Ber. nat.-med. Ver. Innsbruck

Band 63

3 | S. 11 - 56

Föhn- und Leewellenströmung in einem dreidimensionalen numerischen Modell

Ignaz VERGEINER*)

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck: Vorstand Univ.-Prof. Dr. H. Pichler)

Foehn- and lee-wave-flow in a threedimensional numerical model

Synopsis:

An introductory discussion of orographic effects on the scale of leewaves, gravity-inertia waves and planetary waves is given. Subsequently results of a three-dimensional, time-dependent, linearized numerical model of foehn flow — described in a previous paper — are presented applicable to wavelength scales between roughly 10 and 100 kms. Underlying the computations is the smoothed topography of a part of Tyrol. This model was run for many cases up to a quasistationary state. For eight selected model radiosonde ascents the solutions are shown and interpreted in detail, in particular the horizontal patterns of the resulting wind vector at ground level (for a limited area surrounding Innsbruck only) and of vertical velocity at various heights. The interaction between orographically forced and free waves produces a vast variety of flow patterns, which, however, still contain recurring topographically fixed features, e.g. updraft regions. The areal extent of the strong foehn currents on the lee slopes is also quite variable from case to case, the wave transmission characteristics of the atmosphere being determined in a not too obvious way by the upstream vertical profiles of temperature and wind velocity. Detailed verification of these computed flow patterns is not yet possible because of lack of data, but their agreement with other theoretical and observational evidence, particularly the accumulated results of the classical foehn studies and of gliders' experience, is most encouraging.

Einleitung:

In einer vorangehenden Arbeit (VERGEINER, 1975) wurde ein numerisches Föhnmodell vorgestellt, das die Berechnung der zeitabhängigen, dreidimensionalen Strömung einer stabil geschichteten Luftmasse beliebiger Vertikalstruktur um und über ein beliebiges orographisches Hindernis im "scale" 10 bis 100 km gestattet, allerdings unter Linearisierung der Gleichungen und der unteren Rand-

Anschrift des Verfassers:

^{*)} Dr. phil. I. Vergeiner, Institut für Meteorologie und Geophysik, A-6020 Innsbruck, Schöpfstraße 41, Österreich.

bedingung. Dort wurde auch der Versuch unternommen, den historischen und wissenschaftlichen Hintergrund des Phänomens Föhn zu skizzieren.*) Er soll hier nicht wiederholt werden, ebensowenig wie die detaillierte Herleitung der Gleichungen und die Diskussion der Modellannahmen sowie der numerischen Methoden und Wahl der Parameter. In zweidimensionalen Kontrollrechnungen lieferte das Modell sehr befriedigende Übereinstimmung mit Messungen aus der freien Atmosphäre, die wir dem "Colorado Lee Wave Project" verdanken.

Die Verifikation eines solchen Modells ist aus vielen Gründen ein äußerst hoch gestecktes Ziel, wie jede geophysikalische Simulierung, die die Komplexität der natürlichen Vorgänge auch nur annähernd zu berücksichtigen sucht. Unsere mathematisch-physikalischen Methoden sind offenbar kein Äquivalent für die grandiose Schönheit und Selbstverständlichkeit, manchmal auch Härte der Natur. Was haben wir an meteorologischen Beobachtungen in der betrachteten Größenordnung? Vereinzelte Temperatur-, Feuchte- und Windregistrierungen oder -beobachtungen (Innsbruck, Patscherkofel, Brenner), sonstige Wind- und Wolkenbeobachtungen, langjährige Erfahrung von Bergsteigern und Segelfliegern. Systematische Messungen aus der freien Atmosphäre hat es im Alpenbereich seit den von Kanitscheider (1932/37/39) durchgeführten Pilotballonaufstiegen nicht mehr gegeben. Das Beste, was meines Wissens aus anderen Gebieten vorliegt, sind die bahnbrechenden und aufwendigen Flugzeugmessungen des "Colorado Lee Wave Project", deren Auswertung ohne die Annahme quasistationärer und zweidimensionaler Verhältnisse kaum möglich gewesen wäre. Die Ergebnisse dieses Projekts sind in einer Reihe von neueren Arbeiten niedergelegt worden, z.B. LILLY und KENNEDY (1973), LILLY und LESTER (1974), BRINKMANN (1974). Die vorläufig letzte dieser Serie (KLEMP und LILLY, 1975) bietet eine theoretische Erklärung für die lokalen ,,chinook"-Windstürme in Boulder, die mit Hilfe eines Dreischichtenmodells als starke Leeströmung unter annähernd optimalen Schwingungsbedingungen der Atmosphäre gedeutet werden. Da das Gelände ungefähr die Form einer riesigen Geländestufe hat, spielen offenbar nicht die Lee-(Resonanz-)Wellen im engeren Sinn die Hauptrolle, sondern hydrostatische lange Wellen. Die zitierte Arbeit illustriert und bestätigt in eindrucksvoller Weise einige wesentliche Eigenschaften stabil geschichteter Strömung mit Windscherung:

1. Im allgemeinen erfaßt der Schwingungszustand die ganze Troposphäre und untere Stratosphäre, und ist umgekehrt von den Temperatur- und Windverhältnissen bis in diese Höhen abhängig.

2. Die durch die Orographie erzwungenen Störungen der Grundströmung sind äußerst vielfältiger Natur (Leewellen-Regime, verschiedene ,,hydraulic jump"-Re-

^{*)} Soeben ist von F. FLIRI (1975, pp. 101 - 115) im Rahmen einer Klimatographie von Tirol eine neue Übersicht über die klimatischen Aspekte des Südföhns in Tirol mit ausführlichen Literaturhinweisen gegeben worden.

gimes, Blockieren, Rotorströmung) und können sowohl am Boden als auch in der freien Atmosphäre durch relativ geringfügige Änderungen der Vertikalstruktur des Luftstroms stark beeinflußt werden. Die große Variabilität des Auftretens von Föhn, etwa der Zahl der Tage mit Südföhn pro Jahr in Innsbruck (FLIRI, 1975, loc. cit.), paßt übrigens in dieses Bild, auch wenn sie im wesentlichen durch die wechselnde Häufigkeit der charakteristischen Föhnwetterlagen auf Grund von Zirkulationsschwankungen bedingt sein dürfte. Diese hohe Empfindlichkeit, auf die u.a. auch schon VERGEINER (1971) hingewiesen hat, bietet sich einerseits als Ausweg an, der die "Erklärung" der verschiedenartigsten Strömungsbilder erleichtert, andererseits ist sie kein gutes Omen für die Prognose. Das erste große Problem ist z.B. schon die Festlegung der effektiven Basishöhe der Radiosonde (= Bodenniveau ,, z = O"), die in das Modell eingeht (vgl. Tab. 1), selbst für den Fall, daß ein Radiosondenaufstieg zur Verfügung steht!

Durch diese Ergebnisse und Überlegungen wird das Fehlen einer aerologischen Sondierung in der näheren Umgebung von Innsbruck nur umso bedauerlicher, denn es ist kaum zu erwarten, daß Radiosondenaufstiege in Oberitalien, in der Westschweiz oder in Süddeutschland es gestatten, die Vertikalstruktur der Atmosphäre z.B. im Anströmungsgebiet von Innsbruck genügend genau zu erfassen. Im Gegenteil, es ist nur natürlich, daß der Alpenbogen als Ganzes eine anströmende Luftmasse systematisch modifiziert und ablenkt. Auswertungen von Radiosondenaufstiegen während einzelner Föhnperioden, die hier nicht im einzelnen diskutiert werden können, zeigen z.B. wohldefinierte Unterschiede zwischen Stuttgart und München, gar nicht zu reden von Nord- und Südseite der Alpen*): stärkeres Absinken (um ein bis zwei Grad höhere Temperaturen und deutlich größere Taupunktsdifferenzen) in der unteren und mittleren Troposphäre über München, und eine markante Abschwächung der Winde (bis zur Hälfte) und Richtungsänderung im Vergleich zu Stuttgart, im Mittel über mehrere Fälle. Die Betrachtung einiger solcher gleichzeitiger Aufstiege über München und Stuttgart mit ihrer großen räumlichen und zeitlichen Variabilität genügt, um die Vorstellung zunichte zu machen, daß wir jeden einzelnen Föhnfall detailliert nachrechnen könnten. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es vielmehr, aus der Fülle des Materials Klassen von Aufstiegen mit einigermaßen typischer Vertikalstruktur zu bilden, und den dreidimensionalen Strömungsverlauf für einige dieser schematisierten Profile zu rechnen.

^{*)} Damit ist über die Rolle der Alpen als Wetterscheide aus klimatologischer Sicht noch nichts gesagt. Zu diesem fast unerschöpflichen Thema haben eine Reihe bedeutender Klimatologen Beiträge geliefert, zuletzt FLIRI (1973, 1975).

Einige Bemerkungen über den Gebirgseinfluß in größeren "scales":

"mesoscale" (100 bis 1 000 km) und planetarischer "scale" (1 000 bis 10 000 km).

Einen Einblick in die Wellenvorgänge im "mesoscale", wie er hier verstanden wird, verdanken wir vor allem den bahnbrechenden Arbeiten von P. OUENEY, der seine Aufmerksamkeit immer über die üblichen orographischen Hinderniswellen hinaus auf den Einfluß der Erdrotation gelenkt hat. QUENEY (1973) gibt einen Überblick über mathematische Methoden und Ergebnisse dieser Schwerewellentheorie. In noch unveröffentlichten Studien hat der Autor dieser Arbeit den Versuch gemacht, mit Hilfe eines numerischen Modells die stationäre Strömung über den gesamten Alpenbogen im Wellenlängenbereich von etwa 100 bis 1000 km zu simulieren, unter Einschluß der Corioliskraft, aber nicht des beta-Effekts, und für beliebig vorgegebene Struktur der anströmenden Luftmasse. Strömungslösungen in diesem "scale" würden es ermöglichen, bei gegebener Anströmung die Vertikalstruktur der Atmosphäre an verschiedenen Stellen der Alpenregion abzuleiten. Die ersten Versuche lassen jedenfalls interessante Möglichkeiten erkennen, z.T. starke, hochreichende Störungen des Windfeldes, z.T. Ausbildung eines einfachen, auf die untere Troposphäre beschränkten Hochkeils über den Alpen im Sinne der Erhaltung der potentiellen Vorticity. Auch die beobachteten Unterschiede etwa zwischen Stuttgart und München kommen im Modell qualitativ heraus. Dieser eigentümliche "mesoscale", der vom Radiosondennetz kaum erfaßt wird, dürfte für viele lokale und regionale Witterungseinflüsse und klimatische Besonderheiten verantwortlich sein, vielleicht z.T. auch für "Katastrophenlagen".

Die synoptisch-klimatologisch wirksame Einflußzone der Alpen reicht mindestens von der Poebene bis ins bayrische Alpenvorland, insbesondere umfaßt der Föhngürtel im weiteren Sinn im Lee der Alpen oder der Rocky Mountains genau den oben erwähnten "mesoscale" von wenigen hundert Kilometern, der entsprechend auch immer wieder von erfahrenen Synoptikern berücksichtigt und untersucht worden ist, z.B. von LAMMERT (1920), HOINKES (1953) und E. REITER und Mitarbeitern (BERAN, 1967). Die von U.KRUG-PIELSTICKER (1942) eindrucksvoll beschriebene "hohe Föhnwelle" dürfte schon in diesen ,,scale" gehören, mit einer Nord-Süd-Erstreckung von annähernd 200 km, etwa eine Größenordnung über den meist betrachteten orographischen Wellen, die eher einzelnen Bergkämmen zugeordnet sind. Sie schreibt (S. 159): "Auf den Verlauf der zwischen etwa 4 km bis zur Stratosphärengrenze strömenden Luft wirksam als Hindernis ist das Gesamtmassiv der Alpen, deren höchste Erhebung, die Zentralalpen (in unserem Gebiet die Hohen Tauern), den Kamm des Hindernisses darstellen." Neuerdings scheint auch von theoretischer Seite das Interesse an diesem Wellenlängenbereich im "mesoscale" zuzunehmen (siehe auch MERKINE und KALNAY-RIVAS, 1976): W. WEBB (1975) berichtet über ein "Atmospheric Gravity Wave Symposium" in El Paso, Nov. 1974, erwähnt allerdings instationäre

14

Schwerewellensysteme mit Phasengeschwindigkeiten um 40m/sec als mögliche auslösende Mechanismen für Konvektion und kleinräumige synoptische Vorgänge.

Gibt es einen noch größeren "scale" nämlich den der planetarischen (Rossby-) Wellen, in dem der Einfluß der Alpen spürbar wird? In einer Reihe von Arbeiten aus der Lehrkanzel für Theoretische Meteorologie der Universität Wien, u.a. von REUTER und PICHLER (1964), PICHLER und REUTER (1967), CEHAK und PICHLER (1968), PICHLER (1971), wird diese Frage bejaht, und durch Trajektorienüberlegungen nach dem Prinzip der Erhaltung der potentiellen Vorticity werden auf Grund der Breitenabhängigkeit des Coriolis-Parameters charakteristische Unterschiede zwischen Nord- und Südanströmung der Alpenkette gefunden. Die erwähnten Arbeiten umfassen auch eine umfangreiche Höhenwindstatistik für alle Radiosondenstationen aus dem Alpenraum, die im Einklang mit den theoretischen Erwartungen gewisse bevorzugte Richtungsablenkungen zeigt, sonst aber noch ebensowenig ausgewertet sein dürfte wie eine interessante kinematische Studie über orographische Modifikation des Stromfeldes (REUTER und PICH-LER, 1964 a). Wegen der im Vergleich zu planetarischen Dimensionen doch sehr geringen Ausdehnung der Alpen, deren sehr komplizierte orographische und thermische Eigenheiten eine Gitterdistanz von weniger als 100 km zur Auflösung erfordern würden, bleibt die Frage offen, ob im synoptischen Einzelfall der planetarische "scale" wirklich ausschlaggebend ist (nämlich als Alpeneinfluß)*), oder ob seine Wirkungen eher nur im statistischen Mittel denen des oben diskutierten "mesoscale" überlagert sind.

Weitere Bemerkungen über das Modell:

Einige Besonderheiten und Vereinfachungen: Dreidimensionalität, Linearisierung, Fehlen der Grenzschicht.

Obwohl die Schwingungsfähigkeit der Atmosphäre, d.h. ihre Reflexions- und Transmissionseigenschaften für Schwerewellen der verschiedenen Wellenlängen und Frequenzen, nur von ihrer Vertikalstruktur abhängt, ist die Form der Topographie als Filter doch wesentlich, indem sie aus dem Spektrum aller horizontalen Wellenzahlenpaare (k,l) eine Auswahl trifft. Besonders einschneidend ist diese Auswahl bei zweidimensionaler Topographie, wo nur die Windkomponente senkrecht zum Gebirge in den Gleichungen auftritt. Die Lage von Innsbruck am Fuß der Nordkette, die einen massiven Wall gegen Norden bildet, während gegen Süden das Wipptal einen Zugang zur relativ niederen Brenner-Paßhöhe eröffnet, muß andere, dreidimensionale Aspekte in den Vordergrund rücken, andere Interferenzmuster bevorzugen als z.B. die Lage von Boulder am rampenförmigen Ostabhang der beherrschenden, weitgehend zweidimensional in Nord-Süd-Richtung

^{*)} Vgl. dazu die "Numerischen Experimente zur Zyklogenese im Golf von Genua" von J. Egger (1972)

verlaufenden "Continental Divide" der Rocky Mountains, oder etwa eine Folge von Tälern und Bergrücken. Einen Unterschied zwischen zweidimensionaler und wesentlich dreidimensionaler Strömung kann man auch mit der Erscheinung der "Kanalisierung" umschreiben, die es in streng zweidimensionaler Strömung ja nicht gibt, die aber in dreidimensionaler Strömung je nach der Geländeform lokal sehr stark ausgeprägt sein kann. Im Sinne von SCORER's treffenden Bemerkungen (Natural Aerodynamics, 1958, p.226) wäre es nur leicht übertrieben, von einer jedem Gelände eigentümlichen Strömungsdynamik zu sprechen, obwohl die zugrundeliegenden Gleichungen immer dieselben sind.

Im ganzen ist KLEMP und LILLY's Modell schließlich eine weitere Bestätigung der Brauchbarkeit der Linearisierung, auch wenn die ihr zugrundeliegenden Annahmen durch die massiven Höhenunterschiede des Gebirges verletzt werden. Auf jeden Fall geben die mit Hilfe dieser Methode gewonnenen Lösungen ein qualitativ richtiges Bild der Wellenausbreitung durch eine Atmosphäre komplizierter Vertikalstruktur, des resultierenden Schwingungszustandes und seiner Wechselwirkung mit der Geländeform. Es muß dahingestellt bleiben, ob der enorme Aufwand für ein nichtlineares dreidimensionales Modell zur erzielbaren Verbesserung der Ergebnisse in einem erträglichen Verhältnis stünde.

Gemessen an idealisierten Grenzschichtvorstellungen dürfte es schwer fallen, die "Grenzschicht" bei ausgeprägter Föhnströmung festzulegen, geschweige denn sie in ein Strömungsmodell einzubeziehen. Das ist bedauerlich, denn wir interessieren uns in erster Linie für die Strömungsverhältnisse in Bodennähe, wo eine fast unübersehbare Vielfalt von Grenzschicht- und Reibungseffekten auftreten kann (siehe etwa SCORER, 1958, oder die neueren Föhnuntersuchungen im Reusstal von RICHNER, pers. Mitt.): Leewirbel, Turbulenz in der Föhnmauer und in Rotoren, Kelvin-Helmholtz-Wellen an internen Grenzflächen, Hangwinde, lokale Windverstärkung durch Streckung von Wirbellinien. Turbulenz kann entweder durch mechanische Ablösung von Wirbeln an Bodenerhebungen oder durch lokale Konzentration von Windscherung in der freien Strömung oder durch "Umbiegen" von Stromlinien (statische Instabilität) in Rotoren ausgelöst werden. Vielleicht ist die von PIELSTICKER (op. cit.) beschriebene ,,untere", oft böige Strömung bis zur Inversionshöhe in drei oder vier Kilometern so zu verstehen, daß in diesen recht extremen Fällen wegen der großen Amplituden die primär angeregten Leewellen Anlaß zu geschlossenen Stromlinien geben. damit zu statischer Instabilität und turbulentem Zerfall. Im allgemeinen entspricht es jedoch eher meteorologischer Erfahrung, daß die vorherrschende stabile Schichtung reibungsbedingte Austauscheffekte energisch unterdrückt bzw. in ihrer vertikalen Ausdehnung beschränkt, so daß unseren reibungsfreien Lösungen der qualitativ richtige Charakter für den Bereich oberhalb der Reibungsschicht nicht genommen wird.

Als Ernüchterung für die Adepten angewandter, problembezogener Forschung – deren natürliche Attraktion im Falle der Meteorologie keineswegs bestritten werden soll — mag noch vermerkt werden, daß selbst im so vergleichsweise einfachen, wohldefinierten Fall der lokalen Windstürme in Boulder, die in guter Näherung als zweidimensionale, reibungsfreie, adiabatische Strömung angeschen werden können, fast zehn Jahre zwischen dem Beginn der Beobachtungen und einer überzeugenden theoretischen Analyse verstreichen mußten (KLEMP und LILLY, op. cit.), die nicht einmal eine einfache physikalische Interpretation liefert, und ebensowenig ein eingängiges, suggestives Bild der Strömungsvorgänge noch nicht?

Die zugrundeliegenden Gleichungen:

In den drei Bewegungsgleichungen wird die Erdrotation für den betrachteten ,,scale'' vernachlässigt, nicht jedoch die Vertikalbeschleunigung. Ein Newton'scher Reibungskoeffizient wird vorerst nur dazu verwendet, die von unten einfallenden Schwerewellen in der Stratosphäre ohne Reflexion zu absorbieren. Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung und der thermodynamischen Gleichung für adiabatische Strömung *) ergibt sich ein geschlossenes Gleichungssystem. Dieses wird linearisiert, ausgehend von einem atmosphärischen Grundzustand mit beliebiger Vertikalverteilung der Temperatur oder potentiellen Temperatur $\overline{\Theta}(z)$ und des Windes

> $\overline{U}(z)$ Komponente von W nach E $\overline{V}(z)$ Komponente von S nach N.

Nach passender Transformation und Elimination ergibt sich schließlich das folgende gekoppelte Gleichungssystem für modifizierte Vertikalgeschwindigkeit \widetilde{w} und modifizierte Temperaturperturbation $\widetilde{\vartheta}$:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} + \overline{U}(z) \frac{\partial}{\partial x} + \overline{V}(z) \frac{\partial}{\partial y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \widetilde{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \widetilde{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \widetilde{w}}{\partial z^2} \end{pmatrix} - \left[\begin{pmatrix} \frac{d^2 \overline{U}}{dz^2} + \frac{2}{H_*} \frac{d\overline{U}}{dz} \end{pmatrix} \frac{\partial \widetilde{w}}{\partial x} + \\ + \begin{pmatrix} \frac{d^2 \overline{V}}{dz^2} + \frac{2}{H_*} \frac{d\overline{V}}{dz} \end{pmatrix} \frac{\partial \widetilde{w}}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \varrho(z) \frac{\partial \widetilde{w}}{\partial z} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \end{pmatrix} \widetilde{\vartheta} = 0$$
(1)
$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} + \overline{U}(z) \frac{\partial}{\partial x} + \overline{V}(z) \frac{\partial}{\partial y} \end{pmatrix} \widetilde{\vartheta} + N^2(z) \cdot \widetilde{w} = 0$$
(2)

0

^{*)} Der diabatische Term wird hier auch formal nicht mitgeführt.

Hier bedeutet

t die Zeit, x, y, z kartesische Koordinaten in der üblichen Notation, die entsprechenden Geschwindigkeiten. u, v, w Größen mit Querstrich sind mittlere Größen (Grundzustand), $\widetilde{W}, \widetilde{\vartheta}, W'$ etc. sind Perturbationen: w = w' $(\overline{\mathbf{W}} = 0)$ $\widetilde{\mathbf{w}} \equiv \sqrt{\frac{\overline{\rho}(\mathbf{z})}{\overline{\rho}_{\alpha}}} \mathbf{w}',$ wobei $\overline{\rho}(z)$ = mittlere Dichte, Potentielle Temperatur $\Theta = \overline{\Theta}(z) + \Theta'$. $\widetilde{\vartheta} \equiv \sqrt{\frac{\overline{\rho}(z)}{\overline{\rho}_{0}}} \cdot \frac{g\Theta'}{\overline{\Theta}};$

 $N^{2}(z) \equiv \frac{g}{\Theta} \cdot \frac{d\Theta}{dz}$, N = Brunt-Vaisala-Frequenz als Stabilitätsmaß,

l (z) = Newton'scher Reibungskoeffizient, = 0 in der Troposphäre bis etwa 10 km Höhe, dann stetig quadratisch zunehmend,

 $H_* = eine$, scale height", ungefähr 25 km.

Wegen weiterer Details wird auf die ausführliche Ableitung verwicsen (VERGEINER, 1975).

Gleichungen (1) und (2) werden nach folgendem Verfahren gelöst: Zweidimensionale Fourierentwicklung in x und y mit zugrundeliegendem Gitternetz aus 45×45 Punkten, Gitterabstand $\Delta x = 2.5$ km (gerade noch klein genug, um die lokale Topographie und die Leewellen zu erfassen), endliche Differenzen in der Vertikalen (etwa 50 bis 70 Punkte, vertikaler Gitterabstand $\Delta z = 300$ m) und in der Zeit (semi-implizites numerisches Schema, Zeitschritt $\Delta t = 10$ bis 20 sec). Gleichungen (1) und (2) werden für jedes horizontale Wellenzahlenpaar separat über Zeitintervalle von 20 Minuten integriert, dann werden alle benötigten Felder durch Fouriersynthese gebildet.

Der Einfluß der Topographie wird, in linearisierter Form, durch die kinematische untere Randbedingung für die Vertikalgeschwindigkeit am Boden (hier: z=Ounterstes Niveau) eingeführt:

$$w(z = o) = \overline{U}_{0} \frac{\partial n}{\partial x} + \overline{V}_{0} \frac{\partial n}{\partial y},$$

h(x, y) = Topographie.

Es erweist sich als günstig, mit Hilfe einer geeigneten Filterfunktion, die zwischen Wellenlängen $4.\Delta x$ und $2.\Delta x$ von 1 auf 0 abnimmt, eine spektrale Glättung der Topographie und damit aller Felder durchzuführen, durch die der störende $2.\Delta x$, "Lärm" beseitigt wird. Um beim Start schockartige Störungen der Strömung zu vermeiden, werden alle Perturbationen anfangs Null gesetzt und dann allmählich aufgebaut, indem das Gebirge erst innerhalb von etwa 40 bis 60 Minuten rechnerisch zu seiner vollen Höhe "aufgeblasen" wird.

Die mittleren Profile, die den Grundzustand der Atmosphäre festlegen: $\overline{\Theta}(z)$, N^2 , $\overline{U}(z)$, $\overline{V}(z)$,

werden aus signifikanten Punkten eines vorgegebenen Radiosondenaufstiegs auf das gewählte vertikale Gitternetz interpoliert. Auf die großen Schwierigkeiten, die sich beim Versuch ergeben, einen repräsentativen Aufstieg zu bestimmen, ist schon nachdrücklich hingewiesen worden, insbesondere die richtige Basishöhe zu wählen, von der weg die Radiosonde ausgewertet werden soll (vgl. Tab. 1). A posteriori wäre es wohl das Beste, die Höhe als Basishöhe zu nehmen, in der die potentielle Temperatur des ungestörten Aufstiegs derjenigen der Gebirgsoberfläche entspricht. Bei voll ausgebildeter, stationärer, adiabatischer Strömung sollte die letztere ja eine Isentropenfläche bilden.

Einen Ausschnitt der verwendeten geglätteten Topographie, die insgesamt etwa von Imst bis Wörgl und von Meran bis Füssen reicht, zeigt die Abb. 1.



Abb. 1: Höhenschichtlinien der geglätteten Orographie rund um Innsbruck (Meter). Zur bequemeren Orientierung sind einige Ortschaften sowie Berggipfel (\times) eingetragen: Patscherkofel (Pk), Glungezer (Gl), Nockspitze (N), Hafelekar (Hk), Bettelwurf (Bw). Einzelne Berggipfel werden durch die Glättung unterdrückt. Der hier gezeigte Ausschnitt stellt flächenmäßig ungefähr ein Viertel der gesamten im Modell verwendeten Topographie dar.

Allgemeine Diskussion einiger Ergebnisse:

Im folgenden werden die aus acht ausgewählten Modell-Radiosondenaufstiegen resultierenden Strömungsfelder gezeigt und diskutiert. Tabelle 1 gibt die Kurzbezeichnung dieser Aufstiege und die jeweils verwendeten markanten Punkte mit Temperatur, Windrichtung und -geschwindigkeit. Die letzte Spalte (U₂) enthält die Windkomponente senkrecht zur hypothetischen zweidimensionalen Topographie, die entsteht, wenn man sich das Unterinntal in beide Richtungen verlängert denkt (vgl. Abb. 1 und Abb. 3), also die effektive Anströmungsgeschwindigkeit für den einzigen zweidimensionalen Vergleichsfall, den man mit einiger Berechtigung in der Umgebung von Innsbruck konstruieren kann. Diese zweidimensionale Vergleichsrechnung wurde für alle acht Fälle durchgeführt.

Die Fälle SE-SW (6. März 1959 12 Z, Bodenwind aus SE, in der Höhe auf SW drehend, Inversion über Gipfelhöhe)

und SW-SE (1. März 1959 12 Z, Bodenwind aus SW, in der Höhe auf SE drehend, Inversion unter Gipfelhöhe, sonst im thermischen Aufbau praktisch identisch mit Fall SE-SW) sind, in schematischer Abwandlung, einer Auswertung der Münchner und Stuttgarter Radiosondenaufstiege für eine 60-tägige föhnreiche Periode entnommen.

Die Fälle OPT.SE und OPT.SW (Anströmung aus SE bzw. SW bei jeweils einheitlicher Windrichtung) haben die gleiche schematische thermische und Wind-Struktur, die in abgewandelter Form nach KLEMP und LILLY (1975) eine "optimale" Schwingungsresonanz der Atmosphäre für lange Wellen (nicht die eigentlichen Leewellen) ermöglichen soll. Es ist eine 3-Schichten-Atmosphäre mit einer ca. 1 250 m tiefen, relativ stabileren, am Boden aufliegenden Schicht, einer labileren Troposphäre darüber und der üblichen isothermen Stratosphäre.

Die Fälle SSWV1 und SSW V2 sind im thermischen Aufbau wieder identisch mit Fall SE-SW (Inversion über Gipfelhöhe), aber mit ziemlich einheitlicher Anströmung aus SSW, wobei im Fall SSW V2 alle Windgeschwindigkeiten um einen Faktor 4/3 erhöht worden sind.

Nicht so unmittelbar vergleichbar sind schließlich die beiden Fälle mit WSW-Anströmung: WSW und WSW2. Fall WSW hat noch einmal den gleichen thermischen Aufbau wie Fall SE-SW und die beiden SSW-Fälle, bei relativ rascher Winddrehung auf W mit der Höhe, während Fall WSW2, ein Mittel aus mehreren Münchner und Stuttgarter Radiosondenaufstiegen, eine nicht so scharf ausgeprägte Inversion und geringere Winddrehung mit der Höhe, aber nur unwesentlich höhere Windgeschwindigkeiten aufweist.

Insgesamt ist die Auswahl der Fälle mehr oder weniger willkürlich, es sind einfach einige von sehr vielen Möglichkeiten, die leicht innerhalb der zu erwartenden Grenzen liegen. Sie sind in keiner Weise anomal oder extrem, eher sogar in ihrer thermischen Struktur und im vertikalen Verlauf der skalaren Windgeschwindigkeit sehr ähnlich, was die Unterschiede in den Ergebnissen umso mehr unterstreicht.

Tabelle 1

Kurzbezeichnung der acht ausgewählten Modell-Radiosondenaufstiege mit markanten Punkten: Druck (P), Temperatur (TT), Windrichtung (WD), Windgeschwindigkeit (WW), und Windkomponente quer zur angenommenen zweidimensionalen Fortsetzung des Unterinntales (U₂). Als Basishöhe der Radiosonde (= effektives Bodenniveau ,,z=O'') wurde durchgehend 1550 m \approx 840 mb angenommen, das ist etwas höher als der Brennerpaß, aber bedeutend niedriger als die mittlere Seehöhe der Brennergegend.

	Р	TT	WD	WW	U_2		Р	TT	WD 1	WW	υ,
	(mb)	(°C)	(0-360)	(m/s)	_		(mb)	(°C)	(0-360)	(m/s)	-
FALL	840	9	150	5	4.8	FALL	840	9	220	5	2.9
	700	—2	170	13	13.0		780	4	200	7	5.7
SE-SW	670	-2	180	16	15.5	SW-SE	750	4	180	9	8.7
	500	-18	210	20	14.1		700	-1	150	10	9.7
	300	-45	220	22	12.6		500	-18	155	17	16.7
	200	62	220	20	11.5		300	-45	165	25	25.0
	50	62	220	5	2.9		200	-62	170	20	19.9
							50	62	170	5	5.0
FALL	840	6.0	165	5	5.0	FALL		wie Fall	210	5	3.5
	720	-1.5	165	16	16.0		(OPT.SE	210	16	11.3
OPT.SE	600	-12.3	165	16	16.4	OPT.SW		bis auf	210	16	11.6
	500	-22.8	165	17	16.8			andere	210	17	11.9
	360	-41.0	165	17	17.3			Wind-	210	17	12.2
	230	64.0	165	18	18.0		I	richtung	210	18	12.7
	100	-64.0	165	18	18.0				210	18	12.7
	50	64.0	165	18	18.0				210	18	12.7
FALL	840	9	200	5	4.1	FALL		Ň	wie Fall	7	5.7
	700	2	205	13	10.0		SSW VI.			17	13.0
SSW V1	670	-2	210	16	11.3	SSW V2	jedoch alle			21	14.8
	500	-18	215	20	12.9		Windgeschw.			27	17.4
	300	45	220	22	12.6		um den Faktor		29	16.6	
	200	62	220	20	11.5		≈ 4/3 erhöht		27	15.5	
	50	—62	220	5	2.9					7	4.0
FALL	840	9	220	7	4.0	FALL	840	5.0	235	8	2.7
	700	-2	230	15	6.3		700	-5.0	240	16	4.1
wsw	670	-2	245	18	3.1	WSW 2	600	-11.8	245	20	3.5
	500	-18	270	22	-5.7		500	-20.9	245	24	4.2
	300	—45	270	25	-6.5		400	-32.6	250	26	2.3
	200	62	270	20	-5.2		300	48.2	250	33	2.9
	50	-62	270	5	-1.3		240	-59.6	250	35	3.1
							200	-59.6	250	35	3.1
							100	59.6	250	15	1.3
							50	-59.6	250	5	0.4



Abb. 2: Überblick über den Charakter der resultierenden quasistationären Strömung für die acht untersuchten Fälle (siehe Tabelle 1):

Linker Teil: Vertikaler Verlauf der Varianz der resultierenden Vertikalgeschwindigkeit $\overline{w^2}$ (m²/sec²) und deren spektrale Zerlegung für einige ausgewählte Höhen (über Grund). Wellenlänge $\lambda = 2\pi/\sqrt[3]{k^2 + 1^2}$ wobei k, l = Wellenzahlen in der x-, y-Richtung. Die gesamte Fläche unter der Kurve ist 100 Prozent. Rechter Teil: Dasselbe für die entsprechende zweidimensionale Strömung quer zu einem hypothetischen unendlich lang gedachten Unterinntal.



23

Die Inversion irgendwo um oder über Gipfelhöhe und die geringere Stabilität in der oberen Troposphäre sind übrigens sehr gut belegt, nicht nur aus den Münchner und Stuttgarter Radiosondenaufstiegen (PIELSTICKER, 1942; BRINK-MANN, 1974; KLEMP und LILLY, 1975).

Die hier gezeigten Ergebnisse bestehen aus Karten des berechneten Bodenwindes in Vektorform, allerdings nur für einen kleinen Ausschnitt von 8 mal 7 Gitterpunkten rund um Innsbruck (Abb. 3 bis 12), und Karten der berechneten Vertikalgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen für den größeren Ausschnitt wie in Abb. 1. Bis auf eine Ausnahme (Fall WSW2, 60 min) ist die simulierte Zeit immer 100 oder 120 Minuten.

Vorerst jedoch gibt Abb.2 einen Überblick über die Vertikalstruktur der Lösungen — dreidimensional und zweidimensional — und die zugehörigen spektralen Zerlegungen für die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit in einigen Höhen. Im dreidimensionalen Fall wurden, wie schon erwähnt, 100 oder 120 min "Real" zeit simuliert, im zweidimensionalen Fall zwischen 200 und 300 min, obwohl dort ein quasistationärer Zustand eher früher erreicht wird. Der zeitliche Verlauf scheint in allen Fällen unergiebig zu sein, d.h. er besteht aus einer gleichmäßigen Annäherung an einen stationären Zustand, und ist daher nicht dargestellt worden. Da alle Perturbationsgrößen, insbesondere die Vertikalgeschwindigkeit, proportional zum mittleren Bodenwind sind, wurden die Varianzen $\overline{w^2}$ in allen Fällen 5 m/sec mit dem Faktor Ūo ¥ $(5/\overline{U}_0)^2$ reduziert. mit Bodenwind um sie vergleichbar zu machen, jedoch nur im dreidimensionalen Fall.

Die Interpretation der Höhe z (Niveau $m = 1,2,3 \dots$ im Modell) verdient eine Anmerkung. z ist als geometrische Höhe eingeführt, und so muß auch die kinematische Randbedingung am Boden in diesem linearisierten Modell in einer fixen Höhe (z=0) vorgeschrieben werden. Sobald die Orographie so hoch oder höher wird als die vertikale Gitterdistanz, wären die untersten z-Niveaus, streng genommen, stellenweise für die Strömung gar nicht mehr vorhanden. Um diese der Linearisierung anhaftende Ambivalenz wenigstens für die Interpretation zu umgehen, ist es wohl am besten, sich die Gleichung für stationäre, hydrostatische (lange) Schwerewellen sowohl im z- als auch im natürlichen Θ -System vorzustellen (siehe auch KLEMP und LILLY 1975), in dem die Bergoberfläche eine Koordinatenfläche (Isentrope) darstellt. Es sollte als ,,z=0'' als Gebirgsoberfläche interpretiert werden, und die höheren z-Niveaus als entsprechende Isentropenflächen, wobei z in Θ mit Hilfe des Radiosondenaufstieges umgerechnet wird.

Ein Blick auf Abb.2 lehrt zunächst, daß in den betrachteten Fällen die mittlere Amplitude der Vertikalgeschwindigkeit in der Troposphäre immer bedeutend größer ist als am Boden. In allen dargestellten dreidimensionalen Fällen erreicht sie in relativ niedrigen Höhen um 2 km entsprechend einer Seehöhe zwischen 3000 und 4000 m ein ausgeprägtes Maximum, das offenbar an die Inversion gebunden ist bzw. an die Grenzfläche zwischen der stabileren Schicht in Bodennähe und der weniger stabilen darüber. Die maximalen Werte von $\overline{w^2}$ entsprechen lokalen Maxima der Amplitude von knapp 10 m/sec. Nur in drei Fällen wird offensichtlich die ganze Troposphäre von der Schwingung erfaßt, so daß die Amplituden nach oben hin kaum abfallen. Die ausgeprägten Maxima entsprechen ebenso ausgeprägten spektralen Maxima von \overline{w}^2 bei typischen Leewellenlängen von ca. 7 bis 20 km. Obwohl im dreidimensionalen Fall, streng genommen, keine echten, dispersionsfreien Resonanzwellen auftreten können, ist der Unterschied zum zweidimensionalen Fall hier kaum merkbar. Wie man sich auch an Hand der Abb. 17a, b, 19a, b und 20a, b überzeugen kann, ergeben sich oft praktisch ungedämpfte Leewellenzüge, die alle Merkmale von Resonanzwellen aufweisen, z.B. eine spektrale Verteilung, die sehr deutlich von der der erzwungenen Vertikalbewegung am Boden abweicht. Nur im Fall WSW2 ist diese spektrale Trennung schlecht ausgebildet, und im Fall SSW V2 ist das spektrale Maximum verwaschen.

Die Neigung zur Etablierung eines dominanten Leewellen-Regimes in der unteren und mittleren Troposphäre läßt sich verstehen, wenn man sich die Orographie in harmonische Komponenten entlang verschiedener Azimuthwinkel zerlegt denkt, und wenn man in den Gleichg. (1) und (2) für die Strömungsvariablen ŵ und θ den Ansatz exp(i(k.x+l.y)) macht. Für jede vorgegebene Wellenzahlenkombination (k,l), also auch für jeden vorgegebenen Azimuthwinkel, geht $(\mathbf{k} \cdot \overline{\mathbf{U}}(\mathbf{z}) + | \cdot \overline{\mathbf{V}}(\mathbf{z}))$ nur die Kombination in die Gleichungen ein, also in allen Höhen jeweils nur die Windkomponente senkrecht zum Verlauf der Wellenberge und -täler. Die Strömung ist also eine Überlagerung aller quasi-zweidimensionalen Strömungen aus den verschiedenen Azimuthrichtungen mit ihren jeweils verschie- $\frac{\mathbf{k} \cdot \overline{\mathbf{U}} + \mathbf{l} \cdot \overline{\mathbf{V}}}{\sqrt{\mathbf{k}^2 + \mathbf{l}^2}}$ denen effektiven Windprofilen , und es ist nur natürlich,

wenn auch nicht notwendig, daß für eine dieser Richtungen das Resonanzkriterium streng erfüllt sein wird. Diese dominante Leewelle wird bei einem isolierten Berg durch Interferenz ihren ungedämpften Charakter stromabwärts verlieren, nicht aber in unserm Fall, wo Gebirgszüge in allen möglichen Orientierungen und über eine große Fläche verteilt vorkommen, im Durchschnitt sogar fast isotrop verteilt*). Hier sollten Leewellen gegenüber einer streng zweidimensionalen Topographie sogar deutlich begünstigt sein. In der oberen Troposphäre und Stratosphäre, wo die vorherrschende Leewelle bereits abgeklungen ist, ähnelt die spektrale Verteilung oft wieder der des Bodenniveaus.

$$\left(\frac{\partial h}{\partial y}\right)^2 = 0.0155, \qquad \text{spektrale Maxima bei } \begin{array}{l} \lambda = 19 \text{ und} \\ \lambda = 10 \text{ bis 8 km} \end{array}$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2 = 0.0168, \qquad \text{spektrales Maximum bei } \begin{array}{l} \lambda = 40 \text{ bis 20 km} \end{array}$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial x} \cdot \frac{\partial h}{\partial y}\right)^2 = -0.0026!$$

^{*)} Als Kuriosität seien die Zahlen für die hier verwendete Topographie h(x,y) angeführt:

Die zweidimensionalen Vertikalprofile von $\overline{w^2}$ sind im allgemeinen komplizierter als die dreidimensionalen, die ja durch Interferenz vieler Komponenten geglättet werden, doch ist eine Ähnlichkeit zwischen ihnen in den meisten Fällen nicht zu verkennen, sowohl in der Vertikalstruktur als auch in der Wellenlänge der Leewellen als auch im Bodenwind, wie aus den Abb. 3-10 zu ersehen ist. Diese Ähnlichkeit tritt besonders deutlich in den Fällen SW-SE und OPT.SE in Erscheinung, ist jedoch offenbar beschränkt auf Situationen, in denen der anströmende Wind eine beträchtliche Komponente senkrecht zum zweidimensionalen Gebirgsabschnitt hat. Für diese Fälle scheint sozusagen der zweidimensionale Abschnitt des Unterinntals eine Art Eigenleben zu besitzen, und die zugehörige zweidimensionale Lösung gute Hinweise auf den Verlauf der dreidimensionalen Lösung im gleichen Gebiet zu geben. Ein völlig anderes Bild zeigen allerdings die Fälle WSW und WSW2, wo im zweidimensionalen Fall die Normalkomponente der Anströmung schon in der mittleren Troposphäre Null oder fast Null wird. In diesem sogenannten "kritischen Niveau" wird nach wohlbekannten theoretischen und experimentellen Ergebnissen, die hier im numerischen Modell bestens bestätigt werden, die von unten einfallende Wellenenergie absorbiert, so daß die Störung darüber praktisch verschwindet. Leewellen treten hier im zweidimensionalen Fall nicht auf, daher die geringe Amplitude der Vertikalgeschwindigkeit, die jedoch gar nichts über Intensität und lokale Verteilung des Bodenwindes aussagt: Fall WSW zeigt die bei weitem stärksten Winde im Talboden (Abb. 9), ein sehr seltenes Bild, während Fall WSW2 (Abb. 10) ganz im Rahmen des Üblichen bleibt: mäßig starke Leewinde am Gebirgsabhang südlich des Inntals, und schwache, sogar nördliche Winde im Talboden und im Staubereich. Gerade im Fall WSW hat allerdings die zweidimensionale Lösung nicht mehr viel Ähnlichkeit mit der realistischeren dreidimensionalen, weil die westliche Komponente in der Anströmung überwiegt.

Bodenwind:

Der berechnete Bodenwind (Mittel + Abweichung), dreidimensional und zweidimensional (rechter Rand), ist für alle acht Fälle in den Abb. 3 bis 10 in Vektorform dargestellt, und für weitere zwei Vergleichsfälle ohne zweidimensionale Rechnung in den Abb. 11 und 12. Der eingezeichnete "Bodenwind" ist der mittlere Wind im Niveau der gewählten Basishöhe der Radiosonde (1550 m \approx 840 mb). Lokale Verstärkungen auf das Mehrfache dieses Windwertes sind jedenfalls nach den Modellergebnissen eher die Regel als die Ausnahme, und sie treten bei südlicher Anströmung bevorzugt über dem Patscherkofel-Glungezer-Massiv und an seinem Nordabhang auf, aber auch an anderen Stellen mit wechselnder räumlicher Verteilung. Bei dieser Größenordnung der maximalen Perturbationen des Windfeldes, die die Annahmen bei der Linearisierung grob verletzt, dürfen wir die Windwerte nur mehr als qualitative Hinweise verstehen, aber doch immerhin als solche.



Abb. 3: Resultierender Bodenwind in Vektorform für ein Gebiet von rund 20. 15 km (8 mal 7 Gitterpunkte, $\Delta x = 2.5$ km) rund um Innsbruck, und für den angegebenen Modeilfall. In der rechten unteren Ecke der Windmaßstab (10 m/sec) sowie, im gleichen Maßstab, der "mittlere Bodenwind" des zugrundeliegenden Radiosondenaufstiegs in der gewählten Basishöhe von 1550 m \approx 840 mb. Höhenschichtlinien der geglätteten Topographie im Abstand von 250 m sowie Ortschaften und einzelne Gipfel (×) sind eingetragen.

Rechter Rand: Bodenwind für zweidimensionale Vergleichsrechnung (siehe Text), wobei das Unterinntal als unendlich langes, zweidimensionales Gebirge aufgefaßt wird. Gleicher Windmaßstab.

Daß die Struktur des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit (Abb. 2) keine Anhaltspunkte für den resultierenden Bodenwind liefert, ist schon erwähnt worden. Trotzdem ist es verlockend, die Rolle von Leewellen, wenn sie auftreten, zu untersuchen. Die Struktur des Bodenwindfeldes ist viel gleichmäßiger, "großräumiger" als die der kürzeren Leewellen. Selbst so ausgeprägte Leewellenlängen wie die im Fall SE-SW, SW-SE (extrem kurz, um 7 km), SSW V1 und SSW V2 treten im Bodenwind nicht direkt in Erscheinung. Ist es aber Zufall, daß alle Fälle mit starkem Wind am südlichen Rand des Talbeckens (OPT.SE,WSW, evt. WSW2 und SSW V2) sich durch das Fehlen einer ausgeprägten kurzen Leewelle auszeichnen? Für anders exponierte Stellen mögen die Verhältnisse anders sein, aber für das Innsbrucker Stadtgebiet scheint eine Tendenz zur Leewellenbildung eher das Auftreten starker Bodenwinde aus S oder W zu hemmen. Andererseits deuten die



Abb. 4: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 5: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 6: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 7: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 8: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 9: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 10: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3.



Abb. 11: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3, mit leichten Änderungen.



Abb. 12: Resultierender Bodenwind für den angegebenen Fall. Topographie und Beschriftung wie in Abb. 3, mit leichten Änderungen.

Fälle OPT.SE (aber nicht OPT.SW mit gleicher Windscherung!), SSW V2, WSW und WSW2 darauf hin, daß starke Windscherung in den unteren Schichten und starker resultierender Bodenwind positiv korreliert sind (vgl. auch die ersten Modellergebnisse in VERGEINER, 1975). Da Windscherung auch für Leewellenbildung nicht unbedingt abträglich ist, könnten sich verwirrende Kombinationen ergeben. Um die Frage der möglichen Resonanzerscheinungen zwischen Leewellen und dem Inntal-Querprofil, das gerade etwa einer Wellenlänge von 20 km entspricht, zu klären, müßten mehr speziell ausgewählte Fälle untersucht werden.

Das Stichwort "Kanalisierung" hat seine Berechtigung, wie ein Vergleich der Windvektoren mit den Höhenschichtlinien in Abb. 3 bis 12 lehrt, hauptsächlich im Stubaital und Wipptal. Es mag überraschen, daß ein linearisiertes Modell die Kanalisierung in den Tälern so gut wiedergibt. Im allgemeinen hat die Strömung allerdings keine Veranlassung, streng entlang der Höhenschichtlinien zu verlaufen, und sie tut es meistens auch nicht, wie man aus den Karten sieht. Eine angenähert zweidimensionale Überströmung, wie sie H.v. FICKER etwa für das Inntal beobachtet hat, mit Absteigen im Lee des Patscherkofel und Wiederaufsteigen an der Nordkette, ist das genaue Gegenstück zur Kanalisierung. Es gibt sicher noch viele kleinräumige Kanalisierungswirkungen durch Geländeerhebungen, Einschnitte

oder Kanten, die im vorliegenden Modell nicht enthalten sein können*). Andererseits sind, wie bekannt, Föhnwinde nicht einfach katabatische Winde, die durch eine Senke (Brenner) oder ein Tal ausfließen. Dafür gibt es schöne Beispiele aus Boulder, Colorado, wo der charakteristische ,,chinook'' und das lokal eng begrenzte Abfließen von Kaltluft aus den Canons nicht zu verwechseln sind. Das Modell bestätigt djesen Unterschied auf seine Weise: im Gegensatz zur gefühlsmäßigen, plausiblen Annahme, daß sich die Föhnströmung hauptsächlich durch das Wipptal (und Stubai) ihren Weg ins Innsbrucker Talbecken bahnt, zeigen die Abb. 3 bis 12 oft schwächere Bodenwinde am Ausgang des Wipptals und des Stubai als auf den östlich und westlich benachbarten Berghängen, oder jedenfalls keine stärkeren, besonders deutlich etwa in den Fällen SSW V1 und SSW V2 auf der Höhe von Schönberg-Patsch. Am ehesten stimmt die landläufige Vorstellung, wie zu erwarten, wenn die Südanströmung nicht hoch reicht ("flacher Föhn"), etwa im Fall WSW. Dort zeigt sich allerdings (Abb. 9) eine windschwache Zone im östlichen Teil des Innsbrucker Stadtgebietes, mitten in der sonst starken Talauswärtsströmung im Inntal.

Die hier vorgelegten Aussagen über die Verteilung der Bodenwinde können vorerst nur mit aller gebotenen Vorsicht als Diskussionsbeitrag gewertet werden, denn acht eher willkürlich ausgewählte Fälle bilden noch keine Grundlage für eine Klimastatistik, und auch diese ersten Ergebnisse können mangels Boden- und Höhenbeobachtungen nicht streng überprüft werden. Sie scheinen übrigens in krassem Gegensatz zu den von EKHART (1949) veröffentlichten Karten der Föhnströmung in drei festen Niveaus über Innsbruck zu stehen, die selbst in 2000 und 3000 m Höhe noch über dem Wipptal und seiner Verlängerung die stärksten Südwinde zeigen. Es muß hier jedoch kein Widerspruch vorliegen, denn die im vorliegenden Modell gerechneten Windkarten hat man sich, wie schon diskutiert, in lsentropenflächen liegend zu denken, von denen die unterste die Gebirgsoberfläche ist. Einem festen Niveau, etwa 3000 m, entspricht über dem Wipptal eine höhere Isentropenfläche als westlich und östlich davon und damit im allgemeinen stärkerer Südwind auf Grund der Zunahme des mittleren Windes mit der Höhe, ganz unabhängig von den orographisch induzierten Perturbationen. Daß die erwähnten Föhnströmungskarten nur in groben Umrissen für einzelne Fälle repräsentativ sein können, sollte nicht verwundern. Die sonstigen von EKHART aus langer Erfahrung beschriebenen Eigenheiten der Föhnströmung im Innsbrucker Raum kommen in den Modellergebnissen überzeugend zum Ausdruck: die Divergenz ins Unter- und Oberinntal (die in den Abb. 3 bis 12 in dem sehr kleinen Ausschnitt gar nicht richtig zur Geltung kommt), der "Horror" der Strömung vor dem angeströmten (Luv)Hang (p. 279, op.cit.), die maximalen Geschwindigkeiten in der "schießenden Strömung" im Lee von 20 m/sec oder etwas

^{*)} So tritt etwa der Föhn an der Station Rinn, die in einer seichten Geländefurche liegt, mit einer starken Ostkomponente auf (E. DREISEITL, persönl. Mitteilung).

mehr.*) Auch daß bei Südlagen Patsch mehr Wind hat als Innsbruck und der Patscherkofel noch einmal mehr als Patsch — vielleicht der einzige gesicherte klimatische Tatbestand — kommt hier im Mittel gut heraus, mit einzelnen Ausnahmen.

Es ist instruktiv, den Wind an ein und derselben Stelle durch alle Fälle zu verfolgen. Am Patscherkofel und Glungezer, deren Gipfel jeweils um etwa eine vertikale Gitterdistanz (300 m) über die geglättete Topographie herausragt, erscheint die Windrichtung in allen Fällen, von SE und SW, eher auf S gedreht. Die Windstärke ist im Mittel zwei- bis dreimal bzw. drei- bis viermal höher als der "Bodenwind" des zugrundeliegenden Aufstieges, nur bei westlichen Anströmungsrichtungen ist der Faktor kleiner. Nicht ganz unerwarteterweise spricht der Wind in Schönberg und Patsch eher auf SE als SW an (Fall OPT.SE, Abb. 5!), aber auch auf WSW (Abb. 9). Die sehr auffallende Windarmut bei SSW V1 und SSW V2 (Abb. 7 und 8) ist schon erwähnt worden. Weiter nördlich entlang des östlichen Mittelgebirges weisen Igls und Lans mäßig starke Winde aus S bis SSW auf, nur der Fall OPT.SE fällt mit seinen extremen Südwinden heraus, wie überall an den südlichen Hängen des Inntals bis hinunter ins Tal (Völs). Der Fall OPT.SE ist, wie schon erwähnt, im Hinblick auf maximale Bodenwinde konzipiert (nach KLEMP und LILLY, 1975), was seine Leistung erklärt. Daß die gesamte Vertikalstruktur der Luftmasse ins Spiel kommt, und nicht nur die Anströmung am Boden, zeigt sich z.B. in Rinn, wo sowohl Südwind von annähernd 20 m/s (OPT.SE, Abb. 5) als auch fast völlige Windstille (SE-SW, Abb. 3) auftreten, beide bei Bodenanströmung aus SE. In den anderen Fällen weist Rinn durchwegs stärkere Winde auf als Igls und Lans. Interessant ist vielleicht noch ein Vergleich des Gesamtbildes für das südliche Mittelgebirge zwischen den zwei Fällen mit ausgeprägter, entgegengesetzter Winddrehung mit der Höhe: im Fall SE-SW (Abb. 3) erscheint das westliche Mittelgebirge windmäßig hervorgehoben, im Fall SW-SE das östliche.

In der vorausgehenden Arbeit (VERGEINER, 1975) war die Frage diskutiert worden, warum in ersten Modellrechnungen Innsbruck wegen seiner Staulage am Fuß der Nordkette ins Bodenwindminimum zu liegen kam. Dies traf insbesondere für den einzigen dort festgehaltenen Fall zu: 15. Juni 1972 OO Z, (München + Mailand + Payerne)/3. Hier wird zum Vergleich die Darstellung des gerechneten Bodenwindes für diesen Fall in Abb. 11 nachgeholt, im gleichen Maßstab wie die Abb. 3 bis 10. Nach Lage der Dinge muß der Maximalwindgürtel wohl irgendwo im Lee der Bergketten im Süden des Inntals sein, aber die einzelnen Fälle zeigen doch beträchtliche Unterschiede: von allen dargestellten Bodenwindfeldern ragen die Abb. 11 und ein weiterer sonst nicht näher untersuchter Fall (Abb. 12)

^{*)} Auch der von RIEHL (1973) mitgeteilte Maximalwert von 140 kmh = 39 m/s (Bö) bei ähnlichen Höhenunterschieden des Reliefs fügt sich sehr gut in diesen Bereich ein, wenn er durch Division mit 1.55 (loc.cit.) in ein 5-min-Mittel von 25 m/s umgerechnet wird.

durch die starken negativen Südwindkomponenten um Innsbruck heraus, was man als Hinweis auf eine für den Föhndurchbruch ins Tal nicht sehr günstige Windverteilung werten müßte. Es scheint also, als ob beim ersten Versuch (VERGEINER, 1975) zufällig eine wirklich "föhnfeindliche" Auswahl getroffen worden wäre. Zum Verständnis des Durchbrechens der Föhnströmung ins Tal ist ja nicht gerade ein absolutes flächenmäßiges Windmaximum nötig. Von Grenzschicht- und nichtlinearen Effekten, auch Scherungsinstabilität*), die u.U. ein Leewindmaximum weiter ins Tal , verlängern" können, wollen wir hier absehen. Es ist auch zu beachten, daß der als "Innsbruck" eingezeichnete Kreis die Sillmündung in den Inn darstellt, daß sich das Stadtgebiet also im wesentlichen südlich davon erstreckt. Die ersten beiden Fälle (Abb. 3 und 4) liefern zwischen Innsbruck und Hall sehr schwachen Wind. Fall OPT.SE (Abb. 5) ist wegen seiner extrem starken Föhnwinde bis ins Tal schon hervorgehoben worden, und betont zugleich die allgemein eher westliche resultierende Windkomponente in Innsbruck, hier trotz SE-Anströmung. Die Fälle SSW V1 und SSW V2 (Abb. 7 und 8) bringen für Innsbruck immerhin mäßig starke Süd- bis Südwest-Winde, letzterer auch für die Haller Gegend. Fall WSW (Abb. 9) kanalisiert westliche Winde von zwei- bis dreifacher mittlerer Bodenwindstärke ins Inntal, aber das Stadtgebiet von Innsbruck bleibt dabei paradoxerweise ausgespart. Bei Fall WSW2 (Abb. 10) ist die Kanalisationswirkung insgesamt weniger ausgeprägt^{**}) jedoch im Raum Innsbruck sogar eher konzentriert. Übrigens kann man sich leicht davon überzeugen, daß für Innsbruck selbst die zweidimensionale Rechnung ganz unbrauchbare Ergebnisse liefert.

Ähnlich wie für Innsbruck (Nordrand) ergeben sich für das Hafelekar wie für den Nordkettenabhang im allgemeinen schwache Winde, z.T. nördliche Komponenten, nur in den Fällen SSW V1 und SSW V2 mäßige Südströmung.

Die Ergebnisse für einige weitere hier nicht präsentierte Modellfälle sollen noch kurz erörtert werden. Die Fälle SSW V1 und SSW V2 wurden in einer zweiten Version gerechnet, in der die scharfe Inversion zwischen 700 und 670 mb "ausgebügelt" wurde, d.h. diese beiden markanten Punkte durch ihren Mittelwert ersetzt wurden. Diese Glättung beeinflußt die resultierende Strömung nur unwesentlich — die mittlere Stabilität bleibt ja erhalten. Das Feld der Vertikalgeschwindigkeit ist in beiden Fällen bis in alle Details ähnlich, nur das scharfe Amplitudenmaximum an der Inversion erscheint verbreitert; der resultierende Bodenwind ist bei Fehlen der scharfen Inversion auf den Leehängen und im Tal ein wenig stärker. Bei zweidimensionaler Rechnung ist die Verstärkung des Bodenwindes recht deutlich ausgeprägt, und die Empfindlichkeit der Lösungen ganz allgemein größer: Fall SSW V1 ohne Inversion, zweidimensional gerechnet, hat so-

^{*)} Selbst bei einem 300 m tiefen Kaltluftsee mit einer Temperaturinversion von $7^{\circ}C$ ($\Delta \Theta = 10^{\circ}C$) würde der allerdings beträchtliche Windsprung von $\Delta U = 20$ m/s die Richardson-Zahl auf den kritischen Wert (1/4) senken.

^{*)} Es ist aber zu beachten, daß Fall WSW2 nur bis 60 min simuliert wurde.

gar doppelt so starken Bodenwind als mit Inversion. Umgekehrt ergibt sich in einer zweidimensionalen Rechnung auch das Phänomen, daß die Bodenwindverteilung stromaufwärts bis in den Talboden bei zwei Fällen mit völlig verschiedenen Aufstiegen (Fall OPT.SE und ein hier nicht gezeigter Fall mit sehr kleiner Anströmungsgeschwindigkeit, die ab etwa 450 mb negativ wird) praktisch gleich herauskommt.

Eine weitere Vergleichsserie umfaßte vier Fälle, alle mit einheitlicher Südanströmung (180 Grad) und Konzentration der Stabilität unter 500 mb, aber einmal mit stärkerer Stabilität unter 700 mb ("stabil") und einmal mit schwächerer ("labil'', Unterschied der Temperaturen in 940 mb = 4° C), und jeweils mit einem schematischen Windprofil (von 5 m/sec am Boden zunehmend auf ca. 20 m/sec ab 300 mb) oder mit höhenkonstantem Wind von 10 m/sec. Überall treten die stärksten Bodenwinde am Nordabhang des Patscherkofel-Glungezer-Massivs auf, und Innsbruck selbst ist dagegen windschwach, aber in den "labilen" Fällen sind die gerechneten Windmaxima nur etwa doppelt so hoch wie der mittlere Bodenwind, in den "stabilen" Fällen etwa dreimal so hoch. Erwartungsgemäß reduzieren sich die Störungen des Windfeldes, also die Perturbationen, stark, sobald die Schicht mit der stärksten Stabilität nicht mehr am Boden aufliegt. Selbst eine äquivalente scharfe Inversion an der Obergrenze der bodennahen Schicht dämpft die Windextreme ein wenig, wie schon erwähnt. Die Windscherung des verwendeten Windprofils war wohl zu gering, um einen Unterschied zur höhenkonstanten Windverteilung hervortreten zu lassen. Der einzige dramatische Effekt hängt von der Betrachtungsweise ab: während bei allen früher besprochenen Fällen (extreme Bodeninversionen ausgenommen) die maximalen berechneten Bodenwinde den maximalen mittleren Höhenwind nicht oder nur unwesentlich übertrafen, weil eben die angenommenen Radiosondenaufstiege in der oberen Troposphäre Windgeschwindigkeiten von 20 m/sec oder mehr aufwiesen, wäre hier im recht theoretischen Fall eines höhenkonstanten Windes das gerechnete Bodenwindmaximum gleich dreimal so hoch! Lokale Bodenwindmaxima, von Böen nicht zu reden, müssen also keineswegs durch den mittleren Höhenwind beschränkt sein, weil sie eben ihre Geschwindigkeit nicht "von oben her holen", sondern lokal durch Beschleunigung auf Grund des komplizierten Ineinanderspielens der Kräfte in einer stabil geschichteten Strömung erzielen können — auch im stationären Fall! Das hat schon BRINKMANN (1974, p. 599) in ihrer schönen, physikalisch inspirierten chinook-Klimatologie an Hand von Boden- und Höhenwinddaten klar nachgewiesen.*) Damit soll nicht geleugnet werden, daß höhere Windgeschwindigkeiten von oben her in Bodennähe transportiert werden können, z.B. bei Blockieren der Strömung im Luv, oder wenn solche windstärkeren Schichten durch Konvektion "angezapft" werden.

^{*)} Vgl. zu diesem Thema auch die Überlegungen von RIEHL (1971, 1973).

Auf die Frage "Warum und wann steigt der Föhn in die Täler hinab?" kann das vorliegende Modell nur insofern eine Antwort geben, als es grundsätzlich die Tendenz zum "Hinabschießen" einer stabilen Strömung im Lee unter hoher Geschwindigkeit zeigt, wobei die Bodenwindverteilung, also auch die Disposition zu starken Winden im Tal ("Föhnwirksamkeit") im einzelnen sehr unterschiedlich sein kann, und die Windmaxima lokal eng begrenzt, wie schon BRINKMANN (1974) für den Ostabhang der Rocky Mountains gefunden hat. Die Gebirgsoberfläche wird im Modell einfach als Isentropenfläche vorausgesetzt, was bedeutet, daß eine zu starke Inversion in Bodennähe (Kaltluft in den Tälern) zuerst durch synoptische Prozesse abgebaut werden muß, oder z.B. durch Einstrahlung, wenn es sich um lokale, nächtlich gebildete Kaltluft handelt. Das Modell kann sich allerdings auf seine Weise "wehren", wenn es mit zu hoher Stabilität in Bodennähe oder einem entsprechend zu hohen Gebirge konfrontiert wird: es produziert extrem starke, "unmögliche" Perturbationen. QUENEY (1973) hat ein quantitatives Maß für den Widerstand der Topographie gegen Überströmung entwickelt; um es sinnvoll anzuwenden, müßte man aber wohl den "mesoscale" über 100 km miteinbeziehen.

Eine vollständigere Ausarbeitung des sehr umfangreichen Materials muß weiteren Studien vorbehalten bleiben, insbesondere eine Analyse des resultierenden Bodenwindes in der weiteren Umgebung von Innsbruck. So scheint z.B. die horizontale Variation des Bodenwindes zwischen dem Brenner und den Zentralalpen der Umgebung (auf Isentropenflächen!) geringer als erwartet zu sein. Gebilde wie "Stubaier Föhn" und "Wipptaler Föhn" sind in der Theorie nicht so leicht zu finden wie offenbar in der Natur. Das beschriebene Modell müßte im Prinzip auch für die Untersuchung der Strömungsverhältnisse bei Nordanströmung geeignet sein. Erste Ergebnisse simulieren jedenfalls das viel schwächere Ansprechen des Patscherkofel auf Nordanströmung im Vergleich zur Südanströmung sehr gut. (HOINKES, 1973).

Vertikalgeschwindigkeit:

Grundsätzliches über das Feld der Vertikalgeschwindigkeit für die einzelnen Fälle ist schon an Hand der Abb. 2 gesagt worden. In den Abbildungen 13 bis 20 ist die Vertikalgeschwindigkeit in zwei oder drei ausgewählten Höhen pro Fall dargestellt. Aus technischen Gründen sind die Felder im untersten Niveau (meist Bodenniveau) als Abb. 13c, 14c, 17c und 19c bezeichnet worden, obwohl sie logischerweise vor 13a und b etc. zu reihen wären. Wie aus Abb. 2 zu entnehmen ist, erfaßt die Höhe ,,z=1.8 km" (Abb. 13a bis 20a) im allgemeinen das Maximum der Amplitude, während ,,z=6.6 km" (Abb. 13b bis 20b) die für die obere Troposphäre charakteristische Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit zeigt. Die Abbildungen könnten mit großem Vorteil an Anschaulichkeit bemalt werden, etwa z.B. alle Gebiete mit Absinken blau.



Abb. 13a: Vertikalgeschwindigkeit (m/sec) für den Fall SE-SW und die angegebene Höhe (als Höhe einer lsentropenfläche etwa 1000 m über Gipfelhöhe in der ungestörten Anströmung zu interpretieren, siehe Text). Abstand der Linien 1 m/sec, negative Werte (Absinken) strichliert. Der Ausschnitt entspricht dem der Topographie (Abb. 1), die dort eingezeichneten Ortschaften und Berggipfel sind durch Punkte bzw. Kreuze markiert. Der mittlere horizontale Windvektor im entsprechenden Niveau ist durch einen Pfeil rechts unten dargestellt.



Abb. 13b: Vertikalgeschwindigkeit (m/sec) für den Fall SE-SW, jedoch größere Höhe (höherliegende Isentropenfläche) wie angegeben, entsprechend etwa 8 km Höhe über d. M. in der ungestörten Strömung. Bezeichnung der Isolinien und Topographie wie in Abb. 13a.



Abb. 13c: Vertikalgeschwindigkeit (m/sec) für den Fall SE-SW, Bodenniveau. (Wegen der Interpretation der Höhe ,,z=O'' als Bodenniveau siehe Text) Dünnere Linien in Abständen von 0.5 m/sec sind eingefügt, sonst wie Abb. 13a und b. Dieses Feld ist auf Grund der kinematischen Randbedingung nur abhängig vom Anstieg der Höhenschichtlinien und dem mittleren Windvektor im angenommenen Bodenniveau (rechts unten).



Abb. 14a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall SW-SE.



Abb. 14b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall SW-SE.



Abb. 14c: Wie Abb. 13c, jedoch für den Fall SW-SE.



Abb. 15a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall OPT.SE.



Abb. 15b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall OPT.SE.

`



Abb. 16a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall OPT.SW.



Abb. 16b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall OPT.SW.



Abb. 17a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall SSW V1.



Abb. 17b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall SSW V1.



Abb. 17c: Wie Abb. 13c, jedoch fur den Fall SSW V1.



Abb. 18a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall SSW V2.



Abb. 18b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall SSW V2.



Abb. 19a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall WSW.



Abb. 19b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall WSW.



Abb. 19c: Vertikalgeschwindigkeit für den Fall WSW, jedoch ausnahmsweise z = 0.3 km statt z=0, sonst wie Abb. 13a.



Abb. 20a: Wie Abb. 13a, jedoch für den Fall WSW2.



Abb. 20b: Wie Abb. 13b, jedoch für den Fall WSW2.

.

Die Überlagerung von erzwungenen und freien Schwingungen liefert eine unübersehbare Vielfalt von Bildern, wobei natürlicherweise ein annähernd stetiger Übergang vom topographisch erzwungenen Muster (Bodenniveau ,,z=O'') zur viel freieren, an der Windrichtung orientierten Anordnung der Leewellenzüge in höheren Niveaus erfolgt. Das beste Beispiel dafür bietet Abb. 19c (Fall WSW, z=0.3 km), we in Anlehnung an das hier nicht gezeigte Bodenniveau (ähnlich Abb. 14c) das Inntal noch sehr deutlich hervortritt, aber zugleich die Aufsplitterung in die Resonanzwellenzüge schon zu erkennen ist. Beim Übergang von unten nach oben ist es nützlich, sich die bekannte Stromaufwärtsverlagerung der Phase der Wellenzüge mit der Höhe vorzustellen, wie sie schon von PIELSTICKER (op.cit.) genau beschrieben und später als Folge der Abstrahlung von Wellenenergie nach oben theoretisch geklärt wurde. So rückt der im Bodenniveau an der Nordkette liegende orographisch induzierte Aufwindgürtel in der unteren bis mittleren Troposphäre charakteristischerweise fast immer mitten übers Inntal*), und noch weiter oben in die Gegend des Patscherkofel-Glungezer-Massivs. Oft ist dieses ausgedehnte Aufwindgebiet südlich oder südöstlich von Hall am besten ausgeprägt, wobei im gleichen mittleren Niveau irgendwo über dem Inntal wieder leichter Abwind einsetzt — ein Bild, das, mit Variationen, dem von HOINKES (1942) entworfenen Modell der Föhnwelle über dem Inntal bis in Einzelheiten entspricht, und ebenso der Beschreibung der vertikalen Divergenz der Stromlinien und damit verbundenen Abschwächung der Südströmung noch am Leehang (EKHART, 1949). Stromlinien und Ouerschnitte sind hier nicht gezeichnet worden, dazu müßten die gerechneten Werte modifiziert und der nichtlinearen Randbedingung am Gebirge angepaßt werden, ein Aufwand, der sich wohl erst beim Vergleich mit Messungen und Wolkenbeobachtungen lohnen würde.

Wahrscheinlich ist der Leewellencharakter des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit in den Abb. 13 bis 20 wegen der Auslese und Ähnlichkeit der Fälle statistisch zu stark betont, denn der Fall eines höhenkonstanten Windprofils mit konstanter Stabilität ist sicher nicht der einzige, der auch bei beliebigem Azimuth der Anströmung keine Resonanzwellen auslösen kann. In solchen, ebenfalls simulierten Fällen entstehen in starker Anlehnung an die Geländeform, hauptsächlich die Inntalfurche, ein oder zwei fast zweidimensionale Wellenzüge unter charakteristischer Phasenverlagerung mit der Höhe. Ihre Amplituden erreichen durch Interferenz kaum das Doppelte der maximalen Vertikalgeschwindigkeit am Boden, während vergleichsweise die Resonanzwellen (Fall OPT.SE, Abb. 15a und b, Fall OPT.SW, Abb. 16a, Fall SSW V1, Abb. 17a, Fall SSW V2, Abb. 18a) eine Aufschaukelung um den Faktor vier bis fünf bringen können. Übrigens ist die schon erwähnte typische Stromaufwärtsverlagerung der Wellenzüge bei Leewellen sehr gering, sind sie doch der Prototyp einer Schwingung, bei der die Energie in einen

^{*)} Ein breiter Aufwindgürtel über der Talmitte ergibt sich übrigens als dynamische Konsequenz auf Grund analoger Überlegungen auch bei Nordanströmung, ebenso wie bei Südanströmung.

gewissen Höhenbereich gebündelt und nicht oder kaum weiter nach oben abgestrahlt wird. Die Höhe des Leewellenmaximums etwa 2 km über dem angenommenen Bodenniveau (Abb. 2), also etwa 3.5 km ü.N.N., erscheint etwas niedrig, steht aber wohl in Zusammenhang mit der angenommenen Lage der Inversion knapp über Gipfelhöhe, und müßte der nach Hoinkes (1942) mit etwa 4 bis 6 km ü.N.N. anzusetzenden Höhe der Lenticulariswolken auch sonst nicht unbedingt widersprechen, da die zugehörigen Isentropenflächen sich über dem Inntal stark aufwölben. Immerhin liegt im Fall WSW2 das Maximum der Amplitude fast bei 5 km ü.NN. Vielleicht sind die von PIELSTICKER (loc.cit.) beschriebenen Verhältnisse im Lee der Hohen Tauern in diesem Zusammenhang zu sehen: eine Inversion in 3 bis 4 km Höhe und darunter z.T. extreme Böigkeit - Leewellen von zu großer Amplitude, die zu statischer Instabilität und Turbulenz Anlaß geben? Wenn man einen Anstieg der Stromlinien w(max): u von etwa 1:3 bis 1:2 als empirischen Grenzwert annimmt, ab dem eine linearisierte reibungsfreie Lösung unglaubwürdig wird, weil die Stromlinien unter Berücksichtigung der Nichtlinearität schon umschlagen können, so ergeben sich z.B. hier fast überall turbulenzverdächtige Situationen: im Bodenniveau ist die maximale Neigung der geglätteten Topographie gerade etwa 1/3, eher darüber, und Werte bis zu 1/2 kommen selbst in größeren Höhen noch vor (Fall OPT.SE, Abb 15b).

Wenn wir die Fälle im einzelnen noch kurz diskutieren, so zeigt Abb. 13c, Fall SE-SW, daß bei südöstlicher Bodenanströmung sowohl die Inntalhänge als auch die Geländeform der Zillertaler und Stubaier Alpen eher stärker "ansprechen" als bei südwestlicher Anströmung gleicher Stärke (Abb. 14c, Fall SW-SE). Im Fall SE-SW ist die Achsenneigung der Welle über dem Inntal sehr ausgeprägt, schon in 1 km relativer*) Höhe (hier nicht gezeigt) reicht der Abwind kaum mehr über die Kammlinie Patscherkofel-Glungezer hinaus, und ab etwa 2 km herrscht dort Aufwind. In Abb. 13a (1.8 km) haben sich schöne Leewellen etabliert — man könnte sie als drei oder vier Leewellenstraßen nebeneinander beschreiben — die aber den Verlauf des Inntals noch gut zur Geltung kommen lassen. Sie reichen bis in über 4 km Höhe (hier ebenfalls nicht gezeigt) bei weitgehender Phasenkonstanz und sind im Lee des Alpenhauptkamms und der Karwendelketten optimal ausgebildet. Obwohl die Leewellen im obersten hier gezeigten Niveau (6.6 km, Abb. 13b) kaum mehr aufscheinen, ist dort ein Absinkgebiet zwischen Telfs und Seefeld noch in fast unveränderter Lage vorhanden. Als auffallendstes Charakteristikum finden wir in dieser Höhe jedoch ein durchgehendes Band starker Aufwärtsbewegung, das im wesentlichen entlang der höchsten Erhebungen der Nördlichen Kalkalpen verläuft (vgl. Abb. 1). Ein fast ebenso deutlich ausgebildetes Absinkgebiet ist ihm vorgelagert, aber überall sonst, stromaufwärts und stromabwärts, treten die Amplituden im Vergleich stark zurück. Für diese Erscheinung paßt wohl am

^{*)} Im folgenden sind alle Höhenangaben als relative Höhe über dem angenommenen Bodenniveau von 1550 m (Höhe Null) zu verstehen, jeweils einer Isentropenfläche folgend.

besten das Bild der von PIELSTICKER (op.cit.) beschriebenen "hohen Föhnwelle", einer Art gegenläufiger Schwingung der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre zum generellen Absinken der Föhnströmung vom Nordrand der Alpen ins bayrische Alpenvorland. Diese Phasenumkehr der Stromlinien ist uns inzwischen aus einer Unzahl von Beobachtungen und theoretischen Ergebnissen vertraut, wenn auch nicht unter diesem einprägsamen Namen. Wie schon erwähnt, dürfte die "hohe Föhnwelle" ein Ausdruck von Wellenvorgängen sein, die in einen größeren "scale" hineinreichen und im vorliegenden Modell mit seiner horizontalen Beschränkung auf etwa 110 mal 110 km gar nicht vollständig erfaßbar sind. Bei diesen längeren Wellen muß aber die Vertikalgeschwindigkeit im Vergleich zu den horizontalen Windstörungen immer mehr zurücktreten, so daß wir die vorliegenden Vertikalgeschwindigkeiten in erster Näherung als gültig annehmen können. Wir werden der "hohen Föhnwelle" auch in den weiteren Fällen begegnen, mit Ausnahme der zwei letzten (WSW und WSW2), bei denen die westliche Komponente der Anströmung überwiegt.

Fall SW-SE bietet in etwa 1 km Höhe ein ziemlich chaotisches Bild, aber mit deutlicher Ost-West-Orientierung der Wellen, das in 1.8 km (Abb. 14a) noch in abgeschwächter Form zu erkennen ist. Nur im Oberinntaler Raum ergeben sich größere Amplituden, während die Zillertaler Alpen auffallend störungsfrei sind, vielleicht weil sie sowohl am Boden (SW-NE) als auch in der Höhe (SE-NW) ganz grob parallel zur Windrichtung verlaufen. Der Aufwind entlang des Kammes Patscherkofel-Glungezer beginnt schon unter 1.5 km, aber auch diese Aufwindzelle über dem südlichen Rand des Inntals bleibt schwach. Trotz der allgemein geringen Störungsamplituden und der ausgeprägten Winddrehung mit der Höhe erscheint die hohe Föhnwelle erstaunlich stark ausgebildet (Abb. 14b), wobei das ihr vorgelagerte Absinkgebiet schon etwas weiter unten, im 4 km-Niveau, gleiche Ausdehnung und Amplituden erreicht.

Die durch den mittleren Bodenwind erzwungene Vertikalströmung im Bodenniveau ist hier für die Fälle OPT.SE bzw. OPT.SW nicht dargestellt, sie ähnelt bis in Einzelheiten dem Fall SE-SW bzw. SSW V1 oder SW-SE. Sonst bieten die beiden Fälle jedoch ein völlig neues Bild entsprechend der starken Schwingung, die durch dieses ,,optimale'' Profil in der gesamten Troposphäre erregt wird. Der einzige Unterschied liegt in der Anströmungsrichtung, die im Fall OPT.SE (Abb. 15a, 15b) eine Art Achse Unterinntal-Stubai zu bevorzugen scheint, im Fall OPT.SW (Abb. 16a) eher eine Verbindung Oberinntal-Wipptal. Die eigenartigen Muster geben z.T. den Eindruck von Leewellen,,straßen'', wie etwa im Fall OPT.SE die phasenkonstante Aufwindwalze über dem Stubaital bis in über 4 km Höhe, doch ist andererseits der Verlauf des ganzen Inntals in beiden Fällen in allen Höhen deutlich abgebildet (besonders schön in Abb. 16a), ebenso wie die Phasenverschiebung der daran gebundenen orographischen Welle. In beiden Fällen reicht der Abwind über dem Kamm Patscherkofel-Glungezer bis in ca. 4 km Höhe (der Glungezer kommt fast immer zuerst in den Aufwind), wobei die Detailstruktur der Auf- und Abwindgebiete jedoch größere Unterschiede aufweist. Die hohe Föhnwelle mit vorgelagertem Absinkgürtel ist im Fall OPT.SE (Abb. 15b) recht homogen gebaut, im Fall OPT.SW (Abb. 16b) etwas mehr fragmentiert.

Die Fälle SSW V1 und SSW V2 gehören wieder zusammen, indem der zweite aus dem ersten durch Verstärkung aller mittleren Winde um den Faktor $\approx 7/5$ hervorgeht, bei gleicher Anströmungsrichtung aus SSW. Daher gilt die Bodenkarte der Vertikalgeschwindigkeit (Abb. 17c) ebenso für Fall SSW V2, wenn die Werte mit 7/5 multipliziert werden. Diese gleichmäßige Erhöhung der Anströmungsgeschwindigkeit wirkt sich, wie schon gezeigt, auf die Verteilung des resultierenden Bodenwindes nicht besonders stark aus (vgl. Abb. 7 und 8), führt jedoch zu ziemlich drastischen Verschiedenheiten in den Mustern der Vertikalbewegung, was in Abb.2 zwar nicht aus dem vertikalen Amplitudenprofil von $\overline{w^2}$, jedoch aus der spektralen Zerlegung der Varianz verständlich erscheint. Fall SSW V1 hat ein klares Leewellenmaximum bei 10 km, das durch Abb. 17a bestätigt wird. Wieder sind es im wesentlichen drei Leewellen, straßen", die im Mittel bis in etwa 4 oder 5 km Höhe hinaufreichen dürften, jedoch lokal verschieden je nach den Resonanzbedingungen*). Zwischen diesen "Straßen" liegen praktisch ungestörte Streifen (w=O) entlang der Windrichtung. Wieder tritt das Aufwindgebiet südlich oder südöstlich von Hall mit seiner charakteristischen Phasenverlagerung auf (Abb. 17a), das den Abwind im Lee des Patscherkofel-Glungezer-Massivs verdrängt und bis in ca. 6 km Höhe reicht. Es handelt sich, wie schon erwähnt, um die typische ,vertikale Divergenz" der Stromlinien im Lee des Patscherkofel in der Ausdrucksweise von EKHART (1949), die zur Ausbildung einer zweiten "Föhnwelle" über der Talmitte führt (HOINKES, 1942). Die hohe Föhnwelle (Abb. 17b) ist als durchgehendes Band vorhanden, wenn auch nicht besonders stark oder regelmäßig.

Wegen der gleichen Form des Windprofils hat das Leewellenmaximum bei 10 km im Fall SSW V1 seine Entsprechung bei etwa 14 km im Fall SSW V2, doch tritt dann offensichtlich eine Interferenz mit den in der Topographie vorherrschenden etwas längeren Wellen auf, die für die Resonanz der reinen Leewellen nicht mehr so günstig ist (Abb. 2), so daß wir in diesem Fall (Abb. 18a, 18b) wieder die merkwürdigen Mischgebilde sehen, die an den Fall OPT.SW (auch wegen ähnlicher Anströmungsrichtung) erinnern. Höhere Windgeschwindigkeit bedeutet geringere effektive Stabilität**)und infolgedessen geringere Achsenneigung der langen Wellen mit der Höhe, was sich z.B. am Aufwindgebiet südöstlich von Hall darin äußert, daß es den Abwind am Kamm Patscherkofel-Glungezer bis ins oberste Niveau (über 6 km) nicht verdrängen kann (Abb. 18b). Beide verschmelzen dort zu größeren Gebilden gegen die Zillertaler Alpen hin, während die Stu-

^{*)} Zwischen Matrei und Fulpmes liegt von unten bis oben in praktisch unveränderter Lage ein Zentrum absinkender Bewegung (Abb. 17c, 17a, 17b).

^{**)} Dies geht aus dem "Scorer-Parameter" $N^2/\bar{U}^2+...$ hervor, der den kombinierten Einfluß von Stabilität und Wind für stationäre Strömung beschreibt.

baier Alpen in allen Höhen schwächer in Erscheinung treten. Ein schönes Beispiel für ein ortsfestes Aufwindgebiet vom Boden bis ins höchste betrachtete Niveau findet sich in der Brennergegend, während ein noch stärkeres im Dreieck Zirl-Seefeld-Telfs bis über 4 km reicht. Sehr gleichmäßig ausgebildet und etwas weiter im Lee als üblich ist die hohe Föhnwelle.

Die orographisch induzierte Vertikalgeschwindigkeit am Boden kann für die beiden letzten Fälle WSW und WSW2 der Abb. 14c für den Fall SW-SE entnommen werden, wenn die Werte jeweils dem stärkeren Bodenwind entsprechend mit 7/5 bzw. 8/5 multipliziert werden. Beide Fälle zeigen ausgeprägte Leewellen senkrecht zur Windrichtung, in zwei "Straßen" angeordnet, deren Fixierung an gewissen orographischen Merkmalen nicht leicht zu durchschauen ist, am wenigsten im Fall WSW (Abb. 19a) mit seinen unglaublich regelmäßigen Bändern, die ziemlich phasenkonstant bis in über 4 km Höhe reichen und sich dann im obersten Niveau (Abb. 19b) in nur mehr eine "Straße" umarrangieren. Hier wäre z.B. durchgehend der Patscherkofel im Aufwind, der Glungezer im Abwind. Beim Fall WSW2 mit seinen eigenartig geknickten Leewellenzügen scheint wieder einmal die Achse Oberinntal-Wipptal eine Rolle zu spielen. Es ist bemerkenswert, wie sich die Leewellenbänder zwischen 1.8 km (Abb. 20a) - statt dessen könnte man auch noch 4 km nehmen — und 6.6 km (Abb. 20b) verdünnen: Manche Bänder, z.B. das von Telfs nach SSE und der große einheitliche Absinkgürtel, in dem auch Patscherkofel und Glungezer liegen, sind im obersten Niveau noch gut ausgebildet, andere dagegen fast völlig verschwunden.

Diskussion weiterer Ergebnisse und Ausblick:

Es ist bekannt, daß bei Auftreten von mehr als einer Resonanzwellenlänge die kürzere ihr Maximum in der unteren oder mittleren Troposphäre hat, die längere in größerer Höhe, wo allgemein die Muster der Vertikalgeschwindigkeit großflächiger sind. Von den in Abb.2 dargestellten Modellfällen zeigt nur Fall SW-SE $\overline{w^2}$, doch ist die spektrale einen deutlichen Doppelgipfel in der Varianz Verschiebung in allen Fällen sichtbar, nicht zuletzt an den Feldern selbst (Abb. 13 bis 20). Ein besonders schönes Beispiel dieser Art, hier nicht abgebildet, ergab sich bei einem Aufstieg mit typischen Profilen der Stabilität und Windgeschwindigkeit (von 5m/sec am Boden bis 18 m/sec an der Tropopause), bei relativ rascher Winddrehung mit der Höhe von S auf W. Die resultierende Vertikalgeschwindigkeit ist insgesamt nicht besonders stark (bis ca. 3 m/sec), hat aber zwei Maxima, eines bei z = 1 bis 2 km und ein zweites bei über 4 km (etwa 6000 m ü. NN.), eine in Wellenlänge und Höhe ganz konventionelle Leewellenbildung. Das tieferliegende Amplitudenmaximum entspricht einer sehr "turbulent", chaotisch aussehenden Feldverteilung (am ehesten vielleicht mit Abb 14a zu vergleichen), mit relativ viel Energie im kurzen Ende des Spektrums. Dieses liegt natürlich noch

lange nicht im eigentlichen Turbulenzbereich, doch drängt sich hier wieder, wie schon früher erwähnt, der Gedanke an die Energiekaskade auf, und an die von Segelfliegern häufig gefundene Föhnturbulenz in den untersten zwei bis drei Kilometern. Soweit es sich dabei um mechanische Turbulenz handelt, kann sie auch durch Geländekanten ausgelöst werden und ihre Energie aus der Windscherung beziehen, so daß das erwähnte Amplitudenmaximum vielleicht am besten als stationärer Sonderfall relativ sehr langer Kelvin-Helmholtz-Wellen anzusprechen wäre.

H. Fortak und K. Lindemann verdanke ich eine Woche äußerst anregender Diskussionen und erste Versuche, die durch orographische Anströmung angeregten Wellenvorgänge in der freien Atmosphäre im Raume Inntal-Wipptal systematisch und quantitativ zu erfassen. Schon diese wenigen vom 16. bis 22. August 1975 mit einem instrumentierten Motorsegler durchgeführten Flüge haben das langjährige segelfliegerische Erfahrungsgut und die hier vorgelegten Strömungsrechnungen in sehr eindrucksvoller Weise bestätigt bzw. ergänzt: die Aufwindwelle über dem Inntal bei Süd- und Nordanströmung, bei südlicher Anströmung im Lee des Patscherkofel allerdings wohl stärker ausgebildet; fallweise eine Doppelwelle über dem Inntal bei sehr schwacher Anströmung; fast adiabatische Verhältnisse bis in über 3 km Höhe über der Talmitte wegen der starken Aufwölbung der Stromlinien (Isentropenflächen). Auch die schon in wenigen Modellfällen errechneten maximalen Vertikalgeschwindigkeiten von knapp 10 m/sec erscheinen durchaus glaubhaft, während 30m/sec (als Aufwind in einer Föhnwelle) vorerst eher als Fliegerlatein zu bewerten wären. Das Bild der Überlagerung von freien und erzwungenen Wellen kann stellenweise wirklich sehr verwirrend und undurchschaubar sein, erst recht wenn Konvektionsvorgänge noch eine Rolle spielen. Abgesehen vom Bodenwind, wird es besonders interessant sein, zu sehen, ob auch die gerechneten flächenhaften Muster der Vertikalgeschwindigkeit durch diese Messungen verifiziert werden können, z.B. daß selbst bei SE-Anströmung sich entlang des ungefähr zweidimensionalen Abschnittes des Unterinntals keine gleichförmige Aufwindwalze ausbildet, sondern eher eine Folge von einzelnen Zellen.

Zusammenfassung:

Nach einer einleitenden Diskussion orographischer Effekte im Bereich von Leewellen, "mesoscale" Schwere-Inertialwellen und planetarischen Wellen werden erste Ergebnisse eines früher beschriebenen dreidimensionalen, zeitabhängigen, linearisierten numerischen Föhnströmungsmodells für den Wellenlängenbereich von etwa 10 bis 100 km gezeigt, wobei eine geglättete Topographie eines Teils von Tirol zugrundegelegt ist. Das Modell wurde für viele Fälle bis zur Erreichung eines quasistationären Zustandes gerechnet, für acht ausgewählte Modellaufstiege sind die Ergebnisse hier dargestellt und näher erläutert, u.zw. die flächenhafte Verteilung des resultierenden Bodenwindes (nur für einen Ausschnitt um Innsbruck) und der Vertikalgeschwindigkeit in mehreren Höhen. Die Wechselwirkung zwischen den freien und durch die Orographie erzwungenen Wellen führt zu einer praktisch unübersehbaren Vielfalt von Strömungsmustern, die jedoch auch immer wiederkehrende topographisch fixierte Eigenheiten, z.B. Aufwindgebiete, enthalten. Auch die flächenhafte Erstreckung der starken Föhnwinde im Lee der angeströmten Bergkämme kann von Fall zu Fall sehr verschieden sein, wobei die Vertikalprofile von Temperatur und Windgeschwindigkeit in der anströmenden Luftmasse die Schwingungseigenschaften der Atmosphäre in nicht leicht durchschaubarer Weise bestimmen. Eine detaillierte Verifikation dieser theoretischen Strömungsbilder ist mangels Messungen noch nicht möglich, doch sind die Vergleiche mit anderen theoretischen und experimentellen Ergebnissen, vor allem mit dem reichen Bestand an klassischen Föhnbeobachtungen und segelfliegerischer Erfahrung, sehr ermutigend.

Schlußbemerkungen:

Diese Arbeit ist dem Gedenken an meinen verehrten akademischen Lehrer, Herrn Prof. H. Hoinkes gewidmet. Ich verdanke ihm nicht nur langjährige Förderung und Ermutigung, sondern auch alle Anregungen einer so vielseitigen Persönlichkeit. Er schätzte den Wert von freiem kulturellem und wissenschaftlichem Austausch, bürokratisches Denken war ihm fremd. Es war ein Vergnügen, seinen genauen und kritischen Geist zu erleben, seine Lust am gesprochenen und geschriebenen Wort, am Zeichnen einer Wetterkarte, seine Vorlesungen und Feste. Seine umfassende Übersicht und Literaturkenntnis werden uns fehlen, und die Hoffnung, Beobachtung und Theorie gerade der alpinen Wettererscheinungen in gemeinsamen Arbeiten zusammenzuführen, kann sich durch seinen tragisch frühen Tod nicht mehr erfüllen.

Herrn Prof. H. Pichler bin ich zutiefst verpflichtet für seine großzügige und hartnäckige Unterstützung in allen Phasen dieser Arbeit. Meinen Institutskollegen danke ich für viel Hilfe und Freundschaft, und dem Personal des Rechenzentrums der Universität Innsbruck sowie Frl. E. Althaler und Herrn A. Trawöger für die rechentechnischen, zeichnerischen und photographischen Arbeiten, die mit finanzieller Unterstützung des Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung durchgeführt wurden.

Literatur:

- BERAN, D. W. (1967): Large-amplitude lee waves and chinook winds. J. Appl.Met., 6: 865 877. BRINKMANN, W. A. R. (1974): Strong Downslope Winds at Boulder, Colorado. Mon. Weather Rev.,
- BRINKMANN, W. A. R. (1974): Strong Downslope Winds at Boulder, Colorado. Mon. Weather Re 102: 592 - 602.
- CEHAK, K. und H. PICHLER (1968): Beschreibung des Stromfeldes im Alpenbereich mittels Windmatrizen. Archiv. Met., Geophys. u. Bioklim., Ser. A, 17: 61 - 77.
- EGGER, J. (1972): Numerical experiments on the Cyclogenesis in the Gulf of Genoa. Beitr. Phys. Atm., **45:** 320 346.
- EKHART, E. (1949): Zum Innsbrucker Föhn. Met. Rundschau, 2: 276 280.
- FLIRI, F. (1973): Die Alpen als Klimascheide: Vorstellungen und Wirklichkeit. Aus: Climatological Research (The H. Flohn 60th Anniv. Vol.) Bonner met. Abh. **17**: 610 pp.
- FLIRI, F. (1975): Das Klima der Alpen im Raume von Tirol. Monographien zur Landeskunde Tirols, Folge I, Univ. Verlag Wagner, Innsbruck-München, 454 pp.
- HOINKES, H. (1942): Wolkenbeobachtungen bei Föhn in Innsbruck. Beitr. Phys. freien Atm., 27: 62 68.
- HOINKES, H. (1953): Probleme der alpinen Synoptik. Archiv. Met., Geophys. u. Bioklim., Ser. A, 5 (3): 304 325.
- HOINKES, H. (1973): Gutachten über die Windverhaltnisse im Ahrntal. Institut für Meteorologie und Geophysik, Univ. Innsbruck, Maschinschrift 13 pp.
- KANITSCHEIDER, R. (1932/37/39): Beiträge zur Mechanik des Föhns, Ergebnisse von Doppelvisierungen in Innsbruck und Umgebung. 1, 11 und 111. Beitr. Phys. freien Atm., 18: 27 - 47; 24: 26 - 44; 25: 49 - 58.
- KLEMP, J. B., und D. K. LILLY (1975): The Dynamics of Wave-Induced Downstope Winds. J. Atm. Sci., **32** (2): 320 339.
- LAMMERT, L. (1920): Der mittlere Zustand der Atmosphäre bei Südföhn. Veröffentlichungen des Geophysikal. Inst. d. Univ. Leipzig, 2. Serie, 2. Band, p. 261, Leipzig.
- LILLY, D. K., und P. J. KENNEDY (1973): Observations of a Stationary Mountain Wave and its Associated Momentum Flux and Energy Dissipation. J. Atm. Sci., **30** (6): 1135 - 1152.
- LILLY, D. K., und P. LESTER (1974): Waves and Turbulence in the Stratosphere. J. Atm. Sci., 31 (3): 800 812.
- MERKINE, Lee-Or und E. KALNAY-RIVAS, 1976: Rotating Stratified Flow over Finite Isolated Topography. J. Atmos. Sci. 33 (6), pp. 908 - 922.
- PICHLER, H. (1971): Zusammenhang zwischen Temperaturschichtung und Stromfeldänderungen im Alpenbereich. Annal. Meteorol. N. F., 5: 41 44.
- PICHLER, H. und H. REUTER (1967): Zum Studium der Struktur des Stromfeldes im Bereich der Alpen. 9. Internat. Tagg. f. Alpine Met., Brig, Sept. 1966. Veröff. Schweizer Met. Z. A., 4: 205 - 211.
- PIELSTICKER, U. (1942): Beobachtungen der hohen Föhnwelle an den Ostalpen. Beitr. Phys. freien Atm., 27: 140 164.
- QUENEY, P. (1973): Transfer and Dissipation of Energy by Mountain Waves. From: Dynamic Meteorology (Lectures delivered at the Summer School of Space Physics of the Centre National d'Etudes Spatiales, held at Lannion, France, 7 Aug. 12 Sept. 1970), pp. 513 617, D. Reidel Publishing Co., Dordrecht-Holland, Boston-USA.
- REUTER, H. und H. PICHLER (1964): On the orographic influences of the Alps. Tellus, 16 (1): 40 42.
- REUTER, H. und H. PICHLER (1964a): Zur Stromfeldtheorie auf orographisch modifizierten isentropen Flächen, I. Beitr. Phys. Atm., 37: 212 - 223.
- RIEHL, H. (1971): An unusual chinook case. Weather, 26 (6): 241 246.
- RIEHL, H. (1973): On the climatology and mechanisms of Colorado chinook winds. Climatol. Res., (Bonner Met. Abhandlg. H. 17), pp. 493 - 504.
- SCORER, R. S. (1958): Natural Aerodynamics. Pergamon Press, 312 pp.
- VERGEINER, I. (1971): An operational linear lee wave model for arbitrary basic flow and twodimensional topography. Quart. J. R. Met. Soc., 97: 30 - 60.

- VERGEINER, I. (1975): A Numerical Model of Three-Dimensional, Mountain-Induced Gravity Wave Flow, Riv. Ital. Geofis., I (Special): 15 - 31 (Proc. 13. Internat. M. Alpine Met.).
- WEBB, W. (Berichterstatter) (1975): Atmospheric Gravity Wave Symposium, El Paso, Nov. 1974. Bull. Am. Met. Soc., 56 (2): 256 - 257.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: <u>Berichte des naturwissenschaftlichen-medizinischen</u> <u>Verein Innsbruck</u>

Jahr/Year: 1976

Band/Volume: 63

Autor(en)/Author(s): Vergeiner Ignaz

Artikel/Article: <u>Föhn- und Leewellenströmung in einem dreidimensionalen</u> <u>numerischen Modell. 11-56</u>