

3

P. SEIBERT, R. STEINACKER

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 Kaltluftthaut, 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 Hangwindsschicht 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)

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

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

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 Hangwindsschicht 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	<p>Beginnende Hangaufwinde Noch Talauswind</p>	<p>Druckgefälle talaus Tal kalt, Ebene relativ warm Tal Erwärmung, Ebene Abkühlung</p>	
2 Vormittags (ca. 9 Uhr)	<p>Starke Hangaufwinde Übergang vom Talaus- zum Taleinwind</p>	<p>Druckgefälle: Null Temperatur ausgeglichen starke Erwärmung im Tal, geringe Änderung über der Ebene</p>	
3 Mittag bis früher Nachmittag	<p>Abflauende Hangaufwinde Taleinwind in voller Entwicklung</p>	<p>Druckgefälle: talein Tal warm, Ebene relativ kalt keine wesentliche Temperaturänderung</p>	
4 Später Nachmittag	<p>Hangwinde erloschen Taleinwind in gleicher Stärke, bis an die Hänge</p>	<p>Druckgefälle talein Tal warm, Ebene relativ kalt. im Tal langsam Abkühlung</p>	
5 Abends	<p>Einsetzende Hangabwinde Talwind abflauend</p>	<p>Druckgefälle noch talein im Tal wenig wärmer wie über Ebene im Tal starke, Ebene nur geringe Abkühlung</p>	
6 Später Abend bis erste Nachthälfte	<p>Hangabwinde Übergang vom Talein- zum Talauswind</p>	<p>Druckgefälle Null Temperatur ausgeglichen im Tal weitere starke Abkühlung</p>	
7 Nachts	<p>Hangabwinde Talauswind</p>	<p>Druckgefälle talaus im Tale kalt, Ebene relativ warm im Tale Abkühlung, über der Ebene geringe Abkühlung</p>	
8 Nachts bis morgens	<p>Hangabwinde erloschen Talauswind bis an die seitlichen Hänge</p>	<p>Druckgefälle talaus im Tale kalt, über der Ebene wärmer geringe Temperaturänderungen</p>	

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 Hangwindsschicht 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 Hanges 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

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

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

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 $N = \sqrt{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial z}}$ 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 $\frac{\partial T}{\partial z} = -0,6 \text{ K}/100 \text{ m}$, $\frac{g}{\theta} = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ ms}^{-2} \text{ K}^{-1}$ und $\alpha = 35^\circ$). Damit erhalten wir für die charakteristische Tiefe der Hangwindsschicht $L \approx 40 \text{ m}$. 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 Hangwindsschicht 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 Hangwindsschicht dicker ist als die Schicht mit einer Temperaturanomalie. Die Divergenz des fühlbaren Wärmestroms, proportional der zweiten Ableitung des Temperaturprofils, erwärmt die gesamte Hangwindsschicht, 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

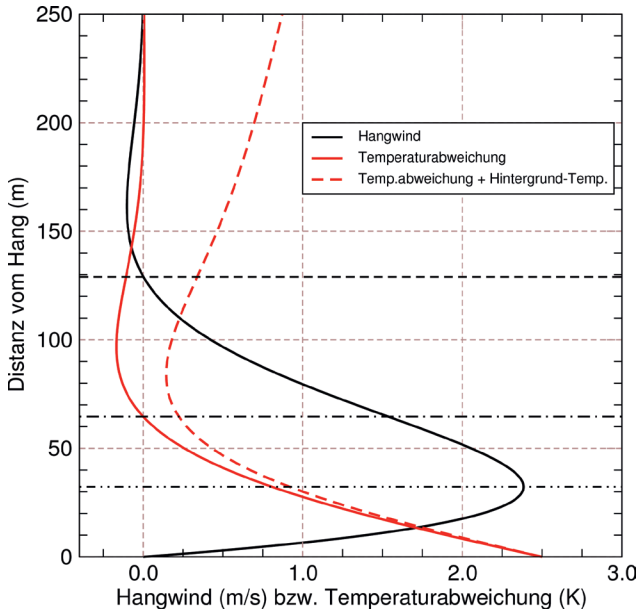


Abb. 3-2: Beispiel für typische Profile der hangparallelen Windgeschwindigkeit $v_s(z)$ und der Übertemperatur $\Delta\theta(z)$ der Hangwindschicht sowie der gesamten potentiellen Temperatur (als Abweichung vom Fußpunkt des Profils) nach der Hangwindtheorie von Prandtl mit den im Text definierten Zahlenwerten.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

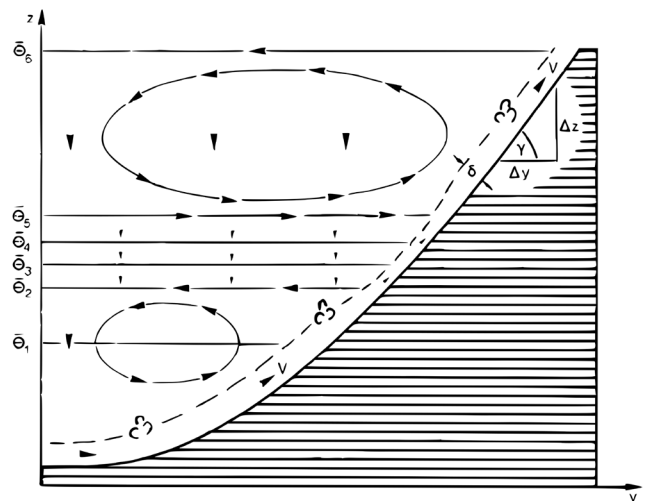


Abb. 3-3: Illustration der energetischen Theorie der Hangwinde am Beispiel eines Hangaufwindes und kompensierenden Absinkens bei Anwesenheit einer abgehobenen Inversion aus VERGEINER und DREISEITL (1987).

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 Strahlungs-genuss 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 Quercirkulation 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 Südhänge auch im Winter aper sind, während die Nordhänge schneebedeckt bleiben. Wenn dann die Sonne zu Mittag voll auf den Südhang scheint, kommt es auch hier zu einer Quercirkulation. 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 Seitenkämmen 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 größerskaligen

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 Gebirgskämme 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 Bergkämme. Aus der vertikalen Druckdifferenz zwischen Bergkamm 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 Bergkamm (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.

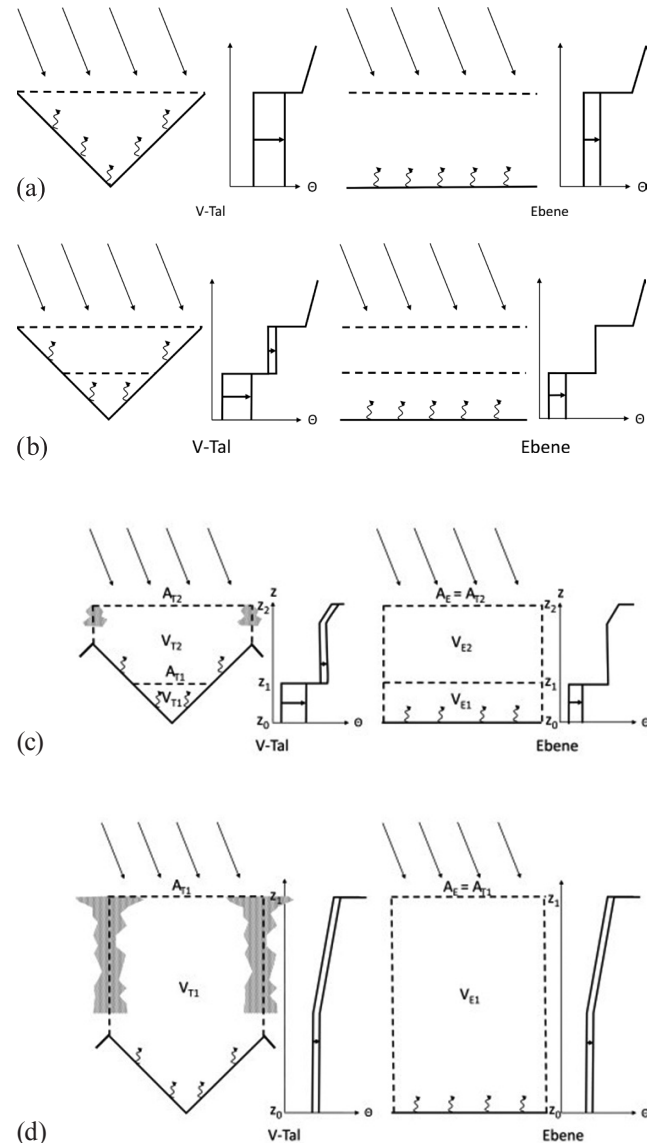


Abb. 3-5: Idealisierte Beispiele zum Verständnis der stärkeren Erwärmung eines Tales im Vergleich zur Ebene unter Berücksichtigung unterschiedlicher statischer Stabilitäten. (a) V-Tal mit durchmischter Atmosphäre und scharfer Inversion im Kammniveau. (b) V-Tal mit scharfer Inversion im Tal und im Kammniveau.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

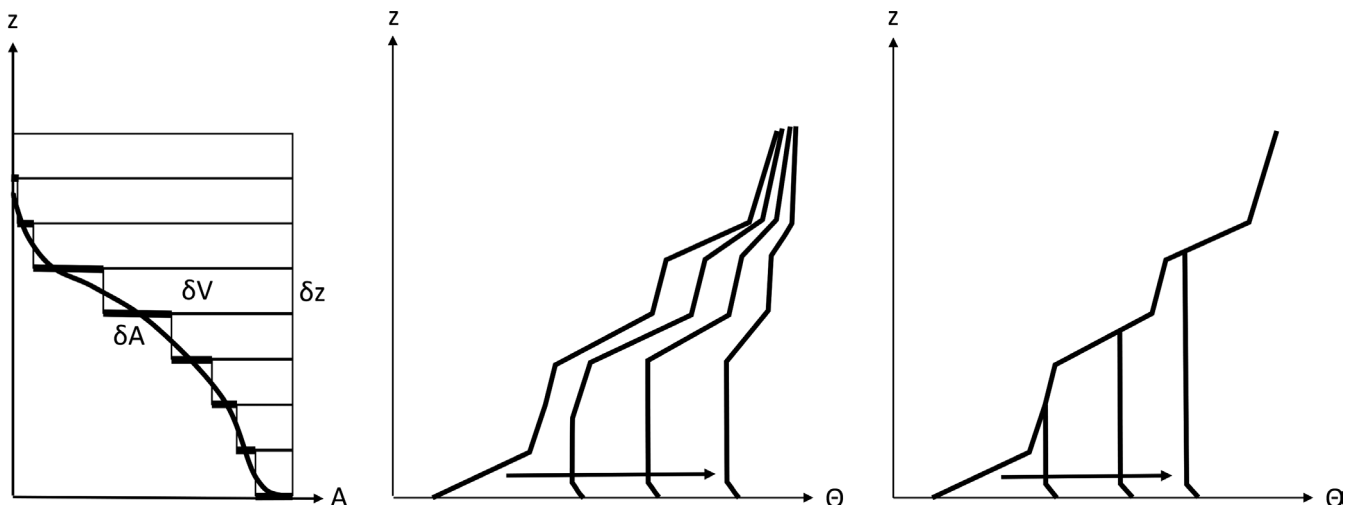


Abb. 3-6: Stufenrepräsentation der hypsographischen Kurve eines Talabschnitts (links) und Entwicklung des vertikalen Temperaturprofils im Tal (Mitte) und in der Ebene (rechts) bei stabiler Ausgangslage mit mehreren Inversionen.

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 (hypso-graphische 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 hypso-graphischen 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 Wüstengebieten – 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 differentiellen 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-

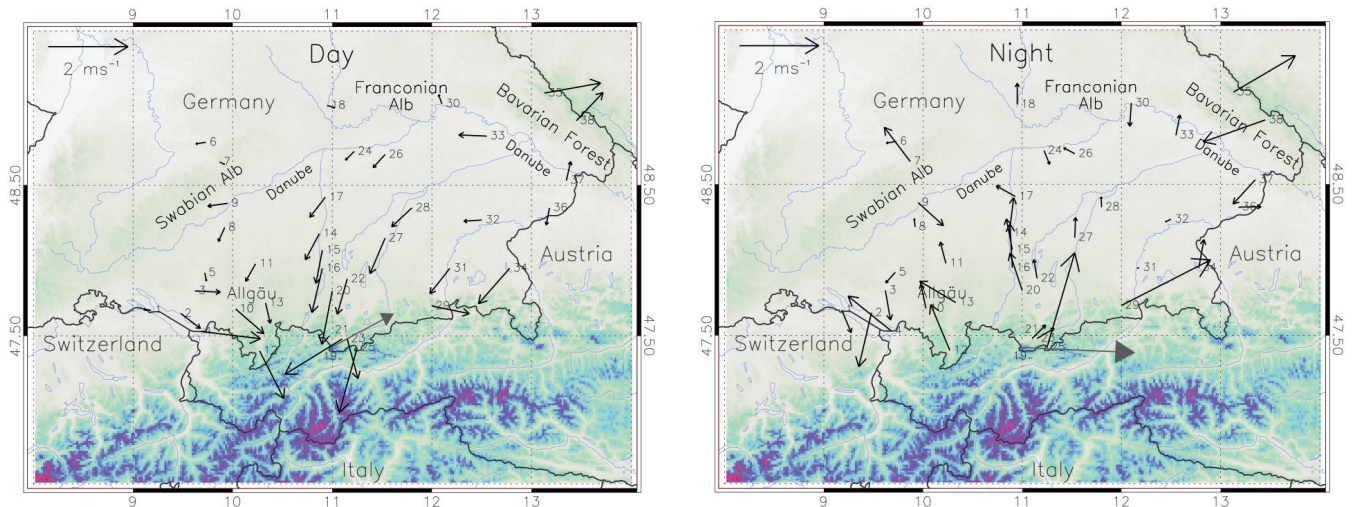


Abb. 3-7: Mittlere beobachtete Windgeschwindigkeit an 340 Tagen mit mindestens 20 MJm⁻²d⁻¹ Globalstrahlung. Links: 8-20 Uhr MEZ; rechts: 20-8 Uhr MEZ. Die kleinen Zahlen bezeichnen lediglich die Stationsnummer. Der Pfeil mit ausgefülltem Kopf bezieht sich auf die Gipfelstation Zugspitze; es passt ebenfalls zum Muster der Ausgleichszirkulation, dass dieser tagsüber 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 kühlere Bergell-Taleinwind strömt häufig etliche Kilometer talabwärts ins oberste Engadin. Ein ähnlicher Effekt existiert auch im obersten Wallis (Goms), wo kühlere 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, gröberskaliger 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 Alpensüdlands 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 Talaustritt. 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 Talaustritt 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 Alpensüdlands ein-drucksvoll 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 Gletscherwindes 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.alpnap.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, heranführen. 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 (GÄGLER 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-

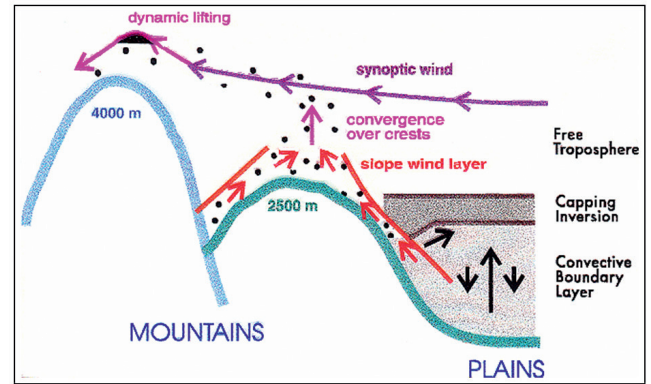


Abb. 3-9: Schematische Darstellung der Mechanismen des Transports von Grenzschichtluft bis zu den höchsten Gipfeln, nach SEIBERT 1996.

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.

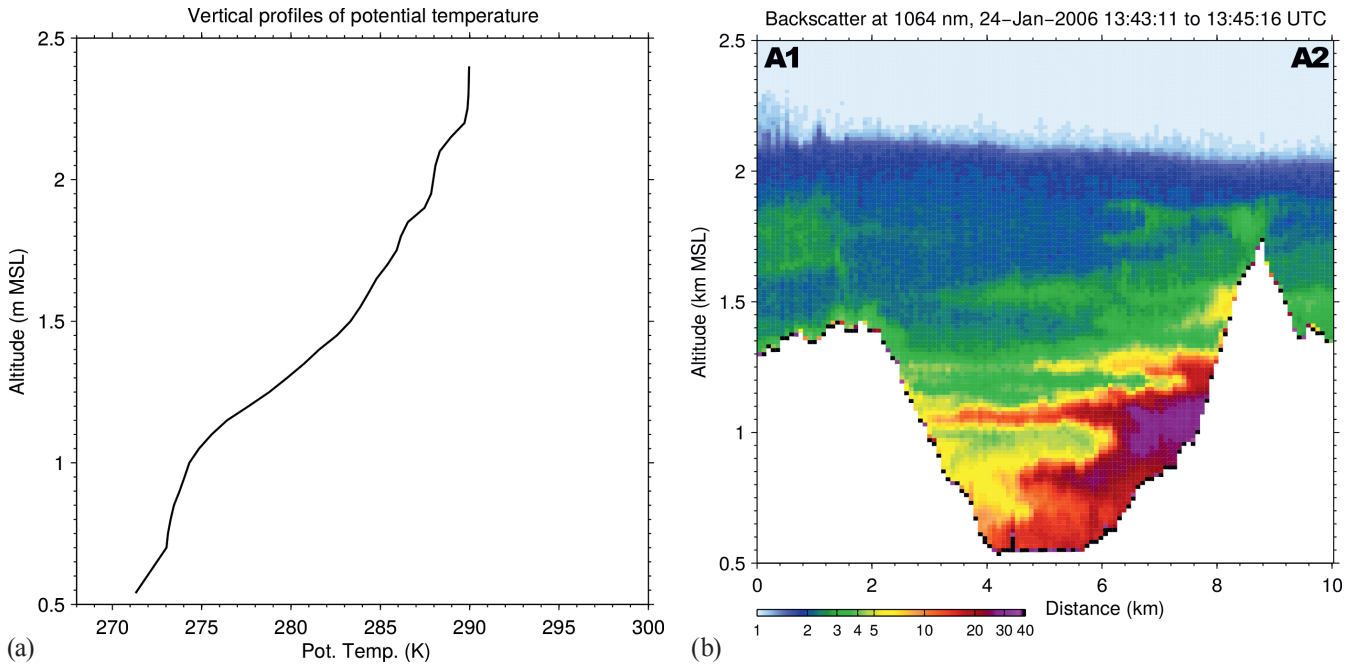


Abb. 3-10: Flugzeug-Messungen im Inntal bei Schwaz am 24.1.2006, ca. 14 UTC (15 MEZ). (a) Profil der potentiellen Temperatur, (b) Vertikalschnitt der Aerosol-Rückstreuintensität (relative Einheiten) aus einem nach unten schauenden Lidar. Quelle: GOHM et al. (2009), dort als Abb. 3a und 7c, Abb. 3a vereinfacht.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

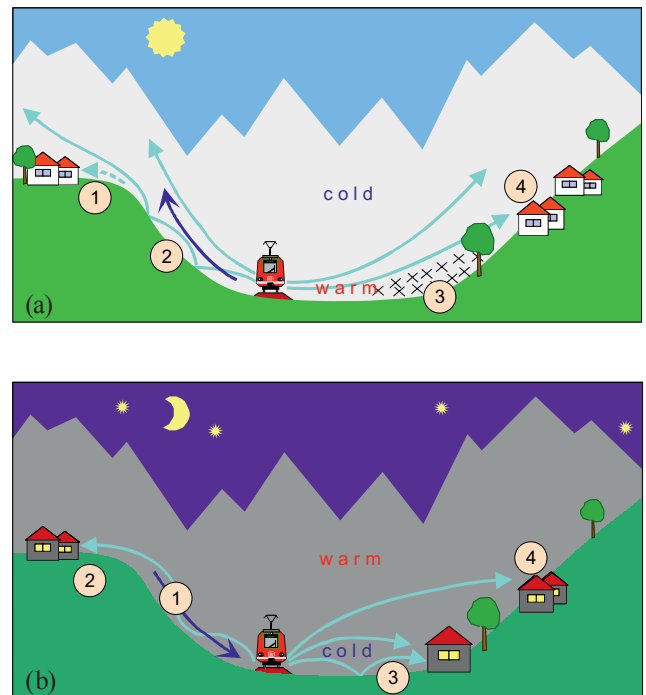


Abb. 3-11: Schematische Darstellung verschiedener Aspekte der Lärmausbreitung in alpiner Topografie (a) tags und (b) nachts. Hellblaue Pfeile bezeichnen die Schallausbreitung, dunkelblaue Hangwinde. Man beachte insbesondere die Schalleitung in der Hangabwindschicht zu einem scheinbar geschützt liegendem 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 ²¹⁰Pb 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.
- GREUEL, 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, 1413–423, 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., GRUBIŠIĆ, 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. Ekhart, 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