie beim Graben von Schneeschächten immer wieder beobachtet werden konnte. Dadurch werden Bodenorganismen gegen die extrem tiefen Minima geschützt. Dem Bodenwärmestrom bei Schneelage wird in der Literatur nur geringe Bedeutung beigemessen. Eine Abschätzung für Altschnee mit einer Schneehöhe von 50 cm und einer Minimumtemperatur der Luft von -25 °C , wie sie im Frühjahr im Grünloch durchaus auftritt, ergibt für Q_B einen Wert von 25 W m^{-2} . Tatsächlich haben SENSOY et al. (2006) gezeigt, dass der Bodenwärmestrom bis zu 50 % der Energiebilanz einer Schneedecke von rund 50 cm Höhe im Mittel über 5 Tage betragen kann.

4.4 Die Rolle der Luftfeuchte

Der Parameter Luftfeuchte nimmt in dreifacher Hinsicht Einfluss auf die Entwicklung des Temperaturminimums. Zum ersten sind die H_2O -Moleküle äußerst strahlungswirksam und verstärken die langwellige Einstrahlung $L\downarrow$, zum zweiten kommt es bei Erreichen der Taupunkttemperatur in der Doline zur Nebelbildung, wodurch Kondensationswärme freigesetzt wird, außerdem verstärken Wassertröpfchen $L\downarrow$ und zum dritten wird bei Tau- oder Reifbildung die Kondensations- oder Sublimationswärme direkt am Boden freigesetzt, andererseits wird durch das Absetzen von Tau und Reif der Feuchtegehalt der Luft verringert und $L\downarrow$ reduziert.

4.4.1 Anteil der Luftfeuchte an der langwelligen Strahlungsbilanz

Die einfallende langwellige Strahlung aus dem oberen Halbraum der Atmosphäre (vielfach als Gegenstrahlung bezeichnet) hängt nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz nur von der Temperatur und der Emissivität ab. Im komplexen Terrain wird ein Teil des Halbraumes jedoch durch die Horizontüberhöhung abgedeckt. Die Abschirmung in % des gesamten Halbraumes wird von LITSCHAUER (1962) mit 9,9 % für das Grünloch angegeben. Der Anteil der freien Himmelssicht (Sky-View-Faktor) f_v beträgt 90,1 %. Die gesamte langwellige Einstrahlung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen (zum Beispiel WHITEMAN et al. 2007):

$$L^\downarrow = L_A^\downarrow + L_H^\downarrow = f_v \sigma \varepsilon_A T_A^4 + (1 - f_v) \sigma \varepsilon_H T_H^4 \quad (6)$$

mit $L^\downarrow$ der langwelligen Einstrahlung in W m^{-2} , $L_A^\downarrow$ Anteil Atmosphäre, $L_H^\downarrow$ Anteil Hänge, f_v dem Sky-View-Faktor, σ der Stefan-Boltzmann-Konstanten in $\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$, ε_A der Emissivität der Atmosphäre, T_A der mittleren effektiven Strahlungstemperatur der Atmosphäre in K , ε_H der Emissivität der Hänge und T_H der mittleren Strahlungstemperatur der Hänge in K .

Der Anteil $L_A^\downarrow$ der langwelligen Einstrahlung für wolkenlosen Himmel kann mit der empirischen Ångström Formel abgeschätzt werden zu:

$$L_{A,wh}^\downarrow = \sigma T_{St}^4 (0,790 - 0,174 \cdot 10^{-0,041e}) \quad (7)$$

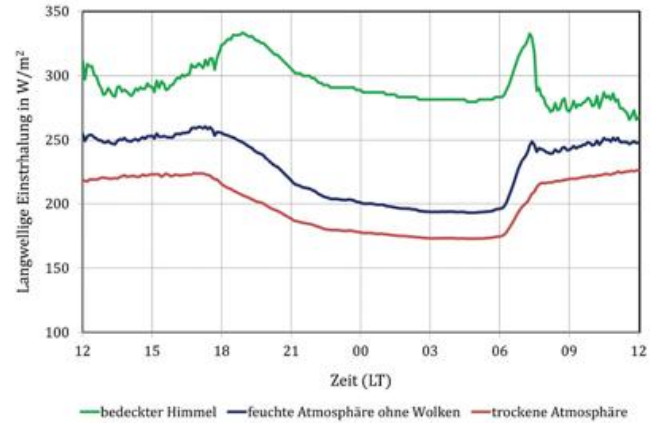


Abb. 4-12: Langwellige Einstrahlungskomponenten $L\downarrow$ abgeschätzt nach Gleichungen 7 und 8 für bedeckten Himmel, feuchte Atmosphäre und trockene Atmosphäre für den 23. bis 24. Jänner 2010.

mit $L_{A,wh}^\downarrow$ der langwelligen Einstrahlung bei wolkenlosem Himmel, T_{St}^4 der Stationstemperatur in K und e dem Partialdruck des Wasserdampfes in hPa . Bei vollständig bewölkten Himmel mit niedrigen Wolken oder Nebel, kann in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass die Temperatur der Wolkenuntergrenze der gemessenen Taupunkttemperatur an der Station in 2 m Höhe entspricht. Bei Bodennebel sind Taupunkttemperatur und Temperatur gleich. Wassertröpfchen emittieren langwellige Strahlung nahezu als Schwarzer Körper. Die Emission einer tiefliegenden Wolken- oder Nebelschicht kann mit

$$L_{A,bH}^\downarrow = \sigma T_{d,St}^4 \quad (8)$$

grob angenähert werden, mit $L_{A,bH}^\downarrow$ der langwelligen Einstrahlung bei bedecktem Himmel und $T_{d,St}^4$ der an der Station in 2 m Höhe gemessenen Taupunkttemperatur T_d in K . In Abb. 4-10 (a) ist neben dem Temperaturverlauf für den 28.–29. Juni 2011 auch der Verlauf von T_d dargestellt. T_d zeigt zwei markante Maxima, eines am frühen Abend und ein zweites am frühen Morgen. Wie bereits erwähnt, stellen der immer feuchte Boden des Grünlochs und der kleine Tümpel eine dauerhafte Feuchtequelle dar. Mit Erschlaffen der Konvektion am Abend werden die durch Verdunstung vom Boden ständig mit Feuchte versorgten Luftmassen nicht mehr aus der Doline befördert und es kommt zu einem ständig weiteren Anfeuchten der Luft (etwa zwischen 1800 und 1900 LT), bis endlich Sättigung erreicht ist. Es beginnt sich Tau abzusetzen, was den Taupunkt mit der Lufttemperatur fallen lässt. Am frühen Morgen, wenn die Temperatur zu steigen beginnt, setzt sofort wieder Verdunstung ein, was wiederum einen Anstieg des Taupunktes zur Folge hat, bis schlussendlich die einsetzende Konvektion die feuchte Luft aus der Doline befördert und der Taupunkt schlagartig zurückgeht. Die aus den Näherungsformeln 7 und 8 gewonnen Kurven sind in Abb. 4-12 für denselben Zeitraum dargestellt. Eine dritte Kurve ist für den Fall trockener Atmosphäre ($e = 0\text{ hPa}$) gezeichnet, um den Einfluss des Wasserdampfes an der langwelligen Einstrahlung abschätzen zu können. Bei einem mittleren Partialdruck des Wasserdampfes von $7,4\text{ hPa}$ beträgt der mittlere Unterschied

in der langwelligen Einstrahlung zwischen trockener und feuchter Atmosphäre rund 28 W m^{-2} oder 12 %. Bedeutend stärker wird die langwellige Einstrahlung wenn Kondensat (Wolken- oder Nebeltröpfchen) auftritt. Im Mittel ist eine Zunahme um 66 W m^{-2} oder knapp 29 % zu verzeichnen. Allerdings gilt Gleichung 8 für eine kompakte Wolkendecke oder dichten Nebel – mit anderen Worten: für ein optisch dickes Medium. Im Grünloch wird meist nur eine flache und wenig dichte Nebelschicht beobachtet. Es ist daher anzunehmen, dass die reale langwellige Einstrahlung zwischen den Kurven der feuchten Atmosphäre und bedecktem Himmel zu liegen kommt. HOCH und WHITEMAN (2010) haben die langwellige Einstrahlung im Meteor Crater für einen Oktobertag gemessen (wolkenloser Tag) und finden Werte zwischen 245 und 270 W m^{-2} , ähnlich den hier abgeschätzten.

4.4.2 Effekt der freigesetzten latenten Wärme

Tau- beziehungsweise Reifbildung setzt Kondensations- beziehungsweise Sublimationswärme – die latente Wärme – frei und vermindert die Abkühlung. Der Effekt kann als Abkühlungsverhältnis angegeben werden (WHITEMAN et al. 2007):

$$\frac{dT}{dT_{\text{Kond}}} = \frac{1}{1 + \frac{L \cdot dm_s}{c_p \cdot dT}} \quad (9)$$

mit dT Temperaturänderung ohne Kondensation in K , dT_{Kond} Temperaturänderung bei Auftreten von Kondensation (Sublimation) in K , L Kondensations- (Sublimations-) wärme in J kg^{-1} , c_p spezifische Wärme in $\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und m_s Sättigungsmischungsverhältnis in kg kg^{-1} . Abb. 4-13 zeigt das Abkühlungsverhältnis für Sättigung über Wasser und über Eis. Bei einer Temperatur von unter -20°C reduziert Sublimation die Abkühlung um rund 15 %, bei 0°C beträgt die Reduktion bereits rund 40 %, um bei $+20^\circ \text{C}$ fast 70 % zu betragen.

Wie aus Abb. 4-10 (a) ersichtlich ist, wird der Taupunkt bereits wenige Stunden nach Einsetzen der Abkühlungsphase erreicht. Die Bildung von Nebel oder tiefen Stratus setzt ein

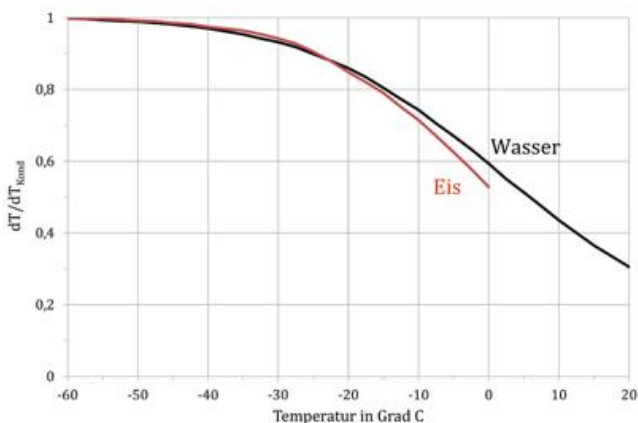


Abb. 4-13: Änderung des Abkühlungsverhältnisses dT/dT_{Kond} als Funktion der Temperatur für Wasser und Eis (nach WHITEMAN et al. 2007).

und es wird weitere latente Wärme freigesetzt. Trotzdem werden Tagesgänge von 20 bis 30°C beobachtet und der Taupunkt sinkt um mehr als 10°C ab, einem Wert, der weit über den üblichen Taupunktabsenkungen während einer Strahlungsnacht in der Ebene liegt. Damit diese Minima erreicht werden können, muss die langwellige Strahlungsdivergenz die ganze Nacht wirken können. Dazu darf der Nebel optisch nicht zu dick werden.

4.4.3 Mechanismen zur Feuchteabsenkung in der Dolinenatmosphäre

ZÄNGL (2005) hat in einer numerischen Studie gezeigt, dass die Entfernung der Feuchte aus der Dolinenatmosphäre von entscheidender Bedeutung zur Erreichung der beobachteten tiefen Minima darstellt. Folgende Mechanismen zur Reduzierung der Feuchte können identifiziert werden. Man beachte, dass in der Doline absolut stabile Verhältnisse angenommen werden und daher keine vertikal gerichteten Winde auftreten. Ebenso werden Horizontalwinde ausgeschlossen.

4.4.3.1 Kondensation und Resublimation von Wasserdampf

Durch die Bildung von Tau (Reif) am Dolinenboden wird die unterste Luftschicht abgetrocknet und der Gradient des Partialdruckes des Wasserdampfes richtet sich zum Boden hin und hält damit den Wasserdampftransport aufrecht. Es erfolgt eine Abtrocknung der Dolinenatmosphäre. Die Effektivität dieser Kondensations- und Resublimationsprozesse wird über den Transport eines Flüssigwasseräquivalents in kg s^{-1} , welches pro m^2 Fläche ausfällt, ausgedrückt. Bezogen auf die Dichte des Wasserdampfes bekommt diese Größe die Einheit einer Geschwindigkeit, mit der die Wassersäule anwächst (v_{Aqui}). Nach WHITEMAN et al. (2007) lautet die Gleichung:

$$v_{\text{Aqui}} = \frac{M_w}{\rho m_D A_h \Delta t} \quad (10)$$

mit M_w der Wassermasse in kg , welche aus der Dolinenatmosphäre durch diesen Prozess entfernt wird, ρ der Luftdichte in kg m^{-3} , m_D dem Mischungsverhältnis der Dolinenatmosphäre unterhalb des niedrigsten Sattels in kg kg^{-1} , A_h horizontale Querschnittsfläche des unteren Dolinenbereiches in m^2 , Δt Dauer des Wasserdampftransportes in s . Unter der Annahme von 3 g kg^{-1} für das Mischungsverhältnis und einer Nachtdauer von 10 Stunden haben WHITEMAN et al. (2007) v_{Aqui} mit $0,0004$ bis $0,0006 \text{ m s}^{-1}$ abgeschätzt. Das entspricht einem äquivalenten Wassergehalt von $0,044$ bis $0,061 \text{ mm}$.

4.4.3.2 Deposition von Nebel- und Wolkentröpfchen

In vielen klaren Nächten kommt es im Grünloch zur Bildung von Nebel oder tiefem Stratus. Die (stationäre) Sinkgeschwindigkeit dieser Tröpfchen v_{Kond} ist nach der Stokeschen Gleichung definiert zu:

$$v_{Kond} = -\frac{2r^2 g (\rho_{Kond} - \rho)}{9\eta} \sim -k_1 r^2 \quad (11)$$

mit r dem Tröpfchenradius in m, g der Erdbeschleunigung in m s^{-2} , ρ_{Kond} der Dichte des Kondensats in kg m^{-3} , ρ der Luftdichte, η der dynamischen Viskosität in $\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$. Unter der Annahme, dass sich die entsprechenden Dichten während einer Nacht nicht stark ändern werden, ist die Sinkgeschwindigkeit proportional zum Quadrat des Tröpfchenradius mit $k_1 = 1,3 \times 10^8 \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$. Bei einem Tröpfchendurchmesser von $5 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Sinkgeschwindigkeit von $0,00325 \text{ m s}^{-1}$ und das Tröpfchen fällt $11,7 \text{ m h}^{-1}$ oder 117 m während einer zehnstündigen Nacht. Unter der Annahme einer Dichte des Nebelwassers ρ_{Kond} von $0,1 \text{ g m}^{-3}$ ergibt das $11,7 \text{ g}$ Wasser pro m^2 , welches dem Boden zugeführt wird oder $0,0117 \text{ mm}$.

4.4.3.3 Heterogene Eiskondensation

Einen besonders effektiven Prozess, um die Feuchte in der Dolinenatmosphäre zu reduzieren, stellt die heterogene Eiskondensation, welche etwa bei -10°C einsetzt, dar. Durch den geringeren Sättigungsdampfdruck über Eis gegenüber flüssigem Wasser sublimiert Wasserdampf an dem Eiskristall an, während der unterkühlte Wassertropfen sich damit in untersättigter Umgebung befindet und bereits wieder verdunstet (Bergeron-Findeisen-Prozess). Je nach Kristalltyp beträgt die Fallgeschwindigkeit des Eiskristalls zwischen $0,25$ und $0,60 \text{ m s}^{-1}$. Durch Akkretion von unterkühlten Wassertropfen während des Fallens steigt diese auf bis zu 1 m s^{-1} an. Das Eiskristall benötigt nur 120 bis 480 s , um die gesamte Dolinenatmosphäre durchzufallen.

5. Extreme Tagesgänge

Im Gegensatz zu großen Becken, wo Kaltluftseen und damit Temperaturinversionen oft mehrere Tage bis zu Wochen bei geringen Tagesgängen bestehen können, wird der Kaltluftsee im Grünloch selbst im Winterhalbjahr regelmäßig ausgeräumt. Die tiefstehende Sonne im Winter verursacht eine differentielle Erwärmung der bewaldeten Dolinhänge. Der daraus folgende horizontale Temperaturgradient führt entsprechend des Zirkulationssatzes zu einer thermisch induzierten Querkirkulation. Diese reicht aus, um den gesamten Kaltluftsee auszuräumen und ein höheres Tagesmaximum der Temperatur zu erreichen. LEHNER und WHITEMAN (2012) haben in einer Simulationsstudie die Querkirkulation im Meteor Crater in Arizona untersucht. Sie konnten zeigen, dass sich bei einem übergeordneten Wind in Richtung des horizontalen Temperaturgradienten in der Doline über der primär induzierten Zelle noch eine zweite entgegenrotierende Zelle ausbildet und die primäre Zelle verstärkt. Darüber hinaus ergaben ihre Studien, dass bei einer Beckengröße von 5 bis 20 km Durchmesser, der sich ausprägende Temperaturgradient nicht mehr ausreicht, um die Kaltluft auszuräumen.

Im Grünloch konnten nur wenige Ereignisse analysiert werden, an denen der Kaltluftsee über mehrere Tage beste-

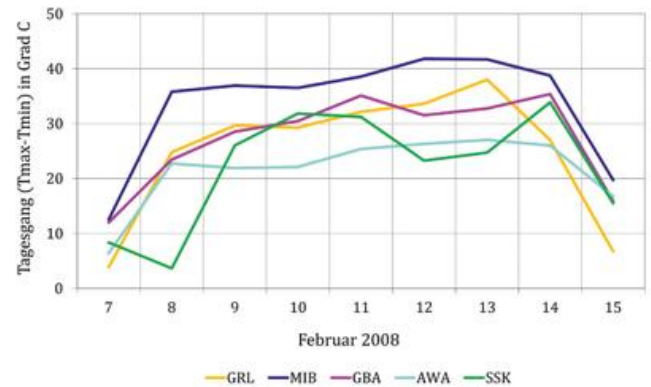


Abb. 4-14: Tagesgänge ($T_{\max}-T_{\min}$) der Dolinen: GRL Grünloch, MIB Miesboden, GBA Grafenbergalm, AWA Augstwiesenalm und SSK Scheichenspitzenkar für die Periode 7. bis 15. Februar 2008.

hen blieb, bevorzugt nach einem Schneefallereignis, wenn die Wälder vorübergehend schneebedeckt waren. Obwohl am zweiten Tag die Abkühlung von einem tieferen Wert startet, wird das Minimum der Vornacht nicht unterschritten. Die vorherrschende Luftmasse begrenzt das entsprechend mögliche Minimum.

Ein Vergleich der Tagesgänge für die Dolinen von Abb. 4-8 wird in Abbildung 4-14 für mehrere Strahlungsnächte einer Woche im Februar 2008 präsentiert. Die tiefste Doline Augstwiesenalm (AWA) erfährt die geringsten Tagesgänge von rund 25°C . Die Dolinen Grünloch (GRL), Grafenbergalm (GBA) und Scheichenspitzenkar (SSK) liegen eng beisammen mit Tagesgängen von 30 bis 35°C . Am 12. und 13. Februar hat aufkommender Wind eine ungestörte Strahlungsnacht auf dem Scheichenspitzenkar verhindert, daher die geringeren Tagesgänge. In der Doline am Miesboden wurden die extremsten Tagesgänge mit zum Teil mehr als 40°C verzeichnet. Der Grund liegt nicht in tieferen Minima aber in höheren Maxima durch Föhn verursacht. An mehreren aufeinanderfolgenden Tagen konnte sich während des Tages die Föhnluft in der Doline etablieren und führte zu höheren Maxima, am Abend ist der Föhn eingeschlafen und die Luft konnte ungestört auskühlen.

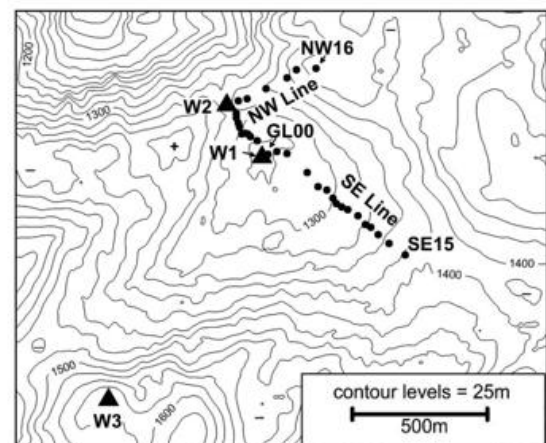


Abb. 4-15: Positionen der Temperaturlogger im Grünloch (SW-Linie und SE-Linie) sowie Positionen der Wetterstationen W1 (Grünlochboden), W2 Lechnersattel und W3 Kleiner Hühnerkogel (nach DORNINGER et al. 2007).

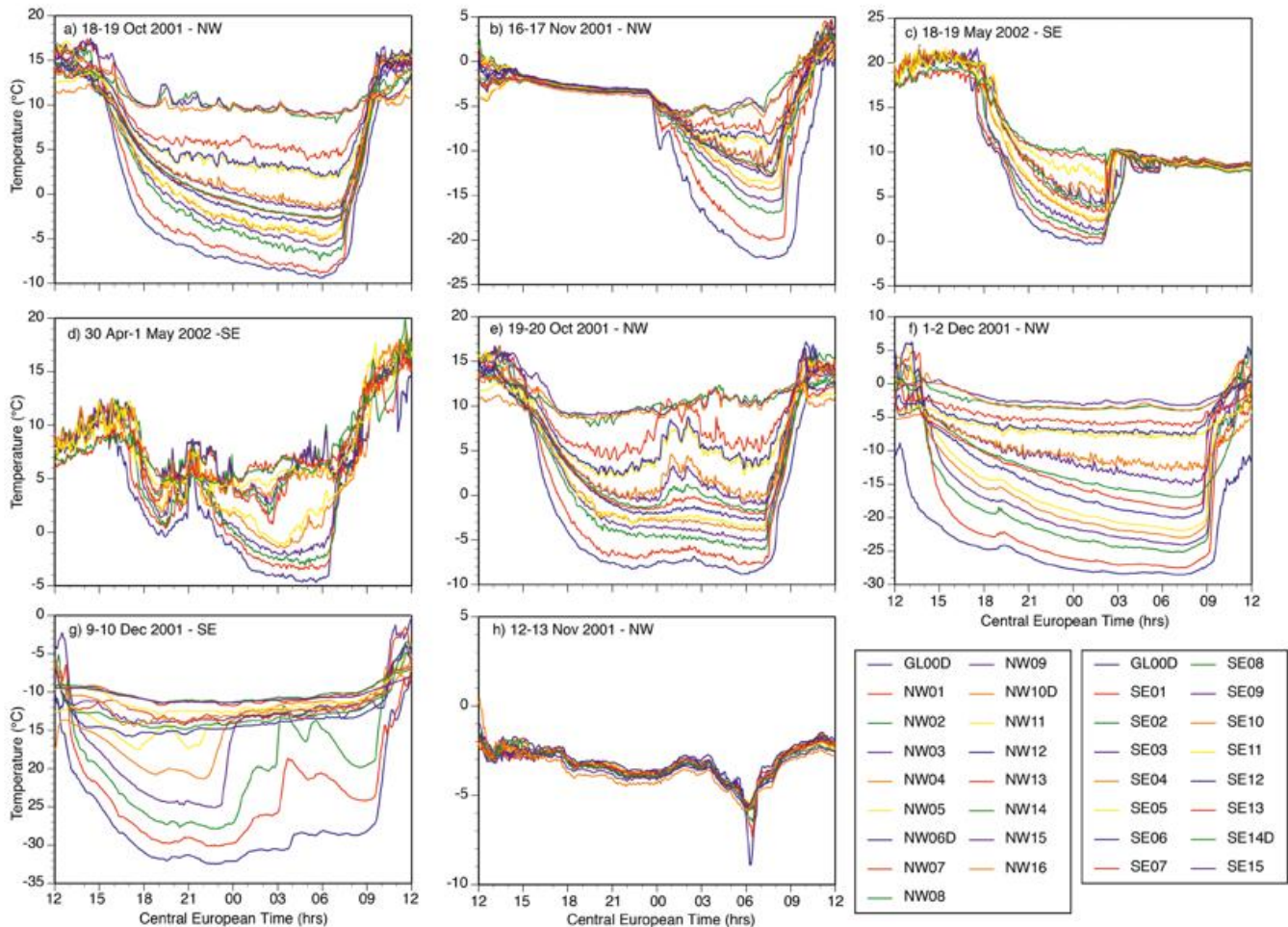


Abb. 4-16: Beispiele von Kaltluftseeentwicklungen unter verschiedenen meteorologischen Einflüssen extrahiert von den Zeitreihen der Temperatursensoren in verschiedenen Höhen: a) ungestörte Entwicklung, b) späte Entwicklung, c) verfrühte Auflösung, d) dynamische Durchmischung, e) obere Störung, f) untere Störung, g) schichtweise Erosion, h) Kaltluftfenster.(nach DORNINGER et al., 2007).

6 Einfluss meteorologischer Effekte auf den „Lebenszyklus“ von Kaltluftseen

Die Entwicklung des Kaltluftsees in Dolinen ist eng mit den vorherrschenden meteorologischen Gegebenheiten verbunden. Während einer Feldmesskampagne im Grünloch vom 17. Oktober 2001 bis zum 4. Juni 2002 wurde ein Messnetz, bestehend aus insgesamt 60 Temperaturloggern, in der Doline und der näheren Umgebung installiert. Die Messkampagne gipfelte in einer Intensivmesskampagne vom 2. bis 4. Juni 2002 mit zusätzlichen Wetterstationen, 3D-Windsensoren und dem Betrieb von Fesselballonsonden. Details zu dieser Kampagne finden sich in STEINACKER et al. (2007).

In DORNINGER et al. (2011) wurden die Temperaturverläufe der für diese Untersuchung verwendeten Sensoren (Abbildung 4-15) kategorisiert und acht charakteristische „Lebenszyklen“ von Kaltluftseen definiert. Abbildung 4-16 zeigt spezifische Beispiele der einzelnen Kategorien.

a) Ungestörte Entwicklung, Abb. 4-16 (a)

Dieser Typ repräsentiert die störungsfreie Entwicklung des Kaltluftsees per se. Wolkenlose und windstille Nächte sind die erforderlichen meteorologischen Para-

meter. Neuschnee verstärkt den Tagesgang durch die isolierende Wirkung gegen den Bodenwärmestrom und der effektiven langwelligen Ausstrahlung. Der Wind an der Hintergrundstation am Kleinen Hühnerkogel (W3 in Abb. 4-15) darf 1 bis 2 m s⁻¹ bei maximalen Böen von 4 bis 5 m s⁻¹ nicht überschreiten. Die stärksten Tagesgänge finden sich am Dolinenboden mit abnehmender Intensität mit der Höhe.

b) Späte Entwicklung, Abb. 4-16 (b)

Bewölkungsrückbildung und abflauender Wind, zum Beispiel nach einem nächtlichen Frontdurchgang, führen zu diesem Typ von Kaltluftsee. Die Kurvenverläufe sind ähnlich dem ungestörten Typ, beginnen nur später. Auch sonst müssen die meteorologischen Parameter nach dem Aufklaren die gleichen sein.

c) Verfrühte Auflösung, Abb. 4-16 (c)

Die Ausräumung eines vollständig entwickelten Kaltluftsees in kurzer Zeit erfordert ein kombiniertes Signal mehrerer Parameter. Während eines Kaltfrontdurchgangs nimmt der Höhenwind zu, durch die Kaltluftadvektion in der Höhe nimmt die Stabilität ab und erleichtert dem Höhenwind durchzugreifen, gekennzeichnet durch einen Rückgang der Bulk-Richardson-Zahl, die die statische Stabilität ins Verhältnis zur Windscherung

setzt. Zu guter Letzt verstärkt tiefe Bewölkung die langwellige Einstrahlung, markiert durch einen Anstieg der relativen Feuchte auf 100 % am Kleinen Hühnerkogel.

d) Dynamische Durchmischung, Abb. 4-16 (d)

Starke und böige Winde können Wirbel erzeugen, deren Energie ausreicht, um den bestehenden Kaltluftsee in kurzer Zeit aufzulösen. In diesem Fall fehlt die unterstützende Wirkung der Kaltluftadvektion in der Höhe und der tiefen Bewölkung. Die Wettersituation von Fall d) zeigt eine Südströmung am Kl. Hühnerkogel mit Böen von bis zu 10 m s^{-1} . Die Föhnströmung schafft es genau zu den windstärksten Phasen im Grünloch durchzugreifen. Im Gegensatz zu Fall c) ist dieser Fall idealerweise durch den trockenisentropen Temperaturgradienten zwischen Kl. Hühnerkogel und Grünloch gekennzeichnet, auch geht die Feuchte am Kl. Hühnerkogel im Laufe der Nacht auf 35 % zurück, ein Zeichen für die föhnige Strömung. Allerdings schwächt sich die Föhnströmung bald wieder ab und der Kaltluftsee kann sich sofort wieder etablieren.

e) Obere Störung, Abb. 4-16 (e)

Ähnlich wie im vorhergehenden Fall ist vor allem der Wind der verantwortliche Parameter für die beobachteten Temperaturverläufe. Der Wind ist allerdings schwächer und weniger böig als im vorhergehenden Fall. Die Böen am Kl. Hühnerkogel erreichen Werte von maximal 7 m s^{-1} . Es erfolgt nur eine Erwärmung der oberen Schichten des Kaltluftsees.

f) Untere Störung, Abb. 4-16 (f)

In einigen Nächten findet sich eine Erwärmung der untersten Schichten ohne die Inversion aufzulösen. Die Erwärmung ist am stärksten am Dolinenboden und nimmt mit der Höhe ab. Die Zeitskala ist größer als die kurzzeitigen Fluktuationen, die den Temperaturkurven oft überlagert sind, ausgelöst durch Schwingungen des Kaltluftsees. Die genauen Ursachen sind nicht bekannt (DORNINGER et al. 2011). Naheliegender wäre Aufzug niederer Wolken oder Wolkenbildung in der Doline, welche die langwellige Einstrahlung erhöht aber auch Hangwinde, die den Dolinenboden erreichen. Im präsentierten Fall von Abbildung 4-16 (f) waren die Windgeschwindigkeiten am Kleinen Hühnerkogel schwach bei nur 1 bis 2 m s^{-1} .

g) Schichtweise Erosion, Abb. 4-16 (g)

Das schichtweise „Abtragen“ des Kaltluftsees ist ein langsamer Prozess, welcher Stunden benötigen kann. Das Kriterium, ob der gesamte Kaltluftsee erodiert wird, ist die Windscherung an der oberen Grenzfläche des Kaltluftsees. Die Turbulenzkörper sind in diesem Fall wesentlich kleiner als in Fall d). Um den Erosionsprozess weiterzuführen, ist eine Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Zeit notwendig (ZHONG et al. 2003). Für den präsentierten Fall wurden am Kleinen Hühnerkogel Winde aus ost- bis südöstlicher Richtung gemessen. Als die Windgeschwindigkeiten gegen 21:40 Uhr auf 6 bis 8 m s^{-1} anstiegen, hat der Erosionsprozess eingesetzt, um kurz zwischen 01:00 und 03:00 Uhr aufgrund leicht geringerer Windgeschwindigkeiten zu stoppen. Um 03:00 Uhr hat der Wind auf 11 m s^{-1} zu-

gelegt und der Erosionsprozess hat sich wieder in Gang gesetzt. Aufgrund dessen, dass sich die Windgeschwindigkeit nicht weiter erhöht hat, ist eine Kaltluftschicht von 6 bis 8 m Dicke liegen geblieben.

h) Kaltluftfenster, Abb. 4-16 (h)

Kurze Perioden von weniger als 30 Minuten mit geringer bis keiner Bewölkung und schwachen Winden reichen aus um die Bildung des Kaltluftsees einzuleiten. In diesen Fällen erreicht der Kaltluftsee noch nicht seine vollständige Tiefe und wird durch einen unmittelbar nachfolgenden Prozess wieder zerstört. Im gezeigten Fall hat die Bewölkung einer abziehenden Okklusion die Bildung verzögert. Nach kurzem Aufklaren hat bereits eine nachfolgende Kaltfront die Bewölkung und Winde wieder zunehmen lassen.

Einige der beschriebenen Fälle treten auch gemeinsam auf, wie obere und untere Störung, wurden aber nicht eigens klassifiziert. Auch das seltene Ereignis eines über mehrere Tage bestehenden Kaltluftsees wurde nicht einer eigenen Kategorie zugeordnet. Die Kategorien d) und e) haben gemeinsam, dass nur die Windgeschwindigkeit den entscheidenden Parameter darstellt. Trotzdem kommt es zu sehr unterschiedlichen Ausprägungen der Temperaturkurven. Der Grund liegt in den unterschiedlichen Windrichtungen der zwei Fälle gepaart mit der komplexen Kammlinie der Doline (Abb. 4-15). Im Fall d) kommen die Winde aus südlicher Richtung und müssen die höchste Kammlinie von 1600 m und mehr mit sehr steilen Flanken überqueren. Dadurch wird ein großer Anteil der kinetischen Energie in turbulente Energie übergeführt. Im Fall e) bei südöstlichen Windrichtungen kann die Luft über einen breiten und niedrigen Pass einfließen. Die Luft „gleitet“ auf dem Kaltluftsee auf und nur die unmittelbar an der Grenzfläche durch Scherung erzeugt Turbulenz trägt zur Erosion des Kaltluftsees bei.

7 Messprobleme – MetLift

Kontinuierliche Messungen unter derart extremen Bedingungen stellen an die Messeinrichtung und Messgenauigkeit spezielle Herausforderungen. Aufgrund der Abgeschiedenheit des Messplatzes ist keine tägliche oder wöchentliche Inspektion der Messeinrichtungen möglich. Auch ist keine permanente Stromversorgung vorhanden. Die tiefen Temperaturen bringen die Elektronik in den Loggern zum Erliegen und es ist auch vorgekommen, dass ein Bär eine Station zerstört hat. Ein weiteres Problem ist, dass die Messstationen bei Schneehöhen von bis zu 3,5 m einschnellen und dann die Schneetemperatur messen. Auch wenn sie nicht einschnellen, ist die Höhe der Station über der Schneedecke nicht bekannt. Aufgrund des starken vertikalen Temperaturgradienten über einer Schneedecke kann das Unterschiede von einigen Grad C ergeben. Abb. 4-17 zeigt dafür ein Beispiel von einer Mulde am Trafelberg/Niederösterreich auf 1000 m Seehöhe. Die Temperatursensoren wurden jeweils im Abstand von 1 m angebracht. Bei einer Schneedecke von etwa 20 bis 25 cm ergibt sich ein

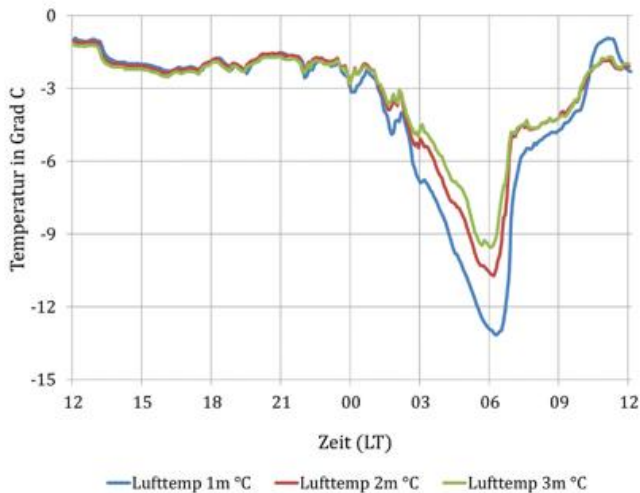


Abb. 4-17: Temperaturverlauf von 29. bis 30. 12. 2012 von drei Temperaturloggern am Trafelberg. Schneedecke: 25 cm. Abstände beziehen sich auf Erdoberfläche.

Unterschied von 3,5 °C. Dieser wird größer mit steigender Schneedecke, da die Sensoren näher an die Schneedecke heranrücken.

Um diese Problem zu lösen, wurde vom Autor dieser Zeilen ein sogenannter Messgerätelift MetLift entwickelt. MetLift stellt ein energieautarkes Messsystem dar, welches die Höhen der Sensoren automatisch an die herrschende Schneehöhe anpasst. Der Lift ist 6 m hoch und kann maximal 4 m ausfahren (Abb. 4-18). Im Abstand von 1 m können



Abb. 4-18: Messgerätelift MetLift in voll ausgefahrenem Zustand am Trafelberg.

Sensoren für verschiedenste Messparameter angeschlossen werden. Derzeit ist MetLift mit Temperatur- und Feuchte-sensoren im 1 m Abstand, ebenso mit einem Windgeschwindigkeitsprofil, Messkomponenten für eine vollständige Strahlungsbilanz, Druckmessung und Windrichtungs- und Windgeschwindigkeitsmessung in 7 m Höhe ausgestattet. Ferner ist noch eine Niederschlagswaage angekoppelt und mittels IR-Messung wird laufend die Schneeoberflächentemperatur gemessen. Die Daten werden über GSM online übertragen. Der Betrieb wird mit drei Akkumulatoren mit jeweils 75 Ah sichergestellt. Über drei Solarpaneele werden die Akkumulatoren aufgeladen. Mit einem Schneehöhensensor wird der Abstand zur Schneedecke bestimmt, unterschreitet diese einen Toleranzwert, wird der Lift automatisch angehoben, bis der Abstand wieder im Toleranzbereich liegt, umgekehrt bei abnehmender Schneedecke. Der Prototyp von MetLift ist seit dem Winter 2010/2011 am Trafelberg in Betrieb. Der Standort hat den Vorteil, dass er auch im Winter relativ einfach erreichbar ist und es gibt dort keine Bären.

8 Zusammenfassung

Um ein möglichst tiefes Temperaturminimum zu erreichen, sind zwei Voraussetzungen notwendig: Zum einen ein tiefes Ausgangsniveau der Lufttemperatur und zum anderen muss die Energiebilanz des Luftvolumens in der Doline möglichst lange und möglichst stark negativ sein. Dabei wirken topografische und meteorologische Faktoren auf unterschiedliche Art und Weise zusammen.

Zu den primären Bedingungen ob in einer Doline grundsätzlich tiefe Minima erreicht werden können, gehören die topografischen Faktoren, Sky-View-Faktor und Höhenlage der Doline, sowie von den meteorologischen Faktoren, die Luftmasse. Wenn nur einer dieser Faktoren sich nicht im idealen Wertebereich bewegt, sind extrem tiefe Temperaturminima ausgeschlossen.

Die nächste Kategorie von Faktoren betrifft jene, die durch die großräumige Wetterlage bestimmt sind, wie der Höhenwind und die Bedeckung. Der Höhenwind sollte nur schwach ausgeprägt sein, wobei der Einfluss des Windes auf den Kaltluftsee wiederum vom Sky-View-Faktor, dem Luftvolumen der Doline und der Höhenlage abhängt. Sehr flache Kaltluftseen mit geringem Volumen können bereits von schwachen Höhenwinden vollständig erodiert werden. Kaltluftseen von Dolinen in großer Höhenlage über der Baumgrenze sind durch den stärkeren Höhenwind besonders der turbulenten Erosion ausgesetzt. Mittelhohe und tiefliegende Wolken vermindern durch deren Gegenstrahlung die nächtliche Abkühlung und können bei entsprechend warmer Wolkenbasis zu einer Temperaturerhöhung während der Nacht in der Doline führen.

Sind die Faktoren der ersten beiden Kategorien weitgehend ideal, wie perfekte Dolinenform und energiearme Luftmasse sowie windschwache Bedingungen bei geringer

Bewölkung, bildet sich ein Kaltluftsee aus. Das tatsächlich auftretende Temperaturminimum wird allerdings durch lokale Faktoren bestimmt. Dazu zählen das lokale Feuchteangebot, zum Beispiel aufgrund eines feuchten Untergrundes oder eines Tümpels, oder eine Schneebedeckung, welche den Bodenwärmestrom minimiert und die Albedo maximiert. Ferner wirken bewaldete Hänge dämpfend auf das Minimum in der Doline.

Erst wenn die Vielzahl der Faktoren ideal zusammenpasst, treten extreme Minima auf. Dadurch erklärt sich auch die relativ geringe Anzahl von idealen Strahlungsnächten von rund 10 % im Schnitt der letzten Jahre und nur in 0 bis 4 Fällen pro Winterhalbjahr traten extrem niedrige Temperaturminima von unter -40°C auf.

Literatur

- AIGNER, S., 1952: Die Temperaturminima im Gstettnerboden bei Lunz am See, Niederösterreich. *Wetter und Leben* **1**, 34-37.
- DE WEKKER, S.F.J., WHITEMAN, C.D., 2006: On the time scale of nocturnal boundary layer cooling in valleys and basins and over plains. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **45**, 813-820.
- DORNINGER, M., WHITEMAN, C.D., BICA, B., EISENBACH, S., POSPICHAL, B., STEINACKER, R., 2011: Meteorological events affecting cold-air pools in a small basin. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **50**, 2223-2234.
- FOKEN, T., 2008: The energy balance closure problem: An overview. *Eccol Appl.* **18**, 1351-1367.
- HARTMANN, D.L., 1994: Global Physical Climatology. *Academic Press*, 411 pp.
- HOCH, S.W., WHITEMAN, C.D., 2010: Topographic effects on the surface radiation balance in and around Arizona's Meteor Crater. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **49**, 1894-1905.
- LAUSCHER, F., 1937: Grundlagen des Strahlungsklimas der Lunzer Kleinklimastationen. *Beiheft 4 der Jahrbücher der ZAMG, Wien*.
- LEHNER, M., WHITEMAN, C.D., 2012: The thermally driven cross-basin circulation in idealized basins under varying wind conditions. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **51**, 1026-1045.
- LEHNER, M. und 20 Koautoren, 2016: The METCRAX II field experiment - A study of downslope windstorm-type flows in Arizona's Meteor Crater. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **97**, 217-235.
- LITSCHAUER, D., 1962: Untersuchung der Entwicklung von Kaltluftseen in Dolinen- und Beckenlagen. *Dissertation an der Universität Wien*, 129 pp.
- RUTTNER, F., 1931: Die Arbeiten der Biologischen Station Lunz in ihren Beziehungen zur Erdkunde. *Mitt. d. Geogr. Gesellsch.* **74**, 10-12.
- SAUBERER, F., DIRMHIRN, I., 1954: Über die Entstehung der extremen Temperaturminima in der Doline Gstettner-Alm. *Arch. f. Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Ser. B* **5**, 307-326.
- SAUBERER, F., DIRMHIRN, I., 1956: Weitere Untersuchungen über die Kaltluftansammlungen in der Doline Gstettner-Alm bei Lunz in Niederösterreich. *Wetter und Leben* **8**, 187-196.
- SENSOY A., SORMAN, A.A., TEKELI, A.E., SORMAN, A.U., GAREN, D.C., 2006: Point-scale energy and mass balance snowpack simulation in the upper Karasu basin, Turkey. *Hydrol. Process.* **20**, 890-922.
- STEINACKER, R., WHITEMAN, C.D., DORNINGER, M., POSPICHAL, B., EISENBACH, S., HOLZER, A.M., MURSCH-RADLGRUBER, E., BAUMANN, K., WEIHS, P., 2007: A sinkhole field experiment in the eastern Alps. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **88**, 701-716.
- WHITEMAN, C.D. und 14 Co-Autoren: METCRAX 2006: Meteorological Experiments in Arizona's Meteor Crater. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **89**, 1665-1680.
- WHITEMAN, C.D., DE WEKKER, S.F.J., HAIDEN, T., 2007: Effect of dewfall and frostfall on nighttime cooling in a small, closed basin. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **46**, 3-13.
- WHITEMAN, C.D., HAIDEN, T., POSPICHAL, B., EISENBACH, S., STEINACKER, R., 2004: Minimum temperatures, diurnal temperature ranges and temperature inversions in limestone sinkholes of different size and shape. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **43**, 1224-1236.
- ZÄNGL, G., 2005: Formation of extreme cold-air pools in elevated sinkholes: An idealized numerical process study. *Mon. Wea. Rev.* **133**, 925-941.
- ZARDI, D., WHITEMAN, C.D., 2013: Diurnal mountain wind systems. Buchkapitel in "Mountain Weather Research and Forecasting – Recent progresses and current challenges. Hrsg.: CHOW F.K., S.F.J. DE WEKKER und B.J. SNYDER. *Springer Atmos. Sci.* 750 pp.
- ZHONG, S., BIAN, X., WHITEMAN, C.D., 2003: Time scale for cold-air pool breakup by turbulent erosion. *Meteorol. Z.* **12**, 229-233.

Kontakt

Ass.-Prof. Mag. Dr. MANFRED DORNINGER
Universität Wien
Institut für Meteorologie und Geophysik
Althanstraße 14
A-1090 Wien
manfred.dorninger@univie.ac.at

M. LEHNING, R. MOTT

5

Bodennahe atmosphärische Prozesse und ihre Wirkung auf die hochalpine Schneedecke

Atmospheric near-surface processes and their impact on alpine snow covers

Zusammenfassung

Die atmosphärische Grenzschicht im Gebirge zeigt viele Besonderheiten, insbesondere in der Wechselwirkung mit Schnee. In unserem Beitrag diskutieren wir, wie die verschiedenen Prozesse Wolkendynamik, präferentielle Ablagerung und Schneeverfrachtung zu der beobachteten grossen Variabilität in der alpinen Schneeverteilung führen. Mit Bezug auf eine räumlich differenzierte Schneeschmelze, zeigen wir am Beispiel von teilweise ausgeaperten Schneeflächen auf, wie sich Grenzschicht einerseits und Oberflächenform und Oberflächenbedeckung (Schnee, kein Schnee) andererseits gegenseitig beeinflussen. Alle diese Besonderheiten haben Konsequenzen für die Atmosphäre selbst, aber auch für Hydrologie, Vegetation und die Lawinenbildung.

Summary

The atmospheric boundary layer over mountains shows a wide range of special characteristics, especially when mountains are covered with snow. This contribution discusses how cloud dynamics, preferential deposition and snow transport shape the observed high variability in alpine snow distributions. With respect to spatially varying snow melt, we further show how boundary layer on one side and topography with or without snow interact. A partially snow-covered landscape is used to demonstrate the effects. The processes discussed have implications for the atmosphere but also for hydrology, vegetation and avalanche formation.

1 Einleitung

Die alpine Schneedecke steht in starker Wechselwirkung mit der bodennahen Atmosphäre. Die Verteilung und der Aufbau der Schneedecke ist das Ergebnis unterschiedlicher Niederschlagsperioden, die grosse Unterschiede in der Niederschlagsmenge, seiner räumlichen Verteilung, sowie von Wind und Temperatur aufweisen können. Bereits abgelagerter Schnee kann durch den bodennahen Wind noch über Tage hinweg verfrachtet werden und als Folge entstehen Erosions- und Ablagerungsformen des Schnees. Ausserdem beeinflusst die Lufttemperatur nicht nur den Temperaturgradienten in der Schneedecke und damit den Schneedeckenaufbau, sondern zusätzlich zur räumlich stark variierenden Sonnenstrahlung im Gebirge verstärken kleinräumige Unterschiede in der Lufttemperatur eine räumlich differenzierte Schmelze der alpinen Schneedecke. In diesem Kapitel beschreiben wir zum einen den Effekt kleinräumiger Muster von Niederschlag und Wind auf

die Schneeablagerung und Schneeumlagerung im Gebirge, zum Anderen diskutieren wir die Besonderheiten der Energiebilanz über Schnee. Abschließend wird die relative Bedeutung der atmosphärischen Prozesse für die Schneeverteilung im Gesamtzusammenhang diskutiert.

2 Kleinräumige Muster von Niederschlag und Wind über Topographie

Das bodennahe Windfeld im alpinen Gelände wird durch die lokale Topographie stark geprägt. Im Gebirge wird unterschieden zwischen thermisch- und dynamisch-topographisch induzierten Strömungen. Relevant für die kleinräumige Verteilung des Schneeniederschlags sind vor allem Strömungen in der Nähe eines Bergrückens oder Grates (Abb. 5-1), die eine starke räumliche Variabilität der horizontalen und vertikalen Winde verursacht (RADERSCHALL et al. 2008, LEWIS et al., 2008, MOTT und LEHNING 2010).

Lokale Niederschlagsmaxima können das Ergebnis der lokalen Wolkendynamik sein. Auf der dem Wind zugewandten Seite eines Bergrückens, im Luv, findet eine Hebung der bodennahen Luftmassen statt. Das Aufgleiten von bodennahen Luftmassen über der windzugewandten Seite eines Bergrückens kann zum Kondensieren feuchter Luftmassen und zur lokalen Bildung von Wolken führen. Diese bodennahen Wolken stellen eine zusätzliche Feuchtigkeitsquelle für das Wachstum von aus höheren Luftschichten fallenden Schneeflocken dar. Unterkühlte Wassertröpfchen innerhalb der bodennahen Wolke werden durch von oben fallende Schneeflocken eingefangen und eine Verreifung der Schneeflocken setzt ein. Durch den Prozess der Verreifung und Aggregation in der Spender Wolke entstehen grössere Schneeflocken und Graupel. Dieser Prozess wird als „Seeder-Feeder“-Effekt bezeichnet (BERGERON 1965) und bewirkt durch das Wachstum der Schneekristalle eine lokale Verstärkung des Schneefalls (MINDER et al. 2008). Graupel weist zudem eine erhöhte Fallgeschwindigkeit auf und wird dadurch weniger stark mit dem mittleren Wind transportiert und somit schneller abgelagert als unverreifte Schneekristalle (HOUZE und MEDINA 2005). Ist die Wolke ortsgebunden über einem lokalen Bergrücken, kann der „Seeder-Feeder“-Effekt stark erhöhte Schneefallraten im Bereich des Grates bewirken („Hs2“, Abb. 5-2) (MOTT et al. 2014).

Schneehöhenmessungen entlang eines Bergrückens nach Niederschlagsereignissen zeigen jedoch keine Akkumulationsmaxima direkt über dem Grat (Abb. 5-1). Der Grund hierfür ist, dass Schneeflocken durch ihre geringe Dichte verstärkt vom lokalen Strömungsfeld in horizontaler und vertikaler Richtung transportiert werden. Zusätzlich ist das Strömungs- und Niederschlagsfeld wesentlich von der atmosphärischen Stabilität und der Geometrie des Hindernisses abhängig (COLLE 2004). In einer stabilen Grenzschicht wird die Hebung der Strömung vor dem Hindernis soweit gehemmt, dass die Strömung im Luv blockiert wird und stagniert. Das Blockieren der Strömung im Luv wird zudem verstärkt, wenn das Verhältnis zwischen Höhe und Länge eines Hindernisses groß ist. Das Blockieren der bodennahen Strömung bewirkt eine Verschiebung des maximalen Niederschlags stromaufwärts und eine Abnahme des Niederschlags im oberen Bereich des Luvhanges. Für schwach stabile Schichtungen hingegen, typisch für Schneefallereignisse, kommt es zu einer starken Hebung der bodennahen Schichten im Luv und damit zu einer lokalen Beschleunigung des mittleren Windes. Dabei ist das Windgeschwindigkeitsmaximum nahe am Grat zu finden und die horizontale Strömungsdivergenz bewirkt eine horizontale Advektion der Niederschlagspartikel stromabwärts (CHOURLATON und PERRY 1986, COLLE 2004, ZÄNGL et al. 2008, LEHNING et al. 2008, WINSTRAL et al. 2013, MOTT et al. 2014). Im Bereich der maximalen Geschwindigkeit löst sich die bodennahe Strömung von der Hauptströmung ab und es kommt zu bodennahen Verwirbelungen im Lee eines Bergrückens oder Grates und zu einer Entschleunigung des bodennahen Windfeldes, sprich einer Konvergenz in horizontaler Richtung (LEWIS



Abb. 5-1: Versuchsfeld „Gaudergrat“ mit Windmessstation und typischen Schneeverfrachtungsmustern wie Dünen, Wechten und abgeblasenen Rücken (Foto: Peter Gauer, SLF).

et al. 2008, MOTT und LEHNING 2010). Im Lee treffen also geringe horizontale Winde mit Abwinden zusammen. Das Zusammenspiel zwischen Niederschlagskonzentration und dem lokalen Windfeld führt schließlich zu einer stark erhöhten Niederschlagsablagerung in Lechängen wie unten ausführlich beschrieben wird („Hs3“, Abb. 5-2). Die Verschiebung des Niederschlagsmaximums stromabwärts nimmt mit der Windgeschwindigkeit zu und ist besonders stark für schmale Hindernisse (COLLE 2004).

3 Schneeeablagerung

Der Niederschlag weist im Gebirge schon kleinräumige Unterschiede auf, die im Abschnitt oben erklärt werden. Wolkenprozesse erzeugen eine Variabilität auf der Skala Berg – Tal. Aber noch bevor ein Schneekristall zum ersten Mal den Boden berührt, findet eine weitere Differenzierung durch die Interaktion mit dem turbulenten Strömungsfeld statt. Diese Differenzierung führt dazu, dass Schnee bevorzugt in windgeschützten Mulden abgelagert wird und dass windexponierte Hänge und Grate wenig bis keinen Schnee ansammeln. Das ist in Abb. 5-1 gut sichtbar, wo der obere Teil des Grates bis hin zum Beginn der Gratwechte nur eine geringe Schneebedeckung aufweist. Bei der klassischen Schneeverteilung dagegen wird Schnee von der Oberfläche wieder erodiert oder aufgewirbelt.

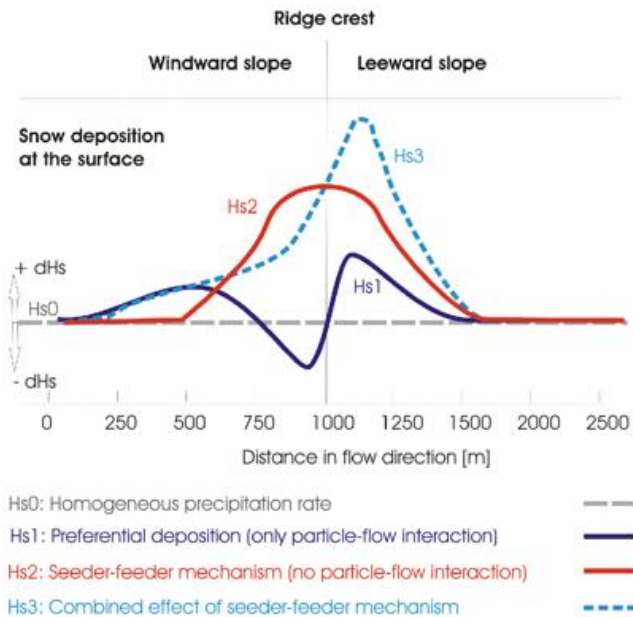


Abb. 5-2: Hypothetische Kurven der Ablagerung von Schnee über einem Bergkamm verursacht durch homogene Niederschlagsrate (Hs0), präferentielle Ablagerung (Hs1), lokale Wolkendynamik – „Seeder-Feeder“-Effekt (Hs2) oder durch den kombinierten Effekt aus „Seeder-Feeder“ und gleichzeitig auftretendem Einfluss der Strömung auf die Partikel (Hs3). Modifiziert nach MOTT et al. 2014.

3.1 Präferentielle Ablagerung des Niederschlags

Wie kann man sich die präferentielle Ablagerung des Niederschlags (oder „preferential deposition“ LEHNING et al. 2008) erklären? Es wird angenommen, dass verschiedene Faktoren zu dieser differenzierten Ablagerung beitragen. Der wichtigste Effekt ist die Abhängigkeit der Partikelfallgeschwindigkeit von der Strömung. Werden die Partikel in der Nähe der Erdoberfläche in ihrer Fallgeschwindigkeit gebremst, dann findet keine oder eine reduzierte Ablagerung statt. Das Gegenteil gilt, wenn die Partikel zur Oberfläche hin beschleunigt werden. Beides, Bremsen oder Beschleunigen, kann durch das mittlere Strömungsfeld in einer gewissen Distanz von der Oberfläche erfolgen. Zum Beispiel führt die Beschleunigung des Windfeldes auf der Luvseite eines Berghanges dazu, dass die Partikel in ihrer vertikalen Fallgeschwindigkeit abgebremst werden. Sie erreichen unter gewissen Umständen den Boden gar nicht und werden über den Grat ins Lee transportiert. Auch im Staubereich des Luvhanges (Hangfuss) wird bevorzugt Schnee abgelagert. Es gibt aber auch einen Effekt durch die turbulenten Wirbel. Nehmen wir an, dass sich Wirbel mit einer ähnlichen Geschwindigkeitsverteilung aufwärts und abwärts bewegen. Aufwärts bewegende Wirbel haben eine größere Relativgeschwindigkeit zum fallenden Schneekorn als die sich abwärts bewegenden Wirbel. Wegen der quadratischen Abhängigkeit der Reibungskraft von der Relativgeschwindigkeit (siehe auch Gleichung 1) mitteln sich die abwärts und aufwärts gerichteten Beschleunigungen nicht zu Null sondern erzeugen – gemittelt über viele Wirbel – eine Bremswirkung auf das fallende Schneekorn. Da die Stärke der Turbulenz von der Stärke des mittleren Windfeldes

des abhängt, trägt die turbulente Natur der Strömung dazu bei, dass geringere Schneeeablagerungen mit Orten hoher Windgeschwindigkeit einhergehen.

Die Differenzierung der Partikeldepositions geschwindigkeit sorgt für einen sekundären Effekt: folgt auf eine Zone mit reduzierter Fallgeschwindigkeit eine mit eher erhöhter, dann reichern sich in der Strömung Partikel an. Die Zunahme der Partikelkonzentration stromabwärts resultiert in einer besonders großen Ablagerung in einer nachfolgenden Zone mit erhöhter Fallgeschwindigkeit. Dies ist die typische Situation bei der Überströmung eines Berggrates, bei dem im Lee oft erhöhte Schneehöhen gefunden werden. Diese Prozesse sind nur qualitativ bekannt (LEHNING et al. 2008) und die quantitative Untersuchung ihrer relativen Bedeutung ist Gegenstand aktueller Forschung.

4 Schneeuumlagerung

Im Gegensatz zu Regen hat ein Schneekorn, das auf eine bestehende Schneedecke oder auf den Boden trifft, noch eine recht große Wahrscheinlichkeit, den Weg wieder zurück in die atmosphärische Grenzschicht zu finden. Wenn das Schneekorn auf eine eher harte Schneeoberfläche aufschlägt zerbricht es vielleicht und Teile davon werden durch eine elastische Wechselwirkung zurückgeschleudert, was den Beginn einer typischen Saltationstrajektorie bedeutet. Ist ein lokaler Windwirbel stark genug, nimmt er eventuell das Schneeteilchen mit und bringt es so in Suspension. Diese beiden Prozesse werden im Folgenden erklärt.

4.1 Saltation

Saltation ist definiert als die Bewegung von Partikeln, die überwiegend einer ballistischen Trajektorie folgen, also ähnlich wie ein Projektil eine bogenförmige Laufbahn beschreiben. Die Trajektorie ist bestimmt durch Geschwindigkeit und Richtung zu Beginn und Schwerkraft und Luftreibung während des Fluges. Die mathematische Beschreibung einer solchen Flugbahn, die für Sand und Schnee gleichermaßen zutrifft, ist:

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} \frac{\rho_a}{\rho_p} |\vec{u} - \vec{u}_p| (\vec{u} - \vec{u}_p) + \vec{g} \quad (1)$$

In dieser Beschreibung sind $\vec{u}_p$, $\vec{u}$ und $\vec{g}$ die Vektoren der Partikelgeschwindigkeit, Strömungsgeschwindigkeit und Erdbeschleunigung. d_p , ρ_p und ρ_a sind Durchmesser und Dichte der Partikel beziehungsweise Dichte der Luft. Eine interessante Größe ist noch der Reibungskoeffizient C_D , der vom Turbulenzgrad der Strömung abhängt, aber relativ gut parametrisiert werden kann (CLIFTON und LEHNING 2008). Da wir aber zur Lösung der Gleichung 1 noch den Geschwindigkeitsvektor zu Beginn der Trajektorie brauchen, müssen wir auf die Frage zurückkommen, wie die Schneeteilchen in die Luft kommen. Neben dem Abprallen (Rebound), das wir oben schon beschrieben haben, ist das reine aerodynamische Mitnehmen (Entrainment) von Par-

tikeln von Bedeutung, weil es der einzige Prozess ist, der Schneeverfrachtung in Gang bringen kann, wenn es nicht mehr schneit. Eine Variante des Abprallens ist das Herausschlagen von weiteren Partikeln (Splash), das zu einer schnellen Zunahme des Massenflusses führen kann.

Man kann sich gut vorstellen, dass eine quantitative Beschreibung dieser Interaktionen recht schwierig ist, da die genaue Geometrie und Härte der Schneeoberfläche genauso eine Rolle spielen, wie die Mikrostruktur und Materialeigenschaften der Partikel. Deshalb ist man bei der numerischen Simulation dieser Teilprozesse auf vereinfachende Parametrisierungen angewiesen. Meistens auf der Basis der Energie- und Impulserhaltung werden Gleichungen formuliert, die zusammen mit Gleichung 1 eine vollständige Beschreibung des Saltationsprozesses sind. Dabei wird die Anzahl der Partikel, die (wieder) in die Strömung eintreten, n , unabhängig für das aerodynamische Mitnehmen und das Abprallen/Loslösen formuliert. Für das aerodynamische Mitnehmen gilt (ANDERSON und HAFF 1991):

$$n_{av} \propto \tau_f - \tau_{th} \quad (2)$$

τ_f ist die Schubspannungsgeschwindigkeit der Strömung an der Oberfläche und τ_{th} ist die Schwellenwertschubspannungsgeschwindigkeit, die durch die Schneeeigenschaften an der Schneeoberfläche bestimmt wird. Für das Abprallen und Herausschlagen von Partikeln werden Wahrscheinlichkeitsverteilungen angenommen, die so skaliert werden, dass sowohl für das Einzelereignis als auch im Mittel Energie- und Impulserhaltung erfüllt werden.

Je nach der Komplexität der gewählten Modellbeschreibung wird als nächster Schritt nur ein gemittelt Verhalten für die Anfangsbedingungen der Trajektorien (DOORSCHOT und LEHNING 2002) formuliert, oder es wird auch dort mit parametrisierten Verteilungen gearbeitet. In einfachen Gleichgewichtsmodellen ist die mittlere Erneuerungszahl, das heißt die Zahl von Partikeln, die durch Abprallen und Herausschlagen pro eintreffendes Korn wieder oder neu weiterfliegen kleiner als eins (DOORSCHOT und LEHNING 2002), weil ja der Gesamtmassenfluss unter stationären Bedingungen nicht zu- oder abnehmen darf. Neuere Forschung zeigt allerdings, dass solche stationären Modelle ihre Grenzen haben und es nötig ist, den intermit-

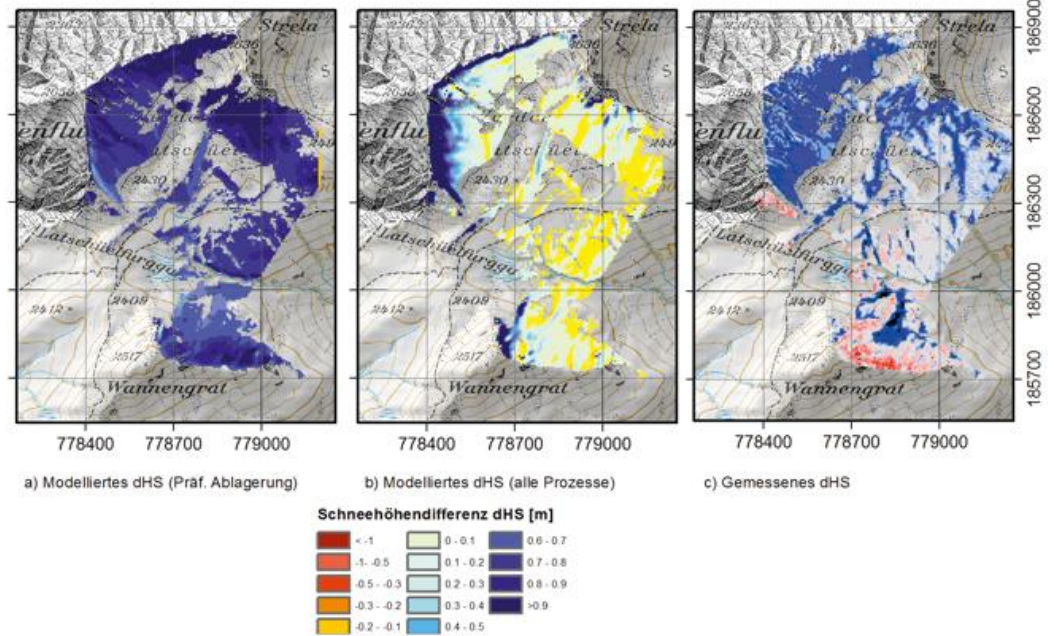


Abb. 5-3: Vergleich zwischen der räumlichen Verteilung von Schneeablagerung wie sie durch die Modellierung der differentiellen Ablagerung alleine entsteht (a), wie sie durch Einbezug von Ablagerung und Umlagerung ins Modell sich am Ende präsentiert (b) und wie sie gemessen wurde (c).

tierenden Massenfluss explizit abzubilden. Dazu wurden mit gutem Erfolg neuere Strömungsmodelle, die einen Teil der Turbulenz explizit abbilden (Large-Eddy-Simulation, LES) mit Lagrange-Modellen der Teilchenbewegung kombiniert (GROOT et al. 2015). Letztere basieren auf den Modellansätzen, die oben diskutiert sind und benutzen auch Verteilungsfunktionen, um die Anfangsgeschwindigkeit und den Anfangswinkel der Teilchentrajektorien zu parametrisieren. Eine gängige Form für die Wahrscheinlichkeit (p) der Geschwindigkeit von abprallenden beziehungsweise herausgeschlagenen Teilchen (v_a) ist:

$$p(v_a) = \frac{1}{\alpha v_i} e^{-\frac{v_a}{\alpha v_i}} \quad (3)$$

Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung nimmt die Geschwindigkeit des aufprallenden Korns (v_i) als Maß und benutzt den Skalierungsparameter α . Dieses in groben Zügen beschriebene Modell der Saltation basiert auf einer recht detaillierten Abbildung der einzelnen physikalischen Prozesse und löst zunehmend einfachere Modelle ab, die zum Beispiel nur den Massenfluss als Funktion der Windgeschwindigkeit oder Schubspannungsgeschwindigkeit parametrisieren. Letztere haben aber eine lange Tradition und sagen vorher, dass im Mittel der Massenfluss, F_s , als Potenzfunktion der Schubspannungsgeschwindigkeit gut beschrieben wird:

$$F_s \propto (\tau_f - \tau_{th})^x \quad (4)$$

Der Exponent x liegt dabei zwischen drei und vier, was sowohl theoretisch als auch experimentell gut abgestützt ist (GUALA et al. 2008). Die aufwändigere Beschreibung basierend auf den Trajektorien ermöglicht aber zusätzlich die Ableitung von Konzentrationsprofilen, die dann wieder

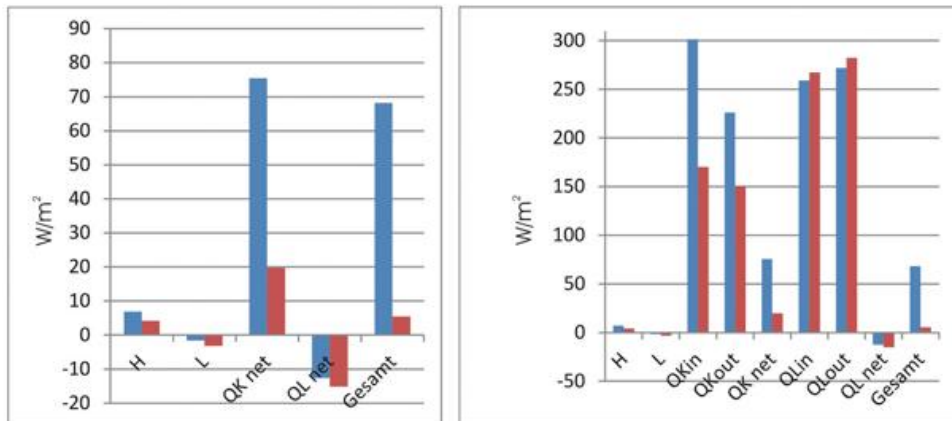


Abb. 5-4: Links: Beiträge der Energieflüsse aus turbulentem Fluss fühlbarer Wärme (H), latenter Wärme (L), kurzweiliger Strahlung (QK) und langweiliger Strahlung (QL) zur Oberflächenenergiebilanz der Schneedecke, berechnet für das Weissfluhjoch Versuchsfeld (Davos, Schweiz) (FIERZ und LEHNING 2001). Die roten Balken repräsentieren gemittelte 24-Stunden-Werte über jeweils 3 klare Tage und blaue Balken über jeweils 3 bedeckte Tage in den Monaten März und April. Rechts: Beiträge der Energieflüsse zusätzlich aufgeteilt auf kurzweilige Strahlung eingehend (QKin), kurzweilige Strahlung ausgehend (QKout) und langweilige Strahlung eingehend (QLin) und langweilige Strahlung ausgehend (QLout).

als untere Randbedingung für die Beschreibung des Transports in Suspension dienen. Dabei wird in Modellen oft die Vereinfachung gewählt, dass ein numerisches Partikel eine gewisse Anzahl (vielleicht 100) echte Partikel repräsentiert, um den Rechenaufwand überschaubar zu halten.

4.2 Suspension

Wenn die Konzentration in Bodennähe bekannt ist, kann die Lösung einer einfachen Advektions-/Diffusionsgleichung, den höherreichenden Transport in Suspension beschreiben:

$$\frac{\partial c_p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla c_p = \nabla \cdot (K \nabla c_p) \quad (5)$$

$$\vec{u} = (u, v, w - w_f)$$

Bei dieser Beschreibung wird angenommen, dass die Schneepartikel der Windströmung $\vec{u}$ passiv folgen und nur zusätzlich eine (vertikale) Fallgeschwindigkeit (w_f) aufweisen. Die zeitliche Änderung der Konzentration der Schneeteilchen ($\vec{u}: c_p$) ist dann durch die Advektion mit dem mittleren Strömungsfeld $\vec{u}_p$ und die Diffusion $\vec{g}$ bestimmt. Der Diffusionskoeffizient K wird parametrisiert. Gleichung 5 ist auch geeignet, um die im ersten Abschnitt beschriebene präferentielle Ablagerung zu beschreiben. Der Unterschied in den Prozessen wird dadurch ausgedrückt dass bei letzterem der Niederschlag als obere Randbedingung spezifiziert wird, während Saltation die untere Randbedingung für die Suspension bildet.

Das numerische Modell Alpine3D (LEHNING et al. 2008) beschreibt die Prozesse wie oben skizziert, aber in einer vereinfachten Form basierend auf einer RANS-Simulation des stationären mittleren Strömungsfeldes (MOTT et al. 2010). In Abb. 5-3 ist ein Vergleich zwischen einer ge-

messenen Schneeverteilung im Wannengrat Gebiet vom 09. April 2009 mit der Modellierung eines typischen Schneefallereignisses (vom 20. bis 27. 11. 2008) gezeigt (nach MOTT et al. 2010). Im Modell kann man Schneecerosion „aus-schalten“ und so untersuchen, wie eine hypothetische Schneeverteilung aussehen würde, wenn man nur die präferentielle Ablagerung hat (Abb. 5-3a). Es zeigt sich, dass die rein aus der präferentiellen Ablagerung resultierende Schneeverteilung schon einen recht großen Effekt hat und dass die Umverlagerung eher die typischen kleinen Schneeanstimmungen wie Wechten erzeugt (Abb. 5-3b). Manchmal werden die

ursprünglichen Ablagerungsmuster durch Umlagerung verstärkt und manchmal auch komplett ins Gegenteil verkehrt. Die präferentielle Ablagerung trägt aber zur räumlichen Differenzierung bei. Der Vergleich zwischen Abb. 5-3b und Abb. 5-3c zeigt, dass einige Muster schon recht gut wiedergegeben werden, dass aber auch noch systematische Fehler, zum Beispiel eine übertriebene Wechtenbildung, an den Graten simuliert werden.

Die oben angesprochene Kombination von LES-Modellen mit Langrange Partikelmodellen, die bereits auf sehr kleiner Skala (Windkanal) sehr gute Ergebnisse bringt, wird in Zukunft zeigen, ob eine noch bessere quantitative Erfassung der kleinräumigen Schneeverteilung gelingt. Dazu muss neben einer weiteren Zunahme der Rechenleistung auch noch eine bessere Repräsentation von sehr steilem Gelände in den Windmodellen erreicht werden.

5 Besonderheiten der Energiebilanz über Schnee

Mit Abstand die wichtigsten Einflussfaktoren von Schnee auf die Oberflächenenergiebilanz sind die hohe Albedo und die hohe Emissivität des Materials Schnee. Während jede andere Oberfläche auf der Erde (inklusive Wasserflächen) den größten Teil der einfallenden Kurzwellenstrahlung absorbiert, wird über Schnee bis zu 95% der ankommenden Energie wieder zurückgestrahlt. Obwohl das Rückstrahlvermögen oder die Albedo von Schnee zwar mit der Zeit schnell abnehmen und das Reflexionsvermögen von schmutzigem Altschnee auf bis zu 30% sinkt, sind im Winter kalte Lufttemperaturen über Schnee stark mit der hohen Albedo von Schnee verknüpft. Gleichzeitig stellt Schnee im langwelligen Bereich annähernd einen Schwarzen Körper dar. Das heißt, Schnee strahlt auch sehr effizient langwellige Strahlung ab (Abbildung 5-4). Ist die Rückstrahlung durch die Atmosphäre während klaren Nächten

gering, sind sehr tiefe Schneeoberflächentemperaturen die Folge. Die vergleichsweise niedrigen Temperaturen an der Schneeoberfläche haben aber auch noch einen weiteren, indirekten Effekt: in der Regel ist der turbulente Fluss latenter Wärme über Schnee klein und das obwohl man annehmen kann, dass direkt an der Schneeoberfläche noch gesättigte Wasserdampfbedingungen herrschen. Die geringen latenten Flüsse können damit erklärt werden, dass die geringen Temperaturen nur geringe Mengen an Wasserdampf in der Luft erlauben. Außerdem ändert im Tagesverlauf der latente Wärmefluss oft sein Vorzeichen, so dass in der Nacht der Fluss zur Oberfläche hin zeigt und dabei Oberflächenreifkristalle erzeugt, während am Tag dann die Schneeoberfläche durch Sublimation gekühlt wird.

Eine sehr wichtige Ausnahme bilden Situationen mit warmen, gesättigten Luftmassen, die über eine Schneeoberfläche herangetragen werden, oft in Zusammenhang mit „Regen auf Schnee“-Ereignissen (WEVER et al. 2015). In solchen Situationen wird sehr viel zusätzliche Feuchte an der relativ kalten (0°C) Schneeoberfläche kondensiert und dabei zusätzliche Schmelzenergie angeliefert. Insgesamt sind aber die Energieflüsse an der Schneeoberfläche kleiner als über anderen Oberflächen und deshalb herrschen oft stabile Bedingungen und es entstehen typischerweise geringmächtige atmosphärische Grenzschichten. Im Folgenden diskutieren wir die Besonderheiten der Energiebilanz der Schneedecke während der Schmelzphase. Hier gehen wir insbesondere auf atmosphärische Prozesse innerhalb der geringmächtigen stabilen Grenzschichten ein, die den sensiblen Wärmefluss über der Schneedecke wesentlich beeinflussen.

Auch wenn in der Regel Strahlung die Energiebilanz über Schnee dominiert (Abbildung 5-4), können in wind-exponierten Gebieten turbulente sensible Wärmeflüsse signifikant zur Schneeschmelze beitragen (CLINE 1997, POHL et al. 2006). Wenn im Frühling die Lufttemperaturen über den Gefrierpunkt steigen und die Oberflächentemperatur den Schmelzpunkt erreicht, stellt sich eine stabile atmosphärische Schichtung über dem Schnee ein (WHITEMAN 2000). Die Stärke der stabilen Schichtung über Schnee und die Tiefe der Grenzschicht haben einen starken Einfluss auf den turbulenten sensiblen Wärmefluss. Gleichzeitig ist die Modellierung turbulenter Flüsse für stabile Schichten schwierig. Einerseits weil schon grundsätzlich und unter Annahme idealer Bedingungen (Stationarität, Homogenität) der Einfluss der Stabilität nur schwer zu parametrisieren ist. Zum anderen, weil in stabilen Schichten diese idealen Bedingungen gar nicht erfüllt sind und Grenzschichtprozesse wie Advektion eine wichtige Rolle spielen. Solche Prozesse sind in gängigen Energiebilanzmodellen jedoch gar nicht berücksichtigt und werden im Folgenden diskutiert.

Bei geringer Windgeschwindigkeit kann es innerhalb der stabilen Schichtung zu einer Entkopplung der bodennahen Schichten von der Hauptströmung und dadurch zu einer starken Unterdrückung des turbulenten Wärmeaustauschs

nahe an der Oberfläche kommen. Erste Studien haben die Hypothese entwickelt, dass über einer schmelzenden Schneefläche derartige Phänomene der Grund für eine lokal verminderte Schneeschmelze sind und zu einem Überdauern von einzelnen Schneeflecken im Frühjahr oder sogar zu ganzjährigen Schneeflecken im Hochgebirge führen (FUJITA et al. 2010, MOTT et al. 2013). Eine atmosphärische Entkopplung setzt eine sehr hohe atmosphärische Stabilität voraus (OHYA et al. 2008), die durch typische Temperaturgradienten im Gebirge über schmelzenden Oberflächen nicht erreicht werden. Eine aktuelle Windkanalstudie zeigt auf, dass atmosphärische Entkopplung über einer schmelzenden Schneeoberfläche nur in Senken und nur während geringer Windgeschwindigkeiten auftritt. Nur dann kann sich die Hauptströmung von den bodennahen Luftschichten entkoppeln, wobei diese durch die kühlende Wirkung des Schnees weiter abkühlen und sich die Stabilität der bodennahen Schichten wesentlich erhöht. Die Folge ist ein Unterdrücken des turbulenten Wärmeaustausches nahe an der Schneeoberfläche. Stärkere Winde gehen mit einer Zunahme der bodennahen Schubspannung und einem verstärkten Durchmischen der bodennahen Luftschichten einher.

Die Energiebilanz ändert sich zudem, wenn die geschlossene Schneedecke im Frühjahr allmählich ausapert und ein Mosaik aus schneefreien und schneebedeckten Flächen ergibt. Aufgrund ihrer geringeren Albedo erwärmen sich schneefreie Flächen stärker als schneebedeckte Flächen. Der mittlere Wind transportiert die erwärmte Luft von schneefreien Gebieten über die schneebedeckten Flächen (lokale Advektion sensibler Wärme) und erzeugt dort auf einer bestimmten Höhe über Schnee ein lokales Temperaturmaximum. Es entsteht somit eine interne stabile Grenzschicht über den Schneeflecken. Dabei kann die Höhe der internen Grenzschicht vor allem je nach Windgeschwindigkeit und Windauflänge über Schnee zwischen einigen Zentimetern und wenigen Metern variieren (MOTT et al. 2013). Geringe Schubspannungen gehen mit geringmächtigeren internen Grenzschichtdicken und geringeren turbulenten Flüssen einher. Die lokale Advektion sensibler Wärme bewirkt aber grundsätzlich und trotz zunehmender Stabilität eine lokale Erhöhung des mittleren turbulenten Wärmetransports in die Schneedecke und nimmt mit abnehmendem Schneebedeckungsgrad zu. Eine Folge der lokalen Advektion sind höhere Schmelzraten an den dem Wind zugewandten Rändern der Schneeflächen. Die Distanz, über welche die Wirkung lokaler Advektion nachweisbar ist, liegt im Bereich von wenigen Metern und nimmt mit der Windgeschwindigkeit zu (ESSERY et al. 2006, MOTT et al. 2011).

Zudem können große Schneeflecken das lokale Windsystem stark prägen. Mit einem Atmosphärenmodell konnte gezeigt werden, dass während geringer synoptischer Winde größere Schneeflächen die bodennahen Luftschichten so stark auskühlen, dass kleinräumige katabatische Windsysteme entstehen können (MOTT et al. 2015). Die damit verbundene Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeiten und der Abbau stabiler Schichten durch höhere



Abb. 5-5: Große und kleine Sastrugi an der Latschüelfurgga, wo der Wind gut kanalisiert und beschleunigt wird. So entstehen die eindrucksvollen Erosionsmuster.

mechanische Turbulenz nahe der Schneeoberfläche erhöht den turbulenten sensiblen Wärmeaustausch während dieser Wetterlagen. Der Einfluss katabatischer Windsysteme auf den mittleren Wärmeaustausch in der Schneedecke nimmt mit abnehmendem Schneebedeckungsgrad merklich ab.

6 Bedeutung der Prozesse und Schlussfolgerungen

Grundsätzlich kann man sagen, dass die Variabilität der alpinen Schneedecke, die durch die Akkumulation entsteht, grösser ist als jene, die durch die Schmelze entsteht (GRÜNEWALD et al. 2010) und dass ein Großteil der Akkumulationsvariabilität während der Schmelze erhalten bleibt (LISTON 1999). Trotzdem sind Unterschiede in der Schmelze, insbesondere auf der Skala „Talseiten“, auch für den lokalen Abfluss wichtig, wie erst kürzlich gezeigt werden konnte (COMOLA et al. 2015). Die oben diskutierten Unterschiede in der Schmelze, die durch die kleinräumige Topographie (zum Beispiel Mulden) oder auch unterschiedliche Expositionen bedingt werden, haben einen besonders starken Einfluss auf die lokale Vegetation. Berücksichtigt man umgekehrt die Variabilität nicht bei der Modellierung der atmosphärischen Grenzschicht, entsteht ein systematischer Fehler in der Berechnung des turbulenten Wärmeaustauschs (MOTT et al. 2015), der sich auf die Güte von Wetter- und Klimavorhersagen auswirkt.

Die unterschiedlichen Schneedicken, die während der Ablagerung entstehen, bestimmen zusammen mit unterschiedlichen Grenzschichttemperaturen und lokalen Winden auch, wo sich bevorzugt Schwachschichten bilden, die zu Lawinen führen. Der quantitative Beitrag der präferentiellen Ablagerung an der Heterogenität der Schneeablagerung wurde experimentell noch nicht nachgewiesen, da sich in der Praxis traditionelle Schneeverfrachtung zeitlich mit der präferentiellen Ablagerung überschneidet. Allerdings kann man mit Hilfe der numerischen Modellierung die beiden Prozesse trennen. Wenn ein numerisches Modell in der Lage ist, die Interaktionen zwischen Partikel und einem turbulenten Strömungsfeld richtig zu beschreiben, dann kann die präferentielle Ablagerung quantitativ beschrieben werden. Das wurde erstmals in LEHNING et al. (2008) versucht und es wurde gezeigt, dass die bevorzugte Schneedeponition einen substantiellen Anteil der räumlich variablen Schneevertelung verursacht (siehe auch Abb. 5-3). Jedoch lässt sich festhalten, dass kleinräumige Verfrachtungsmuster, wie sie durch Saltation entstehen, eine große Bedeutung haben und zwar auch für flache Landschaften, wie man sie auf den großen Eisschildern, in den Prärien oder auf Meereis findet. Die lokale Massenbilanz, die Bewegung von Meereis und die atmosphärische Strömung stehen in Wechselwirkung mit den rauen Schneeoberflächen. Ein typisches Zeichen von andauernder Saltation ist das Entstehen der Erosionsformen Sastrugi, die im Gebirge oft in Passlagen angetroffen werden (siehe Abb. 5-5).

Literatur

- ANDERSON, R.S., HAFF, P.K., 1991: Wind modification and bed response during saltation of sand in air. *Acta Mech. Suppl.* **1**, 21–51.
- BERGERON, T., 1965: On the low-level redistribution of atmospheric water caused by orography. *Suppl. Proc. Int. Conf. Cloud Phys.*, May 1965, 96–100.
- CHOUARTON, T.W., PERRY, S.J., 1986: A model of the orographic enhancement of snowfall by the seeder-feeder mechanism. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **112**, 335–345.
- CLIFTON, A., LEHNING, M., 2008: Simulations of wind tunnel snow drift using a semi-stochastic model. *Earth. Surf. Process. Landforms* **33**, 14, 2156–2173, doi: 10.1002/esp.1673.
- CLINE, D. W., 1997: Snow surface energy exchanges and snowmelt at a continental, midlatitude Alpine site. *Water Resour. Res.* **33**, 4, 689–701, doi:10.1029/97WR00026.
- COLLE, B., 2004: Sensitivity of orographic precipitation to changing ambient conditions and terrain geometries: an idealized modelling perspective. *J. Atmosph. Sci.* **61**, 588–606.
- COMOLA, F., B. SCHAEFLI, A. RINALDO, M. LEHNING, 2015: Scale-dependent effects of solar radiation patterns on the snow-dominated hydrologic response. *Geophys. Res. Lett.* **42**, 10, 2015, DOI:10.1002/2015GL064075.
- DOORSCHOT, J., LEHNING, M., 2002: Equilibrium saltation: mass fluxes, aerodynamic entrainment and dependence on grain properties. *Bound. Layer Meteorol.* **104**, 1, 111–130.
- ESSERY, R., GRANGER, R., POMEROY, J. W., 2006: Boundary-layer growth and advection of heat over snow and soil patches: modelling and parameterization. *Hydrol. Process.* **20**, 953–967.
- FIERZ, C., LEHNING, M., 2001: Assessment of the microstructure-based snow-cover model SNOWPACK; thermal and mechanical properties. *Cold Reg. Sci. Technol.* **33**, 123–131.
- FUJITA, K., HIYAMA, K., LIDA, H., AGETA, Y., 2010: Self-regulated fluctuations in the ablation of a snow patch over four decades. *Water Resour. Res.* **46**, W11541, doi:10.1029/2009WR008383.
- GUALA, M., MANES, C., CLIFTON, A., LEHNING, M., 2008: On the saltation of fresh snow in a wind tunnel: profile characterization and single particle statistics. *J. Geophys. Res.* **113**, F03024, DOI: 10.1029/2007JF000975.
- GROOT ZWAAFTINK, C.D., DIEBOLD, M., HORENDER, S., OVERNEY, J., LIEBERHERR, G., PARLANGE, M., LEHNING, M., 2014: Modelling small-scale drifting snow with a Lagrangian stochastic model based on large-eddy simulations. *Bound. Layer Meteorol.* **153**, 117–139, DOI 10.1007/s10546-014-9934-2.
- GRÜNEWALD, T., SCHIRMER, M., MOTT, R., LEHNING, M., 2010: Spatial and temporal variability of snow depth and ablation rates in a small mountain catchment. *The Cryosphere* **4**, 215–225, doi:10.5194/tc-4-215-2010.
- HOUZE, R. A., MEDINA, S., 2005: Turbulence as a mechanism of orographic precipitation enhancement. *J. Atmosph. Sci.*, IMPROVE special issue, **62**, 3599–3623.
- LEHNING, M., LÖWE, H., RYSER, M., RADER-SCHALL, N., 2008: Inhomogeneous precipitation distribution and snow transport in steep terrain. *Water Resour. Res.* **44**, W07404, doi: 10.1029/2007WR006544.
- LISTON, G. E., 1999: Interrelationships among snow distribution, snowmelt, and snow cover depletion: Implications for atmospheric, hydrologic, and ecologic modeling. *Journal Of Applied Meteorology* **38**, 10, 1474–1487.
- LEWIS, H., MOBBS, S. D., LEHNING, M., 2008: Observations of cross-ridge flows over steep terrain. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.* **134**, 801–816.
- MINDER, J.R., DURRAN, D.R., ROE, G.H., ANDERS, A.M., 2008: The climatology of small-scale orographic precipitation over the Olympic mountains: Patterns and processes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **134**, 817–839.
- MOTT, R., LEHNING, M., 2010: Meteorological modeling of very high resolution wind fields and snow deposition for mountains. *J. Hydromet.* **11**, 934–949, doi: 10.1175/2010JHM1216.1.
- MOTT, R., EGLI, L., GRÜNEWALD, T., DAWES, N., MANES, C., BAVAY, M., LEHNING, M., 2011: Micro-meteorological processes driving snow ablation in an Alpine catchment. *The Cryosphere* **5**, 1083–1098.
- MOTT, R., GROMKE, C., GRÜNEWALD, T., LEHNING, M., 2013: Relative importance of advective heat transport and boundary layer decoupling in the melt dynamics of a patchy snow cover. *Advances in Water Resources* **55**, 88–97, doi:10.1016/j.advwatres.2012.03.001.
- MOTT, R., SCIPIÓN, D., SCHNEEBELI, M., DAWES, N., BERNE, A., LEHNING, M., 2014: Orographic effects on snow deposition patterns in mountainous terrain. *J. Geophys. Res. Atmos.* **119**, 1419–1439, doi: 10.1002/2013JD019880.
- MOTT, R., DANIELS, M., LEHNING, M., 2015: Atmospheric flow development and associated changes in turbulent sensible heat flux over a patchy mountain snow cover. *J. Hydrometeorol.* **16**, 1315–1340. doi: http://dx.doi.org/10.1175/JHM-D-14-0036.1.
- OHYA, Y., 2008: Intermittent bursting of turbulence in a stable boundary layer with low-level jet. *Boundary-Layer Meteorology* **126**, 349–363, doi: 10.1007/s10546-007-9245-y.
- POHL, S., MARSH, P., LISTON, G. E., 2006: Spatial-temporal variability in turbulent fluxes during spring snowmelt. *Arct. Antarct. Alp. Res.* **38**, 1, 136–146.
- RADERSCHALL, N., LEHNING, M., SCHÄR, M., 2008: Fine-scale modeling of the boundary layer wind field over steep topography. *Water Resour. Res.* **44**, W09425, doi:10.1029/2007WR006544.
- SEVRUK, B., 1987: Point precipitation measurements: why are they not corrected? In RODDA, J. C., MATALAS, N. C. (eds), *Water for the Future: Hydrology in Perspective*, Proceedings of the Rome Symposium, April 1987, *International Association of Hydrological Sciences Publication* **164**, 477.
- WEVER, N., JONAS, T., FIERZ, C., LEHNING, M., 2014: Model simulations of the modulating effect of the snow

- cover in a rain-on-snow event. *Hydrol. Earth Syst. Sci.* **18**, 4657-4669, doi:10.5194/hess-18-4657-2014.
- WHITEMAN, C. D., 2000: Mountain Meteorology: Fundamentals and applications. *Oxford University Press, USA*, 355 pp.
- WINSTRAL, A., MARKS, D., GURNEY, R., 2013: Simulating wind-affected snow accumulations at catchment to basin scales. *Advances in Water Resources* **55**, Pages 64-79.
- ZÄNGL, G., AULEHNER, D., WASTL, C., PFEIFFER, A., 2008: Small-scale precipitation variability in the Alps: Climatology in comparison with semi-idealized numerical simulations. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **134**, 1865-1880.

Kontakt

Prof. Dr. MICHAEL LEHNING
Eidgenössische Forschungsanstalt
WSL-Institut für Schnee- und Lawinenforschung SLF
Flüelastrasse 11
CH-7260 Davos Dorf
lehning@slf.ch

Dr. REBECCA MOTT-GRÜNEWALD
Eidgenössische Forschungsanstalt
WSL-Institut für Schnee- und Lawinenforschung SLF
Flüelastrasse 11
CH-7260 Davos Dorf
mott@slf.ch

T. MÖLG, R. PRINZ, W. SCHÖNER

6

Energie- und Massenbilanz von Hochgebirgs- gletschern

Energy and Mass Balance of High-Mountain Glaciers

Zusammenfassung

In der Energie- und Massenbilanz von Gletschern liegen die entscheidenden Hinweise, um das Verhalten von Gletschern im Klimasystem zu verstehen. Der vorliegende Artikel erläutert die grundlegenden Konzepte und illustriert anhand von Messungen im Hochgebirge und Modellrechnungen, wie Massen- und Energiebilanz in verschiedenen Klimazonen der Erde variieren.

Summary

The energy and mass balance of glaciers provides the key to understanding the role of glaciers in the climate system. The present article introduces the fundamental concepts and reviews in-situ measurements in high mountains and model calculations, to illustrate how energy and mass balances vary through different climate zones on Earth.

1 Einführung

Gletscher und Eisschilde sind besonders augenscheinliche Indikatoren für den Zustand des Systems Erde-Atmosphäre. Sie reagieren auf Systemschwankungen mit hoher Empfindlichkeit, jedoch agiert ihre Ausdehnung dabei als „Tiefpassfilter“ der zeitlichen Frequenzen. Das bedeutet, dass Änderungen der Ausdehnung vor allem langsame Schwankungen und somit Änderungen des Klimas widerspiegeln, nicht aber die Variabilität auf synoptischen oder saisonalen Zeitskalen. Dennoch kommt es in der Öffentlichkeit häufig zu Fehlinterpretationen des Zusammenhangs zwischen Gletscherverhalten und Klimaänderung, da die teils Jahrzehnte langen Anpassungszeiten der Gletscherausdehnung nicht richtig eingeordnet werden. Diese in Bezug auf ein Menschenleben langsame Anpassung der Fläche auf Klimaeinwirkungen resultiert aus den physikalischen Eigenschaften von Gletschern (CUFFEY und PATERSON 2010), die wie so viele andere Teilsysteme des Klimas ein dynamisches, nichtlineares Verhalten aufweisen.

Es gibt jedoch auch eine Kenngröße für die unmittelbare Reaktion von Gletschern auf Schwankungen im System Erde-Atmosphäre, wofür anstatt deren Fläche das Volumen betrachtet wird. Diese Kenngröße ist die Massenbilanz, und sie gibt an, wieviel Masse pro Fläche ein Gletscher über

einen bestimmten Zeitraum gewinnt oder verliert. Somit erfasst die Massenbilanz die direkte, „ungefilterte“ Gletscherreaktion für alle möglichen Zeitabschnitte. Die Massenbilanz für Tage und Wochen ist vor allem ein Ausdruck der atmosphärischen Variabilität im Hinblick auf Wetter und Witterung. Massenbilanzen über Jahre und Jahrtausende hingegen beinhalten auch die Zustände (Variabilität und Änderungen), die aus der Wechselwirkung zwischen den Teilsystemen des Klimas entstehen (Atmosphäre, Ozean, Kryosphäre, Biosphäre, Lithosphäre).

Ganz allgemein ergibt sich die Massenbilanz als Summe von zwei Termen, die wir in Kapitel 2 genauer behandeln. Unter „Akkumulation“ versteht man alle Prozesse, die dem Gletscher Masse zuführen, während „Ablation“ jene Vorgänge bezeichnet, die einen Massenverlust zur Folge haben. Ein großer Beitrag zur Massenbilanz entsteht so durch das „von außen“ auf den Gletscher einwirkende Klima – also durch Verfügbarkeit von Niederschlag für die Akkumulation sowie durch Energieeintrag aus Atmosphäre und Ozean für die Ablation. Diesen Beitrag nennt man „klimatische Massenbilanz“, in welcher die Energiebilanz von Gletschern das entscheidende Verständnis für den Energieeintrag ermöglicht, worauf wir in Kapitel 3 eingehen. Daneben gibt es aber auch noch einen „eigenen“ Beitrag zur Massenbilanz, der über die Gletscherbewegung

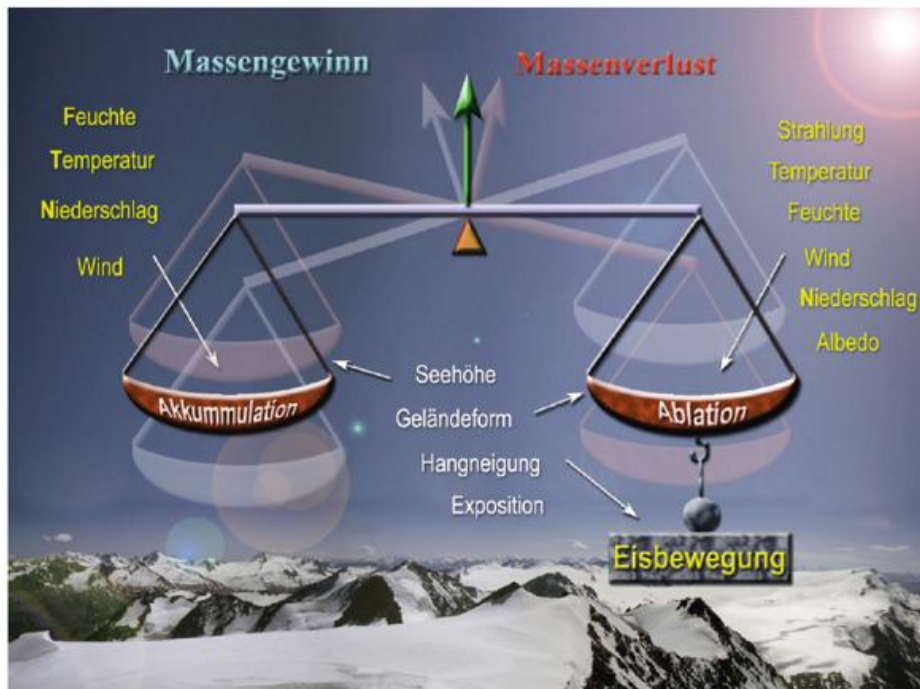


Abb. 6-1: Die Massenbilanz eines Gletschers ergibt sich aus der Bilanzierung von Akkumulation und Ablation. Diese sind von Klima und Gelände abhängig. Die Eisbewegung wirkt in der Regel ablationsfördernd, da sie dem Akkumulationsgebiet Eis entzieht und in das Ablationsgebiet verfrachtet (aus WEBER 2004).

durch Eiszufluss oder -abfluss gesteuert wird. Diese sogenannte „Eisdynamik“ beeinflusst etwa die Massenbilanzen von Grönland und Antarktis oder von ins Meer mündenden Gletschern substanziell, vor allem durch Schwankungen in der Fließgeschwindigkeit und dadurch beeinflusste mechanische Vorgänge (zum Beispiel Eisbergbildung). Da der vorliegende Artikel die Gletscher im Hochgebirge thematisiert, behandeln wir in Folge jedoch nur mehr die dort dominante klimatische Massenbilanz.

Weshalb ist die Kenntnis der Massenbilanz von Gletschern im Hochgebirge so wichtig?

- Wie oben angedeutet, sind Gletscher hervorragende Klimazeiger, im Falle des Hochgebirges sogar für Schichten der Atmosphäre, aus denen es noch relativ wenige Daten und Langzeitinformationen gibt.
- Als Komponenten des Wasserkreislaufs haben Gebirgsgletscher im Zuge globaler Veränderungen auch einen quantitativ merkbaren Einfluss auf den globalen Meeresspiegel.
- In vielen Regionen der Erde sind Gletscher wichtige Wasserreserven; die Massenbilanz zeigt hier den glazialen Beitrag zur hydrologischen Bilanz und daher zum regionalen Wasserdargebot an.

Und schließlich

- starke Massenverluste von Gebirgsgletschern schaffen Potenzial für Naturgefahren, etwa durch entsprechende Schmelzwässer und dadurch aufgestaute Gletscherseen, die bei Ausbruch zu Hochwasserfluten führen können. Die Kenntnis der Massenbilanz und ihr Verstehen über die Energiebilanz haben daher einen großen wissenschaftlichen und praktischen Wert.

2 Die klimatische Massenbilanz

2.1 Massenbilanzterme

Wie in der Einführung angedeutet, setzt sich die Massenbilanz aus dem Massengewinn (Akkumulation) und dem Massenverlust (Ablation) über eine definierte Zeitspanne zusammen, meist ein hydrologisches Haushaltsjahr (zum Beispiel 1. Oktober bis 30. September des Folgejahres in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre). Die Bilanzwerte werden auf die Dichte des Wassers normiert, auf die horizontale Einheitsfläche bezogen und erhalten daher die Einheit [mm Wasseräquivalent (w.e.)] oder $[kg\ m^{-2}]$ in SI-Einheiten. Damit kann die Massenbilanz mit anderen Größen des Wasserkreislaufs, wie etwa Niederschlag oder Verdunstung, direkt verglichen werden.

Die wichtigsten Prozesse der Akkumulation sind fester Niederschlag (insbesondere Schneefall), Ablagerungen von Trieb Schnee und Lawinen, Kondensation/Deposition von atmosphärischem Wasserdampf und Anfrieren von Regenwasser. Zur Ablation tragen Schmelzen, Erosion von Schnee durch Wind oder durch Abruch von Lawinen, Verdunstung/Sublimation und Kalben bei (Abbildung 6-1). Die relative Bedeutung der einzelnen Komponenten wird durch die lokalen Begebenheiten von Klima und Topographie bestimmt.

Werden die Massenbilanzen einzelner Höhenstufen eines Gletschers gegen ihre Seehöhe aufgetragen, erhält man das vertikale Bilanzprofil (VBP). Obwohl sich die Massenbilanz Jahr für Jahr ändert, bleibt die Form des Bilanzprofils annähernd konstant, es verschiebt sich lediglich parallel in Richtung einer mehr positiven oder mehr negativen Gesamtbilanz. Dies sieht man in Abbildung 6-2 deutlich, wenn man das mittlere VBP der Jahre 1965–1984 (blau) mit jenem von 1995–2014 (rot) vergleicht. Der daraus über die Zeit resultierende Verlust an Akkumulationsfläche äußerte sich in stark negativen Massenbilanzen sowie einem deutlichen Rückgang der Eisdynamik und der Gletscherfläche (KUHN et al. 1999).

Die Form des VBP ist abhängig vom regionalen und lokalen Klima – unter maritimen oder feuchten Bedingungen ist der VBP-Gradient größer, unter kontinentalen oder trockenen Bedingungen ist er kleiner. Dort, wo die Massenbilanz gleich Null ist (Akkumulation = Ablation), liegt per Definition die Höhe der Gleichgewichtslinie (equilibrium line altitude, ELA). Verschiebt sich die ELA langfristig (zum Beispiel durch Klimaänderungen), ändert sich das Verhält-

nis zwischen Akkumulations- und Ablationsfläche; folglich wird der Gletscher entweder wachsen (da die Eisdynamik den Massenzuwachs talwärts transportiert und bei gleichgebliebener Ablation der Gletscher daher vorstößt) oder schrumpfen (wenn mehr Masse verloren wird als durch die Eisdynamik nachtransportiert werden kann). Abbildung 6-3 illustriert dies für den Fall eines Gletscherrückgangs.

2.1 Messung und Modellierung der Massenbilanz

Die Messung der Massenbilanz stützt sich auf drei Methoden (zum Beispiel COGLEY et al. 2011, HOINKES 1970, KASER et al. 2003):

(a) Die glaziologische Methode nutzt ein möglichst dichtes Netz aus Messpunkten am Gletscher, an denen die Massenbilanz gemessen wird. Als solche dienen im Ablationsgebiet ausreichend tief ins Eis gebohrte Stangen aus Holz oder Plastik (Pegel), an denen die Höhenänderung der Gletscheroberfläche bezogen auf den jeweiligen Pegel abgelesen wird. Aufgrund der Eisdynamik entspricht diese Änderung nicht der Höhenänderung in geodätischen Koordinaten. Im Akkumulationsgebiet wird die Höhenänderung durch Schneehöhenmessungen bis zum Horizont des Vorjahres bestimmt. Die gemessenen Höhenänderungen werden anhand der entsprechenden Dichten in Massenänderungen umgerechnet. Dabei wird die Dichte von Eis als konstant und bekannt angenommen, die Dichte von Schnee in Schneeprofilen gemessen. Durch Interpolation und Mittelung der Messwerte über die Gesamtgletscherfläche wird die Massenbilanz direkt bestimmt.

(b) Die hydrologische Methode berechnet die Massenbilanz als Restglied der Wasserbilanz eines Einzugsgebietes. Unsicherheiten in der Bestimmung des Gebietsniederschlags, des Abflusses und der Verdunstung werden aber somit in den Massenbilanzwert übertragen.

(c) Die geodätische Methode bestimmt die Massenbilanz aus dem Vergleich zweier topographischer Aufnahmen des Gletschers. Die Höhenänderung der Gletscheroberfläche (hier im Sinne geodätischer Koordinaten) wird dann entweder durch in-situ gemessene oder angenäherte Dichtewerte als Massenänderung ausgedrückt. Durch moderne Verfahren (digitale Karten, GPS, Erstellung von digitalen Geländemodellen mittels Laserscanning oder Photogrammetrie) erlebte diese Methode in den letzten Jahren einen Aufschwung, da im Vergleich zur Methode (a) die Massenbilanz großer vergletschter Gebiete oder unzugänglicher Gletscher kostengünstiger ermittelt werden kann.

Die Methoden (b) und (c) berücksichtigen auch basale und englaziale Prozesse der Massenänderung (zum Beispiel basales Schmelzen oder interne Akkumulation durch Wiedergefrieren von in den Gletscher und in die Schneedecke eindringendem Schmelzwasser), deren Beträge allerdings um ein Vielfaches kleiner sind als jene an der Gletscheroberfläche. Methode (a) fokussiert demnach die Prozesse an der Gletscheroberfläche, die – sofern gravitative (Lawi-

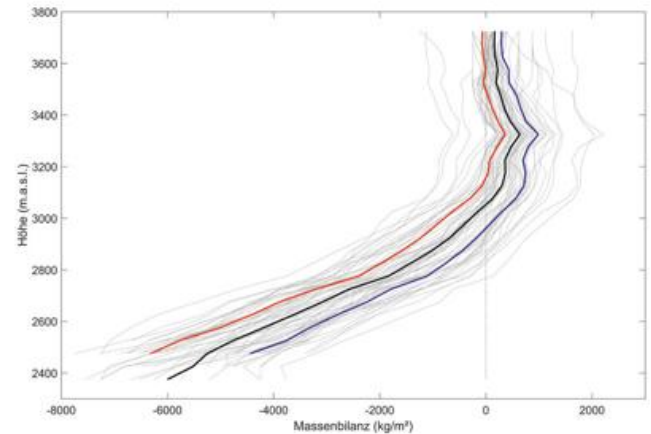


Abb. 6-2: Das mittlere vertikale Bilanzprofil (schwarz) des Hintereisferners (Ötztaler Alpen) und jene aller Einzeljahre 1953–2014 (grau). Die zwei mittleren Profile der Jahre 1965–1984 (blau) sowie 1995–2014 (rot) verdeutlichen die Parallelverschiebung zu mehr negativen Massenbilanzen in den letzten Dekaden (Quelle: Institut für Atmosphären- und Kryosphärenwissenschaften, Universität Innsbruck).

nen) und mechanische Vorgänge (Kalben) durch die Wahl des Untersuchungsgebietes minimiert oder ausgeschlossen werden können – ausschließlich klimatisch definiert sind.

Die Modellierung der Massenbilanz im Gebirge ist relevant, um einerseits hydrologische Auswirkungen von lokaler bis globaler Ebene bestimmen zu können, andererseits das Prozessverständnis zwischen Atmosphäre und Kryosphäre zu vertiefen. Dementsprechend gibt es zwei Ansätze zur Massenbilanzmodellierung.

Der erste umfasst die sogenannten Temperatur-Index-Modelle:

$$\sum_{i=1}^n M_i = DDF \sum_{i=1}^n T_i^+ \Delta t \quad (1)$$

Sie berechnen die Ablation (M , [kg m⁻²]) aus der Summe der Tage mit positiver Lufttemperatur (T_i^+ , [°C]) mithilfe eines Proportionalitätsfaktors („Gradtagfaktor“, DDF , [kg m⁻² d⁻¹ °C⁻¹]) und die Akkumulation aus dem Niederschlag, dessen Phase mithilfe eines Temperaturgrenzwerts in fest und flüssig unterteilt wird (zum Beispiel HOCK 2005). Der Gradtagfaktor wird mit direkt gemessenen Massenbilanzen kalibriert und parametrisiert alle dahinterstehenden Prozesse. Grundlage dieser Methode ist, dass die zur Schmelze verfügbare Energie über die Lufttemperatur angenähert werden kann. Wie in Kapitel 3 ausgeführt, funktioniert dieser Ansatz aber nur unter bestimmten Bedingungen. Der Vorteil dieser Methode besteht allerdings darin, dass nur zwei Eingangsparameter (tägliche Werte von Temperatur und Niederschlag) benötigt werden und diese mehr oder weniger global und in langen Zeitreihen zur Verfügung stehen. Gradtagmodelle werden zur Abflussmodellierung von Einzelgletschern oder vergletschten Einzugsgebieten bis hin zur Abschätzung des Beitrages der Gebirgsgletscher zum globalen Meeresspiegelanstieg auf Basis verschiedener Klimaszenarios verwendet.

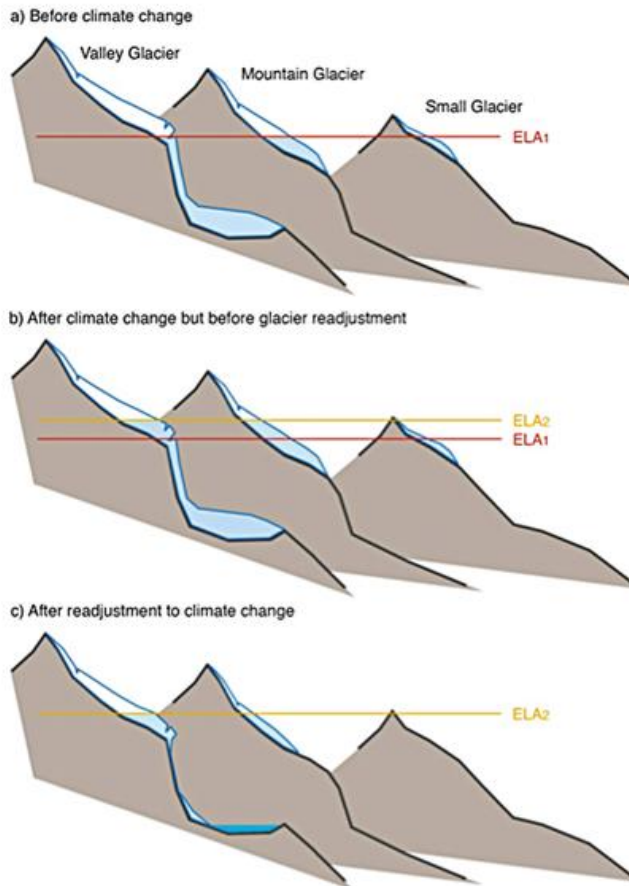


Abb. 6-3: Skizze der Gletscherveränderungen aus einer Verschiebung der ELA in größere Höhen an drei beispielhaften Gletschern verschiedener Höhenlagen. (a) Die Gletscher sind im Gleichgewicht mit dem Klima und besitzen eine spezifische ELA1. (b) Durch Klimaveränderung gestiegene ELA2 und damit einhergehende Verminderung der Akkumulationsfläche und Vergrößerung der Ablationsfläche. (c) Die Situation im neuen Gleichgewichtszustand zeigt, dass die Gletscher Volumen und Ausdehnung angepasst haben; der Talgletscher hat seine Zunge verloren, und der kleine Gletscher ist komplett verschwunden (VAUGHAN et al. 2013).

Der zweite Ansatz setzt prozessorientierte Modelle zur Berechnung von Energie- und Massenflüssen zwischen Atmosphäre und Gletscheroberfläche ein (siehe Kapitel 3). Diese Modelle eignen sich, um die Sensitivität der Massenbilanz auf einzelne Klimavariablen und die verantwortlichen physikalischen Prozesse zu bestimmen. Somit lassen sich etwa für Gebiete ohne instrumentelle Langzeitbeobachtungen aus gemessenen Massenänderungen von Gletschern die möglichen Änderungen des lokalen Klimas berechnen (zum Beispiel MÖLG et al. 2009). Gletscheränderungen können so als direkte Folge von Änderungen im Niederschlag, der Bewölkung, der Strahlung oder der Lufttemperatur nachvollzogen werden. Die Komplexität dieser Modelle bedingt eine relativ große Anzahl an zeitlich hochaufgelösten Input-Variablen und entsprechenden Rechenaufwand. Für längere Zeiträume (mehrere Jahre) können daher meist nur Analysen für einen Punkt eines Gletschers gemacht werden. Modellierungen für die Gesamtfläche eines Gletschers (sogenannte 2D-Läufe) sind selten und meist auf die Ablationssaison konzentriert. In

jüngsten Jahren wurden 2D-Modellierungen aber auf Basis von Messungen und neuartigen Input-Techniken deutlich ausgedehnt, teils bis zu einem Jahrzehnt (zum Beispiel MÖLG et al. 2014).

2.3 Massenbilanztypen (oder -regime)

Je nach Lage eines Gletschers kommt ein charakteristischer Jahresgang der Massenbilanz zustande. In den thermisch homogenen Tropen dominiert die hygrische Saisonalität des Klimas, die sich im Wechsel von Feucht- und Trockenzeiten widerspiegelt. Nennenswerte Akkumulation gibt es daher nur in den Feuchtzeiten, Ablation hingegen kann in beiden Jahreszeiten mit ähnlichen Beträgen stattfinden (KASER und OSMASTON 2002). In den mittleren und hohen Breiten ist der Jahresgang durch die thermische Saisonalität geprägt. Dementsprechend kann relativ klar in eine Akkumulationsperiode mit Massengewinn (Winter) und eine Ablationsperiode mit Massenverlust (Sommer) unterschieden werden. Eine Mischform aus tropischem und außertropischem Regime bilden die Gletscher im Monsuneinfluss (zum Beispiel Hochasien), auf denen das thermische Ablations- und Akkumulationsmaximum eng beieinander liegen (zum Beispiel MÖLG et al. 2012). Partielle Schuttbedeckungen (meist in den Ablationsgebieten von Gletschern) können die Massenbilanz von ihrem Regime entkoppeln und wirken bei geringer Schuttbedeckung (wenige cm) aufgrund der Verringerung der Oberflächenalbedo verstärkend auf die Ablation; bei mächtiger Schuttbedeckung hingegen führt die Abschirmung der Gletscheroberfläche vom Energieeintrag der Atmosphäre (vor allem von kurzwelliger Strahlung) zu einer Abschwächung der Ablation. Räumlich zeichnen sich die verschiedenen Massenbilanzregime durch typische Gradienten im vorhin genannten VBP im Bereich der ELA aus. Kontinentale Gletscher zeigen einen geringen VBP-Gradienten, maritime einen hohen. Der Unterschied im VBP-Gradienten zwischen Akkumulations- und Ablationsgebiet ist im tropischen Klima besonders groß (KASER und OSMASTON 2002).

3 Die Energiebilanz der Oberfläche

3.1 Energiebilanzterme

Die Energiebilanz an einem Punkt der Gletscheroberfläche (EB) nimmt in der Fachliteratur häufig die Form von Gleichung 2 an. Die Einheit entspricht jener einer Energieflussdichte, also $[W m^{-2}]$ oder $[J s^{-1} m^{-2}]$. Vorzeichen in der Bilanzgleichung bleiben positiv, wenn eine Größe Energiezufuhr für die Oberfläche bedeutet, sind hingegen negativ bei Energieverlust. Einige Größen können Energiequelle oder -senke sein (mehr dazu unten), was auf der Zeitskala von Sekunden bis Stunden ein Ausdruck des Wetters ist.

$$SW_{\downarrow} + SW_{\uparrow} + LW_{\downarrow} + LW_{\uparrow} + QS + QL + QP + QG = F \quad (2)$$

Die in der EB enthaltene Strahlungsbilanz umfasst vier bekannte Terme: $SW_{\downarrow}$ und $SW_{\uparrow}$ sind die kurzwellige (solare)

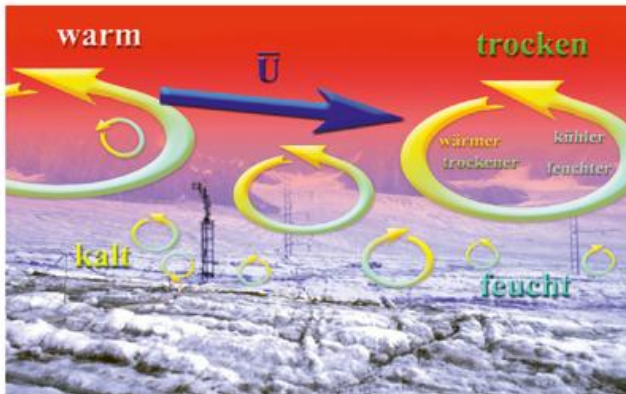


Abb. 6-4: Modellvorstellung zur Entstehung der Fluktuationen in den Windkomponenten, der Temperatur und der spezifischen Feuchte. Wirbel unterschiedlicher Größe driften mit der mittleren Strömung und transportieren dabei wärmere Luftpakete mit geringerem Wasserdampfgehalt bei stabiler Schichtung von oben nach unten und kältere, feuchtere Luft nach oben (aus WEBER 2004).

Einstrahlung beziehungsweise die reflektierte kurzwellige Strahlung („SW“ für „shortwave“), während $LW\downarrow$ und $LW\uparrow$ die langwellige Einstrahlung bzw. die langwellige Emission der Gletscheroberfläche bezeichnen. Die kurzwellige Nettostrahlung (SW_{net}) berechnet sich als $SW\downarrow - SW\uparrow$ oder $SW\downarrow (1 - \alpha)$, wobei α die kurzwellige Breitbandalbedo der Gletscheroberfläche angibt. Analog dazu ist die langwellige Nettostrahlung (LW_{net}) als $LW\downarrow - LW\uparrow$ definiert.

Die Terme QS und QL benennen den turbulenten sensiblen (fühlbaren) Wärmestrom beziehungsweise den turbulenten latenten Wärmestrom (Abbildung 6-4). Beide resultieren aus der Existenz von Wirbeln in der atmosphärischen Grenzschicht („eddies“) und sind somit stark von der Stabilität und Windgeschwindigkeit in dieser Schicht abhängig, aber auch von Temperatur- und Feuchtegradienten zwischen Gletscheroberfläche und Luft (siehe dazu auch den Beitrag von LEHNING et al. in diesem Heft).

QP bezeichnet den Wärmefluss aus dem auf die Gletscheroberfläche fallenden Niederschlag („P“ für „precipitation“). Dieser Term ist in der Regel aber vernachlässigbar klein und wird hier nicht weiterbehandelt. Lediglich auf Gletschern, die in sehr feuchten Klimaten liegen und bis in tiefe Lagen reichen, kann QP während Warmluftniederschlägen im Ablationsgebiet relativ groß sein (zum Beispiel in Neuseeland). QG gibt schließlich den Wärmefluss zwischen Oberfläche und dem Gletscherinneren an und setzt sich aus molekularer Wärmeleitung im Schnee/Eis und eindringender kurzwelliger Strahlung zusammen („G“ für „ground“). Treten keine geothermischen Wärmequellen unterhalb des Gletschers auf, dann ist QG über einen betrachteten Zeitabschnitt nahezu identisch mit der Änderung der Wärmespeicherung im Gletscher.

Die Summe aller Terme der linken Seite in Gleichung 2 ergibt einen Nettoenergiefluss F, und hier gelangen wir auch zur direkten Verknüpfung der EB mit der Massenbilanz. Wenn die Gletscheroberflächentemperatur den

Schmelzpunkt erreicht hat (273,15 K) und F auf der rechten Seite in Gleichung 2 positiv ist, dann repräsentiert F die verfügbare Energie zum Schmelzen. Die zweite Verknüpfung betrifft QL; ist dieses auf der linken Seite in Gleichung 2 negativ, also der Energiefluss von der Oberfläche in die Atmosphäre gerichtet, dann tritt Sublimation auf. Bei Oberflächentemperaturen kleiner als 273,15 K erwärmt oder kühlt F die Oberfläche (in Abhängigkeit des Vorzeichens) und, über QG, mit einiger Verzögerung auch das Gletscherinnere. Die EB treibt daher auch die Temperaturentwicklung im Inneren des Gletschers an und wirkt somit auf interne Akkumulation und englaiales Schmelzen in der Massenbilanz. Weiters sehen wir hier die Besonderheit der Energiebilanz einer Gletscher- oder Schneeoberfläche im Vergleich zur Energiebilanz einer beliebigen Oberfläche: Die Temperaturen können maximal 273,15 K erreichen, was die Stabilität der Grenzschicht maßgeblich beeinflusst (siehe Beitrag von LEHNING et al. in diesem Heft).

Tabelle 6-1 fasst die wichtigsten Abhängigkeiten der Energiebilanzterme zusammen. Daraus wird klar, dass nicht nur äußere klimatische Einwirkungen über meteorologische Standardvariablen, sondern auch Rückkopplungen eine entscheidende Rolle für die endgültigen Charakteristika der EB einer bestimmten Klimazone spielen. Weitere Überlegungen zu Tabelle 6-1 folgen im Abschnitt 3.3 anhand von tatsächlichen Beispielen. Für weitere Details zu den Energiebilanztermen und deren Einordnung in meteorologische Verhältnisse empfehlen wir außerdem den Enzyklopädie-Beitrag von VAN DEN BROEKE et al. (2011).

Term	Abhängigkeiten
$SW\downarrow$	Bewölkung, Luftfeuchte , Gelände (Neigung und Exposition)
$SW\uparrow$	Albedo (abh. von festem Niederschlag, Schmelze, Sublimation)
$LW\downarrow$	Lufttemperatur, Luftfeuchte, Bewölkung
$LW\uparrow$	<i>Gletscheroberflächentemperatur</i>
QS	<i>Gletscheroberflächentemperatur, Lufttemperatur, Luftdruck, Windgeschwindigkeit</i>
QL	<i>Gletscheroberflächentemperatur, Luftfeuchte, Luftdruck, Windgeschwindigkeit</i>
QG	<i>Gletscheroberflächentemperatur</i>

Tab. 6-1: Die wichtigsten Abhängigkeiten einzelner Energiebilanzterme. Meteorologische Standardvariablen sind in fester Schrift angedeutet. Aus der Energiebilanz selber resultierende Größen sind kursiv, was das Potenzial für Rückkopplungsprozesse in der Energiebilanz andeutet. Tages- und Jahreszeit sind nicht extra als Abhängigkeiten aufgelistet.

3.2 Messung und Modellierung der Energiebilanz

Messungen der EB stützen sich heutzutage fast immer auf automatische Wetterstationen (AWS), die in Einzelfällen bereits Zeitreihen von etwa 20 Jahren liefern. Die häufigsten AWS-Standorte sind im Ablationsgebiet von Gletschern. Dort findet der größte Teil des Energie- und Massenumsatzes statt (vergleiche Abschnitt 3.3), und zudem sind die tiefer gelegenen Ablationsgebiete in der Regel einfacher zugänglich. Im günstigsten Fall besitzt eine AWS ein Vier-Komponenten-Pyrradiometer, welches alle Terme der Strahlungsbilanz (und somit auch die Albedo) einzeln misst. Weiters umfasst die typische Instrumentierung Lufttemperatur und -feuchte, Luftdruck sowie Windgeschwindigkeit (zum Beispiel MÖLG et al. 2009). Aus diesen vier Variablen lassen sich die turbulenten Flüsse ableiten. Direkte Messungen von QS und QL sind in Hochgebirgen meist auf kurze Messphasen während Feldaufenthalten beschränkt (zum Beispiel CULLEN et al. 2007), da die benötigten Ultraschallanemometer sehr teuer und empfindlich sind. QG wird nie direkt gemessen, allerdings vervollständigen Temperaturmessungen im Gletscherinneren in verschiedenen Tiefen einige AWS-Designs, aus welchen QG unter Zuhilfenahme der thermischen Diffusivität von Schnee und Eis gut bestimmbar ist.

Messungen wie oben sind unverzichtbar bei der Modellierung der EB. Eine erste wichtige Unterscheidung der heute gängigen Modelle betrifft die räumliche Referenz. Am häufigsten wird die EB für einen einzelnen Punkt am Gletscher modelliert. Dann erlauben die oben beschriebenen AWS-Messungen ein sehr effektives Modell ohne großen Rechenaufwand, da die Strahlungsterme als direkte Messungen einfließen und lediglich QS, QL und QG über physikalische Beziehungen und entsprechende Parametrisierungen berechnet werden müssen. Mehr Aufwand entsteht bei einer EB-Modellierung über die ganze Gletscherfläche. In diesem Fall kommt der Input durch meteorologische Variablen (Tab. 6-1) wieder meist von einer Station (manchmal auch von weiteren), und Höhengradienten der Input-Variablen entstehen als zusätzliche Parameter im Modell. Diese regeln die räumliche Verteilung des Antriebsfeldes über den gesamten Gletscher. Der deutliche Mehraufwand bei einer flächenweiten Modellierung betrifft vor allem die Tatsache, dass alle vier Strahlungsterme nun modelliert werden müssen, da diese eine starke räumliche Variabilität aufweisen. Besonders das Modul für die kurzwellige Strahlung, inklusive der Berechnung von Beschattung durch das Gelände, fällt hier ins Gewicht. Gletscherweite „State-of-the-Art“-Modelle haben letztlich etwa 30 Parameter und (wie Atmosphärenmodelle) verschiedene Parametrisierungen für einen bestimmten Prozess zur Auswahl für den Anwender (zum Beispiel MÖLG et al. 2012).

Eine zweite wichtige Unterscheidung ist die Modellstruktur, und hier vor allem die Simulation der Energieflüsse im Gletscherinneren. EB-Modelle haben entweder ein einfaches Mehrschichten-Schema, in dem die Temperatur in drei bis vier Tiefen analytisch berechnet wird. Alternativ

haben heutige Modelle ein numerisches Gitter, auf dem die thermodynamische Energiegleichung über viele Tiefenschichten gelöst wird. Modelle der zweiten Art erlauben das Hinzufügen von weiteren Prozessen besonders gut, etwa eindringende kurzwellige Strahlung (MÖLG et al. 2009) oder hydrologische Abläufe wie Perkolation und Wiedergefrieren von Wasser (REIJMER und HOCK 2008). Als drittes Unterscheidungsmerkmal kann man noch nennen, dass EB-Modelle entweder alleine ausgeführt werden oder Teil eines anderen Modells sind – typischerweise eines Massenbilanzmodells, in dem sie die Ablation und interne Akkumulation quantifizieren. Flächenweite EB-Bestimmungen entstehen so praktisch immer im Zuge einer flächenweiten Massenbilanzmodellierung. Eine neue Tendenz ist der interaktive Einschluss von Massenbilanzmodellen in Atmosphärenmodellen (zum Beispiel COLLIER et al. 2013).

In der Evaluierung werden die relativ einfachen Punktmodelle, die auch Strahlung als Input erhalten, vorwiegend anhand der gemessenen Ablation bewertet. Gletscherweite Modelle können zudem mit der gemessenen Strahlung sowie mit der aus der LW $\uparrow$ -Messung abgeleiteten Oberflächentemperatur an der AWS-Örtlichkeit evaluiert werden. Stehen Temperaturmessungen im Gletscher und die auf einem numerischen Gitter simulierten Temperaturen zur Verfügung, bietet sich eine weitere Vergleichsmöglichkeit. Direkte Turbulenzmessungen, wie oben angedeutet, existieren selten, doch intensive Messperioden erlauben die Einbeziehung in die Modellevaluierung für beschränkte Zeiträume immerhin gelegentlich (CULLEN et al. 2007). Wichtig ist aber vor allem, dass die Massenbilanz über den gesamten Gletscher verteilt als Messung vorliegt, um eine gute flächenhafte Evaluierung ausführen zu können (REIJMER und HOCK 2008, PRINZ et al. 2016).

3.3 Energiebilanztypen

Obwohl die Energiebilanz auf Gletschern oft lokalspezifische Einflüsse zeigt, gibt es einige Merkmale, die typisch für die großen Klimazonen der Erde sind. Abbildung 6-5 vereint Beispiele für die äquatorialen Tropen in Ostafrika, für die mittleren Breiten in den Ostalpen und für die Übergangszone von subpolarer zu polarer Zone in Skandinavien.

Der äquatoriale Gletscher zeigt die schon in Abschnitt 2 erwähnte ganzjährig auftretende Sublimation in den Tropen, da QL in allen Monaten im Mittel eine Energiesenke darstellt. Das Maximum der Sublimation entsteht im Januar/Februar, wenn der Energieinput durch SW $_{\text{net}}$ groß, die Luft vor Beginn der ersten Feuchtzeit (März-Mai) aber noch trocken ist. Schmelze entsteht auf diesem Gletscher bevorzugt in der zweiten Feuchtzeit (Oktober–Dezember/Januar), wenn die Luftfeuchte und SW $_{\text{net}}$ relativ hoch sind. Zur Zeit der langen Trockenzeit (Juli–September) ist der Energieinput klein, Sublimation dennoch relativ groß und Schmelzen daher größtenteils unterbunden. QS „heizt“ den Gletscher am stärksten in der langen Trockenzeit, wenn der Gletscher durch relativ geringe SW $_{\text{net}}$ und stark negative LW $_{\text{net}}$ maximal auskühlt. Die Ausführungen hier verdeut-

lichen auch die „Konkurrenzsituation“ zwischen Sublimation und Schmelzen: Sublimation nimmt der Schmelze Energie weg, siehe Gleichung 2, ist aber energetisch „teurer“ und benötigt etwa achtmal so viel Energie, um einen Kilogramm Schnee/Eis zu beseitigen. Ablationsmenge und Massenumsatz auf sublimierenden Gletschern sind daher generell kleiner als auf jenen, wo Schmelze die Ablation dominiert.

Der Alpenglacier zeigt im mittleren Jahresgang ganz klar eine von Schmelze dominierte Ablation und deren erwartete, starke saisonale Bindung an den Sommer (vergleiche Kapitel 2.3). QL ist im Monatsmittel ganzjährig unbedeutend für Sublimation, dennoch kann diese an kalten, trockenen Wintertagen auch in den Alpen auftreten. Typisch für die mittleren Breiten ist auch die ganzjährig ausgebildete Energiequelle QS, die nach SW_{net} einen weiteren Beitrag zur Schmelze liefert. Auch QL leistet einen kleinen Beitrag zur Schmelzenergie. Das Minimum des Energieumsatzes, das in den Tropen in der langen Trockenzeit auftritt, entsteht in den mittleren Breiten natürlich im Winter, wenn die energetischen Rahmenbedingungen für Ablation kaum gegeben sind, auch weil LW_{net} die Oberfläche viel stärker kühlt als SW_{net} Energie einträgt.

Der skandinavische Gletscher zeigt einen ähnlichen Jahresgang der EB wie der Alpenglacier, allerdings hinterlässt die höhere Breitenlage einige Fingerabdrücke. SW_{net} geht im Winter der Nordhemisphäre demzufolge gegen Null aufgrund kaum vorhandener Sonneneinstrahlung in der Nähe des Polarkreises. Dadurch kühlt der Gletscher im Winter besonders stark aus, die Schmelzenergie im Frühling steigt daher etwas langsamer an als auf dem Alpenglacier. Zum Hochpunkt des Sommers kommen dann jedoch ähnlich hohe Schmelzenergien wie in den mittleren Breiten zustande, der relative Beitrag von QS ist aber höher als auf dem Alpenglacier. Zudem sorgt das maritime Klima in diesem Teil Skandinaviens im Sommer dafür, dass LW_{net} weniger Auskühlung und QL mehr Energiezufuhr verursachen.

Für alle Hochgebirgsgletscher gilt generell, und dies wird in Abbildung 6-5 deutlich, dass SW_{net} der maßgebliche Antrieb der gesamten EB, ihres Jahresgangs (und auch des hier nicht näher diskutierten Tagesgangs) und somit der Ablation ist. Weiters gilt, dass LW_{net} als größte Energiesenke agiert, und dass QG im Monatsmittel (und auch über längere Zeiträume) immer nahe bei Null ist. Die wahre Bedeutung von QG liegt im Tagesgang: in Stunden starker Erwärmung der Oberfläche führt QG üblicherweise Energie in den

Untergrund ab; zu Tageszeiten mit einer stark negativen Strahlungsbilanz und daher einer Auskühlung in die Atmosphäre heizt QG hingegen die Oberfläche von unten. Diese Vorgänge können mehrere zehn Wm^{-2} ausmachen. Die größere Amplitude im Tagesgang gilt natürlich auch für die anderen EB-Terme.

Beim Vergleich von Energiebilanzen muss man einige wichtige Dinge beachten, vor allem die räumliche Referenz. Abbildung 6-5 zeigt die über einen ganzen Gletscher repräsentativen Werte. Solche liegen aber eher selten vor, da diese stets mit einer aufwändigeren Modellierung einhergehen (siehe Kapitel 3.2). Am häufigsten stammen EB-Bestimmungen aus dem Ablationsgebiet für einen einzelnen Punkt am Gletscher, typischerweise die Stelle einer AWS. Eine Punkt-EB im Ablationsgebiet, an der ELA oder auch im Akkumulationsgebiet weicht aber von der gletscherweiten EB quantitativ ab, da die Energieverfügbarkeit mit der Höhe und somit auch die Schmelze abnehmen. Außerdem werden in der Literatur SW_{net} und LW_{net} im Zuge der EB-Analyse nur sehr selten in ihre beiden Bestandteile aufgespalten. Solch eine Aufspaltung ermöglicht unter Umständen aber weitere wichtige Einsichten in die ablaufenden Prozesse (zum Beispiel MÖLG et al. 2012), da $SW_{\downarrow}$ und $LW_{\downarrow}$ die einzigen vom Gletscher unabhängigen Energieeinträge sind (Tab. 6-1).

3.4 Reaktion von Gletschern auf Klimaänderungen: „Schlüssel“ Energiebilanz

In den vorangegangenen Abschnitten wurde nun klar, dass ein fundiertes Verständnis der Ablation auf Gletschern nur über die Kenntnis der EB führt, auf welche verschiedene meteorologische Elemente einwirken (Tab. 6-1). Weshalb aber ist die Lufttemperatur alleine ein so guter Parameter für Schwankungen und Änderungen der Massenbilanz (und über längere Zeiträume daher auch für Gletscherausdehnungen), was sich ja auch die Gradtag-Modellierung (Kap. 2.2) zunutze macht?

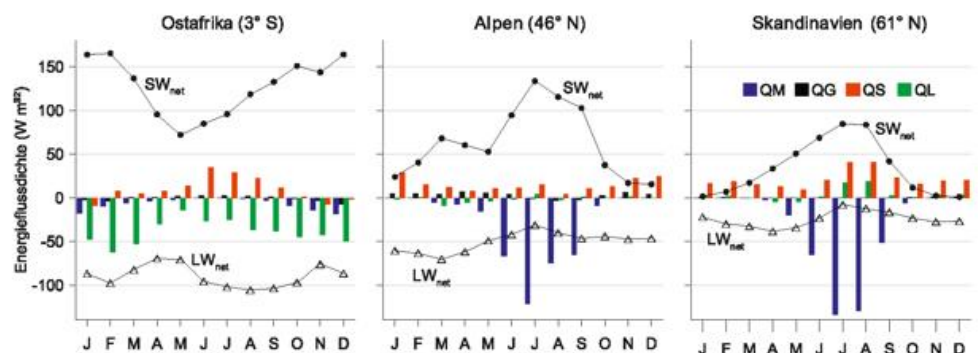


Abb. 6-5: Mittlerer Jahresgang der gletscherweiten Energiebilanz auf dem Kersten-Gletscher (Ostafrika, Höhenlage etwa 5200–5900 m, 2005–2008), Langenferner (Ostalpen, etwa 2700–3400 m, 2004–2008) und Midtdalsbreen (Skandinavien, etwa 1400–1900 m, 2001–2005). Für letzteren wurden die Flüsse als flächengewichtetes Mittel aus Werten für drei Höhenzonen (1450, 1650, 1850 m) bestimmt. Schmelzenergie QM („M“ für „melt“) erhält ein negatives Vorzeichen, da Schmelze Energie verbraucht (was klar wird, wenn man ein positives F auf der rechten Seite von Gleichung 2 auf die linke Seite bringt). Daten aus den Arbeiten von MÖLG et al. (2009), GALOS (2010) und GIESEN et al. (2008).

Die Antwort führt über die Variabilitäten der Terme in der EB. In allen Fällen in Abbildung 6-5 zeigt sich deutlich, dass SW_{net} die größte Spannweite im Jahresverlauf aufweist. Klimaänderungen würden das System also besonders effektiv stören, wenn sie Einfluss auf SW_{net} haben, und genau das macht die Lufttemperatur. Zum besseren Verständnis muss man SW_{net} zuerst in ihre zwei Bestandteile zerlegen. Dies enthüllt, dass nicht die Schwankung von $SW_{\downarrow}$, sondern vor allem die Albedo der Gletscheroberfläche die Variabilität von SW_{net} verursacht. Diesen Effekt sieht man in strahlungsreichen Klimazonen besonders gut, was Abbildung 6-6 illustriert. Sobald die Albedo fällt, hier im Zeitraum von September bis November, wird weniger kurzwellige Strahlung reflektiert, und somit steigen SW_{net} und die Energieverfügbarkeit für Ablation markant an. Welche atmosphärischen Antriebe steuern also die Albedo auf Gebirgsgletschern?

Die Reflexion auf Gletschern ist immer dann stark, wenn regelmäßig und viel Schnee auf die Oberfläche fällt. Zwei Faktoren bestimmen dies: die Niederschlagsmenge und Niederschlagsfrequenz selber sowie die Lufttemperatur, die die Niederschlagsphase steuert (fest/flüssig). In sehr großen Höhen, in denen tropische Gletscher vorkommen, sind die Temperaturen meist ganzjährig tief genug, damit Niederschlag fast ausschließlich in fester Form fällt. Die Kontrolle über Energie- und Massenbilanz bleibt somit beim Niederschlag, einerseits durch die Regulierung der Energieaufnahme (über die Albedo) und andererseits durch die Akkumulation von Masse. In den mittleren und subpolaren Breiten erfasst die jahreszeitliche Schwankung der Nullgradgrenze aber auch die vergletscherten Höhenzonen, vor allem im Sommerhalbjahr. In diesen Klimazonen wirken sich daher auch geänderte Temperaturen stark auf den beschriebenen „Doppeleffekt“ (Energiezufuhr und Akkumulation) aus, nämlich indirekt über die Niederschlagsphase. Zudem beeinflusst die atmosphärische Temperatur andere Energiequellen auch noch unmittelbar, vor allem $LW_{\downarrow}$ (OHMURA 2001) und QS (Tab. 6-1). Temperatur und Niederschlag sind daher gute Parameter für die Sensitivität der Massen- und Energiebilanz, allerdings mit verschiedenen Gewichtungen in tropischen und außertropischen Klimazonen.

4 Ausblick

Es besteht allgemeiner Konsens, dass die Kenntnis der Massenbilanz von Gebirgsgletschern hohe Bedeutung und Relevanz besitzt – sowohl als wissenschaftliche Grundlage für die Rolle von Gletschern im Klimasystem, als auch für praktische Problemstellungen in der Hydrologie und Naturgefahrenforschung. Dennoch gilt es zu betonen, dass wir einen starken Mangel an Massenbilanzmessungen aus dem Hochgebirge haben. Nur für wenige Gletscher weltweit stehen gemessene Zeitreihen über mehrere Jahrzehnte zur Verfügung (zum Beispiel wgms.ch/products_fog). Diese dienen als sogenannte „Benchmark Glacier“, also als Ausgangsdaten-

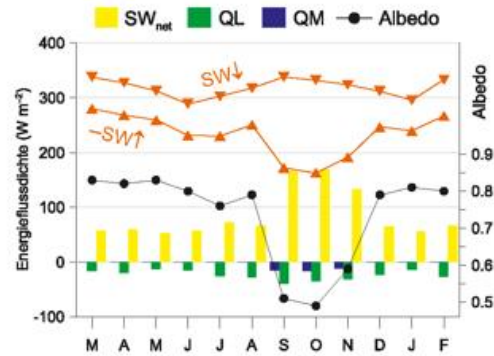


Abb. 6-6: Monatsmittel ausgewählter Energiebilanzterme an der automatischen Wetterstation auf dem Nördlichen Eisdeld des Kilimandscharo (5794 m, 3° Süd) von März 2001 bis Februar 2002. QM ist wie in Abb. 6-5 die Schmelzenenergie. Zwecks besserer Vergleichbarkeit ist $SW_{\uparrow}$ hier als positive Größe eingetragen. Daten aus der Arbeit von MÖLG und HARDY (2004).

sätze für globale Abschätzungen der Massenbilanz unter Einschluss geeigneter Modellverfahren (zum Beispiel MARZEION et al. 2014). Die darin involvierten räumlichen und zeitlichen Extrapolationen bedingen aber eine relativ große Unsicherheit, da die stets vorhandenen individuellen Eigenschaften von Gletschern – aufgrund der komplexen Bedingungen im Hochgebirge (Klima und Relief) – im Extrapolationskontext äußerst ungünstig sind.

Die Kombination von modernen, flächendeckenden Massenbilanzmessungen (Fernerkundung), globalen Klimadaten (Reanalyse) und effektiven Modellen ist ein geeigneter Ansatz, um Massenbilanzen im Hochgebirge für vergangene Dekaden des 20. Jahrhunderts zu rekonstruieren (zum Beispiel FARINOTTI et al. 2015) und die Unsicherheiten zu reduzieren. Um dabei noch mehr Einblicke in die Prozesse und Ursachen von Massenbilanzschwankungen zu erhalten, und zwar von großräumiger bis hin zur lokalen räumlichen Skala, scheint die Kombination von hochauflösenden Atmosphärenmodellen, Energiebilanz basierten Gletschermodellen und AWS-Messungen ein vielversprechendes Vorgehen (zum Beispiel MÖLG und KASER 2011, COLLIER et al. 2013). In diesem Zusammenhang lässt sich positiv erwähnen, dass meteorologische Messexperimente auf Gletschern mit AWS seit Beginn des 21. Jahrhunderts deutlich zugenommen haben.

Lange Massenbilanzreihen mit möglichst geringer Unsicherheit wären auch die Voraussetzung, um das wichtige Konzept der „Detection & Attribution“ des Klimawandels anzuwenden. Dieses würde die Frage klären, welche Anteile anthropogene und natürliche Ursachen an den Massenänderungen von Gletschern im Hochgebirge haben. Bisher können diese Abschätzungen nur für kontinentale Regionen und mit sehr limitierter Prozessauflösung (zum Beispiel bezüglich der Dynamik des Klimas) gemacht werden (MARZEION et al. 2014). Direkte Messungen der Massenbilanz (Kapitel 2.2) und der Energiebilanz (Kapitel 3.2) sollten daher in zukünftigen Projekten definitiv weiter intensiviert werden.

Literatur

- COGLEY, J. G., HOCK, R., RASMUSSEN, L. A., ARENDT, A. A., BAUDER, A., BRAITHWAITE, R. J., JANSSON, P., KASER, G., MÖLLER, M., NICHOLSON, L., ZEMP, M., 2011: Glossary of Mass Balance and Related Terms. IHP-VII Technical Documents in Hydrology No. 86, IACS Contribution No. 2. *UNESCO-IHP*, Paris, 114 pp.
- COLLIER, E., T. MÖLG, F. MAUSSION, D. SCHERER, C. MAYER, A.B.G. BUSH, 2013: High-resolution interactive modelling of the mountain glacier-atmosphere interface: An application over the Karakoram. *The Cryosphere* 7, 779-795.
- CUFFEY, K., PATERSON, W.S.B., 2010: The physics of glaciers. *MA. Butterworth-Heinemann, Burlington*, 693 pp.
- CULLEN, N.J., MÖLG, T., KASER, G., STEFFEN, K., HARDY, D.R., 2007: Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data. *Ann. Glaciol.* 46, 227-233.
- FARINOTTI, D., LONGUEVERGNE, L., MOHOLDT, G., DUETHMANN, D., MÖLG, T., BOLCH, T., VOROGUSHYN, S., GÜNTNER, A., 2015: Substantial glacier mass loss in the Tien Shan over the past 50 years. *Nat. Geosci.* 8, 716-722.
- GALOS, S., 2010: Distributed modelling of the energy and mass-balance at the surface of Langenferner, Ortles-Cevedale Group/Italy. Diplomarbeit, *Universität Innsbruck*, 107 pp.
- GIESEN, R., VAN DEN BROEKE, M.R., OERLEMANS, J., ANDREASSEN, L.M., 2010: 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.
- HOCK, R., 2005: Glacier melt: a review of processes and their modelling. *Progr. in Phys. Geogr.* 29, 362-391.
- HOINKES, H., 1970: Methoden und Möglichkeiten von Massenhaushaltsstudien auf Gletschern. *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie* 6, 37-90.
- KASER, G., FOUNTAIN, A.G., JANSSON, P., 2003: A Manual for Monitoring the Mass Balance of Mountain Glaciers. IHP-VI Technical Documents in Hydrology No. 59. *UNESCO, Paris*, 137 pp.
- KASER, G., OSMASTON, H., 2002: Tropical Glaciers. *Cambridge University Press*, 293 pp.
- KUHN, M., DREISEITL, E., HOFINGER, S., MARKL, G., SPAN, N. KASER, G., 1999: Measurements and models of the mass balance of Hintereisferner. *Geogr. Ann. Ser. A, Phys. Geogr.* 81, 659-670.
- MARZEION, B., COGLEY, J.G., RICHTER, K., PARKES, D., 2014: Attribution of global glacier mass loss to anthropogenic and natural causes. *Science* 345, 919-921.
- MÖLG, T., HARDY, D.R., 2004: Ablation and associated energy balance of a horizontal glacier surface on Kilimanjaro. *J. Geophys. Res.* 109, D16104.
- MÖLG, T., CULLEN, N.J., HARDY, D.R., WINKLER, M., KASER, G., 2009: Quantifying climate change in the tropical midtroposphere over East Africa from glacier shrinkage on Kilimanjaro. *J. Climate* 22, 4162-4181.
- MÖLG, 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.* 116, D16101.
- MÖLG, T., MAUSSION, F., YANG, W., SCHERER, D., 2012: The footprint of Asian monsoon dynamics in the mass and energy balance of a Tibetan glacier. *The Cryosphere* 6, 1445-1461.
- MÖLG, T., MAUSSION, F., SCHERER, D., 2014: Mid-latitude westerlies as a driver of glacier variability in monsoonal High Asia. *Nat. Clim. Change* 4, 68-73.
- OHMURA, A., 2001: Physical basis for the temperature-based melt-index method. *J. Appl. Meteorol.* 40, 4, 753-761.
- PRINZ, R., NICHOLSON, L.I., MÖLG, T., GURGISER, W., KASER, G., 2016: Climatic controls and climate proxy potential of Lewis Glacier, Mt Kenya. *The Cryosphere* 10, 133-148.
- REIJMER, C., HOCK, R., 2008: Internal accumulation on Storglaciären, Sweden, in a multi-layer snow model coupled to a distributed energy- and mass-balance model. *J. Glaciol.* 54, 61-72.
- VAUGHAN, D. G., COMISO, J. C., ALLISON, I., CAR-RASCO, J., KASER, G., KWOK, R., MOTE, P., MURRAY, T., PAUL, F., REN, J., RIGNOT, E., SOLOMINA, O., STEFFEN, K. AND ZHANG, T., 2013: Observations: Cryosphere. In: T. F. STOCKER, D. QIN, G.-K. PLATTNER, M. TIGNOR, S. K. ALLEN, J. BOSCHUNG, A. NAUELS, Y. XIA, V. BEX, AND P. M. MIDGLEY (eds), *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*, 317-382.
- VAN DEN BROEKE, M., FETTWEIS, X., MÖLG, T., 2011: Surface energy balance. In: V.P. SINGH, P. SINGH, U.K. HARITASHYA (eds), *Encyclopedia of Snow, Ice and Glaciers. Springer-Verlag, Berlin*, 1112-1122.
- WEBER M., 2004: Mikrometeorologische Prozesse bei der Ablation eines Alpengletschers. Dissertation, *Universität Innsbruck*, 311 Seiten.

Kontakt

Prof. Dr. THOMAS MÖLG
Institut für Geographie
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg,
Wetterkreuz 15
91058 Erlangen
thomas.moelg@fau.de

Univ.-Ass. Mag. RAINER PRINZ, PhD
Institut für Geographie und Raumforschung
Karl-Franzens-Universität Graz
Heinrichstraße 36
8010 Graz
rainer.prinz@uni-graz.at

Prof. Dr. WOLFGANG SCHÖNER
Institut für Geographie und Raumforschung
Karl-Franzens-Universität Graz
Heinrichstraße 36
A-8010 Graz
wolfgang.schoener@uni-graz.at

7

W. HAEBERLI, C. HAUCK, J. NÖTZLI

Alpiner Permafrost

High-mountain permafrost

Zusammenfassung

Im Gegensatz zum Permafrost in Tiefländern hoher Breitengrade wird Permafrost in Gebirgsregionen erst seit wenigen Jahrzehnten systematisch erforscht. In den Alpen wird das Phänomen intensiv untersucht. Rasche Fortschritte konnten besonders in den Bereichen der Prospektion mit Bohrungen und geophysikalischen Sondierungen, der GIS-basierten Modellierung von Permafrost-Verbreitungsmustern, der Analyse von Kriechvorgängen in eisreichem Schutt sowie dem Verständnis von Stabilitätsfragen in dauernd gefrorenen Steilflanken erzielt werden. Die Permafrostfläche in den Alpen ist heute rund dreimal so groß wie die noch verbleibende Gletscherfläche. Mit der komplexen Topographie hängt die hohe kleinräumige Variabilität mikroklimatischer Bedingungen zusammen (vor allem Strahlung, Schneeverteilung), was für die Kalibrierung/Validierung von räumlichen Modellen und für deren Ankopplung an regionale Klimamodelle eine schwierige Herausforderung ist. Die seit der Jahrtausendwende durchgeführte langfristige Beobachtung im Rahmen globaler Klimasystem-Beobachtung zeigt tendenziell ein Ansteigen von Bohrlochtemperaturen, eine Zunahme von Kriechgeschwindigkeiten in eisreichem Permafrost (Blockgletscher) und eine gesteigerte Häufigkeit von großkalibrigen Felsstürzen an.

Summary

In contrast to permafrost in high-latitude lowlands, systematic research on high-mountain permafrost only started a few decades ago. In the Alps the phenomenon is intensively studied. Rapid progress was especially possible in the domains of prospecting techniques with drilling and geophysical soundings, of GIS-based modelling related to distribution patterns of permafrost, of the investigation of creep movements in ice-rich debris and of understanding stability aspects in perennially frozen rock walls. Today, the Alpine surface area with permafrost conditions is about three times as large as the remaining glacier area. The complex topography causes a high variability of microclimatic conditions even over short distances, which constitutes a considerable challenge for calibrating/validating spatial models and for coupling them with regional climate models. Since the turn of the millennium, long-term monitoring is carried out within the framework of global climate system observation. A tendency exists for borehole temperatures to rise, for creep velocities in ice-rich permafrost to accelerate and for the frequency of large ice/rock falls to increase.

1 Ein verborgenes Phänomen im Klimasystem

Wo die mittlere Jahrestemperatur der Luft negativ ist, kann auch der Untergrund ganzjährig negative Temperaturen aufweisen. Der so definierte Permafrost ist in hohen Breiten und großen Meereshöhen weit verbreitet. Auf rund 20 Millionen km² wird die entsprechende Gesamtfläche geschätzt, davon weist rund ein Viertel gebirgige Topographie auf (BOLCH und CHRISTIANSEN 2014, GRUBER 2012). Als Phänomen des Untergrundes ist der Permafrost der direkten visuellen Beobachtung meist entzogen. Er bleibt deshalb oft in der Natur, wie auch in der wissenschaftlichen und öffentlich-politischen Wahrnehmung „verborgen“. Im Klimasystem spielt er jedoch eine wichtige Rolle.

Die Existenz ausgedehnter polnaher Landmassen bringt es mit sich, dass Tiefland-Permafrost vorwiegend ein Phänomen der nördlichen Hemisphäre ist. Mit eisreichem Untergrund in Alaska, Kanada, auf Svalbard oder in Sibirien wurde der Mensch bei seinen global ausgreifenden Aktivitäten schon seit Jahrhunderten konfrontiert. Zahlreiche historische Entwicklungen hielten und halten das Interesse an den spezifischen geotechnischen und ökologischen Aspekten des dauernd und oft tief gefrorenen Untergrundes wach: der Walfang im Nordatlantik und der Pelztierhandel der Hudson Bay Company im 17. Jahrhundert, der Goldrausch in Kanada und Alaska Ende des 19. Jahrhunderts, der Bau der Transsibirischen Eisenbahn zu Beginn des 20. Jahrhunderts oder des Alaska Highway zu Beginn des 2. Weltkrieges, die Öl- und Gasförderung mit entsprechendem



Abb. 7-1: Alaska-Pipeline im kontinuierlichen Permafrost des North Slope mit der südwärts zu überquerenden Brooks Range im Hintergrund. Aufnahme: Wilfried Haeberli, Juni 2008.

Pipelinebau in Alaska (Abb. 7-1), Kanada und Russland seit etwa den 1970er Jahren oder neuestens die Perspektive einer eisfrei werdenden Nordost- und Nordwestpassage zwischen Atlantik und Pazifik. Mit der Klimadiskussion und den aktuell prognostizierten Auftauprozessen im Permafrost (IPCC 2013), ist zudem nicht mehr nur die Sorge um die Stabilität kostspieliger Infrastruktur auf Permafrost, sondern auch jene um Rückkoppelungseffekte durch Freisetzung von enormen Mengen von Treibhausgasen (vor allem Methan und Kohlendioxid) aus auftauendem Permafrost in den Vordergrund gerückt (STRELETSKYI et al. 2014, KOVEN et al. 2015, SCHUUR et al. 2015). Langfristige Messungen von Bohrlochtemperaturen zeigen eine verbreitete Erwärmungstendenz bis in beträchtliche Tiefen, vor allem in kalten Permafrostvorkommen hoher Breiten (Abb. 7-2; ROMANOVSKY et al. 2010). Die Erforschung des subarktischen und arktischen Permafrosts und die Auseinandersetzung mit den entsprechenden Herausforderungen haben eine lange Tradition und sind wichtige Aufgaben für die Zukunft.

Viel jünger ist die Geschichte des Gebirgspermafrosts. Abgesehen von einigen frühen Kontakten – in den Schweizer Alpen etwa beim Bau der Bahn auf das Jungfraujoch in den ersten Jahren des 20. Jahrhunderts oder bei der Materialbeschaffung für die Staumauer der Grande Dixence in den 1950er Jahren – blieb das Phänomen lange weitgehend unbekannt und vor allem auch unerforscht. Erst in den 1970er Jahren wurden erste Resultate von systematischen Forschungsarbeiten publiziert (HAEBERLI et al. 2010). Ein erster Fokus lag bei den Verbreitungsmustern von Permafrost in komplexer Topographie und bei den lavastromartigen Kriechformen im Schutt (Abb. 7-3), den sogenannten Blockgletschern. Besonders intensiv wurde – und wird bis heute – Permafrost in den Europäischen Alpen und in

den skandinavischen Gebirgen untersucht (einen Überblick gibt ETZELMÜLLER 2013).

Im Fokus der aktuellen Forschung (HAEBERLI 2013) stehen die Verbreitungsmuster und die mikroklimatischen Oberflächeneffekte (zum Beispiel BOECKLI et al. 2012, GUBLER et al. 2011, HABERKORN et al. 2015, LEWKO-

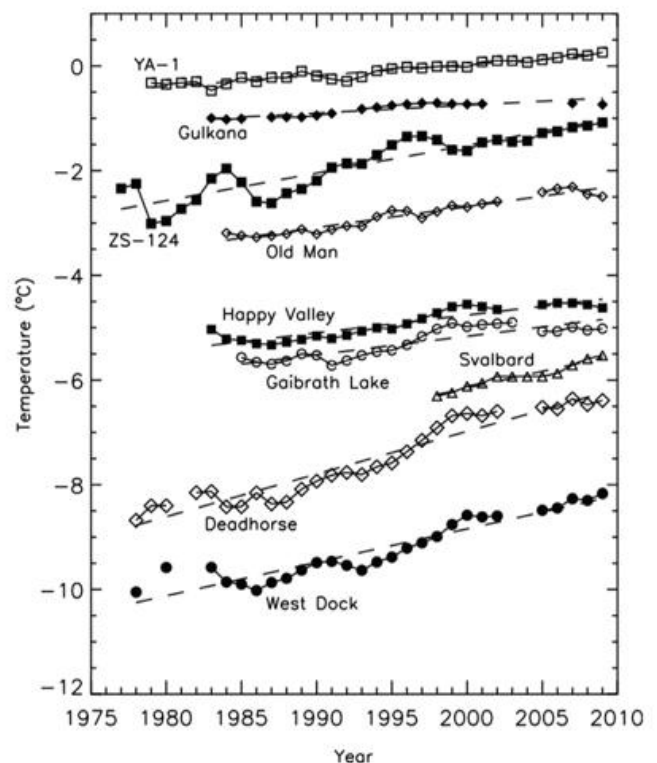


Abb. 7-2: Entwicklung von Bohrlochtemperaturen (10-20 m Tiefe) im zirkumpolaren Permafrost seit Mitte der 1970er Jahre. Aus: IPCC (2013; nach ROMANOVSKY et al. 2010).



Abb. 7-3: Blockgletscher Murtèl-Corvatsch fotografiert aus der Corvatschbahn. Die lavastromartigen Fließstrukturen sind gut zu erkennen. Im oberen Bereich dieser Fließstrukturen befinden sich die Bohrungen, mit denen die innere Struktur, das Kriechverhalten und die langfristige Temperatur des Permafrostes seit 1987 untersucht werden. Aufnahme: Jeannette Nötzli, 21. September 2015.

WICZ et al. 2012, MAGNIN et al. 2015, SCHNEIDER et al. 2012, STAUB et al. 2015), geophysikalische Prospektion (zum Beispiel HAUCK 2013, HILBICH et al. 2008a, KNEISEL et al. 2008, KRAUTBLATTER et al. 2012, 2014, MAURER und HAUCK 2007) und geotechnische Eigenschaften (zum Beispiel ARENSON et al. 2003, BUCHLI et al. 2013, SPRINGMAN et al. 2012), langfristige Kriechprozesse in eisreichem Schutt (zum Beispiel DAANEN et al. 2012, HAEBERLI et al. 2006, IKEDA et al. 2008), Design und Schutz von baulicher Infrastruktur (BOMMER et al. 2010), klimabezogenes langfristiges Monitoring (HARRIS et al. 2001, PERMOS 2013, VON DER MÜHLL et al. 2008) sowie transiente Permafrostmodellierung unter verschiedenen Klimaszenarien (HIPPE et al. 2012, MARMY et al. 2013, 2015, SCHERLER et al. 2013, WESTERMANN et al. 2015). Im Zusammenhang mit der globalen Erwärmung ist in den letzten Jahren die Frage der Stabilität von steilen Felsflanken kalter Hochgebirgsgipfel in den Vordergrund gerückt (DELINE et al. 2014, HASLER 2011, HUGGEL et al. 2010, KRAUTBLATTER et al. 2013, RAVANEL und DELINE 2011).

Die folgenden Ausführungen gehen näher auf das Phänomen Permafrost im Gebirge und vor allem in den Alpen ein. Zuerst werden einige Grundelemente der Beziehung zwischen Permafrost und Klima respektive Witterungsbedingungen im Gebirge erörtert. Darauf aufbauend werden die Möglichkeiten und Schwierigkeiten der

Modellierung von Permafrost-Verbreitungsmustern in komplexer Gebirgstopographie für vergangene, heutige und mögliche zukünftige Bedingungen diskutiert. Bei der Entwicklung in der Zeit sowie ihrer Modellierung spielen Permafrostcharakteristiken wie Temperatur, Mächtigkeit, Eis-/Wassergehalt, Alter, geomorphologische Phänomene und klimageschichtlicher Hintergrund eine wichtige Rolle. International koordinierte Beobachtungsprogramme liefern dazu entscheidende Grundlagen. Zum Schluss folgen ein paar Ideenskizzen zu Herausforderungen für die Zukunft.

2 Permafrost, Energiebilanz und Klimamodellierung

Permafrost ist ein thermisches Phänomen des Untergrundes und deswegen in direkter Weise abhängig von der Energiebilanz an der Oberfläche, mit dem geothermalen Wärmefluss als untere Randbedingung. Die Energiebilanz an der Boden-/Schneeoberfläche (nach WILLIAMS und SMITH 1989, alle Terme in $[Wm^{-2}]$, siehe auch Abb. 7-4 und Abb. 7-5) beinhaltet hierbei die komplette Strahlungsbilanz mit der Nettostrahlung Q_{rad} , die turbulenten Wärmeflüsse (fühlbar Q_h und latent Q_{le}), die Schmelzenergie an der Schneeoberfläche ΔQ_m , den Wärmefluss durch die Schneedecke Q_s sowie den Bodenwärmefluss Q_g :

$$Q_{rad} + Q_h + Q_{le} + Q_g + \Delta Q_m + Q_s = 0 \quad (1)$$

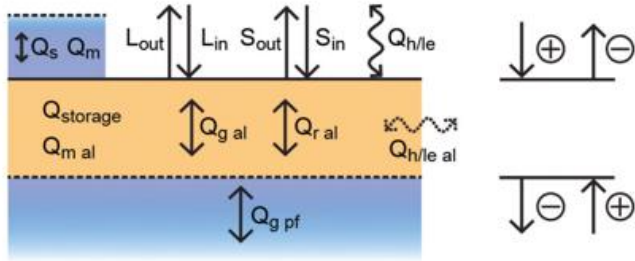


Abb. 7-4: Energieflüsse an der Schnee-/Bodenoberfläche sowie zwischen Auftauschicht (active layer, al) und Permafrost (pf). Die Bezeichnungen beziehen sich auf Gleichungen 1 und 3, wobei die Strahlungsbilanz Q_{rad} aus den vier Komponenten L_{out} und S_{out} (lang- und kurzwellige Ausstrahlung) sowie L_{in} und S_{in} (lang- und kurzwellige Einstrahlung) besteht. Das Schema im rechten Teil entspricht der Standardkonvention der Bezeichnung positiver/negativer Flüsse (Grafik übernommen aus SCHERLER et al. 2014).

Die Nettostrahlung (modifiziert durch die turbulenten Flüsse) legt hierbei im Allgemeinen die Menge an Wärme fest, die in den Untergrund beziehungsweise in die Schneedecke hineinfließt. Die meisten Permafrostverbreitungsmodelle basieren demnach auch auf einer topoklimatischen Abschätzung der potentiellen Einstrahlung, modifiziert mit dem Einfluss des Schnees, der im Alpenraum den Untergrund während eines Großteils des Jahres effektiv von den atmosphärischen Einflüssen entkoppelt (die verschiedenen Ansätze von Permafrostverbreitungsmodellen sind zum Beispiel in ETZELMÜLLER 2013 und RISEBOROUGH et al. 2008 diskutiert). Um den Einfluss der Schneedecke direkt miteinzubeziehen wird sowohl in Langzeitbeobachtungen als auch in Modellierstudien häufig die Bodentemperatur (ground surface temperature, GST) anstatt der Lufttemperatur betrachtet (zum Beispiel GUBLER et al. 2013, HOELZLE et al. 1999, HOELZLE und GRUBER 2008, STAUB et al. 2015). Diese ermöglicht eine vereinfachte Betrachtung der Auswirkungen der Energiebilanz an der Oberfläche (und des daraus resultierenden Bodentemperaturstroms) und kann als antreibende Variable und/oder Kalibrierungsvariable für Permafrostmodelle verwendet werden (NOETZLI et al. 2008, STAUB et al. 2015).

Der Bodentemperaturstrom wird in den meisten meteorologischen Anwendungen als

$$Q_g = k \, dT/dz \quad (2)$$

beschrieben und hängt hierbei hauptsächlich von der thermischen Leitfähigkeit k [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$] des Untergrundmaterials ab (T = Temperatur, z = Tiefe). In alpinen Permafrostgebieten kann letzteres jedoch sehr stark variieren und die thermischen Eigenschaften und damit den Bodentemperaturstrom beeinflussen: von kompaktem Fels mit geringer Porosität bis hin zu grobblockigem Material, welches in der ungefrorenen Auftauschicht (active layer, al) luft- oder wassergefüllt, im Permafrost (pf) jedoch eisübersättigt sein kann (vergleiche Abb. 7-6). Für eine realistische Simulation der Temperaturen im Permafrost, insbesondere im Kontext einer Klimaänderung, kann der Bodentemperaturstrom dem-

nach differenzierter ausgedrückt werden (SCHERLER et al. 2014, Abb. 7-4):

$$Q_g = Q_{g,al} + Q_{g,pf} + Q_{le,al} + Q_{h,al} + Q_{rad,al} - \Delta Q_{storage} - \Delta Q_{m,al} - \Delta Q_{m,pf} \quad (3)$$

wobei $Q_{g,al}$ [Wm^{-2}] und $Q_{g,pf}$ [Wm^{-2}] die konduktiven Wärmeflüsse in der Auftauschicht und in der Permafrostschicht sind, $Q_{le,al}$ [Wm^{-2}] und $Q_{h,al}$ [Wm^{-2}] die latenten und fühlbaren Wärmeflüsse zwischen den einzelnen Blöcken, $Q_{rad,al}$ [Wm^{-2}] der netto Strahlungsfluss zwischen den Blöcken und $\Delta Q_{storage}$ [Wm^{-2}] die Änderung der gespeicherten Energie in den Blöcken. $\Delta Q_{m,al}$ [Wm^{-2}] und $\Delta Q_{m,pf}$ [Wm^{-2}] beinhaltet schliesslich die Energie, die beim Schmelzen/Gefrieren in der Auftauschicht und im Permafrost umgesetzt wird.

Die einzelnen Komponenten dieser permafrostspezifischen Energiebilanz am Beispiel des Blockgletschers Murtèl-Corvatsch gemittelt über einen Zeitraum von 5 Jahren sind in Abb. 7-5 dargestellt. Nettostrahlung und fühlbarer Wärmefluss sind die Nettoenergiequellen, die neben dem latenten Wärmefluss zu einem großen Teil von der Energie balanciert wird, die zum Schmelzen der Schneedecke benötigt wird (hellgrüner Balken in Abb. 7-5). Der Einfluss der Blockschicht ist deutlich zu erkennen: die Wärmeleitung ($Q_{g,al}$) in der Auftauschicht ist aufgrund des hohen Luftanteils stark reduziert und wird nur zum Teil durch Strahlungstransfer zwischen den Blöcken ausgeglichen ($Q_{rad,al}$).

Diese isolierende Wirkung einer im Hochgebirge häufig auftretenden Blockschicht ist neben der variablen Schneedecke und dem variablen Eisgehalt im Untergrund einer der Hauptgründe, weswegen Permafrost auf kleinen räumlichen Skalen sehr unterschiedlich auftritt und deshalb auch schwierig zu modellieren ist. HOELZLE und GRUBER (2008) verglichen die Modulationen des atmosphärischen Temperatursignals durch (a) die Schneedecke und (b) die Oberflächeneigenschaften zweier verschiedener Permafroststandorte in der Schweiz (Blockgletscher Murtèl-Corvatsch und die Station in der Nähe des Gipfels des

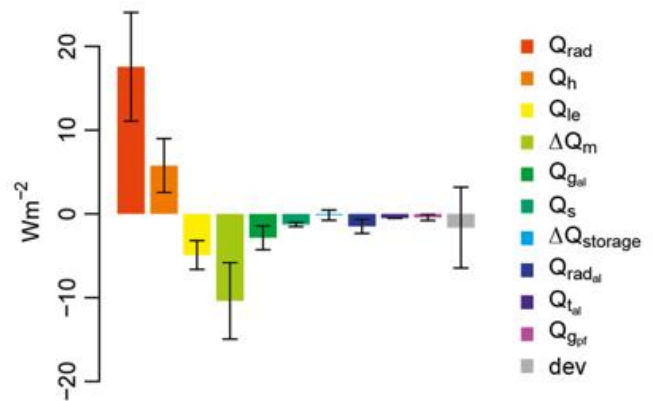


Abb. 7-5: Fünfjahresmittel (inkl. Standardabweichung) der Energiebilanzkomponenten für den Standort Blockgletscher Murtèl-Corvatsch (Oberengadin, Schweizer Alpen). Die Abkürzungen entsprechen Gleichungen (1 und 3) beziehungsweise Abb. 7-4, „dev“ (deviation) bezeichnet hierbei die Schliessung der Energiebilanz (SCHERLER et al. 2014).



Abb. 7-6: Bohrung mit dreifach Kernrohr und Kaltluftspülung am Blockgletscher Murtèl-Corvatsch für Bohrkernanalysen und die Fortführung der seit 1987 durchgeführten Langfristmessungen der Temperaturentwicklung im Permafrost. Aufnahme: Alexander Bast, 15. September 2015.

Schilthorn) und zeigten große Unterschiede zwischen den Standorten, aber auch zwischen verschiedenen Jahren aufgrund der sehr variablen Schneedecke.

Langzeitmodellierungen der Entwicklung des Permafrostes, bei denen obige Prozesse berücksichtigt wurden, zeigen dementsprechend auch große standortspezifische Unterschiede (FIDDES et al. 2015, HIPPE et al. 2012, MARMY et al. 2015, SCHERLER et al. 2013). Die atmosphärischen Antriebsvariablen stammen hierbei von Szenarien aus globalen und regionalen Klimamodellsimulationen bis in das Jahr 2100, zum Teil mithilfe von Downscaling-Methoden, um der speziellen topographischen Lage der Permafroststationen Rechnung zu tragen (FIDDES und GRUBER 2014, RAJCZAK et al. 2015). Die Ergebnisse solcher Simulationen zeigen für Standorte in den Schweizer Alpen einen Anstieg der Permafrosttemperaturen und insbesondere eine Vertiefung der Auftauschicht, die an vielen Standorten Tiefen über 10 bis 15 Metern erreicht und damit zu irreversibler Degradierung bereits in der Mitte des laufenden Jahrhunderts führen würde (MARMY et al. 2015, SCHERLER et al. 2013). Diese Veränderungen sind schneller und stärker an reinen Felsstandorten (geringe Porosität und Eisgehalt, höhere Wärmeleitfähigkeit) als an eisreichen Standorten mit grober Blockschuttauflage (siehe oben). Hierbei zeigt sich auch, dass der dominante Effekt des prognostizierten Temperaturanstiegs in den kommenden Jahrzehnten einen unter Umständen dämpfenden Ef-

fekt durch veränderte Niederschlagsmuster und geringere Schneehöhen (und damit verbundener reduzierter Isolation des Untergrundes im Winter) deutlich übertrifft, was auch durch explizite Sensitivitätsstudien gezeigt werden konnte (MARMY et al. 2013). Eine klimabedingt reduzierte Schneedecke – MARMY et al. (2015) prognostizieren in etwa eine Abnahme der Periode mit Schneebedeckung von 20 bis 37 % bis 2100 – wird also auf lange Sicht nicht in der Lage sein, den Untergrund substantiell zu kühlen und den Permafrostabbau bei anhaltendem Erwärmungstrend der bodennahen Atmosphäre aufzuhalten. Der Unsicherheitsbereich solcher Projektionen ist hingegen groß: neben dem gewählten Klimaszenario (A1B in den oben zitierten Arbeiten) trägt insbesondere die Wahl der Modellkette von Globalen Zirkulationsmodellen (GCM) und Regionalen Klimamodellen (RCM) als Antriebsmodell wesentlich zu dieser Unsicherheit bei (MARMY et al. 2015).

Für die lokale Permafrostentwicklung können auch weitere Faktoren eine Rolle spielen, wie zum Beispiel die dreidimensionale Topographie der Oberflächenformen (NÖTZLI und GRUBER 2009), der Wärmeaustausch durch Wasserflüsse zwischen Schneedecke und Permafrostkörper (HASLER et al. 2011, SCHERLER et al. 2010), 3D-Luftzirkulation in der Blockschicht (STAUB et al. 2015) und Jahrzehnte andauernde thermische Anpassungseffekte durch die Veränderung von Schnee- und Gletscherflächen (zum Beispiel HARRIS et al. 2009).

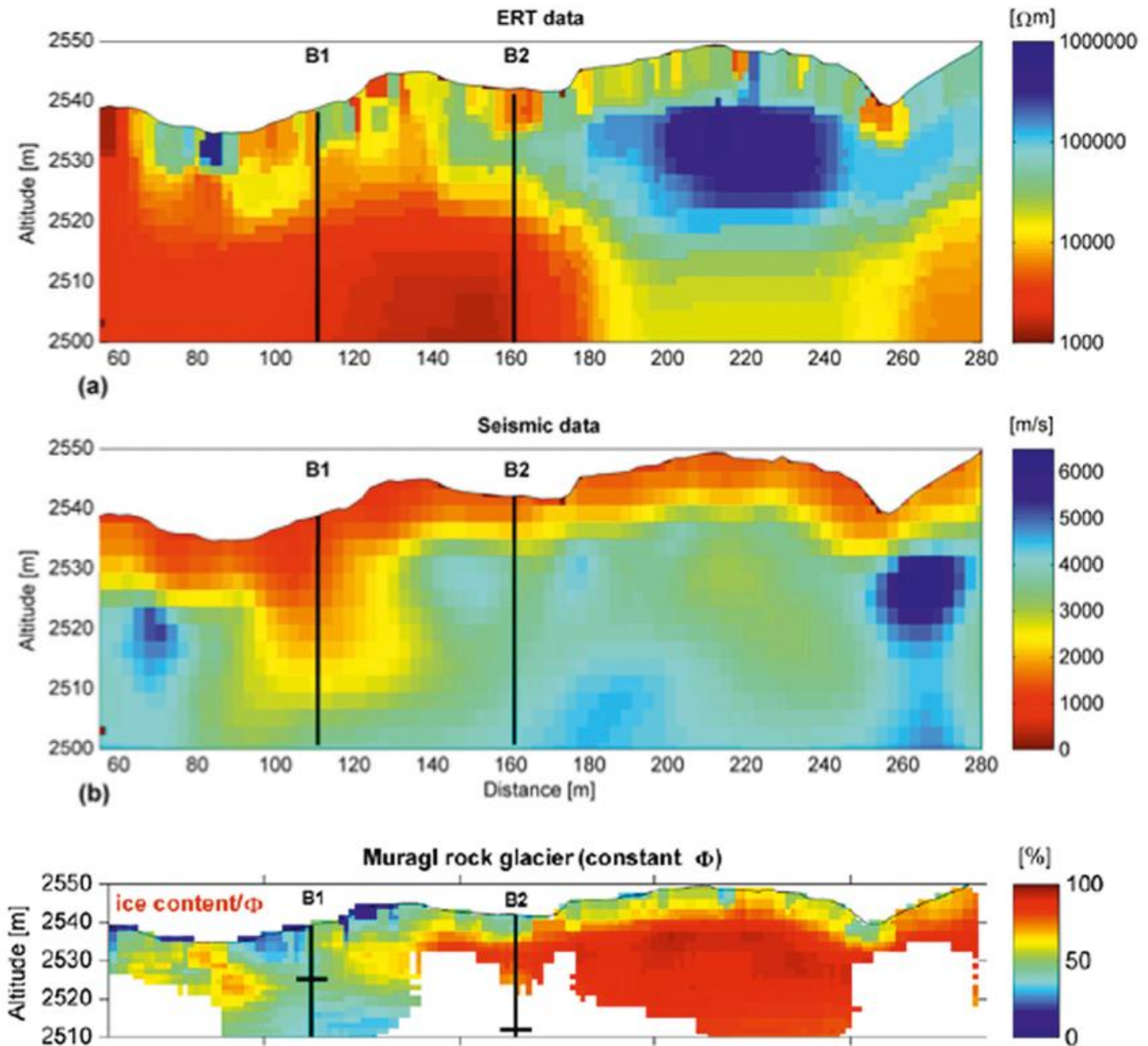


Abb. 7-7: Geoelektrische Tomographie (ERT, oben), Refraktionsseismische P-Wellen-Tomographie (Mitte) und berechneter Eisgehalt pro Porenraum (unten, bezogen auf eine Porosität von 50 %) entlang eines Querprofils über den Blockgletscher Val Muragl, Engadin, Schweiz (aus HAUCK et al. 2011). Temperaturdaten aus den Bohrlochern B1 und B2 bestätigen die Absenz (B1) und die Präsenz (B2) von Permafrost auf relativ engem Raum. Bei Eissättigung (100%, roter Bereich) ist auch Eisübersättigung möglich bis wahrscheinlich.

3 Räumliche Verbreitung

Feldmessungen zum thermischen Untergrundphänomen Permafrost sind gerade im oft schwer zugänglichen Hochgebirge aufwändig. Sie können nur in ausgewählten Regionen und punktuell durchgeführt werden. Deshalb werden räumliche Modellrechnungen verwendet, um die Verbreitungsmuster lokal, regional und global abzuschätzen und zu visualisieren. Die Resultate werden typischerweise mit Information aus dokumentierten Indikatorphänomenen in der Natur, geophysikalischer Prospektion und Bohrungen kombiniert und verfeinert. Die oft extreme räumliche Variabilität von Geländeeigenschaften hinsichtlich Mikroklima, Schneebedingungen und Oberflächeneigenschaften macht allerdings einen exakten Vergleich zwischen Modell

und Feldevidenz besonders bei gröberer Auflösung schwierig (GUBLER et al. 2011). Das gleiche gilt auch für die Koppelung mit Simulationsergebnissen selbst relativ hoch aufgelöster Klimamodelle. Für Betrachtungen von zukünftigen Klimaszenarien müssen deshalb GCMs, RCMs und Permafrostmodelle kombiniert werden (zum Beispiel NOETZLI et al. 2007, SCHERLER et al. 2013, SALZMANN et al. 2007).

Zu den Zeigerphänomenen gehören die zahlreichen, für das geübte Auge gut zu erkennenden Blockgletscher, aber auch perennierende Eisflecken, die sich im Sommer nicht über 0°C erwärmen, im Winter jedoch weit unter 0°C abkühlen können. Auch Wandvereisungen und Hängegletscher in Steilflanken > 45° zeigen Permafrost an. Direkten Zugang

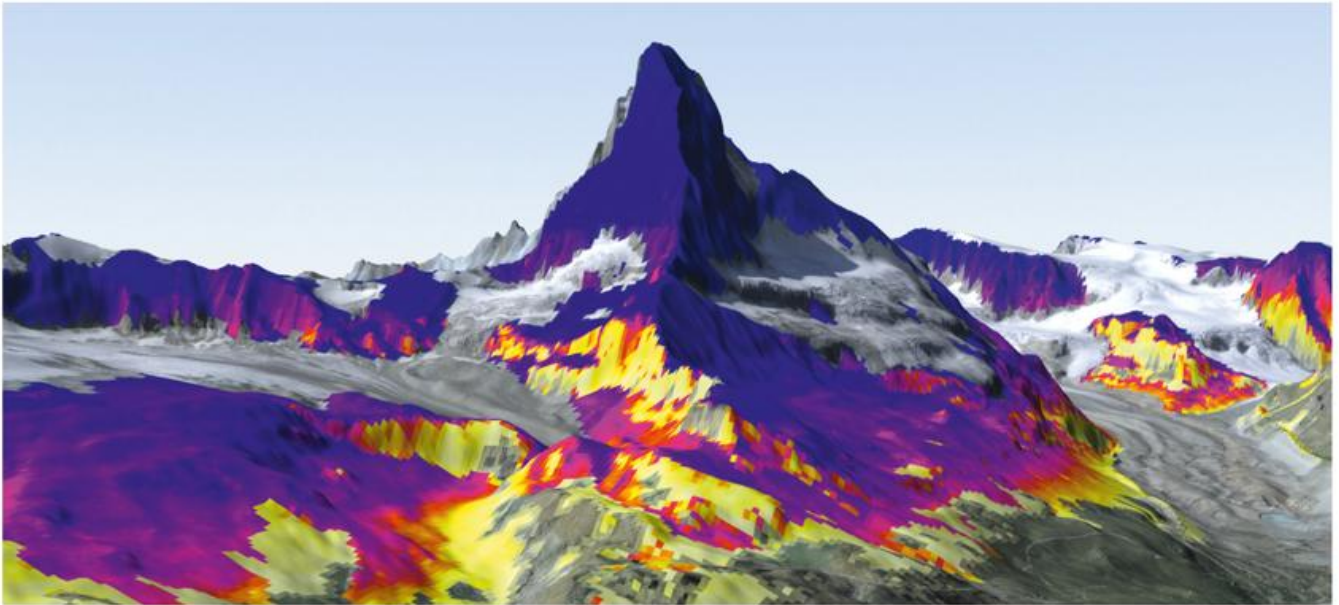


Abb. 7-8: Permafrost am Matterhorn nach APIM. Blau: Permafrost ist praktisch überall vorhanden. Lila: Permafrost existiert unter lokal kühlen Bedingungen. Gelb: Permafrost ist nur bei besonders günstigen mikroklimatischen Bedingungen zu finden. Graphik: Philipp Rastner.

zum gefrorenen Material verschaffen Aufschlüsse und Bohrungen. Künstliche Aufschlüsse werden durch Ausubarbeiten für Seilbahnen, Kraftwerksanlagen etc. geschaffen, natürliche Aufschlüsse durch plötzliche Ereignisse wie Murgänge oder Felsstürze. Beide Fälle sind selten. Bohrungen sind aufwändig und sehr teuer, vor allem wenn Kerne des gefrorenen Materials für Analysen der Eiseigenschaften gezogen werden (Abb. 7-6, 7-10). Aus den wenigen realisierbaren Bohrlöchern muss deshalb ein Maximum an Information durch Bohrlochmessungen (Temperatur, Deformation, Bohrlochgeophysik) gewonnen werden (zum Beispiel ARENSEN et al. 2002, VONDER MÜHLL and HOLUB 1992; vergleiche auch Bohrlochtemperaturen im Kapitel 5)

Geophysikalische Sondierungen kommen typischerweise bei spezifischen lokalen Untersuchungen oder zur Vorabklärung für tiefe Bohrungen zum Einsatz. Die einfachste dieser Sondierungen benützt den Effekt, dass die winterliche Schneedecke über Permafrost kälter ist als über permafrostfreiem Gelände. Bei der sogenannten BTS-Methode wird die Bodenoberflächentemperatur (GST, siehe Kapitel 2) an der Basis der Schneedecke im Hochwinter gemessen und als Ja/Nein-Information für die Existenz/Absenz von Permafrost verwendet (HAEBERLI 1975, BRENNING et al. 2005). Mit Hilfe von Miniatur-Dataloggern können entsprechende Messungen auch an schwer zugänglichen Stellen (zum Beispiel an Lawenhängen oder steilen Felswänden) und insbesondere auch über längere Zeiträume durchgeführt werden (HOELZLE et al. 1999, GRUBER 2003, GUBLER et al. 2011, PERMOS 2004). Um detaillierte Information über die Eigenschaften des gefrorenen Untergrundes zu erhalten, sind seismische und geoelektrische Sondierungen (Abb. 7-7) die am meisten verwendeten Messmethoden. In Kombination können sie für die Abschätzungen der relativen Anteile von Eis,

Wasser und Luft sowie ihrer Veränderung über die Zeit eingesetzt werden (HAUCK et al. 2011). Gravimetrische und elektromagnetische Verfahren können zusätzliche Information beisteuern (für eine Übersicht über die Anwendung geophysikalischer Verfahren im Permafrost siehe HAUCK 2013). Mit festen Installationen werden geophysikalische Sondierungen an einzelnen Stellen gezielt auch zur langfristigen Beobachtung von Veränderungen der Eisverhältnisse im tieferen Untergrund eingesetzt (zum Beispiel HILBICH et al. 2008a, 2011, KRAUTBLATTER und DRAEBING 2014, SUPPER et al. 2014).

Entsprechend der Energiebilanz an der Erdoberfläche (siehe Kapitel 2) werden die räumlichen Muster der direkten einfallenden Sonnenstrahlung und der mittleren Jahrestemperatur als entscheidende Faktoren bei der räumlichen Modellierung der Permafrostverbreitung verwendet. Die Jahrestemperatur bestimmt die großregionale Höhenabhängigkeit, während die einfallende Strahlung die durch die Topographie bestimmten kleinräumigen Unterschiede des Mikroklimas spiegelt. Die komplexen Einflüsse der räumlich hoch variablen Schneedecke (Albedo, thermische Isolierung) oder der Oberflächencharakteristik (Fels, Blöcke, feiner Schutt, Vegetation), welche in Kapitel 2 spezifiziert sind, können erst mittels Vereinfachungen und Faustregeln in Modellrechnungen über größere Gebiete mit einbezogen werden, da die notwendigen detaillierten Informationen über die Oberfläche und den Untergrund nicht vorhanden sind. Auch die neuesten Simulationen der Permafrostverbreitung geben deshalb nur lokale Indikationen für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Permafrost. Diese müssen dann vor Ort mit einem Schlüssel für spezifische Geländeeigenschaften interpretiert oder bei einem Bauvorhaben zum Beispiel mittels detaillierter Sondierungen verifiziert werden. Aktuelle Beispiele von Permafrostverbreitungskarten sind die „Hinweiskarte Perma-



Abb. 7-9: Bruchstücke von gefrorenen Schuttmassen aus dem Permafrost eines Blockgletschers im Bérard massif du Parpaillon (Südalpen) nach einem Abbruch des vorderen Blockgletscherteils. Aufnahme: Michel Peyron/service RTM 04, 8. September 2006.

frost“ der Schweiz (BAFU 2006, online zugänglich über map.geo.admin.ch) oder die „Alpine Permafrost Index Map“ (APIM; BOECKLI et al. 2012, online zugänglich über www.geo.uzh.ch/microsite/cryodata).

Solche Karten zeigen, dass die Fläche mit Permafrost in den Alpen (Abb. 7-8, BOECKLI et al. 2012) heute rund dreimal so groß ist wie die Gletscherfläche. Die größte Ausdehnung mit zahlreichen Blockgletschern findet sich in den trockeneren Gebieten (zum Beispiel Saastal, Ötztal, etc.), wo die Gletscher auf kalte Hochlagen weit über der Waldgrenze beschränkt sind. In niederschlagsreichen Gebieten bedecken Gletscher oft die Oberfläche bis hinunter in die weitgehend permafrostfreie Waldgrenzzone; Permafrost ist dort aber in den kalten, über die Gletscher hinausragenden Gipfel und Grate ebenfalls vorhanden (zum Beispiel Jungfrauoch).

4 Charakteristik

In allererster, grober Näherung entsprechen die mittleren Jahrestemperaturen an der Bodenoberfläche etwa den mittleren Jahrestemperaturen der Luft. Diese liegen bei den kältesten Berggipfeln der Erde (zum Beispiel Dena-

li, Chogolumna) bei -30 bis -40°C und bei den höchsten Alpengipfeln (zum Beispiel Mont Blanc, Monte Rosa) bei -10 bis -20°C . Bei solch tiefen Temperaturen und topographisch reduziertem geothermale Wärmefluss sind Permafrostmächtigkeiten bis über 1 km zu erwarten. Nach einer Modellierung von NOETZLI und GRUBER (2009) ist die berühmte Pyramide des Matterhorns beispielsweise durch und durch gefroren. Die Dimensionen von Permafrostmächtigkeiten im Gebirge entsprechen durchaus den Tiefenbereichen der kältesten Permafrostvorkommen in den Tiefländern Ostsibiriens. Wie auch dort, sind in Tiefenbereichen des Kilometers im Hochgebirge die thermischen Nachwirkungen der Eiszeiten noch nicht vollständig abgeklungen (WILLEIT and GANOPOLSKI 2015).

Die größten Anteile der Permafrostgebiete in den Europäischen Alpen liegen zwischen 2600 und 3000 m Höhe (BOECKLI et al. 2012) mit typischen Permafrosttemperaturen von -3°C oder höher. Man spricht dabei von „warmem“ Permafrost. Auch hier geht es um mächtige gefrorene Gesteinsformationen, die sich aber größtenteils nahe der Schmelztemperatur des Eises befinden. In den wärmsten Bereichen sind sie praktisch isotherm geworden. Zum Beispiel werden am Schilthorn im Berner Oberland auf 2900 m ü.M. in der Tiefe Temperatu-

ren zwischen -1 und 0°C gemessen (PERMOS 2013). In den höchsten Lagen der Alpen allerdings werden sehr viel tiefere Temperaturen beobachtet, vergleichbar mit Permafrostvorkommen im hohen Norden: In der steilen Granitnadel der Aiguille du Midi sind auf der Nordseite Jahresmitteltemperaturen von -5°C in 10 m Tiefe (MAGNIN et al. 2015) registriert worden, und sogar -10°C in einem halben Meter Tiefe auf der Nordseite des Matterhorn Gipfels auf 4450 m ü. M. (persönliche Mitteilung P. POGLIOTTI, ARPA Aosta).

Eisgehalte im dauernd gefrorenen Untergrund sind sehr variabel, oft jedoch erstaunlich hoch (zum Beispiel HAUCK et al. 2011, KRAINER et al. 2014, SCHNEIDER et al. 2013). In Lockergesteinen wie Schutthalden und Moränen können sie den Porenraum des ungefrorenen Materials bei weitem übersteigen. Mittlere Eisgehalte von 40 bis 50 Volumenprozent sind durchaus üblich, und selbst massives Eis in Form von Linsen und mächtigeren Paketen können im Permafrost eingebettet sein (Abb. 7-9). Im Fels sind Klüfte meist mit Eis gefüllt. Bei Temperaturen knapp unter 0°C entsteht auch zunehmend unterkühltes, also „ungefrorenes“ Wasser (HAUCK 2002). Eis und Wasser beeinflussen die hydraulischen und geotechnischen Eigenschaften der gefrorenen Gesteinsmassen und damit auch die Hangabtragsprozesse in entscheidender Weise (KRAUTBLATTER et al. 2013).

Der Aufbau von hohen Eisgehalten beim Gefrierprozess verwandelt ursprünglich kohäsionslose Lockermaterialien von Schutthalden und Moränen mit hoher innerer Reibung in kohäsive Materialien mit reduzierter innerer Reibung. Dies ermöglicht Kriechdeformation und langfristig die Bildung der Blockgletscher (Abb. 7-3, HAE-BERLI et al. 2006). Mit moderner GPS-Technologie können heute saisonale und selbst sehr kurzzeitige Variationen der Kriechgeschwindigkeiten hoch aufgelöst dokumentiert und mit Einflüssen der Witterung (zum Beispiel Schneeschmelze, starker Niederschlag) verglichen werden (WIRZ et al. 2014). Auch auf die Stabilität von Felsflanken wirkt sich der Permafrost mit seinem Eis aus: Das Eis in den Klüften dichtet vor allem gegen Wasser ab und bei negativen Fels-temperaturen ist die Festigkeit gegenüber Zug, Druck und Scherung erhöht. Bei Temperaturen nahe dem Gefrierpunkt und eindringendem Schmelzwasser kann die Stabilität bei geeigneten geologischen und topographischen Voraussetzungen kritisch werden (GRUBER und HAEBERLI 2008, HAEBERLI et al. 1997, KRAUTBLATTER et al. 2013). In den letzten Jahrzehnten hat die Felssturzaktivität und damit die Abtragsrate im Hochgebirge zugenommen (FISCHER et al. 2012, 2013, RAVANEL und DELINE 2011).

Wissenschaftliche Bohrungen im eisreichen kriechenden Permafrost von alpinen Blockgletschern haben wichtige

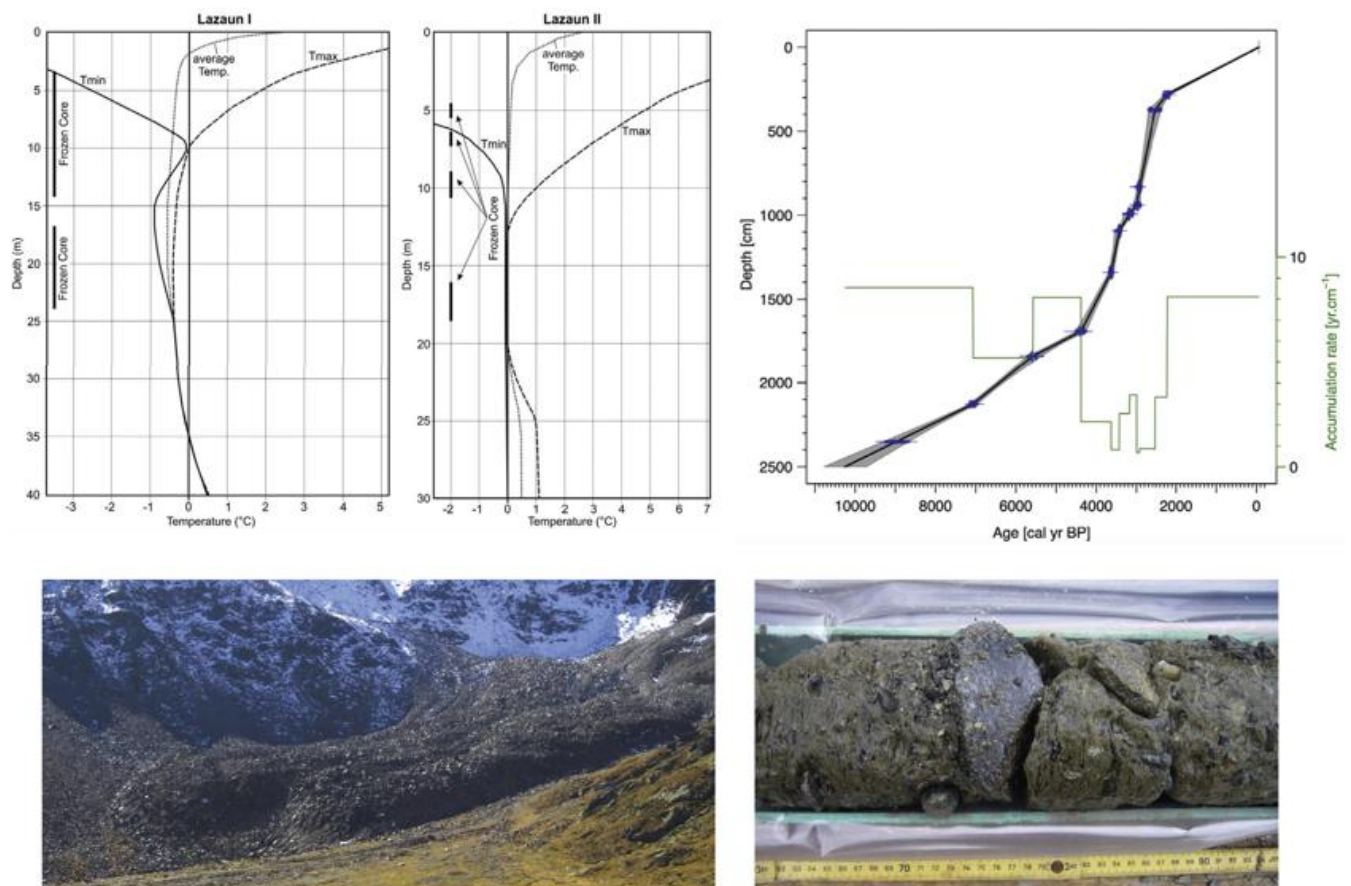


Abb. 7-10: Bohrlochtemperatur (oben links) und Altersdatierung (oben rechts) eines Bohrkerns (unten rechts) im Blockgletscher Lazaun (Schmalstal, Südtirol; unten links). Zusammengestellt aus KRAINER et al. (2014).

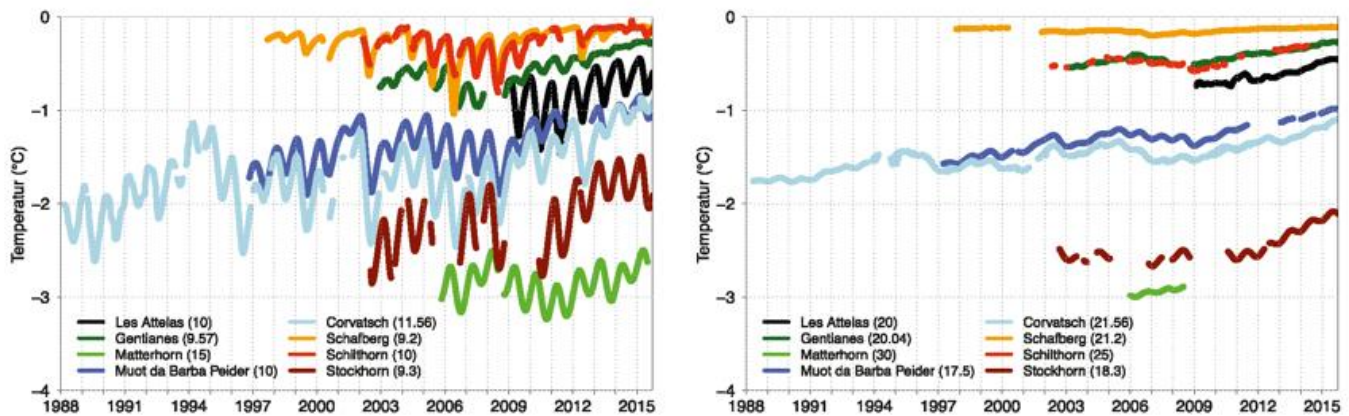


Abb. 7-11: Entwicklung von Bohrlochtemperaturen im Permafrost der Schweizer Alpen für ausgewählte Standorte in etwa 10 und etwa 20 Meter Tiefe. Grafik und Daten: PERMOS 2016.

Erkenntnisse zum Alter der gefrorenen Materialien ermöglicht (Abb. 7-10, KRAINER et al. 2014). Seit dem Verschwinden der letzten Eiszeitgletscher, also seit 10 000 bis 11 000 Jahren, haben sich vor allem die neu entstehenden Schutthalten im Permafrost mit Eis angereichert und einen Kriechprozess begonnen, der in vielen Fällen bis heute anhält. Selbst eisreicher Permafrost mit Temperaturen, die heute nur wenige Zehntelgrade unter dem Gefrierpunkt liegen, hat auch Wärmeperioden der Nacheiszeit überstanden. Noch viel älter als dieser Permafrost in Schuttkörpern, die sich nach der Eiszeitvergletscherung ja zuerst bilden mussten, dürfte der Permafrost in kalten Berggipfeln sein. Der Permafrost im Matterhorn beispielsweise ist größten Teils so kalt, dass er die Klimaschwankungen des Holozäns überstanden haben dürfte und stellenweise mehrere Eiszeiten und Zwischeneiszeiten erlebt haben könnte. Die zeitlichen Limits sind hier weniger durch das Klima als die Erosion gegeben. Exakte Daten zu dieser Frage fehlen bisher.

5 Beobachtung, Entwicklung

Um Aussagen über den Zustand und die Veränderungen von Gebirgspermafrost zu machen, sind lange, robuste und standardisierte Messungen von Schlüsselgrößen an repräsentativen Standorten notwendig. Wie auch für andere Klimavariablen (zum Beispiel Lufttemperatur, Strahlung oder Schnee), die im Rahmen des **Global Climate Observing System (GCOS)** beobachtet werden, sind auch für den Gebirgspermafrost Messreihen von genügender Länge und Vergleichbarkeit wichtig, um die langfristigen Trends der Entwicklungen zu erfassen und diese von kurzfristigen „normalen“ Schwankungen oder Unterschieden und Fehlern in den Messungen zu unterscheiden. Im terrestrischen Teil (**Global Terrestrial Observing System, GTOS**) der globalen Klimasystembeobachtung ist Permafrost eine „**Essential Climate Variable**“ (ECV), deren langfristige Beobachtung als relevant und sowohl technisch als auch ökonomisch machbar beurteilt wurde. Auf der globalen Ebene werden Feldmessungen von Permafrosttemperaturen und der Tiefe der Auftauschicht im Rahmen des **Global Terrestrial Network for Permafrost (GTN-P)** koordiniert und zusammengezogen (BISKABORN et al. 2015).

Zur langfristigen Sicherung der wichtigsten bestehenden Messreihen im Gebirgspermafrost aus verschiedenen Forschungsprojekten und -institutionen wurde im Jahr 2000 das Schweizer Permafrostmessnetz PERMOS (www.permos.ch) ins Leben gerufen (DELALOYE und VONDER MÜHLL 1998, VONDER MÜHLL et al. 2008). Heute ist das Messnetz eingebettet in die nationalen und internationalen Monitoringstrukturen und die Beobachtungsstrategie wird laufend auf dem aktuellen Stand der Forschung evaluiert und gegebenenfalls angepasst. Auch in den benachbarten Alpenländern sind verschiedene Arbeiten und Projekte angestoßen worden, um den Permafrost langfristig zu beobachten, insbesondere als Resultat des alpenweiten Projekts PERMANET (MAIR et al. 2011): PermaFrance in Frankreich (SCHOENEICH et al. 2010) und PerMAT in Österreich (KELLERER-PIRKLBAUER et al. 2015). Im Gipfelgrat der Zugspitze wurde im Jahr 2007 ein Bohrloch mit Temperaturmessungen durch das Bayerische Landesamt für Umwelt installiert (NOETZLI et al. 2010). In Italien wurde eine entsprechende Arbeitsgruppe PermaItaly gegründet (pers. Kommentar Paolo POGLIOTTI, ARPA Aosta).

Die längste Messreihe im Gebirgspermafrost stammt aus dem Jahr 1987 vom Blockgletscher Murtèl-Corvatsch im Oberengadin (Abb. 7-3). Durch die langsame Scherung im kriechenden Permafrost ist das 60 m tiefe Bohrloch heute stark deformiert. Um die wertvolle Messreihe zu sichern, fand im Sommer 2015 eine Ersatzbohrung statt (Abb. 7-6). Gut 25 Bohrlöcher von 20 bis 100 m Tiefe in der Schweiz sind die Grundpfeiler des PERMOS-Messnetzes, da in ihnen direkt Temperaturen des Permafrost gemessen werden (Abb. 7-11). Bis ein Temperatursignal von der Oberfläche in 10 Meter Tiefe eingedrungen ist, dauert es rund ein halbes Jahr. In dieser Tiefe sind kurzzeitige Schwankungen der Witterung nicht mehr erkennbar, die Einflüsse der jahreszeitlichen Schwankungen oder saisonaler Extreme wie zum Beispiel ein Hitzesommer werden dafür klarer. Langfristige Veränderungen im Zusammenhang mit dem Klimawandel sind in noch größerer Tiefe am besten zu beobachten. Der hohe Eisgehalt in vielen Permafrostvorkommen hat auch hier einen großen Einfluss. So braucht eine Erhöhung der Permafrosttemperatur nahe dem Schmelzpunkt

sehr viel mehr Energie als bei tiefen Temperaturen, da viel Energie für den Phasenwechsel benötigt wird. Aus diesem Grund sind auch weltweit in den kälteren Regionen deutlichere Erwärmungstrends erkennbar (vergleiche Abb. 7-2; ROMANOVSKY et al. 2010; vergleiche dazu ISAKSEN et al. 2007, NOETZLI et al. 2015) als in den Bohrlöchern im warmen Permafrost. In letzteren wird die Erwärmung des Untergrunds durch die für Auftauprozesse benötigte latente Wärme „maskiert“. Dasselbe gilt für die Tiefe der sommerlichen Auftauschicht: Veränderungen von Jahr zu Jahr oder Langzeittrends sind an Standorten mit größerem Eisgehalt schwieriger zu verifizieren, als an Standorten mit geringem Eisgehalt. Es zeigt sich jedoch an den meisten Standorten mit Zeitreihen von mindestens 10 Jahren eine Zunahme der Dicke der Auftauschicht. Sogar im eisreichen Blockgletscher Murtèl-Corvatsch ist seit vier Jahren eine Zunahme der Auftauschicht um einige Dezimeter erkennbar (PERMOS (Druck in Vorbereitung)). Der eisreiche Untergrund hat hier während langer Zeit die höheren Temperaturen durch die für das Tauen des Eises benötigte Energie abgepuffert. Sogar im Hitzesommer 2003 wurde hier keine größere Auftauschicht gemessen.

Um der hohen räumliche Heterogenität im Hochgebirge Rechnung zu tragen, werden die wenigen punktuellen Bohrlochmessungen ergänzt durch eine größere Anzahl von Sensoren zur Erfassung der Oberflächentemperatur an Stellen unterschiedlicher topographischer Eigenschaften und Oberflächentypen. Dadurch lassen sich die Auswirkungen verschiedener Einflussgrößen – Lufttemperatur, Strahlung, Schneedecke und Luftzirkulationen zwischen groben Blöcken – auf die Bodenoberflächentemperaturen und ihrer Veränderung besser trennen (GUBLER et al. 2011, STAUB et al. 2015).

Änderungen im Eisgehalt können mittels Temperaturmessungen nicht erfasst werden. Sie werden an einzelnen Bohrlochstandorten mit aufwändigen geophysikalischen Methoden beobachtet, wobei die unterschiedliche elektrische Leitfähigkeit von Eis und Wasser genutzt wird (HILBICH et al. 2008b, ROSSET et al. 2013). Die längsten Messreihen lassen seit einigen Jahren eine markante und recht kontinuierliche Widerstandsabnahme auf der ganzen Profiltiefe von circa 10 Metern erkennen (Abb. 7-12, PERMOS 2013). Dies zeigt einerseits nachhaltigen Eisschwund als Folge der größeren Auftautiefen, andererseits einen steigenden An-

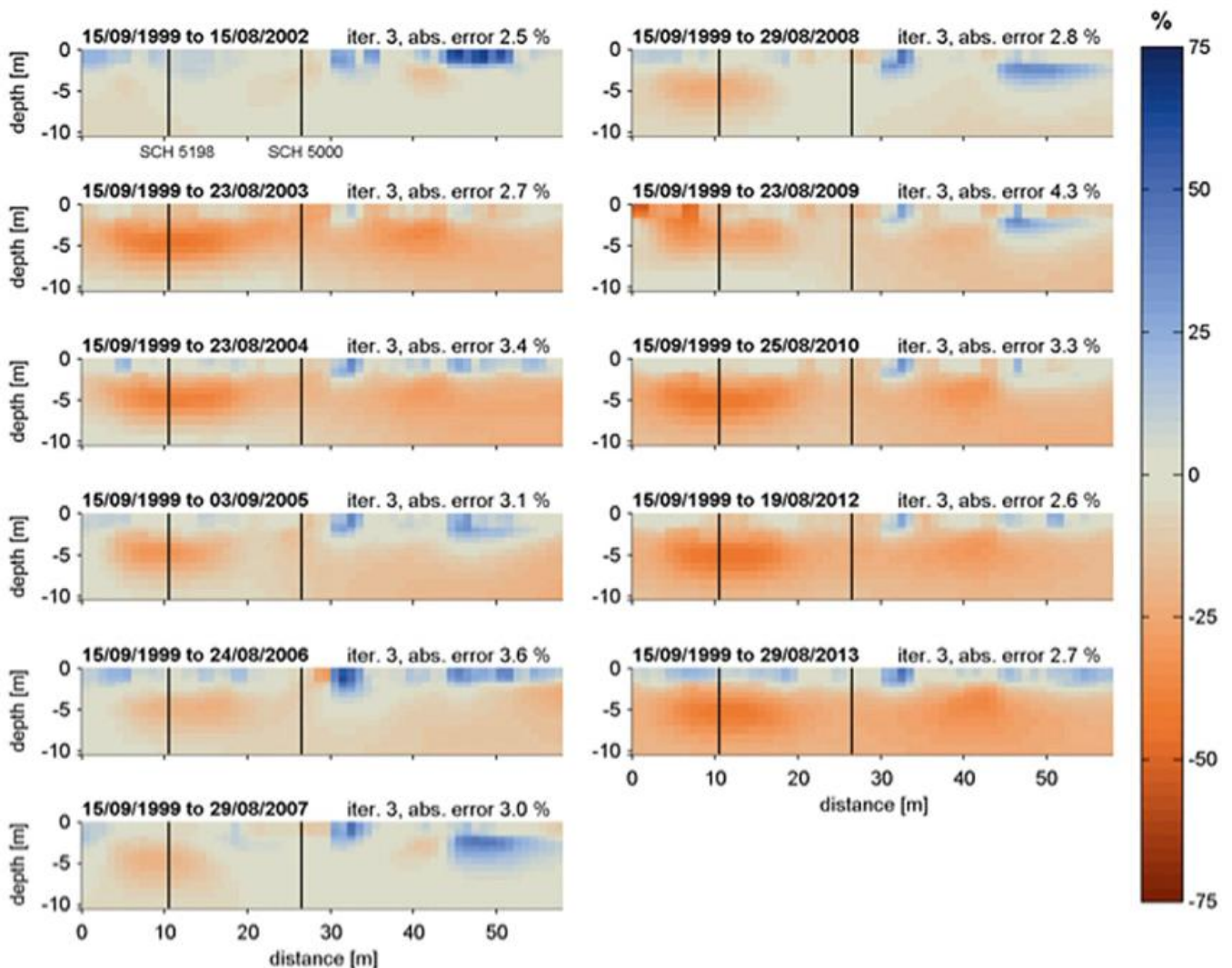


Abb. 7-12: Zeitliche Änderung 2002–2013 der zweidimensionalen Verteilung des elektrischen Widerstandes (Electrical Resistivity Tomography, ERT) am Permafroststandort Schilthorn, Berner Oberland. Abnehmender Widerstand (rote Farben) deutet auf eine Verringerung des Eisgehaltes und einer Erhöhung des ungefrorenen Wassergehaltes hin. Nach: PERMOS 2015, modifiziert nach HILBICH et al. 2008a.

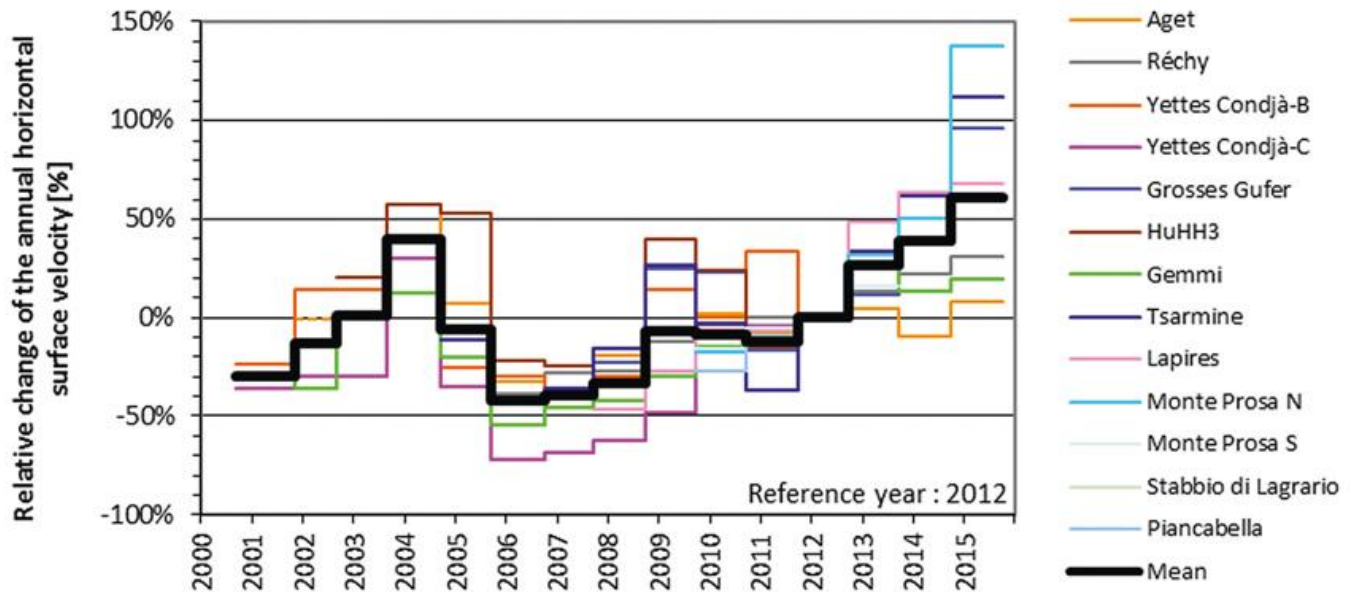


Abb. 7-13: Entwicklung der Blockgletscher-Fließgeschwindigkeiten in den Schweizer Alpen. Graphik und Daten: PERMOS.

teil an ungefrorenem Wasser im Untergrund als Folge der höheren Permafrosttemperaturen.

Als dritter Bereich werden im Rahmen von PERMOS die Kriechgeschwindigkeiten von Blockgletschern erhoben, da diese einen Zusammenhang mit den Untergrundtemperaturen zeigen (Abb. 7-13, DELALOYE und VONDER MÜHLL 2008, DELALOYE et al. 2013). In der längerfristigen Entwicklung gibt es Unterschiede zwischen den Standorten, die ein kompliziertes räumliches Muster zeigen. Insbesondere die Frage nach dem Einfluss des Wassers auf die Blockgletscherbewegung ist noch zu klären.

Insgesamt zeichnet sich im alpinen Permafrost eine Tendenz zur Erwärmung ab. Besonders die 2010er Jahre haben kontinuierlich warme Permafrostverhältnisse für alle beobachteten Elemente gezeigt – dies noch vor der Rekordhitze im Sommer 2015, welche im Winter 2016 in etwa 10 m Tiefe ihre Auswirkungen auf den Permafrost zeigen wird. Die Entwicklungstendenz ist jedoch nicht einheitlich und weniger klar erkennbar als in subarktischen und arktischen Gebieten. Die von Jahr zu Jahr stark unterschiedlichen Schneebedingungen im Winter beeinflussen die thermischen Bedingungen in der Tiefe oft stärker als die Temperaturen in der Atmosphäre. Begleitet wird die noch eher diffuse Erwärmungstendenz durch auffällige und großräumig ziemlich synchrone temporäre Beschleunigung der Kriechgeschwindigkeiten in Blockgletschern. In steilen Felsflanken dürfte der Einfluss der interannuellen Schneedeckenvariabilität eine kleinere Rolle spielen. Für die Interpretation der Entwicklung in solchen Situationen sind die Messreihen noch zu kurz.

6 Herausforderungen für die Zukunft

Die noch relativ junge Forschung über Gebirgspermafrost hat sich in den letzten Jahren in bemerkenswerter Weise inten-

siviert. Faszinierende Fortschritte sind etwa bei der Modellierung der räumlichen Verbreitungsmuster, beim Verständnis der Kriechprozesse in eisreichem Schuttmateriale (Blockgletscherdynamik) oder bei Stabilitätsfragen von Felsflanken im kritischen Temperaturbereich nahe 0°C erzielt worden. Wie in anderen Bereichen der Geowissenschaften auch, haben dabei Produkte moderner Technologien wie digitale Geländemodelle, Bohrlochinformation oder Messdatenaufzeichnung in schwer zugänglichen Gebieten mit Miniatur-Dataloggern wesentliche Durchbrüche erlaubt. Der fortgeschrittene Wissensstand erlaubt nun, Schlüsselprobleme der Permafrostforschung im Hochgebirge genauer zu formulieren.

Schwierig zu untersuchen und deshalb noch weitgehend ungeklärt sind die Fragen nach der Entstehung der heterogenen aber oft sehr hohen Eisgehalte in Permafrost-Schutthalde, Blockgletschern und dauernd gefrorenen Moränen. Damit im Zusammenhang steht das noch rudimentäre Prozessverständnis hinsichtlich der räumlich komplexen Fließwege von Schmelzwasser im Permafrost und dessen Einfluss auf das thermale Regime des Untergrundes, die Hangbewegungen (zum Beispiel Blockgletscherfließen) und die Stabilität steiler Felsflanken. Die auffällige Beschleunigung des Blockgletscherkriechens in den letzten Jahren könnte eine Art „Schwanengesang“ im Zusammenhang mit der globalen Erwärmung sein, indem sich der eisreiche Permafrost bei Annäherung an Schmelztemperaturen und eindringendem Schmelzwasser schneller deformiert (IKEDA et al. 2008) bevor er definitiv auftaut und dadurch dem Kriechprozess ein Ende macht. Auch hinsichtlich der Hydrologie und Wasserqualität in Gebirgsregionen mit Permafrost sind viele Fragen offen, speziell etwa betreffend der jüngst beobachteten extrem hohen Konzentrationen von Schwermetallen in Blockgletscherquellen (ILYASHUK et al. 2014).

Ähnlich wie etwa auch für Gletscher oder Schnee müssen langfristige Messreihen mit hoher Qualität aufgebaut werden, die eine Berechnung der kompletten Energiebilanz

ermöglichen. Messtechnik für die Detektion von Wasserflüssen müssen entwickelt werden, um die Auswirkungen von Auftauprozessen im Permafrost untersuchen und antizipieren zu können. Dazu braucht es auch gitterbasierte transiente Permafrostmodellierung in komplexer Topographie unter Einbezug der heterogenen Verhältnisse im Untergrund. Derartige Langfristbeobachtungen und räumliche Modellsimulationen müssen auch Gebirge außerhalb der vergleichsweise gut untersuchten Alpen erfassen. Nicht zuletzt muss Gebirgspermafrost Teil ganzheitlich-systemischer Betrachtung werden, um Optionen für den Umgang mit den sich rasant aber wohl auf sehr lange Zeit hinaus verändernden Hochgebirgslandschaften zu entwickeln. Ein Beispiel ist das langsam aber stetig zunehmende Risiko weit reichender Flutwellen, die durch großkalibrige Felsstürze aus auftauenden Permafrost-Felsflanken in Seen ausgelöst werden können, die im Zuge des Gletscherschwundes an ihrem Fuß neu entstehen (HAEBERLI et al. 2016).

Literatur

- ARENSEN, L.U., M. HOELZLE, S.M. SPRINGMAN, 2002: Borehole deformation measurements and internal structure of some rock glaciers in Switzerland. *Permafrost and Periglacial Processes* **13**, 117–135, doi:10.1002/ppp.414.
- ARENSEN, L.U., P.G. HAWKINS, S.M. SPRINGMAN, 2003: Pressuremeter tests within an active rock glacier in the Swiss Alps. In: Phillips, M. Springman, S.M. and Arenson, L.U. (eds), *Proceedings of the Eighth International Conference on Permafrost* **1**, Balkema, Lisse, 33–38.
- BAFU, 2005: Hinweiskarte der potentiellen Permafrostverbreitung in der Schweiz. *Bundesamt für Umwelt*.
- BISKABORN, B. K., J.-P. LANCKMAN, H. LANTUIT, K. ELGER, S. DMITRY, C. WILLIAM, V. ROMANOVSKY, 2015: The new database of the Global Terrestrial Network for Permafrost (GTN-P). *Earth System Science Data*, **7** (2), 245–259, doi:10.5194/essd-7-245-2015.
- BOECKLI, L., A. BRENNING, S. GRUBER, J. NOETZLI, 2012: Permafrost distribution in the European Alps: calculation and evaluation of an index map and summary statistics. *The Cryosphere* **6**, 807–820, doi:10.5194/tc-6-807-2012.
- BOLCH, T., H.-H. CHRISTIANSEN, 2014: Mountains, lowlands, and coasts: The physiography of cold landscapes. In: W. Haeberli, C. Whiteman (Eds.), *Snow and Ice-related Hazards, Risks and Disasters*. Elsevier, 201–217.
- BOMMER, C., M. PHILLIPS, L. ARENSEN, 2010: Practical recommendations for planning, constructing and maintaining infrastructure in mountain permafrost. Short Communication. *Permafrost and Periglacial Processes* **21** (1), 97–104, doi:10.1002/ppp.679.
- BRENNING, A., S. GRUBER, M. HOELZLE, 2005: Sampling and statistical analyses of BTS measurements. *Permafrost and Periglacial Processes* **16** (4), 383–393, doi:10.1002/ppp.541.
- BUCHLI, T., K. MERZ, X. ZHOU, W. KINZELBACH, S.M. SPRINGMAN, 2013: Characterization and monitoring of the Furggwanhorn rock glacier, Turtmann Valley, Switzerland: Results from 2010 to 2012. *Vadose Zone* **12** (1), doi:10.2136/vzj2012.0067.
- DAANEN, R.P., G. GROSSE, M.M. DARROW, T.D. HAMILTON, B.M. JONES, 2012: Rapid movement of frozen debris-lobes: implications for permafrost degradation and slope instability in the south-central Brooks Range, Alaska. *Natural Hazards and Earth System Sciences* **12**, 1521–1537, doi:10.5194/nhess-12-1521-2012.
- DELALOYE, R., D. VONDER MÜHLL, 1998: Concept for a Swiss permafrost observation network. *Proceedings of the 7th International Conference on Permafrost*, Yellowknife, Canada, 134–135.
- DELALOYE, R., E. PERRUCHOUD, E., M. AVIAN, V. KAUFMANN, X. BODIN, H. HAUSMANN, A. IKEDA, A. KÄÄB, A. KELLERER-PIRKLBAUER, K. KRÄINER, C. LAMBIEL, D. MIHAJLOVIC, B. STAUB, I. ROER, E. THIBERT, 2008: Recent Inter-annual variations of rock glaciers creep in the European Alps. *Proceedings of the 9th International Conference on Permafrost*, Fairbanks, US, 343–348.
- DELALOYE, R., S. MORARD, C. BARBOUX, D. ABET, V. GRUBER, M. RIEDO, S. GACHET, 2013: Rapidly moving rock glaciers in Mattertal. *Jahrestagung der Schweizerischen Geomorphologischen Gesellschaft*, 21–32.
- DELINÉ, P., S. GRUBER, R. DELALOYE, L. FISCHER, M. GEERTSEMA, M. GIARDINO, A. HASLER, M. KIRKBRIDE, M. KRAUTBLATTER, F. MAGNIN, S. MCCOLL, L. RAVANEL, P. SCHOENEICH, 2014: Ice loss and slope stability in high-mountain regions. In: W. Haeberli, C. Whiteman, *Snow and Ice-related Hazards, Risks and Disasters*. Elsevier, 521–561.
- ETZELMÜLLER, B. 2013: Recent advances in mountain permafrost research. *Permafrost and Periglacial Processes* **24** (2), 99–107.
- FIDDES, J., S. GRUBER, 2014: TopoSCALE v.1.0: downscaling gridded climate data in complex terrain. *Geoscientific Model Development* **7** (1), 387–405, doi:10.5194/gmd-7-387-2014.
- FIDDES, J., S. ENDRIZZI, S. GRUBER, 2015: Large-area land surface simulations in heterogeneous terrain driven by global data sets: application to mountain permafrost. *The Cryosphere* **9** (1), 411–426.
- FISCHER, L., C. HUGGEL, A. KÄÄB, W. HAEBERLI, 2013: Slope failures and erosion rates on a glacierized high mountain face under climatic changes. *Earth Surface Processes and Landforms* **38** (8), 836–846, doi:10.1002/esp.3355.
- FISCHER, L., S.R. PURVES, C. HUGGEL, J. NOETZLI, W. HAEBERLI, 2012: On the influence of topographic, geological and cryospheric factors on rock avalanches and rockfalls in high mountain areas. *Natural Hazards and Earth System Sciences* **12**, 241–254, doi:10.5194/nhess-12-241-2012.
- GRUBER, S., M. PETER, M. HOELZLE, I. WOOD-HATCH, W. HAEBERLI, 2003: Surface temperatures

- in steep alpine rock faces – a strategy for regional-scale measurement and modelling. *Proceedings of the 8th International Conference on Permafrost*, 21-25 July 2003, Zurich, Switzerland. AA Balkema, Vol. 1, 325-330.
- GRUBER, S., 2012: Derivation and analysis of a high-resolution estimate of global permafrost zonation. *The Cryosphere* **6**, 221–233, doi:10.5194/tc-6-221-2012.
- GRUBER, S., W. HAEBERLI, 2007: Permafrost in steep bedrock slopes and its temperature- related destabilization following climate change. *Journal of Geophysical Research* **112**, F02S18, doi:10.1029/2006JF000547.
- GUBLER, S., J. FIDDES, M. KELLER, S. GRUBER, 2011: Scale-dependent measurement and analysis of ground surface temperature variability in alpine terrain. *The Cryosphere* **5**, 431–443, doi:10.5194/tc-5-431-201.
- GUBLER, S., S. ENDRIZZI, S. GRUBER, R. PURVES, 2013: Sensitivities and uncertainties of modeled ground temperatures in mountain environments. *Geoscientific Model Development*, **6** (4), 1319–1336, doi:10.5194/gmd-6-1319-2013.
- HABERKORN, A., M. HOELZLE, M. PHILLIPS, & R. KENNER 2015: Snow as a driving factor of rock surface temperatures in steep rough rock walls. *Cold Regions Science and Technology* **118**, 64–75, doi:10.1016/j.coldregions.2015.06.013.
- HAEBERLI, W., 1975: Untersuchungen zur Verbreitung von Permafrost zwischen Flüelapass und Piz Grialettsch (Graubünden). Mitteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie 17, ETH Zürich.
- HAEBERLI, W., 2013: Mountain permafrost – research frontiers and a special long-term challenge. *Cold Regions Science and Technology* **96**, 71-76, doi:10.1016/j.coldregions.2013.02.004.
- HAEBERLI, W., B. HALLET, L. ARENSON, R. ELCONIN, O. HUMLUM, A. KÄÄB, V. KAUFMANN, B. LADANYI, N. MATSUOKA, S.M. SPRINGMAN, D. VONDER MÜHLL, 2006: Permafrost creep and rock glacier dynamics. *Permafrost and Periglacial Processes* **17** (3), 189-214, doi:10.1002/ppp. 561.
- HAEBERLI, W., Y. SCHAUB, C. HUGGEL, 2016: Increasing risks related to landslides from degrading permafrost into new lakes in de-glaciating mountain ranges. *Geomorphology*, doi:10.1016/j.geomorph.2016.02.009.
- HAEBERLI, W., J. NOETZLI, L. ARENSON, R. DELALOYE, I. GÄRTNER-ROER, S. GRUBER, K. ISAKSEN, C. KNEISEL, M. KRAUTBLATTER, M. PHILLIPS, 2010: Mountain permafrost: Development and challenges of a young research field. *Journal of Glaciology* **56** (200; special issue), 1043-1058.
- HAEBERLI, W., M. WEGMANN, D. VONDER MÜHLL, 1997: Slope stability problems related to glacier shrinkage and permafrost degradation in the Alps. *Ecologiae geologicae Helveticae* **90**, 407-414.
- HARRIS, C., W. HAEBERLI, D. VONDER MÜHLL, L. KING, 2001: Permafrost monitoring in the high mountains of Europe: the PACE Project in its global context. *Permafrost and Periglacial Processes* **12** (1), 3–11, doi:10.1002/ppp.377.
- HARRIS, C., L.-U. ARENSON, H.-H. CHRISTIANSEN, B. ETZELMÜLLER, R. FRAUENFELDER, S. GRUBER, W. HAEBERLI, C. HAUCK, M. HOELZLE, O. HUMLUM, K. ISAKSEN, A. KÄÄB, M.A. KERNLÜTSCHG, M. LEHNING, N. MATSUOKA, J.B. MURTON, J. NÖTZLI, M. PHILLIPS, N. ROSS, M. SEPPÄLÄ, S.M. SPRINGMAN, D. VONDER MÜHLL, 2009: Permafrost and climate in Europe: Monitoring and modelling thermal, geomorphological and geotechnical responses. *Earth-Science Reviews* **92**, 117-171.
- HASLER, A., 2011: Thermal conditions and kinematics of steep bedrock permafrost. PhD Thesis. *University of Zürich*, Zurich, Switzerland, 164 pp.
- HASLER, A., S. GRUBER, W. HAEBERLI 2011: Temperature variability and offset in steep alpine rock and ice faces. *The Cryosphere* **5**, 977–988, doi:10.5194/tc-5-977-2011.
- HAUCK, C. 2002: Frozen ground monitoring using DC resistivity tomography. *Geophysical Research Letters* **29** (21), doi:10.1029/2002GL014995.
- HAUCK, C. 2013: New concepts in geophysical surveying and data interpretation for permafrost terrain. *Permafrost and Periglacial Processes* **24**, 131-137, doi:10.1002/ppp.1774.
- HAUCK, C., M. BÖTTCHER, H. MAURER, 2011: A new model for estimating subsurface ice content based on combined electrical and seismic data sets. *The Cryosphere* **5**, 453-468.
- HILBICH, C., C. FUSS, C. HAUCK, 2011: Automated time-lapse ERT for improved process analysis and monitoring of frozen ground. *Permafrost and Periglacial Processes* **22** (4), 306-319, doi:10.1002/ppp.732.
- HILBICH, C., C. HAUCK, M. HOELZLE, M. SCHERLER, L. SCHUDEL, I. VOELKSCH, D. VONDER MÜHLL, R. MAEUSBACHER, 2008a: Monitoring mountain permafrost evolution using electrical resistivity tomography: A 7-year study of seasonal, annual, and long-term variations at Schilthorn, Swiss Alps. *Journal of Geophysical Research* **113**, F01S90, doi:10.1029/2007JF000799.
- HILBICH, C., C. HAUCK, R. DELALOYE, M. HOELZLE, 2008b: A geoelectric monitoring network and resistivity-temperature relationships of different mountain permafrost sites in the Swiss Alps. *Proceedings Ninth International Conference on Permafrost*, Fairbanks, Vol. 1, Kane D.L. and Hinkel K.M. (eds), Institute of Northern Engineering, University of Alaska Fairbanks, 699-704.
- HIPP, T., B. ETZELMÜLLER, H. FARBROT, T.V. SCHULER, S.WESTERMANN, 2012: Modelling borehole temperatures in Southern Norway–insights into permafrost dynamics during the 20th and 21st century. *The Cryosphere* **6** (3), 553-571.
- HOELZLE, M., M. WEGMANN, B. KRUMMENACHER, 1999: Miniature temperature dataloggers for mapping and monitoring of permafrost in high mountain areas: first experience from the Swiss Alps. *Permafrost and Periglacial Processes* **10** (2), 113–124.
- HOELZLE, M., S. GRUBER, 2008: Borehole and ground surface temperatures and their relationship to meteorological conditions.

- logical conditions in the Swiss Alps. *Proceeding of the Ninth International Conference on Permafrost*, Fairbanks, US, 732–728.
- HUGGEL, C., N. SALZMANN, S. ALLEN, J. CAPLAN-AUERBACH, L. FISCHER, W. HAEBERLI, C. LARSEN, D. SCHNEIDER, R. WESSELS, 2010: Recent and future warm extreme events and high-mountain slope stability. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical, and Engineering Sciences* **368**, 2435–2459, doi:10.1098/rsta.2010.0078.
- IKEDA, A., N. MATSUOKA, A. KÄÄB, 2008: Fast deformation of perennially frozen debris in a warm rock glacier in the Swiss Alps: an effect of liquid water. *Journal of Geophysical Research* **113**, F01021, doi:10.1029/2007JF000859.
- ILYASHUK, B.P., E.A. ILYASHUK, R. PSENNER, R. TESSADRI, K.A. KOINIG, 2014: Rock glacier outflows may adversely affect lakes: Lessons from the past and present of two neighboring water bodies in a crystalline-rock watershed. *Environmental Science and Technology* **48**, 6192–6200, doi:10.1021/es500180c.
- ISAKSEN, K., J.L. SOLLID, P. HOLMLUND, C. HARRIS, 2007: Recent warming of mountain permafrost in Svalbard and Scandinavia. *Journal of Geophysical Research* **112** (F2), F02S04, doi:10.1029/2006jf000522.
- IPCC, 2013: *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, United Kingdom and New York, NY, USA, 1535 pp.
- KELLERER-PIRKLBAUER, A., A. BARTSCH, C. GITSCHTHALER, S. REISENHOFER, G. WEYSS, C. RIEDL, M. AVIAN, 2015: permAT – Langzeitmonitoring von Permafrost und periglazialen Prozessen und ihre Bedeutung für die Prävention von Naturgefahren: Mögliche Strategien für Österreich. Endbericht von StartClim2014. F in StartClim2014: Beiträge zur Umsetzung der österreichischen Anpassungsstrategie, Auftraggeber: BML-FUW, BMFWF, ÖBF, Land Oberösterreich.
- KNEISEL C., C. HAUCK, R. FORTIER, B. MOORMAN, 2008: Advances in geophysical methods for permafrost investigations. *Permafrost and Periglacial Processes* **19**, 157–178, doi:10.1002/ppp.616.
- KOVEN C.D., E.A.G. SCHUUR, C. SCHÄDEL, T.J. BOHN, E.J. BURKE, G. CHEN, X. CHEN, P. CIAIS, G. GROSSE, J.W. HARDEN, D.J. HAYES, G. HUGELIUS, E.E. JAFAROV, G. KRINNER, P. KUHRY, D.M. LAWRENCE, A.H. MACDOUGALL, S.S. MARCHENKO, A.D. MCGUIRE, S.M. NATALI, D.J. NICOLSKY, D. OLEFELDT, S. PENG, V.-E. ROMANOVSKY, K.M. SCHAEFER, J. STRAUSS, C.C. TREAT, M. TURETSKY, 2015: A simplified, data-constrained approach to estimate the permafrost carbon–climate feedback. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **373**, doi:10.1098/rsta.2014.0423.
- KRAUTBLATTER, M., D. DRAEBING, 2014: Pseudo 3-D P wave refraction seismic monitoring of permafrost in steep unstable bedrock. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* **119**, 1–13, doi:10.1002/2012JF002638.
- KRAUTBLATTER, M., FUNK, D., GÜNZEL, F.K., 2013: Why permafrost rocks become unstable: a rock-ice-mechanical model in time and space. *Earth Surface Processes and Landforms* **38**, 876–887, doi:10.1002/esp.3374.
- KRAUTBLATTER, M., C. HUGGEL, P. DELINE, A. HASLER, 2012: Research perspectives on unstable high-alpine bedrock permafrost: Measurement, modelling and process understanding. *Short Communication. Permafrost and Periglacial Processes* **23**, 80–88, doi:10.1002/ppp.740.
- KRAINER, K., D. BRESSAN, B. DIETRE, J.N. HAAS, I. HAJDAS, K. LANG, V. MAIR, U. NICKUS, D. REIDL, H. THIES, D. TONIDANDEL, 2014: A 10,300-year-old permafrost core from the active rock glacier Lazaun, southern Ötztal Alps (South Tyrol, northern Italy). *Quaternary Research* **83** (2), 324–335, doi:10.1016/j.yqres.2014.12.005.
- LEWKOWICZ, A.G., P.P. BONNAVENTURE, S.L. SMITH, S.Z. KUNTZ, 2012: Spatial and thermal characteristics of mountain permafrost, Northwest Canada. *Geografiska Annaler: Series A, Physical Geography* **94** (2), 195–213, doi:10.1111/j.1468-0459.2012.00462.x.
- MAGNIN, F., P. DELINE, L. RAVANEL, J. NOETZLI, P. POGLIOTTI, 2015: Thermal characteristics of permafrost in the steep alpine rock walls of the Aiguille du Midi (Mont Blanc Massif, 3842 m a.s.l.). *The Cryosphere* **9** (1), 109–121, doi:10.5194/tc-9-109-2015.
- MAIR, V., A. ZISCHG, K. LANG, D. TONIDANDEL, K. KRAINER, A. KELLERER-PIRKLBAUER, P. DELINE, P. SCHOENEICH, E. CREMONESE, P. POGLIOTTI, S. GRUBER, L. BOECKLI, 2011 PermaNET - Permafrost Long-term Monitoring Network. Synthesis report. INTERPRAEVENT Journal series 1, Report 3. Klagenfurt.
- MARMY, A., N. SALZMANN, M. SCHERLER, C. HAUCK, 2013: Permafrost model sensitivity to seasonal climatic changes and extreme events in mountainous regions. *Environmental Research Letters* **8**, 035048, doi:10.1088/1748-9326/8/3/035048.
- MARMY, A., J. RAJCZAK, R. DELALOYE, C. HILBICH, M. HOELZLE, S. KOTLARSKI, C. LAMBIEL, J. NOETZLI, M. PHILLIPS, N. SALZMANN, B. STAUB, C. HAUCK, 2015: Semi-automated calibration method for modelling of mountain permafrost evolution in Switzerland. *The Cryosphere Discussion* **9**, 4787–4843, doi:10.5194/tcd-9-4787-2015.
- MAURER, H., C. HAUCK, 2007: Geophysical imaging of alpine rock glaciers. *Journal of Glaciology* **53** (180), 110–120.
- NOETZLI, J., S. GRUBER, 2009: Transient thermal effects in Alpine permafrost. *The Cryosphere* **3**, 85–99.
- NOETZLI, J., S. GRUBER, A.V. POSCHINGER 2010: Modellierung und Messung von Permafrosttemperaturen im Gipfelgrat der Zugspitze, Deutschland. *Geographica Helvetica* **2**, 113–123.
- NOETZLI, J., GRUBER, S., KOHL, TH., SALZMANN, N., HAEBERLI, W., 2007: Three-dimensional distribution

- and evolution of permafrost temperatures in idealized high-mountain topography. *Journal of Geophysical Research* **112**, F02S13, doi:10.1029/2006JF000545.
- NOETZLI, J., C. HILBICH, C. HAUCK, M. HOELZLE, S. GRUBER, 2008: Comparison of simulated 2D temperature fields with time-lapse electrical resistivity data at the Schilthorn Crest, Switzerland. *Proceedings Ninth International Conference on Permafrost, Fairbanks*, Vol. 2, Kane D.L. and Hinkel K.M. (eds), Institute of Northern Engineering, University of Alaska Fairbanks, 1293-1298.
- NOETZLI, J., H.H. CHRISTIANSEN, V.E. ROMANOVSKY, N. SHIKOLMANOV, S. SMITH, G. VIEIRA, L. ZHAO, 2015: Permafrost thermal state and active layer thickness. In: State of the Climate in 2014. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 17-18.
- PERMOS, 2004: Permafrost in Switzerland 2000/2001 and 2001/2002. Vonder MÜHLL, D., Noetzli, J., Makowski, K. and Delaloye, R. (Eds), Glaciological Report (Permafrost) No. 2/3 of the Glaciological Commission of the Swiss Academy of Sciences and Department of Geography, University of Zurich, 86 pp.
- PERMOS, 2016. PERMOS Database. Swiss Permafrost Monitoring Network, Fribourg, Switzerland. doi:10.13093/permos-2016-01.
- PERMOS, (Druck in Vorbereitung). Permafrost in Switzerland 2010/2011 to 2013/2014. Noetzli, J., Luethi, R., and Staub, B. (eds.), Glaciological Report Permafrost No. 12-15 of the Cryospheric Commission of the Swiss Academy of Sciences.
- RAJCZAK, J., S. KOTLARSKI, N. SALZMANN, C. SCHÄR, 2015: Robust climate scenarios for sites with sparse observations: A two-step bias correction approach. *International Journal of Climatology*, doi:10.1002/joc.4417.
- RAVANEL, L., P. DELINE, 2011: Climate influence on rockfalls in high-Alpine steep rockwalls: the North side of the Aiguilles de Chamonix (Mont Blanc massif) since the end of the Little Ice Age. *The Holocene* **21**, 357-365.
- RISEBOROUGH D., N. SHIKLOMANOV, B. ETZELMULLER, S. GRUBER, S. MARCHENKO, 2008. Recent advances in permafrost modelling. *Permafrost and Periglacial Processes* **19** (2), 137-156, doi:10.1002/ppp.615.
- ROMANOVSKY, V.E., S.L. SMITH, H.H. CHRISTIANSEN, 2010: Permafrost thermal state in the polar northern hemisphere during the international polar year 2007-2009: A synthesis. *Permafrost and Periglacial Processes* **21**, 181-200.
- ROSSET, E., C. HILBICH, S. SCHNEIDER, C. HAUCK, 2013: Automatic filtering of ERT monitoring data in mountain permafrost. *Near Surface Geophysics* **11** (4), 423-433, doi:10.3997/1873-0604.2013003.
- SALZMANN, N., J. NOETZLI, C. HAUCK, S. GRUBER, M. HOELZLE, W. HAEBERLI, 2007: Ground surface temperature scenarios in complex high-mountain topography based on regional climate model results. *Journal of Geophysical Research* **112**, F02S12, doi:10.1029/2006JF000527.
- SCHERLER, M., C. HAUCK, M. HOELZLE, M. STÄHLI, I. VÖLKSCH, 2010: Meltwater infiltration into the frozen active layer at an alpine permafrost site. *Permafrost and Periglacial Processes* **21**, 325-334, doi:10.1002/pp.694.
- SCHERLER, M., C. HAUCK, M. HOELZLE, N. SALZMANN, 2013: Modeled sensitivity of two alpine permafrost sites to RCM-based climate scenarios. *Journal of Geophysical Research Earth Surface* **118**, 780-794, doi:10.1002/jgrf.20069.
- SCHERLER, M., S. SCHNEIDER, M. HOELZLE, C. HAUCK, 2014: A two-sided approach to estimate heat transfer processes within the active layer of the Murtèl-Corvatsch rock glacier. *Earth Surface Dynamics* **2**, 141-154, doi:10.5194/esurf-2-141-2014.
- SCHNEIDER, S., M. HOELZLE, C. HAUCK, 2012: Influence of surface and subsurface heterogeneity on observed borehole temperatures at a mountain permafrost site in the Upper Engadine, Swiss Alps. *The Cryosphere* **6**, 517-531, doi:10.5194/tc-6-517-2012.
- SCHNEIDER, S., S. DAENGELI, C. HAUCK, M. HOELZLE, 2013: A spatial and temporal analysis of different periglacial materials by using geoelectrical, seismic and borehole temperature data at Murtèl-Corvatsch, Upper Engadin, Swiss Alps. *Geographica Helvetica* **68**, 265-280, doi:10.5194/gh-68-265-2013.
- SCHOENEICH, P., X. BODIN, J.-M. KRYSIECKI, P. DELINE, L. RAVANEL, 2010: Permafrost in France, Report No. 1 of the PermaFrance Network, Grenoble, 68 pp.
- SCHUUR, E.A.G., A.D. MCGUIRE, C. SCHÄDEL, G. GROSSE, J.W. HARDEN, D.J. HAYES, G. HUGELIUS, C.D. KOVEN, P. KUHRY, D.M. LAWRENCE, S.M. NATALI, C. OLEFELDT, V.E. ROMANOVSKY, K. SCHAEFER, M.R. TURETSKY, C.C. TREAT, J.E. VONK, 2015: Climate change and the permafrost carbon feedback. *Nature* **520** (7546), 171-179, doi:10.1038/nature14338.
- SPRINGMAN, S.M., L.U. ARENSON, Y. YAMAMOTO, H. MAURER, A. KOS, T. BUCHLI, G. DERUNGS, 2012: Multidisciplinary investigations on three rock glaciers in the Swiss Alps: legacies and future perspectives. *Geografiska Annaler: Series A, Physical Geography* **94** (2), 215-243, doi:10.1111/j.1468-0459.2012.00464.x.
- STAUB, B., A. MARMY, C. HAUCK, C. HILBICH, R. DELALOYE, 2015: Ground temperature variations in a talus slope influenced by permafrost: a comparison of field observations and model simulations. *Geographica Helvetica* **70**, 45-62, doi:10.5194/gh-70-45-2015.
- STRELETSKIY, D., O. ANISIMOV, A. VASILIEV, 2014: Permafrost degradation. In: W. Haeberli, C. Whiteman (Eds.), Snow and Ice-related Hazards, Risks and Disasters. *Elsevier*, 303-344.
- SUPPER, R., D. OTTOWITZ, B. JOCHUM, A. ROEMER, S. PFEILER, S. GRUBER, M. KEUSCHNIG, A. ITA, 2014: Geoelectrical monitoring of frozen ground and permafrost in alpine areas: field studies and considerations towards an improved measuring technology. *Near Surface Geophysics* **12** (1), 93-115, doi:10.5194/tc-6-517-2012.

- VONDER MÜHLL, D., P. HOLUB 1992): Borehole logging in Alpine permafrost, Upper Engadin, Swiss Alps. *Permafrost and Periglacial Processes* **3** (2): 125–132.
- VONDER MÜHLL D., J. NOETZLI, I. ROER, 2008: PERMOS – a comprehensive monitoring network of mountain permafrost in the Swiss Alps. *Proceedings of 9th International Conference on Permafrost, Fairbanks, US, 1869–1874*.
- WESTERMANN, S., B. ELBERLING, S. HØJLUND PEDERSEN, M. STENDEL, B. U. HANSEN, G. E. LISTON., 2015: Future permafrost conditions along environmental gradients in Zackenberg, Greenland. *The Cryosphere* **9** (2), 719–735.
- WILLEIT, M., A. GANOPOLSKI, 2015: Coupled northern hemisphere permafrost–ice-sheet evolution over the last glacial cycle. *Climate of the Past* **11**, 1165–1180, doi:10.5194/cp-11-1165-2015.
- WILLIAMS, P., M. SMITH, 1989: The frozen earth. *Cambridge University Press*, Cambridge, UK.
- WIRZ, V., M. GEERTSEMA, S. GRUBER, R.S. PURVES, 2014: Temporal variability of diverse mountain permafrost slope movements derived from multi-year daily GPS data, Mattertal, Switzerland. *Landslides*, doi:10.1007/s10346-014-0544-3.

Kontakt

Prof. Dr. WILFRIED HAEBERLI
Glaciology and Geomorphodynamics Group
Physical Geography Division
Department of Geography
University of Zurich
Winterthurerstr. 190
CH-8057 Zürich
wilfried.haerberli@geo.uzh.ch

Prof. Dr. CHRISTIAN HAUCK
Université de Fribourg
Unit of Geography
Chemin du Musée 4
CH - 1700 Fribourg
christian.hauck@unifr.ch

Dr. JEANNETTE NÖTZLI
Glaciology and Geomorphodynamics Group
Physical Geography Division
Department of Geography
University of Zurich
Winterthurerstr. 190
CH-8057 Zürich
jeannette.noetzli@geo.uzh.ch

V. WIRTH

8 Orographische Bannerwolken: Systematische Untersuchungen zu einem faszinierenden Naturphänomen

Orographic Banner Clouds: Investigations into a Fascinating Phenomenon

Zusammenfassung

Bannerwolken sind Wolken im Lee von steilen Bergen. Durch Joachim Kuettner motiviert begann der Autor des vorliegenden Artikels vor etwa 10 Jahren, dieses faszinierende Naturphänomen wissenschaftlich näher zu untersuchen. Dazu wurden sowohl Messungen als auch numerische Simulationen durchgeführt. Der Artikel fasst die wichtigsten Ergebnisse aus diesen Forschungsarbeiten zusammen.

Summary

Banner clouds are clouds in the lee of steep mountains. Motivated by the late Joachim Kuettner, the author started some 10 years ago to investigate this fascinating phenomenon systematically through both observations and numerical simulations. The present article summarizes the key findings from this line of research.

1 Einführung

Bannerwolken sind Wolken, welche am leeseitigen Hang eines steilen Berges fest geheftet zu sein scheinen, gerade so, als würde der obere Teil des Berges rauchen. Man kann sie von Zeit zu Zeit an Bergen wie zum Beispiel dem Matterhorn in den Schweizer Alpen (Abb. 8-1) oder der Zugspitze in den Bayerischen Alpen (Abb. 8-2) beobachten. Wegen ihres fahnenartigen Aussehens werden sie auch als Wolkenfahnen bezeichnet. Das Naturphänomen, welches den meisten Bergfreunden wohl bekannt sein dürfte, ist deshalb so augenfällig, weil es der meteorologischen Intuition widerspricht. Ein Luftpaket wird beim Anströmen des Berges zum Aufsteigen gezwungen, und diese Hebung erzeugt häufig eine Wolke im Luv. Bei einer Bannerwolke hingegen ist es gerade anders herum: Das Luv ist wolkenfrei, und die Wolke erscheint ausschließlich auf der Leeseite. Bannerwolken werden manchmal mit den sogenannten Wolkenkappen (engl. cap clouds) verwechselt, von denen sie sich jedoch deutlich unterscheiden. Bei der Wolkenkappe befindet sich die Wolke eher über dem Berg und erstreckt sich sowohl ins Luv als auch ins Lee.

Schon früh haben Wissenschaftler versucht, das Phänomen der Bannerwolke zu erklären. Diese Er-

klärungsversuche waren von qualitativer Natur und beruhten meist nur auf sporadischen Beobachtungen. Über die Jahre hinweg wurden dabei vier unterschiedliche Hypothesen aufgestellt. Demnach entstehen Bannerwolken entweder

1. durch Druckreduktion eines Luftpakets längs einer quasihorizontalen Trajektorie, die gemäß dem Bernoulli-Theorem mit der Verstärkung des Windes in der unmittelbaren Umgebung des Berges einhergeht (Bernoulli-Hypothese), oder
2. durch Kontakt der Luft mit dem kalten Boden im Lee des Berges (Bodennebel-Hypothese) oder
3. durch Mischung zweier unterschiedlicher Luftmassen im Lee des Berges (Mischungsnebel-Hypothese) oder
4. durch Aufsteigen von Luft in einem Leewirbel und die damit verknüpfte adiabatische Abkühlung (Leewirbel-Hypothese).

Die letztgenannte Hypothese, welche sich später als die im Wesentlichen richtige erweist, wurde bereits Ende des 19. Jahrhunderts von J. HANN (1896) formuliert. Die drei erstgenannten dagegen erscheinen aus heutiger Sicht eher exotisch. Dennoch wurden zwei von ihnen über viele Jahre hinweg immer wieder zitiert, weil sie 1920 in einem einflussreichen Lehrbuch von W. J. HUMPHREYS (1920) erwähnt wurden.



Abb. 8-1: Foto einer Bannerwolke am Matterhorn am 11. September 2014. Der Aufnahmestandort ist Zermatt, der Wind kommt aus westlicher Richtung, das heißt im Bild von rechts. ©I. Prestel.

Eingehender erforscht werden Bannerwolken erst seit wenigen Jahren. Eine Arbeitsgruppe an der Ludwig-Maximilians-Universität München unternahm detaillierte Messungen an der Zugspitze, um erstmals quantitative Beobachtungsdaten zu gewinnen. Das erste und, wie sich herausstellte, sehr effiziente „Messgerät“ war eine einfache Webkamera, die auf dem Gipfel der Zugspitze installiert wurde (Abb. 8-3) und mit deren Hilfe Zeitrafferfilme aufgenommen wurden. Basierend auf diesen Filmen schlugen SCHWEEN et al. (2007) eine umfassende Definition des Phänomens der Bannerwolke vor. Demnach müssen gleichzeitig vier Kriterien erfüllt sein:

1. Die Wolke darf sich nur im Lee des Berges befinden und sie muss direkten Kontakt mit der Oberfläche des Berges haben.
2. Bei der Wolke darf es sich nicht um verblasenen Schnee handeln.
3. Die Wolke muss langlebig sein, das heißt sie muss deutlich länger leben als die Zeit, die ein Luftpaket benötigen würde, um beim gegebenen Umgebungswind die Wolke einmal zu durchqueren.
4. Die Wolke soll nicht (primär) konvektiven Charakter haben.

Der Artikel wurde in einer Online-Zeitschrift veröffentlicht, um den Lesern einen direkten Zugriff auf die Zeitrafferfilme zu gewähren.

Der Autor des vorliegenden Artikels wurde durch Joachim Kuettner (1909–2011) dazu motiviert, sich mit der Dynamik orographischer Bannerwolken wissenschaftlich auseinanderzusetzen. Herr Kuettner leitete das Observatorium auf der Zugspitze von August 1945 bis August 1948 und hatte sich während dieser Zeit neben vielen anderen Themen auch mit den Bannerwolken beschäftigt (WEGE 2000). Bei einem Symposium im Jahr 2000 hielt er einen Vortrag, in dem er seine Aktivitäten während dieser Zeit schilderte. Dies war letztlich der Auslöser für einen Antrag bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft, mit dessen Hilfe Mittel für Messungen an der Zugspitze sowie umfangreiche numerische Simulationen eingeworben werden konnten. Diese frühen Arbeiten waren der Beginn eines sich ständig fortspinnenden Projekts, bei dem inzwischen

Studierende der Johannes Gutenberg-Universität Mainz im Rahmen von Abschlussarbeiten im Fach Meteorologie immer wieder interessante, neue Erkenntnisse zu Tage fördern. Der vorliegende Artikel skizziert die Ergebnisse all dieser Arbeiten. Kapitel 2 konzentriert sich dabei zunächst auf die Beobachtungen, während in Kapitel 3 die numerischen Simulationen vorgestellt werden.

2 Beobachtungen an der Zugspitze

2.1 Zeitrafferfilme

In den Zeitrafferfilmen von der Zugspitze wurden über rund vier Jahre hinweg insgesamt 221 Bannerwolkeneignisse erfasst. Diese Filme geben einen lebendigen Eindruck von der raumzeitlichen Entwicklung der Bannerwolken. Dabei wird augenscheinlich, dass sich die Luft relativ schnell durch die praktisch stationäre Wolke hindurch bewegt. Ein aufsteigendes Luftpaket erreicht beim Einströmen in das Wolkenvolumen Sättigung, sodass Wolkentropfen entstehen; beim Ausströmen aus dem Wolkenvolumen verdunsten die Wolkentropfen innerhalb des Luftpakets wieder, verursacht entweder durch Erwärmung beim Absteigen oder durch Mischung mit trockener Luft.

In Kombination mit den meteorologischen Messwerten vom Zugspitzgipfel erwiesen sich die Zeitrafferfilme als ein ideales Werkzeug, um die statistischen Eigenschaften von Bannerwolken an diesem Berg zu erkunden (WIRTH et al. 2012). Die mittlere Lebensdauer einer Bannerwolke betrug 40 Minuten, wobei die meisten Ereignisse kürzer als 30 Minuten waren, einige jedoch mehrere Stunden andauerten. Es stellte sich heraus, dass Bannerwolken bevorzugt in der zweiten Tageshälfte auftreten, und die Wahrscheinlichkeit für ihr Auftreten in der warmen Jahreshälfte deutlich größer ist als in der kalten Jahreshälfte. Ferner traten Bannerwolken im Blickwinkel der Kame-



Abb. 8-2: Historisches Foto einer Bannerwolke an der Zugspitze, aufgenommen von J. Kuettner in den Jahren 1945-1948. Der Aufnahmestandort ist in der Nähe des Zugspitzgipfels, die Blickrichtung ist westsüdwestwärts in Richtung Zugspitzeck und Schneefernerkopf, der Wind kommt von links.



Abb. 8-3: (a) Blick vom Zugspitzgipfel in Richtung West-Südwest zum Zugspitzgipfel und Schneefarnkopf (das heißt Blickrichtung der Web-Kamera). (b) Web-Kamera (am rechten Rand oberhalb der Bildmitte) an der Wetterstation auf dem Gipfel der Zugspitze.

ra bevorzugt bei südöstlicher Anströmung auf, während sie die nördliche Anströmung eher mieden. Jedoch war das Vorkommen von Bannerwolken unabhängig von der Windgeschwindigkeit. Diese Beobachtung ist deshalb interessant, weil in der bisherigen Literatur wiederholt die (vermutlich nie geprüfte) Behauptung zu lesen ist, dass Bannerwolken bevorzugt bei starkem Wind auftreten.

2.2 Messungen über einen längeren Zeitraum

Im Laufe des Jahres 2005 wurden am Grat südwestlich des Zugspitzgipfels zwei Masten aufgebaut, an denen mit automatisch messenden Instrumenten in drei Höhen Wind, Temperatur und Luftfeuchte aufgenommen wurden. Ein Mast stand auf der Nordseite, der andere auf der Südseite des Grats, um jederzeit sowohl die luv- als auch die leeseitige Luft charakterisieren zu können. Ferner wurden die Seilbahnkabinen auf beiden Seiten der Zugspitze mit Messinstrumenten ausgestattet.

2.3 Messkampagne

Das Messprogramm kulminierte im Herbst 2005 mit einer einwöchigen Messkampagne, in der zusätzlich zu den Dauermessungen unbemannte Modellflugzeuge mit meteorologischen Messinstrumenten sowie Radiosonden gestartet wurden (siehe WIRTH et al. 2012). Während des Kampagnenzeitraums gab es zwei prächtige Bannerwolkenereignisse. Bei einem der beiden Ereignisse konnten die Erinnerungen von Joachim Kuettner bestätigt werden, denen zufolge die Luft in der Bannerwolke nicht nur feuchter, sondern auch wärmer ist als die luvseitige Luftmasse. Ferner offenbarten die in-situ Windaufzeichnungen unterschiedliche Windregimes im Luv und im Lee des Grats mit aufsteigender Luft auf beiden Seiten. Dies wurde als Hinweis auf Grenzschichtablösung und die Existenz eines Leewirbels interpretiert. Die Profile der Radiosonden zeigten abnehmende spezifische Feuchte und ansteigende potentielle Temperatur mit der Höhe, wobei oberhalb des Berggipfels mitunter eine deutliche Inversion gemessen wurde.

2.4 Bannerwolken an Wolkenkratzen

Interessanterweise tritt das Phänomen der Bannerwolken nicht nur an steilen Bergen auf, sondern auch an Wolkenkratzen. So wurde zum Beispiel in einem Artikel von P. CLEVES (2013) das Foto einer Bannerwolke am Bitexo-Financial-Tower in Ho Chi Minh-Stadt (Vietnam) gezeigt. Weil bei diesem Ereignis die Wolke große Ähnlichkeit mit einer Rauchfahne hatte, war damals die Feuerwehr angerückt, um dann allerdings festzustellen,

dass es sich nicht um einen Brand, sondern um ein harmloses meteorologisches Phänomen handelte.

3 Einblicke aus numerischen Simulationen

Die ersten Simulationen zum Thema Bannerwolken wurden vermutlich von B. GEERTS (1992) durchgeführt. Leider ist diese Arbeit nie in einer Zeitschrift erschienen, man findet lediglich eine knappe schriftliche Zusammenfassung eines Konferenzbeitrags. Mit Hilfe eines numerischen Modells hatte Geerts anscheinend gezeigt, dass die Stärke der Bodenreibung die Ablösung der Grenzschicht im Lee eines Berges beeinflusst und dass ohne Bodenreibung eine bannerwolkenartige Situation kaum realisierbar ist. Vermutlich entstand die Arbeit als Reaktion auf den Artikel von SMO-LARKIEWICZ und ROTUNNO (1989), die gezeigt hatten, dass in einer stabil geschichteten Strömung Leewirbel auch ohne Bodenreibung auftreten können. Die Arbeit von Geerts war ein erster Hinweis darauf, dass die Leewirbel von Smolarkiewicz und Rotunno von grundlegend anderer Art sind als diejenigen im Zusammenhang mit Bannerwolken.

3.1 Bedeutung der vertikalen Hebung

Systematische Simulationen wurden von REINERT und WIRTH (2009) veröffentlicht. Die Autoren benutzten ein numerisches Modell für Grobstruktursimulation (engl. „Large Eddy Simulation“, LES), um die turbulente und höchst nichtlineare Strömung von Luft um einen idealisierten, pyramidenförmigen Berg nachzubilden. Die Darstellung des Vertikalwinds w in Abbildung 8-4 (a) zeigt, dass dabei die Luft sowohl im Luv, als auch im Lee des Berges aufsteigt. Der Aufwind ist mit adiabatischer Abkühlung verbunden, was die Wahrscheinlichkeit für Wolkenbildung erhöht. Dafür sollte sich das Luftpaket möglichst lange in einem Aufwindbereich aufhalten, um eine möglichst starke Kühlung zu erfahren. Die wirklich relevante Größe ist daher nicht der Vertikalwind selber, sondern die Größe

$$\Delta z = \int w \, dt,$$

wobei die Integration längs einer Trajektorie durchzuführen ist. Im Folgenden wird Δz als „vertikale Hebung“ bezeichnet. Eine Euler-sche Abschätzung der vertikalen Hebung ist in Abbildung 8-4 (b) zu sehen. Das Muster in dieser Darstellung unterscheidet sich deutlich vom Muster des Vertikalwinds in Abbildung 8-4 (a). Interessanterweise zeigt nun gerade die vertikale Hebung Δz eine deutliche Luv-Lee-Asymmetrie mit einer Fahne von großen Werten im unmittelbaren Lee des Berges. Diese Fahne ähnelt sehr dem Aussehen einer Bannerwolke (vergleiche Abb. 8-1).

3.2 Einfluss der latenten Wärme

REINERT und WIRTH (2009) betrachteten die Strömung sowohl von trockener als auch von feuchter Luft. Bei den feuchten Simulationen war die Bildung von Wolken durch ein detailliertes Wolkenphysikschema parametrisiert. Es stellte sich heraus, dass sich die Wolke ziemlich genau in demjenigen Bereich bildete, der im trockenen Lauf durch hohe Werte der vertikalen Hebung Δz charakterisiert war. Damit war klar, dass die Wolke im Modell durch Hebung von Luftpaketen und der damit verbundenen adiabatischen Kühlung entstand, und dass diese erzwungene Hebung ihr Maximum im Lee des Berges annimmt. Ferner wurde durch Vergleich der feuchten und der trockenen Simulationen gezeigt, dass der Einfluss der latenten Wärme zwar merklich, aber doch nicht wesentlich ist. Aus diesem Grund beschränkte man sich in den folgenden Arbeiten meist auf die Simulation von trockener Luft und verwendete die Größe Δz als Hauptindikator für das Auftreten einer Wolke.

3.3 Mechanismen der Entstehung von Bannerwolken

Einige Zeit später führten VOIGT und WIRTH (2013) ähnliche Grobstruktursimulationen durch, um explizit die verschiedenen Hypothesen zu vergleichen, welche in der Vergangenheit als Erklärung für die Entstehung von Bannerwolken formuliert worden waren. Es stellte sich heraus, dass, von seltenen Ausnahmen abgesehen, die vertikale Hebung in einem Leewirbel der weitaus wichtigste Mechanismus ist. Der sogenannte Bernoulli-Effekt trägt im Prinzip zwar auch zu einer Luv-Lee-Asymmetrie bei, ist aber so schwach, dass er quantitativ vernachlässigt werden

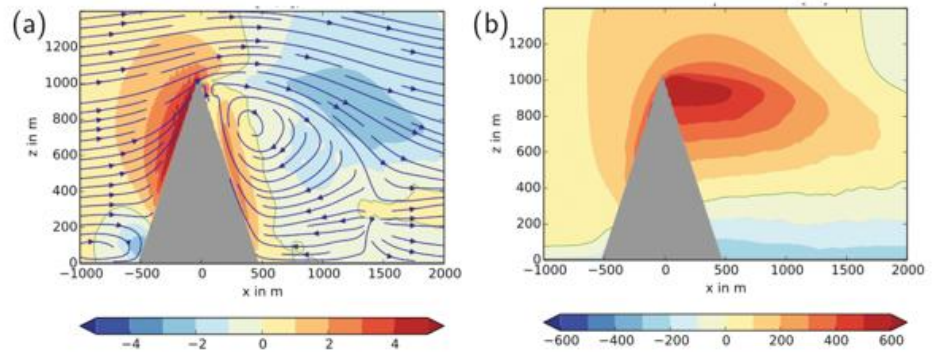


Abb. 8-4: Ergebnisse einer numerischen Simulation der Strömung von trockener Luft um eine Pyramide. Die Hauptströmungsrichtung ist von links nach rechts. Beide Abbildungen zeigen zeitlich gemittelte Größen in einem vertikalen Schnitt durch das Zentrum der Pyramide. (a) Vertikalwind w (Farbe, in m/s) und Stromlinien (blau), die dünne grüne Linie ist die Null-Kontur. (b) Vertikale Hebung Δz (Farbe, in m), die dünne grüne Linie ist die Null-Kontur.

kann. Ebenso wurde gezeigt, dass der Mischungsnebel-Mechanismus keine wichtige Rolle spielen kann, weil er Verhältnisse voraussetzt, die für Bannerwolken vermutlich untypisch sind und auch den Beobachtungen von WIRTH et al. (2012) widersprechen. VOIGT und WIRTH (2013) nutzten ferner die Stromlinien auf verschiedenen Schnitten durch das Modellvolumen, um die Größe und Form des Leewirbels zu erkunden. Wie in Abb. 8-5 verdeutlicht wird, steht dieser Wirbel quasi wie ein Bogen direkt hinter dem Berg. Er ähnelt dem sogenannten Bogenwirbel, der gelegentlich in der Ingenieursliteratur bei der Strömung um Prallkörper erwähnt wird.

3.4 Trajektorien von Luftpaketen

Wegen der entscheidenden Bedeutung der vertikalen Hebung Δz haben SCHAPPERT und WIRTH (2015) eingehend den Weg von Luftpaketen um und über den Berg untersucht. Es zeigte sich, dass diejenigen Luftpakete, welche im Lauf der Entwicklung durch das Volumen der Bannerwolken strömen, teils höchst komplexe Trajektorien durchlaufen (Abb. 8-6). Interessanterweise konnten zwei unter-

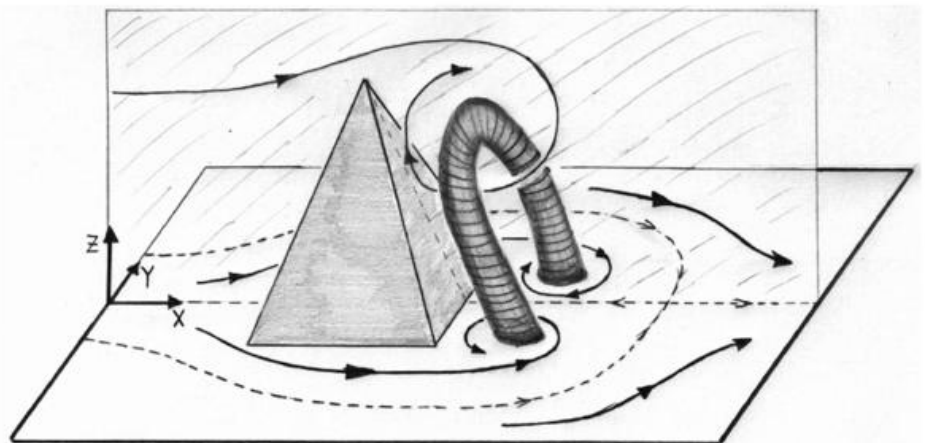


Abb. 8-5: Schemazeichnung zur Illustration der Strömung um und über eine Pyramide in dreidimensionaler Ansicht. Die durchgezogenen Linien mit Pfeilen sind Stromlinien, welche sich im Lee der Pyramide um den dunkel schattierten Bogenwirbel krümmen. Die Abbildung stammt aus der Veröffentlichung von VOIGT und WIRTH (2013), © American Meteorological Society (AMS).

schiedliche Klassen von Trajektorien identifiziert werden: schnelle und langsame. Die Trennung in zwei Klassen kommt dadurch zustande, dass die Strömung im Luv des Berges einen Stagnationspunkt aufweist (siehe Abb. 8-4 (a)), der quasi eine Bifurkation darstellt. Die Luftpakete, welche oberhalb des Stagnationspunkts einströmen, werden im Luv gehoben und strömen mehr oder weniger direkt über den Berggipfel. Die anderen Luftpakete, welche unterhalb des Stagnationspunkts einströmen, werden nach unten abgelenkt, strömen dann seitlich um die Pyramide herum und werden im Bogenwirbel gefangen, wo sie auf einer langen, spiralartigen Bahn allmählich angehoben werden (Abb. 8-6).

3.5 Strömungsregimes

Bisher wurde in den numerischen Simulationen die Modellkonfiguration stets so gewählt, dass gute Voraussetzungen für die Bildung einer Bannerwolke existieren. Damit blieb die Frage unbeantwortet, welche Strömungsverhältnisse eigentlich für die Entstehung einer Bannerwolke besonders günstig sind. Dieser Frage geht derzeit die Arbeitsgruppe des Autors an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz nach.

Grundvoraussetzung für die Entstehung einer Bannerwolke ist das Aufsteigen von Luft im Lee des Berges (siehe Abb. 8-4). Dies ist wiederum mit dem Ablösen der Grenzschicht in Gipfelnähe verbunden, weil die Luft im Luv des Berges ebenfalls aufsteigt. Man muss sich also die Frage stellen, unter welchen Bedingungen man typischerweise ein Ablösen der Grenzschicht am Gipfel des Berges erwarten kann. I. PRESTEL und V. WIRTH (2016) haben zur Beantwortung dieser Frage eine große Anzahl von Simulationen durchgeführt, bei denen systematisch die Steilheit des Berges sowie die statische Stabilität der Atmosphäre variiert werden. Die Wahl dieser beiden Parameter wurde durch vorherige Studien nahegelegt, die zeigten, dass man im Falle von zweidimensionaler Strömung drei Regimes unterscheiden kann:

- (1) keine Strömungsablösung,
- (2) leeseitige Strömungsablösung und
- (3) Strömungsablösung hinter einer Schwerewelle.

Es stellte sich heraus, dass diese drei Regimes auch bei dreidimensionaler Strömung über einem dreidimensionalen Berg existieren (siehe Abb. 8-7). Sensitivitätsstudien zeigten zudem, dass die Strömungsablösung im Regime (2) durch die Bodenreibung verursacht wird, wohingegen die Strömungsablösung im Regime (3) auch ohne Bodenreibung möglich ist und pri-

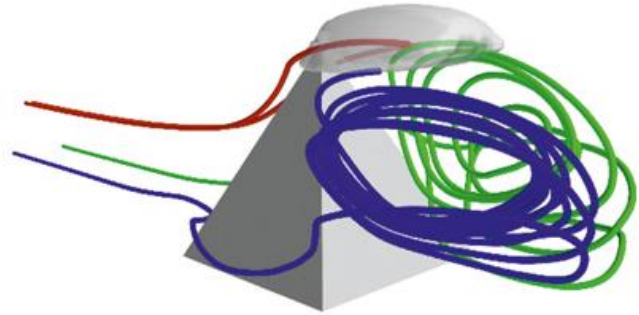


Abb. 8-6: Dreidimensionale Ansicht von drei ausgewählten Trajektorien bei ihrem Weg um und über die Pyramide bis in die Wolke hinein. Die Trajektorien wurden mit Hilfe des zeitlich gemittelten Windfeldes aus einer numerischen Simulation berechnet. Die Einstömrung ist von links-hinten. Die roten Trajektorien repräsentieren die schnelle Klasse von Luftpaketen, die blauen und grünen Trajektorien dagegen repräsentieren die langsame Klasse von Luftpaketen. Die Wolke ist durch die semi-transparente Schattierung im Lee des Gipfels angedeutet.

mär mit der Baroklinität der Strömung zusammenhängt. Regime (3) entspricht damit ungefähr den Verhältnissen, wie sie von SMOLARKIEWICZ und ROTUNNO (1989) untersucht wurden.

Die Ablösung der Grenzschicht ist für die Bildung einer Bannerwolke zwar eine notwendige, aber keine hinreichende Voraussetzung. Daher untersuchten PRESTEL und WIRTH (2016) auch das Verhalten der vertikalen Hebung Δz im Parameterraum. Es stellte sich heraus, dass die für Bannerwolken erforderliche Luv-Lee-Asymmetrie nur bei steilen Bergen und schwacher Schichtung auftritt, was dem Regime der reibungsinduzierten leeseitigen Strömungsablösung (Regime 1) entspricht. Bei der Strömungsab-

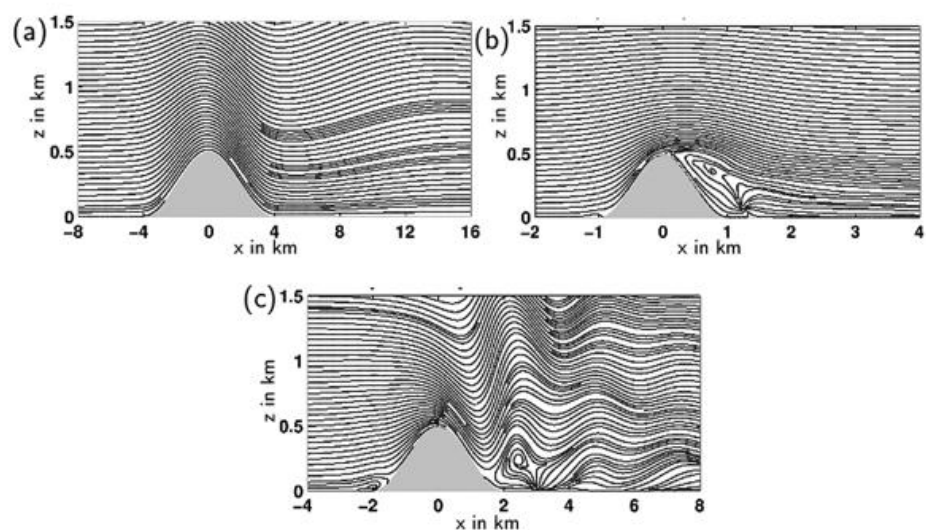


Abb. 8-7: Drei unterschiedliche Strömungsregimes bei der Strömung von Luft über einen dreidimensionalen kosinusförmigen Berg. Die Teilabbildungen zeigen Stromlinien des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes aus einer numerischen Simulation in einem Vertikalschnitt durch das Zentrum des Berges. Die Hauptströmungsrichtung ist von links nach rechts. Die drei Teilabbildungen unterscheiden sich in der Steilheit des Berges und in der statischen Stabilität der Atmosphäre. (a) Regime ohne Grenzschichtablösung (flacher Berg, geringe Schichtung), (b) Regime mit leeseitiger Grenzschichtablösung (steiler Berg, schwache Schichtung), (c) Regime mit Grenzschichtablösung hinter einer Schwerewelle (mittelsteiler Berg, starke Schichtung).

lösung hinter einer Schwere-
welle (Regime 3) hingegen
ist die Schichtung zu stark,
um große Vertikalhebungen
zuzulassen, was die Wahr-
scheinlichkeit für das Auftre-
ten einer Bannerwolke deut-
lich reduziert.

Obwohl in den Simulationen
von Prestel und Wirth die
zwei- und dreidimensionalen
Simulationen hinsichtlich des
Regimeverhaltens und der
Strömungsablösung relativ
ähnlich ausfielen, gab es signi-
fikante Unterschiede hinsicht-
lich der Luv-Lee-Asymmetrie
in der vertikalen Hebung.
Lediglich die Strömung um
einen wirklich dreidimensio-
nalen Berg lieferte eine Fahne von großen Werten von Δz
im Lee des Berges, so wie es für eine Bannerwolke erforder-
lich ist. Mit anderen Worten, bei rein zweidimensionaler
Strömung über einen unendlich ausgedehnten Kamm kann
man nicht mit der Bildung einer Bannerwolke rechnen. Im
Nachhinein erscheint dieses Ergebnis plausibel, weil in die-
sem Fall die Luft nicht um den Berg herumströmen kann,
sondern schon im Luv die volle Hebung erforderlich ist,
damit die Luftpakete überhaupt über den Berg gelangen;
im Leewirbel werden sie dann zunächst abgesenkt und da-
nach wieder gehoben, aber als Nettoeffekt kann daraus keine
stärkere Hebung im Lee resul-
tieren als im Luv.

3.6 Simulationen mit rea- listischer Orographie

Derzeit werden in Mainz
erstmalig auch Bannerwolken-
Simulationen mit realistischer
Orographie durchgeführt. Im
Falle des Matterhorns scheint
es recht einfach zu sein, eine
Modellkonfiguration zu fin-
den, die eine Bannerwolke
liefert. Die Orographie des
Wettersteingebirges mit der
Zugspitze hingegen ist deut-
lich komplexer, und die Zug-
spitze ragt nicht so markant
aus der Umgebung hervor wie
das Matterhorn (siehe Abb.
8-8). Entsprechend schwie-
riger gestalten sich hier die
Simulationen. Erste Ergeb-
nisse zeigen jedoch, dass die
Asymmetrie der Orographie

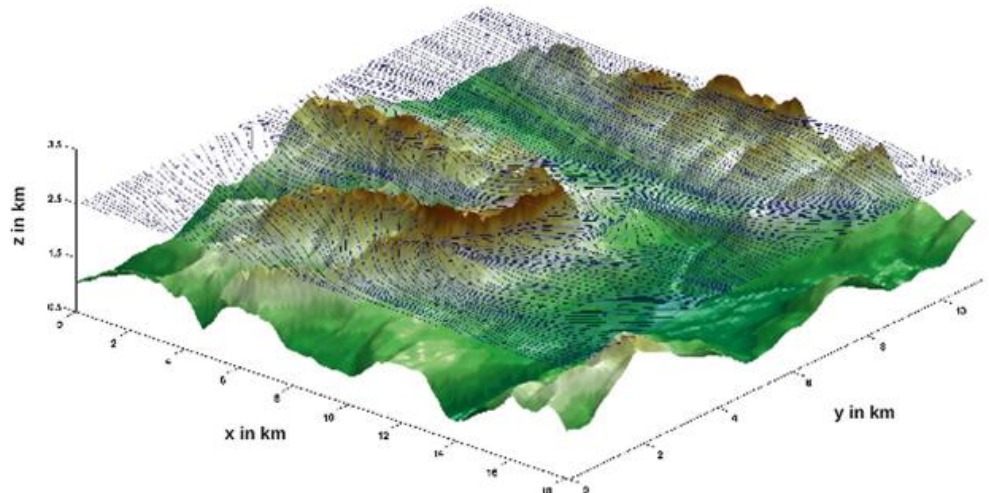


Abb. 8-8: Simulation der Luftströmung im Bereich der Zugspitze. Das Bild zeigt die Orographie der Zugspitze mit Blickrichtung von Norden, die Anströmungsrichtung ist aus Südosten, das heißt im Bild von links-hinten. Die blauen Linien repräsentieren Stromlinien der zeitlich gemittelten Strömung in 2500 m Höhe.

mit dem steilen Abfall hin zum Eibsee und dem deutlich
flacheren Verlauf hinab zum Zugspitzplatt einen Einfluss
auf die Entstehung von Bannerwolken an diesem Berg hat.
Offenbar begünstigt der steile Abfall zum Eibsee die Bil-
dung hoher Werte von Δz und damit die Entstehung einer
Bannerwolke auf der Nordseite des Berges. Diese Schluss-
folgerung ergab sich aus zusätzlichen Simulationen mit ide-
alisierter asymmetrischer Orographie (Abb. 8-9), bei denen
ein steiler Leechang die leeseitige Vertikalhebung Δz be-
günstigte, während ein flacher Leechang die leeseitige Ver-

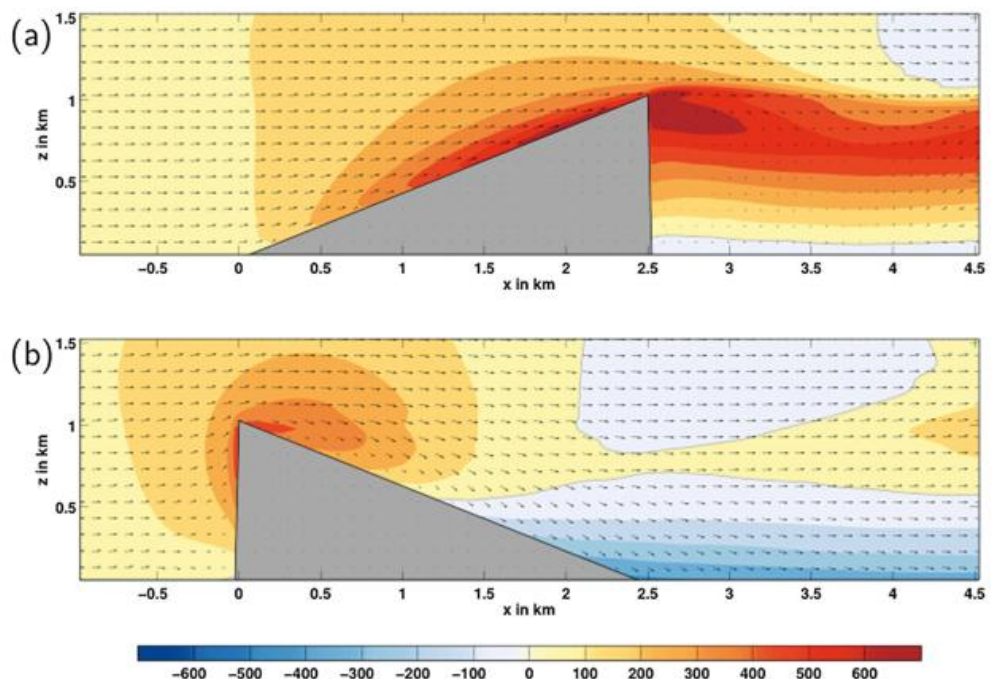


Abb. 8-9: Ergebnisse aus numerischen Simulationen mit idealisierter asymmetrischer Orographie. Beide Teilabbildungen zeigen die zeitlich gemittelte vertikale Hebung Δz (Farbe, in m) in einem Vertikalschnitt durch das Zentrum der Orographie, die Pfeile repräsentieren den zeitlich gemittelten Wind. Die Hauptströmungsrichtung ist von links nach rechts. (a) Orographie mit Steilabfall im Lee, (b) Orographie mit Steilabfall im Luv.

tikalhebung Δz eher unterdrückte. Ferner ist das Ergebnis konsistent mit den Beobachtungen von WIRTH et al. (2012), nach denen Bannerwolken an der Zugspitze bevorzugt bei südwestlicher Anströmung vorkommen, während sie bei nördlicher Anströmung vergleichsweise selten auftreten.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammengefasst kann man sagen, dass die Forschungsarbeiten der vergangenen zehn Jahre interessante und zum Teil überraschende Erkenntnisse gebracht haben. Zum einen wurden erstmals systematisch quantitative Beobachtungen zu diesem Phänomen an der Zugspitze durchgeführt. Die resultierenden Tages- und Jahresgänge und die Abhängigkeiten von Windgeschwindigkeit und Windrichtung deuten auf die zugrundeliegenden Prozesse hin, auch wenn man Ergebnisse von einem einzigen Berg nicht vorschnell verallgemeinern darf. Die numerischen Simulationen haben klar gezeigt, dass die Bannerwolken primär durch Hebung von Luftpaketen im Leewirbel hinter dem Berg zustande kommen. Dabei ist es entscheidend, dass diese Luftpakete zunächst um den Berg herum strömen und damit eine Wolkenbildung im Luv vermieden wird.

Natürlich sind noch nicht alle Fragen geklärt. Vorläufige, bisher unveröffentlichte Simulationen deuten darauf hin, dass die Strömung im Lee des Berges recht empfindlich von der Windscherung am Einströmrand abhängt sowie von der Form des Berges. Geht man zum Beispiel von einer spitzen Pyramide zu einem länger gestreckten Grat über, so nimmt die Wolke mehr und mehr das Aussehen einer Wolkenkappe an. Außerdem wurden die meisten bisherigen Simulationen nur mit trockener Luft durchgeführt, weshalb die Rolle der Feuchte für die Entstehung und Form von Bannerwolken noch weitgehend unerforscht ist. Die Mainzer Arbeitsgruppe plant, in den kommenden Jahren auch diese Fragen zu untersuchen.

Indes, alle wissenschaftliche Erkenntnis wird auch in Zukunft die Faszination beim Betrachten dieses eher seltenen Naturphänomens unberührt lassen.

Danksagungen

Der Autor dankt J. Kuettner für die Inspiration zu diesem Forschungsprojekt, sowie allen Studierenden und Mitarbeitern seiner Arbeitsgruppe, die sich in den vergangenen Jahren mit viel Engagement und Begeisterung diesem Thema gewidmet haben. Der Leiter der Wetterwarte Garmisch-Partenkirchen/Zugspitze, M. Kristen, und der Leiter der Bayerischen Zugspitzbahn waren eine große Hilfe bei der Einrichtung und Durchführung der Messungen. Finanzielle Unterstützung kam wiederholt von der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie vom Schwerpunkt für rechnergestützte Naturwissenschaften an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz. Die Simulationen wurden am Deutschen Klimarechenzentrum in Hamburg und am Zen-

trum für Datenverarbeitung an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz durchgeführt. Die Abbildungen und Fotos in diesem Artikel stammen von J. Kuettner, J. Schween, I. Prestel, und R. Erbes.

Literatur

- CLEVES, P., 2013: Banner cloud off the top of the Bitexco financial tower in Ho Chi Minh City (Vietnam). *Weather* **68**, 7, E1.
- GEERTS, B., 1992: The origin of banner clouds: A potential vorticity perspective. In J. R. Bean (Ed.), Preprint Volume, Sixth Conference on Mountain Meteorology, Portland, Oregon, *American Meteorological Society*, 97–98.
- HANN, J., 1896: Allgemeine Erdkunde. I. Abteilung: Die Erde als Ganzes, ihre Atmosphäre und Hydrosphäre. *F. Tempsky, Druck von Gebrüder Stiepel*, Wien-Prag.
- HUMPHREYS, W. J., 1920: Physics of the air. 1st ed. *McGraw-Hill*.
- PRESTEL, I., WIRTH, V., 2016: What Flow Conditions are Conducive to Banner Cloud Formation? *J. Atmos. Sci.* **73**, 2385–2402.
- REINERT, D., WIRTH, V., 2009: A new LES model for simulating air flow and warm clouds above highly complex terrain. Part II: The moist model. *Boundary Layer Meteorology* **133**, 113–136.
- SCHAPPERT, S., WIRTH, V., 2015: Origin and flow history of air parcels in orographic banner clouds. *J. Atmos. Sci.* **72**, 3389–3403.
- SCHWEEN, J. H., KUETTNER, J., REINERT, D., REUDER, J., WIRTH, V., 2007: Definition of “banner clouds” based on time lapse movies. *Atmos. Chem. Phys.* **7**, 2047–2055.
- SMOLARKIEWICZ, P., ROTUNNO, R., 1989: Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part I: Baroclinically generated lee vortices. *J. Atmos. Sci.* **46**, 1154–1164.
- VOIGT, M., WIRTH, V., 2013: Mechanisms of Banner Cloud Formation. *J. Atmos. Sci.* **70**, 3631–3640.
- WEGE, K., 2000: Die Geschichte der Wetterstation Zugspitze. Offenbach am Main: *Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes*.
- WIRTH, V., KRISTEN, M., LESCHNER, M., REUDER, J., SCHWEEN, J. H., 2012: Banner clouds observed at Mount Zugspitze. *Atmos. Chem. Phys.* **12**, 3611–3625.

Kontakt

Prof. Dr. VOLKMAR WIRTH
Institut für Physik der Atmosphäre
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Becherweg 21
55128 Mainz
vwirth@uni-mainz.de

Examina im Jahr 2014

Bachelor-, Diplom- und Masterarbeiten, Dissertationen und Habilitationsschriften in der Meteorologie und verwandten Fächern aus dem deutschsprachigen Raum

Universität Basel

Masterarbeiten

- BIEDER, Serafin: Neuinstrumentierung der Meteostation Basel-Klingelbergstrasse und klimatologische Aufarbeitung der bestehenden Messdaten.
- SPIRIG, Robert: Device induced deviations in sonic measurements.
- WICKI, Andreas: Analysis and modelling of meso- and microscale urban climate in Bucharest Romania.

Universität Bayreuth

Bachelorarbeiten

- LANG, Florian: CCN-Aktivierung westaustralischer Salzseeproben in einer Aerosolkammer – Einfluss von organischen Vorläufergasen, Ozongehalt und Licht.
- SCHARSICH, Valeska: Simulation von Partikelneubildung über australischen Salzseen mit MAFOR.
- SCHNEIDER, Michael: Messung der atmosphärischen Ammoniak-Konzentration an einem Fichtenstandort im Nordosten Bayerns.
- WITTKER, Samantha: Variability of aerosol number and volume over a mofette field in the natural reserve of Soos, Czech Republic.

Masterarbeiten

- BERBERICH, Christopher: Untersuchung von sekundären Aerosolpartikeln aus organischen Vorläufergasen mit dem Aerosolmassenspektrometer CACHUP: Laborversuche zur Vorbereitung auf den Feldeinsatz.
- GENSLEIN, Anne: Experimentelle Bestimmung von Monoterpenen in einem Fichtenbestand mittels GC-FID: Emission und Abbau durch Oxidation.
- GÜNTNER, Lisa: Simulation australischer Salzseen im Labor: Einfluss von Versuchsaufbau und chemischer Zusammensetzung.
- WISSMÜLLER, Katharina: Globale Verteilung von Schwefeldioxid in der Troposphäre und unteren Stratosphäre.

Dissertationen

- BIERMANN, Tobias: Eddy-covariance measurements as a tool for ecological and hydrological studies on the Tibetan Plateau.
- GONSER, Stefan G.: Ion dynamics and aerosol mass spectrometry during atmospheric new particle formation.
- HÜBNER, Jörg: Investigation of horizontal meteorological structures in comparison to turbulent structures at a forest edge.
- MORAVEK, Alexander: Biosphere-atmosphere exchange of Peroxyacetyl Nitrate: Development of a flux measurement system and its application on a grassland ecosystem.
- PLAKE, Daniel: Reactive trace gases within and above a grassland canopy: challenges for flux and transport process determination.
- RIEDERER, Michael: Carbon fluxes of an extensive meadow and attempts for flux partitioning.
- TSOKANKUNKU, Anywhere: Fluxes of the NO-O₃-NO₂ triad above a spruce forest canopy in south-eastern Germany.
- ZHAO, Peng: Ecosystem-atmosphere exchange of carbon dioxide and water vapour in typical East-Asian croplands.

Habilitationen

- LÜERS, Johannes: Identification of micro-meteorological parameters controlling the energy- and matter exchange of polar, high-arctic ecosystems.

Freie Universität Berlin

Bachelorarbeiten

- BREDEMEYER, Claudia: Trendanalyse von bodennahen Ozon in Europa von 1990 bis 2009.
- BUCHIEN, Sebastian: Einfluss der Temperatur auf die Aktivität von Zecken (*Ixodes ricinus*).
- DRATHSCHMIDT, Franziska: Wolkendetektion in Gegenwart von Staub über marinen Gebieten mit MERIS und AATSR.
- EL KASSAR, Jan Riad: Windrichtungsabhängigkeit von Sturmschäden.
- FÖRSTER, Eric: Veränderung der Böen mit der Höhe in der Prandtlschicht.
- GARZ, Stefanie: Erste Untersuchungen der

Nachtaufnahme von Städten des neuen Satelliten Suomi NPP.

- GÄBEL, Paul: Beurteilung einer Abschätzung des geostrophischen Windes aus Druckdreiecken.
- GRAF, Christina: Wolkenklassifizierung mittels der naiven Bayes-Methode über Grönland.
- HIRT, Mirjam: Die Punktwirbeltheorie und die Stabilität großskaliger, atmosphärischer Wirbelkonfigurationen.
- KRÖGER, Philipp: Analyse der regionalen Unterschiede von Temperaturanomalien in Deutschland und der Zusammenhang zu atmosphärischen Indizes.
- KRÖNER, Igor: Qualität der dekadischen Vorhersage von Frosttagen im MPI-ESM-LR.
- KÜSTER, Ulrich: PM₁₀-Konzentration in Berlin in Abhängigkeit von Großwetterlagen.
- MANOK, Adrian: Dendroklimatologische Untersuchung von Jahrringbreiten und Sauerstoffisotopen an Eichenhölzern aus der Elbtalaue.
- METTIG, Nora: Qualitätskontrolle der Berliner Stadtmessnetzdaten am Beispiel der 2m-Lufttemperatur.
- MÜLLER, Tony: Untersuchung des Zusammenhangs von Ereignissen erhöhter Stratosphären- und Stratosphärenenergie.
- PLORIN, Max: Einfluss verschiedener Feuchtigkeit auf die Aktivität von Zecken (*Ixodes ricinus*).
- PROFT, Stefan: Natürliches Ozon.
- PÜLTZ, Joscha: Blockierende Wetterlagen und ihre Beschreibung mit der Punktwirbeldynamik in der Ebene und auf der Kugel.
- ROTH, Katharina: Spätholozene Klimaentwicklung in Zentralasien – eine Modellstudie mit ECHAM5.
- SCHOSTER, Daniela: Kleinskalige Variation von Windböen.
- STÄDT, Steffen: Evaluation langer Klimareihen mit integriertem Wasserdampf.
- WENDLANDT, Laura: Untersuchung der räumlichen Variabilität von Niederschlagsanomalien in Deutschland der letzten 120 Jahre.
- WITTCHEN, Falco: Analyse der Tagesgänge von Wasserdampf mithilfe von GPS-Messungen.

WUNDERLICH, Fabian: Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf die Variabilität der borealen Stratosphäre im Frühjahr.

ZSCHENDERLEIN, Philipp: Horizontale Variationen von Windböen bei Sturmergebnissen.

Diplomarbeiten

SCHUBERT, Thomas: Auswertung von optischen Polarisationsmessungen während Flugmesskampagnen zur Identifikation der Wolkenphase.

Masterarbeiten

BABIAN, Stella: Niederschlag über Südafrika im Modell MPI-ESM-MR.

BÖTTCHER, Christopher: Ausarbeitung einer Methode zur Bestimmung von UV-Strahlungsexpositionen und die Auswirkungen auf Seefahrer.

KECK, Therese: Klassifikation von Schnee und Eis anhand von fernerkundeter Emissivität.

KLÖTZKE, Thomas: Verifikation eines objektiven Verfahrens zur Identifikation von tropischen Zyklonen.

RITSCHER, Christoph: Entwicklung eines stochastischen Niederschlagsmodells und Untersuchung der Intensitäts-Andauer Beziehung.

ROMANOWSKY, Erik: Geometrische Momente zur Analyse stratosphärischer Variabilität.

SCHMIDT, Francie: Temperaturtrends in der mittleren Atmosphäre.

WALTHER, Sophia: Assessment of terrestrial vegetation dynamics through space-borne measurements of greenness and chlorophyll fluorescence.

Dissertationen

BANZHAF, Sabine: Modelling the fate of secondary inorganic aerosol and its precursors over Europe.

DOSTAL, Jan: Modelling of the magnetic field induced by ocean circulation.

KÖRPER, Janina: Selected key aspects of climate change in stabilization scenarios.

OSINSKI, Robert: Untersuchungen zu atlantisch-europäischen Winterstürmen anhand des operationellen Ensemblevorhersagesystems des EZMW.

Universität Bonn

Bachelorarbeiten

BRUNE, Sebastian: Der Kaltlufttropfen in der Periode von 09.10.13 – 18.10.13.

KAHNERT, Armin: Rückwirkung von präfrontalen Squall Lines auf die Frontstruktur.

LASSAHN, Daniel: Konvektive Schneereignisse in HYMACS.

LOSCH, Florian: Qualitätssicherung von Niederschlagsdaten durch Histogrammanalysen.

ROSENBAUM, Laura: Schallausbreitung in der Atmosphäre.

WERNER, Mike: Eifelföhn – Leeeffekte im Einflussbereich der Eifel.

Masterarbeiten

FLICK, Bentje: Development of an ice scheme PAFOG ICE for the simulation of ice fog using the one-dimensional radiation fog model PAFOG.

KURZROCK, Frederik: A dynamical downscaling region using study in the Sino-Mongolian Altai region using COSMO-CLM.

ZIEGERT, Michael: Vergleich polarimetrischer Radardaten mit kommerziellen Mikrowellenlinks im Gebiet des Hohen Peißenbergs.

Dissertationen

RAHMANI, Elham: The effect of climate variability on wheat in Iran.

SAAVEDRA GARFIAS, Pablo A.: Retrieval of cloud and rainwater from ground-based passive microwave observations with the multi-frequency dual-polarized radiometer ADMIRARI.

SIMON, Thorsten: Statistical and dynamical downscaling of numerical climate simulations.

Universität Bremen

Bachelorarbeiten

BÜSSING, Jan: Modelluntersuchungen von elektrischen Entladungen in der mittleren Atmosphäre.

FREKING, Stephanie: Vergleich von CO₂-Satellitenmessungen mit globalen Modellen.

GERKEN, Malte: Zeitreihenanalyse der Trends der Eiskonzentration in Arktis und Antarktis von 1979 bis 2013.

GIRNTH, Martina: Quantification of CO₂ emissions from the Wümmen river, Germany, with a floating chamber.

WIEFERICH, Annika Elisabeth: Quantifizierung des CO₂-Flusses durch Photodegradation bei verschiedenen Wellenlängen.

Masterarbeiten

LU, Junshen: Atmospheric Correction of Brightness Temperatures for Sea Ice

Concentration Retrieval using 89 GHz Algorithms.

Dissertationen

CHERKASHEVA, Alexandra: Arctic Marine primary production in respect to changes in sea ice cover.

LI, Zhen: Time Series of topographic maps of the German tidal flats, wadden sea, from analyzing SAR images with waterline method.

Technische Universität Dresden

Bachelorarbeiten

BERNSTEIN, Christian: CO₂-Senkenkapazität von städtischem Grün.

BITTIG, Sarah: Energiebilanz und Energiebilanzschließungslücke eines Grasstandortes.

EHRHARDT, Eva: Zusammenhang zwischen Geländemorphologie und lokaler Kaltluft im Untersuchungsgebiet Tharandter Wald.

JÄGER, Peter: Vergleich von Imputationsmethoden für meteorologische Zeitreihen auf Stundenbasis in Sachsen.

JONAS, Matthias: Stadtklima - Einfluss der Bebauung auf die thermische Belastung. Dresden.

KOSZINSKI, Arvid: Wetterlagenabhängigkeit des nächtlichen Temperaturminimums in Dresden.

MITTAG, Sabrina: Wetterlagenabhängigkeit der nächtlichen Temperaturverteilung in Dresden.

PURSCHE, Carolin: Stadteinfluss auf die Luftfeuchte in Dresden.

SAUER, Christoph: Zusammenhang von Oberflächen- und Lufttemperatur auf städtischen Nutzflächen in Dresden.

SCHLICK, Robert: Bestimmung der Unsicherheit atmosphärischer Flüsse am Beispiel der Eddy-Kovarianz-Messungen der Station Spreewald.

SCHMIDT, Johann: Potentielle Verdunstung an der Tharandter Klimastation- Vergleich von Messungen einer Verdunstungswanne mit alternativen Berechnungsansätzen.

Masterarbeiten

BERNARD, Juma: Development of a Transfer Approach between Climate Model Output and Meteorological Station Data for Extreme Precipitation.

EGERMANN, Tom: Eine urbane Wärmeinsel im Kontext des Klimawandels.

SOARES BINDER, Juliana: Temporal disaggregation of precipitation for Distrito Federal, Brazil.

- MOLINA, Oscar: Applied Climate and Climate Change Data for Southern America - "mapping study".
- PAIVA DE SOUZA, Matheus: Applied Climate and Climate Change Data for Africa - a "mapping of study".
- THIEL, Susan: Validierung des Stadtklimamodells ENVI met mit räumlich stationär und mobil gemessenen Daten in der Dresdner Neustadt.

Diplomarbeiten

- RODRIGUEZ, Pascal: Vergleichende Untersuchung verschiedener Niederschlagsmessverfahren am Beispiel des Tharandter Messfeldes – Untersuchung systematischer und zufälliger Unterschiede.

Dissertationen

- AL JANABI, Firas Hameed: Impact of Climate Change on the Storm Water System in Al Hillah City / IRAQ.

Universität Frankfurt

Bachelorarbeiten

- AMMON, Dennis: Charakterisierung der Feuchte am Kondensationskernzähler VIPER.
- ANHAUS, Philipp: Untersuchungen zur Verteilung ozonzerstörender Substanzen in der Troposphäre.
- BRILKE, Sophia: Characterization of two Diethylene Glycol Condensation Particle Counters & Particle Measurements during CLOUD8.
- DIKMANN, Christopher: Erweiterung eines numerischen Modells des rotierenden Annulus um die Wärmeübertragung zwischen Flüssigkeit und Umgebung.
- FERNER, Carolin: Der Einfluss von Niederschlagsereignissen auf die Konzentration von Ice Nuclei am Taunus-Observatorium.
- HAUCK, Marius: Tieftemperaturmessungen bis -15 °C mit den Kondensationskernzählern VIPER und TSI 3776.
- KEIL, Paul: Quantifizierung des Regenschattens im Tarimbecken.
- LAUTENSCHLAGER, Florian: Implementierung eines verbesserten Zeitintegrationsverfahrens in den Algorithmus eines quasiostrorhischen 3-Schichten-Modells.
- MAIER, Yannic: Geoengineering mit Sulfataerosolen.
- MEIER, Thomas: Automatisierte Auswertung von Entstehungsgebieten konvektiver Niederschläge anhand von Satellitenbildern.
- REITZ, Thomas: Data Assimilation Experiments of Soil Moisture with an Ensemble

- Transform Kalman Filter.
- ULLRICH, Markus: Verifikation des PRE-METEO Vorhersageindex (der Gesellschaft für Kosmogeometrische Wetterforschung).
- WILHELM, Jannik: Empirische Orthogonalfunktionen in einem barotropen Flachwassermmodell auf der Kugel.
- WAGENHÄUSER, Felix: Synoptische Reanalyse ausgewählter Gewitterlagen über Thüringen.

Masterarbeiten

- HELGERT, Sebastian: Variabilität von Wolkeneigenschaften im Bereich des tropischen Ozeans.
- PIEROTH, Martin: Non-Gaussian Forecast Skill in Ensemble Prediction Systems.
- RICHTER, Lucas: Räumliche und zeitliche Variabilität der Solarstrahlung in Deutschland und Europa.
- RÜCKEL, Stefan: Tagesgang tropischer Niederschläge.
- VOLLBRECHT, Anna: Berechnung von Vorhersageunsicherheiten mittels Taylor-Modellen am Beispiel der Lorenz-Gleichungen.
- WEBER, Daniel: Eiskernkondensation von Aerosolen: Laborexperimente und Messung von Schiffsemissionen.

Dissertationen

- DHIMAL, Megnath: Effects of climatic and non-climatic factors on the spatiotemporal distributions of vector-borne diseases in Nepal.
- MURASCHKO, Jewgenija: Die Anwendung der WKB-Theorie zur Simulation der schwach nichtlinearen Dynamik von Schwerewellen.
- SALA, Stephan: Entwicklung und Einsatz eines flugzeuggetragenen GC/MS - Systems zum Nachweis 21 halogenierter Kohlenwasserstoffe in der Atmosphäre.
- WIMMER, Daniela: Ultrafine condensation particle counters and their application for studying atmospheric nucleation.

Universität Freiburg

Bachelorarbeiten

- DECK, Ramona: Simulationen zum thermischen Komfort bei variablen Flächennutzungsarten zweier potenzieller Bauflächen in Stuttgart-Mitte.
- KALLINICH, Dawid: Bedeutung von Stickoxiden.
- NENNEMANN, Moritz: Untersuchung zur langfristigen Entwicklung von Eintritts-

daten phänologischer Phasen an der Rosskastanie in Deutschland.

- PICKL, Moritz: Untersuchung zum CO₂- und Wasserdampfaustausch in einem überdachten Innenhof.
- ROHDE, Anika: Simulation zum thermischen Komfort für Menschen auf einer NBS-Fläche in Stuttgart unter hitzeangepasster Anordnung von Straßenbäumen.
- SPECHT, Nora: Simulation zum thermischen Komfort für verschiedene Nutzungen einer potentiellen Baufläche in Stuttgart unter Hitzebedingungen.
- STACHNIUK, Elwira Barbara: Planungsrelevante Analyse von Hitzestress in mitteleuropäischen Städten vor dem Hintergrund des Klimawandels.

Dissertationen

- STAIGER, Henning: Die Strahlungskomponente im thermischen Wirkungskomplex für operationelle Anwendungen in der Human-Biometeorologie.

Universität Graz

Diplomarbeiten

- GRUBER, David: Climate-quality processing of radio occultation data: refractivity and atmospheric profiles retrieval and numerical error estimation.

Masterarbeiten

- BRUNNER, Lukas: Stratospheric Ozone and Temperature Evolution over the Past Decades.
- BYTYCI, Elbasan: Jüngere Klimageschichte im Alpenraum von 1500 bis Heute.
- HOTI, Avni: Wetter- und Klimaextreme im Alpenraum von 1500 bis heute.
- KLINGLER, Raimund: Observing sudden stratospheric warming events with radio occultation data with focus on the event 2009.
- KUBIN, Elisabeth: Vertical migration of tychopeleag diatoms in the Gulf of Trieste.
- RITTER, Robert: A Novel Front Detection Algorithm Tested In Complex Terrain.
- SCHEIDL, Daniel: Improved quality control for the WegenerNet and demonstration for selected weather events and climate.
- SPERNBAUER, Barbara: Untersuchungen zu Geruchsemissionen und -immissionen aus der Tierhaltung.
- SZEBERENYI, Katalin: Analysis of WegenerNet precipitation data and quality evaluation for case studies and climatologies.

Dissertationen

PROSCHEK, Veronika: Greenhouse gas profiling by infrared-laser and microwave occultation: Atmospheric influences and retrieval algorithm in clear and cloudy air.

Habilitationen

STEINER, Andrea K.: Atmospheric Climate Monitoring and Change Detection using GPS Radio Occultation Records.

Universität Hamburg

Bachelorarbeiten

ALBERN, Nicole: Wolken über dem Nordatlantik: Vergleich von flugzeuggetragenen Messungen eines Lidars, Wolkenradars und Mikrowellenradiometers während NARVAL-Nord.

BECKER, Luis: Welche Bedeutung hat die globale Vegetationsverteilung für das Klima? Eine Untersuchung von MPI-ESM Klimasimulationen mit und ohne dynamischer Anpassung der Vegetationsverteilung.

ERDMANN, Felix: Properties of satellite observed North Atlantic cloud regimes evaluated by cloud radar measurements aboard the HALO research aircraft.

FISCHER-TREUENFELD, Jennifer von: Untersuchung extremer Windrichtungsscherungen in bodennahen Schichten am Wettermast Hamburg.

KIRSCH, Bastian: Radargestützte Analyse der Variabilität des Sommerniederschlags in Hamburg.

KLUFTH, Lukas: Opazität und Wasserdampfsäule.

MARSCHALL, Julia: Analyse tropischer Schiffs-Niederschlagsdaten.

MRZIGLOD, John: Einfluss des Eiswassergehalts der Atmosphäre auf die Helligkeitstemperatur im Mikrowellenbereich.

NÜRENBERG, Hannah: Zusammenhang zwischen Blitzdichte und Niederschlagsmenge aus Radar-Messungen.

RAFFEL, Bonnie: Decadal-scale warm events in the Arctic in MPI-ESM pre-industrial control simulations.

RUDY, Sebastian: Untersuchung von unerwarteten Peaks in den Zeitreihen des Monin-Obukhov-Stabilitätsparameters am „Wettermast Hamburg“

SCHLIFFKE, Benyamin: Analyse zeitaufgelöster Strömungsmessungen im bodennahen Windfeld am Standort Geomatikum.

SCHULZ, Hauke: Illuminating the lower end of the cloud optical depth distribution.

STUBBENHAGEN, Anna-Lena: Geostatistische Vervollständigung von Zeitreihen eines stadtklimatologischen Messnetzes.

TEMPLIN, Martin: Ableitung von Windvektoren aus hoch aufgelösten Niederschlagsradarbildern.

WACHSMANN, Fabian: Qualitätskontrolle einer zweijährigen Zeitreihe von meteorologischen Messungen an Bord der FS Polarstern.

WIESE, Anne Jasmin: Analyse von Windmessungen in der Bucht von Valencia.

Diplomarbeiten

GIMMERTHAL, Sönke: Einfluss klimatisch veränderter Blühterminale auf den Genfluss von Gehölzen – Untersuchungen mit Hilfe eines mesoskaligen atmosphärischen Modells.

Masterarbeiten

BRAUTMEIER, Lena: Untersuchung des quellnahen Ausbreitungsverhaltens nicht-neutraler Luftschadstoffe - eine Machbarkeitsstudie.

FISCHER, Mirka: Idealierte Modelluntersuchungen zum Einfluss von Stadtgröße auf die Niederschlagsbildung über der Stadt.

FISCHEREIT, Jana: Impact of tides and ocean characteristics on the sea breeze in the German Bight area: model development and case study.

FROB, Anna Katharina: Analyse des Niederschlags der 12-monatigen FS „Polarstern“ Disdrometerzeitreihe von Juni 2010 bis Mai 2011.

GALFI, Vera Melinda: Extreme value analysis in a two-layer quasi-geostrophic atmospheric model.

GILLMEIER, Stefanie: Boundary layer wind tunnel modeling of large-scale wind flow over complex terrain - a feasibility study.

HANSEN, Akio: Evaluation of the COSMO-DE Ensemble Prediction System using the HOPE measurements of HD(CP)2.

HAUFSCHILD, Tobias: Effect of increased horizontal and vertical resolution on atmospheric blocking with focus on the impact of small-scale phenomena in ECHAM-6.

HE, Xiaochuan: Experimental assessment of ventilation in idealized urban structures

HEITMANN, Benjamin: Vergleich von Windmessungen an mitteleuropäischen Grenzschichtmasten.

HENCKES, Philipp: Impact of land use change on the water and energy budget in South America.

HENNEBERG, Olga: Wechselwirkung zwischen Bodenfeuchtefeldern und konvek-

tivem Niederschlag auf der Mikroskala – eine Modellstudie über Norddeutschland.

JANSSEN, Thilo: Windkomfort und bodennahe Luftbewegung im Bereich des geplanten Campus Bundesstraße am Standort Geomatikum.

KNIETZSCH, Marc-André: The impact of oceanic heat transport on the atmospheric circulation: Mean flow and eddy activity.

LAUER, Jonas: Midlatitude Variability: Hayashi Spectral Analysis and Cyclone Tracking.

LÜBCKE, Max: Transiente Ausbreitungsphänomene in einer semi-idealisierten Stadtstruktur.

MATT, Felix: Movement of a sea-water front through snow: Model and experiment.

MERKER, Claire: Eine neue Methode zur absoluten Kalibrierung von Radargeräten.

PLEHN, Luise: Analyse der Veränderung des Ventilationspotenzials von Stadtstrukturen bei städtebaulicher Umgestaltung am Beispiel Hamburg-Wilhelmsburg.

RICHTER, Friedrich: The Atmospheric Response to Sea Ice Changes Investigated with the Planet Simulator.

SCHRÖDER, Alexander: The Impact of Oceanic Heat Transport on the General Circulation: a Thermodynamic Perspective.

WEDER, Christian: Niederschlagsextrema am Wettermast Hamburg und Zusammenhang zu Großwetterlagen.

WÖRNER, Gerrit P.: Changes in the radiative balance due to biogeophysical effects of boreal and tropical deforestation in pre-industrial and future climate.

WUSTMANS, Michael: Quantitative Untersuchung des Einflusses bodennaher Windturbulenz auf die Impulsbilanz im Nachlauf von Windkraftanlagen.

ZINK, Katharina: Einfluss der Konvektionsparametrisierung auf die Dynamik der Wechselwirkung Atmosphäre-Vegetation in Nordafrika.

Dissertationen

GEPPERT, Gernot: Analysis and application of the ensemble Kalman filter for the estimation of bounded quantities.

KIPSCH, Frieso: Systematische Windkanaluntersuchungen zur Charakterisierung des Einflusses der urbanen Bebauungsstruktur hinsichtlich der Stadtdurchlüftung.

KONOW, Heike: Tall Wind Profiles in Heterogeneous Terrain

PORT, Ulrike: Vegetation-Atmosphere Interactions in the Early Eocene Climate.

SCHÖNEMANN, Daria B.: Dynamical System Approach to the Potential Intensity of Tropical Cyclones.

 Universität Hannover

Bachelorarbeiten

- BOLLMANN, Annika: Die Atmosphäre über dem antarktischen Weddell-Meer-Stabilität und interne Grenzschichtstruktur im Winter.
- DROSE, Manuel: Bestimmung der turbulenten Strukturparameter von Temperatur und Feuchte in der konvektiven Grenzschicht mittels LES.
- GIERSCH, Sebastian: Aufstellung eines Modellgleichungssystems auf Basis der anelastischen Approximation und Bestimmung der Auswirkungen auf die PALM-Modellnumerik.
- GLOMB, Merle Katerina: Entwicklung eines Modells zur Simulation der Temperatur von PB-Modulen im Kurzzeitbereich.
- HARDERS, Denise: Meteorologische Gefahren für Nutzpflanzen bei einem Klimawandel.
- JOHNSON, Jill: Ausbreitung von Bioaerosolen in der Atmosphäre und gesundheitliche Aspekte.
- KRAUSE, Jens: Weiterentwicklung von Nino-Batch-Produkten für die synoptische Ausbildung, sowie Weiterentwicklung einer (elektronischen) meteorologischen Informationswand.
- KRAUß, Christian: Wann wird der Himmel im Ozonloch grün?
- KUTSCHER, Dimitrij: Approximation der Bestrahlungsstärke durch endliche Anzahl von Strahldichtepunkten.
- LANGE, Kezia: Simulation des Ausweichens von Flugzeugen vor Wetter und Verkehr.
- WARD, Simon L.: Entwicklung und Test eines einfachen Bodenmodells zum Einsatz im LES-Modell PALM.

Diplomarbeiten

- SCHULZ, Jenny: UV-Bestrahlungsstärke auf geneigten Ebenen.

Masterarbeiten

- BRAST, Hendrik: Improving Erythemally Weighted CCD Spectroradiometer.
- FIEHN, Alina: Implementierung eines Ausweichalgorithmus für Schlechtwettersituationen in das Flugverkehrssimulationsmodell NAVSIM.
- GRAU, Kathrin: Untersuchung der Höhenabhängigkeit der UV Exposition des Menschen.
- HOFFMANN, Fabian: Aktivierung von Aerosolen in flacher Kumulus-Bewölkung.
- NIEDZWIEDZ, Angelika: Optimierung eines multidirektionalen Spektralradiometers.

TILS, von Ina: Untersuchung zum Windpotential in strukturiertem Gelände.

Dissertationen

- RIECHELMANN, Stephan: Simultaneous measurement of spectral sky radiance: Development, characterization and validation of a non-scanning multidirectional spectroradiometer (MUDIS).
- RIECHELMANN, Theres: Untersuchung zum Einfluss turbulenter Kollisionskernel auf die Entwicklung von konvektiven Wolken mit einem neu entwickelten Lagrange-schen Wolkenmodell.
- SÜHRING, Matthias: Grobstruktursimulationen zur Untersuchung des Einflusses von Landoberflächenheterogenitäten auf die Struktur der konvektiven Grenzschicht sowie Analyse der Repräsentativität von Turbulenzmessungen.
- WITHA, Björn: Untersuchung des turbulenten Wärmeflusses über Eisrinnen mit hochaufgelösten Large-Eddy Simulationen.

 Universität Hohenheim

Bachelorarbeiten

- WERNER, Aline: Visualisierung, Auswertung und Analyse der Deutschen Wetterdienst Ceilometerdaten während des Vulkanausbruches Eyjafjallajökull im Jahr 2010.
- WITTUM, Benjamin: Prozessorientierte Verifikation einer WRF Simulation sehr feiner Auflösung im Attert Einzugsgebiet in Luxemburg.

Masterarbeiten

- ADAM, Stephan: Assimilation von Lidar Temperaturdaten in das WRF-Modell.
- BENZING, Jörg: Heterogenität der atmosphärischen Grenzschicht: Analyse der Daten des scannenden Wasserdampf-Dials der Universität Hohenheim im Rahmen der HOPE-Kampagne.
- BISIC, Verena Enisa: Die Rolle der Waldbnutzung im landwirtschaftlichen Umfeld.
- FRITZ, Amelie: Changed weather pattern and the impact on feed security for livestock.
- GROHMANN, Anja: Comparative gene expression analysis under abiotic stresses in *Saccharina latissima* from Spitzbergen and Helgoland.

Dissertationen

- BRANCH, Oliver: The Impact of Irrigated Biomass Plantations on Mesoscale Climate in Coastal Arid Regions.

BANNWARTH, Matthias: Probabilistic assessment of the environmental fate of agrochemicals under varying land use in a watershed in Northern Thailand.

 Universität Innsbruck

Bachelorarbeiten

- BÄR, Julius: Synoptische Strömungsbedingungen bei Pfänderwinden.
- BRÄKEMEIER, Maik: Turbulente Flüsse auf dem arktischen Gletscher Kongsvegen (Svalbard).
- DRIESSEN, Pia: Einfluss der Flugzeugbewegung auf ein flugzeuggetragenes Dopplerradar.
- DUSCH, Matthias: Meteorologie auf arktischen Gletschern - Analyse von Windmessungen auf Kongsvegen, Kronebreen, Austre Brøggerbreen und Midtre Lovénbreen.
- GORGULLA, Bernd: Die Feuchte in Innsbruck.
- GRILL, Philipp: Automatisierte Temperaturvorhersage und deren Verifikation für Brest, Frankreich.
- GUTLEBEN, Manuel: Analyse und Parametrisierung typischer Niederschlagsregime in den Cevennen - Analyse und Auswertung von Distrometer- und Micro Rain RADAR-Daten im Rahmen des „Hydrological Cycle in Mediterranean Experiment“.
- HOHENWARTER, Hannes: Klimasensibilität von biogenen VOCs im Alpenraum.
- KIEBLICH, Philipp: Automatisierte Niederschlagsvorhersage und deren Verifikation für A Coruña, Spanien.
- LEHNER, Lukas: Der Einfluss von Seen auf die Niederschlagsbildung: Literaturübersicht und Anwendung auf den Bodensee.
- POSCH, Tobias: Langwellige Strahlung - Ein Vergleich unterschiedlicher Parametrisierungen für Innsbruck.
- SCHEIBLAUER, Stefan: Höhenmodelle Satelliten-getragener Radarsensoren.
- SCHÖNACH, David: Automatisierte Ensemble-Temperaturvorhersage und deren Verifikation für Innsbruck, Österreich.
- THALER, Marco: Qualitätskontrolle und klimatologische Auswertung von Wetterdaten – aufgezeichnet auf dem Piburger See.
- WEILER, Fabian: Qualität von Windfeldern im alpinen Raum.
- ZIER, Christoph: „Detection & Attribution“ für die Massenbilanzen des Hintereisferners.

Masterarbeiten

- ALTNAU, Sebastian: Climatic signals from 76 shallow firn cores in Dronning Maud Land, East Antarctica.
- BRANDES, Konstantin: Einfluss von Föhn, Anströmung und Temperaturschichtung auf die Ozonkonzentration in Innsbruck.
- FIEGL, Gerhard: Probabilistic Categorical Wind Gust Forecast in Complex Terrain: Case Study on Hahnenkamm, AUSTRIA.
- GRUBER, Stefanie: Modelling snow water equivalent based on daily snow depths.
- KNERINGER, Philipp: Statistische Kurzfristwindvorhersagen für den Achensee, Tirol.
- LEITNER, Margot: Zeitliche und Räumliche Analyse von Blitzentladungen: Auswertung der Daten der CHUVA-Blitzmesskampagne.
- MERAN, Ingrid: Darstellung des atmosphärischen Aerosols am Sonnblick Observatorium.
- PLAVCAN, David: Automatic and Probabilistic Föhn Diagnosis with a Statistical Mixture Model.
- STAUDACHER, Jutta: Vorhersage von Schneeverfrachtungsklassen an ausgewählten Tiroler Standorten.
- WILD, Christian: Sensitivity Studies of an Ice Flow Model.
- WISS, Felix: Statistical analysis of soil moisture in a CMIP5 multi-model ensemble.

Dissertationen

- HELFRICHT, Kay: Analysis of the spatial and temporal variation of seasonal snow accumulation in Alpine catchments using airborne laser scanning - Basic research for the adaptation of spatially distributed hydrological models to mountain regions.
- WAGNER, Johannes: The influence of valley geometry on daytime thermally driven flows and vertical exchange processes over mountainous terrain in idealised numerical simulations.
- ZINK, Katrin: Prerequisites for numerical pollen forecasts: distribution maps and a parameterization of pollen emission.

Habilitationen

- MARZEION, Benjamin: Glaciers under climate variability and change: regional and global modeling of impacts on sea level rise and water availability.

Universität Karlsruhe

Masterarbeiten

- BERTLEFF, Marco: Camera based sun tracking system for mobile platforms.

- BRUGGER, P: Implementierung eines Verfahrens zur Ableitung von Kenngrößen der atmosphärischen Turbulenz aus Doppler-Lidar-Messungen der Strukturfunktion.
- JÄGER, Sarah: Untersuchung der Böengeschwindigkeit aus Beobachtungen und GFS-Reanalysen während Starkwindereignissen.
- KÖBELE, Daniel: Analyse von Konvergenzbereichen bei Hagelereignissen stromab von Mittelgebirgen anhand von COSMO-Modellsimulationen.
- MARANAN, Marlon: Objektorientierte Verifikation von Vorhersagen tropischer Konvektion während der YOTC-Periode.
- NERDING, Kai-Uwe: Feuchtetransportpfade innerhalb von Mittelmeerzyklonen während HyMeX.
- QUANDT, Lisa-Ann: Der Einfluss von extratropischer Umwandlung auf polwärts gerichtetes Rossbywellenbrechen.

Diplomarbeiten

- CZAJKA, Beata: The life cycle of mesoscale convective systems in relation to the atmospheric moisture distribution in the western Mediterranean - an analysis of the HyMeX IOP12.
- SCHMITT, Thea: Homogeneous Freezing of Water Droplets and its Dependence on Droplet Size.
- WALTER, Carolin: Einfluss von Aerosolpartikeln aus Vegetationsbränden auf die Wolkenbildung auf der regionalen Skala.

Dissertationen

- ADLER, Bianca: Boundary-Layer Processes Producing Mesoscale Water-Vapour Variability over a Mountainous Island
- FRIEDERICH, Felix M.: Untersuchung des Einflusses von präzipitierenden energetischen Teilchen auf die mittlere Atmosphäre anhand von Satellitendaten.
- GEIGER, Felix B.: Development and application of a mass spectrometer on board the research aircraft HALO.
- HUMMEL, Matthias B.: Einfluss von biologischen Aerosolpartikeln auf Wolken – Simulationen auf regionaler Skala.
- STAWIARSKI, Christina E.: Optimizing dual-doppler lidar measurements of surface layer coherent structures with large-eddy simulations.
- TOPRAK, Emre: Real time detection of Primary Biological Aerosol Particles (PBAP) in the context of Atmospheric Ice Formation (Institut für Geographie und Geoökologie (IfGG)).

Universität Kiel

Bachelorarbeiten

- BELTER, Jakob: A link between Arctic sea ice and surface air temperature variability over the northern continents: empirical and model analysis:
- HAUSCHILDT, Jaard-Okke: Impact of mesoscale variability on surface fCO₂ measurements in the tropical northeast Atlantic.
- HEMMEN, Joost: Einfluss der Auflösung eines Atmosphärenzirkulationsmodells auf die Simulation von zeitlicher Variabilität im Niederschlag.
- HUSTER, Hendrik: Variabilität des tropischen Pazifiks im Kieler Klimamodell und im Vergleich mit Messungen
- MEVES, Simon: Analyse von Low-Leveljets anhand von Messungen in Norddeutschland.
- SCHÖNBEIN, Daniel: Analysis of the Quasi-Biennial Oscillation with radiosonde data.
- SCHÖNFELDER, Mike: Dürre-relevante Charakteristika in Zirkulationsmodellen der Atmosphäre bei verschiedenen Auflösungen.
- SCHREYER, Felix: On regional differences in the seasonality of northern hemisphere temperature.
- STADTHERR, Lisa: Factors contributing to the May 2014 flooding in the Balkans.
- TESCH, Marcel: Harmonische Analyse von Milankovic-Zyklen – Sedimentationsratenbestimmung von Lake Van.
- WEITER, Axel: Langfristige Beobachtungen langperiodischer Schwankungen im Oberflächenklima seit 1900.

Masterarbeiten

- DIPPE, Tina: Interannual Variability of Wind Power Input to Near-Inertial Currents in the North Atlantic.
- HAASE, Sabine: Importance of the Stratosphere for North Atlantic Climate: A Model Study.
- KEMENA, Tronje: Impact of the carbon cycle on the development of a Snowball Earth.
- MILINSKI, Sebastian: Tropical Atlantic biases in the MPI-Earth system model at different resolutions.
- REINTGES, Annika: The Response of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to heat flux forcing in the Kiel Climate Model.
- SCHEEF, Helga: Blocking: Sensitivity to Index Definition and Model Bias.

Dissertationen

- HAND, Ralf: The role of Ocean-Atmosphere

Interaction over the Gulf Stream SST-front in North Atlantic Sector Climate.

Universität Köln

Diplomarbeiten

- ACAR, Ersin: Synoptische Druckgradienten und stationsbezogene Spitzenböenstatistik während extremer Winterstürme in Deutschland.
- AVCI, Gülizar: Oberflächennahes Mehrspulenverfahren in der Anwendung auf geotechnische, geologische und archäologische Fragestellungen.
- DIMITROVA, Bozhana: Computersimulation der Strömungsverteilung in Windparks und Optimierung der Windenergieleistung.
- DORN, Andrea: Magnetikmessung zur Detektion von Spuren des Altbergbaus.
- KLEIN, Judith: Ableitungen atmosphärischer Parameter für die Mikrowellenradiometer des HAMP.
- KÜNEMUND, Katja: Analyse von Wettermustern der Gegenwart und des letzten glazialen Maximums mit Empirischen Orthogonalen Funktionen.
- NICKEL, Irina: Eigenpotential- und Radiomagnetotellurik-Messungen zur Untersuchung der Kraterfüllung des Rodderberg-Vulkans bei Bonn.
- STADTBAUER, Sarah: Transiente Elektromagnetik (TEM) Messungen zur Erkundung glazialer Stauchstrukturen im Raum Warringholz, Schleswig-Holstein.
- TOPOROV, Maria: Wasserdampftomographie mit passiven Mikrowellenradiometern während HOPE.
- WEBER, Matthias: Forstschäden im Zusammenhang mit Stürmen in Deutschland auf Basis eines Europäischen Sturmkatalogs.
- WIECHERT, Sven: Geoelektrische Erkundung eines Löss-Körpers am Schwalbenberg, Remagen.

Masterarbeiten

- BLAB, Renata Evelyn: Charakterisierung eines Frostpunkthygrometers.
- HÖPP, Simona Andrea: Sekundäre Zyklonegenese über dem östlichen Nordatlantik: Fallstudie über Sturm Kyrill im Januar 2007.
- KRONHARDT, Liubov: Synoptische Diagnostik von extremen Niederschlagsereignissen im Tien Shan Gebirge in Zentral Asien.
- MÖMKEN, Julia: Dekadische Vorhersagbarkeit von Windenergiepotentialen für Deutschland.

PICKARTZ, Nathalie Marie: Über die Auswertung und Modellierung von Magnetik- und Bodenradardaten des archäologischen Fundorts Elusa (Israel).

SEIDEL, Marc: Der Effekt der induzierten Polarisation in der Transientenelektromagnetik.

WILLIAMS, Ehimen Ebhohimen: Preliminary comparison of geological climate proxies with GCM palaeoclimate simulation for selected locations in North Africa.

YUEN, Dominique: Estimation of German Photovoltaic Generation based on Numerical Weather Prediction.

Dissertationen

- FALLMANN, Joachim: Numerical simulations to assess the effect of urban heat island mitigation strategies on regional air quality.
- HAAS, Rabea: Estimation of regional-scale wind and gust speeds for Europe by statistical-dynamical downscaling.
- KARREMAN, Melanie Katharina: Return periods and clustering of potential losses associated with European windstorms in a changing climate.
- KLOSE, Martina Ruth: Convective Turbulent Dust Emission: Process, parameterization and relevance in the Earth system.
- LUDWIG, Patrick: European Winter Storms: Dynamical Aspects and Wind Gust Estimation based on results of Regional Climate Model simulations.
- PAPEN, Michael von: Turbulence in Saturn's Magnetosphere and Forward Modeling of Reduced Spectra from Three-Dimensional Wave Vector Space.
- TSUI, Chi Yan: A Multiscale Analysis Method and its Application to a Mesoscale Rainfall System.
- YOGESHWAR, Pritam: A resistivity-depth model of the central Azraq basin area, Jordan: 2D forward and inverse modeling of time domain electromagnetic data.

Universität Leipzig

Bachelorarbeiten

- BERGER, André: Temperaturprofile aus Mikrowellenradiometer-Beobachtungen am FS Polarstern.
- BOHLMANN, Stephanie: Heterogene Eisbildung über Südostasien.
- CARLSEN, Tim: Simulation von heutigem und glazialen mineralischen Staubtransport im Klimamodell ECHAM5-HAM2.
- FAUST, Matthias: Untersuchung der parti-

kulären Bildung von Carbonsäuren durch die Oxidation von Isopren.

KANNGIEßER, Franz: Untersuchung der Strahlungsüberhöhung durch Wolken anhand von Globalstrahlungsmessungen am LIH.

KRAUSE, Julia: Hemisphärische Unterschiede in Aerosolen, Wolken und Strahlung.

KRETZSCHMAR, Jan: Arktische Erwärmung und ihr Einfluss auf die mittleren Breiten.

KRUG, Amelie: Simulation der achtstündigen Gezeiten.

KÜCHLER, Tobias: Charakterisierung der synoptischen Situation während der Messkampagne RACEPAC.

KUNZ, Clara: Heterogene Eisbildung im Amazonasgebiet.

LÖFFLER, Mareike: Types of ENSO in Conjunction with Cloud Feedbacks in Climate Model Simulations.

OSTERLOH, Victoria: Reasons of Seasonality of the Meteorological Parameters on the Bolivian High Plateau „Altiplano“.

RADENZ, Martin: Variability of the atmospheric boundary layer assessed by high resolution ground based remote sensing.

SAMTLEBEN, Nadja: Temperaturvariationen der oberen Mesosphäre/unteren Thermosphäre.

STAPF, Johannes: Wie inhomogen sind subtropische Passatwindwolken-Felder?

STREHL, Pit: Ist ein Einfluss der Urbanisierung auf Wolken und Strahlung in Satellitendaten erkennbar?

ULRICH, Max: Characterization of Mediterranean dust outbreak events.

Masterarbeiten

- BIER, Andreas: Studies on the modelling of the behaviour of liquid particles/droplets below the melting point of water at the Leipzig Aerosol Cloud Interaction Simulator (LACIS) with FLUENT/FPM.
- BROCK, Verena: Untersuchung der Wolkenkondensationsaktivierung atmosphärischer Aerosolpartikel bestimmt durch CCNC in-situ Messungen an der Actris Station in Melpitz (Sachsen).
- HAGE, Benjamin: Einfluss der Luftmassenherkunft und der Jahreszeit auf die Anzahlkonzentration atmosphärischer Aerosolpartikel im urbanen Hintergrund zentral- und osteuropäischer Städte.
- HERENZ, Paul: Investigations corresponding the influence of temporal change of the thermodynamic state on the surface area structure of ice particles.

- HOFFMANN, Erik: Modellierung der troposphärischen Multiphasenchemie mit MCM-CAPRAM unter marinen und kontinentalen Hintergrundbedingungen.
- KANTER, Sandra: Untersuchung zum Immersionsgefrierverhalten von Illit und Feldspatpartikeln am Leipziger Aerosol Cloud Interaction Simulator (LACIS).
- KLEINELANGHORST, Christin: Klimasensitivität in der Region des Indischen Ozeans: Zeitskalen, Feedbacks und die Rolle der Ozeanzirkulation.
- KÜHNE, Philipp: Investigation of the feasibility of constraints on fast cloud-climate feedbacks from a regional cloud-resolving simulation.
- KUNDISCH, Marcus: Influence of air mass origin and seasons on aerosol particle size distribution and soot concentration at Chacaltaya (5,421 m ASL), Bolivia 2012.
- LANGE, Stefan: Simulation solarer Variabilität der mittleren Atmosphäre.
- PIETSCH, Alexandra: Flüssigwasserwolken in der Passatwindzone.
- RAU, Andrea: Zeitaufgelöste Messungen kurzketziger Dicarbonsäuren (DACs) in atmosphärischen Partikeln.
- REHN, Johanna: Gewitteraktivität im Freistaat Thüringen und deren Zusammenhang mit der vertikalen Atmosphärenschichtung abgeleitet aus Radiosondenaufstiegen.
- ROSCH, Jan: Assessment of Climate Model cloud Parameterizations using Cloud Resolving- and Large Eddy Simulations.
- RÜFFELT, Jörg: Statistische Analyse Wolkentemperatur und wolkenthermodynamischen Phase in Mischphasenwolken aus Satellitendaten.
- SCHMIDT, Martin: Einfluss von meteorologischen Parametern und Anströmungen auf die PM-Massenkonzentration und Zusammensetzung in Melpitz - eine Langzeitstudie (1992-2012).
- STIEGER, Bastian: Aerosol- und Wolkenchemie: Kinetische und mechanistische Untersuchungen der Reaktionen von NO₃- und SO₄-Radikalen mit sauerstoffhaltigen organischen Verbindungen in wässriger Lösung.
- WALTHER, Jonas: Schattenbandradiometer GUVIS-3511- Strahlungsmessung und Bestimmung optischer Eigenschaften von Aerosol zu Wasser und Land.

Diplomarbeiten

- IGLOFFSTEIN, Julia: Ableitung der optischen Dicke bei Cirrusbewölkung aus unabhängigen Strahldichte- und Lidar-Messungen.

Dissertationen

- BAUER, Stefan: Airborne spectral radiation measurements to derive solar radiative forcing of Saharan dust mixed with biomass burning smoke particles.
- BIAVATI, Gionata: On the Retrieval of Mixing Height from Ceilometers.
- DITAS, Florian: Microphysical properties of aerosol particles in the trade wind regime and their influence on the number concentration of activated particles in trade wind cumulus clouds.
- DITAS, Jeannine: On the small-scale dynamics of cloud edges.
- ENGLER, Christa: Meteorologische Einflüsse auf die Konzentrationen feiner und grober atmosphärischer Aerosolpartikel in Deutschland.
- HANSCHMANN, Timo: Unsicherheiten in der Erfassung des kurzweiligen Wolkenstrahlungseffektes.
- KÖNIG, Marcel: Large-Eddy Simulation Modelling for Urban Scale.
- NIEDERMEIER, Nicole: Experimental determination of the mass deposition flux of mineral dust at the Cape Verde Islands.
- PFEIFER, Sascha: Verknüpfung aerodynamischer und optischer Eigenschaften nichtkugelförmiger atmosphärischer Grobstaubpartikel.
- WERNER, Frank: Twomey Effect of Trade Wind Cumuli.

Universität Mainz

Bachelorarbeiten

- BARTHELMEHS, Anne: Vergleich von Parametrisierungen für Größenverteilungen in Eis- und Wasserwolken.
- DONNER, Sebastian: Aufbau und Charakterisierung eines MAX-DOAS Instruments.
- DUSZYNSKI, Natalie: Anwendung einer Evaluierungsrichtlinie für numerische Strömungsberechnungen auf ein komplexes Szenario.
- EPPERS, Oliver: Experimentelle Untersuchung des Immersionsgefrierens von Illit-Partikeln am Mainzer Windkanal.
- FLEGER, Gil: Langlebige Rossby-Wellenzüge als Vorboten starker Winterzyklone - eine Untersuchung der geographischen Abhängigkeit.
- GÜLER, Cagın: Detection of clouds by infrared measurements.
- JEWORREK, Julia: Bearbeitung und Auswertung von Formaldehyd-Daten zur Erstellung eines quantitativen Datensatzes aus Satellitenmessungen.

- KAISER, Katharina: Untersuchungen zur „Clear Air Turbulence“ in der Troposphäre.

- LAUER, Melanie: Untersuchung der Abschwächung tropischer Wirbelstürme in der vertikalen Scherung anhand des absoluten Drehimpulses.

- LÜTTMER, Tim: Modellrechnungen zum Aerosol Scavenging durch gefrorene Hydrometeore.

- POLSTER, Christopher: Sommerliche Hitzewellen der Nordhemisphäre: Ein Überblick und Fallstudien.

- STEIGER, Nadine: Bannerwolken: Charakterisierung des zeitlichen Verlaufs mithilfe von Animationen.

- URBICH, Isabel: Untersuchung des Einflusses von Kollisionen auf verschiedene Tropfengrößenverteilungen.

Diplomarbeiten

- BRAND, Arvid: Experimentelle Untersuchungen des Retentionskoeffizienten organischer Säuren in Wassertropfen.

- GLIENKE, Susanne: Climate-Vegetation Interactions in GeoMIP.

- GUTE, Ellen: Optimierung des Laser-Absorptionsspektrometers TRISTAR für flugzeuggetragene HCHO Messungen.

- KRAUSE, Jens: CO₂ und H₂O Messungen im Rahmen der DENCHAR Kampagne 2011.

- MAHNKE, Christoph: Windkanaluntersuchungen des Collection Kernels von Graupel.

- SCHÄFER, Marcel: Entwicklung eines Windrampendetektors zur Unterstützung der Netzintegration von Windenergie.

- WEITZEL, Maximilian: Wellenaktivität in einer idealisierten atmosphärischen Strömung - von kleinen zu unendlichen Amplituden.

Masterarbeiten

- SCHAPPERT, Sebastian: Ursprung und Strömungsverlauf von Luftpaketen aus orographischen Bannerwolken beim Überströmen eines idealisierten Berges.

Dissertationen

- HOFMANN, Christiane: Austauschprozesse an Tropopausenfalten extratropischer Zyklogen

- KERN, Bastian: Chemical interaction between ocean and atmosphere

- MOLLEKER, Sergej: Charakterisierung von optischen Partikelspektrometern und in-situ Messungen zur Mikrophysik der polaren Stratosphärenwolken.

 Universität München

Dissertationen

- BOCK, Lisa: Modellierung von Kondensstreifenzirren: Mikrophysikalische und optische Eigenschaften.
- EICHINGER, Roland: Investigation of stratospheric water vapour by means of the simulation of water isotopologues, Untersuchung stratosphärischen Wasserdampfs anhand der Simulation von Wasserisotopologen.
- FREREBAU, Pascal: Ein schnelles Strahlungsmodell zur Simulation von solaren Satellitenbildern, A fast radiative transfer model for the simulation of visible satellite imagery.
- HASLEHNER, Mylène: Nonlinear filtering with particle filters: data assimilation on convective scale.
- SCHEUFELE, Katrin: Resolution dependence of cumulus statistics in radiative-convective equilibrium.
- SCHNELL, Franziska Ingrid Josefine: Aerosol distribution above Munich using remote sensing techniques.
- STEPHAN, Anton: Wake vortices of landing aircraft. Dissertation.
- TSATI, Eleni-Eugenia: Investigation of the impacts of emissions on the trace gas budgets in the troposphere by using global climate chemistry model simulations.
- WEINBERGER, Stefan: Limno-physikalische Modellierung möglicher Folgen des Klimawandels für den Ammersee auf Basis regionaler Klimamodelldaten.

 Technische Universität München

Masterarbeiten

- CHEN, Ke: Climate drivers of beech growth at marginal sites across Mediterranean.
- CHERUNYA, Pauline: Safe drinking water for underserved households in rural and urban Kenya.
- KRESSER, Kathrin: Einfluß der Gebäudeeindeckung auf das Wachstum 3-jähriger Kiefernsetzlinge (*Pinus sylvestris*) verschiedener Herkünfte.
- WEINDLER, Stefanie: Bewertung der Dürresistenz verschiedener Kiefernherkünfte mittels IR Thermografie.
- ZETTLER, Andreas: Untersuchung der Reaktion von Setzlingen der Waldkiefer (*Pinus sylvestris* L.) auf saisonalen Trockenstress mit Hilfe der Chlorophyllfluoreszenz.

Dissertationen

- BECK, Isabelle: Extrinsische und intrinsi-

sche Immunmodulation der allergischen Antwort.

- BÖCK, Andreas: Statistical modeling of risk and trends in the life sciences with applications to forestry, plant breeding, phenology, and cancer.
- BOCK, Anna: Detection of the impacts of climate change on plants from novel unexploited long-term datasets.
- TAEGER, Steffen: Impact of heat and drought on provenances of Scots pine (*pinus sylvestris* L.).

 Universität Trier

Bachelorarbeiten

- DEIMEL, Sandra: Windbestimmung aus ADS-B Positionsmeldungen von Verkehrsflugzeugen.
- KNOPP, Laura: Antrieb synoptischer Systeme auf die Polynenbildung in der Laptev-See.
- WOHL, Natalie: Ableitung des Schmelzbeginns von Schnee auf Meereis aus simulierten Mikrowellendaten.

Masterarbeiten

- ZENTEK, Rolf: Spektralanalyse von regionalen Klimasimulationen.

 Universität Wien

Masterarbeiten

- GÖGER, Brigitta: Numerical Simulations to Support the Planning of Water-Flume Experiments: An Application to Internal Waves and Rotors.
- LÖSCHER, Gregor Manfred: Einführung in die VERA-Analyse mit Hilfe von Monte-Carlo Verfahren.
- MIKULA, Dominik: Parametrisierung der Schneehöhe mit Hilfe von Temperatur und Niederschlag.
- PLANK, Theresa: Dual-polarisiertes Wetterradar versus Mikrogenerator.
- RYSLAVY, Raphaela: Optimaler Vergleich von Radiosondentemperaturen mit Satellitendaten und Reanalysen

Dissertationen

- DOS SANTOS CARDOSO-BIHLO, Elsa Maria: Group analysis and invariant parameterization in dynamic meteorology.
- MAYER, Michael: Low-frequency variability: in global energy budgets.
- RAMELLA PRALUNGO, Lorenzo: Global in situ upper air data for climate change research.

- SCHELLANDER-GORGAS, Theresa: Spatial validation of high-resolution NWP-models with VERA.

 Universität Würzburg

Bachelorarbeiten

- HARTMANN, Christian: Feuerwehreinsätze als Indikator für meteorologische Extremereignisse im Großraum Würzburg.
- OHMANN, Meike: Validierung des regionalen Klimamodells REMO auf Basis von AVHRR-Satellitendaten zur Schneebedeckung in Zentralasien.
- SCHUHMANN, Heidi: Vergleich der Standortklimate verschiedener Hangneigungen und Hangexpositionen im fränkischen Weinbaugebiet.
- ZIEGLER, Katrin: Statistische Modellierung der photosynthetisch aktiven Strahlung und der Sonnenscheindauer auf Basis der Globalstrahlung anhand von Wetterstationsdaten in Unterfranken.

Diplomarbeiten

- HÜLLER, Per: Klimasignale in phänologischen Daten in Bayern.

Masterarbeiten

- DAHMS, Thorsten: Phänologische Analysen basierend auf fusionierten Zeitserien aus RapidEye und Landsat-Daten.
- KARMANN, Sven: Vulkanasche über Europa: Analyse der Auswirkungen von Eruptionen isländischer Vulkane auf den europäischen Luftraum anhand von Szenario-Modellierungen.
- RING, Christoph: Unsicherheiten in der Niederschlagserfassung in ausgewählten Regionen.

Dissertationen

- VOGT, Gernot: Future changes and signal analysis of climate means and extremes in the Mediterranean area deduced from a CMIP3 multi-model ensemble.

 ETH Zürich

Dissertationen

- BAN, Nikolina: Convection-Resolving Climate Simulations for the Greater Alpine region: Development, Evaluation and Climate Projections.
- CORBIN, Joel: Mass Spectrometry of Atmospherically-Relevant Soot and Black-Carbon Particles.

GRAF, Michael Arthur: Objektive Klassifikation von Zyklonen in den Ausser-tropen.

GUILLIOD, Benoit: Observational and modelling investigations of land-precipitation coupling.

HAKUBA, Maria: Solar absorption in the atmosphere - Improved estimates from surface and satellite observations.

HEESE, Irina: Large eddy simulation of tracer dispersion in an idealized river canyon setup.

JÖRG, Stefanie: Toward Operational Monthly Predictions of Critical Water Resources Anomalies in the Swiss Alps.

LIENHARD, Daniel: Impeded Response of Aerosol Particles of Atmospheric Relevance to Changes in Relative Humidity at Low Temperature.

MILTENBERGER, Annette: Lagrangian perspective on dynamic and microphysical processes in orographically forced flows.

POSSNER, Anna: The Dynamics and Microphysics of Atmospheric Ship Tracks at the Mesoscale.

SHENG, Jianxiong: Modeling Stratospheric Aerosols Using a Coupled Aerosol-Chemistry-Climate Model.

SKERLAK, Bojan: Climatology and process studies of tropopause folds, cross-tropopause exchange, and transport into the boundary layer.

ZSCHEISCHLER, Jakob: A global analysis of extreme events and consequences for the terrestrial carbon cycle.

Universität Zürich

Bachelorarbeiten

GIMMEL, Thomas; LASANCE, Lucien: Aircraft Identification based on Electromagnetic Emissions - Airborne WX Radars.

GÖTTI, Silvia M.; SCHMIDLIN, Peter.: Datenbeschaffung und Darstellung eines Thermikmodells für Paragliders.

LUTZ, Niculin: Filterung von schnellen Druckmesssignalen.

RUBIN, Felix: Entwicklung und Bau eines elastischen Windkanalmodells.

Nachträge für das Jahr 2013

TU München

Masterarbeiten

AKHMETZYANOV, Linar: Climate sensitivity of FAGUS SYLVATICA L. based on tree ring analysis in marginal populations in Spain.

LOOCK, Bernhard: Sensitivity of agricultural prices (FAOSTAT) to climate variability and yields.

PENZEL, Silvia: Untersuchungen zur methodischen Umstellung der Pheromonprognose des Nonnenspinners (*Lymantria monacha*) in Bayern.

STOYANOVA, Elitsa: Climatic influences on marginal populations of selected tree species in Bulgaria.

ZIEGLER, Kathrin: Do invasive species cope better with multiple climatic stresses?

Dissertationen

CORNELIUS, Christine: Monitoring and analysis of plant phenological responses in manipulative experiments and along natural gradients.

SCHUSTER, Christina: Studies on phenology and intra-annual tree ring growth along altitudinal gradients in the Werdenfelser region.

ZIELLO, Chiara: Influence of recent global change on the pollen season in Europe.

Universität Zürich (ZHAW)

Bachelorarbeiten

BAGGENSTOSS, Oliver; GRASS, Joachim: Fortsetzung Turbulenz im Research Flight Simulator.

promet **Übersicht der zuletzt herausgegebenen Hefte**

Aktuelle Hefte sind zunächst nur als gedruckte Fassung direkt beim DWD erhältlich. Etwa ein Jahr nach dieser Erstveröffentlichung wird das Heft als Volltextversion (pdf) kostenfrei zur Verfügung gestellt (Open Access – „grüner Weg“; siehe: www.dwd.de/promet > Archiv).

Ab 2016 wurde die Zählung nach der Heftnummer im Jahrgang aufgegeben und die laufende Nummerierung seit dem ersten Heft eingeführt.

Heft 98 (2016)	Hochgebirgsmeteorologie und Glaziologie
39, Heft 3/4 (2015)	Meteorologische Aspekte der Nutzung erneuerbarer Energien
39, Heft 1/2 (2014)	Aktuelle Aspekte der Flugmeteorologie II: Mit dem Wetter leben
38, Heft 3/4 (2014)	Aktuelle Aspekte der Flugmeteorologie I: Grundlegendes
38, Heft 1/2 (2012)	Agrar- und Forstmeteorologie
37, Heft 3/4 (2011)	Probabilistische Wettervorhersage
37, Heft 1/2 (2011)	Fernmessung von Wasserdampf und Wolken, Teil 2
36, Heft 3/4 (2010)	Fernmessung von Wasserdampf und Wolken, Teil 1
36, Heft 1/2 (2010)	Anwendungen von E-Learning in der Meteorologie
35, Heft 1-3 (2009)	Moderne Verfahren und Instrumente der Wettervorhersage im DWD
34, Heft 3/4 (2008)	Die Nordatlantische Oszillation (NAO)
34, Heft 1/2 (2008)	Meteorologie und Versicherungswirtschaft
33, Heft 3/4 (2007)	Biometeorologie des Menschen
33, Heft 1/2 (2007)	Phänologie
32, Heft 3/4 (2006)	Klima und Wetter in den Tropen

promet **Vorschau auf die nächsten Hefte**

- Regionale Klimamodellierung I – Grundlagen (Fachredakteure: Dr. B. Früh, Dr. H. Kunstmann)
- Das Arktische Klimasystem (Fachredakteur: Prof. Dr. B. Brümmer)
- Strahlungs- und Energiebilanzen (Fachredakteur: Prof. Dr. A. Macke)