

Zur Entstehung kleinräumiger, kohärenter Bodendrucksignaturen über der Norddeutschen Tiefebene

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation
von

DIPL.-MET. TIM BÖHME

geboren am 07. März 1971 in Wuppertal

2006

Referent: Prof. Dr. rer. nat. Thomas Hauf
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Dieter Etling
Tag der Promotion: 12. Mai 2006

Schlagwörter: Druckschwankungen, Schwerewellen, Windprofiler
Keywords: Pressure fluctuations, Gravity waves, Wind profiler

Abstrakt

Meßkampagnen mit Mikrobarometermeßnetzen haben in der Vergangenheit gezeigt, daß sich in den Drucksignaturen nahezu permanent räumlich kohärente Strukturen (KST) abbilden. Ein Teil dieser KST wird durch Schwerewellen ausgelöst, die in den verschiedensten Höhenbereichen der Troposphäre angeregt werden und sich bis zum Boden ausbreiten. Ein anderer Teil zeigt keine für Wellen typischen Eigenschaften. So gibt es häufig zwar räumlich über mehrere Kilometer kohärente Strukturen, doch sind diese zick-zackförmig und sehen nicht wellenförmig aus. Ziel dieser Arbeit war es, Indizien für die Ursachen dieser KST zu finden. Zur Untersuchung der KST wurde ein Mikrobarometermeßnetz am Observatorium des DWD in Lindenberg installiert. Mit ihm wurden zum einen über 12 Monate permanent Messungen durchgeführt, die statistisch ausgewertet wurden. Dazu wurden auch Wind- und Temperaturdaten herangezogen. Zum anderen wurden in Meßkampagnen mit dem Druckmeßnetz sowie Windprofilern die vertikale Struktur der Troposphäre sondiert und die Ausbreitungsparameter der detektierten KST bestimmt.

Die statistische Auswertung der Meßdaten zeigt, daß die Signaturen der Barometerzeitreihen fast immer räumlich kohärent sind. Über 74% der Signaturen mit einer Länge von einer Stunde weisen über alle Stationen gemittelt einen Kreuzkorrelationskoeffizienten R von $> 0,7$ auf. Für diese Fälle ergaben sich longitudinale Kohärenzlängen von im Mittel einigen 10 km. Für die übrigen Fälle ergab sich $R > 0,5$. Die longitudinale Kohärenzlänge war hier mit im Mittel 7 km deutlich kleiner. Vergleiche von Wind- und Ausbreitungsparametern ergaben, daß deren Differenzvektoren am ehesten in Höhen um 1200 m isotrop verteilt waren. In diesen Höhen sollten also Steering-Levels, d.h. Niveaus in denen $\bar{c} \approx \bar{u}$, vorgefunden werden. In Meßkampagnen wurden erstmals Indizien für Steering-Levels im Höhenbereich zwischen 800 m und 1600 m gefunden. Mehrere hundert Fälle konnten auf scherungsbedingte Schwerewellen zurückgeführt werden. Als dominante Auslöser von Schwerewellen werden der Grenzschichtstrahlstrom - zumeist im Höhenbereich um 500 m - und Scherungszonen am Oberrand der Grenzschicht vermutet. Insgesamt zeigen die Ergebnisse, daß die beobachteten Drucksignaturen auf zwei Ursachen beruhen: Einerseits führen Wellenphänomene, andererseits advehierte Strukturen – beide vor allem in der unteren Troposphäre – zur Ausbildung der KST. Die Mehrheit der KST kann jedoch eindeutig weder mit Schwerewellen noch mit Konvektion als Ursache für advehierte KST direkt in Zusammenhang gebracht werden. Der am Boden gemessene Luftdruck bildet zwar viele Prozesse aus verschiedenen Höhen der Troposphäre ab. Diese überlagern sich aber zeitweise sich gegenseitig bzw. erreichen nicht den Boden.

Abstract

In the past, observation campaign using networks of microbarometers often showed pressure signatures of spatially coherent structures (KST). Some of these KST are induced by gravity waves which are generated in different height ranges of the troposphere and propagate downwards to the surface. Others, however, do not show any wave-typical properties. These structures are spatially coherent over several kilometers and have zigzag or other non-wavelike signatures. The aim of this study was to find clues for the origin of these KST. In order to investigate the KST a microbarometer network was installed at the meteorological observatory of the German Weather Service in Lindenberg. With it permanent observations over a time scale of more than 12 months were made and statistically interpreted. The analyses also include wind and temperature information. Observation campaigns with the pressure sensor network and wind profilers show the vertical structure of the troposphere and allow the calculation of the wave propagation parameters of the detected KST.

The results of the statistical interpretation of the observed data show that the signatures of the different microbarometers are nearly always spatially coherent. Averaged over all stations, more than 75% of the signatures with more than one hour duration show cross correlation coefficients of $R > 0.7$. For these cases the longitudinal coherence length shows mean values of > 10 km. For all other cases $R > 0.5$ and the longitudinal coherence length is much smaller – only 7 km on average. Comparisons of wind- and temperature parameters yield that their difference vectors are mostly isotropic at heights around 1200 m. At this height steering levels with $\bar{c} \approx \bar{u}$ were expected. Observation campaigns give, for the first time, evidence for such steering levels in a height range between 800 m and 1600 m. Several hundred cases can be traced back to wind shear induced gravity waves. The low level jet - mostly at heights around 500 m - and shear zones at the upper interface of the boundary layer are assumed as the dominant trigger. Altogether, the results show that the observed pressure signatures come from waves on the one hand and from advected structures on the other hand, mainly in the lower troposphere. However, the majority of the KST cannot be associated clearly to gravity waves and convection as source for advected KST. The air pressure which is measured at the surface reflects many processes from all tropospheric heights. But, these signatures are often superimposed on each other and some of them never reach the surface.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	7
2. Grundsätzliches zu kleinräumigen kohärenten Drucksignaturen	14
2.1. Abbildung von troposphärischen Bewegungsvorgängen im Bodenluftdruck	14
2.2. Räumlich kohärente Strukturen	16
2.2.1. Ausbreitung von kohärenten Strukturen	17
2.2.2. Advehierte kohärente Strukturen	19
2.2.3. Schwerewellen	19
2.3. Auslösemechanismen von Schwerewellen	27
2.3.1. Anregung von Schwerewellen durch Konvektion	28
2.3.2. Anregung von kleinräumigen Schwerewellen durch dynamische In- stabilitäten	29
3. Messung und Auswertung der Druck-, Wind- und Temperaturdaten	35
3.1. Meßorte und Meßstrategie	35
3.2. Bodenluftdruckmessung	37
3.3. Wind- und Temperaturprofilmessungen	43
3.4. Analyseverfahren der Meßdaten	49
3.4.1. Berechnung der Ausbreitungsparameter aus den Barometerdaten .	51
3.4.2. Berechnung der longitudinalen Kohärenzlängen	55
4. Ergebnisse	58
4.1. Statistik zur Luftdruck- und Windmessung	58
4.1.1. Statistik zum Horizontalwind	59
4.1.2. Statistik zur Ausbreitung der KST	63
4.1.3. Kombinierte Analyse der Druck- und Winddaten	65
4.1.4. Bestimmung der longitudinalen Kohärenzlänge der kohärenten Struk- turen	85
4.2. Fallstudien	88
4.2.1. Konvektiv angeregte Schwerewellen	90
4.2.2. Durch Gewitter angeregte Schwerewellen	100
4.2.3. Durch den Grenzschichtstrahlstrom ausgelöste Schwerewellen . . .	106
4.2.4. Advehierte kohärente Strukturen der konvektiven Grenzschicht . .	115

5. Zusammenfassung und Ausblick	121
Abkürzungsverzeichnis	125
Symbolverzeichnis	126
Abbildungsverzeichnis	128
Tabellenverzeichnis	133
Literaturverzeichnis	135

1. Einleitung

Bewegungsvorgänge in der Troposphäre finden in Strukturen im Skalenbereich zwischen einigen Metern und einigen tausend Kilometern statt. Die kleinräumigeren Phänomene sind dabei insbesondere in der atmosphärischen Grenzschicht und an deren Obergrenze aufzufinden. Bei Luftdruckmessungen am Boden zeichnen sich bevorzugt kleinräumige Strukturen mit Schwankungen auf einer Zeitskala zwischen 5 min und 20 min ab (siehe Abb. 1.1). Dies entspricht einer horizontalen Skala zwischen etwa 1 km und 30 km. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten liegen in der Regel zwischen 2 m s^{-1} und 20 m s^{-1} und somit im Bereich der mittleren Windgeschwindigkeit.

Grundsätzlich lassen sich die so beobachteten Ausbreitungsvorgänge deuten als

- (1) advehierte Vorgänge - die Ausbreitung erfolgt hierbei mit dem Wind \vec{v} - und
- (2) Wellenvorgänge - die Ausbreitung erfolgt hierbei in der Regel mit einem vom Windvektor verschiedenen Ausbreitungsvektor $\vec{c} \neq \vec{v}$.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Analyse von kleinskaligen, über mehrere Kilometer horizontal kohärenten Luftdruckschwankungen am Erdboden und die Zuordnung zu den sie auslösenden kohärenten Strukturen (KST). Sowohl advehierte Vorgänge als auch Wellenvorgänge werden dabei unter der Bezeichnung räumlich KST zusammengefaßt. Unter den Wellenvorgängen zählen die Schwerewellen zu den Hauptverursachern von KST und stehen daher im Zentrum des Interesses.

Stand der Forschung

Druckmessungen werden seit Anfang des letzten Jahrhunderts genutzt, um atmosphärische Bewegungsvorgänge zu analysieren (siehe u. a. JOHNSON, 1929; FLAURAUD ET AL., 1954). In Kombination mit Windmessungen führten GOSSARD und MUNK (1954) zu Beginn der fünfziger Jahre des letzten Jahrhunderts in Kalifornien (USA) Mikrobarometermessungen durch. Die Auswertung ihrer Meßdaten bestätigte Angaben von Wegener (1908), daß sich durch Windscherung induzierte Schwerewellen parallel zur Windscherung im Quellniveau ausbreiten (HAURWITZ, 1947). Viele Forscher erforschten in der Folge atmosphärische Schwerewellen (siehe u. a. HOOKE ET AL., 1973; STILKE, 1973; KELIHER, 1975; MERRILL, 1977; GEDZELMANN und RILLING, 1978; EINAUDI ET AL., 1989; EGGER ET AL., 1993; REES ET AL., 2000). So erstellten BULL und NEISSER (z. B. 1976) Klimatologien, um die Häufigkeit und die mittleren Amplituden von Schwere-

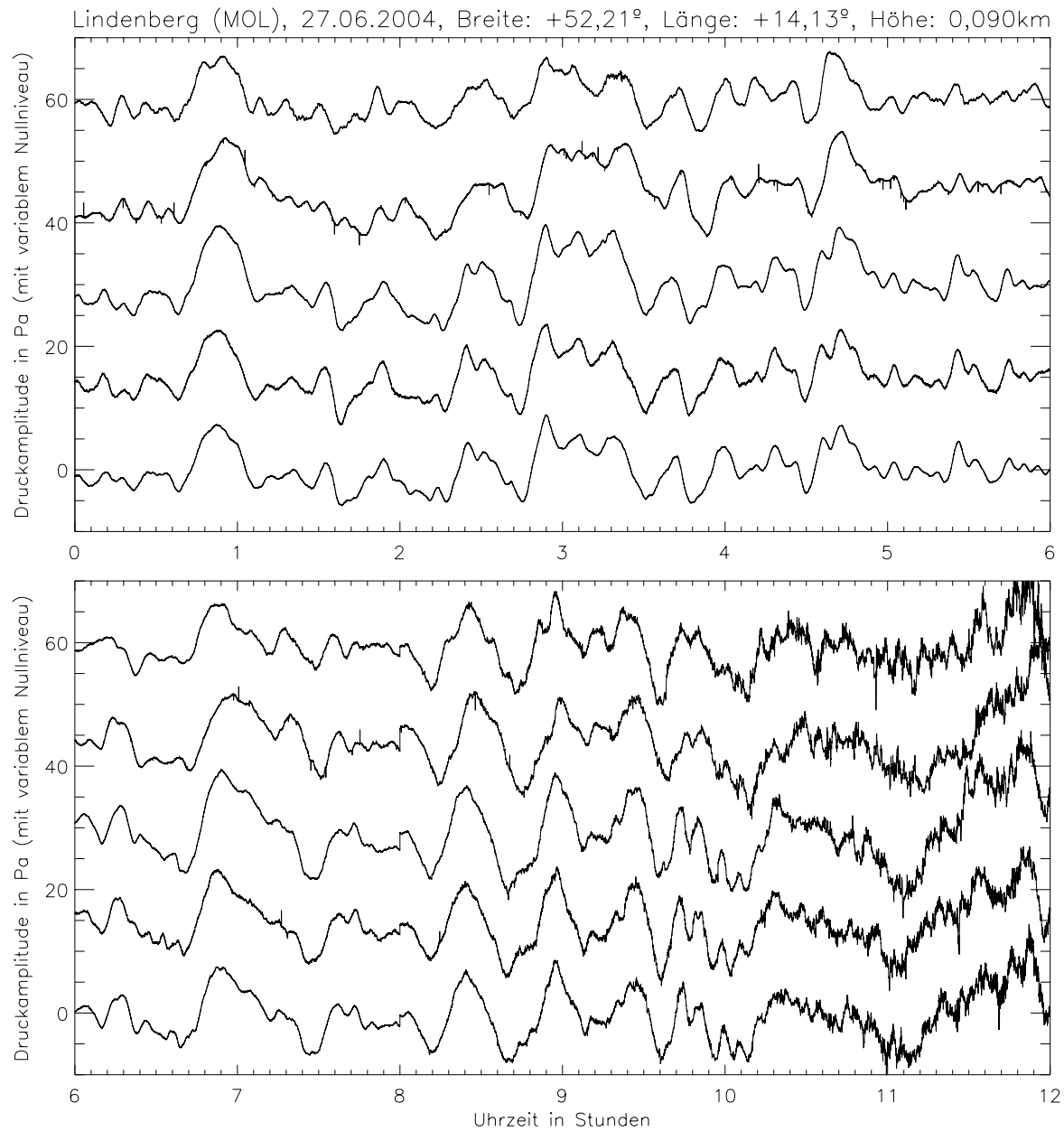


Abbildung 1.1.: Aufzeichnung der räumlich kohärenten Druckschwankungen des im Umfeld des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg installierten Mikrobarometermeßnetzes am 27.06.2004, 00 UTC bis 12 UTC. Zu erkennen sind die um je 15 Pa versetzt dargestellten Zeitreihen der Drucksensoren an den fünf Standorten des Meßnetzes.

wellen zu ermitteln. Sie installierten dazu ein Druckmeßnetz an der mecklenburgischen Ostseeküste. HOOKE ET AL. (1973) sowie KELIHER (1975) analysierten den Zusammenhang zwischen Scherungsinstabilität und kleinräumigen Schwerewellen. Sie stellten fest, daß mehr als die Hälfte aller detektierten Schwerewellen durch Windscherung ausgelöst wurden. GEDZELMANN (1983) ordnete kurzperiodischen Schwerewellen Quellmechanismen zu und stellte fest, daß zwar Scherungsinstabilitäten dominieren, jedoch auch vom Beobachtungsort horizontal weit entfernte Quellen, z. B. Gewitter, eine Rolle spielen. Seine Beobachtungen ergaben, daß sich im Gegensatz zu windscherungsinduzierten bei durch Gewitter ausgelösten Schwerewellen deutliche Unterschiede zwischen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schwerewellen und Windgeschwindigkeit ergeben. Nachdem in den siebziger Jahren des letzten Jahrhunderts vor allem Segelflieger in Fachzeitschriften über durch Konvektion ausgelöste Schwerewellen berichteten, wurde ab den achtziger Jahren der Fokus der Schwerewellenforschung zunehmend auch auf diese Art der Schwerewellen gelegt. So untersuchten numerische und Beobachtungsstudien von CLARK und HAUF (1986) bzw. KUETTNER ET AL. (1987) die Rolle und das Ausbreitungsverhalten von konvektiven Schwerewellen. Dabei stellten sie fest, daß Schwerewellenaktivitäten zu mehr als 75% der Beobachtungszeit stattfanden und die angeregten Schwerewellen über einen Rückkopplungsprozeß ihrerseits die Struktur der konvektiven Grenzschicht beeinflussen. Bis heute wird über den detaillierten Generierungsprozeß der Schwerewellen diskutiert (z. B. LANE und CLARK, 2002). Andere Autoren beobachteten Schwerewellen, die durch Fronten und Topographie ausgelöst wurden (z. B. NASTROM ET AL., 1990; REES ET AL., 2000). Neben den o. a. KST tragen auch turbulente Strukturen z. B. in den Randbereichen der Windscherungszonen am Grenzschichtstrahlstrom (LLJ) sowie bei der Umströmung von Hindernissen zu den im Bodendruck detektierten Signalen bei. So werden seit einigen Jahrzehnten regelmäßige wirbelartige Prozesse analysiert, die bei der Überströmung von Vegetationsflächen entstehen (siehe u. a. GAO ET AL., 1989; RAUPACH ET AL., 1996). Diese werden ebenfalls als KST bezeichnet. Allerdings liegt deren horizontale Skala im Bereich von wenigen hundert Metern und die zeitliche Skala im Bereich von einer Minute und somit außerhalb des hier zu untersuchenden Skalenbereichs.

Während sich die meisten der bisher aufgeführten Arbeiten in erster Linie mit Schwerewellen beschäftigten, zeigen Barometermessungen der letzten Jahrzehnte z. B. im bayerischen Voralpenland (FINKE, 1995; HAUF ET AL., 1996), im mittleren Westen der USA (EINAUDI ET AL., 1989) und in der Antarktis (BUNDESANSTALT FÜR GEOWISSENSCHAFTEN UND ROHSTOFFE, 2004), daß die Signaturen im Bodendruck nicht nur durch Schwerewellen alleine erklärt werden können. So belegen die Messungen, daß Atmosphärenbewegungen nahezu permanent räumlich kohärente Signaturen mit einer Zeitskala zwischen fünf und zwanzig Minuten im Druck abbilden. Die Signaturen sind häufig nicht wellen-, sondern eher zickzack-förmig (siehe Abb. 1.1). Deshalb wird auch allgemein von kohärenten Strukturen gesprochen, die diese Bodendrucksignaturen auslösen. Bis heute wurden die Natur und die Ursachen für diese Art von Signaturen nur wenig

untersucht. Gleichwohl wurden sie in den verschiedensten geographischen Regionen beobachtet; daher handelt es sich um ein globales Phänomen.

Meßgröße Luftdruck

Ein Vorteil der Druckmessung ist, daß die auf den KST beruhenden detektierten Signaturen horizontal über mehrere Kilometer kohärent sind. Dieses Merkmal weisen durch Turbulenz hervorgerufene Signaturen nicht aus. Dies erleichtert das Auffinden der räumlich kohärenten Signaturen in den Barometerzeitreihen.

Horizontale und vertikale Bewegungsvorgänge wirken sich in der gesamten Troposphäre auf den am Boden gemessenen Luftdruck p aus. Ausgehend von der dritten Eulerschen Bewegungsgleichung gilt für den am Boden gemessenen Luftdruck p :

$$p = p_{hydr} + p_{nichthydr} = \int_0^\infty g \varrho dz + \int_0^\infty \varrho \frac{dw}{dt} dz . \quad (1.1)$$

Hierbei sind g die Gravitationsbeschleunigung, ϱ die Luftdichte, w die Vertikalbeschleunigung, z die Höhe und t die Zeit. Der Gesamtluftdruck resultiert also aus einem hydrostatischen und einem nichthydrostatischen Anteil. Dementsprechend ändert sich der Druck z.B. unter advehierten Konvektionszellen und Dichteinhomogenitäten je nach der Temperatur bzw. Dichte der sich über dem Meßort befindenden Luftsäule einerseits und den vertikalen Beschleunigungen der Luft andererseits.

Ziel

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, neben den bisher schon in der Literatur diskutierten Schwerewellen weitere, die kohärenten Druckschwankungen mit einer Zeitskala zwischen fünf und zwanzig Minuten auslösende Prozesse zu identifizieren. Die Messungen finden am Meteorologischen Observatorium des Deutschen Wetterdienstes in Lindenberg (MOL) in der Norddeutschen Tiefebene statt und schließen somit Gebirge im Nahbereich als Auslöser von kleinräumigen Druckschwankungen aus. Konkret soll der These nachgegangen werden, daß advehierte KST die zickzack-förmig aussehenden räumlich kohärenten Signaturen auslösen. Es wird untersucht, in welchen Bereichen der Troposphäre sich Quellen von advehierten KST befinden und wie häufig sich diese und Schwerewellen zu verschiedenen Höhenniveaus in der Troposphäre zuordnen lassen. Dazu werden erstmals mehrjährige Bodenmessungen von Luftdruck und Vertikalprofilmessungen vom Horizontal- und Vertikalwind miteinander verglichen. Die Messungen wurden zwischen 2001 und 2005 mit einem Mikrobarometermeßnetz und Windprofilern durchgeführt. Die Datensätze werden einerseits statistisch ausgewertet, andererseits in Fallbeispielen detailliert analysiert.

Gliederung

Nach der Einleitung wird in Kapitel 2 zunächst auf den Druck als integrale Größe näher eingegangen. Anschließend werden die Ausbreitungsmöglichkeiten von KST dargestellt. Die Analyse der Messungen führt zu zwei häufigen Quellen von Druckschwankungen über der Norddeutschen Tiefebene. Zum einen ist dies Konvektion, insbesondere im Sommerhalbjahr. Zum anderen ist starke vertikale Windscherung im Strahlstrom der oberen Troposphäre und atmosphärischen Grenzschicht häufig Auslöser für Druckvariationen am Boden. Exemplarisch werden die Anregungsmechanismen flache Konvektion und Grenzschichtstrahlstrom beschrieben. Beide Mechanismen werden in Kapitel 4 in Fallbeispielen identifiziert.

Kapitel 3 beschreibt die Meßdaten, den Meßort und die Meßinstrumente. Es wird gezeigt, mit welchen Methoden die Daten ausgewertet werden und inwieweit die Vertikalmessungen der „Lindenberger Säule“ (LS) die Auswertung der Druckmessungen des Barometermeßnetzes ergänzen.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der kombinierten Messung des Mikrobarometermeßnetzes und der Meßgeräte der Lindenberger Säule ausgewertet.

Auf Grundlage eines Zeitraumes von einem Jahr - Juli 2003 bis Juni 2004 - wird eine Häufigkeitsstatistik zu den Ausbreitungsparametern der KST und zu den Horizontalwinddaten und deren tageszeitlichen sowie jahreszeitlichen Variation erstellt. Mittels eines Vergleiches von Ausbreitungsvektor und den Wind- bzw. Windscherungsvektoren in einzelnen Höhen wird auf die dominierenden Quellhöhen der sich im Luftdruck abzeichnenden KST geschlossen. Unter Berücksichtigung von Tageszeit (Atmosphärenschichtung) und synoptischen Bedingungen ergibt sich, welcher Quellmechanismus für die Anregung der KST am wahrscheinlichsten ist. Korrelationsanalysen der Drucksignaturen der über das Meßnetz hinwegziehenden KST geben Hinweise auf die horizontale Skala der beobachteten KST.

Die Analyse einzelner Fallbeispiele zu den Anregungsmechanismen von KST wie hochreichende und flache Konvektion und Grenzschichtstrahlstrom zeigen exemplarisch, ob und wie sich atmosphärische Prozesse in der Troposphäre im Bodendruck abbilden. So spiegeln sich wie im Falle von flacher Konvektion nicht immer alle Prozesse im Bodenluftdruck wider. Die Spektralanalyse der Meßkampagnendaten vom Mai 2001 zeigt zwar, daß die Windprofiler klar durch flache Konvektion angeregte Schwerewellen abbilden. Gleichzeitig zeichnen sich die Wellendaten aber nicht im Luftdruck am Boden ab. Anders stellt sich die Situation bei hochreichender Konvektion im Mai 2005 dar. Dort bilden sich die durch Gewitter angeregten Schwerewellen klar sowohl im Niederschlagsradar als auch im Bodenluftdruck ab. Kombinierte Barometer- und Windprofilermessungen (siehe Abb. 1.3) aus dem Frühjahr 2004 bestätigen die Ergebnisse der Meßkampagne vom Mai

2001: Bei starker Konvektion dominieren die Signaturen der Konvektion selbst die Signaturen der von ihr angeregten Schwerewellen, die in der stabilen Schicht oberhalb der Grenzschicht entstehen. In den Nacht- und Dämmerungsstunden zeichnet sich häufig der Grenzschichtstrahlstrom in den Luftdruckmessungen ab. Durch den LLJ werden Schwerewellen ausgelöst und breiten sich in der stabilen nächtlichen Grenzschicht bis zum Boden hin aus.

Eine Zusammenfassung und Wertung schließt die vorliegende Arbeit ab. Dabei wird auch auf noch offene Fragen eingegangen und ein Ausblick auf die weiteren Nutzungsmöglichkeiten von Barometermeßnetz und bodengestützten Fernerkundungsgeräten gegeben.

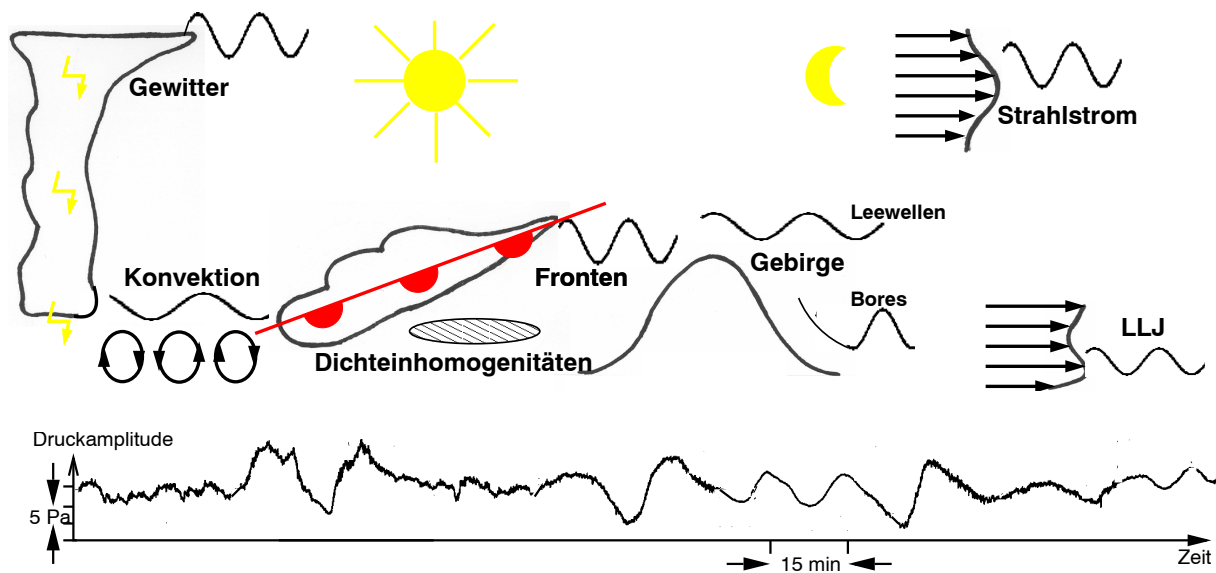


Abbildung 1.2.: Skizzierte graphische Darstellung des Ergebnisses der vorliegenden Arbeit. Die Druckschwankungen sind Folge des zum Teil überlagerten Auftretens von u. a. Schwerewellen, solitäre Wellen („Bore“) sowie Konvektion und Dichteinhomogenitäten.

Ergebnis

Insgesamt resultiert aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit, daß in Abhängigkeit der Atmosphärenschichtung viele verschiedene, zum Teil sich überlagernde Prozesse in der gesamten Troposphäre zu den kleinräumigen kohärenten Signaturen im Bodendruck beitragen. Abbildung 1.2 stellt dies graphisch dar. Neben bereits bekannten Auslösern wie Schwerewellen, Fronten und hochtroposphärischem Strahlstrom treten zickzack-förmige Drucksignaturen auf. Mittels Windprofiler- und Mikrobarometermessungen konnten einige dieser KST identifiziert und so ein Beitrag zum Verständnis der Bodendruckschwankungen geleistet werden. Die Datenauswertung belegt ferner, daß der Beitrag der am häufigsten vorkommenden Quelltypen mit der Tageszeit und somit der

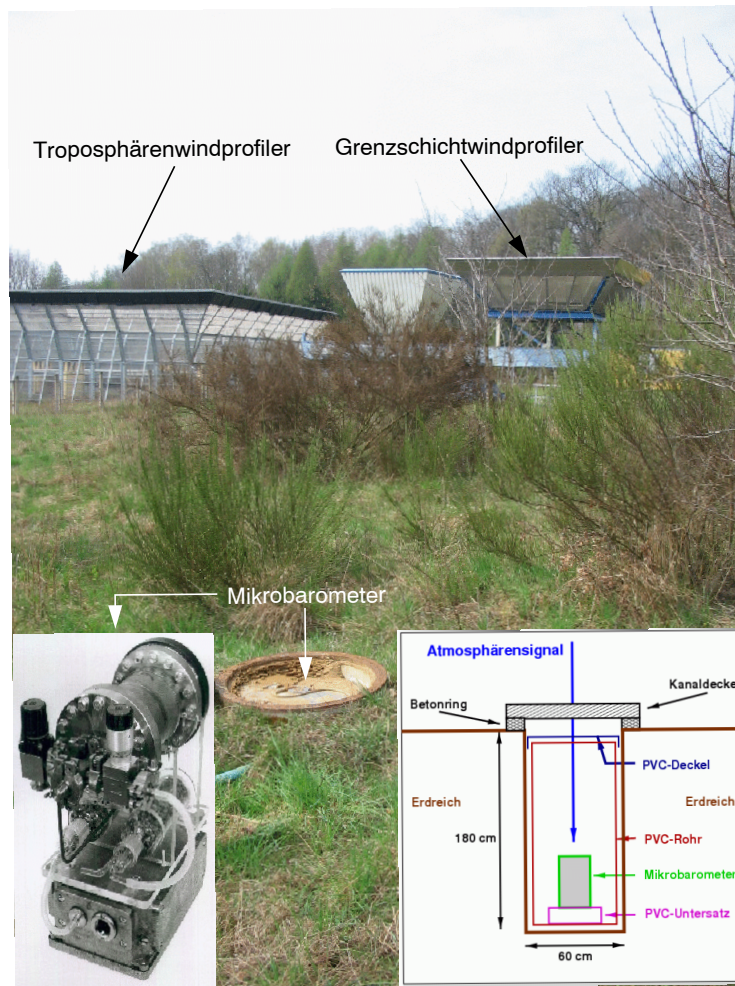


Abbildung 1.3.: Troposphären- und Grenzschichtwindprofiler des Deutschen Wetterdienstes in Lindenberg und Standort 1 des Mikrobarometermeßnetzes. Detailliertere Erläuterungen werden in Abschnitt 3.3 gegeben.

Atmosphärensichtung variiert: Nachts werden häufiger Wellenprozesse und Instabilitäten an den Rändern des Grenzschichtstrahlstroms, tagsüber Prozesse in der konvektiven Grenzschicht als Auslöser der KST identifiziert.

2. Grundsätzliches zu kleinräumigen kohärenten Drucksignaturen

2.1. Abbildung von troposphärischen Bewegungsvorgängen im Bodenluftdruck

Bewegungen in der Atmosphäre zeichnen sich im Luftdruck in der Regel durch Fluktuationen zwischen wenigen Pascal und mehreren 10 hPa aus. Dabei resultieren die größeren Abweichungen meistens aus Prozessen mit einer Zeitskala von mehreren Tagen. Im Skalenbereich von mehreren Minuten eignet sich der Luftdruck im besonderen Maße zur Messung dynamischer Atmosphärenvorgänge wie z. B. KST, da die Signaturen von turbulenten Prozessen im Skalenbereich von Sekunden bis wenigen Minuten die Signaturen der größerskaligen Prozesse zwar überlagern, aber in der Regel nicht verdecken. Dies ist bei Wind- und Temperaturmessungen in weit geringerem Maße der Fall.

Der Luftdruck p ist über die dritte Bewegungsgleichung mit der auf die Luft wirkenden Schwerkraft und Vertikalbeschleunigungen verbunden. Ohne Berücksichtigung von Corioliskraft und Reibungseinflüssen ergibt sich

$$\frac{d}{dt} w = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} p - g . \quad (2.1)$$

Der Luftdruck läßt sich dabei in zwei Terme aufspalten. Er ist die Summe aus einem hydrostatischen Anteil p_{hydr} und einem nichthydrostatischen Anteil $p_{nichthydr}$:

$$p = p_{hydr} + p_{nichthydr} . \quad (2.2)$$

Dabei ist p_{hydr} der Anteil, der sich infolge der Schwerebeschleunigung der Erde g ergibt und $p_{nichthydr}$ der Anteil, der aus Vertikalbeschleunigungen der Atmosphäre $\frac{d}{dt} w$ resultiert. Unter Annahme von Stationarität ($\partial \vec{v} / \partial t = 0$) und horizontaler Homogenität des Grundstromfeldes ($(\vec{v}_h \cdot \nabla_h) \vec{v} = 0$) ergibt sich die hydrostatische Grundgleichung zu

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g . \quad (2.3)$$

Zwischen der in positive z -Richtung weisenden Druckgradientkraft und der in negative z -Richtung weisenden Schwerkraft mit der Schwerebeschleunigung g und der Luftdichte

ϱ besteht dann ein Gleichgewicht. Aus der Integration von (2.3) resultiert unter Annahme konstanter Schwerebeschleunigung, isothermer Atmosphäre und der Verwendung der allgemeinen Gaszustandsgleichung und Anwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung die barometrische Höhenformel

$$p_{hydr}(z) = p_0 \exp\left(-\frac{g \Delta z}{R \bar{T}}\right). \quad (2.4)$$

Hierbei ist p_0 der Druck in einer Referenzhöhe z_0 , Δz die Differenz zwischen aktueller Höhe z und z_0 mit positivem Vorzeichen, wenn $z > z_0$, R_L die Gaskonstante für Luft und \bar{T} die mittlere Temperatur zwischen z und z_0 (z. B. NAPPO, 2002). Die Gleichung 2.4 zeigt, daß der Luftdruck als integrale Größe Vorgänge in der gesamten Luftsäule Δz oberhalb des Meßpunktes umfaßt. Dies erschwert die Zuordnung einzelner Signaturen zur Quelle und unterscheidet ihn von anderen Meßgrößen.

Ein Beispiel verdeutlicht die aus Temperaturunterschieden resultierenden Druckschwankungen aufgrund hydrostatischer Druckunterschiede:

Angenommen der Luftdruck im Referenzniveau z_0 beträgt $p_0 = 1013$ hPa. Bei einer Schichtdicke von $\Delta z = 100$ m und einer Abweichung der Mitteltemperatur in der betrachteten Schicht um $\bar{T} = 5,0$ K (287,15 K gegenüber 292,15 K) ergibt sich als Druckdifferenz $\Delta p = 20,4$ Pa.

Zwar ist bei großräumiger Betrachtung der Gesamtdruck gleich dem hydrostatischen Druck, jedoch gilt dies nicht mehr bei kleinräumiger Betrachtung. Dann ergibt sich aus den Vertikalbeschleunigungen in der Atmosphäre eine Druckdifferenz $p_{nichthydr} \neq 0$. Im Falle einer Schlotströmung, d. h. daß die Divergenz der horizontalen Flüsse des Vertikalimpulses $\nabla \cdot (\vec{v}_h w) = 0$ verschwindet (KOCHSCHMIEDER, 1953), ergibt sich die Druckdifferenz zu

$$p_{nichthydr} = \bar{\varrho} \Delta w^2. \quad (2.5)$$

mit $\bar{\varrho}$ als mittlerer Dichte der betrachteten Schicht.

KOCHSCHMIEDER (1953) berechnete für eine trockene Atmosphäre Größenordnungen von $p_{nichthydr}$ zwischen 0 und 400 Pa, wobei das Maximum in der Mitte der Troposphäre erreicht wird. Flugzeugmessungen von WARNER (1970) in Konvektionsbewölkung ergaben nichthydrostatische Druckabweichungen von maximal 64 Pa. Meßflüge in den Konvektionsgebieten zeigen Vertikalbewegungen zwischen $w = 0,5$ m s⁻¹ und $w = 3,0$ m s⁻¹, in seltenen Fällen von über $w = 8,0$ m s⁻¹ (siehe Abb. 2.1). Dies bedingt einen Anteil des dynamischen Drucks von bis zu etwa 60 Pa (SCHENK, 2000).

Luftdruckschwankungen am Boden, wie sie während der Messungen am MOL und z. B. von Hauf (1996) mit einer Größenordnung zwischen 5 Pa und 50 Pa detektiert wurden,

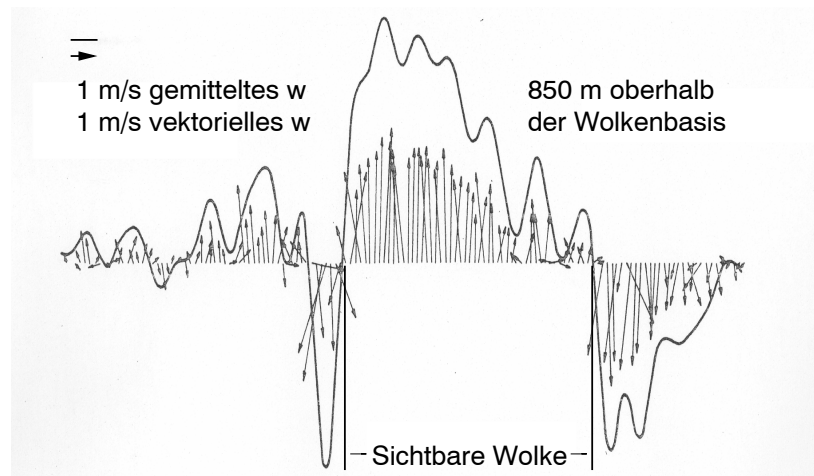


Abbildung 2.1.: Aus einer Flugzeugmessung resultierende ungemittelte vektorielle Vertikalwindgeschwindigkeit und gemittelter Geschwindigkeitsbetrag in und außerhalb einer Cumulus-Wolke (nach WARNER, 1970).

können somit sowohl auf hydrostatischen als auch nichthydrostatischen Druckdifferenzen beruhen.

2.2. Räumlich kohärente Strukturen

Der Begriff „Kohärente Strukturen“ (KST) wird in der Literatur in verschiedenen Zusammenhängen verwendet (siehe u. a. EINAUDI ET AL., 1989; GRIVET-TALOCIA ET AL., 1999; PETENKO und BEZVERKHNI, 1999). Generell werden unter KST räumlich und zeitlich zusammenhängende Signaturen in den atmosphärischen Zustandsvariablen verstanden. Einerseits zählen dazu Strukturen in der Atmosphäre mit einer Zeitskala zwischen 5 min und über 60 min. Beispiele hierfür sind Dichteinhomogenitäten, konvektive Strukturen sowie Schwerewellen. In dieser Arbeit werden die KST in diesem Sinne aufgefaßt.

Andererseits wird in der Literatur aber auch vielfach von kohärenten Strukturen in Zusammenhang mit Turbulenz gesprochen (siehe u. a. RAUPACH ET AL., 1996; SADANI und KULKARNI, 2001). QIU und PAW U (1995) beobachteten rampenförmige kohärente Strukturen in Temperatursignaturen über verschiedenen Pflanzenbeständen. Die Signaturen treten periodisch auf und zeichnen sich durch eine Mikrofront aus, der Aufwärtsbewegungen, die als „Ejection“ bezeichnet werden, vorangehen und der Abwärtsbewegungen, die als „Sweep“ bezeichnet werden, folgen. Die Zeitskala von etwa einer Minute und die damit zusammenhängende Längenskala sind jedoch kleiner als die der in dieser Arbeit zu untersuchenden Strukturen.

2.2.1. Ausbreitung von kohärenten Strukturen

KST können sich auf unterschiedliche Arten ausbreiten. Zum einen verlagern sich KST mit dem Wind im Höhenbereich der KST (homogenes Windprofil). Es gibt jedoch auch KST, die eine eigene Dynamik haben (z. B. bei Konvektion) und sich bei einem gegebenen, stetigen aber nicht höhenkonstanten Windprofil mit einer Geschwindigkeit ausbreiten, die einer Windgeschwindigkeit in einer Höhe des Höhenbereichs der KST entspricht. Die Höhe, in der $c = |\overline{\vec{v}_{hor}}(z_{St})|$ gilt, wird dann als sogenanntes „Steering-Level“ bezeichnet (siehe Abb. 2.2). Alle KST, auf die die obigen Beschreibungen zutreffen, werden nachfolgend als advehierte KST bezeichnet.

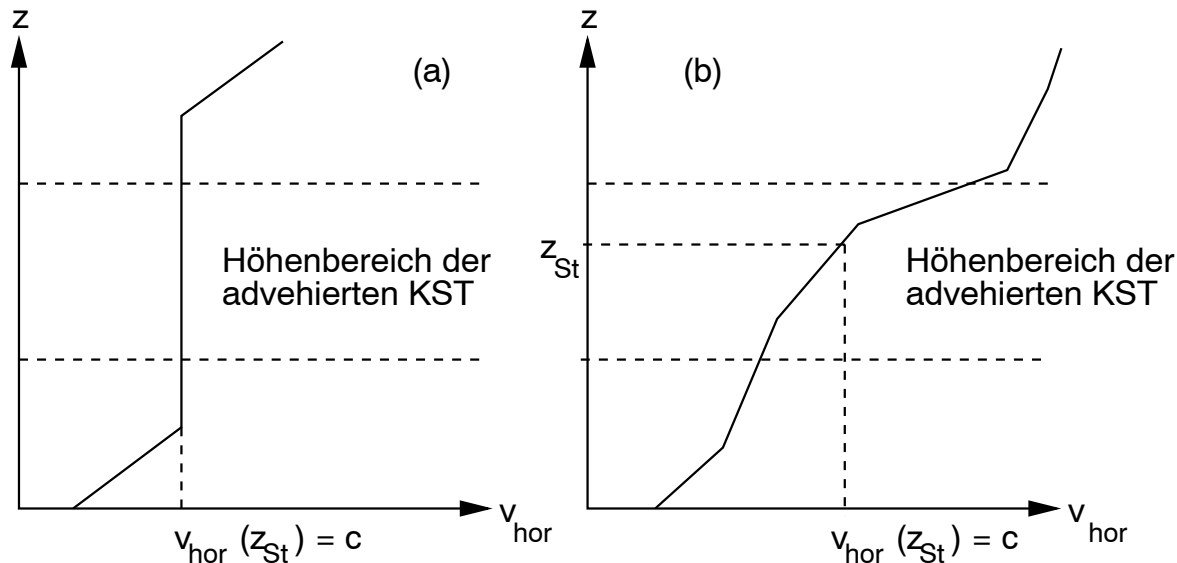


Abbildung 2.2.: Ausbreitungsgeschwindigkeit der advehierten KST im Falle (a) eines im Höhenbereich der KST homogenen Windprofils, (b) eines im Höhenbereich der KST stetigen Windprofils.

Zum anderen breiten sich die KST als Schwerewellen mit der Summe aus mittlerer Horizontalgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung $(\overline{\vec{v}_{hor}}(z) \cdot \vec{E}_c)$ mit Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der KST \vec{E}_c und einer zusätzlichen Eigengeschwindigkeit, der intrinsischen Geschwindigkeit $|\vec{c}|$, aus:

$$c = |\overline{\vec{v}_{hor}}(z) \cdot \vec{E}_c + \vec{c}(z)| . \quad (2.6)$$

Die Richtung von $\vec{c}(z)$ stimmt nicht notwendigerweise mit der Richtung von $\vec{v}_{hor}(z)$, noch $\hat{c}(z)$ mit $|\vec{v}_{hor}(z)|$ überein. Bei Schwerewellen, die durch Windscherung induziert wurden, breiten sich die KST in Scherungsrichtung und mit der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit im Quellniveau aus (siehe Wegener-Hypothese in Abschnitt 2.3.2).

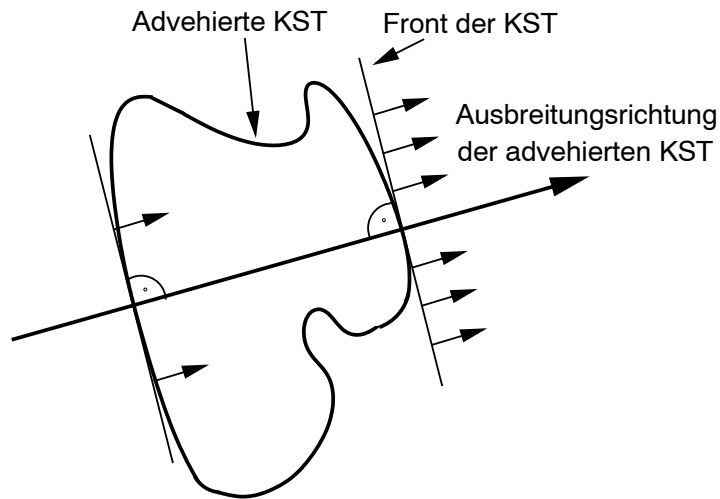


Abbildung 2.3.: Ausbreitung einer advehierten KST. Die Ausbreitung erfolgt senkrecht zur Front der KST. Ein entsprechendes Bild ergibt sich für Schwerewellen, die sich ebenfalls senkrecht zu ihrer Front ausbreiten.

Die betrachteten KST werden als lineare Strukturen angesehen. Linear bedeutet hierbei, daß sich die KST mit einer einheitlichen Geschwindigkeit senkrecht zu ihrer Vordergrenze ausbreiten (siehe Abbildung 2.3). Diese Vorstellung ist sowohl realistisch für Schwerewellen als auch für mit dem Wind driftende Strukturen, solange der Abstand der Meßpunkte klein zur horizontalen Ausdehnung des betrachteten Phänomens ist und die Abtastrate der Meßgeräte hoch genug ist, um die Verlagerung der KST bestimmen zu können. Sind diese Bedingungen gegeben, dann kann der Ausbreitungsvektor \vec{c} der KST über eine Kreuzkorrelationsanalyse der Zeitreihen der Mikrobarometer berechnet werden.

Das Maximum $R_{ij_{max}}$ der Korrelationsfunktion R_{ij} von jeweils 2 Mikrobarometerzeitreihen i und j kennzeichnet die Laufzeit τ , die das Signal von Sensor i bis zu Sensor j benötigt. Mit der gegebenen geometrischen Anordnung des Mikrobarometermeßnetzes kann dann aus der Korrelation von 3 Sensoren eindeutig sowohl die Ausbreitungsrichtung φ als auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit c berechnet werden. Im Gegensatz zur Windrichtung, die angibt, woher der Wind weht, gibt die Ausbreitungsrichtung an, wohin sich die KST ausbreiten. In Abschnitt 3.4.1 werden die dazu verwendeten Gleichungen beschrieben. Bei nachfolgenden Vergleichen zwischen Windrichtung dd und Ausbreitungsrichtung der KST φ wird auch dd in die Richtung definiert, in der der Wind weht (Korrektur um 180°). Gleiches gilt für die Definition der Windscherungsrichtung dd_{Sch} .

Neben der Berechnung der Ausbreitungsparameter c und φ kann aus dem Vergleich der $R_{ij_{max}}$ aller Sensorkombinationen ij auf die longitudinale Kohärenzlänge (LKL) der über das Barometermeßnetz hinwegziehenden KST geschlossen werden (Kohärenzanalyse).

se). Die LKL ist ein Maß für die Erhaltungsneigung der KST in Ausbreitungsrichtung. Lokale Phänomene mit einer horizontalen Skala weisen deutlich abnehmende Werte von $R_{ij_{max}}$ - und somit der LKL - mit zunehmendem Abstand der Sensoren auf. Bei z.B. Schwerewellen, die sich über einige 10 km bis einige 100 km nahezu unverändert ausbreiten, gehen die Werte von $R_{ij_{max}}$ hingegen deutlich langsamer zurück als bei lokalen Phänomenen. In Abschnitt 3.4.1 wird auf die Berechnung der LKL-Werte genauer eingegangen werden.

Im folgenden wird auf Schwerewellen detaillierter eingegangen, da sich signifikante Anteile von KST als Schwerewellen herausstellen werden.

2.2.2. Advehierte kohärente Strukturen

Ein Teil der KST wie im Falle von konvektiven Strukturen und Dichteinhomogenitäten breiten sich mit dem mittleren Wind aus. So geben EINAUDI ET AL. (1989) in einer Klimatologie von KST über Boulder (USA) konkrete Hinweise, daß nicht-wellenförmige aber mindestens über mehrere hundert Meter hinweg KST über ein Mikrobarometermeßnetz mit dem mittleren Wind advehiert werden. Sie ordnen diese KST Warmluftblasen zu. Weitere Autoren geben Beispiele für Kaltluftabflüsse aus Gewittern und andere Dichteströmungen (siehe u. a. BEDARD JR., 1984).

HAUF ET AL. (1996) detektierten mit einem Mikrobarometermeßnetz im bayerischen Voralpengebiet nahezu immer präsenste, räumlich kohärente Druckschwankungen mit Perioden < 30 min. Sie vermuteten hinter diesen Druckschwankungen u. a. Dichteinhomogenitäten, die sich mit dem mittleren Wind ausbreiten und bezeichneten diese als Basisdruckschwankungen. Die Basisdruckschwankungen zeichneten sich dabei durch ihre zickzack-förmige, nicht-wellenförmige, aber dennoch periodische Gestalt aus. Als mögliche Mechanismen wurden für diese Dichteinhomogenitäten neben Konvektion auch sich verlagernde flache Schichten unterschiedlicher Temperatur angeführt. Letztere wurden vor allem in den Nachtstunden beobachtet.

Die vorliegende Arbeit wird KST über der Norddeutschen Tiefebene untersuchen und der Frage nachgehen, ob und wenn ja, welche advehierten KST vorkommen (siehe Kapitel 4).

2.2.3. Schwerewellen

Atmosphärische Schwerewellen entstehen im Schwerfeld der Erde aufgrund der rücktreibenden Auftriebskraft, die ein Element, das aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenkt wurde, wieder in selbige zurückführt. Dabei werden die Schwerewellen, die sich in einem

kontinuierlich stabil geschichteten Medium ausbreiten, als „interne Schwerewellen“ bezeichnet und von Schwerewellen, die an der Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher Dichte entstehen und als „externe Schwerewellen“ bezeichnet werden, unterschieden (z. B. NAPPO, 2002). Mit zunehmender Dicke der den Dichtesprung enthaltenden Schicht ergibt sich dabei ein fließender Übergang der Betrachtung von externen zu internen Schwerewellen. Im folgenden sind immer interne Schwerewellen Gegenstand der Untersuchung.

Lineare Theorie und Dynamikbeziehungen

In diesem Abschnitt werden die Lösung des Systems der Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse und Energie für den Fall von Schwerewellen und die sich daraus ergebenden Dispersionsrelationen im Überblick hergeleitet. Der Zusammenhang der Amplituden der meteorologischen Meßgrößen Druck, Temperatur und Wind für Schwerewellen wird in den Dynamik- und Polarisationsbeziehungen angegeben. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in diversen Lehrbüchern (siehe z. B. GOSSARD und HOOKE, 1975; NAPPO, 2002). Nachfolgend wird eine Beschreibung der Theorie, soweit sie zum Verständnis dieser Arbeit erforderlich ist, gegeben.

Schwerewellen setzen eine stabil geschichtete Atmosphäre voraus, wobei als Stabilitätsmaß die Brunt-Väisälä-Frequenz verwendet wird:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)}. \quad (2.7)$$

Hierbei ist Θ die potentielle Temperatur, g die Schwerebeschleunigung und dz das Höhenintervall, über das die Stabilität der Atmosphäre berechnet wird.

Bei internen Schwerewellen wird zumeist angenommen, daß die Wellenbewegung innerhalb eines stetig geschichteten Mediums stattfindet. Im folgenden wird zusätzlich und der Einfachheit wegen angenommen, daß die mittlere Dichte der Luft gleich der Luftdichte am Boden ist: $\bar{\rho} = \rho_0 = \textit{konstant}$.

Die stabile Atmosphärenschichtung ($\partial\theta/\partial z > 0$) kennzeichnet eine notwendige Bedingung für die Ausbildung von Schwerewellen, da nur dann eine vertikale Auslenkung eines Luftpakets eine rücktreibende Kraft hervorruft. Diese Bedingung ist aber noch nicht hinreichend. Notwendig ist eine Störung des Grundzustandes am Beginn der Wellenbewegung. Die Ursachen für Störungen können vielfältig sein: Fronten oder Gewitter, Konvektion sowie dynamische Instabilitäten, zum Beispiel im Bereich von starken Windscherungen usw.

Die Schwerewellen lassen sich über die Kombination der grundlegenden Erhaltungsgleichungen für den Impuls (Eulersche Bewegungsgleichung)

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\varrho} \nabla p - \nabla \phi - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}, \quad (2.8)$$

für die Masse (Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{d\varrho}{dt} = -\varrho \nabla \cdot \vec{v} \quad (2.9)$$

und für die Energie (1. Hauptsatz für den adiabatischen Fall)

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (2.10)$$

beschreiben. Von Reibungseffekten wird abgesehen. Da kleinräumige Wellen betrachtet werden, wird auch die Corioliskraft $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ vernachlässigt. Darüber hinaus werden die Wellen als gegeben angesehen, d. h. der Anregungsprozeß wird nicht näher betrachtet.

Die Grundgleichungen 2.8 bis 2.10 werden umgeformt und ineinander eingesetzt. O. B. d. A. werden die Schwerewellen als ein zweidimensionales Problem in x- und z-Richtung betrachtet. Die Variablen der Grundgleichungen - dargestellt durch ψ - werden in einen Mittelwert und Abweichungen dazu aufgespalten:

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' \quad \text{mit} \quad \psi' \ll \bar{\psi}. \quad (2.11)$$

Es wird die Boussinesq-Approximation durchgeführt, d. h. $\varrho' = 0$ in allen Termen bis auf den Auftriebsterm gesetzt.

Die so erhaltenen Gleichungen werden linearisiert, d. h. Produkte aus Abweichungen werden vernachlässigt. Es wird vorausgesetzt, daß die Gleichungen für die mittleren Größen allein erfüllt werden. Subtraktion selbiger von den Gleichungen führt mit den Grundzuständen $\bar{\varrho} = konst.$ und $\bar{w} = 0$ schließlich zu:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} w' + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} w' + 2\bar{u} \left(\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^3}{\partial x^3} w' + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial^2}{\partial z^2} w' \right) + \\ & + \bar{u}^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w' - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{u} \left(\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x} w' + \bar{u} \frac{\partial^2}{\partial x^2} w' \right) + N^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} w' = 0. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Mit dem Lösungsansatz einer harmonischen Welle

$$w'(x, z, t) = W(z) \exp [i(kx + mz - \omega t)] \quad (2.13)$$

$$= W(z) \exp [i(kx + mz - ckt)] \quad (2.14)$$

$$= W_{Re}(z) \cos(kx + mz - ckt) - W_{Im}(z) \sin(kx + mz - ckt) \quad (2.15)$$

mit der komplexen Amplitude $W(z) = W_{Re} + iW_{Im}$, dem Realteil W_{Re} , dem Imaginärteil W_{Im} , der Wellenfrequenz ω , der horizontalen Wellenzahl k , der vertikalen Wellenzahl m und der Wellenphase $kx + mz - \omega t$ und $c = \frac{\omega}{k}$ resultiert aus (2.12) für die Vertikalgeschwindigkeitsamplitude $W(z)$ die Taylor-Goldstein-Gleichung:

$$(\bar{u} - c)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} W(z) - 2im \frac{\partial}{\partial z} W(z) - (k^2 + m^2) W(z) \right) - (\bar{u} - c) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{u} W(z) + N^2(z) W(z) = 0. \quad (2.16)$$

Für beliebige Profile von $W(z)$ und $N(z)$ kann keine analytische Phasenbeziehung hergeleitet werden. Für den Spezialfall mit $\bar{u}(z) = u_0 = konst.$, $\bar{N}(z) = N = konst.$ und folglich $W(z > 0) = W = konst.$ ergibt sich aus (2.16):

$$[(u_0 - c)^2(k^2 + m^2) - N^2] W = 0. \quad (2.17)$$

Mit der Doppler-verschobenen Eigenfrequenz (intrinsischen Frequenz) $\hat{\omega}$ der Welle im mitbewegten System u_0

$$\hat{\omega} = \omega - u_0 k \quad (2.18)$$

ergibt sich die vertikale Wellenzahl m aus (2.17) zu:

$$m = \pm \sqrt{\frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} - k^2} = \pm \sqrt{k^2 \left(\frac{N^2}{\hat{\omega}^2} - 1 \right)}. \quad (2.19)$$

Die Gleichung 2.19 ergibt nach Umformung die Dispersionsrelation

$$\hat{\omega} = \pm \frac{N k}{\sqrt{k^2 + m^2}}. \quad (2.20)$$

Die Dispersionsrelation verdeutlicht, daß die Eigenfrequenz der Schwerewelle $\hat{\omega}$ maximal gleich dem Wert der lokalen Brunt-Väisälä-Frequenz N ist. (2.20) kann auch mit Hilfe des Winkels α formuliert werden. α beschreibt die Wellenausbreitung relativ zur Horizontalen:

$$\hat{\omega} = N \cos \alpha. \quad (2.21)$$

Die horizontale Phasengeschwindigkeit c in bezug auf den erdfesten Beobachter ergibt sich aus (2.20) zu:

$$c = u_0 \pm \hat{c} = u_0 \pm \frac{\hat{\omega}}{k} = u_0 \pm \frac{N}{\sqrt{k^2 + m^2}}. \quad (2.22)$$

Hierbei ist \hat{c} die intrinsische Phasengeschwindigkeit.

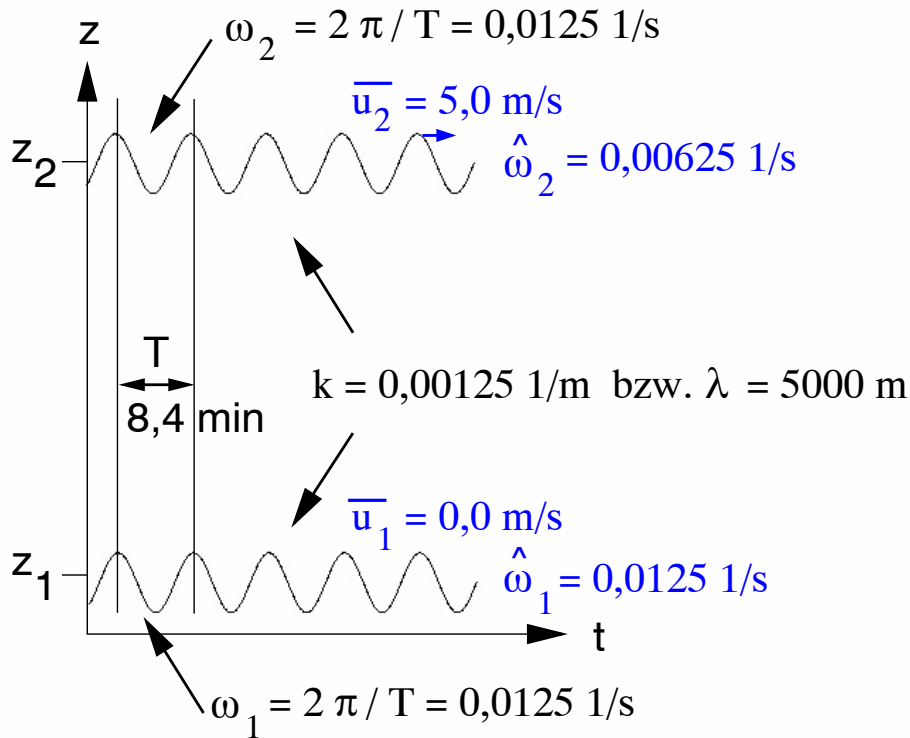


Abbildung 2.4.: Darstellung des Zusammenhangs zwischen vom Boden beobachteter Wellenfrequenz und der höhenabhängigen Eigenfrequenz und horizontalen Windgeschwindigkeit. Beispielhaft sind Werte in 2 verschiedenen Höhen angegeben. Die mit der Höhe variierenden Größen (Eigenfrequenz $\hat{\omega}$ und mittlere Horizontalgeschwindigkeit \bar{u}) sind blau gekennzeichnet. Die höhenkonstanten Größen (horizontale Wellenzahl k bzw. -länge λ , Wellenfrequenz ω bzw. -periode T) sind schwarz dargestellt.

In der Realität sind die Werte von $\bar{u}(z)$ nicht höhenkonstant. ECKERMANN (1997) gibt für den Fall einer sich in der x - z -Ebene ausbreitenden Schwerewelle mit stationärem Windprofil $\bar{u}(z)$ für die vom Boden aus beobachtete Frequenz ω der Welle an, daß:

$$\omega = \hat{\omega}(z) + k\bar{u}(z). \quad (2.23)$$

Die am Boden beobachtete Wellenfrequenz ω bleibt also konstant, während die Eigenfrequenz $\hat{\omega}(z)$ und die mittlere Horizontalgeschwindigkeit $\bar{u}(z)$ mit der Höhe variieren (siehe auch Abbildung 2.4). Für die intrinsische Phasengeschwindigkeit \hat{c} - die Eigengeschwindigkeit der Welle relativ zum mitbewegten System - ergibt sich damit analog folgende Beziehung zwischen der vom Boden aus beobachteten Ausbreitungsgeschwindigkeit \bar{c} und den lokalen Größen von $\bar{u}(z)$ und $\hat{c}(z)$:

$$\frac{\omega}{k} = \bar{c} = \hat{c}(z=0) + \bar{u}(z=0) = \hat{c}(z) + \bar{u}(z) \quad (2.24)$$

$\hat{c}(z=0)$ und $\hat{c}(z)$ sind hierbei die intrinsischen Phasengeschwindigkeiten am Boden und z.B. im Quellniveau.

Die einzelnen meteorologischen Meßgrößen Druck p , Temperatur θ , Horizontalwindgeschwindigkeit u und Vertikalwindgeschwindigkeit w sind über die Dynamik- und Polarisationsbeziehungen miteinander verknüpft (z. B. HINES, 1960; GOSSARD und HOOKE, 1975). Diese ergeben sich aus den Erhaltungsgleichungen (2.8 bis 2.10).

Für den Fall ebener Wellen resultiert folgender Zusammenhang von Horizontalwind- und Druckfluktuation (siehe z. B. GOSSARD und HOOKE, 1975):

$$u' = -\frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial z} w' = \frac{k}{\rho_0 \hat{\omega}} p' - \frac{i}{\hat{\omega}} w' \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}. \quad (2.25)$$

Entsprechend gilt für die Fluktuationen von Vertikalwind und Druck:

$$p' = -i \frac{\rho_0 \hat{\omega}}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} w' + i \frac{\rho_0}{k} w' \left(\frac{\partial}{\partial z} \bar{u} \right). \quad (2.26)$$

Für die potentielle Temperatur und die Vertikalgeschwindigkeit ergibt sich:

$$\theta' = i \frac{\bar{\theta} N^2}{g \hat{\omega}} w'. \quad (2.27)$$

Ausbreitung der Schwerewellen

Interne Schwerewellen transportieren Energie und Impuls von der Troposphäre in die Stratosphäre, teilweise sogar darüber hinaus bis in die Ionosphäre (z. B. HINES, 1972; FRITTS und RASTOGI, 1985; FRITTS und ALEXANDER, 2003). Schwerewellen nehmen dabei Impuls im Quellgebiet auf und geben ihn im Gebiet, in dem sie z. B. brechen, wieder ab. Aufgrund der mit der Höhe abnehmenden Luftdichte wachsen die Wellenamplituden bei ihrer Ausbreitung in größere Höhen an. HINES (z. B. 1972) merkt an, daß der Impuls, der via Schwerewellen bis in die Ionosphäre transportiert wird, den dort vorhandenen Impuls übersteigen kann.

Auf dem Weg von den i. d. R. troposphärischen Quellregionen (Gebirge, Konvektion, geostrophische Ausgleichsprozesse) können die Schwerewellen brechen und turbulente Bewegungen, sogenannte Klarluft-Turbulenz außerhalb von Wolken (im Englischen „clear air turbulence“ CAT), generieren (siehe z. B. SHUTTS, 1992). Da damit keine Wolkenbildung verbunden sein muß, ist ihr Auftreten in einer ansonsten turbulenzarmen Atmosphäre unerwartet. Dies kann zu einem Komfort- und Sicherheitsproblem für Passagiere

von Flugzeugen, in schlimmeren Fällen in Kombination mit ungeeigneten Flugzeugruderbewegungen zu einer Gefährdung der Flugzeugstruktur und somit zu Flugzwischenfällen bzw. -unfällen führen (siehe z. B. LANE ET AL., 2003).

Die Energie E wird von der Schwerewelle mit der Gruppengeschwindigkeit \vec{v}_g transportiert. Die Komponenten von \vec{v}_g sind im zweidimensionalen Fall:

$$u_g = \frac{\partial w}{\partial k} = \bar{u} \pm \frac{N m^2}{(k^2 + m^2)^{3/2}} , \quad (2.28)$$

und

$$w_g = \frac{\partial w}{\partial m} = \pm \frac{-N k m}{(k^2 + m^2)^{3/2}} , \quad (2.29)$$

Vertikal begrenzt wird die Wellenausbreitung, falls die Schwerewelle ein Niveau z_c erreicht, in dem $\bar{u} = c$ ist. Dann werden die Taylor-Goldstein-Gleichung (2.16) und 2.17 singular. Die Höhe z_c wird als „kritisches Niveau“ bezeichnet. Diese Niveaus können von Schwerewellen nicht durchdrungen werden. NAPPO (2002) beschreibt, wie die dabei auftretenden Prozesse verstanden werden können. In der Literatur werden auch Höhen, in denen Wellen durch Scherinstabilitäten erzeugt werden, als kritische Niveaus bezeichnet. Hier werden Wellen aber nicht dissipiert, sondern ständig generiert.

Neben der lokalen mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit begrenzt auch die Temperaturschichtung der Atmosphäre die Wellenausbreitung. Schwerewellen können sich in einer Schicht vertikal nur ausbreiten, wenn ihre Schwingungsfrequenz kleiner als die lokale Brunt-Väisälä-Frequenz ist ($\omega < N$). Im Grenzfall von $\omega = N$ breiten sich Schwerewellen nur horizontal aus. Im Falle von $\omega > N$ werden die Wellen vertikal gedämpft und ihre Amplituden klingen in vertikaler Richtung ab.

Abbildung 2.5 stellt eine Situation mit 3 Schichten dar, in der Schwerewellen mit einer Frequenz ω in einer vertikal begrenzten Schicht mit $N = N_{innen}$ horizontal geführt werden. Zwischen 2 Schichten mit $N = N_{außen}$, in der sich die betrachteten Schwerewellen aufgrund der thermischen Schichtung der Atmosphäre vertikal nicht ausbreiten können ($\omega > N_{außen}$), liegt eine Schicht mit $\omega < N_{innen}$. Gemäß den obigen Ausführungen können sich dort angeregte Schwerewellen vertikal ausbreiten, jedoch nur bis zu den angrenzenden Schichten. Im Übergangsbereich zu den angrenzenden Schichten werden die Schwerewellen reflektiert. So geführte Wellen können sich horizontal über mehrere hundert Kilometer ausbreiten (z. B. BALACHANDRAN, 1980). Die Schicht, in der die Schwerewellen geführt werden, wird als Wellenleiter bezeichnet. Für geführte Wellen mit der Schwingungsperiode T_P gilt:

$$N_{innen} > \omega = \frac{2\pi}{T_P} = \frac{2\pi}{\lambda} c > N_{außen} . \quad (2.30)$$

Die thermische Begrenzung der Wellenausbreitung führt dazu, daß kürzere Wellen ($\omega < N_{Inv}$, $\omega > N_{GS}$), die z. B. tagsüber in einer Inversionsschicht mit N_{Inv} oberhalb der atmosphärischen Grenzschicht mit N_{GS} generiert werden, eine nur schwach-stabil geschichtete atmosphärische Grenzschicht darunter nicht durchdringen und am Boden nicht detektiert werden können. Wellenleiter sind häufig durch Temperaturinversionen und starke Windscherungen an den Rändern gekennzeichnet (z. B. KUETTNER ET AL., 1987) und sind nachts im Bereich des Grenzschichtstrahlstroms (z. B. KELIHER, 1975) aufzufinden.

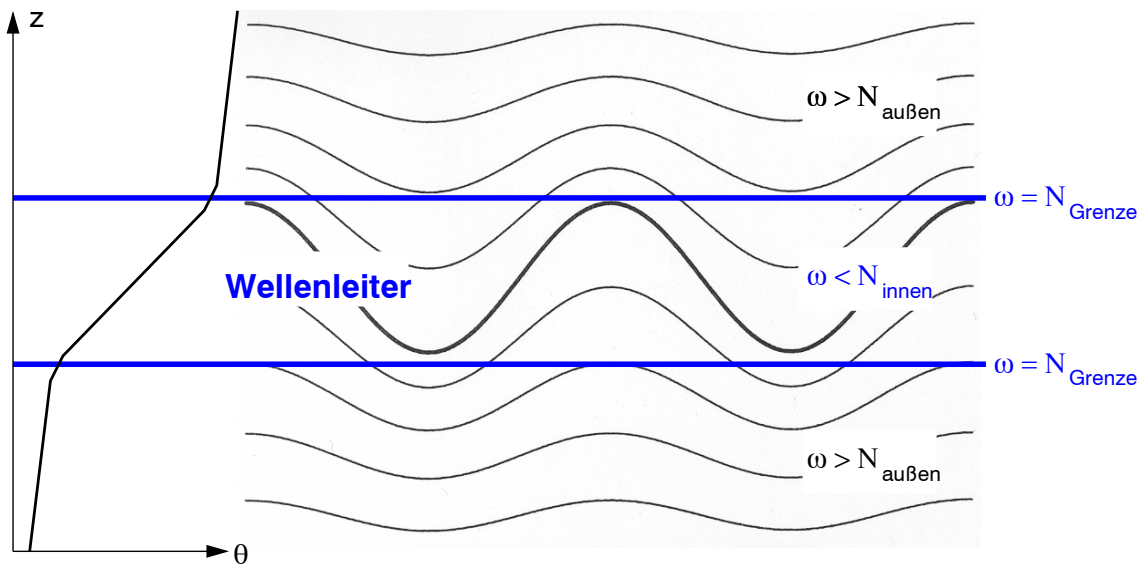


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung eines Wellenleiters mit dazugehöriger Frequenz und Amplitudengröße. Die Wellenamplitude klingt außerhalb der Schicht mit $\omega < N_{innen}$ rasch ab (NAPPO, 2002).

Im Gegensatz zu horizontal geführten Schwerewellen ergeben sich für sich frei im Raum ausbreitende Wellen je nach den Ausgangsprofilen von \bar{u} , N , k und ω unterschiedliche vertikale Strukturen, d. h. unterschiedlich geneigte Phasenlinien bzw. verschieden große Amplitudenmaxima in den einzelnen Höhen. Gemäß 2.20 und 2.22 ergibt sich m zu:

$$m = \pm \frac{k}{\hat{\omega}} \sqrt{N^2 - \hat{\omega}^2} = \pm \frac{k}{\omega - \bar{u}k} \sqrt{N^2 - \hat{\omega}^2}. \quad (2.31)$$

Das heißt, daß für $k > 0$ und $\bar{u} < \omega/k$: $m > 0$. Dies bedeutet, daß sich stromabwärts laufende Wellen in der Vertikalen aufwärts ausbreiten, also die Phasenlinien gemäß Abbildung 2.6 geneigt sind. Umgekehrt gilt für $\bar{u} > \omega/k$, daß $m < 0$, d. h., daß sich stromaufwärts laufende Wellen in der Vertikalen abwärts ausbreiten. Wellenmaxima sind daher mitunter horizontal zum Quellort versetzt in größeren Höhen wiederzufinden. Dies wird zum Beispiel bei Gebirgsüberströmungen in Satellitenaufnahmen deutlich.

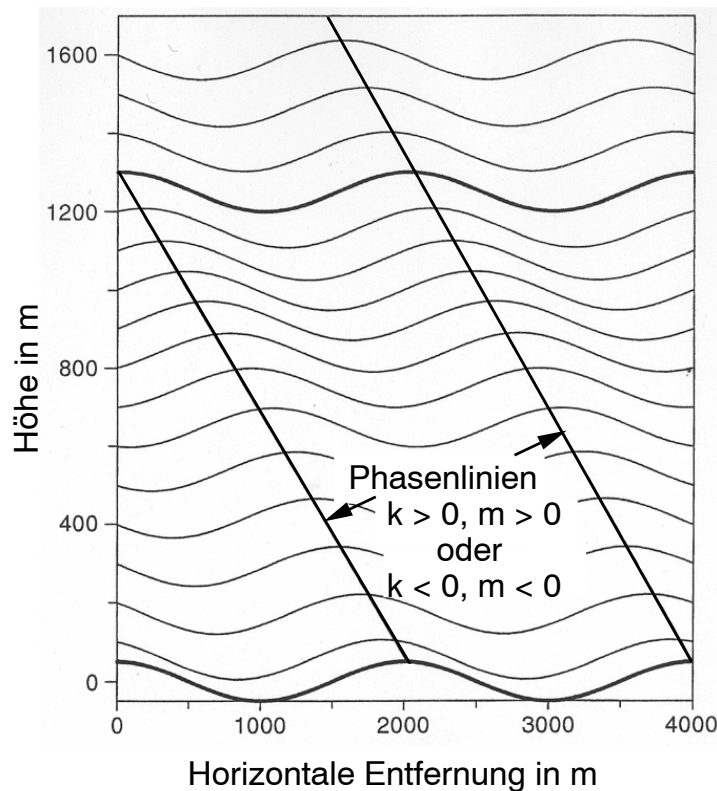


Abbildung 2.6.: Skizze von geneigten Phasenlinien bei einem Wellenvektor mit z. B. $k < 0, m < 0$ bzw. $k > 0, m > 0$ (nach NAPPO, 2002).

Numerische Simulationen (z. B. LANE und CLARK, 2002) in den letzten Jahren belegen, daß nur ein kleiner Spektralbereich an Wellen sich überhaupt frei in der Atmosphäre ausbreiten kann. Scherschichten, die ähnlich einem Filter agieren, indem sie Wellen an kritischen Niveaus, wo $c \approx \bar{u}$ erreicht, absorbieren, und Wellenleiter werden als die wesentlichen Faktoren bei der vertikalen Ausbreitung von kleinräumigen Schwerewellen ($5 \text{ km} < \lambda < 30 \text{ km}$) angesehen. Die vertikale Begrenzung der Ausbreitung durch Dissipation und horizontale Führung von Schwerewellen erklärt, warum in den Meßkampagnen in Kapitel 4 teilweise Wellen nur in bestimmten Höhenbereichen in den Windprofilermeßdaten identifiziert werden und gleichzeitig aber die Bodendruckdaten keine Schwerewellenaktivität anzeigen.

2.3. Auslösemechanismen von Schwerewellen

Für die Auslösung von Schwerewellen können verschiedene Prozesse ausschlaggebend sein. Als dominante Quellen führen FRITTS und ALEXANDER (2003) Topographie, Kon-

vektion und Windscherung an. Darüber hinaus sind auch geostrophische Ausgleichsprozesse z. B. an Fronten und Wellen-Wellen-Interaktionen relevant. Im folgenden werden zwei der von FRITTS und ALEXANDER als dominant bezeichneten Anregungsmechanismen beschrieben, die für die Interpretation der Messungen relevant sind. Zum einen wird die Anregung von Schwerewellen durch Konvektion erklärt. Zum anderen wird erläutert, wie in Windscherungszonen, wie sie an den Rändern des Grenzschichtstrahlstroms auftreten, Schwerewellen generiert werden.

2.3.1. Anregung von Schwerewellen durch Konvektion

Seit einigen Jahrzehnten ist die Rolle von Konvektion und dadurch angeregten Schwerewellen bekannt. Experimentatoren und Modellierer haben in den letzten Jahren und Jahrzehnten die dadurch angeregten Schwerewellen charakterisiert (z. B. CLARK und HAUF, 1986; KUETTNER ET AL., 1987). Beobachtungen von hochfrequenten Schwerewellen in der Stratosphäre zeigen eine enge Verbindung mit hochreichenden Cumulus-Wolken (z. B. SATO, 1992; ALEXANDER und PFISTER, 1995). Zwei vereinfachende Mechanismen werden für die konvektiv angeregten Schwerewellen aktuell am häufigsten diskutiert. Diese sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Beide basieren auf der Tatsache, daß konvektive Elemente in eine darüber liegende, thermisch stabil geschichtete Atmosphärenschicht eindringen. Diese Schichten befinden sich z. B. am Oberrand der atmosphärischen Grenzschicht oder oberhalb der Tropopause.

Mechanischer Oszillator

Vertikalbewegungen in der konvektiven Grenzschicht (CBL) können an der Obergrenze der CBL zu einem Überschießen der Luft in starken Aufwindbereichen führen. Dies führt zu einer lokalen Oszillation in der die Grenzschicht überlagernden Inversion. Bei einem gegebenen mittleren Horizontalwind in dieser Schicht werden somit Schwerewellen generiert. Die Frequenz dieser Schwerewellen ist etwa gleich der Brunt-Väisälä-Frequenz in der Inversionsschicht (z. B. LANE und REEDER, 2001; PIERCE und CORONITI, 1966; FOVELL ET AL., 1992). Dieses Erklärungsmuster erfordert nicht notwendigerweise Windscherung in der Wellenanregungsregion, wie LANE und REEDER (2001) mit dreidimensionalen numerischen Simulationen belegen.

„Hinderniseffekt“

Für kurzperiodische Schwerewellen, die durch flache Konvektion angeregt wurden, formulierten CLARK und HAUF (1986) sowie KUETTNER ET AL. (1987) einen Mechanismus, der der Anregung topographisch induzierter Schwerewellen ähnelt und deshalb als „Hinderniseffekt“ bezeichnet wird. Die in eine Scherschicht eindringende Konvektion übt

aufgrund ihres niedrigeren horizontalen Impulses einen Widerstand aus, der die Luft zur Überströmung und ggf. zur Wolkenbildung zwingt. PFISTER ET AL. (1993) modellierten diesen Mechanismus und belegten ihn mittels Flugzeugmessungen. Dieser Prozeß wird auch mit hochreichender Konvektion bis über die Tropopause hinweg in Zusammenhang gebracht. Die Analyse ignoriert dabei den nichtlinearen Charakter der Überströmung von Hindernissen.

2.3.2. Anregung von kleinräumigen Schwerewellen durch dynamische Instabilitäten

In der Atmosphäre werden häufig Instabilitätsphänomene auf sehr kleinen Skalen (Ausdehnung von wenigen Kilometern) beobachtet. Zu diesen gehören z. B. Kelvin-Helmholtz-Wellen, die in Form von Katzenaugen bzw. brechender Schwerewellen auftreten. Außerhalb der Prandtl-Schicht und somit bei Annahme vernachlässigendes Reibungseinflusses treten Wellen bzw. Instabilitäten auf, wenn ein existierender Grundstrom \bar{u} instabil wird. Die Entstehung solcher dynamischer Instabilitäten wurde in der Vergangenheit umfangreich untersucht (z. B. RAYLEIGH, 1878; DRAZIN, 2002). DRAZIN (2002) führt aus, daß in der Praxis eine Strömung dann instabil wird, wenn das Strömungsprofil einen Wendepunkt z_S aufweist, d. h. im Falle einer 2-D Strömung in der x-z-Ebene

$$\frac{\partial^2 \overline{u(z_S)}}{\partial z^2} = 0 \quad (2.32)$$

und

$$\frac{\partial^2 \overline{u(z_S)}}{\partial z^2} (u(z) - u(z_S)) \leq 0 \quad (2.33)$$

2.32 wurde von Rayleigh (1880) formuliert und wird als notwendige Bedingung für die Ausbildung von dynamischen Instabilitäten angesehen. Fjørtoft (1950) ergänzte diese Bedingung durch 2.33 (siehe auch Abbildung 2.7). Tollmien (1935) zeigte anhand symmetrischer Kanalströmungen, daß Situationen gemäß 2.32 ausreichend sind, um sowohl stabile als auch instabile Moden entstehen zu lassen.

Diese Betrachtungen gelten alle für neutrale Atmosphärenschichtungen. Die in der Regel thermisch stabil geschichtete Atmosphäre wirkt jedoch dämpfend auf die Ausbildung von Störungen des Grundstroms. Als charakteristisches Maß für die Stabilität einer Scherströmung wurde die Richardson-Zahl Ri gefunden. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen der thermischen Stabilität einerseits und dem destabilisierend wirkenden Geschwindigkeitsgradienten andererseits und ist definiert über:

$$Ri = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} \quad (2.34)$$

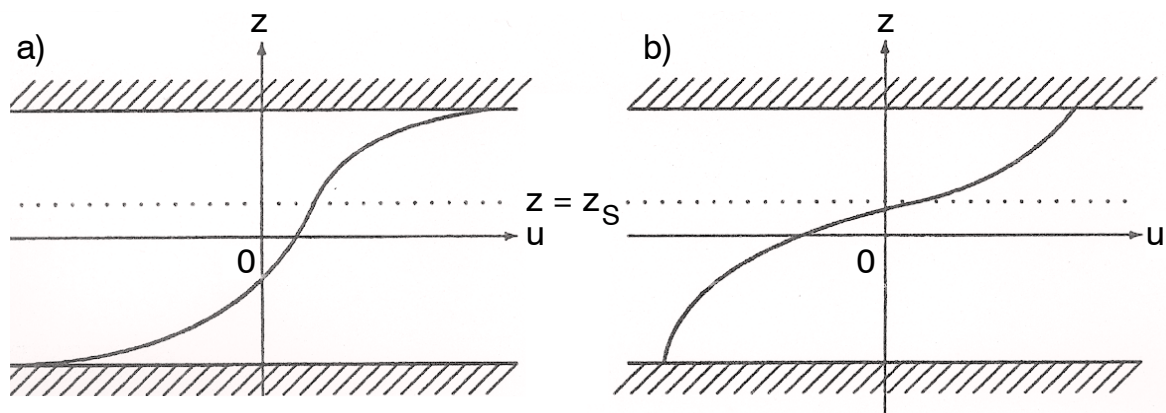


Abbildung 2.7.: Beispiele für Strömungen, die bei $z = z_S$ einen Wendepunkt aufweisen (Rayleigh-Kriterium). Strömung a) ist nach der Bedingung von Fjørtoft dynamisch stabil, Strömung b) hingegen instabil (nach DRAZIN, 2002).

Eine Scherströmung wird dann als labil betrachtet, wenn die lokale Richardson-Zahl kleiner als $1/4$ ist (MILES, 1961; HOWARD, 1961). Messungen sowie Computersimulationen geben manchmal davon abweichende Werte an (z.B. KELIHER, 1975).

In mehreren Arbeiten wurde der Quellbereich von dynamischen Instabilitäten untersucht (z. B. BLACKADAR, 1957; HOLTON, 1967; BONNER, 1968; WIPPERMANN, 1973; THORPE und GUYMER, 1977; KRAUS ET AL., 1985; WHITEMAN ET AL., 1997; ADE-DOKUN und GÖRSDORF, 2002). Einen grundlegenden Beitrag zu dieser Frage lieferte Haurwitz 1947 mit der sogenannten Wegener-Hypothese. Diese besagt, daß Schwerewellen, die durch dynamische Instabilitäten erzeugt wurden, Wellenfronten aufweisen, die senkrecht zur Windscherungsrichtung orientiert sind. Die Schwerewellen breiten sich im Falle von Windgeschwindigkeitsscherung mit der mittleren Windgeschwindigkeit der instabilen Scherschicht, bei zusätzlich Windrichtungsscherung mit einer Geschwindigkeit aus, die sich aus der Projektion der Windvektoren in der Scherschicht auf die Ausbreitungsrichtung ergibt (HAURWITZ, 1947; GOSSARD und MUNK, 1954). So lokalisieren KELIHER (1975), GEDZELMANN und RILLING (1978) den Entstehungsbereich mit dem Ort minimaler Richardson-Zahl. Phasengeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle stimmen mit der Windgeschwindigkeit und Windscherungsrichtung in dieser Höhe überein. Eine Unsicherheit von etwa 20° bzgl. der Windscherungsrichtung und 20% bzgl. der Windgeschwindigkeit wird bei Beobachtungen als typisch angegeben. Während diese Arbeiten sich auf die Windscherung im hochtroposphärischen Strahlstrombereich fokussieren, liefert EINAUDI ET AL. (1989) auch Beispiele für Windscherungen in der niederen Troposphäre. Bei niedrigen Phasengeschwindigkeiten wird der Ort der Anregung in der Planetaren Grenzschicht, bei höheren Phasengeschwindigkeiten in der oberen Troposphäre vermutet.

Phänomen Grenzschichtstrahlstrom

Dynamische Instabilitäten entstehen besonders häufig am Rande von Strahlströmen (englisch: Jet stream) im oberen Drittel der Troposphäre und in der Grenzschicht in wenigen hundert Metern über Grund (englisch: Low-Level-Jet). Am Rande des Low-Level-Jets (LLJ) sind die Bedingungen gemäß den Gleichungen 2.32 und 2.33 häufig erfüllt (siehe auch Strömungsform in Abbildung 2.7 b). Es können stabile Moden (Schwerewellen) und instabile Moden (Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten) auftreten. Schwerewellen können sich bei thermisch stabiler Schichtung vertikal teilweise bis zum Boden hin ausbreiten. Im folgenden wird der Grenzschichtstrahlstrom näher beschrieben und Fallbeispiele aus der Literatur aufgeführt, in denen Schwerewellen am Rande des LLJ entstanden sind.

1953 fanden erste Beobachtungen des LLJ über den Great Plains in Nordamerika statt (LETTAU und DAVIDSON, 1957). In den letzten Jahren und Jahrzehnten wurde der LLJ auch über Ostafrika, Indien (FINDLATER, 1969), Australien (BROOK, 1985) und Südamerika (STULL, 1988) beobachtet. In Europa untersuchten ROTH ET AL. (1979) und KOTTMEIER ET AL. (1983) den Grenzschichtstrahlstrom über der Norddeutschen Tiefebene. Während die Messungen über der Norddeutschen Tiefebene beim LLJ auf ein vor allem nächtliches Phänomen hinweisen, zeigen Untersuchungen in der Atacama-Wüste in Südamerika ein Häufigkeitsmaximum sowohl in der Nacht als auch am Nachmittag. Auch über Somalia in Afrika wird an vielen Tagen ein LLJ über den ganzen Tag hinweg detektiert. Die Daten des Wangara-Experimentes in Australien 1967 zeigen, daß sich der LLJ nach Sonnenuntergang (18 Uhr Lokalzeit) ausbildet. Bis in die Morgenstunden des nächsten Tages ist ein ausgeprägtes Maximum im Horizontalwind zu erkennen (siehe Abb. 2.8). Maximale Windgeschwindigkeiten werden im LLJ zwischen 00 LTC und 06 LTC erreicht (MALCHER und KRAUS, 1983).

Eine einfache Entstehungshypothese liefert BLACKADAR (1957), der als Ursache für die Ausbildung des nächtlichen Grenzschichtstrahlstroms das Verschwinden des Reibungseinflusses an der Obergrenze der nächtlichen Bodeninversion angibt. Die tagsüber bestehende Balance zwischen Coriolis-, Druckgradient- und Reibungskraft, die zu einem stationären, untergeostrophischen Geschwindigkeitsprofil führt, wird bei Sonnenuntergang durch die spontane Abnahme der Reibungswirkung am Oberrand der sich aufbauenden Bodeninversion gestört. Der Horizontalwind wird beschleunigt und supergeostrophische Winde werden generiert. Im Horizontalwindfeld führt dies zu einer Trägheitsschwingung um die geostrophische Gleichgewichtslage (siehe Abb. 2.8). Dabei vollzieht der Hodograph eine Kreisbahn mit einer Schwingungsperiode von etwa fünfzehn Stunden (KOTTMEIER ET AL., 1980).

Unterschiedliche Kriterien werden für die Identifizierung von Grenzschichtstrahlströmen herangezogen. Bei BONNER (1968) muß der Horizontalwind mindestens 20 m s^{-1} betragen, bei KOTTMEIER ET AL. (1983) muß der Horizontalwind größer als $1,5 \cdot v_g$ (mit v_g

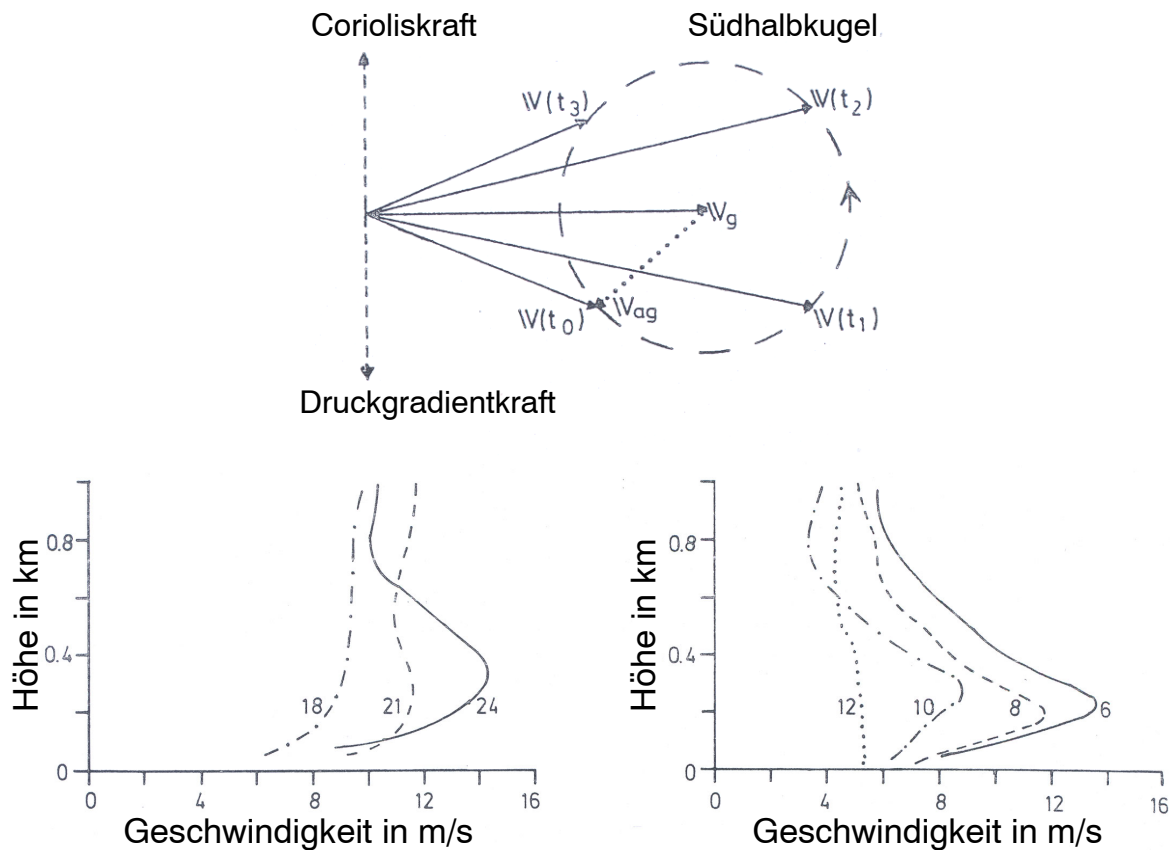


Abbildung 2.8.: Veränderung des Horizontalwindvektors im Einflußbereich des Grenzschichtstrahlstroms (LLJ) und Entwicklung des LLJ im Tagesverlauf. Die Vertikalprofile des Horizontalwindes resultieren aus den Messungen am 13. und 14. Tag des Wangara-Experimentes in Australien 1967 (MALCHER und KRAUS, 1983).

als geostrophischem Wind) sein. Beide Kriterien fordern somit ein ausgeprägtes Windmaximum in der Grenzschicht.

Der Grenzschichtstrahlstrom über der Norddeutschen Tiefebene ist typischerweise mit Hochdruckwetterlagen verbunden (KOTTMEIER ET AL., 1983; ADEDOKUN und GÖRS-DORF, 2002). Dann kann sich aufgrund der starken langwelligen Ausstrahlung der Erdoberfläche in der Nacht eine kräftige Bodeninversion aufbauen. Abbildung 2.9 zeigt das typische Profil eines LLJ mit einem Geschwindigkeitsmaximum in wenigen hundert Meter Höhe vom 28. Juni 2001, 01 UTC. Charakteristisch ist ein schmaler Höhenbereich von wenigen 10 m bis 100 m, in dem der Wind um etwa 50% im Vergleich zu den Bereichen darüber und darunter zunimmt.

Die in Europa beobachteten Grenzschichtstrahlströme beginnen sich etwa zwei bis drei

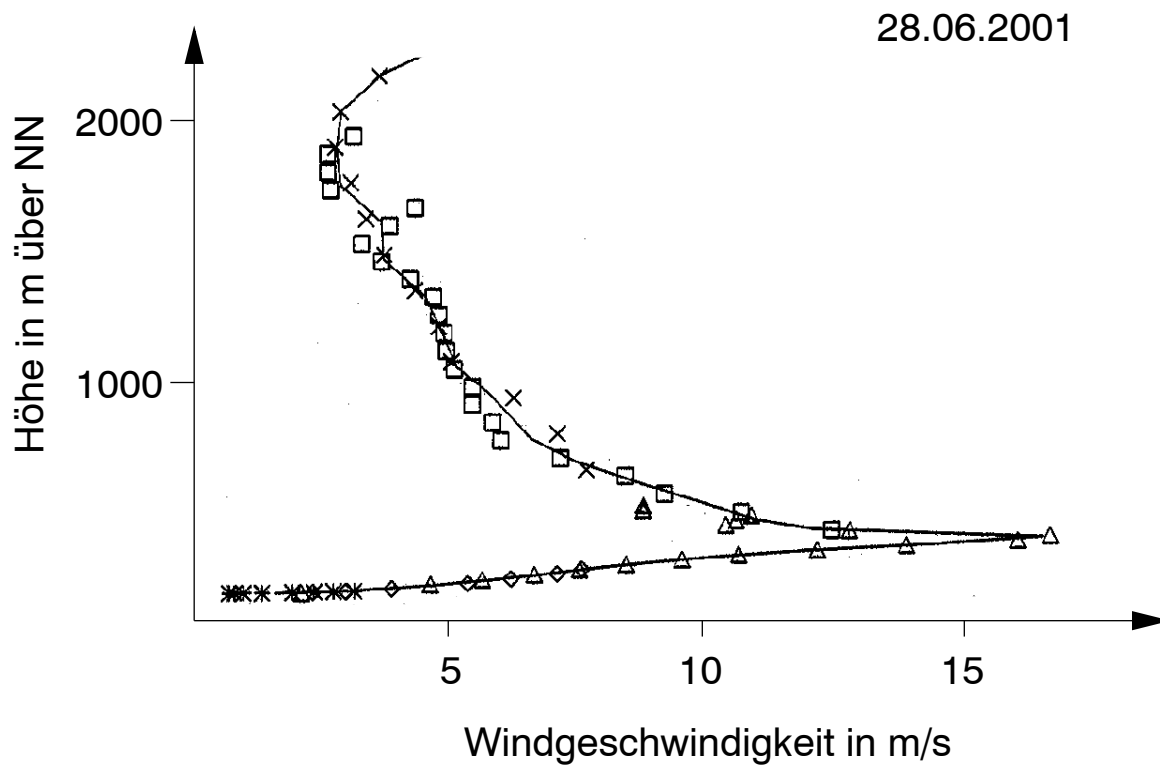


Abbildung 2.9.: Typisches Profil eines LLJ über dem MOL am 28.06.2001, 01 UTC (ADEDOKUN und GÖRSDORF, 2002). Grundlage der Daten sind die Meßsysteme der LS (Mast, Sodar, Windprofiler), die durch verschiedene Symbole gekennzeichnet sind (siehe Abschnitt 3.3).

Stunden vor Sonnenuntergang zu bilden. Nach etwa acht bis neun Stunden erreicht der LLJ sein Maximum. Der geostrophische Wind beträgt bei LLJ-Wetterlagen meistens zwischen 6 m s^{-1} und 11 m s^{-1} . Höhere geostrophische Windgeschwindigkeiten führen zur Zunahme der Produktion dynamischer Turbulenz, was die typische übergeostrophische Ausprägung des Windprofils verhindert. Insgesamt treten daher starke LLJ-Ereignisse vermehrt im Herbst und Frühjahr auf. KOTTMEIER ET AL. (1983) beziffern die Häufigkeit von stark ausgeprägten LLJ ($v_{max} \geq 1,5 v_g$) mit etwa 10%. Werden auch schwächere LLJ-Situationen berücksichtigt, steigt der Anteil auf über 35%. KOTTMEIER ET AL. (1983) sowie ADEDOKUN und GÖRSDORF (2002) veröffentlichten eine Statistik zur Häufigkeit von Grenzschichtstrahlströmen über der Norddeutschen Tiefebene für die Jahre 1978 bis 1980 bzw. 1999 bis 2001. In beiden Veröffentlichungen wurde der Herbst als bevorzugte Zeit für das Auftreten von LLJ hervorgehoben. ADEDOKUN und GÖRSDORF (2002) gaben an, daß von 1999 bis 2001 mit einer Häufigkeit von 12% aller Tage im September ein LLJ-Ereignis über Lindenberg detektiert wurde. Ihre Messungen belegen, daß LLJ-Ereignisse im statistischen Mittel zu jeder Tageszeit vorkommen, jedoch häufiger nachts (16 UTC bis 05 UTC) als am Tage (05 UTC bis 16 UTC). Lediglich LLJ mit maximalen Horizontalwindgeschwindigkeiten über $\bar{u} = 16 \text{ m s}^{-1}$ kommen zwischen 10 UTC und 15 UTC fast nicht (Häufigkeit $\leq 0,1\%$) vor.

Durch den Grenzschichtstrahlstrom ausgelöste Schwerewellen

EMMANUEL (1973) untersuchte mit Hilfe von Sodar- und Mastmessungen KST in der atmosphärischen Grenzschicht, die an einem Morgen im Oktober durch den LLJ in etwa $z = 75 \text{ m}$ ausgelöst wurden. Auf Basis von Wind- und Temperaturmessungen an einem 152 m hohen instrumentierten Mast wurden die lokalen Richardson-Zahlen berechnet. Dynamische Instabilitäten wurden bei den Messungen immer dann registriert, wenn in einer Schicht die kritische Richardsonzahl von $1/4$ über mehrere Stunden unterschritten wurde. HOOKE ET AL. (1973) fügten in einer Meßkampagne Sodar- und Mastmessungen mit Anemometern, Thermometern und einem Mikrobarometer mit Mikrobarometermessungen am Boden zusammen. Auch er stellte fest, daß die an einem Abend im November beobachteten Schwerewellen in einer dynamisch instabilen, aber thermisch stabilen Schicht in etwa $z = 120 \text{ m}$ Höhe entstanden sind. Ein Vergleich der Druckmessungen am Mast mit denen am Boden zeigt, daß sich die Schwerewellen zwar auf dem Weg zum Boden hin abschwächen ($\Delta p_{Quelle} \approx 6 \text{ Pa}$), aber dort dennoch Druckschwankungen von $\Delta p_{Boden} \approx 4 \text{ Pa}$ auslösen.

3. Messung und Auswertung der Luftdruck-, Wind- und Temperaturdaten

In diesem Kapitel werden der Meßort, die Meßsysteme und die Analyseverfahren der dieser Arbeit zugrunde liegenden Meßdaten beschrieben. Die Meßdaten beruhen sowohl auf Druckmessungen mit einem Mikrobarometermeßnetz aus 5 Sensoren als auch auf Windmessungen mit den Meßsystemen der „Lindenberger Säule“. Aus den Druckdaten wurden die Parameter der sich abzeichnenden KST bestimmt und aus den Winddaten Rückschlüsse auf die Quellhöhe und den Quellprozeß der KST gezogen.

3.1. Meßorte und Meßstrategie

Die Messungen wurden am Meteorologischen Observatorium des Deutschen Wetterdienstes in Lindenberg und Falkenberg (MOL) durchgeführt. Das MOL befindet sich am Rande des Spreewaldes im östlichen Brandenburg, etwa 60 km südöstlich von Berlin (52,21°N, 14,13°O) innerhalb der Norddeutschen Tiefebene. Mittel- und Hochgebirge liegen mehrere hundert Kilometer entfernt. Die Topographie der Umgebung ist durch eine sanfte Hügellandschaft geprägt. Das MOL selbst befindet sich an bzw. auf einem Hügel von 121,5 m Höhe (alle Angaben über NN). Der Standort der Windprofiler und des Wolkenradars liegt in etwa 90 m Höhe. In etwa dem gleichen Höhenniveau befinden sich auch die einzelnen Mikrobarometer. Die Umgebung wird hauptsächlich agrarwirtschaftlich genutzt (Getreideanbau). Seit 2003 dient die Umgebung auch zur Gewinnung von Windenergie mittels Windkraftanlagen.

Der Luftdruck wurde mit Mikrobarometern gemessen, die bereits bei Projekten in den achtziger Jahren auf Rügen (BULL, 1985) und in den neunziger Jahren im bayerischen Voralpenland (Lichtenau) genutzt wurden (FINKE, 1995; HAUF ET AL., 1996). Bei den Vorgängerprojekten stand die Erforschung von kleinräumigen Schwerewellen im Vordergrund. Aus diesen Messungen kristallisierten sich die Geometrie des Meßnetzes, die Art der Installation der Meßgeräte, die Meßmethodik und die Analyseverfahren der Druckdaten heraus.

Bei der Planung der Barometermeßnetzkonfiguration mußte darauf geachtet werden, daß sowohl die notwendige Infrastruktur (Stromnetzanbindung, Datenspeicherung) gegeben als auch die Standortbedingungen geeignet waren. Umströmungseffekte von Gebäuden und Schäden durch z. B. eindringendes Wasser in Senken mußten vermieden werden. Das Meßnetz wurde in Form eines Vierecks (Sensoren 1, 2, 3 und 4) und eines eingelagerten kleinen Dreiecks (Sensoren 3, 4 und 5) angeordnet (siehe Abb. 3.1). Mit geometrischen Anordnungen von mindestens 3 Sensoren kann die Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit von über z. B. ein Barometermeßnetz hinwegziehenden Strukturen berechnet werden (GOSSARD und HOOKE, 1975). Es ergibt sich aus die in Abbildung 3.1 dargestellte Konfiguration des Meßnetzes im Umfeld des MOL, die sich von den Vorgängermessungen im bayerischen Voralpenland (Lichtenau) durch das Hinzufügen eines fünften Standorts unterscheidet. Dadurch werden unterschiedliche horizontale Skalen abgedeckt. So ermöglichen die kürzeren Abstände der Sensoren es, KST mit horizontalen Skalen ab etwa 2000 m zu detektieren. Mittels den größeren Abständen können Veränderungen der Parameter der KST während ihrer Ausbreitung detektiert werden.

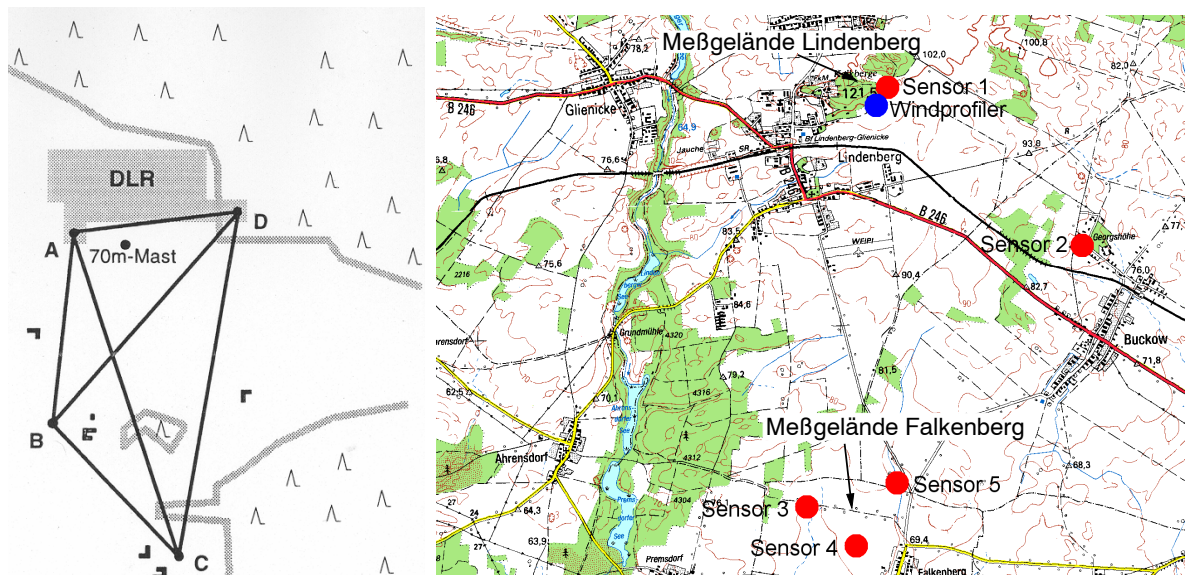


Abbildung 3.1.: Lage der Meßorte der Sensoren des Barometermeßnetzes in der Lichtenau (linke Abbildung) in den Jahren 1991 bis 1995 (FINKE, 1995) sowie der Sensoren und der Windprofler im Umfeld des MOL (rechte Abbildung) in den Jahren 2001 bis 2006 (Grundlage: Topographische Karte Landesvermessungsamt Brandenburg Top 50).

Die vertikale Windgeschwindigkeit wurde in Meßkampagnen mit dem Grenzschicht- und Troposphärenwindprofler gemessen. In einzelnen Meßkampagnen wurden auch zeitlich hochaufgelöste Vertikalprofilaten der Horizontalwindgeschwindigkeit und -richtung sowie der Temperatur gemessen.

Über die Druckdaten konnten die Parameter der KST wie Amplitude, Zeitskala bzw. Periode, horizontale Skala bzw. Wellenlänge und Ausbreitungsgeschwindigkeit am Boden bestimmt werden. Die Berechnung dieser Parameter erfolgte sowohl mit Hilfe einer Waveletanalyse als auch einer Kreuzkorrelationsanalyse der Druckdaten der 5 Barometer. Die Daten der Windprofilermeßkampagnenmessungen wurden ebenfalls mittels einer Waveletanalyse ausgewertet, um die Zeitskala bzw. Periode der KST zu bestimmen. Während der Dauermessungen ergänzten die im Routinebetrieb messenden Windprofiler mit einer geringeren zeitlichen Auflösung die Datenbasis der LS, die insgesamt ergänzende Informationen wie z. B. thermische und dynamische Schichtung der Atmosphäre und Maxima des Horizontalwindes lieferte. Dadurch konnte auf Quellmechanismen geschlossen werden.

Die Messungen am MOL lassen sich in 2 Kategorien einteilen: Zum einen fanden mit dem Mikrobarometermeßnetz permanent Messungen des Luftdrucks am Boden statt. Diese Daten wurden durch Meßdaten der operationell betriebenen Meßsysteme der LS ergänzt. Zum anderen fanden in einzelnen Meßkampagnen kombinierte Messungen mit dem Mikrobarometermeßnetz und den Lindenberger Windprofilern statt. In Absprache mit dem verantwortlichen Mitarbeiter des DWD konnte der Grenzschicht- und Troposphärenwindprofiler in Meßkampagnen speziell zur Erkundung der KST genutzt werden. Dazu wurden im Vorfeld der Meßkampagnen geeignete Wetterlagen identifiziert. Für die Dauermessungen wurden die regulären Datensätze der Meßsysteme der LS verwendet (siehe Abschnitt 4.2).

3.2. Bodenluftdruckmessung

Beschreibung der Mikrobarometer

Die im vorliegenden Forschungsprojekt eingesetzten Mikrobarometer (siehe Abb. 3.2) enthalten Kondensatormikrophone. Die Barometer wurden bereits in den Projekten von BULL (1985), NEISSER (1985) und FINKE (1995) eingesetzt und zu Beginn der Messungen generalüberholt. Da die zu untersuchenden kurzperiodischen Druckschwankungen Druckänderungen von einigen Pascal innerhalb weniger Sekunden aufweisen, müssen die Sensoren entsprechend empfindlich auf Druckänderungen reagieren. Diese Empfindlichkeit wird von herkömmlichen Barometern, die den Luftdruck über den gesamten Skalenbereich atmosphärischer Druckgebilde messen, nicht erreicht. Daher sind spezielle Barometer entwickelt worden, die zwar nicht den absoluten Druck, aber die hochauflösenden p -Variationen messen können.

Die Mikrobarometer bestehen aus 2 Mikrofonen, die zum einen auf Änderungen des Außendrucks $p_{\text{außen}}$ (Primär-Mikrofon) und zum anderen auf Änderungen des Innendrucks

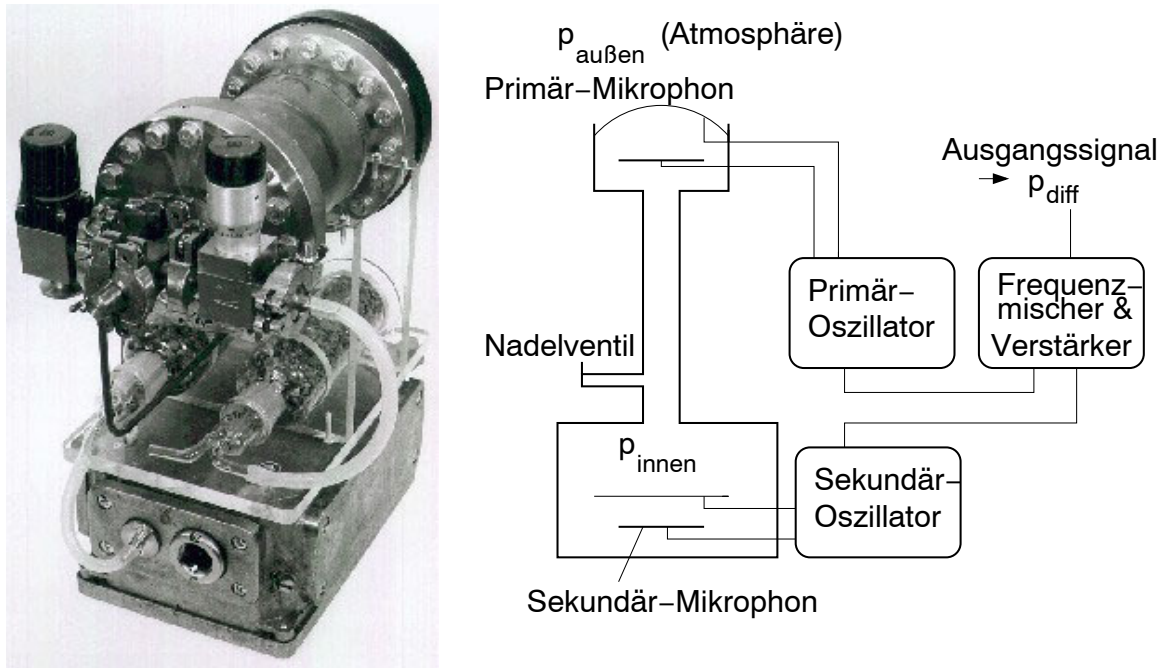


Abbildung 3.2.: Foto (links) und Schaltbild (rechts) des verwendeten Mikrobarometer-typs zur Detektion der Druckschwankungen an den fünf Standorten im Umfeld des MOL.

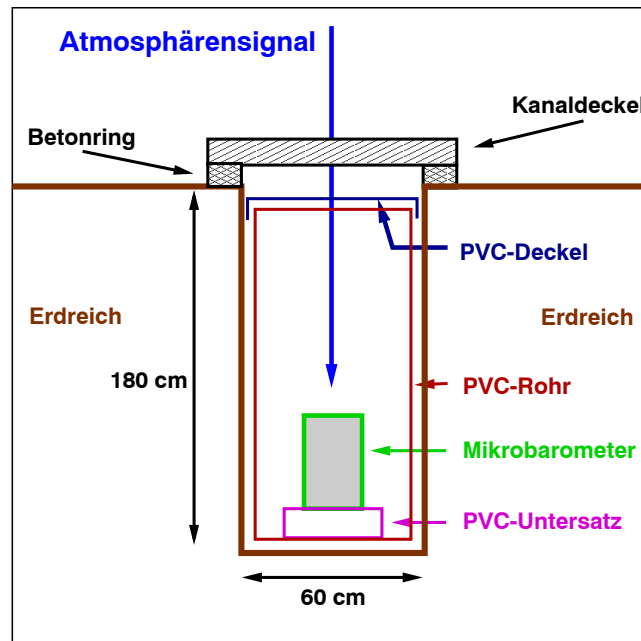


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung der Position der Drucksensoren. Die Barometer sind zum Schutz vor Temperaturschwankungen und dadurch verursachter Druckvariationen in etwa 1,80 m Tiefe in einem Kunststoffrohr eingelassen.

in einem Referenzvolumen p_{innen} (Sekundär-Mikrophon) reagieren. Da Druckvariationen in der Atmosphäre über einen großen Amplitudenbereich zwischen wenigen Pascal und mehreren hPa erfolgen, bedingte eine gleichzeitige Erfassung all dieser Variationen einen sehr großen Dynamikbereich der Sensoren. Dieser ist mit einer Genauigkeit um 1 Pa nur schwer zu realisieren. Da synoptische Druckschwankungen nicht Gegenstand der Untersuchung sind, wurden die Referenzvolumina der Sensoren über ein Nadelventil mit der Atmosphäre verbunden. Auf diese Weise gleicht sich der Druck im Referenzvolumen dem der Atmosphäre mit einer zeitlichen Verzögerung an. Synoptische Druckschwankungen werden so gefiltert und nur die hochfrequenten Variationen mit Perioden $T_P < \approx 60$ min detektiert. Mathematisch stellt dies eine Hochpaßfilterung dar (siehe Abschnitt 3.4.1). Da die Mehrzahl der kleinräumigen Schwerewellen und ähnlicher Phänomene Perioden zwischen 5 min und 20 min aufweisen, werden durch diese Filter nur Signale eliminiert, die für die weitere Analyse ohne Bedeutung sind. Der Druck im Referenzvolumen reagiert empfindlich auf Temperaturveränderungen. Eine einfache Abschätzung mit Hilfe der Gasgleichung und des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik bei adiabatischen Prozessen führt zu

$$\frac{dT}{T} = \kappa \frac{dp}{p} \quad (3.1)$$

mit der mittleren Temperatur T und dem mittleren Luftdruck p , den Variationen der Temperatur dT und des Luftdruckes dp und der Poisson-Konstanten κ . So führt eine Änderung der Temperatur im Referenzvolumen von 0,001 K zu einer Druckänderung von $\approx 0,4$ Pa. Die Mikrophone sind Teil von Schwingkreisen mit verschiedenen Arbeitsfrequenzen. Die Frequenzen variieren mit Änderung des auf die Mikrophone wirkenden Luftdruckes. Die mit beiden Mikrophonen gemessenen Frequenzen werden gemischt und verstärkt. Für kleine Störungen ist die Änderungen von Frequenz und Druck linear.

Da die Barometer sehr empfindlich auf Temperaturänderungen reagieren, wurden die Sensoren in etwa 1,80 m Tiefe in einem nur nach oben offenem Kunststoffrohr von etwa 0,60 m Durchmesser aufgebaut. Dadurch gelang es, die Temperatur nahezu konstant zu halten. Zum Schutz vor Tropfwasser wurde der Sensor in Kunststofftüten eingehüllt. Ein locker aufgelegter PVC-Deckel schützte vor von oben eindringendem Regen- und Schmelzwasser und ein Betondeckel vor mechanischer Belastung des Kunststoffdeckels (siehe Abb. 3.3). Um Umströmungseffekte durch Bebauung und Bäume zu vermeiden, wurden die Sensoren in mindestens 50 m Abstand zu Hindernissen installiert. Die Daten wurden vor Ort von PCs in klimatisierten Schaltschränken gespeichert und in regelmäßigen Abständen ausgelesen.

Als Beispiel für mit einem derartigen Druckmeßnetz durchgeführte Messungen am MOL wurden Meßdaten vom 27. Juni 2004, 0.00 UTC bis 12.00 UTC in Abbildung 1.1 dargestellt. Bereits auf dem ersten Blick ist erkennbar, daß die Signaturen an allen Standorten nahezu deckungsgleich sind und sich nur im Detail voneinander unterscheiden. Ähnlich

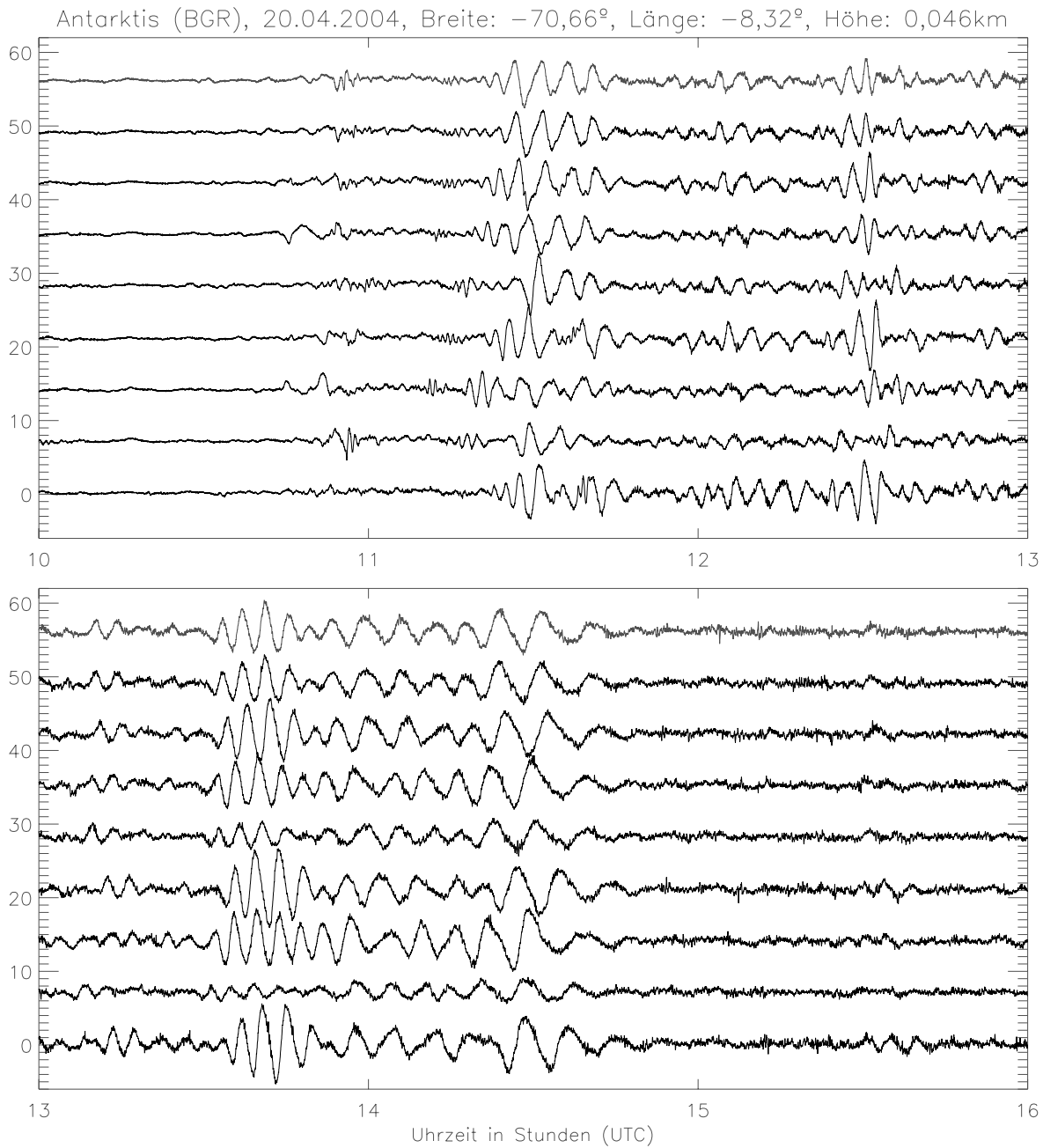


Abbildung 3.4.: Aufzeichnung der Luftdruckmessung der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe mit neun Barometern in der Antarktis (46 m über NN, $70,7^\circ\text{S}$, $8,3^\circ\text{W}$) vom 20.04.2004 zwischen 10 UTC und 16 UTC.

hochkorrelierte Zeitreihen zeigen Druckmessungen, die die Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) in der Antarktis durchgeführt hat. Auch dort sind nahezu permanent kohärente Signaturen in den Druckmessungen erkennbar. Exemplarisch sind die Daten einer Messung aus der Antarktis vom 20. April 2004, 10.00 bis 16.00 UTC, in Abbildung 3.4 abgebildet. Neben monochromatischen Wellensignaturen (z.B. 13.45-14.45 UTC) zeigt die Abbildung nicht-wellenartige kohärente Signaturen (z.B. 11.45-12.45 UTC). Das Vorkommen von sehr ähnlichen KST sowohl in polaren als auch gemäßigten Breiten mit sehr unterschiedlicher Topographie und Vegetation führt zu der Annahme, daß es sich bei den KST um ein allgemeines, global vorkommendes Phänomen der Atmosphäre handelt.

Korrektur der Hochpaßfilterung der Mikrobarometer

Für die vom Barometer gemessene Luftdruckschwankung p_{diff} gilt:

$$p_{diff} = p_{außen} - p_{innen} . \quad (3.2)$$

$p_{außen}$ ist hierbei der Druck, den die Atmosphäre auf das Meßgerät ausübt, und p_{innen} der im Referenzvolumen im Inneren des Barometers sich über das Nadelventil langsam an den Atmosphärendruck angleichende Luftdruck (siehe Abschnitt 3.2). Diese zeitliche Änderung des Luftdrucks im Referenzvolumen kann mit Hilfe einer Zeitkonstanten τ und einer Abschneidefrequenz $\omega_A = 2\pi / \tau$ ausgedrückt werden:

$$\frac{d}{dt} p_{innen} = -\omega_A (p_{innen} - p_{außen}) . \quad (3.3)$$

Die zeitliche Integration von 3.3 ergibt für die gemessenen Luftdruckschwankungen $p_{diff}(t)$:

$$p_{diff}(t) = p_{außen}(t) - p_{innen}(t) = p_{außen}(t) - \omega_A \int_{-\infty}^{\infty} dt' p_{außen}(t') \exp(-\omega_A(t-t')) . \quad (3.4)$$

Dies entspricht der Wirkung eines Filters F auf die Druckschwankungen der Atmosphäre $p_{außen}$ bzw. einer Faltung mit

$$p_{diff}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' F(t-t') p_{außen}(t') . \quad (3.5)$$

Hierbei ist $F(t)$ eine Filterfunktion mit

$$F(t) \equiv \delta(t) - \omega_A \Theta(t) \exp(-\omega_A t) . \quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet $\delta(t)$ die Delta-Funktion und $\Theta(t)$ die Heavyside-Stufenfunktion.

Die Wirkung von $F(t)$ kann durch die spektrale Übertragungsfunktion im Frequenzraum $\tilde{F}(\omega)$ beschrieben werden. $\tilde{F}(\omega)$ ist komplex und entsteht aus der Fouriertransformation der Filterfunktion im Zeitraum. Die polaren Komponenten sind die Amplitudenfunktion $\tilde{F}_{Ampl}(\omega)$ und die Phasenübertragungsfunktion $\tilde{F}_{Phase}(\omega)$. Es gilt dabei:

$$\tilde{F}_{Ampl}(\omega) = \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega_A^2 + \omega^2}} \quad \text{bzw.} \quad (3.7)$$

$$\tilde{F}_{Phase}(\omega) = \arctan\left(-\frac{\omega_A}{\omega}\right) \quad (3.8)$$

mit $\omega = 2\pi/T_P$ als Kreisfrequenz und T_P als Schwingungsperiode. Die Abschneidefrequenz ω_A ist die Frequenz, bei der die quadrierte Amplitude auf die Hälfte ihres Ursprungswertes reduziert wird. Deutlich wird die Hochpaßwirkung des Filters. Fluktuationen mit hoher Frequenz werden kaum verändert, während Fluktuationen mit niedriger Frequenz stark gedämpft werden und außerdem eine Phasenverschiebung aufweisen.

Die Druckschwankungen $p(t)$ der über das Mikrobarometermeßnetz hinwegziehenden KST werden bei den Kondensatormikrophonen aus technischen Gründen in Modulationen $M(t)$ eines konstanten und geräteabhängigen Frequenz-Trägersignals K zwischen je nach Sensor 2, 2 kHz und 2, 7 kHz umgesetzt:

$$M(t) = A p(t) + K \quad (3.9)$$

A ist hierbei die Empfindlichkeit des jeweiligen Sensors. Über eine Kalibrierung können dann aus den Frequenzmodulationen $M(t)$ Druckschwankungen berechnet werden.

Wie vorgehend beschrieben resultiert das Ausgangssignal des Sensors aus der Hochpaßfilterung des Atmosphärensignals. Die Restaurierung des ursprünglichen Signals erfolgt über die inverse Filterung des Sensor-Ausgangssignals. Dazu müssen sowohl die Abschneidefrequenz ω_A als auch die Empfindlichkeit A bekannt sein. Da sich diese Größen mit der Zeit allmählich ändern können, müssen in etwa halbjährlichen Abständen Kalibrierungen der eingesetzten Sensoren durchgeführt werden.

Die Hochpaßfilterung der Schwerewellen führt dazu, daß Atmosphärensignale mit Perioden $>\approx 60$ min nicht rekonstruiert werden können. Da KST mit Perioden zwischen 5 min und 20 min im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen, wurden die Auswertung auf Schwerewellen mit eine Periode von maximal 45 min begrenzt.

Aus den diskreten Messungen zu 2 aufeinanderfolgenden Zeitpunkten t und $t + 1$ mit z. B. $\Delta t = 1$ s ergibt sich:

$$p_{t+1} - p_t = \frac{1}{A \exp(-\omega_A \Delta t)} (M_{t+1} - \exp(-\omega_A \Delta t) M_t). \quad (3.10)$$

Eine ausführlichere Beschreibung der Hochpaßfilterung wird in FINKE (1995) gegeben.

3.3. Wind- und Temperaturprofilmessungen

Seit Mitte der 90er Jahre werden am MOL u. a. mit modernen Fernerkundungssystemen (z. B. Windprofiler, Sodar) Wind- und Temperaturprofilmessungen zeitlich hochaufgelöst durchgeführt. Zwar werden die Meßsysteme als LS zusammengefaßt (siehe Abb. 3.5), jedoch liegen die Meßdaten für jedes System einzeln vor. Um die Datenauswertung zu erleichtern, wurden die Dateien der einzelnen Meßsysteme für die Analyse der Druckdaten zu einer einheitlichen Datei zusammengefaßt.

Meßsystem	Ort	Höhenbereich	Δz	Mittelungszeitraum
Druck:				
Barometermeßnetz	Sensor 1-5	0 m	—	1 s
Wind/Temperatur:				
12 m-Mast	Sensor 4	0 - 10 m	10 m	15 min
99 m-Mast	Sensor 4	20 - 100 m	30-50 m	15 min
Sodar+RASS	Sensor 3	40 - 300 m	20 m	10 min
35,5 GHz-Ka-Band	Sensor 1	240 - 12000 m	30 m	10 s
1290 MHz-LAP	Sensor 1	220 - 2800 m	100 m	25 min / 2 min ¹
482 MHz-TWP	Sensor 1	590 - >7000 m	150 m	25 min / 14 s-2 min ¹
482 MHz-RASS	Sensor 1	575 - >3000 m	150 m	5 min / 17 s ¹
Radiosonde	Sensor 1	0 - >7000 m	150 m	6 h (Intervall)

Tabelle 3.1.: Überblick über die eingesetzten Meßsysteme für die Druck-, Wind- und Temperaturmessung. ¹ gibt die Mittelungszeiträume bei Meßkampagnen an, die wegen des Betriebens der Windprofiler in einem Sondermodus deutlich kleiner als die Mittelungszeiträume bei Dauermessungen sind.

Das Windprofiler-Radar (WPR) ist ein bodengebundenes Fernerkundungssystem, das Vertikalprofile des Windes mißt. Am häufigsten kommen gepulste Radargeräte zum Einsatz. Bei diesem Verfahren werden in mindestens 3 verschiedenen Strahlrichtungen (zweimal Elevation 75°, Azimut zwischen den beiden Strahlrichtungen um 180° gedreht, und Elevation 90°) elektromagnetische Wellen ausgesandt, die an turbulenten Inhomogenitäten des Brechungsindexfeldes der Atmosphäre absorbiert, gestreut und gebrochen werden. Die rückgestreuten Wellen erfahren dabei in Abhängigkeit von der durch den Wind bestimmten Bewegung der turbulenten Strukturen eine Frequenzverschiebung (Dopplereffekt), so daß aus der Analyse des rückgestreuten Signals die radiale Windgeschwindigkeit für jede Strahlrichtung berechnet werden kann. Die erforderliche Höhenzuordnung ergibt sich aus der Laufzeit des elektromagnetischen Signals.

Je nach Radarwellenlänge, Struktur und Zusammensetzung der Atmosphäre wirken unterschiedliche Streumechanismen. Die Signale der o. a. Windprofiler werden im Unterschied zu Niederschlagsradargeräten an turbulenten Klarluftstrukturen rückgestreut,

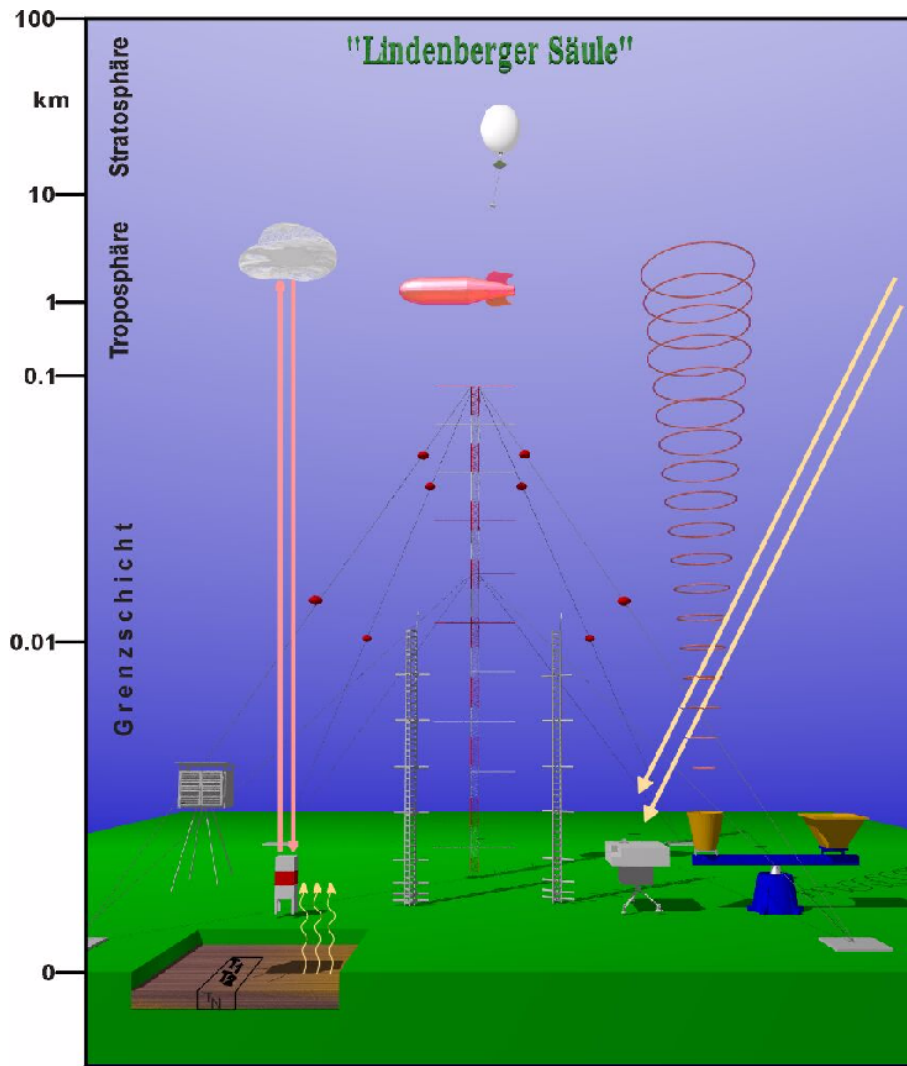


Abbildung 3.5.: Meßsystem LS am MOL. In das Meßsystem integriert sind Messungen aus Bodenbeobachtungen sowie mit aktiven und passiven Fernerkundungsmethoden sowie aerologische Messungen DWD (2005).

weswegen diese Windprofiler auch als „Clear-Air-Radars“ bezeichnet werden. WPR können mit Schallquellen zu einem Radio-Akustischen-Sondierungs-System (RASS) zur Messung der Temperatur ergänzt werden. An den durch die Schallwellen verursachten Dichtefluktuationen werden die ausgesandten Radarsignale reflektiert.

Der Grenzschichtwindprofiler (LAP) wird mit einer Sendefrequenz von 1290 MHz und der Troposphärenwindprofiler (TWP) mit einer Frequenz von 482 MHz in einem quasi-operationellen Betrieb eingesetzt. Während ersterer vor allem die atmosphärische Grenzschicht sondieren soll, ist letzterer für Messungen bis in die Stratosphäre hinein geeignet. Der prinzipielle Aufbau sowie die Signalanalyse und die Datenbearbeitung sind mit wenigen Ausnahmen bei beiden Systemen identisch.

In Tabelle 3.1 sind der Meßhöhenbereich sowie die vertikale Auflösung und der Mittelungszeitraum der WPR aufgeführt. Der Mittelungszeitraum konnte in den Meßkampagnen verringert werden, um so auch höherfrequente Phänomene mit Perioden $T_P \approx 1$ min detektieren zu können. Da die reflektierten Signale in größeren Höhen sehr schwach sind, kommt es bei kurzen Mittelungszeiträumen häufiger zu Datenausfällen als bei längeren Mittelungszeiträumen. In der Praxis bedeutet dies, daß sich der vertikale Meßbereich, der für die Datenauswertung verwendet werden kann, reduziert. Die Genauigkeit der w -Messung liegt bei $0,05 \text{ m s}^{-1}$ (Bias) bzw. $0,15 \text{ m s}^{-1}$ (Standardabweichung) und für die u -Messung bei $0,4 \text{ m s}^{-1}$ (Bias) bzw. $1,5 \text{ m s}^{-1}$ (Standardabweichung) und unterscheidet sich nur gering von Messungen mit einem längeren Mittelungszeitraum LEHMANN (2005). Gemäß Ausführungen von RALPH (2000) und COHN und GOODRICH (2002) liegen die tatsächlichen Abweichungen darunter. Für die Temperatur ergeben sich ein Bias von $0,3 \text{ K}$ und eine Standardabweichung von $0,5 \text{ K}$ (GÖRSDORF und LEHMANN, 2000). Insgesamt bedeutet dies, daß selbst schwach ausgeprägte atmosphärische Signaturen vor allem in der w -Messung mit Amplituden $> \approx 0,05 \text{ m s}^{-1}$ detektiert werden. Voraussetzung hierbei ist jedoch, daß keine unerwünschten Rückstreuungsprozesse z. B. an Partikeln wie Wassertröpfchen oder Aerosolen die Messungen beeinträchtigen.

Echos, die von festen Objekten zurückgestreut werden, sind ein signifikantes Problem bei der Messung der Windgeschwindigkeit mit Radargeräten (LEHMANN ET AL., 1999). Das durch Turbulenz zurückgestreute elektromagnetische Signal ist deutlich schwächer als das von festen Objekten. Daher gibt es beim Auftreten von derartigen Echos Interferenzen des Atmosphärensignals mit Signalen, die von Vögeln, Insekten, Flugzeugen und Objekten am Erdboden verursacht werden. In letzter Zeit stören darüber hinaus immer häufiger Signale von elektromagnetischen Sendern die Windmessungen. Mit externen Schutzmaßnahmen, die jedoch nur schwer nachträglich anzubringen sind (siehe Zaun um TWP in Abb. 3.6) und speziellen Auswertalgorithmen wird versucht, den Einfluß von Störobjekten zu reduzieren. Oft müßten die Profiler jedoch in ihrer Konstruktion modifiziert werden. Neue Auswertalgorithmen helfen, störende Einflüsse zu minimieren. Ein aktuelles Problem bei den Lindenberger Windprofilern sind die Echos von Windkraftan-

lagen in den Nebenkeulen, d. h. seitlich zur Hauptstrahlrichtung der WPR. Seit 2003 hat sich deren Anzahl in der Umgebung der Profiler vervielfacht (siehe Abb. 3.7). Die Windkraftanlagen beeinflussen die WPR-Messungen in dem Höhenbereich, der gleich ihrer horizontalen Entfernung vom WPR-Standort ist GÖRSDORF ET AL. (2003); LEHMANN (2005). Je näher dabei die Anlagen liegen, desto stärker sind die an ihnen reflektierten Signale. Daher wird in der Jahresstatistik von Juli 2003 bis Juni 2004 (siehe Abschnitt 4.2) der Höhenbereich zwischen 2,2 km und 3,8 km gesondert behandelt. Die Meßkampagnen des Jahres 2001 und 2004 sind nicht beeinträchtigt, da die Windkraftanlagen noch nicht installiert waren bzw. der betrachtete Höhenbereich sehr niedrig lag.

Während einzelner Meßkampagnen wurde der TWP, in der Meßkampagne im September 2004 auch der LAP in eigens für die Untersuchung der KST eingerichteten Meßmodi betrieben (siehe Tab. 3.2). Die zeitliche Auflösung lag zunächst bei reinen Vertikalwind- und Temperaturmessungen bei den Windprofilern bei 14 s. Im Laufe der Zeit wurden die Meßmodi beim TWP variiert, um zum Beispiel ergänzende Horizontalwindmessungen vorzunehmen.

Meßmodus	Meßgröße	Höhenbereich	Δz	Δt	Meßgenauigkeit (Bias)
Modus 1	w	590 m - > 7000 m	150 m	14 s	0,05 ms ⁻¹
Modus 2	w, T	575 m - > 3000 m	150 m	17 s	0,05 ms ⁻¹ , 0,3 K
Modus 3	u_{hor}, w	220 m - > 7000 m	150 m	60 s	0,15 ms ⁻¹

Tabelle 3.2.: Auflistung der verschiedenen Meßkampagnen-Modi bei der TWP-Messung.

Viele der detektierten KST in den p -Daten wie Schwerewellen können in Abhängigkeit der Atmosphärenschichtung auch in den w -Daten detektiert werden (siehe Abschnitt 4.2.3). Da es sich bei den WPR-Messungen um Profilmessungen über einem einzigen Meßpunkt handelt, können keine horizontalen Ausbreitungsparameter wie Ausbreitungsgeschwindigkeit c oder horizontale Wellenlänge λ bestimmt werden. Es ist jedoch möglich, z.B. die Schwingungsperiode T_P oder die Amplitude von über den Meßort hinwegziehenden KST zu bestimmen. Die T -Messungen liefern im Vergleich zu den Windmessungen aus einem weit kleineren Höhenbereich der Atmosphäre ($z \leq \approx 3000$ m) Werte und können daher nur begrenzt zur Charakterisierung der KST herangezogen werden. Aufgrund des Lärms (akustische Ausbreitung) sind sie auch nicht permanent (nachts) in bewohnter Umgebung durchführbar. Ein Beispiel für das Einfließen der T -Daten ist die Meßkampagne vom Mai 2001 (siehe Kapitel 4), während der u. a. die Phasenverschiebung zwischen T und w zur Identifikation der Schwerewellen bestimmt wurde.



Abbildung 3.6.: Grenzschichtwindprofiler (LAP, oben) und Troposphärenwindprofiler/RASS (TWP, unten) am MOL. Das Antennenfeld ist beim TWP von einem Zaun zum Schutz vor Störeinflüssen umgeben.

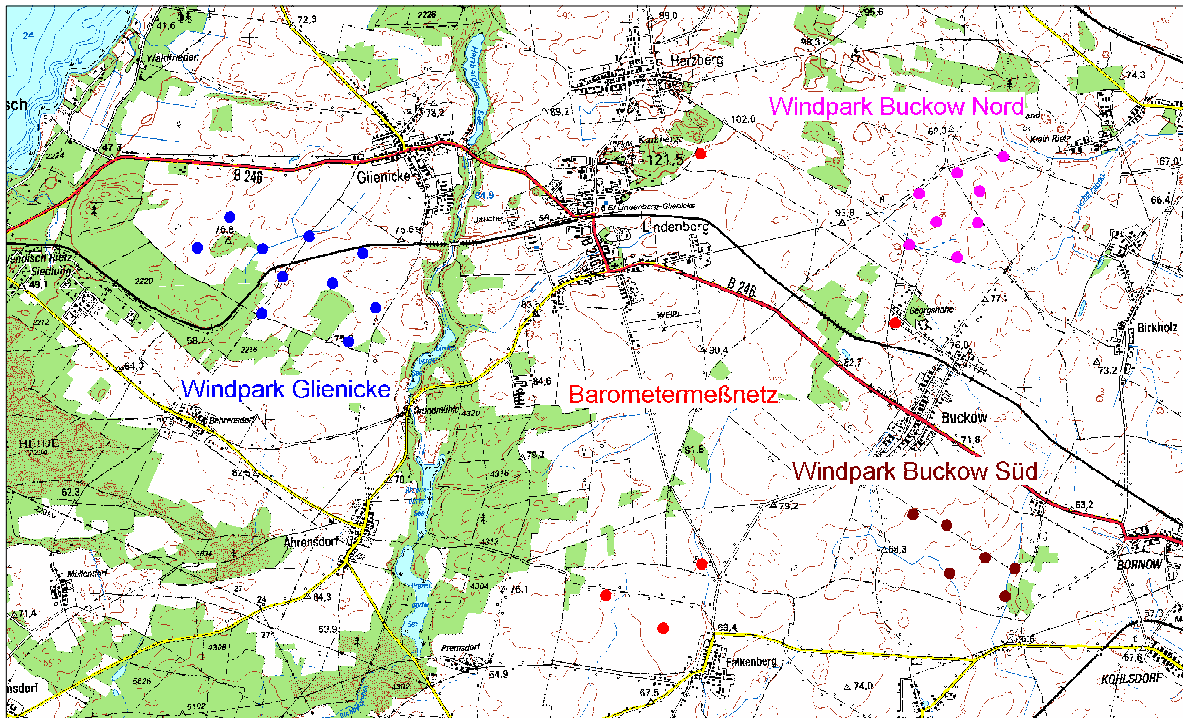


Abbildung 3.7.: Lage der Windkraftanlagen Buckow Nord, Buckow Süd und Glienicke im Umfeld der Windprofiler (Position Sensor 1) und des Mikrobarometermeßnetzes. Die Störeinflüsse resultieren hauptsächlich vom Windpark Buckow Nord in etwa 3 km Entfernung.

3.4. Analyseverfahren der Meßdaten

Einteilung der gemessenen Daten

Die gemessenen Daten lassen sich in Abhängigkeit der Meßgeräte wie folgt einteilen:

1. Barometermeßdaten: Detektion von KST anhand zeitlich hochaufgelöster p -Daten
2. Windprofilerdaten
 - a) Meßkampagnen: Detektion von KST anhand zeitlich hochaufgelöster w -Daten, in Einzelfällen auch u - und T -Daten
 - b) Dauermessungen: Profildaten von \bar{u}
3. Daten der Lindenberger Säule (LS)
 - a) Radiosonde: Profildaten von $\bar{u}, \bar{T}, \bar{\theta}$
 - b) Windprofiler: Profildaten von $\bar{u} \rightarrow$ siehe 2. b)
 - c) Sodar: Profildaten von \bar{u}
 - d) Mast: Profildaten von \bar{u}

Je nach Meßphase (Meßkampagnen oder Dauermessungen) werden die Daten mittels verschiedener Verfahren analysiert:

Meßkampagnen

Bei den Meßkampagnen werden die Signaturen einzelner, monochromatischer Welleneignisse sowohl in den Mikrobarometer- als auch in den Windprofilerzeitreihen mit einer Waveletfunktion analysiert. Dies ermöglicht die Berechnung der dominanten Moden und die zeitliche bzw. im Falle des Windprofilers auch räumliche (Höhenzuordnung) Lokalisierung der Ereignisse. In den übrigen Fällen werden die Meßdaten mit einem Bandpaß gefiltert (siehe Dauermessungen). Aus den gefilterten Druckdaten werden anschließend die Ausbreitungsparameter bestimmt (siehe „Fahrplan der Datenauswertung“).

Dauermessungen

Bei den permanenten Messungen werden die Zeitreihen der Druckmessung zunächst ebenfalls mit einer Waveletfunktion analysiert, um eventuell vorhandene Welleneignisse mit dominanten Moden zu lokalisieren. In der Regel sind die KST zu unregelmäßig, so daß sie nicht durch Signaturen mit einer dominanten Periode dargestellt werden können. Die Daten der Zeitreihen werden dann mit einem Bandpaß gefiltert, d. h. es werden aus den Rohdaten jene Anteile herausgefiltert, die eine Periode kleiner als 1 min bzw. größer

als 60 min haben. Schließlich werden mit einer Kreuzkorrelationsanalyse die Ausbreitungsparameter der KST berechnet.

Aus den Daten der LS, insbesondere den Windprofilermessungen außerhalb der Meßkampagnen, werden die Profildaten der Windgeschwindigkeit verwendet, um u. a. Scherungszonen zu identifizieren und die Profildaten der Horizontalgeschwindigkeit mit den aus den Bodendruckdaten berechneten Ausbreitungsparametern der KST zu vergleichen.

Fahrplan der Datenauswertung

Die einzelnen Arbeitsschritte für die Auswertung der Meßdaten werden in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 detailliert beschrieben. Sie sind Grundlage der Dateninterpretation in Abschnitt 4 und sind nachfolgend stichpunktartig aufgeführt:

- Mittels einer Waveletanalyse werden die einzelnen dominanten Moden der wellenartigen KST berechnet und deren Signatur isoliert (bei der Analyse monochromatischer Schwerewellen in Meßkampagnen).
- Eine Bandpaßfilterung isoliert die Signaturen der KST von höher- und niederfrequenten Anteilen (bei der Analyse der sich zeitweise auch überlagernden KST während der Dauermessungen und bei Meßkampagnen).
- Mittels einer Kreuzkorrelationsanalyse der Zeitreihen der 5 Mikrobarometer werden die Ausbreitungsparameter berechnet.
- Da die Distanz zwischen den Sensoren bekannt ist, kann somit die Ausbreitungsgeschwindigkeit c und die horizontale Skala bzw. Wellenlänge λ der KST berechnet werden.
- Eine Korrelationsanalyse ermöglicht desweiteren eine Abschätzung der longitudinalen Kohärenzlängen (LKL) und somit der erwarteten horizontalen Entfernung, in der die Signaturen der KST in Messungen nachweisbar wären (siehe auch Abschnitt 2.2.1).

Die Auswerteverfahren der Druckdaten stützen sich dabei weitgehend auf Verfahren, die in FINKE (1995) und HAUF ET AL. (1996) beschrieben werden.

3.4.1. Berechnung der Ausbreitungsparameter aus den Barometerdaten

Extraktion der dominanten Moden mittels Waveletanalyse bzw. Bandpaßfilterung

In den Zeitreihen des Luftdrucks sind immer wieder einzelne Schwerwellenereignisse mit 2-7 Perioden enthalten. Um diese zeitlich lokalisieren und aus den Zeitreihen extrahieren zu können, werden die Zeitreihen einer Wavelet-Analyse unterzogen. Die Wavelet-Analyse eignet sich wegen ihrer nachfolgend beschriebenen Charakteristik besonders gut zur Bestimmung und ggf. anschließenden Separation von dominanten Moden für zeitlich eng begrenzte Phänomene. Zwar wird bei der Wavelet-Analyse ähnlich der Fourier-Analyse eine Funktion in bestimmte Basisfunktionen (Wavelets) zerlegt (siehe 3.11ff), jedoch sind diese im Gegensatz zur Fourier-Analyse zeitlich begrenzt und können über einen Skalierungsfaktor der Form und Periode des zu untersuchenden Phänomens wie z. B. Schwerewellen angepaßt werden. Dabei haben die einzelnen Basisfunktionen der Waveletfunktion eine jeweils einheitliche Frequenz bzw. Periode (siehe Abb. 3.8). Der Basisfunktion mit der dominanten Periode des zu untersuchenden Signals wird dabei der größte Amplitudenwert (Waveletkoeffizient) zugeordnet. So wird das zu untersuchende Signal in Basisfunktionen mit unterschiedlich großen Amplitudenwerten aufgespalten. In einem weiteren Schritt kann dann die Basisfunktion mit dem größten Amplitudenwert als dominante Basisfunktion extrahiert werden (Bandpaßfilterung). Die so erhaltene bandpaßgefilterte Zeitreihe ist dann der Anteil z. B. einer Schwerewelle am Gesamtsignal. Im Falle von nichtwellenartigen KST werden die Zeitreihen über einen festgelegten Bereich Bandpaß-gefiltert. So werden turbulente Anteile und Anteile von größerskaligen Phänomenen herausgefiltert.

Die Wavelet-Analyse ist eine in den letzten Jahren immer häufiger verwendete Technik in der Spektralanalyse (siehe z. B. GRIVET-TALOCIA und EINAUDI, 1998; CUXART ET AL., 2002). Eine ausführliche mathematische Beschreibung wird in diverser Literatur gegeben (z.B. FARGE, 1992). Im folgenden wird daher nur eine kurze Beschreibung des hier verwendete Morlet-Wavelet, das von HAUF ET AL. (1996) erstmals auf die Analyse von Bodendruckdaten angewandt wurde, gegeben.

Allgemein wird bei der Waveletanalyse die zu untersuchende Funktion $f(t)$ ähnlich wie bei anderen Transformationsverfahren bzgl. einzelner Basisfunktionen (Wavelets) WV_B zerlegt. Die Amplitudenwerte der einzelnen Wavelets, die sogenannten Waveletkoeffizienten WV_K , sind durch (3.11) definiert. Die zeitliche Begrenzung der Wavelets ermöglicht es, z. B. kurzperiodische Schwerewellen, die oft aus wenigen Wellenzügen bestehen (HAUF ET AL., 1996), zu beschreiben. Die Basisfunktionen können über einen Faktor s skaliert und so auf die gewünschte Länge eingestellt werden.

$$WV_K(t, s) = \hat{f}(t, s) = s^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} dt' WV_B\left(\frac{t-t'}{s}\right) f(t') \quad . \quad (3.11)$$

Das angewandte Waveletverfahren basiert auf der Funktion des Morlet-Wavelets WV_M (siehe Abb. 3.8). Diese zeichnet sich durch 5 signifikante Schwingungen aus. Die Anzahl an signifikanten Schwingungen wird in 3.12 durch den Parameter k beschrieben. Eine diese Schwingungen einhüllende Gauß-Funktion läßt das Wavelet mit zunehmendem zeitlichen Abstand $|t - t_0|$ zum Untersuchungszeitpunkt t_0 abklingen:

$$WV_B(t, t_0, s) = WV_M(t, t_0, s) = \pi^{-\frac{1}{4}} s^{-\frac{1}{2}} \exp\left(i k \frac{|t - t_0|}{s} \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2 s^2}\right)\right) \quad (3.12)$$

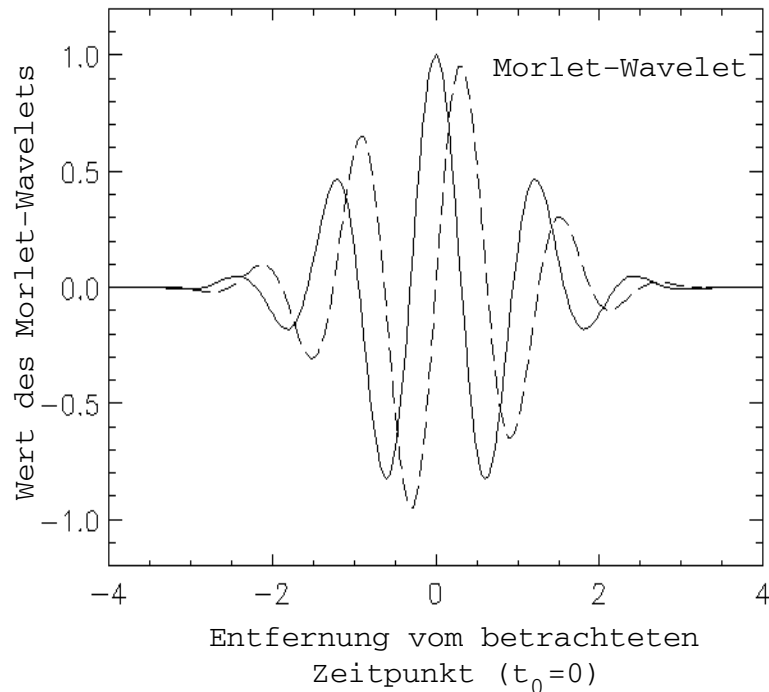


Abbildung 3.8.: Beispiel einer Basisfunktion des Morlet-Waveletfunktion - die durchgezogene Linie stellt den Realteil und die gestrichelte Linie den Imaginärteil dar - mit 5 signifikanten Schwingungen. Ein Skalierfaktor ermöglicht eine variable Einstellung der Länge des Zeitintervalls bzw. der Anzahl der eingehenden Zeitpunkte. Mit zunehmendem Abstand vom betrachteten Zeitpunkt t_0 klingt die Morlet-Waveletfunktion exponentiell ab (<http://www.ecs.syr.edu/faculty/lewalle/tutor/node14.html>).

Das Ergebnis der Wavelettransformation liefert neben Amplitudenwerten auch die von Zeit und Periode bzw. Frequenz (Zeitskala) abhängige Phasenwerte.

Ausbreitungsrechnung mittels Kreuzkorrelationsanalyse

Die Bestimmung der Wellenlänge (horizontale Skala) λ und des Ausbreitungsvektors \vec{c} - zusammengesetzt aus Ausbreitungswinkel bzw. -richtung φ und Ausbreitungsgeschwindigkeit c - erfolgt über eine Kreuzkorrelationsanalyse der Zeitreihen der 5 Mikrobarometer. Dazu wird jeweils zu Zeitpunkten t_0 , die im Abstand von 2,5 min aufeinander folgen, ein Intervall I der Länge $\Delta t = 60$ min mit $I = [t_0 - \Delta t/2; t_0 + \Delta t/2]$ aus den Zeitreihen separiert. Die separierten Zeitreihen der einzelnen Mikrobarometer werden dann miteinander korreliert und der Zeitversatz berechnet, mit dem der Wert der Korrelationsfunktion von jeweils 2 Zeitreihen maximal wird.

Die Kreuzkorrelationsfunktion R_{ij} von zwei Zeitreihen i und j ist definiert über:

$$R_{ij}(t_0, t') = \frac{1}{\sqrt{\sigma_i \sigma_j}} \frac{1}{\Delta t} \int_{t'=-\Delta t/2}^{t'=\Delta t/2} dt p_i(t_0 + t') p_j(t_0) \quad , \quad (3.13)$$

wobei σ_i bzw. σ_j die Standardabweichungen der Druckwerte p_i bzw. p_j der Zeitreihen i und j zum Zeitpunkt $t_0 + t'$ sind.

Das Maximum $R_{ij_{max}}$ von R_{ij} und die Laufzeit τ_{ij} werden berechnet. τ_{ij} ist die Zeit, die die ebene Struktur bei gegebener Ausbreitungsrichtung φ_{ij} für die Distanz $L = r_{ij} \Phi_{ij}$ der zwei betrachteten Standorte i und j benötigt. In Abbildung 3.9 wird dies anhand eines Beispiels in einer Skizze verdeutlicht. τ_{ij} ist gleich der Zeitdifferenz t' , um die die Zeitreihen i und j miteinander verschoben werden müssen, damit R_{ij} maximal wird (z.B. TAUBENHEIM, 1969; EINAUDI ET AL., 1989).

Der Ausbreitungsvektor \vec{c}_{ij} gibt an, in welche Richtung φ_{ij} sich die KST mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c ausbreiten. Sie läßt sich aus den ermittelten Laufzeiten τ_{ij} und der Lage der Standorte zueinander (Distanz r_{ij} und Richtung Φ_{ij}) berechnen:

$$c = \sqrt{\frac{r_{ij}^2 r_{jk}^2 \sin^2(\Phi_{ij} - \Phi_{jk})}{\tau_{ij}^2 r_{jk}^2 + \tau_{jk}^2 r_{ij}^2 - 2 \tau_{ij} \tau_{jk} r_{ij} r_{jk} \cos(\Phi_{ij} - \Phi_{jk})}} \quad . \quad (3.14)$$

Für die Ausbreitungsrichtung φ resultiert:

$$\varphi = -\arctan \left(\frac{\tau_{ij} r_{jk} \cos \Phi_{jk} - \tau_{jk} r_{ij} \cos \Phi_{ij}}{\tau_{ij} r_{jk} \sin \Phi_{jk} - \tau_{jk} r_{ij} \sin \Phi_{ij}} \right) \quad . \quad (3.15)$$

Für jede Seite der von den Mikrobarometern aufgespannten Dreiecke in Abbildung 3.9 lassen sich c und φ auf diese Weise bestimmen.

Um den mittleren Ausbreitungsvektor der KST \vec{c} zu berechnen, wird das gewichtete Mittel aus den obigen Ergebnissen gebildet. Paare von Zeitreihen, die große Korrelationskoeffizienten aufweisen, werden stärker gewichtet als Paare von Zeitreihen mit

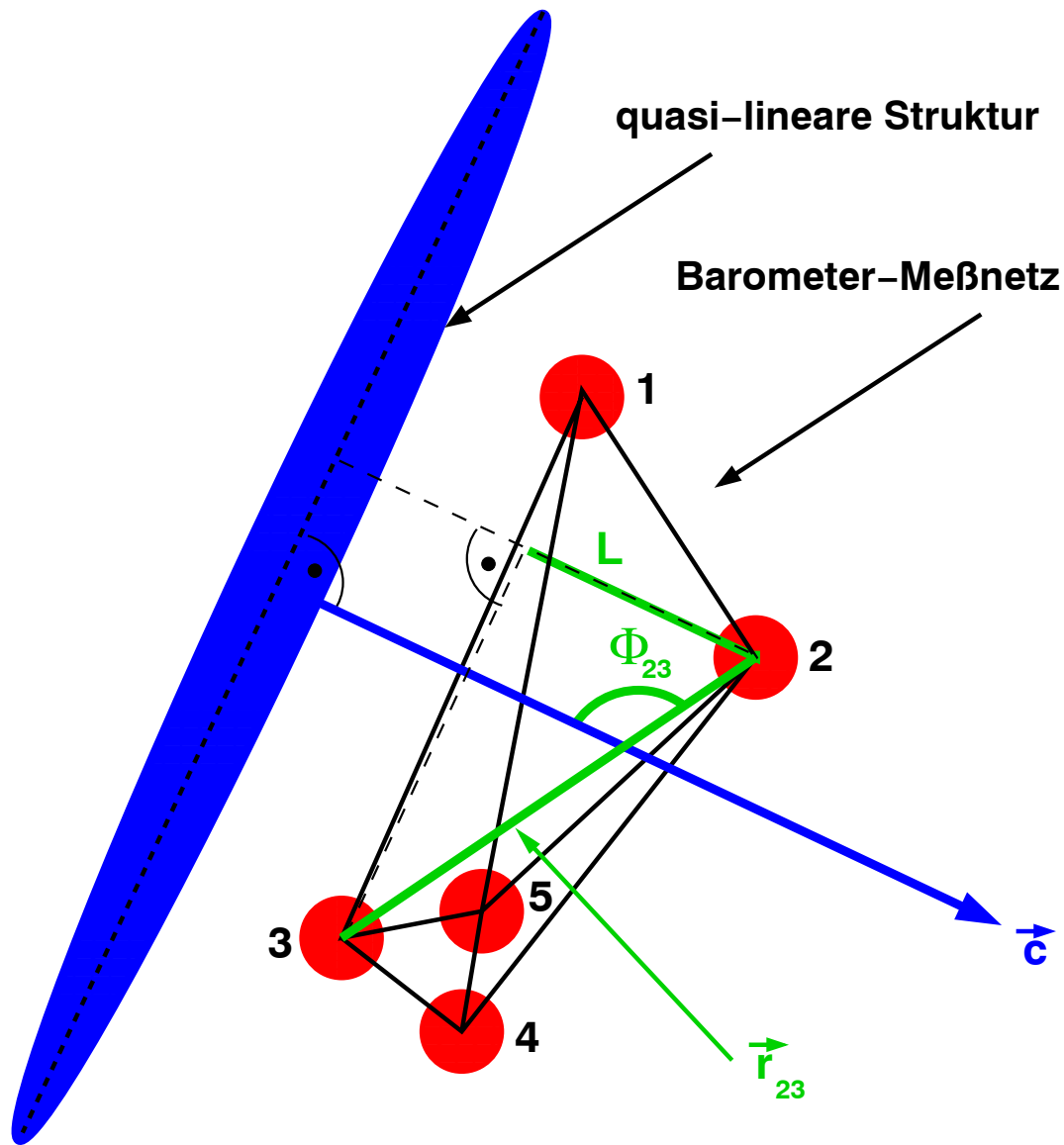


Abbildung 3.9.: Form und Verlagerung einer quasi-linearen Struktur über das Barometer-Meßnetz hinweg. Dargestellt ist beispielhaft die Strecke $L = \vec{r}_{23} \cos \Phi_{23}$, die die ebene Struktur in der Zeit τ_{23} zurücklegt. Letztere ergibt sich aus der Korrelationsanalyse der Zeitreihen an den Standorten 2 und 3. (3.14) und (3.15) geben an, wie daraus der Ausbreitungsvektor \vec{c}_{23} über die verschiedenen Seiten der eingezeichneten Dreiecke berechnet wird.

kleineren Korrelationskoeffizienten. Schließlich wird das Mittel aus allen Seitenpaaren gebildet. Bei 5 Sensoren gibt es 10 Seiten, und somit können Korrelationskoeffizienten für 30 Kombinationen aus jeweils 2 Seitenpaaren berechnet werden. Für den mittleren Ausbreitungsvektor \bar{c} ergibt sich:

$$\bar{c} = \frac{1}{\sum_{i,j,k} R_{ij_{max}} R_{jk_{max}}} \sum_{i,j,k} R_{ij_{max}} R_{jk_{max}} \vec{c}_{i,j,k} \quad . \quad (3.16)$$

Sensitivitätsanalyse

Die Genauigkeit des Korrelationsverfahrens und die Abhängigkeit von den gemessenen Druckdifferenzen wird mittels einer Sensitivitätsanalyse berechnet. Dazu wird eine Fehlerfortpflanzung anhand von realen Datensätzen simuliert. Die Fehlerfortpflanzung gibt an, wie sich ein angenommener existierender Meßfehler bei der Druckmessung auf die Bestimmung von φ und c auswirkt.

Dazu werden die Rohdaten der Druckmessung mit einem Zusatzterm überlagert. Da die Beobachtung zeigt, daß die Barometermeßwerte in der Regel nur um 1 Pa von Sekunde zu Sekunde variieren und die Genauigkeit der Druckmessung bei 1 Pa liegt, werden für den Zusatzterm Werte angenommen, die gaußverteilt um den Meßwert mit einer Standardabweichung von 1 Pa liegen. Sprünge von ≥ 2 Pa kommen in der Druckregistrierung in der Regel nur beim Durchgang von Mikrofronten, Fronten und bei Gewittern vor.

Die Sensitivitätsanalyse führt zu Standardabweichungen von $\sigma_c = 0,4 \text{ ms}^{-1}$ und $\sigma_\varphi = 5^\circ$. Bei der Interpretation der Meßergebnisse in Abschnitt 4.1.2 sind diese Standardabweichungen zu berücksichtigen.

3.4.2. Berechnung der longitudinalen Kohärenzlängen

Die Abnahme von $R_{ij_{max}}$ in Richtung der Ausbreitung der KST ermöglicht eine Abschätzung der horizontalen Skala des betrachteten Phänomens. Bei markanten Wetterereignissen wie Fronten und bei Schwerewellen in der freien Troposphäre ist zu erwarten, daß diese über einen längeren Zeitraum und somit über eine größere Entfernung gleich groß bleiben, da diese Strukturen über Tiefebenen nicht direkt vom Untergrund beeinflusst werden. Bei Grenzschichtphänomenen wie z. B. konvektiven Strukturen ist eine stärkere Abhängigkeit vom Untergrund gegeben.

Der Mittelwert $\bar{R}(t)$ der Maxima der Korrelationsfunktionen $R_{ij_{max}}$ der Zeitreihen i und j wird zum Zeitpunkt t wie folgt berechnet:

$$\bar{R}(t) = \frac{1}{5} \sum_{ij} R_{ij_{max}}(t) = \frac{1}{5} \sum_{ij} \max_{\tau} (R_{ij}(t, \tau)) \quad . \quad (3.17)$$

τ ist hierbei die Verschiebungszeit.

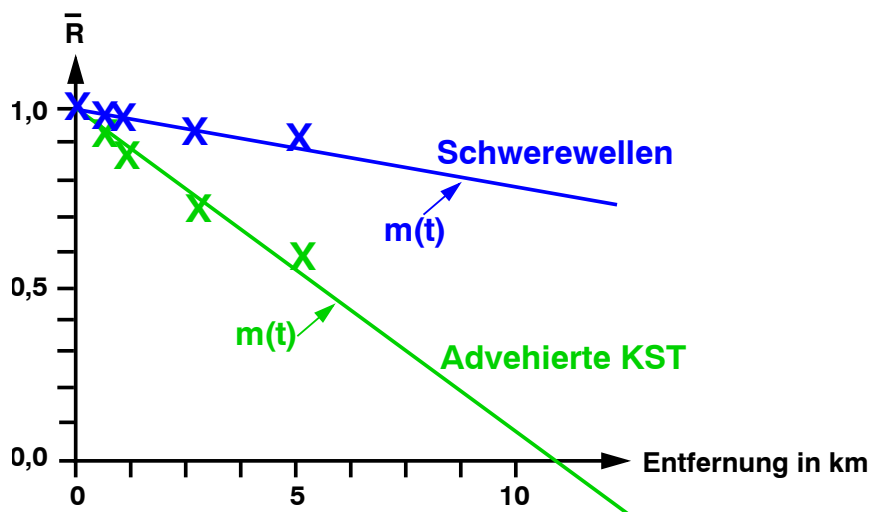


Abbildung 3.10.: Bestimmung der LKL, dargestellt anhand zweier Beispiele für Schwerewellen und advehierte KST. Die aus der Kreuzkorrelationsanalyse bestimmten Werte von R_{ij} sind in Abhängigkeit der longitudinalen Abstände (Abstand in Ausbreitungsrichtung) zwischen den Sensoren des Mikrobarometermeßnetzes (Sensor j) und dem Sensor, den die KST zuerst erreicht (Sensor i) als Kreuz gekennzeichnet. Die Neigung der aus den Werten von R_{ij} berechneten Ausgleichsgeraden bestimmt die LKL, die ein Maß für die horizontale Skala des betrachteten Phänomens sind.

In der Regel gilt: $\bar{R} > 0,5$. Insbesondere in den Nachtstunden erreicht \bar{R} sogar Werte von über 0,9. Diese hohen Korrelationskoeffizienten werden in den Einzelmessungen nicht nur für die Zeitreihenkorrelation der Standorte im „kleinen“ Dreieck (Sensoren 3, 4 und 5), sondern - wenn auch seltener - auch bei Zeitreihenkorrelationen mit den beiden übrigen Standorten erreicht. Insbesondere in den Mittagsstunden bei fehlenden synoptisch-skaligen Effekten gilt häufig: $\bar{R} < 0,7$.

Die Korrelationsanalysen der einzelnen Zeitreihen ermöglichen eine Berechnung der longitudinalen Kohärenzlängen (LKL) der Wellen und der nicht-wellenartigen KST (siehe Abschnitte 2.2.1 und 4.1.4). Unter der LKL wird dabei die Distanz in Ausbreitungsrichtung der KST verstanden, bis zu der zwei Zeitreihen positiv korreliert sind. Es wird eine lineare Abnahme der Korrelationskoeffizienten mit zunehmender Entfernung angenommen. Über eine lineare Regression der Zeitreihen der einzelnen Standorte zum windrichtungsabhängigen Referenzstandort wird dann der LKL-Wert $LKL(t)$ berechnet (z. B. SACHS, 1969):

$$LKL(t) = -\frac{1}{m(t)} \quad (3.18)$$

mit der Steigung $m(t)$

$$m(t) = \frac{5 \sum_j d_{ij}(t) ; R_{ij}(t) - \sum_j d_{ij}(t) \sum_j R_{ij}(t)}{5 \sum_j d_{ij}(t)^2 - (\sum_j d_{ij}(t))^2} , \quad (3.19)$$

$d_{ij}(t)$ ist die Strecke, die die KST zwischen Referenzstandort i und den übrigen 4 Standorten j zurücklegt und $R_{ij}(t)$ der maximale Korrelationskoeffizient der Zeitreihen dieser Standorte.

Abbildung 3.10 zeigt anhand zweier Beispiele, wie der LKL-Wert aus den Maxima der Kreuzkorrelationsfunktion $R_{ij_{max}}$ der einzelnen Zeitreihen der 5 Mikrobarometer bestimmt wird. Die Werte werden immer auf den von der KST zuerst erreichten Standort bezogen. Die LKL ist der Wert, bei dem die Ausgleichsgerade die Entfernungsachse schneidet, d. h. der linear extrapolierte Wert von $R_{ij_{max}}$ gleich Null ist, und somit die Zeitreihen nicht mehr miteinander positiv korreliert sind. Für sich rasch in der Form verändernde advehierte KST sind LKL-Werte um 10 km, für sich über längere Strecken ausbreitende Schwerewellen Werte von mehreren 10 km bis über 100 km zu erwarten.

4. Ergebnisse

4.1. Statistik zur Luftdruck- und Windmessung

Grundlage dieses Abschnitts sind die Messungen des Mikrobarometermeßnetzes und der Meßsysteme der LS zwischen Juli 2003 und Juni 2004. Es wird untersucht, ob durch Windscherung induzierte Schwerewellen oder advehierte Phänomene für die Ausbildung der im Bodendruckmeßnetz permanent detektierten KST verantwortlich sein könnten. Dazu werden die aus den Druckdaten berechnete Ausbreitungsrichtung $\bar{\varphi}$ und -geschwindigkeit \bar{c} der horizontalen Windrichtung $\overline{d\vec{d}}(z)$ und der Windgeschwindigkeit $\overline{v_{hor}}(z)$ sowie der Windscherungsrichtung dd_{Sch} in verschiedenen Höhen z gegenübergestellt, um so eventuell vorhandene kritische Niveaus oder Steering-Levels zu erkennen (siehe Abschnitt 2.2.1).

Zu Beginn der Auswertung wird eine Jahresstatistik von $\overline{v_{hor}}(z)$, den horizontalen Windscherungsvektoren $\vec{v}_{Sch}(z)$ und anschließend von den aus den Druckdaten berechneten Werten des Ausbreitungsvektors \vec{c} gegeben. Auf diese Daten baut die weitere statistische Analyse auf.

Die in dieser Arbeit im Bodendruck detektierten KST werden in folgende Kategorien eingeteilt:

1. Schwerewellen
 - a) Durch Windscherung angeregte Schwerewellen (z. B. durch Strahlströme)
 - b) Durch andere Phänomene bzw. nicht notwendigerweise durch Windscherung angeregte Schwerewellen (z. B. durch Gewitter)
2. Advehierte KST (z. B. Dichteinhomogenitäten)
3. Andere Ursachen (z. B. Fronten)

Die folgende Auswertung wird auf lokal durch Windscherung angeregte Schwerewellen (1a) und advehierte KST (2) begrenzt. Es wird angenommen, daß diese KST über andere ggf. gleichzeitig auftretende KST - z. B. (1b) oder (3) - dominieren und zur Ausbildung der detektierten Drucksignaturen führen.

4.1.1. Statistik zum Horizontalwind

Grundlage für die statistische Auswertung der Winddaten sind die Messungen mit den Meßsystemen der LS (siehe Abb. 3.1). Die Meßhöhen wurden im Höhenbereich zwischen 10 m und 200 m auf Höhen im Abstand von $\Delta z = 10$ m ($z = 10$ m, 20 m, 30 m, ...), im Höhenbereich oberhalb 200 m bis 1000 m auf Höhen im Abstand von $\Delta z = 100$ m ($z = 200$ m, 300 m, 400 m, ...) und im Höhenbereich oberhalb 1000 m auf Höhen im Abstand von $\Delta z = 200$ m ($z = 1000$ m, 1200 m, 1400 m, ...) gerundet. Die zeitliche Zuordnung erfolgte auf 10 min-Intervalle.

Um einen prinzipiellen Eindruck von der synoptischen Situation im Zwölfmonatszeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 und die Basis für den Vergleich der Wind- mit den aus den Druckdaten ermittelten Ausbreitungsdaten der KST (jeweils für Richtung und Geschwindigkeit) darzulegen, werden Häufigkeitsstatistiken für den mittleren Horizontalwind $\overline{v_{hor}}(z)$ (Mittel über 10 min) in einzelnen Höhenniveaus der Troposphäre ($z = 100$ m, $z = 300$ m, $z = 800$ m, $z = 1200$ m, $z = 2000$ m, $z = 4000$ m, $z = 5000$ m und $z = 7400$ m) erstellt. Die oberste Höhe, $z = 7400$ m, liegt zumeist unterhalb des hochtroposphärischen Strahlstroms. Die Daten sind für die mittlere Windrichtung $\overline{dd}(z)$ als Windrosen in Abbildung 4.1 (Richtungsangaben, woher der Wind weht) und für $\overline{v_{hor}}(z)$ als Geschwindigkeitsklassen in Abbildung 4.2 aufgeführt. Angegeben ist dabei jeweils der relative Anteil im Zwölfmonatszeitraum in Histogrammen. Die Winddaten sind in Abbildung 4.3 und 4.4 zusätzlich als mittlere Vertikalprofile von \overline{dd} , $\overline{v_{hor}}$ und Windscherungsrichtung dd_{Sch} (Richtung, wohin die Windscherung erfolgt) aufgeführt.

Bei Betrachtung der Histogramme von $\overline{dd}(z)$ (siehe Abb. 4.1) fällt auf, daß in allen Höhenniveaus Winde aus westlicher Richtung dominieren. Bei genauerer Betrachtung wird deutlich, daß in der planetaren Grenzschicht häufiger auch Ostwinde, seltener aber Nord- und Südwinde auftreten. Der Anteil an Ostwinden nimmt mit der Höhe ständig ab. Dafür nimmt der Anteil an Winden aus nord- und südwestlicher Richtung oberhalb der planetaren Grenzschicht zu.

Die Daten bestätigen grundlegende Kennzeichen der planetaren Grenzschicht. So liegt das Maximum der Windrichtung in der unteren Grenzschicht bis $z = 300$ m bei West, während es oberhalb $z = 300$ m bei WNW und erst wieder in $z = 7400$ m bei WSW liegt. In der planetaren Grenzschicht bis etwa $z = 1200$ m dreht der Wind folglich wie erwartet nach rechts. In der freien Atmosphäre ist dann ein leichtes Rückdrehen erkennbar.

Das Histogramm von $\overline{v_{hor}}(z)$ in Abbildung 4.2 zeigt deutliche Unterschiede zwischen der planetaren Grenzschicht und der übrigen Troposphäre. Dies kommt auch im mittleren Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit zum Ausdruck (siehe Abb. 4.3). In $z = 100$ m dominieren Windgeschwindigkeiten von weniger als 12 m s^{-1} . Die Verteilung wird mit zunehmender Höhe flacher und verlagert sich zu größeren Werten hin. In der mittleren

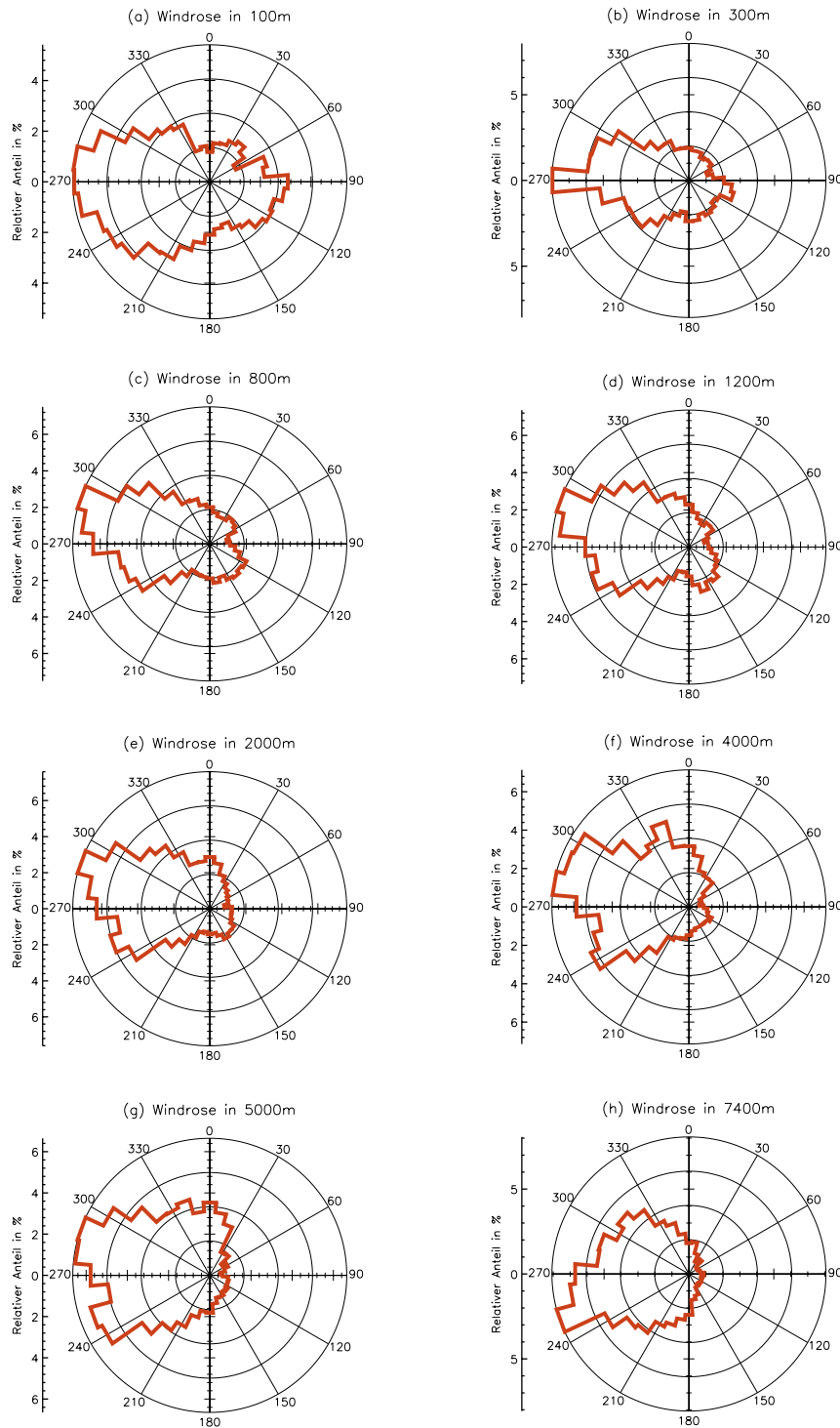


Abbildung 4.1.: Histogramm (relativer Anteil in % aller betrachteten Zeitpunkte) von $\overline{dd}(z)$ für Höhen zwischen (a) $z = 100$ m und (h) $z = 7400$ m, dargestellt in einem Polardiagramm (Windrose). Aufgeführt sind die 10-min-Mittelwerte im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 am MOL. Die Klassenabstände betragen 10° .

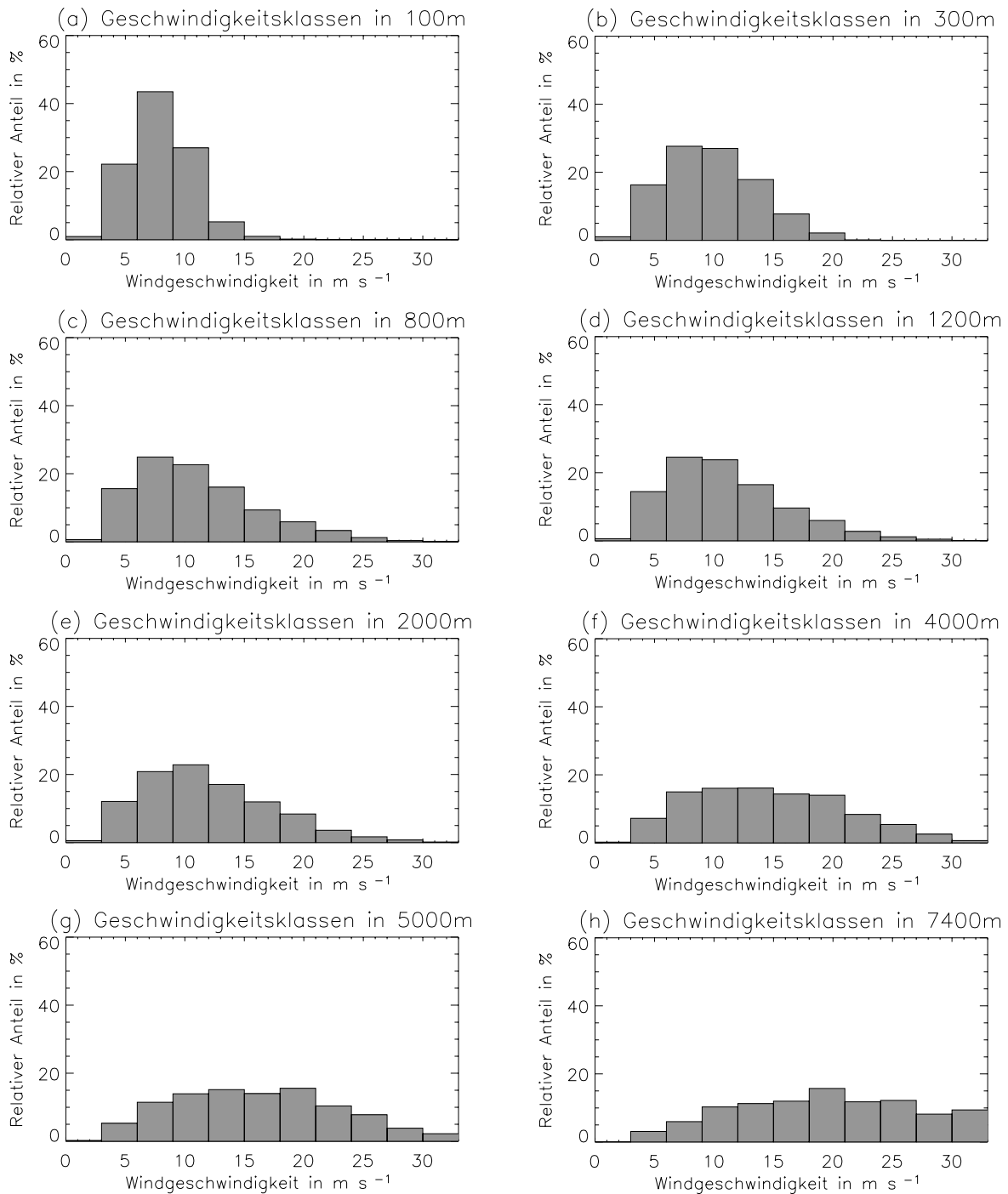


Abbildung 4.2.: Histogramm (relativer Anteil) von $\overline{v_{hor}}(z)$ für Höhen zwischen (a) $z = 100\text{ m}$ und (h) $z = 7400\text{ m}$, sortiert in 11 Klassen zwischen 0 und $> 30\text{ m s}^{-1}$ im Klassenabstand von 3 m s^{-1} . Fälle mit $\overline{v_{hor}}(z) \geq 30\text{ m s}^{-1}$ sind in einer einzigen Klasse zusammengefaßt. Aufgeführt sind die 10-min-Mittelwerte im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 am MOL.

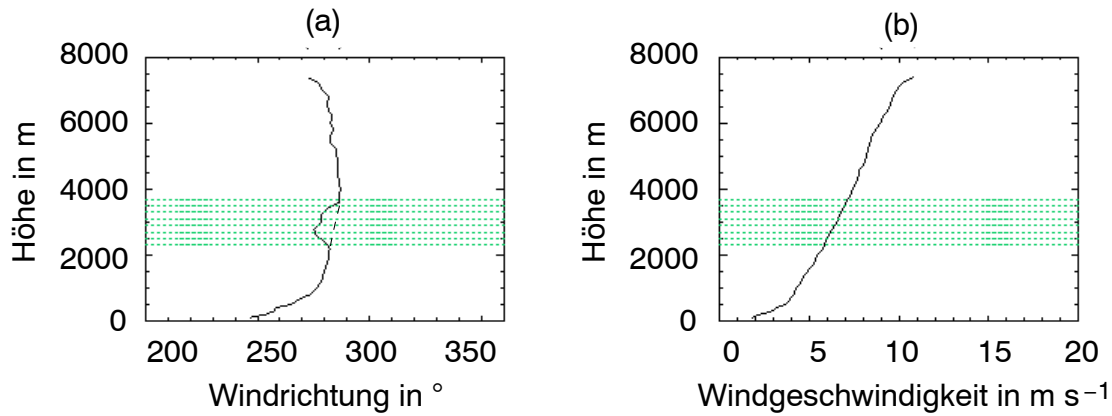


Abbildung 4.3.: Mittleres Vertikalprofil von (a) \overline{dd} und (b) $\overline{v_{hor}}$ für die Windwerte zwischen $z = 10$ m und $z = 7400$ m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004. Der Höhenbereich zwischen etwa $z = 2200$ m und $z = 3800$ m (grüne gestrichelte Linien) wird wegen der Beeinflussung durch Windkraftanlagen nicht weiter analysiert. Die schwarz gestrichelte Linie stellt den aus den Höhen oberhalb von $z = 3800$ m und unterhalb von $z = 2200$ m interpolierten Verlaufes der Windrichtung in diesem Höhenbereich dar.

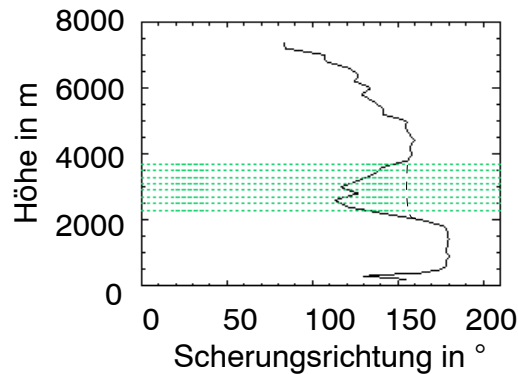


Abbildung 4.4.: Mittleres Vertikalprofil der Windscherungsrichtung dd_{Sch} (siehe auch Abb. 4.3).

Troposphäre ist kein eindeutiges Maximum in der Verteilung von $\overline{v_{hor}}(z)$ zu erkennen. In $z = 7400$ m ist der hohe Anteil ($\approx 30\%$) an Werten von mehr als 24 m s^{-1} auffällig. Hier macht sich die Nähe zum hochtroposphärischen Strahlstrom bemerkbar. Dabei sei darauf hingewiesen, daß Fälle mit $\overline{v_{hor}}(z) \geq 30 \text{ m s}^{-1}$ in einer einzigen Klasse zusammengefaßt sind. Das Vertikalprofil der Windscherungsrichtung $dd_{Sch}(z)$ in Abbildung 4.4 zeigt, daß im Mittel in der unteren und mittleren Troposphäre Windscherungen in südliche und in der oberen Troposphäre Windscherungen in östliche Richtungen vorherrschen. In weiten Teilen der Troposphäre unterscheiden sich somit Windrichtung und Windscherungsrichtung deutlich, was für die spätere Auswertung der Daten hinsichtlich der Bestimmung möglicher Quellen von detektierten Bodendruckschwankungen von Bedeutung sein wird.

In den Vertikalprofilen sind insbesondere bei $dd_{Sch}(z)$ auffällige Werte, d. h. größere Vertikalgradienten im Höhenbereich zwischen etwa $z = 2300$ m und $z = 3800$ m zu erkennen. Diese Bereiche sind in den nachfolgenden Profilabbildungen immer grün schraffiert dargestellt. In diesen Höhen beeinflussen im Sommer 2003 in der Umgebung der Windprofiler installierte Windkraftanlagen die Messungen sowohl in den Daten der Windrichtung als auch der -geschwindigkeit (siehe Abschnitt 3.3). Es wurden daher keine weiteren Analysen der Daten in diesem Höhenbereich vorgenommen, obgleich sich mit einiger Plausibilität der fehlerhafte Höhenbereich durch Interpolation der Werte in $z = 2200$ m und $z = 4000$ m korrigieren läßt (siehe gestrichelte Linien in den Profilen in den Abbildungen 4.3 und 4.4).

4.1.2. Statistik zur Ausbreitung der KST

Die Mikrobarometermessungen zeigen über den Zeitraum Juni 2003 bis Juni 2005 typische Eigenschaften. Dazu zählt ein immer wieder ähnlicher Tagesverlauf des Bodenluftdrucks. Während in den Nacht-, Morgen- und Abendstunden häufiger wellenartige KST zu erkennen sind, sind die Signaturen in den Vormittags- bis Nachmittagsstunden häufig durch Zickzack-Signaturen und hochfrequente Variationen im Periodenbereich zwischen etwa einer Sekunde und einigen wenigen Minuten geprägt (siehe Abb. 1.1).

Die Mehrzahl der Schwerewellen sowie der nicht-wellenartigen KST weist Amplituden von $\geq 5 \text{ Pa}$ auf. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c liegt in der Regel zwischen 1 m s^{-1} und 20 m s^{-1} . Signaturen von kleinräumiger Turbulenz und nicht näher untersuchten inkohärenten Ereignissen weisen hingegen zumeist Schwankungen von 1 Pa bis 3 Pa auf. Auffällig ist die permanent hohe Korrelation der Drucksignaturen in allen fünf Sensoren. So ergeben Korrelationsanalysen der Druckdaten im Mittel einen Korrelationskoeffizienten von $0,7 \leq \overline{R} \leq 0,9$. Bei wohldefinierten Schwerewellenereignissen sind die Korrelationskoeffizienten noch größer. Eine ausführlichere Auswertung hierzu erfolgt in Abschnitt 4.1.4.

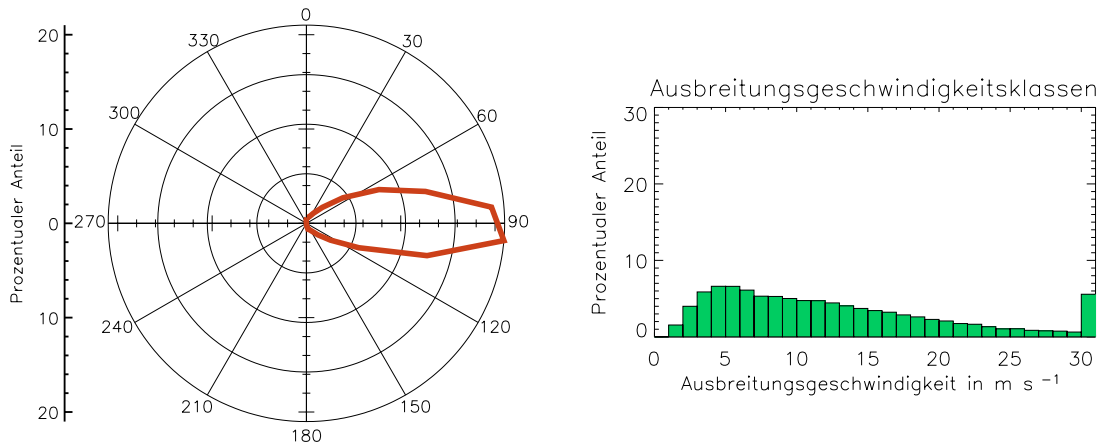


Abbildung 4.5.: Histogramm von $\bar{\varphi}$, dargestellt in einem Polardiagramm (Windrose), und von \bar{c} , aufgeteilt in Geschwindigkeitsklassen (siehe auch Abb. 4.1 und 4.2).

Die Ausbreitungsparameter der KST \bar{c} und $\bar{\varphi}$ (Richtungsangabe, wohin sich die KST ausbreiten) werden auf Basis der Messungen des Barometermeßnetzes zwischen Juli 2003 und Juni 2004 statistisch ausgewertet. Zur Definition des Ausbreitungsvektors sei auf Abschnitt 2.2.1 verwiesen. Grundlage der Statistik sind über 52000 Zeitpunkte im Zwölfmonatszeitraum. In Abbildung 4.5 werden die auf diesen Datenmengen basierenden Histogramme von \bar{c} und $\bar{\varphi}$ dargestellt. Die Standardabweichungen für \bar{c} und $\bar{\varphi}$ wurden in Abschnitt 3.4.1 durch Sensitivitätsstudien ermittelt. Danach folgt, daß $\sigma_c = 0,4 \text{ m s}^{-1}$ und $\sigma_\varphi = 5^\circ$.

Die Statistik zeigt, daß Ausbreitungsvorgänge in östliche Richtung mit einem Anteil von mehr als 70% dominieren. Auffällig ist ein Maximum bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit um 5 m s^{-1} . Mit zunehmenden Werten von \bar{c} nimmt deren jeweiliger Anteil an der Gesamtzahl aller betrachteten Fälle ab. Ausbreitungsgeschwindigkeiten von mehr als 30 m s^{-1} sind kumuliert als eine Klasse dargestellt.

Da sich sowohl advehierte KST als auch gemäß der Wegener-Hypothese durch Windscherung generierte Schwerewellen mit $\overline{v_{hor}}$ in Quellhöhe ausbreiten, deutet das Histogramm von \bar{c} bereits an, daß Prozesse in der planetaren Grenzschicht für die beobachteten KST signifikant sind. Typische Windgeschwindigkeiten in der planetaren Grenzschicht liegen um 5 m s^{-1} (siehe Abb. 4.2). Die Werte von \bar{c} weisen ebenfalls ein Maximum in diesem Geschwindigkeitsbereich auf. Die Standardabweichungen von \bar{c} und $\bar{\varphi}$ sind nicht größer als die Klassenbreiten der Histogramme und daher sind die aus den Statistiken resultierenden Ergebnisse auch hinsichtlich ihrer Genauigkeit aussagekräftig.

Die Statistik zeigt aber auch, daß das gesamte Geschwindigkeitsspektrum bis über

20 m s^{-1} - wenn auch mit abnehmendem prozentualen Anteil - vertreten ist. Aus dem gleichen Grunde wie oben ist daher anzunehmen, daß sich auch Prozesse in der freien Troposphäre im Bodenluftdruck widerspiegeln.

4.1.3. Kombinierte Analyse der Druck- und Winddaten

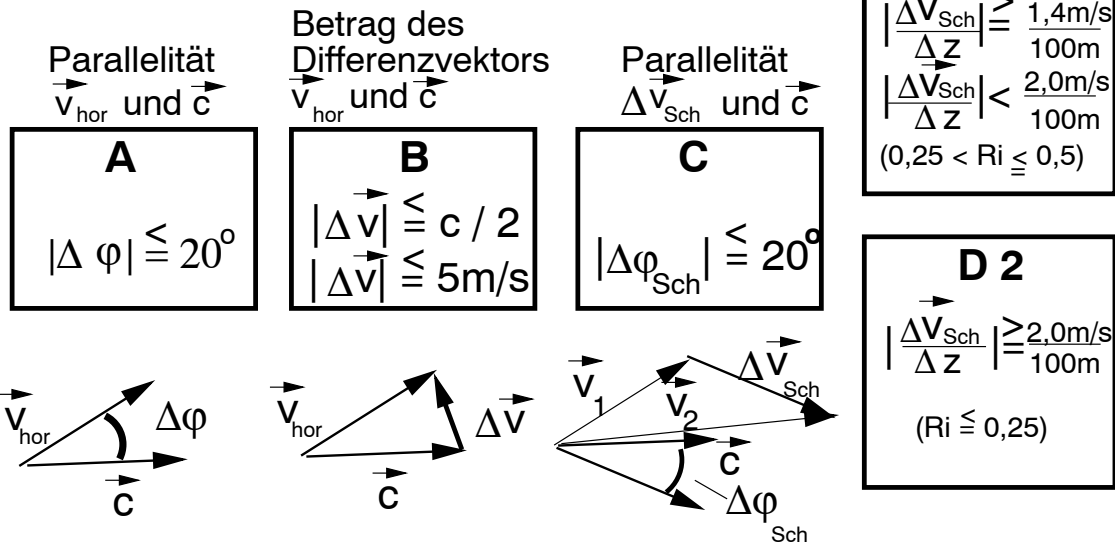
Wie bereits eingangs dieses Kapitels beschrieben, ist die Auswertung der vorhandenen Meßdaten auf jene KST begrenzt, in denen entweder Schwerewellen durch Windscherung angeregt wurden oder advehierte KST mit dem Horizontalwind im Höhenbereich der KST bzw. mit dem Wind im Steering-Level der KST über den Meßort verlagert wurden. Nachfolgend wird bei advehierten KST der Quellhöhenbereich immer mit Steering-Level bezeichnet. Es wird angenommen, daß diese KST über andere ggf. gleichzeitig auftretende KST dominieren und zur Ausbildung der detektierten Drucksignaturen führen.

Die oben aufgeführten Fälle lassen sich wie folgt unterteilen:

1. Schwerewellen aufgrund starker Windscherung,
2. Schwerewellen aufgrund schwacher Windscherung,
3. Schwerewellen aufgrund „nur“ starker Geschwindigkeitsscherung, aber keine Richtungsscherung,
4. Advehierte KST,
5. Fälle, in denen nicht klar unterschieden werden kann, ob durch Windrichtungsscherung generierte Schwerewellen oder advehierte KST die Druckschwankungen auslösen.

Abbildung 4.6 stellt diese Fälle einander gegenüber und ordnet ihnen Kriterien zu. Auf diese wird in den nachfolgenden Abschnitten detaillierter eingegangen. An dieser Stelle werden sie zur Übersicht schon einmal aufgeführt:

- Advehierte KST:
Für den Unterschied zwischen WindRICHTUNG und AusbreitungsRICHTUNG der KST gilt: $|\Delta \varphi(z)| = |\overline{dd}(z) - \bar{\varphi} - 180^\circ| \leq 20^\circ$ (Kriterium A).
- Advehierte KST / Schwerewellen:
Für den Unterschied zwischen WindGESCHWINDIGKEIT und AusbreitungsGESCHWINDIGKEIT gilt: $|\Delta \vec{v}(z)| = |\overline{\vec{v}_{hor}}(z) - \vec{c}| \leq \frac{c}{2}$.
Dabei darf der Unterschied maximal 5 m s^{-1} betragen (Kriterium B).

Kriterien:**Fälle:**

- 1.) Schwerewellen aufgrund starker Windscherung:
Bedingung: B + C + D2 ABER NICHT A
- 2.) Schwerewellen aufgrund schwacher Windscherung:
Bedingung: B + C + D1 ABER NICHT A
- 3.) Schwerewellen aufgrund starker Geschwindigkeitsscherung
Bedingung: A + B + C + D2
- 4.) Advehierte KST
Bedingung: A + B ABER NICHT C
- 5.) Schwerewellen ODER advehierte KST
Bedingung: A + B + C ABER NICHT D2

Abbildung 4.6.: Klassifikation der statistisch untersuchten Fälle der detektierten KST im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.

- Schwerewellen:
Für den Unterschied zwischen der für die jeweilige Höhe berechneten WindscherungsRICHTUNG und der AusbreitungsRICHTUNG der Schwerewellen gilt:
 $|\Delta \varphi_{Sch}(z)| = |dd_{Sch}(z) - \bar{\varphi}| \leq 20^\circ$ (Kriterium C).
- Schwerewellen:
Bei schwacher Windscherung gilt: $\frac{1,4 \text{ m s}^{-1}}{100 \text{ m}} \leq \left| \frac{\Delta \bar{v}_{Sch}}{\Delta z} \right| < \frac{2,0 \text{ m s}^{-1}}{100 \text{ m}}$ (Kriterium D1).
Bei starker Windscherung gilt: $\frac{2,0 \text{ m s}^{-1}}{100 \text{ m}} \leq \left| \frac{\Delta \bar{v}_{Sch}}{\Delta z} \right|$ (Kriterium D2).

Generell gilt, daß die Kriterien im Falle von Schwerewellen für eine Höhe alleine gelten müssen, im Falle von advehierten KST für mindestens 2 benachbarte Höhen ($\Delta z \geq 100 \text{ m}$ für $z \leq 1000 \text{ m}$ bzw. $\Delta z \geq 200 \text{ m}$ für $z > 1000 \text{ m}$). Letzteres Kriterium wird auch bei einem stetigen aber nicht höhenkonstanten Horizontalwind im Quellbereich der advehierten KST als notwendig erachtet, da das Kriterium geringe Abweichungen zuläßt. Sind die Kriterien für die Schwerewellen zu einem Zeitpunkt in mehr als einer Höhe erfüllt, so wird die Höhe als Quellhöhe angesehen, in der die Geschwindigkeitsabweichung am geringsten ist.

Die Fälle 1 und 2 beinhalten jeweils neben einer Windgeschwindigkeitsscherung auch eine Windrichtungsscherung ($> 20^\circ$). Beide Fälle unterscheiden sich im Maß der Geschwindigkeitsscherung. Starke Windscherung liegt für Werte $\geq 2,0 \text{ m s}^{-1}$ und schwache Windscherung für Werte zwischen $1,4 \text{ m s}^{-1}$ und $2,0 \text{ m s}^{-1}$ vor. Bei einer thermischen Schichtung gemäß der Standardatmosphäre entspricht dies Werten von $Ri \leq 0,25$ bei starker Windscherung und $0,25 < Ri \leq 0,50$ bei schwacher Windscherung.

Zur eindeutigen Abgrenzung von Fällen mit Schwerewellen, die nur auf Windgeschwindigkeitsscherung zurückzuführen sind, von Fällen mit advehierten KST wurde für Fall 3 eine Mindestgeschwindigkeitsscherung von $2,0 \text{ m s}^{-1}/100 \text{ m}$ gefordert. Fall 4 wiederum beinhaltet nur advehierte KST, da hier das Windrichtungsscherungskriterium nicht erfüllt ist. In Fall 5 sind alle Situationen zusammengefaßt, in denen die o.a. Mindestgeschwindigkeitsscherung nicht erreicht wurde und auch nach dem Windrichtungsscherungskriterium nicht klar zwischen Schwerewellen und advehierten KST unterschieden werden kann.

Steering-Level advehiertes KST

In diesem Abschnitt werden die Daten der Druck- und Windmessungen im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 auf Indizien für die Existenz von möglichen Steering-Levels untersucht. Sollten die beobachteten KST auf Advektion zurückzuführen sein, dann müßte die Ausbreitungsgeschwindigkeit der KST nahezu mit der mittleren Windgeschwindigkeit der das verursachende Phänomen enthaltenden Schicht identisch, d. h. die Differenz aus

beiden Größen null sein. In diesem Fall muß sich dann ein Steering-Level finden lassen. Dazu wird in einem ersten Schritt die erforderliche Parallelität von Ausbreitungsvektor \vec{c} und horizontale Windvektor im Steering-Level $\overline{v_{hor}}(z_{St})$ untersucht.

Mit den Abbildungen 4.7 und 4.8 wird untersucht, ob ein bevorzugtes Steering-Level von advehierten KST existiert. Abbildung 4.7 bezieht sich dabei nur auf die Richtung von Ausbreitungsvektor der KST und Windvektor; Abbildung 4.8 berücksichtigt auch die Geschwindigkeiten der betrachteten Vektoren.

Die Abbildungen 4.7 (a) - (h) stellen die Histogramme der Differenzen $\Delta\varphi(z)$ in den Höhen zwischen $z = 100$ m bis $z = 7400$ m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 dar. Werte von 0° bzw. 360° bedeuten dabei, daß Ausbreitungsvektor der KST und Windvektor parallel liegen, was ein erstes Indiz für ein mögliches Steering-Level ist. Bei der weiteren Analyse muß jedoch darauf geachtet werden, daß Steering-Levels von im Bodendruck erkennbaren Signaturen von advehierten KST eine Mindestschichtdicke erfordern, d. h. daß die Parallelität von Ausbreitungsvektor der KST und dem Windvektor in mehreren benachbarten Höhen erforderlich ist.

Bei der Differenzbildung und in der folgenden Diskussion wird berücksichtigt, daß der Wind mit der Richtung bezeichnet wird, aus der er weht, während die Ausbreitung der KST mit jener Richtung bezeichnet wird, in welche sie erfolgt. Für $\Delta\varphi(z)$ gilt daher:

$$\Delta\varphi(z) = \overline{d\bar{d}}(z) - \overline{\varphi} - 180^\circ. \quad (4.1)$$

Ausbreitungs- und Windvektor liegen also parallel und gleichgerichtet, wenn $\overline{\varphi}$ und $\overline{d\bar{d}}(z)$ sich um 180° unterscheiden.

Es fällt auf, daß in fast allen Höhen das Maximum in der Verteilung bei 0° bzw. 360° liegt. Dies bedeutet, daß in fast allen Höhen erste Anhaltspunkte für die Existenz von Steering-Levels gegeben sind. Bei genauerem Hinsehen fällt jedoch auf, daß in den untersten 300 m - insbesondere im Fall $z = 100$ m (siehe Abb. 4.7 (a)) - nur in etwa 25% aller Fälle gilt, daß Wind- und Ausbreitungsvektor nahezu parallel liegen, d. h. $|\Delta\varphi(100\text{ m})| \leq 30^\circ$. In etwa 30% der Fälle gilt sogar $|\Delta\varphi(100\text{ m})| > 90^\circ$. In und oberhalb etwa $z = 800$ m (siehe Abb. 4.7 (c) - (h)) verändert sich das Bild deutlich. In etwa 40% der Fälle gilt dann, daß $|\Delta\varphi(z)| \leq 30^\circ$. Die häufiger großen Differenzen in $|\Delta\varphi(z)|$ in den untersten 300 m lassen darauf schließen, daß bodennahe Strömungen sehr selten advehierte KST ausbilden, da dann gelten müßte: $\Delta\varphi(z) \approx 0^\circ$.

In Abbildung 4.8 werden nun auch die Geschwindigkeiten von $\overline{v_{hor}}(z)$ und \vec{c} miteinbezogen. Dazu werden die vektoriellen Differenzen $\Delta\vec{v}(z)$ der über 10 min gemittelten Werte von $\overline{v_{hor}}(z)$ in den Höhen (a) $z = 100$ m, (b) $z = 1200$ m, (c) $z = 4000$ m und (d)

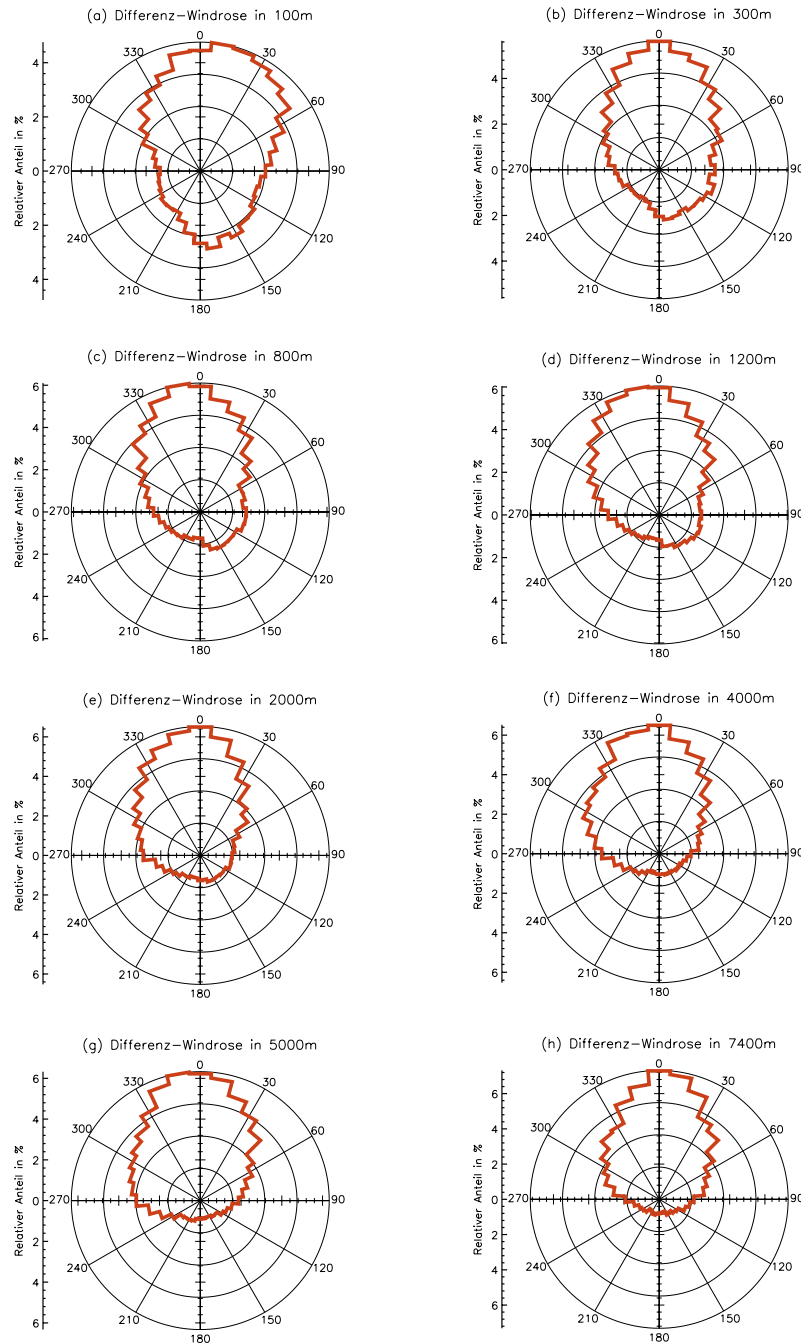


Abbildung 4.7.: Histogramme (relativer Anteil in % aller betrachteten Zeitpunkte) von $\Delta\varphi(z)$ für verschiedene Höhen zwischen (a) $z = 100$ m und (h) $z = 7400$ m, dargestellt in Polardiagrammen. Die Daten basieren auf den Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004. Die Klassenabstände betragen 10° . Werte von $\Delta\varphi(z) = 0^\circ$ bedeuten, daß Windvektor und Ausbreitungsvektor parallel liegen. Zu negativen Werten von $\Delta\varphi(z)$ wurden analog der $\overline{dd}(z)$ -Darstellung 360° hinzuaddiert, so daß ein Wertebereich zwischen 0° und 360° dargestellt wird.

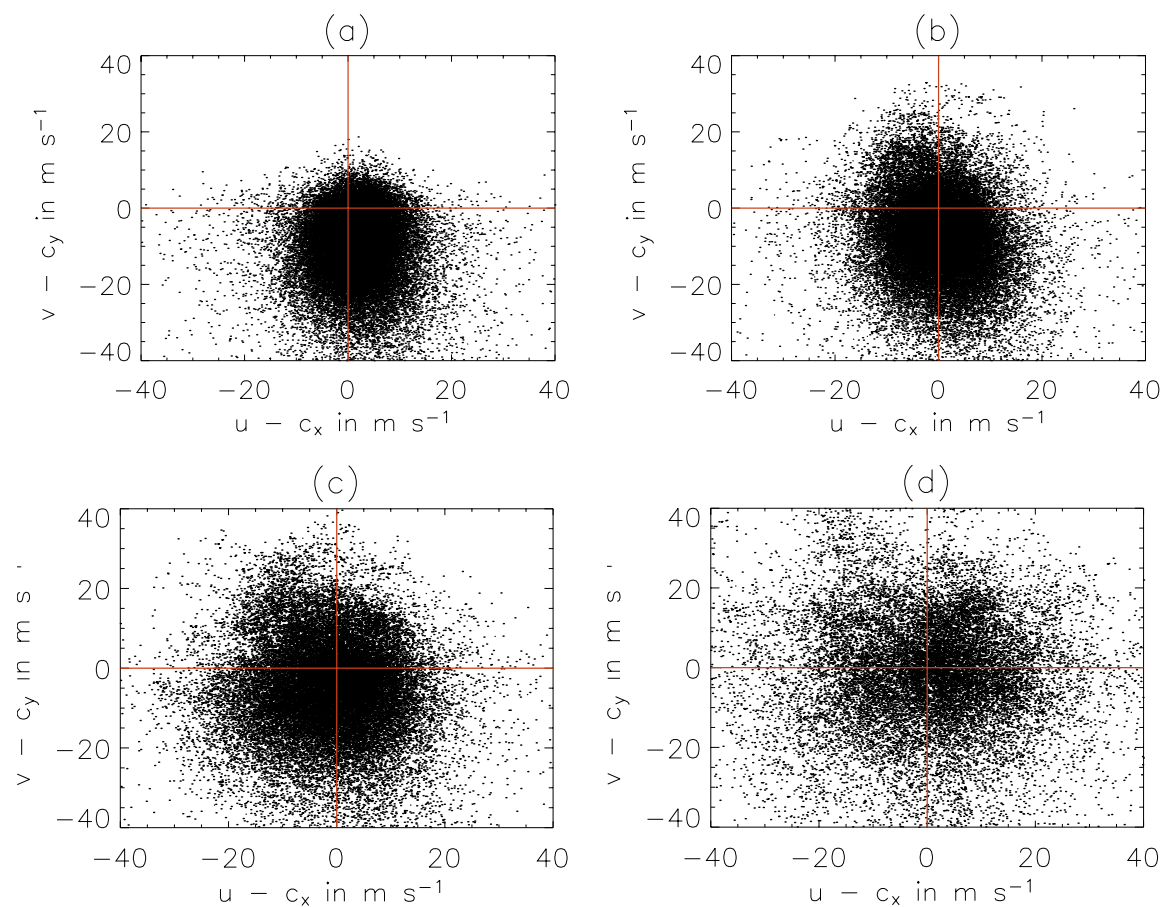


Abbildung 4.8.: Verteilung von $\Delta \vec{v}(z)$ für den Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004. Dargestellt sind die Spitzen von $\Delta \vec{v}(z)$ als Punktwerte in (a) $z = 100$ m, (b) $z = 1200$ m, (c) $z = 4000$ m und (d) $z = 7400$ m (siehe auch Abb. 4.7).

$z = 7400$ m und \vec{c} berechnet:

$$\Delta \vec{v}(z) = \overline{\vec{v}_{hor}}(z) - \vec{c} . \quad (4.2)$$

$\Delta \vec{v}(z)$ wird in Abbildung 4.8 (a) - (d) durch eine Punktwolke, die die Spitzen von $\Delta \vec{v}(z)$ darstellen, repräsentiert. Insbesondere in $z = 100$ m ist die Verteilung anisotrop. Bei ähnlich großer i-Komponente (Ost-West-Komponente) liegt die j-Komponente (Nord-Süd-Komponente) von $\vec{v}_{hor}(100 \text{ m})$ häufig unter der von \vec{c} , so daß auch $|\vec{v}_{hor}(100 \text{ m})| < |\vec{c}|$. Daher wird davon ausgegangen, daß sich in den Druckschwankungen seltener advehierte Phänomene aus der unteren Grenzschicht abbilden. Aufgrund der großen Streuung der Punktwolke vor allem in $z = 7400$ m kann auch für die obere Troposphäre der Schluß gezogen werden, daß sich in diesem Bereich seltener Steering-Levels befinden. Die Verteilung in $z = 1200$ m (siehe Abb. 4.8 (b)) ist im Vergleich zu den anderen Höhen hingegen sowohl isotroper als auch geringer gestreut. Dies ist ein Indiz, daß Steering-Levels von sich in den Bodendaten abbildenden advehierten KST bevorzugt in der oberen planetaren Grenzschicht bzw. direkt oberhalb davon liegen könnten.

Die Punkte in Abbildung 4.8 (a) - (d), die einen größeren Wert von $|\Delta \vec{v}(z)|$ aufweisen, könnten durch Schwerewellen ausgelöst sein. Eine nähere Analyse dieser Fälle erfolgt über den Vergleich von \vec{c} mit der Scherung von $\overline{\vec{v}_{hor}}(z)$ im weiteren Verlauf dieses Abschnitts. Die mit der Höhe zunehmende Streuung der Differenzvektorspitzen könnte mit dem mit der Höhe zunehmenden $\overline{v_{hor}}(z)$ zusammenhängen. Kleine Werte von $\Delta \varphi(z)$ führen dann schon zu größeren Abweichungen $|\Delta \vec{v}(z)|$ als bei niedrigeren $\overline{v_{hor}}(z)$.

Abbildung 4.9 stellt dar, wie groß im Mittel $\Delta \vec{v}(z)$ über den 12-Monats-Zeitraum in den einzelnen Höhen im Höhenbereich zwischen $z = 40$ m und $z = 7400$ m ist. Mittelwerte nahe dem Ursprung deuten auf im Mittel kleine Werte von $|\Delta \varphi(z)|$ einerseits und $|\Delta \vec{v}_{hor}(z)|$ andererseits hin. Bei Übereinstimmung von \vec{c} und $\vec{v}_{hor}(z)$ lägen die Mittelwerte im Ursprung. Die Werte von $|\Delta \vec{v}(z)|$ in den unteren Hunderten von Metern und in der freien Troposphäre oberhalb $z = 4000$ m sind deutlich größer als im Höhenbereich zwischen $z = 700$ m und $z = 2000$ m bzw. um $z = 4000$ m. Aus den Mittelwerten von $\Delta \vec{v}(z)$ kann daher gefolgert werden, daß die Steering-Levels von advehierten KST am ehesten in der oberen Grenzschicht bzw. in den unteren Schichten der freien Troposphäre zu finden sind.

Ein direkter Vergleich - d. h. zu jedem einzelnen Zeitpunkt - der Druck- und Winddaten im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 miteinander liefert Informationen, wie häufig unterschiedliche Schichten der Atmosphäre als Steering-Level, d. h. als Bereich, in dem der Windvektor gleich dem Ausbreitungsvektor der KST ist, angesehen werden können. Als Kriterien für einen solchen Bereich gelten:

$$|\Delta \varphi| = |\overline{dd}(z) - \varphi - 180^\circ| \leq 20^\circ \text{ (Kriterium A)}, \quad (4.3)$$

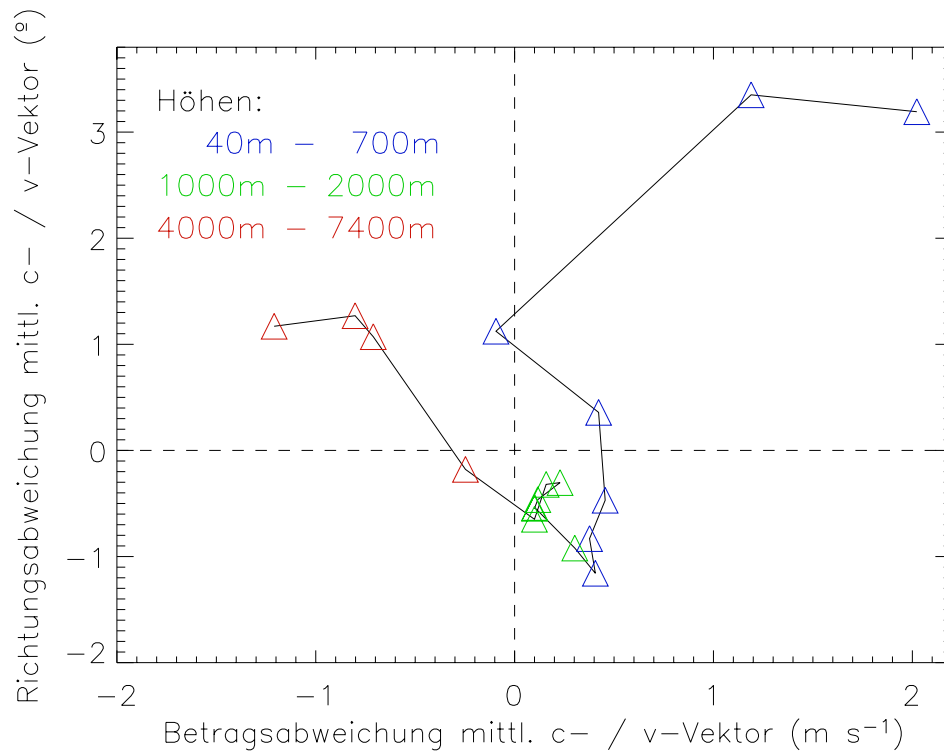


Abbildung 4.9.: Verteilung der *Mittelwerte* von $\Delta\vec{v}(z)$ im Höhenbereich zwischen 40 m und 7400 m zwischen Juli 2003 und Juni 2004. Mittelwerte nahe dem Ursprung deuten auf im Mittel kleine Werte von $|\Delta\varphi(z)|$ einerseits und $|\Delta\vec{v}_{hor}(z)|$ andererseits hin (siehe auch Abb. 4.8).

$$|\Delta \vec{v}(z)| \leq 0,5 |\vec{c}| \text{ (Kriterium B)}, \quad (4.4)$$

und

$$|\Delta \vec{v}(z)| \leq 5 \text{ m s}^{-1} \text{ (Kriterium C)}. \quad (4.5)$$

Um im Bodenluftdruck ein markantes Signal von mehreren Pascal zu hinterlassen, muß die advehierte Schicht eine gewisse Mächtigkeit haben. Als Mindestdicke wird nachfolgend eine Schicht von $\Delta z = 100 \text{ m}$ angesehen. Dies hat zur Folge, daß die vorstehend aufgeführten Kriterien in der statistischen Auswertung für zwei benachbarte Höhengniveaus (Mindestabstand 100 m) erfüllt sein müssen.

Um diese Fälle darüber hinaus eindeutig von den im nächsten Abschnitt beschriebenen, durch scherungsinduzierte Schwerewellen ausgelösten KST abzugrenzen, wird als weiteres Kriterium vorausgesetzt:

$$|\Delta \varphi_{Sch}| = dd_{Sch}(z) - \varphi > 20^\circ \text{ (Ausschluß Kriterium D)}. \quad (4.6)$$

Abbildung 4.10 zeigt mit einem Häufigkeitsprofil der die o. a. Kriterien erfüllenden Fälle, welche Höhen im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 besonders oft als Steering-Level angesehen werden können. Die nachfolgenden Analysen wurden aufgrund der Grundlage der Kriterien 4.3 bis 4.6 durchgeführt. Insgesamt wurden diese Kriterien in etwa 30% aller Zeitpunkte zumindest in einer Schicht von 100 m Mächtigkeit erfüllt. Die Daten zeigen dabei eine maximale Übereinstimmung für die Höhenbereiche zwischen etwa $z = 500 \text{ m}$ und 5000 m , während sich die Höhen sowohl in Bodennähe als auch oberhalb etwa $z = 5000 \text{ m}$ deutlich seltener als Steering-Levels auszeichnen.

Die Ergebnisse der Zuordnung der Statistik für die einzelnen Jahreszeiten zwischen Juli 2003 und Juni 2004 wird in Abbildung 4.11 (a) - (d) gegeben. Die Profile zeigen, daß im Sommer (Abb. 4.11a) der Höhenbereich zwischen 4000 m und 5000 m die meisten Fälle advehiertes KST aufweist, während im Herbst (Abb. 4.11b) die Verteilung zwischen 500 m und 5000 m ausgeglichen ist. Im Winter (Abb. 4.11c) liegt das Maximum im Höhenbereich zwischen 100 m und 1000 m und im Frühjahr (Abb. 4.11d) zwischen 1000 m und 2000 m . Die jahreszeitliche Verteilung korreliert also mit der einstrahlungsbedingten Variation der Mächtigkeit der planetaren Grenzschicht.

In Abbildung 4.12 ist zusätzlich die Verteilung für einzelne Tagesabschnitte gegeben. Dabei wurden die 4 Zeiträume (a) Sonnenaufgang bis 10 UTC , (b) 10 UTC bis 13 UTC im Winter bzw. 15 UTC im Sommer, (c) 13 UTC bzw. 15 UTC bis Sonnenuntergang und (d) Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang gebildet. Die tageszeitliche Verteilung zeigt in den Morgenstunden (Abb. 4.11a) in etwa eine Gleichverteilung der Fallzahlen im Höhenbereich zwischen 500 m und 5000 m . Am Vormittag (Abb. 4.11b) weist der Höhenbereich zwischen 500 m und 2000 m und in den Nachmittags-, Abend- und Nachtstunden (Abb. 4.11c und d) der Höhenbereich zwischen 1500 m und 5000 m die meisten Fallzahlen auf.

Auch hier ist eine Korrelation mit dem Anwachsen der Grenzschichthöhe - allerdings auf Tagesebene - gegeben.

Abbildung 4.13 zeigt eine Statistik über die Höhen der Untergrenzen der Schichten, in denen sich die Steering-Levels befinden. Da keine zuverlässigen Daten für den Höhenbereich zwischen 2200 m und 3800 m verfügbar sind, wurde die weitere Auswertung der Daten im folgenden auf die untersten 2000 m begrenzt. Die meisten Schichten mit den ermittelten Steering-Levels haben ihre Untergrenze zwischen 100 m und 500 m. Ein weiteres Maximum befindet sich zwischen 1200 m und 1800 m. Die Schichtdickendaten für alle betrachteten Höhen zusammengefaßt in Abbildung 4.14 und auf die einzelnen Höhen aufgeteilt in Abbildung 4.15 zeigen zwar einhellig eine mittlere Schichtdicke (arithmetisches Mittel) zwischen $\Delta z = 600$ m und 900 m, jedoch überwiegen die Schichten mit wenigen hundert Meter Mächtigkeit. Da jedoch über ein Viertel aller Schichten mehr als 1000 m mächtig sind, ergibt sich der o. a. Mittelwert.

Zusammenfassend ergibt sich aus der statistischen Analyse der Wind- und Druckdaten, daß es Indizien für die Existenz von advehierten KST in der Troposphäre gibt. Die hohe Fallzahl belegt, daß diese KST eine häufig auftretende Erscheinung sind. Die Schichten, in denen die Kriterien für Steering-Levels gegeben sind, haben dabei eine Mächtigkeit von mehreren hundert Metern und befinden sich zumeist in der mittleren und oberen Tagesgrenzschicht bzw. Residuumsschicht und in den darüber liegenden Schichten der freien Troposphäre bis etwa $z = 5000$ m.

Quellhöhen der durch Windscherung angeregten Schwerewellen

In diesem Abschnitt werden die Druck- und Winddaten im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 daraufhin untersucht, wie häufig die im Bodendruck abzeichnenden KST auf windscherungsinduzierte Schwerewellen in einzelnen Höhen der Troposphäre basieren. Dabei wird angenommen, daß bei positiven Fällen - d. h., daß sich die KST auf Windscherung in einer Schicht der Troposphäre zwischen $z = 100$ m und 7400 m zurückführen lassen - diese ggf. vorhandene weitere Quellen von KST dominieren. Zwecks Bestimmung der Quellhöhe wird angenommen, daß die Zustände über dem Meßort repräsentativ für eine größere Umgebung sind.

Durch Windscherung angeregte Schwerewellen basieren auf der dynamischen Instabilität der Atmosphäre. Im Abschnitt 2.3.2 wurde darauf bereits eingegangen. Als Kriterium für durch starke Windscherung angeregte Schwerewellen ($Ri \leq 0,25$) wird unter Annahme einer Schichtung gemäß Standardatmosphäre eine Windscherung von

$$\left| \frac{\overline{\Delta \vec{v}_{hor}(z)}}{\Delta z} \right| \geq \frac{2,0 \text{ m s}^{-1}}{100 \text{ m}} \quad (\text{Kriterium D2}). \quad (4.7)$$

angenommen. Als Kriterium für durch schwache Windscherung angeregte Schwerewellen

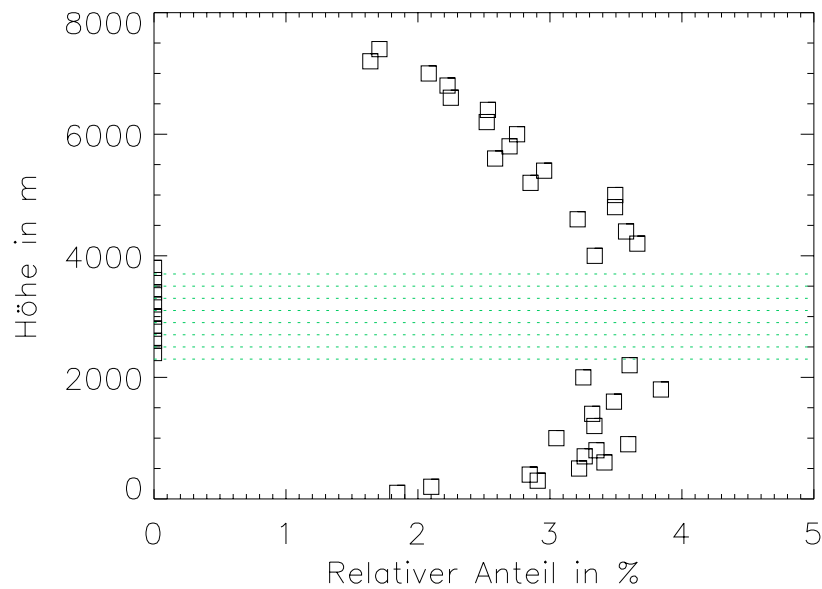


Abbildung 4.10.: Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von identifizierten Steering-Levels gemäß den Gleichungen 4.3 bis 4.6 für den *Gesamt*-Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.

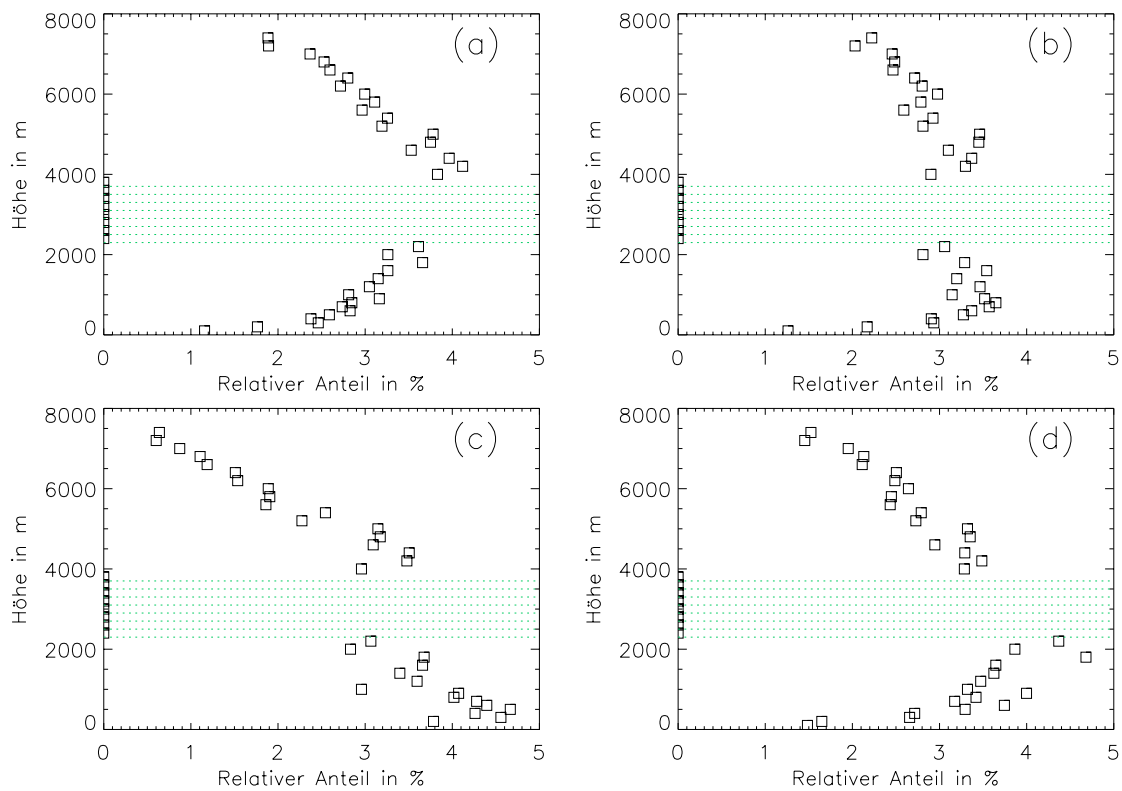


Abbildung 4.11.: *Jahreszeitliche* Entwicklung: Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von identifizierten Steering-Levels, unterteilt auf die Jahreszeiten (a) Sommer, (b) Herbst, (c) Winter und (d) Frühling im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.

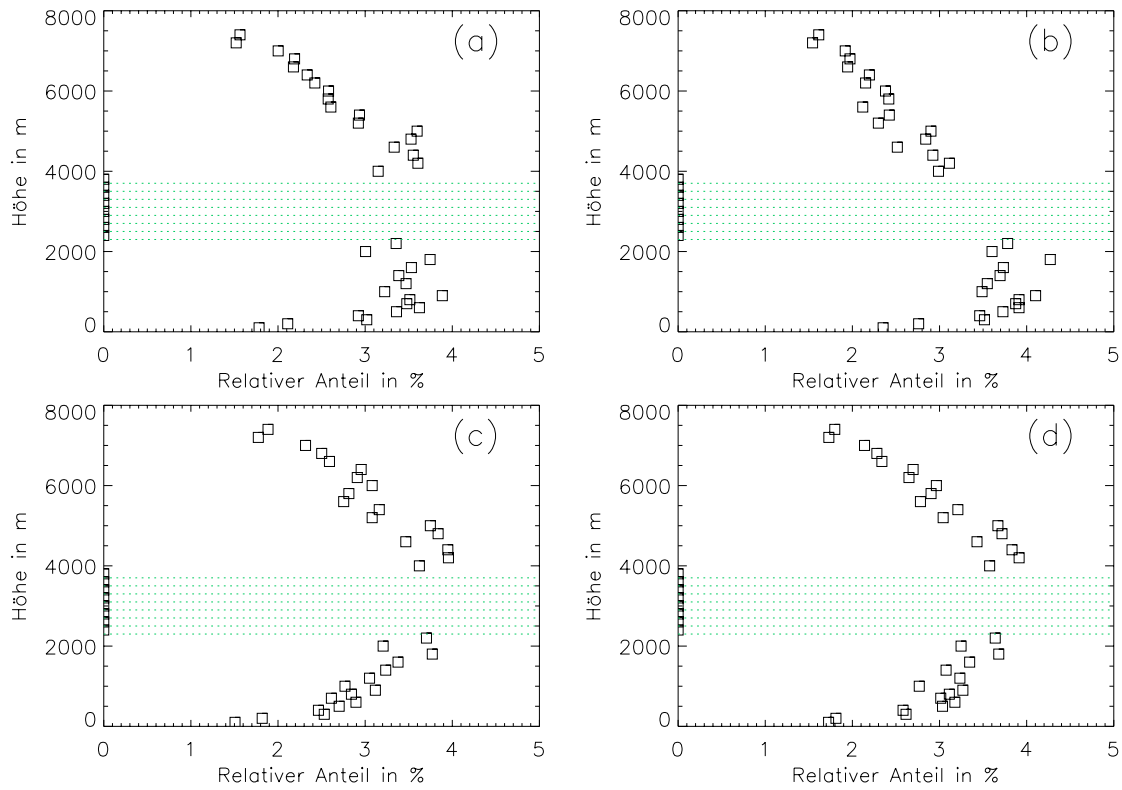


Abbildung 4.12.: Tageszeitliche Entwicklung: Vertikalprofile der relativen Häufigkeit von identifizierten Steering-Levels, unterteilt auf die Tageszeiten (a) Sonnenaufgang bis 10 UTC, (b) 10 UTC bis 13 UTC (Winter) bzw. 15 UTC (Sommer), (c) 13 UTC bzw. 15 UTC bis Sonnenuntergang und (d) Sonnenuntergang bis -aufgang im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.

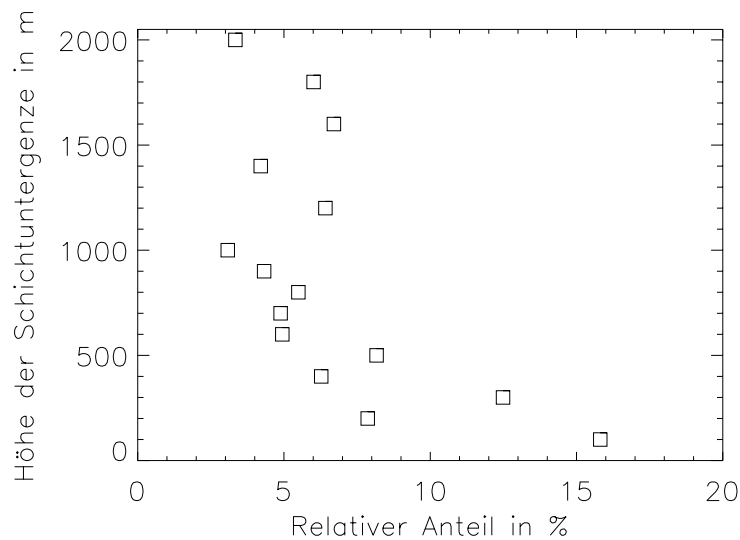


Abbildung 4.13.: Histogramm der *Untergrenze* der Steering-Levels im Höhenbereich zwischen $z = 0$ m und 2000 m zwischen Juli 2003 und Juni 2004.

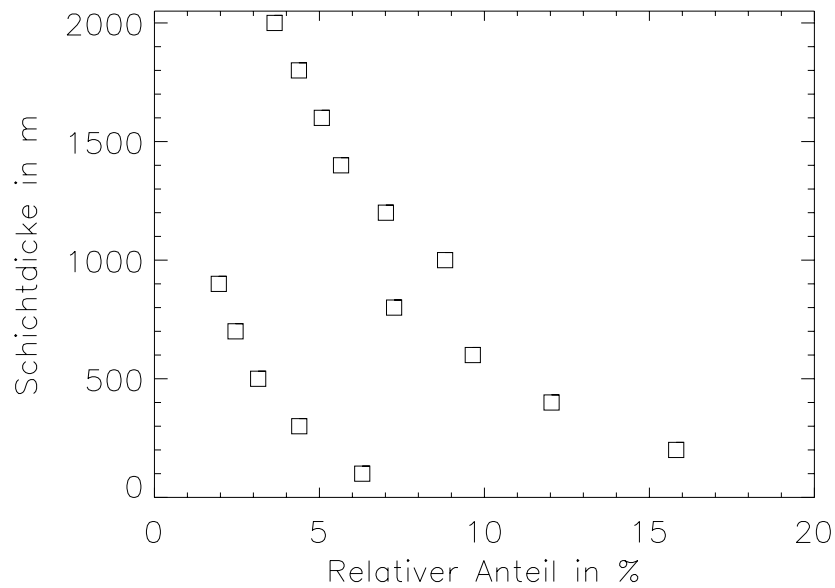


Abbildung 4.14.: Histogramm der *Schichtdickenverteilung* der Steering-Levels im gesamten Höhenbereich zwischen $z = 0$ m und 2000 m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.

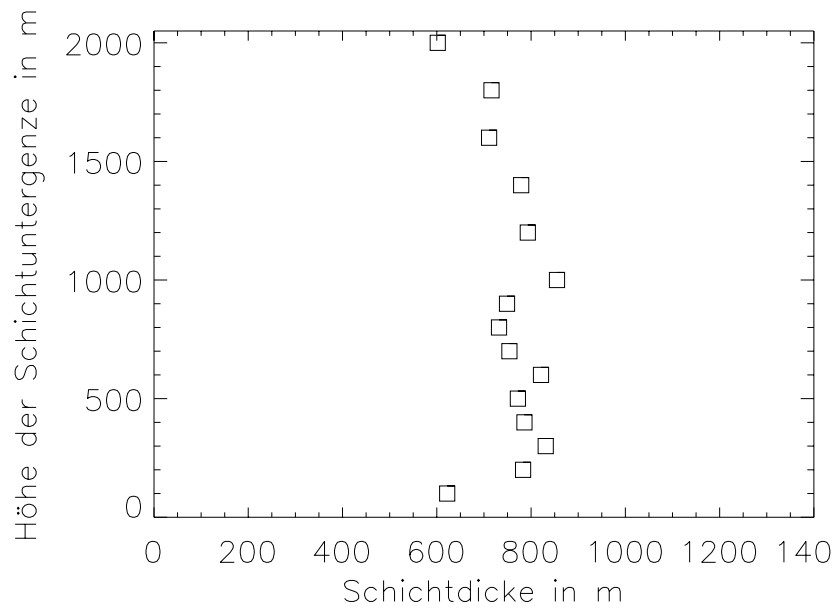


Abbildung 4.15.: Vertikalprofile der *mittleren Schichtdicke* der Steering-Levels im Höhenbereich zwischen $z = 0$ m und 2000 m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.

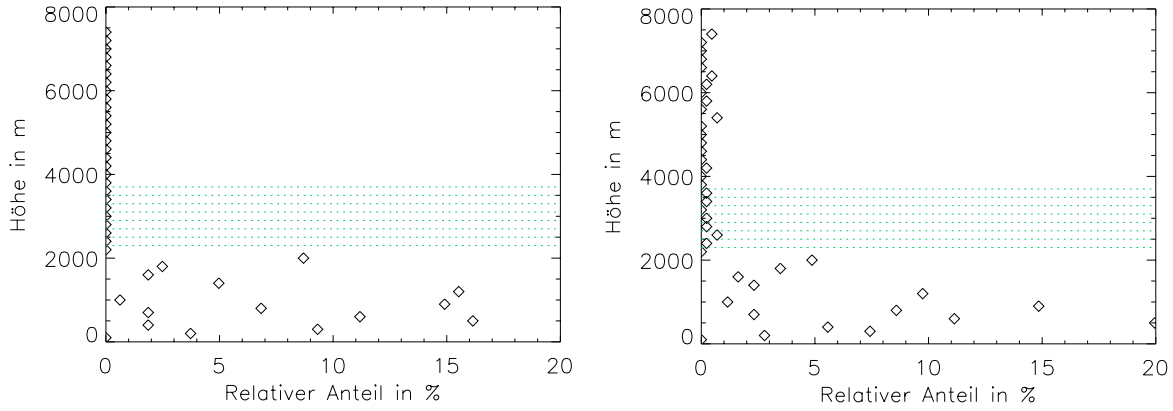


Abbildung 4.16.: Vertikalprofile der Häufigkeit von übereinstimmendem $\bar{\varphi}$ und $dd_{Sch}(z)$ sowie $|\bar{c}|$ und $|\bar{v}_{hor}(z)|$ zwischen Juli 2003 und Juni 2004. Als Bezugsgröße wurde die Gesamtzahl aller Fälle gesetzt, in denen die Kriterien 4.12 bis 4.14 erfüllt sind. Die linke Abbildung zeigt im Gegensatz zur rechten Abbildung alle Fälle, in denen auch Kriterium 4.7 erfüllt ist (siehe auch Tabellen 4.1 und 4.2).

($0,25 < Ri \leq 0,50$) gilt:

$$\frac{2,0 \text{ m s}^{-1}}{100 \text{ m}} > \left| \frac{\Delta \bar{v}_{hor}(z)}{\Delta z} \right| \geq \frac{1,4 \text{ m s}^{-1}}{100 \text{ m}} \quad (\text{Kriterium D1}). \quad (4.8)$$

Gemäß der Wegener-Hypothese sind für die Richtung der Vergleich zwischen der Richtung von \bar{c} und $\Delta \bar{v}(z)$ und für die Geschwindigkeit der Vergleich zwischen $|\bar{c}|$ und $|\bar{v}_{hor}(z)|$ entscheidend. Da sich die durch Windscherung generierten Schwerewellen mit der mittleren Geschwindigkeit im Quellniveau z_Q ausbreiten, muß dann im Idealfall gelten:

$$\Delta \bar{v}(z_Q) = \bar{v}_{hor}(z_Q) - \bar{c} = 0. \quad (4.9)$$

Die Differenz $\Delta \varphi_{Sch}(z)$ der Richtungen von $\Delta \bar{v}(z)$ und \bar{c} sei definiert durch

$$\Delta \varphi_{Sch}(z_Q) = dd_{Sch}(z_Q) - \bar{\varphi} = 0. \quad (4.10)$$

Ein Sonderfall der durch Windscherung angeregten Schwerewellen stellt der Fall der „reinen“ Geschwindigkeitsscherung dar. Für diesen Fall gilt zusätzlich das Kriterium

$$|\Delta \varphi(z_Q)| = \bar{dd}(z_Q) - \bar{\varphi} \leq 20^\circ, \quad (4.11)$$

unter Annahme des Falles starker Windscherung.

Sind die Werte von $|\Delta \varphi_{Sch}(z)|$ und $|\Delta \bar{v}(z)|$ klein, so spricht dies für durch Windscherung angeregte Schwerewellen als Auslöser der Bodendruckschwankungen. Als Kriterien für eine Übereinstimmung wurden

$$|\Delta \varphi_{Sch}(z)| \leq 20^\circ, \quad (4.12)$$

Höhe	Mittel über 1 Jahr	Sommer	Herbst	Winter	Frühjahr
200 m	3,7	12,5	7,7	0,0	0,9
400 m	11,2	18,8	*46,2	0,0	5,3
600 m	*27,3	*34,4	0,0	*50,0	*28,1
800 m	8,7	6,3	0,0	*50,0	9,6
1000 m	*15,5	*15,6	0,0	0,0	17,5
1200 m	*15,5	6,3	7,7	0,0	*19,3
1400 m	5,0	6,3	*23,1	0,0	2,6
1600 m	1,9	0,0	7,7	0,0	1,8
1800 m	2,5	0,0	7,7	0,0	2,6
2000 m	8,7	0,0	0,0	0,0	*12,3
Alle Angaben in %, bezogen auf den jeweiligen Zeitraum					

Tabelle 4.1.: *Jahreszeitlicher* Verlauf: Höhenverteilung der Fälle, in denen nach den Kriterien der Gleichung 4.7 und 4.12 bis 4.13 Schwerewellen durch starke Windscherung angeregt wurden. Die Angaben sind prozentual bezogen auf die Gesamtheit dieser Fälle für den Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 insgesamt und für die Jahreszeiten unterteilt für einzelne Höhen zwischen $z = 200$ m und 2000 m im 200 m-Abstand aufgeführt. Die Höhen, die für den betrachteten Zeitraum ein lokales Maximum in der Verteilung aufweisen, sind durch ein * gekennzeichnet.

Höhe	Mittel über 1 Jahr	SA-10 UTC	10-13/15 UTC	13/15 UTC-SU	SU-SA
200 m	3,7	0,0	7,9	*12,0	0,0
400 m	11,2	7,3	10,5	8,0	15,8
600 m	*27,3	*26,8	*26,3	*24,0	*29,8
800 m	8,7	7,3	7,9	8,0	10,5
1000 m	*15,5	12,2	*18,4	12,0	*17,5
1200 m	*15,5	*29,3	7,9	*24,0	7,0
1400 m	5,0	2,4	2,6	0,0	*10,5
1600 m	1,9	2,4	0,0	0,0	3,5
1800 m	2,5	2,4	2,6	0,0	3,5
2000 m	8,7	*9,8	15,8	12,0	1,8
Alle Angaben in %, bezogen auf den jeweiligen Zeitraum					

Tabelle 4.2.: *Tageszeitlicher* Verlauf: Höhenverteilung der Fälle, in denen nach den Kriterien der Gleichung 4.7 und 4.12 bis 4.14 Schwerewellen durch starke Windscherung angeregt wurden. Die Angaben sind prozentual bezogen auf die Gesamtheit dieser Fälle für den Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 insgesamt und für einzelne Tageszeiten unterteilt für einzelne Höhen zwischen $z = 200$ m und 2000 m im 200 m-Abstand aufgeführt. Die Höhen, die für den betrachteten Zeitraum ein lokales Maximum in der Verteilung aufweisen, sind durch ein * gekennzeichnet.

$$|\Delta \vec{v}(z)| \leq 0,5 |\vec{c}|, \text{ maximal} \quad (4.13)$$

$$|\Delta \vec{v}(z)| = 5 \text{ m s}^{-1}. \quad (4.14)$$

gesetzt.

Diese Kriterien wurden für schwache Windscherung, nach Gleichung (4.8), in 172 Fällen und für starke Windscherung, nach Gleichung (4.7), in 161 Fällen erfüllt. Ohne Berücksichtigung des minimalen Windscherungskriteriums erhöhte sich die Zahl um weitere 225 Fälle. Da die Ergebnisse auch mit der erhöhten Anzahl zu keinen wesentlichen Änderungen führen, wird von der Präsentation dieser Fälle im folgenden abgesehen.

Abbildung 4.16 zeigt die Fälle im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004, die alle o. a. Kriterien für starke Windscherung erfüllen. Die Gesamtheit dieser Fälle wurde als Bezugsgröße gesetzt. Insgesamt erfüllen „nur“ etwa 1% aller Fälle die o. a. Kriterien. Ein Grund könnte die für scherungsinduzierte Schwerewellen geringe vertikale Auflösung ($\Delta z = 100 \text{ m}$ bzw. $\Delta z = 200 \text{ m}$ oberhalb $z = 1000 \text{ m}$) sein. Auffällig ist, daß sich die Quellen immer im Höhenbereich zwischen $z = 100 \text{ m}$ und 2000 m befinden. Zwar existieren auch Fälle, in denen die Kriterien 4.12 bis 4.14 in größeren Höhen erfüllt sind, jedoch ist dann das Windscherungskriterium gemäß 4.7 bzw. 4.8 nicht erfüllt. Ein Grund hierfür könnte eventuell auch die obere Meßgrenze der Windprofiler in etwa $z = 7500 \text{ m}$ sein. Dadurch könnten windscherungsinduzierte Schwerewellen, die am Rande des hochtroposphärischen Strahlstromes entstehen, mit ihrer Quellhöhe außerhalb des analysierten Höhenbereichs liegen. Abbildung 4.16 belegt, daß selbst ohne Berücksichtigung des Scherungskriteriums der Beitrag der größeren Höhen gering ist. Im folgenden beschränken wir die Auswertung daher auf den Höhenbereich zwischen $z = 0 \text{ m}$ und 2000 m .

Die Tabellen 4.1 und 4.2 geben an, wie sich die Schwerewellenereignisse aufgrund starker Windscherung auf die einzelnen Höhen zwischen $z = 200 \text{ m}$ und 2000 m aufteilen. Die Werte beziehen sich auf alle Fälle, die die Windscherungskriterien erfüllen. Dargestellt ist die Verteilung für den gesamten betrachteten Zeitraum bzw. für einzelne Jahreszeiten bzw. Tageszeiten. Da sich sowohl die Fälle für schwache Windscherung als auch für „reine“ Windgeschwindigkeitsscherung qualitativ nicht von der Verteilung der Fallzahlen für starke Windscherung unterscheiden, werden deren Höhenverteilungen nicht in Tabellenform aufgeführt.

Graphisch werden die Profile der Verteilung für den gesamten betrachteten Zeitraum in Abbildung 4.16 und für die einzelnen Jahreszeiten in den Abbildungen 4.17 und 4.18 dargestellt. Darüber hinaus erfolgt eine von der Tageszeit abhängige Darstellung der Anteile in den Abbildungen 4.19 und 4.20. Auch hier wird von einer Darstellung der Fälle mit Geschwindigkeitsscherung wegen der ähnlichen Verteilung zu den bereits dargestellten Fällen abgesehen.

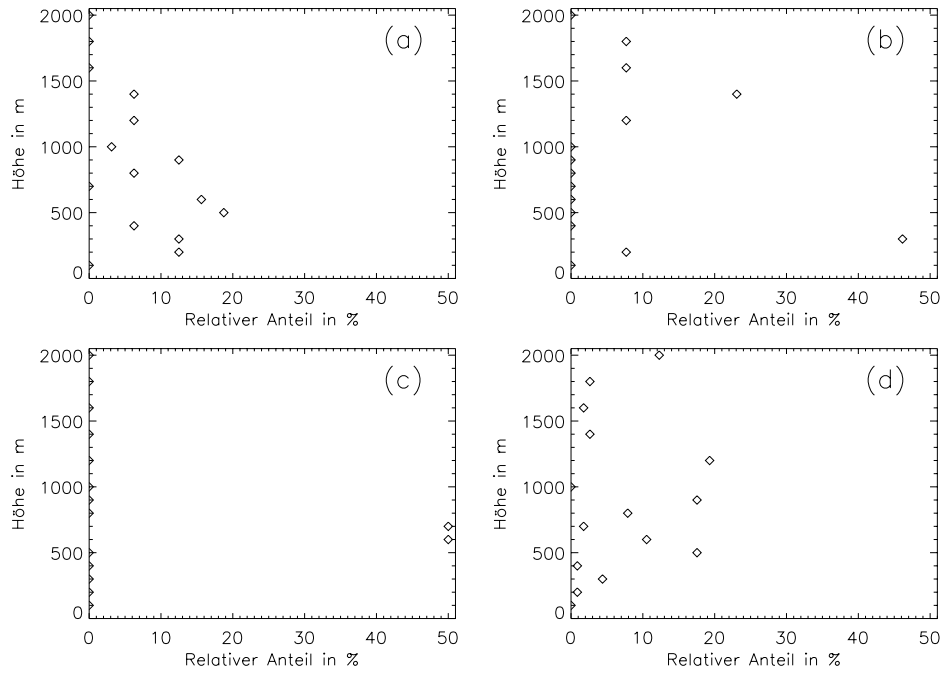


Abbildung 4.17.: *Jahreszeitliche* Entwicklung: Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von übereinstimmendem $\bar{\varphi}$ und $\Delta dd_{Sch}(z)$ sowie \bar{c} und $\bar{v}_{hor}(z)$ aufgliedert nach den Jahreszeiten (a) Sommer, (b) Herbst, (c) Winter und (d) Frühling für *starke Windscherung* (siehe auch Abb. 4.16).

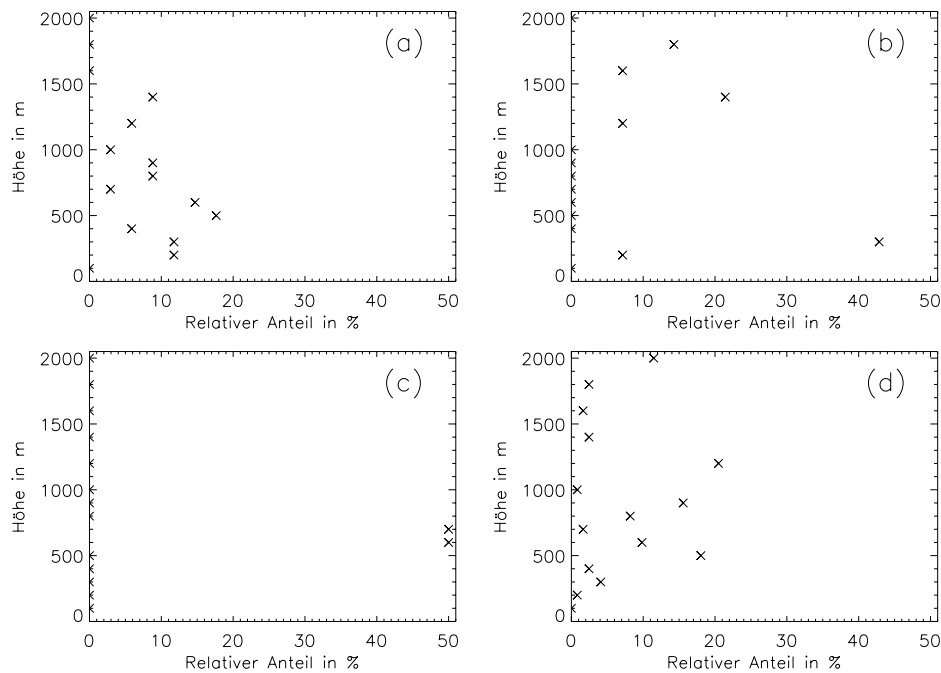


Abbildung 4.18.: *Jahreszeitliche* Entwicklung: Vertikalprofile der relativen Häufigkeit nach den Kriterien wie in Abb. 4.17 für die einzelnen Jahreszeiten (a) bis (d), jedoch für *schwache Windscherung* (siehe auch Abb. 4.16).

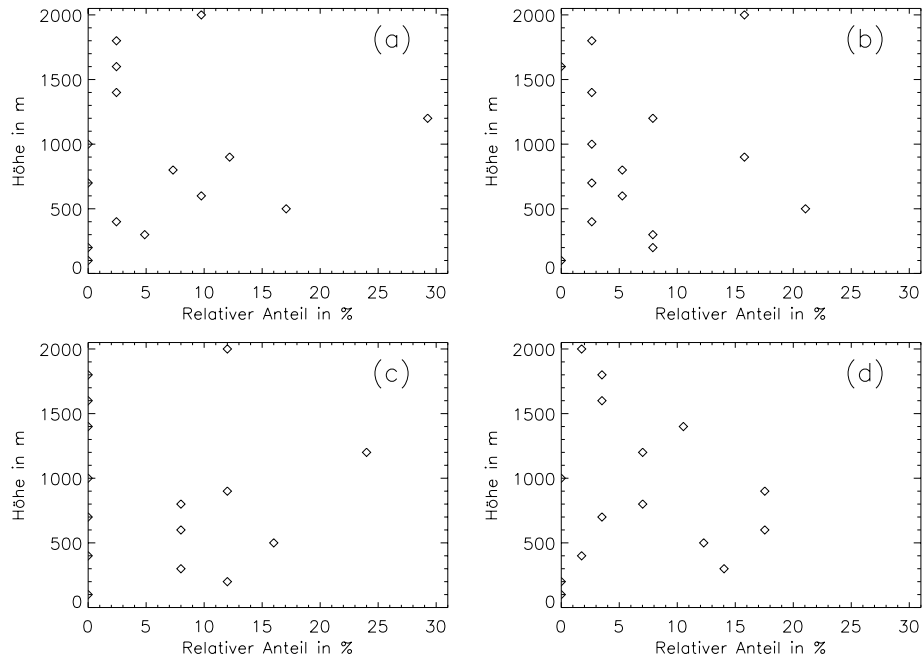


Abbildung 4.19.: Tageszeitliche Entwicklung: Vertikalprofile der relativen Häufigkeit von übereinstimmendem $\bar{\varphi}$ und $\Delta dd_{Sch}(z)$ sowie \bar{c} und $\bar{v}_{hor}(z)$ aufgliedert nach den Tageszeiten (a) Sonnenaufgang bis 10 UTC, (b) 10 UTC bis 13 UTC im Winter bzw. 15 UTC im Sommer, 13 UTC bzw. 15 UTC bis Sonnenuntergang und (d) Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang für *starke Windscherung* (siehe auch Abb. 4.16).

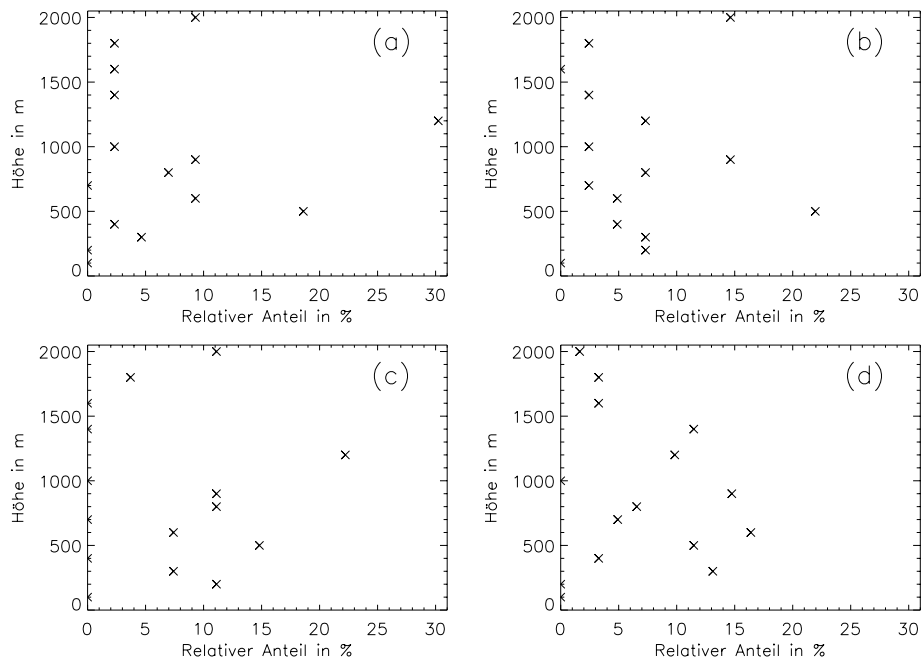


Abbildung 4.20.: Tageszeitliche Entwicklung: Vertikalprofile der relativen Häufigkeit nach den Kriterien wie in Abb. 4.19 für die einzelnen Tageszeiten (a) bis (d), jedoch für *schwache Windscherung*.

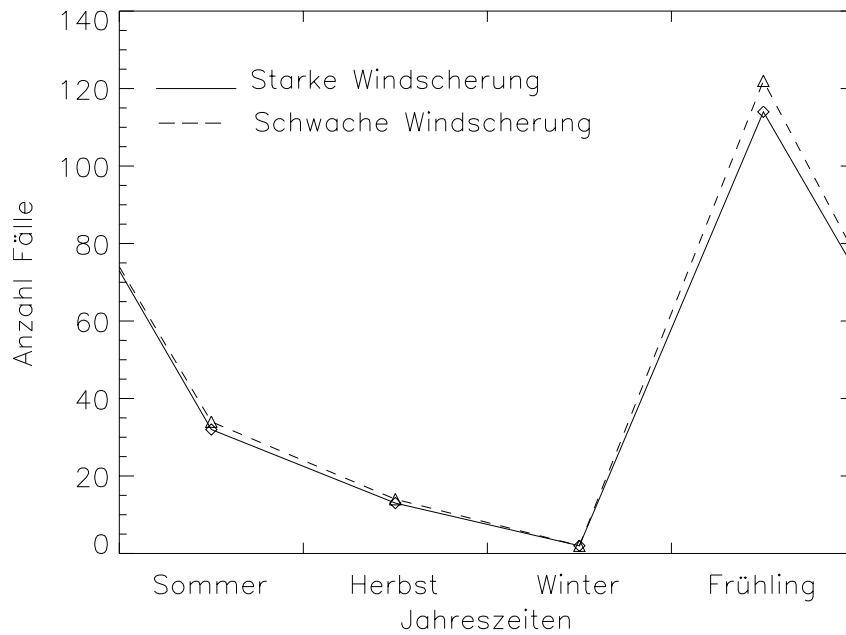


Abbildung 4.21.: *Jahreszeitlicher Verlauf der Fallzahlen* für durch starke und schwache Windscherung ausgelöste Schwerewellen für die einzelnen Jahreszeiten (a) Sommer, (b) Herbst, (c) Winter und (d) Frühjahr zwischen Juli 2003 und Juni 2004.

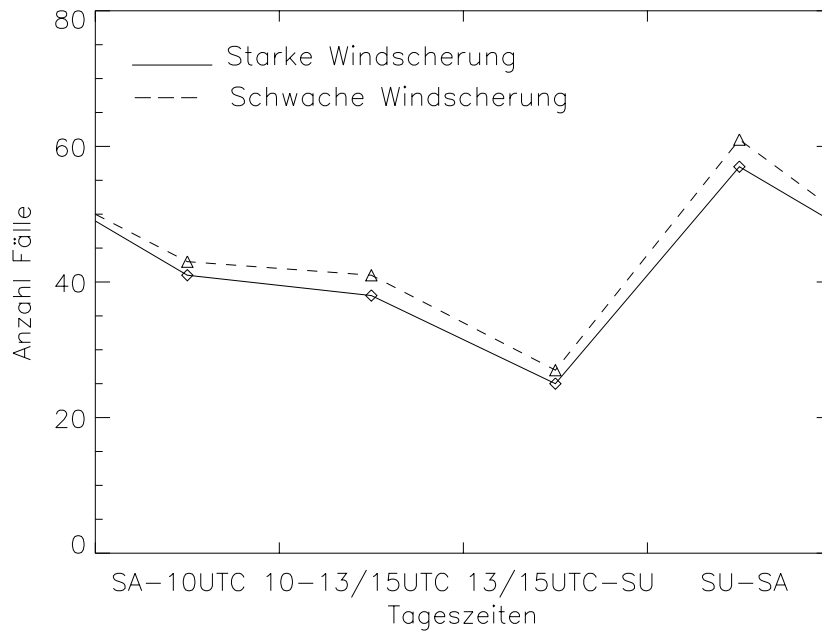


Abbildung 4.22.: *Tageszeitlicher Verlauf der Fallzahlen* (alle Höhen zusammengenommen) für durch starke und schwache Windscherung ausgelöste Schwerewellen für die Tageszeiten (a) Sonnenaufgang bis 10 UTC, (b) 10 UTC bis 13 UTC im Winter bzw. 15 UTC im Sommer, (c) 13 UTC bzw. 15 UTC bis Sonnenuntergang und (d) Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang.

Die Tabellen 4.1 und 4.2 sowie die Abbildungen 4.16, 4.17 bis 4.20 zeigen sowohl in den einzelnen Jahres- als auch Tageszeiten eine jeweils ähnliche Verteilung. Die meisten Fälle werden um $z = 500$ m und $z = 1200$ m detektiert.

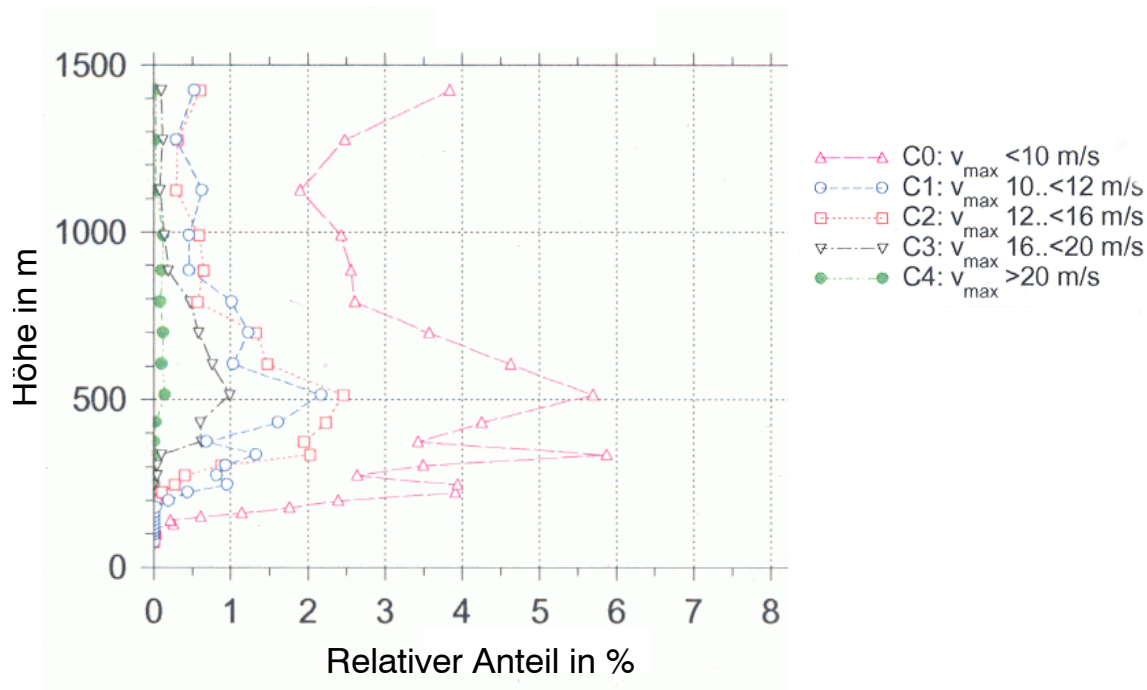


Abbildung 4.23.: Histogramm von LLJ-Fällen mit unterschiedlichen Maximalgeschwindigkeiten (C0 bis C4) am MOL im Zeitraum Januar 1999 bis Dezember 2001 (ADEDOKUN und GÖRSDORF, 2002). In etwa 20% aller LLJ-Fälle befindet sich das Maximum im Höhenbereich zwischen $z = 500$ m und $z = 600$ m. Die Daten wurden mittels des Meßsystems der LS am MOL gemessen.

Die Fallzahlen zeigen, daß es sowohl einen Jahres- als auch Tagesgang gibt. Dies wird auch durch die Abbildungen 4.21 und 4.22 deutlich. In mehr als 120 Fällen können die KST in den Frühlingsmonaten auf Windscherung zurückgeführt werden, während in den Wintermonaten lediglich 4 derartige Fälle detektiert wurden. Dabei gibt es weder qualitativen Unterschiede hinsichtlich starker und schwacher Windscherung, noch für „reine“ Geschwindigkeitsscherung (nicht gezeigt).

Im tageszeitlichen Verlauf gibt es mit mehr als 60 Fällen ein Maximum in den Nachtstunden. Mit knapp 30 Fällen bilden Nachmittagsstunden ein Minimum in der Verteilung.

Aufgegliedert auf die einzelnen Höhen sind zwei Höhenbereiche signifikant. So dominiert mit mehr als einem Drittel aller Windscherungsfälle der Höhenbereich um etwa $z = 1000$ m – 1200 m, z. B. im Frühjahr (Abb. 4.17 d) und in den Morgenstunden, Nachmittags- und Abendstunden (Abb. 4.19 a und c). Im Herbst und Winter (Abb.

4.17 b und c) bzw. in den Nachtstunden (Abb. 4.19 d) befinden sich die Quellhöhen der Schwerewellen mit etwa dem gleichen Anteil im Höhenbereich um $z = 500$ m. Ein lokales Minimum weisen die Höhenbereiche am Boden, zwischen $z = 700$ m und 1000 m bzw. zwischen $z = 1600$ m und 1800 m auf.

Alle Informationen zusammengenommen ergibt sich als eine mögliche Quelle, daß die Schwerewellen in der planetaren Grenzschicht u. a. durch den über der Norddeutschen Tiefebene häufig vorkommenden Grenzschichtstrahlstrom (siehe auch Abschnitte 2.3.2 und 4.2.3) ausgelöst werden. So zeigt z. B. ADEDOKUN und GÖRSDORF (2002) mit Dauermessungen am MOL in den Jahren 1999 bis 2001, daß sich häufig der Grenzschichtstrahlstrom im Höhenbereich um $z = 500$ m befindet (siehe Abbildung 4.23). KOTTMEIER ET AL. (1983) als auch ADEDOKUN und GÖRSDORF (2002) stellen zudem den Herbst als die Jahreszeit heraus, in der die meisten LLJ-Ereignisse registriert wurden. Darüber hinaus entwickeln sich am Oberrand der planetaren Grenzschicht vor allem an Strahlungstagen konvektiv angeregte Schwerewellen (siehe auch Abschnitte 2.3.1 und 4.2.1). Beide Phänomene sind immer, im Falle von konvektiv angeregten Schwerewellen zumindest häufig, mit Windscherungen verbunden. Letztere durchdringen jedoch vor allem im Sommer seltener die Tagesgrenzschicht oder werden durch deren Signaturen überlagert. Diese Beobachtung wird durch das Minimum in der tageszeitlichen Verteilung in den Nachmittagsstunden gestützt.

4.1.4. Bestimmung der longitudinalen Kohärenzlänge der kohärenten Strukturen

Auf Grundlage der Abschnitte 2.2.1 und 3.4.2 wird mittels linearer Regression die Longitudinale Kohärenzlänge (LKL) der sich in den Druckdaten abbildenden KST berechnet. Die LKL gibt dabei an, wie weit die KST in Ausbreitungsrichtung noch nachweisbar sind (siehe 3.18 bis 3.19). Sollten die KST auf eine horizontale Skala in der Größenordnung von 1 km beschränkt sein, so müßten auch die Korrelationskoeffizienten von jeweils 2 entfernt liegenden Zeitreihen der Barometerstandorte klein sein und die Regression der Korrelationskoeffizienten ebenfalls zu kleinen LKL führen. Im Falle von über das Meßfeld mit dem Wind driftenden Dichteschwankungen oder konvektiven Elementen sind z. B. LKL-Werte in der Größenordnung von 1 km bis 10 km zu erwarten. Schwerewellen hingegen breiten sich weit über das gesamte Meßfeld aus. Demzufolge sollten dann Korrelationskoeffizienten nahe 1 und LKL-Werte von mehreren 10 km bis mehreren 100 km resultieren.

Abbildung 4.24 zeigt als ein Ergebnis der linearen Regression der Korrelationskoeffizienten der einzelnen Standorte drei Histogramme für unterschiedlich hohe \bar{R} der beobachteten KST. Hoch korrelierte KST ($\bar{R} > 0,9$ - Abb. 4.24 c), wie dies zum Beispiel

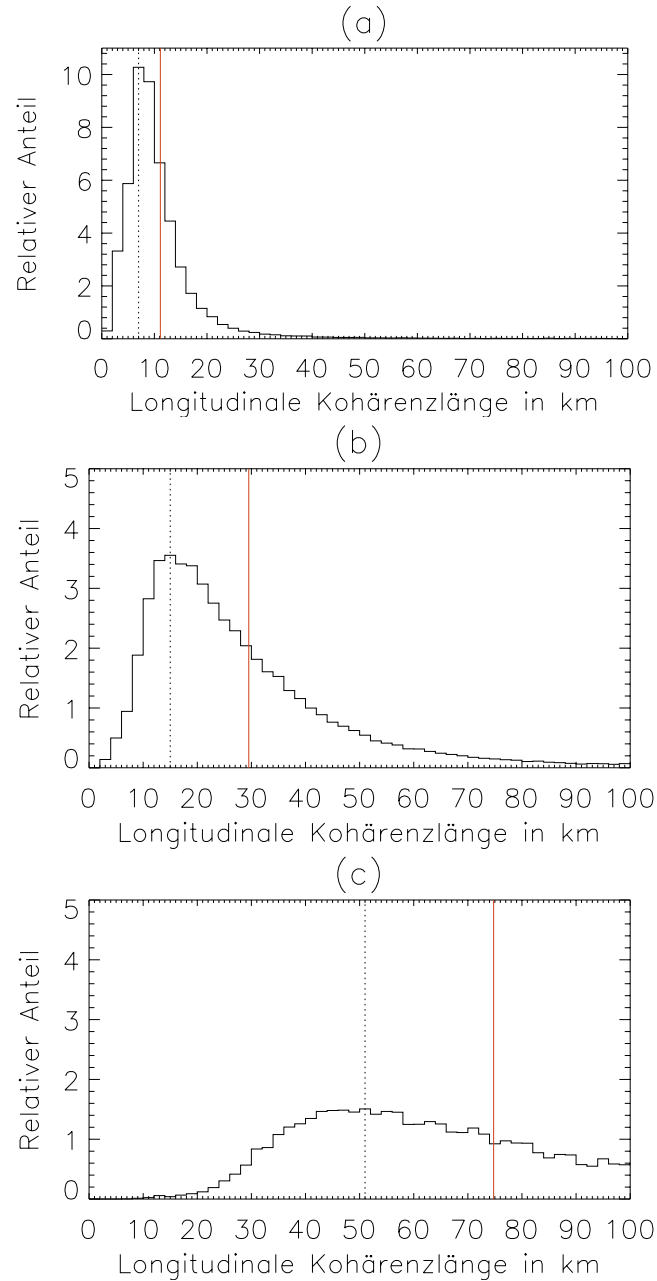


Abbildung 4.24.: Histogramme (Angaben in % aller Zeitpunkte) der mit den Gleichungen 3.18 bis 3.19 berechneten Longitudinalen Kohärenzlängen (LKL) der über das Meßnetz hinwegziehenden KST in Abhängigkeit der Werte von \bar{R} (siehe Abschnitt 3.4.1, (3.17)). Dargestellt sind die Fälle für (a) $\bar{R} < 0,7$ (z.B. advehierte KST), (b) $0,7 \leq \bar{R} \leq 0,9$ und (c) $\bar{R} > 0,9$ (z.B. monochromatische Schwerewellen). Die schwarz-gestrichelte vertikale Linie gibt jeweils die Maxima, die rote vertikale Linie die Mittelwerte der longitudinalen Abstände an.

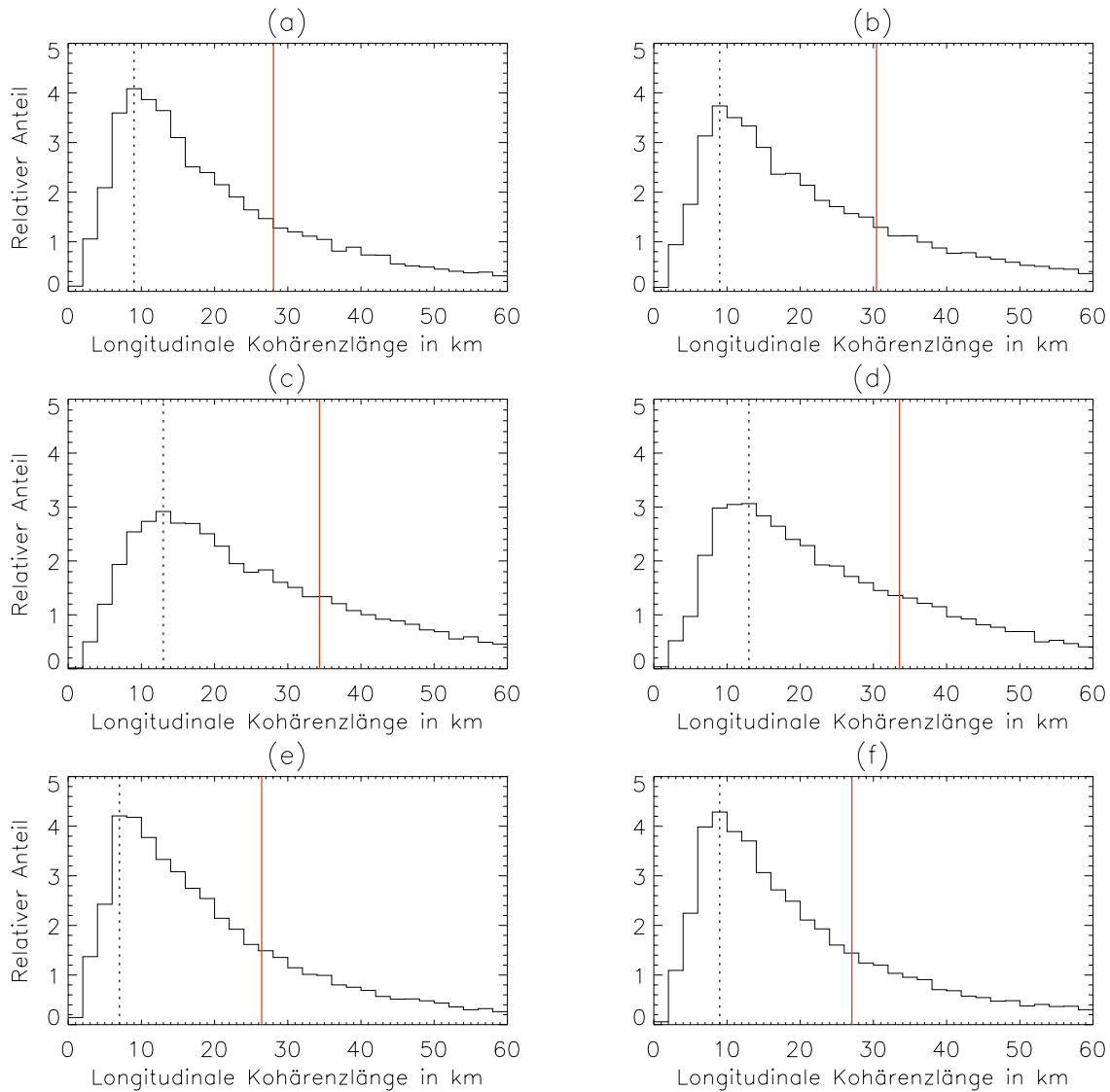


Abbildung 4.25.: Histogramme (Angaben in % aller Zeitpunkte) der LKL der über das Meßnetz hinwegziehenden KST für verschiedene Jahreszeiten. Die Werte zeigen die jahreszeitliche Verschiebung der Maxima und Mittelwerte der LKL. Aufgeführt sind die Zweimonatszeiträume von (a) Juli und August 2003, (b) September und Oktober 2003, (c) November und Dezember 2003, (d) Januar und Februar 2004, (e) März und April 2004 sowie (f) Mai und Juni 2004 (siehe auch Abb. 4.24).

monochromatische Schwerewellen sind, weisen eine mittlere LKL (rote Linie) von über 70 km auf. Am häufigsten treten in diesem Fall KST mit LKL von etwa 50 km auf (gestrichelte schwarze Linie). Die KST sind über mindestens 10 km korreliert. Der Anteil der hochkorrelierten Ereignisse an der Gesamtheit der betrachteten Fälle liegt bei knapp 10%.

Für die Mehrheit (etwa 65%) der betrachteten KST ($0,7 \leq \bar{R} \leq 0,9$ - Abb. 4.24 b) beträgt die LKL zwischen 4 km und 90 km. Der Mittelwert liegt bei etwa 30 km. Die meisten Fälle dieser Korrelationsklasse weisen LKL zwischen 10 km und 30 km auf. Geringer korrelierte KST (26% der Fälle, $\bar{R} < 0,7$ - Abb. 4.24 a), wie z.B. bei Konvektion, weisen eine mittlere LKL von etwa 12 km auf. In den meisten Fällen betragen die LKL sogar weniger als 10 km.

Die letzte Beobachtung unterstützt die Einschätzung, daß zumindest ein Teil der detektierten Druckschwankungen auf den lokalen Bereich beschränkt ist. Weder synoptischskalige Phänomene (Fronten, Strahlstrom) noch Schwerewellen können dann Verursacher dieser Schwankungen sein. Drei Viertel der beobachteten Fälle sind jedoch nicht lokal begrenzt.

Ergänzende Informationen liefert Abbildung 4.25. Aus den jahreszeitlichen Ergebnissen der Häufigkeitsverteilung der LKL-Werte - aufgliedert in jeweils zwei aufeinanderfolgende Monate (a) Juli und August 2003, (b) September und Oktober 2003, (c) November und Dezember 2003, (d) Januar und Februar 2004, (e) März und April 2004 sowie (f) Mai und Juni 2004 - wird deutlich, daß in den Wintermonaten November 2003 bis Februar 2004 die über das Meßfeld hinwegziehenden KST deutlich längere LKL aufweisen (Mittelwert der LKL ist um mehr als 30% höher) als in den übrigen Monaten. Dies zeigt sich sowohl in der Verteilung der LKL als auch in den Mittelwerten. Möglicherweise hängt dies mit der an die Einstrahlung gebundene stärkeren Konvektion und somit Prozessen mit kurzen LKL im Sommerhalbjahr sowie stabileren und gleichzeitig größerskaligen KST im Winterhalbjahr zusammen.

4.2. Fallstudien

Die Barometermessungen am MOL zeigen wie mehrmals dargelegt permanent räumlich kohärente Schwankungen (siehe z. B. Abb. 1.1). Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel zu klären, welche Quellen dafür u. a. in Frage kommen. Nachdem mit den statistischen Auswertungen in den vorhergehenden Abschnitten der Fokus auf Indizien für durch Windscherung angeregte Schwerewellen und advehierte KST gelegt wurde, sollen in den nachfolgenden Abschnitten exemplarisch konkrete Typen von Auslösern von in Lindenberg detektierten KST analysiert werden. Grundlage hierfür sind kombinierte

Meßkampagnen mit dem Barometermeßnetz und den Windprofilern bzw. dem K-Band-Radar des MOL.

Zu den in der Literatur bereits vielfach diskutierten Auslösern von kohärenten Druckschwankungen (siehe auch Abb. 1.2) gehören u. a.:

- Fronten,
- Gewitter,
- Schwerewellen,
- solitäre Wellen und
- Konvektion .

In den hier untersuchten Datensätzen spiegeln sich alle o. a. Anregungstypen wieder. So zeichnen sich Fronten und Gewitter durch Amplitudensprünge von zum Teil weit über 20 Pa aus. Durch Gewitter werden auch Schwerewellen angeregt, die den Gewittern vorauslaufen. Dazu wird in Abschnitt 4.2.2 ein Beispiel gegeben. Andere Schwerewellen werden - wie in Abschnitt 4.2 gezeigt - durch den zumeist in den Dämmerungs- und Nachtstunden vorkommenden Grenzschichtstrahlstrom angeregt. In Abschnitt 4.2.3 wird mit einem Beispiel dokumentiert, daß durch den LLJ ausgelöste Schwerewellen sich dabei permanent über mehrere Stunden in den Bodendrucksignaturen abbilden, dabei aber in Form und Ausbreitungsgeschwindigkeit stark variieren. Ein weiterer Anregungsmechanismus für Schwerewellen ist Konvektion. Diese kann Schwerewellen in der darüberliegenden stabil geschichteten Atmosphärenschicht auslösen. Abschnitt 4.2.1 zeigt, wie stark deren Form (Periode und Amplitude) von Atmosphärenschichtung und Windprofil abhängen. Darüber hinaus gibt es inkohärente Schwankungen, die durch Turbulenz ausgelöst werden und insbesondere den Charakter der Druckschwankungen zwischen Vor- und Nachmittag prägen.

Es verbleibt jedoch ein bedeutender Anteil, der nicht unmittelbar auf einen der o. a. Anregungsmechanismen zurückgeführt werden kann (siehe Abschnitt 2.2.2). POULOS ET AL. (2002) zeigen Meßergebnisse aus der nächtlichen Grenzschicht, die aus Mikrobarometermessungen während CASES 99, einer Meßkampagne in den Great Plains der USA, resultieren. Die Daten weisen dabei „kohärente Druckstörungen“ auf, die ebenfalls nicht zweifelsfrei Schwerewellen, Dichteströmungen, Mikrofronten und Wirbeln zugeordnet werden können, aber ihre Struktur über das gesamte Meßfeld hinweg beibehalten. In Ergänzung der allgemeineren, statistischen Analyse der Meßdaten auf advehierte KST in Abschnitt werden die Datensätze daher daraufhin untersucht, ob konkret Beispiele gefunden werden können, die zeigen, daß Konvektion die Ursache für advehierte KST in der Troposphäre sein könnte. In Abschnitt 4.2.4 werden diesbezüglich zwei Fallbeispiele näher analysiert.

4.2.1. Konvektiv angeregte Schwerewellen

Datenlage

Zur Detektion durch Konvektion angeregter Schwerewellen wurde am MOL vom 11. bis 14. Mai 2001 eine Meßkampagne mit dem Troposphärenwindprofiler durchgeführt (siehe auch BÖHME ET AL., 2004). Dabei wurde der Windprofiler in zwei speziellen Modi betrieben. Der erste Modus am 11. Mai 2001 ermöglichte sowohl die Messung der vertikalen Windgeschwindigkeit als auch mittels des RASS der Temperatur bis in Höhen von über $z = 3000$ m. Vom 12. Mai bis 14. Mai 2001 wurde dann der Windprofiler in einem zweiten Modus betrieben, der Vertikalwindmessungen bis in die obere Troposphäre ermöglichte (siehe Tab. 3.2). Zum einen wurde in dieser ersten Meßkampagne des Projektes festgestellt, daß Windprofiler geeignet sind, Schwerewellen mit Perioden im Minutenbereich zu detektieren, auch wenn diese in einigen Kilometern Höhe auftreten. Zum anderen sollten explizit nähere Erkenntnisse über die Ausbreitung von durch flache Konvektion angeregten Schwerewellen erzielt werden. Die Möglichkeit die Vertikalwindgeschwindigkeit zeitlich hochaufgelöst ($\Delta t = 14$ s) und bis weit in die Troposphäre hinein zu messen als auch Schwerewellen klar im Signal erkennen zu können, führte zu dem ausgewählten Modus 1 (siehe Tab. 3.2). Die Interpretation der Daten erfolgte darüber hinaus auch durch die Hinzunahme der Meßdaten der Lindenberger Radiosonden der zwölfstündlichen Routineaufstiege.

Synoptische Bedingungen

Deutschland lag am 11. Mai 2001 im Einflußbereich eines ausgeprägten Hochdrucksystems über Mitteleuropa (siehe Abb. 4.26). Sein Kern verlagerte sich vom 11. Mai 2001 bis zum 14. Mai 2001 südostwärts von der Nordsee (11.05.2001, 00 UTC) zur Tschechischen Republik (14.05.2001, 00 UTC). Es strömte trocken-warme Festlandsluft nach Brandenburg. Vom 11. Mai bis 13. Mai 2001 wehte der Wind aus Nordost und drehte im Laufe des 13. Mai 2001 auf Südwest. Am Abend des 14. Mai 2001 überquerte Brandenburg eine Okklusion eines Tiefdruckgebietes mit Kern über Irland. Die Höchstwerte stiegen im Laufe der Tage auf fast 25°C an. Während des gesamten Meßkampagnenzeitraumes war es niederschlagsfrei.

Vertikale Struktur der Schwerewellen und ihre zeitliche Entwicklung

Ein wesentlicher Aspekt der Detektion von kurzperiodischen Schwerewellen mit dem TWP ist die eindeutige Identifizierung derartiger Schwerewellen. In einer Meßkampagne am 11. Mai 2001 wurden daher am MOL gleichzeitig w - und T -Messungen durchgeführt. Über die Berechnung der Phasenverschiebung beider Meßgrößen kann dann festgestellt werden, ob die sich im Windprofiler abzeichnenden Strukturen von Schwerewellen stammen.

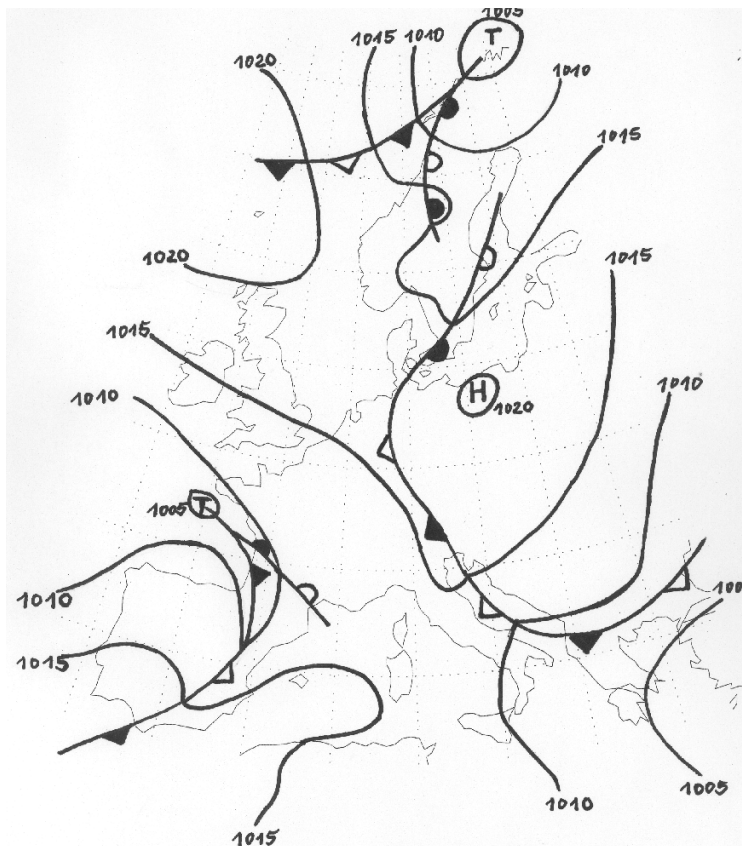


Abbildung 4.26.: Wetterlage am 13.05.2001, 12 UTC, über Europa. Dargestellt sind die Isobaren und Fronten im Boden-Niveau. Lindenberg befand sich im Einflußbereich eines Hochdruckgebietes mit Kern über Pommern (Grundlage: Berliner Wetterkarte e.V.)

Abbildung 4.27 zeigt einen Zeit-Höhenschnitt der w -Daten im Höhenbereich zwischen $z = 590$ m und $z = 4200$ m zwischen 09 UTC und 14 UTC. Neben der sich entwickelnden CBL mit starken und sich abwechselnden Auf- und Abwinden sind in den Schichten oberhalb der CBL ab 09 UTC etwas schwächere Auf- und Abwinde zu erkennen. Diese repräsentieren Schwerewellen, die am Oberrand der Grenzschicht angeregt wurden und eine Periode von etwa zehn bis zwanzig Minuten aufweisen. In der oberen Zeitreihe von Abbildung 4.28 sind die Zeitreihen von w und T in der Höhe $z = 2975$ m dargestellt. Klar erkennbar ist eine $\pi/2$ -Phasenverschiebung zwischen w und T , die typisch für Schwerewellen ist (GOSSARD und HOOKE, 1975). Spektralanalysen (siehe Abb. 4.29) bestätigen diese Phasenverschiebung. Die Amplituden von w liegen zwischen $0,4 \text{ m s}^{-1}$ und $0,5 \text{ m s}^{-1}$, die der Temperatur um $0,3 \text{ K}$. Die Wellen wurden am Oberrand der konvektiven Grenzschicht angeregt. Diese befand sich am 13. Mai 2001 in etwa $z = 1600$ m Höhe (siehe Abb. 4.30). Abbildung 4.28 zeigt in der unteren Zeitreihe einen typischen Verlauf des Bodenluftdrucks in den Vormittags- und Mittagsstunden an einem Tag mit starker Sonneneinstrahlung und mit durchschnittlicher Windstärke ($\overline{v_{hor}}(z = 2\text{m}) = 2 \text{ m s}^{-1}$).

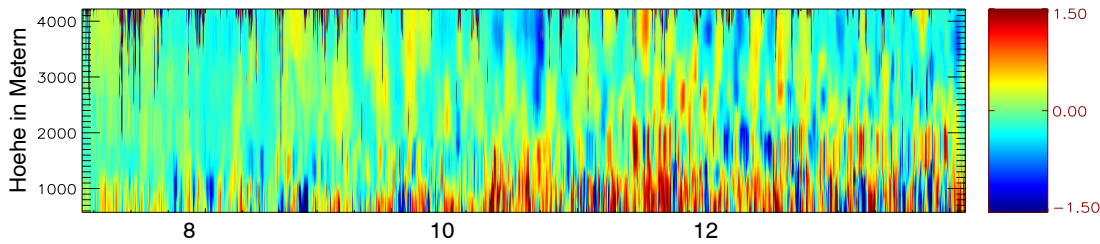


Abbildung 4.27.: Zeit-Höhenschnitt von w der TWP-Messung vom 11.05.2001, 07 UTC bis 14 UTC. Die Farbskala repräsentiert Aufwinde (blau) und Abwinde (rot) zwischen $-1,5 \text{ m s}^{-1}$ und $1,5 \text{ m s}^{-1}$.

Die Signale zeichnen sich durch hochfrequente Signaturanteile aus. Aufgrund der starken Konvektionsbewegungen sind Schwerewellen mit Perioden $T_P > 5 \text{ min}$ i. d. R. nicht identifizierbar. Da zum Zeitpunkt der Messungen das Mikrobarometermeßnetz noch im Aufbau war, liegt nur eine Sensorzeitreihe vor und können keine Aussagen zur räumlichen Kohärenz getroffen werden.

Vom 12. Mai bis 14. Mai 2001 wurden mit dem TWP weitere w -Messungen durchgeführt. Exemplarisch ist im folgenden der 13. Mai 2001 aufgeführt, jedoch ähneln sich die Verhältnisse auch an den anderen Kampagnentagen.

Abbildung 4.31 zeigt in der Stärke der Reflektivität die prinzipielle Dreiteilung der Troposphäre am Tage. Der untere Bereich bis etwa $z = 1,5 \text{ km}$ bis $z = 2,2 \text{ km}$ repräsentiert die CBL. Diese ist durch starke Werte ($> 30 \text{ dB}$, Skala logarithmisch aufgetragen) in der Rückstreuung insbesondere am Oberrand der CBL, wo starke Gradienten im Brechungsindex auftreten, gekennzeichnet. Darüber schließt sich eine bis etwa $z = 6,0 \text{ km}$ Höhe reichende Schicht an, in der die Reflektivitätswerte sehr stark schwanken, im allgemeinen mit der Höhe aber abnehmen ($< 30 \text{ dB}$). In dieser Schicht breiten sich Schwerewellen sowohl horizontal als auch vertikal aus. Im Höhenbereich oberhalb etwa $z = 6,0 \text{ km}$ sind die Signale schwach bzw. unbrauchbar, da hohe Wolken an diesem Tage durchzogen. In der Nacht ist der Oberrand der Zwischenschicht (Residuumsschicht) in etwa $z = 2500 \text{ m}$ Höhe und eine darüber liegende stabile Schicht zu erkennen.

Da die in diesem Fallbeispiel betrachteten Schwerewellen durch Konvektion angeregt werden, soll nachfolgend vor allem die Entwicklung zwischen Sonnenauf- und untergang im Mittelpunkt stehen. Das Anwachsen der CBL ist deutlich durch die starken Vertikalbewegungen im Windfeld mit Amplituden bis zu $w = 3 \text{ m s}^{-1}$ zu sehen (siehe Abb. 4.32). Um 07 UTC erreicht die Obergrenze der CBL etwa eine Höhe von $z = 1000 \text{ m}$. In den folgenden Stunden steigt sie weiter an, bis am Nachmittag eine maximale Höhe von $z = 2000 \text{ m} - 2500 \text{ m}$ erreicht wird. Nachfolgend nimmt die Stärke der Vertikalbewegungen in der CBL wieder ab. Die unregelmäßigen Signaturen, die vor allem in

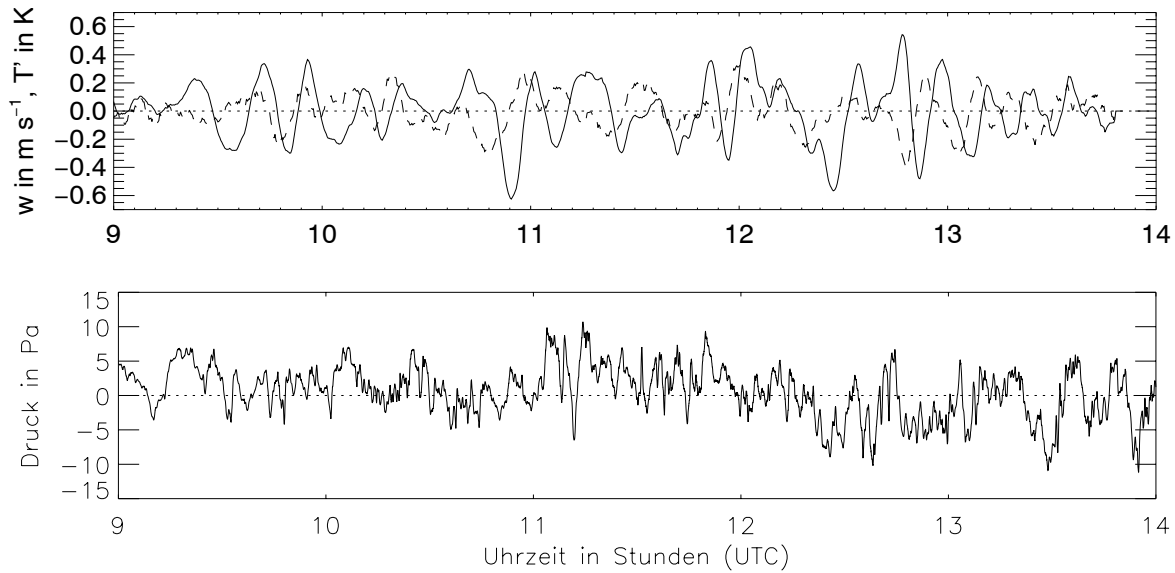


Abbildung 4.28.: Zeitreihen von w (durchgezogene Linie, positive Werte repräsentieren Abwinde, negative Werte Aufwinde) und T (gestrichelte Linie) in $z = 2975$ m Höhe in der oberen und des Luftdrucks am Boden (Standort 1) in der unteren Zeitreihe. Dargestellt ist der Zeitraum zwischen 09 UTC und 14 UTC am 11.05.2001. Die Zeitreihen von w und T zeigen eine für Schwerewellen typische Phasenverschiebung von $\approx \pi/2$ zwischen T und w . Wegen u. a. der Überlagerung der Schwerewellen mit Bewegungen in der CBL sind die Schwerewellen in den Druckdaten am Boden nicht erkennbar.

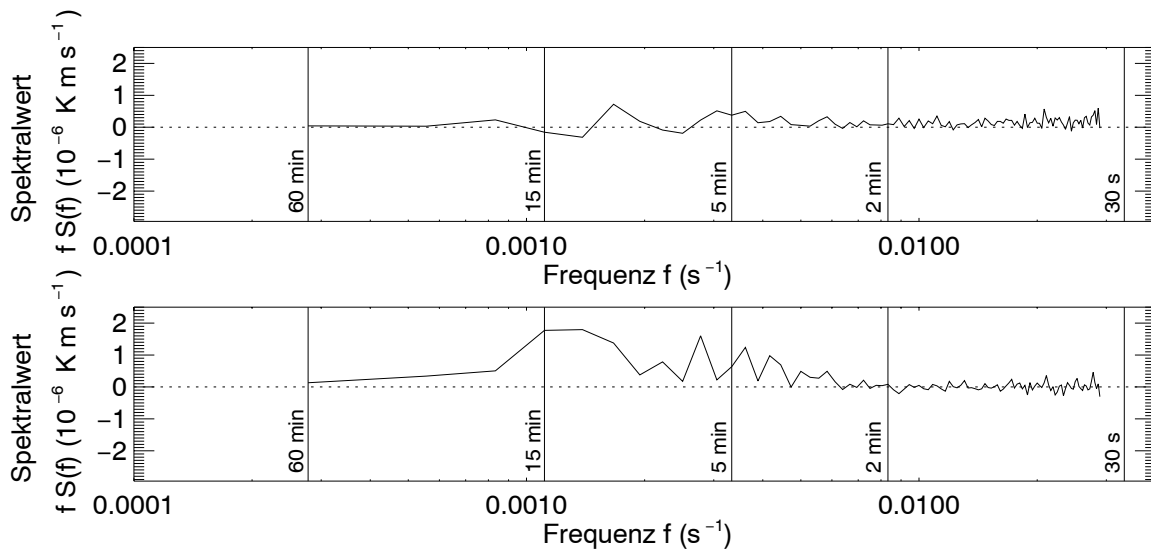


Abbildung 4.29.: Kospektrum (oben) und Quadraturspektrum (unten) von T und w . Die Daten wurden über die drei benachbarten Höhen $z = 2825$ m, $z = 2975$ m und $z = 3125$ m über den Zeitraum 09 UTC bis 14 UTC am 11.05.2001 gemittelt.

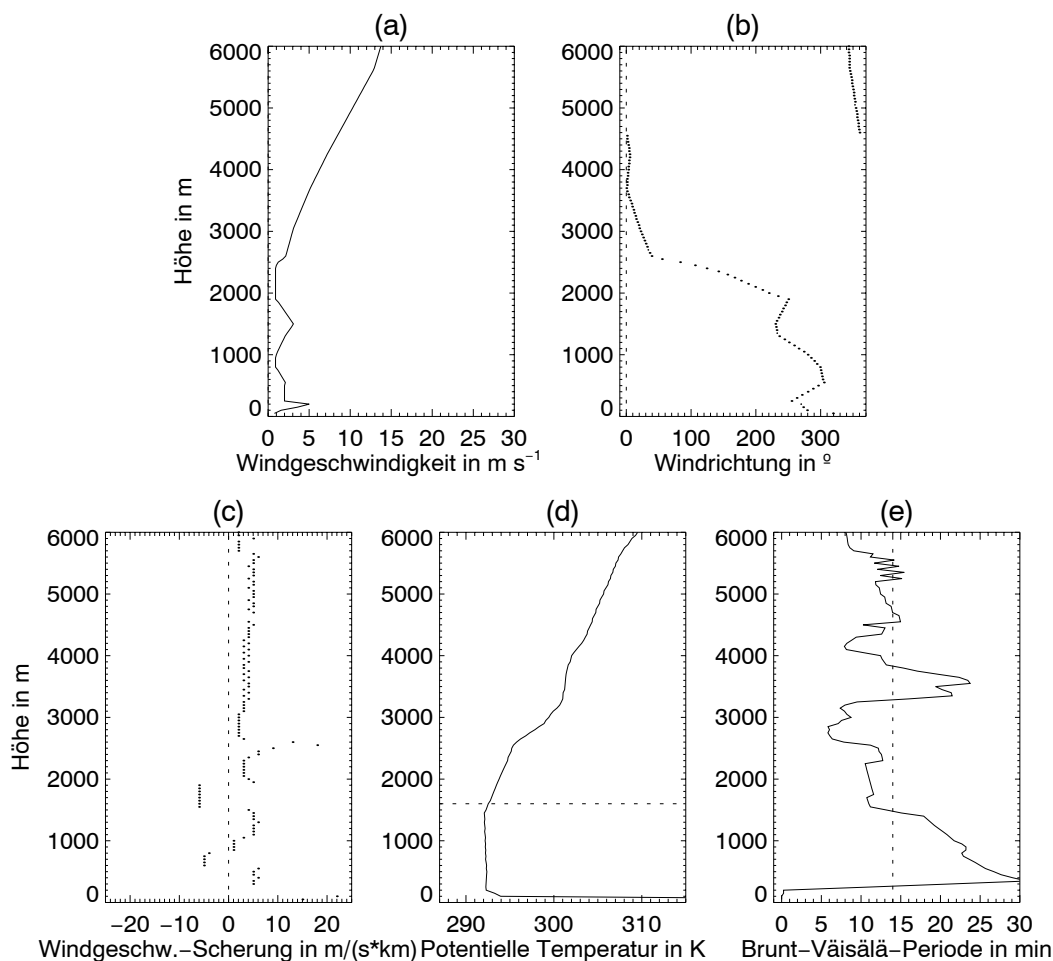


Abbildung 4.30.: Radiosondenprofile der (a) Windgeschwindigkeit, (b) Windrichtung, (c) Windgeschwindigkeitsscherung, (d) potentiellen Temperatur und (e) Brunt-Väisälä-Periode vom Aufstieg in Lindenberg am 13.05.2001, 12 UTC.

den Dämmerungsstunden auftreten, sind durch Vögel- und Insektenflug verursacht (siehe Abschnitt 3.3). Oberhalb der CBL bildet sich mit stärker werdender Konvektion rasch eine Schicht mit Wellenbewegungen aus. Diese entwickelt sich parallel zur weiter ansteigenden CBL mit einem zeitlichen Versatz zwischen 1 und 3 Stunden. Gegen 16 UTC erreicht sie eine Mächtigkeit von etwa $\Delta z = 1500 \text{ m} - 2000 \text{ m}$. Ein näherer Blick zeigt, daß dieser Wellenschicht eine zweite überlagert ist. Diese erreicht eine maximale Höhe von etwa $z = 6000 \text{ m}$. Die Wellenschichten unterscheiden sich sowohl hinsichtlich der Stärke der Vertikalbewegungen ($0,3 \text{ m s}^{-1} < w < 1,5 \text{ m s}^{-1}$) als auch der Periode ($5 \text{ min} < T_P < 40 \text{ min}$) der darin auftretenden Schwerewellen. Im Vergleich zur oberen Schicht ist die untere durch größere Wellenamplituden und kürzere Perioden gekennzeichnet. Während sich die Konvektion in der CBL innerhalb etwa 1 Stunde abschwächt

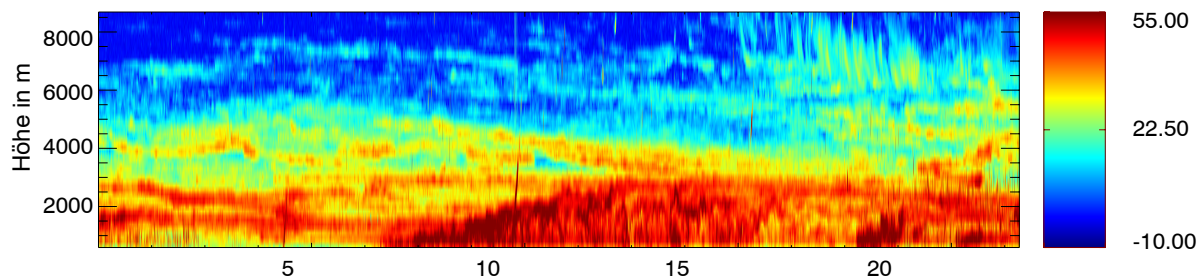


Abbildung 4.31.: Zeit-Höhenschnitt der Reflektivität der Windprofilermessung vom 13.05.2001, 00 UTC bis 24 UTC (siehe auch Abb. 4.27).

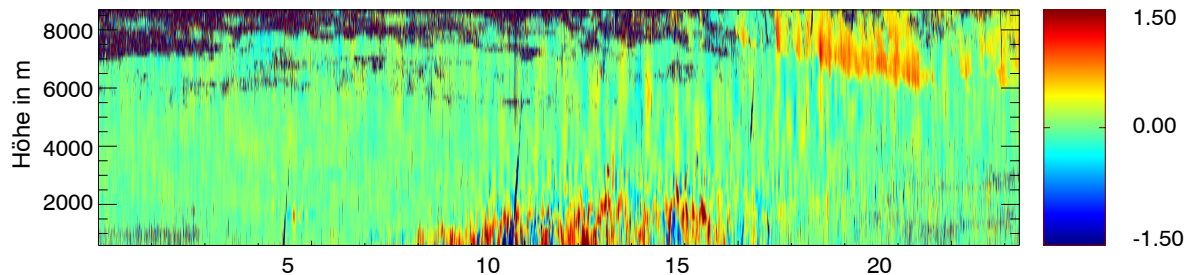


Abbildung 4.32.: Zeit-Höhenschnitt des Vertikalwindes (siehe auch Abb. 4.31).

und schließlich zusammenbricht, bleiben die Schwerewellen noch über einen längeren Zeitraum bis in die Nacht hinein erhalten. Dies gilt insbesondere für den Höhenbereich zwischen $z = 2000$ m und 3000 m. Insgesamt fällt auf, daß die kürzeren Perioden mit kräftigeren Vertikalbewegungen verbunden sind, aber die längeren Wellen länger andauern (z. B. im Höhenbereich zwischen $z = 3000$ m und 5000 m bis in die Nachtstunden hinein). In den frühen Morgenstunden sind die Moden dann minimal und vertikal gleichverteilt. Da die Entwicklung der Wellenschichten zeitlich eng mit der Entwicklung der CBL verbunden ist und die synoptische Lage keine Zeichen für entfernte Quellen anzeigt, ist davon auszugehen, daß lokale Konvektion ursächlich für die Wellenentstehung ist (siehe auch CLARK und HAUF, 1986; HAUF, 1993; LANE und CLARK, 2002).

Skalenanalyse

In Abschnitt 2.3 wurde bereits auf die Entstehungsmechanismen von konvektiv angeregten Schwerewellen eingegangen. Neben dem Prinzip des mechanischen Oszillators wird der 'Obstacle'-Effekt als Mechanismus angeführt. Bei flacher Konvektion wird bei beiden Mechanismen davon ausgegangen, daß aufsteigende Konvektion ihre Skalen beim Eindringen in die der CBL überlagerte Scherschicht überträgt. LANE und CLARK (2002) führen aus, daß die Dissipation von Schwerewellen an kritischen Niveaus der Scherschichten ($c = \bar{u}$) und Wellenführung ($\omega \geq N + k\bar{u}$) nur einem kleinen Teil der angeregten spektralen Moden erlaubt, sich in größere Höhen auszubreiten. Im vorliegenden Meß-

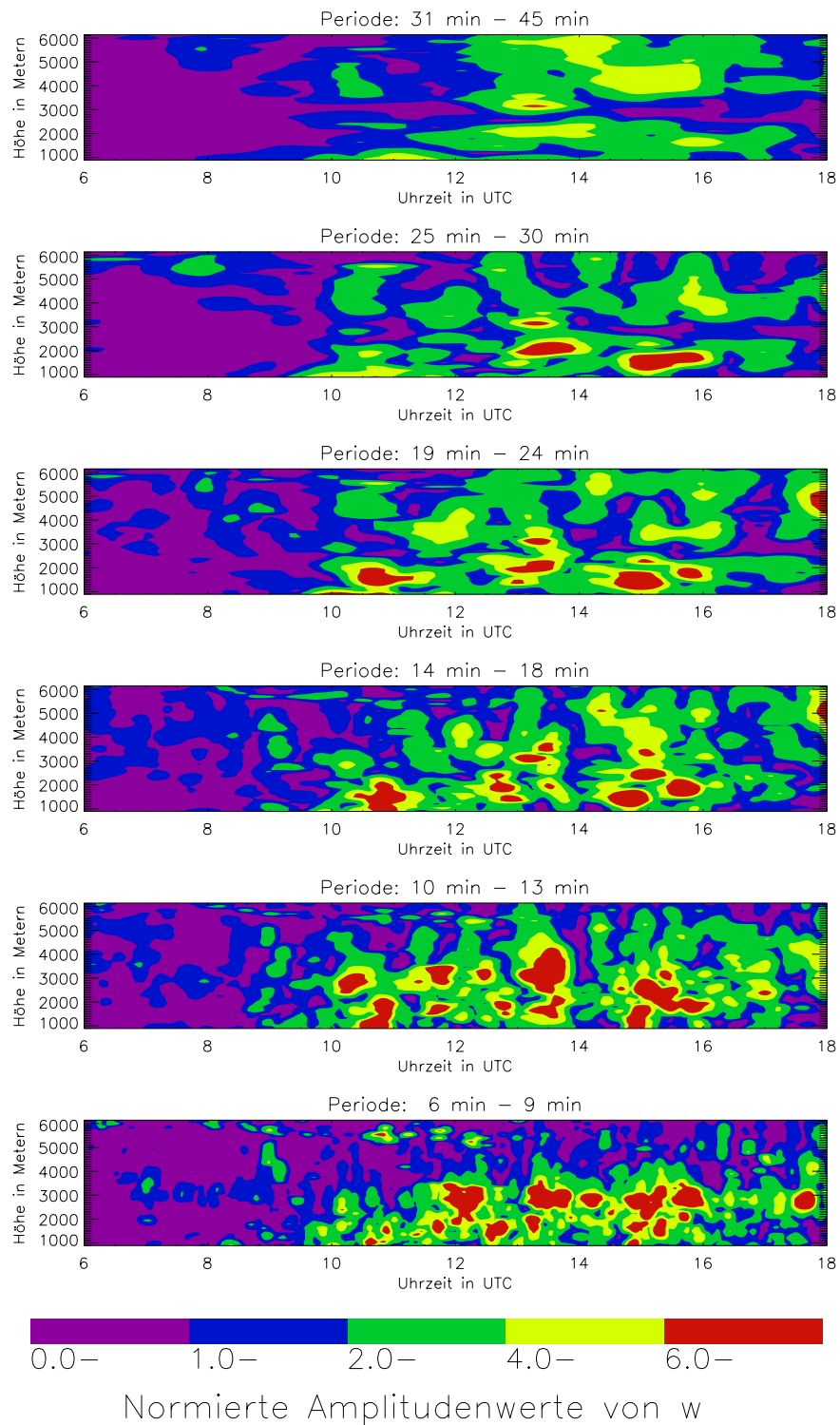


Abbildung 4.33.: Waveletamplitudenanalyse von $|w|$ vom 13.05.2001 zwischen $z = 1000$ m und 6000 m. Dargestellt sind die Amplituden in Abhängigkeit der mit $\overline{W}(z)$ normierten Wellenperioden.

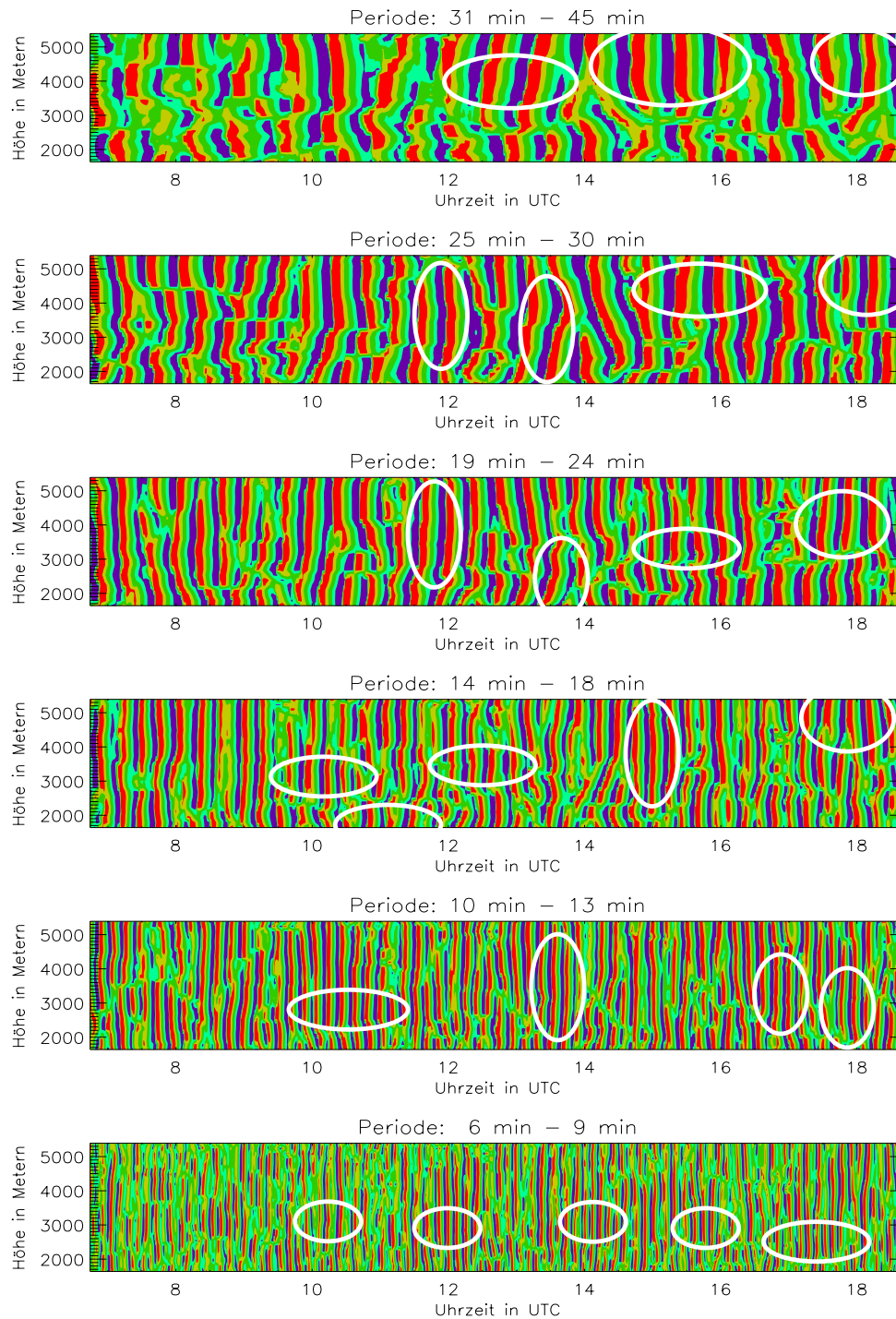


Abbildung 4.34.: Waveletphasenanalyse von w (siehe auch Abb. 4.33). Gebiete gleicher Farbe entsprechen gleichen Phasenlagen. Die weißen Ellipsen repräsentieren Höhen und Zeiten ausgeprägter kohärenter Wellenaktivität (Waveletamplitudenwerte $\geq 2,5 \text{ m s}^{-1}$).

beispiel beeinflusst eine zweite Inversion oberhalb der CBL in etwa $z = 3000$ m Höhe die vertikale Ausbreitung der konvektiv angeregten Schwerewellen. Während in der Zwischenschicht, die durch den Oberrand der CBL und etwa $z = 3000$ m begrenzt wird, Moden mit einer Periode ≤ 9 min über mehrere Stunden vorkommen, ist dies oberhalb von etwa $z = 3000$ m aufgrund der weniger stark stabil geschichteten Atmosphäre nicht der Fall (siehe Abb. 4.30). Die Folge ist, daß die Schwerewellen mit $T_P \leq 9$ min in der Zwischenschicht horizontal geführt werden.

Die Kopplung der Schwerewellen an die Konvektion und die Wellenführung ist auch in den Ergebnissen der Waveletanalyse der Vertikalwindgeschwindigkeitsdaten erkennbar (Amplituden- und Phasenanalyse). Die Waveletanalyse erfolgt in 6 Klassen zwischen 6 min und 45 min. Die Ergebnisse der Waveletanalyse sind als Zeit-Höhen-Schnitt dargestellt (siehe Abb. 4.33 und 4.34).

Wie in Abbildung 4.31 ist auch in den Daten der Wavelet-Amplitudenanalyse (siehe Abbildung 4.33) eine klare Grenze zwischen Grenzschicht und freier Troposphäre in etwa $z = 2200$ m Höhe erkennbar. Der Beginn der Wellenaktivität oberhalb der planetaren Grenzschicht ist eng mit dem Einsetzen der Konvektion verbunden. In der CBL sind nahezu alle Moden mit Perioden zwischen 6 min und 30 min bis etwa 16 UTC präsent, wobei Wellen mit Perioden zwischen 6 min und 24 min dominieren. Auch wird das vertikale Anwachsen der Schichten, in denen sich Schwerewellen ausbreiten, deutlich. Dies gilt insbesondere in der Schicht oberhalb der CBL. Während dort Schwerewellen mit Perioden zwischen 6 min und 13 min dominieren, herrschen in der darüber liegenden Schicht mit den sich frei ausbreitenden Wellen Perioden zwischen 14 min und etwa 45 min vor. Die Amplitudenwerte der Waveletanalyse zeigen für die kurzperiodischen Schwerewellen ($6 \text{ min} \leq T_P \leq 9 \text{ min}$) zwischen etwa 12 UTC und 16 UTC dauerhaft amplitudenstarke Signale in der Zwischenschicht, aber nicht in der freien Troposphäre darüber. Kurze Wellen mit $T_P < 6$ min sind in keinem Bereich der Troposphäre erkennbar. Für die Brunt-Väisälä-Periode T_N , als Maß für die Stabilität der Atmosphäre, werden in der Regel Werte mit $6 \text{ min} \leq T_N \leq 15 \text{ min}$ festgestellt. Wellen mit kleineren Perioden klingen in der Troposphäre daher rasch nach ihrer Anregung ab.

Abbildung 4.34 zeigt die Ergebnisse der Wavelet-Phasenanalyse. In weißen Ellipsen umrahmt sind dabei mit Hilfe der Amplitudenanalyse identifizierte Schwerewellenzüge mit ausgeprägter kohärenter Wellenaktivität (Waveletamplitudenwerte $\geq 2,5 \text{ m s}^{-1}$). Hierbei richtet sich der Fokus auf die Orientierung der Phasenlinien und auf gegebenenfalls vorhandene Versätze im vertikalen Verlauf. Es fällt auf, daß insbesondere die Phasen der kürzeren Wellen mit $T_P \leq 13$ min senkrecht orientiert sind. Dies Phasenorientierung ist ein weiterer Hinweis auf die horizontale Führung der kurzperiodischen Schwerewellen. Die folgende Abschätzung zeigt dies ebenfalls.

Unter der Annahme, daß die lineare Wellentheorie die vertikale Ausbreitung der Schwere-

wellen hinreichend genau beschreibt, werden nachfolgend die minimalen Wellenperioden von horizontal geführten Schwerewellen einerseits und sich vertikal ausbreitenden Schwerewellen andererseits berechnet. Dazu wird in einem ersten Schritt die Intrinsic-Frequenz $\hat{\omega}$ mittels 2.20 und 2.30 sowie der Intrinsic-Periode \hat{T}_P berechnet:

$$\hat{\omega} = \frac{2\pi}{\hat{T}_P} = \pm \frac{N}{\sqrt{1 + (m/k)^2}} . \quad (4.15)$$

Vereinfachend wird im folgenden wegen der geringen Horizontalgeschwindigkeiten in der Schicht direkt oberhalb der CBL am 13.05.2001 angenommen, daß $\bar{u} = 0$. Daraus folgt für die Periode T_P der Schwerewellen mit der Brunt-Väisälä-Periode T_N :

$$T_P = \frac{2\pi}{\hat{\omega}} = T_N \sqrt{1 + (m/k)^2} . \quad (4.16)$$

Im Falle von senkrechten Phasenlinien ($m = 0$) ergibt sich dann für die Wellenperioden T_P zwischen $z = 2700$ m und $z = 3300$ m eine untere Grenze von

$$T_P \approx T_N \approx 8 \text{ min} \quad (4.17)$$

bzw. im Falle von Wellen, die sich beispielsweise mit einem Winkel von 30° zur Horizontalen ausbreiten ($m = \frac{2}{3}k$)

$$T_P \approx \sqrt{\left(\frac{4}{9} + \frac{9}{9}\right)} T_N \approx 10 \text{ min} . \quad (4.18)$$

Dies bedeutet wiederum, daß die in Abbildung 4.33 und 4.34 dargestellten Wellen im Amplitudenbereich zwischen 6 min und 9 min nur vorkommen können, wenn der Neigungswinkel der Phasenlinien null oder nahe null ist. Dies impliziert, daß die Schwerewellen direkt oberhalb der Grenzschicht geführt sind. Im Gegensatz dazu weisen die Phasenlinien von Schwerewellen mit $T_P \leq 13$ min in höheren Schichten zum Teil deutlich erkennbare Neigungen auf.

Neben der Neigung der Phasenlinien liefern gegebenenfalls vorhandene Unterbrechungen bzw. Versätze in den Phasenlinien Informationen über die Ausbreitung. So treten an Inversionen - im vorliegenden Fall sind dies Grenzschichtobergrenze und eine Absinkinversion in etwa $z = 3500$ m - Diskontinuitäten in den Phasenlinien auf. Diese können am Oberrand der konvektiven Grenzschicht mit den unterschiedlichen Geschwindigkeiten z. B. von Auf- und Abwinden in der CBL und Schwerewellen erklärt werden. Zeitweise sind dabei die Konvektions- und Schwerewellenbewegungen gleichphasig, zeitweise aber auch gegenphasig (siehe auch HAUF und CLARK, 1989). Die Versätze an den Phasenlinien an der Inversion in etwa $z = 3500$ m kennzeichnen die Obergrenze der Zwischenschicht, in der die kurzperiodischen Schwerewellen horizontal geführt werden.

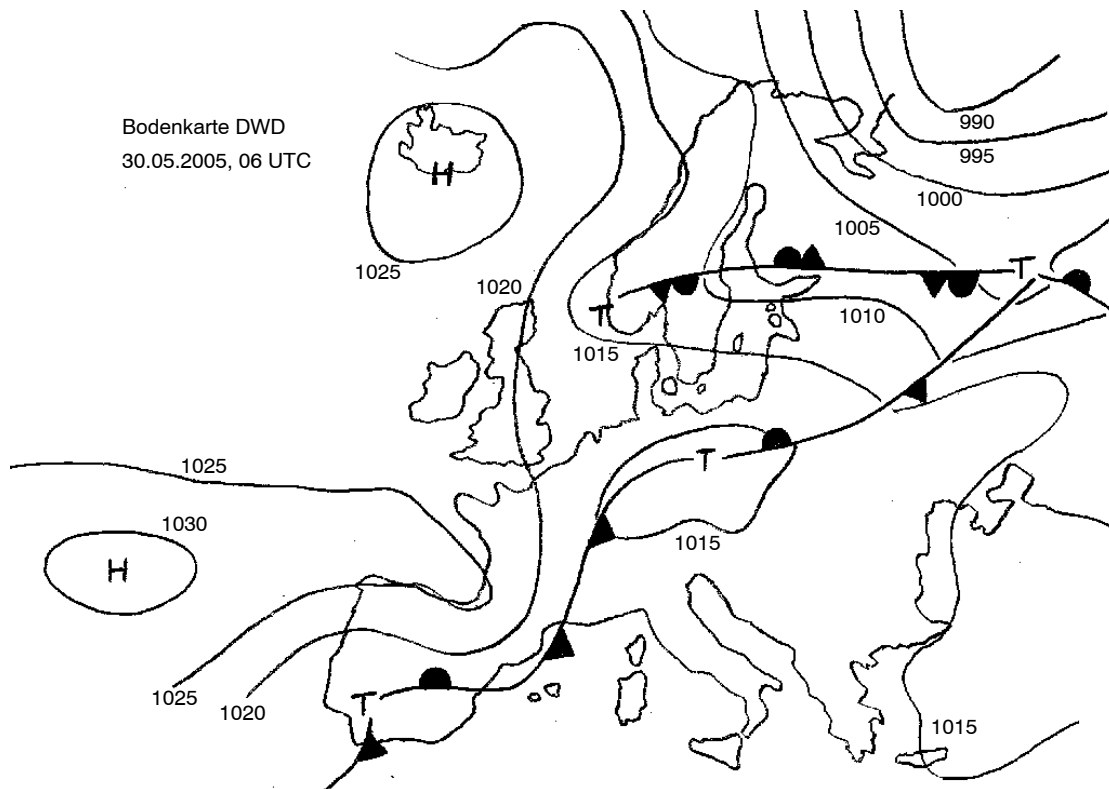


Abbildung 4.35.: Wetterlage am 30.05.2005 über Europa. Ein Tiefdruckgebiet, das Deutschland von West nach Ost überquert, liegt um 06 UTC mit seinem Kern über Niederschlesien. Nachfolgend ziehen über Nord- und Ostdeutschland Gewitter mit teilweise kräftigen konvektiven Niederschlägen hinweg.

Numerische 3-D-Modelluntersuchungen von BÖHME ET AL. (2006) unterstützen die o. a. Ergebnisse. Sowohl die Aussagen zur Wellenanregung durch Konvektion, das vertikale Anwachsen der Wellenschichten, als auch die Skalenselektion und Wellenführung wurden somit bestätigt.

4.2.2. Durch Gewitter angeregte Schwerewellen

Daten- und Wetterlage

Der nachfolgend dargestellte Fall bezieht sich auf Messungen mit dem 35,5 GHz Ka-Band-Radar (Niederschlags-Radar) und den Barometern am 30. Mai 2005. Im Nachlauf eines über Brandenburg von West nach Ost abziehenden Tiefdruckgebietes (siehe Abb. 4.35) kam es in den frühen Morgenstunden zu Gewittern mit konvektiven Niederschlägen auf einer Linie zwischen dem nördlichen Brandenburg und Sachsen (siehe Abb. 4.36). Dadurch wurden Schwerewellen ausgelöst (siehe Abb. 4.37 und 4.38), die Brandenburg und Sachsen von West nach Ost überquerten. Gegen 07 UTC erreichten sie Lindenberg.

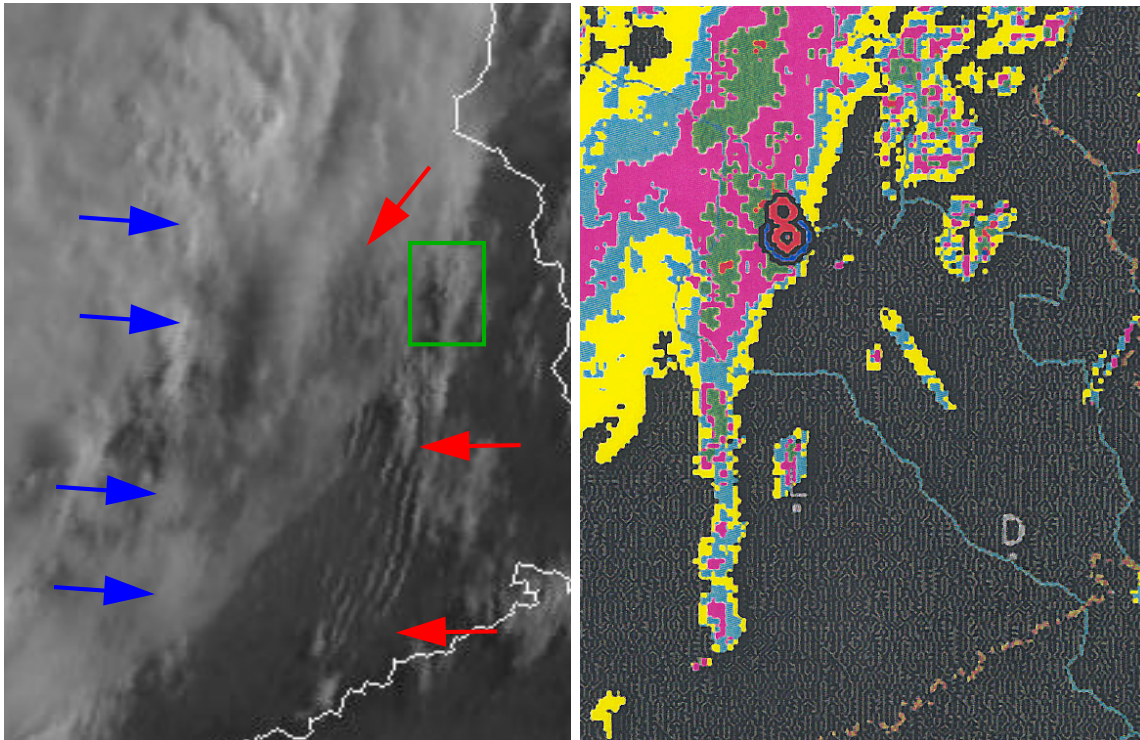


Abbildung 4.36.: HRV-Satellitenbild des EUMETSAT MSG-Satelliten vom 30.05.2005 von 06.15 UTC (links) und Radarbildausschnitt aus dem Europäischen Komposit des DWD von 06.00 UTC (rechts) von Ostdeutschland. Die blauen Pfeile kennzeichnen in einer Linie angeordnete Gewitterzellen und die roten Pfeile Schwerewellen, die von den Gewitterzellen ausgelöst wurden. Die Umgebung von Lindenberg ist im Satellitenbild durch ein grünes Kästchen gekennzeichnet.

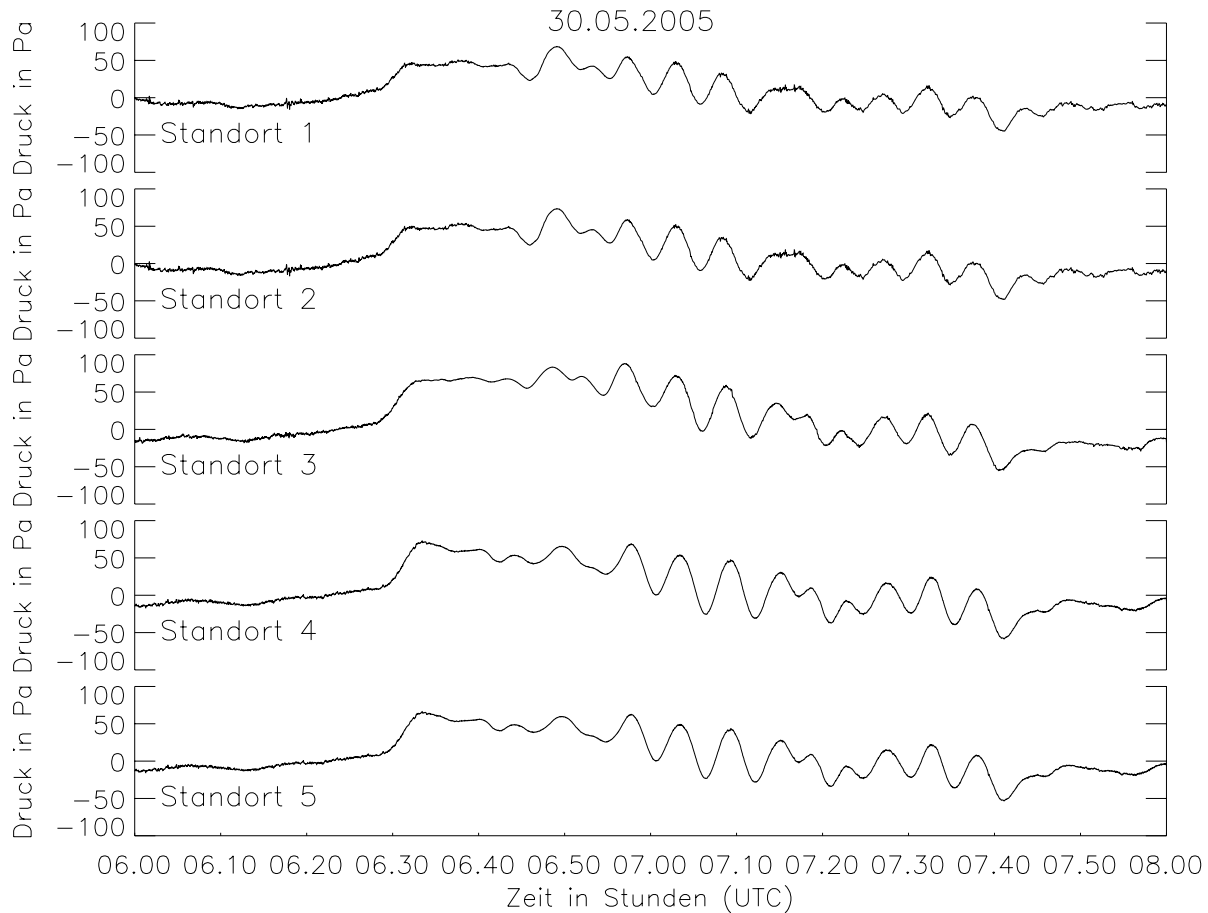


Abbildung 4.37.: Druckregistrierung der Mikrobarometer im Umfeld des MOL am 30.05.2005 zwischen 06 UTC und 08 UTC. Die durch die Gewitter ausgelösten Wellen erreichen Lindenberg gegen 07.00 UTC bzw. 07.30 UTC. Aus der Waveletanalyse ergibt sich eine Wellenperiode von 5 min. Die Korrelationsanalyse ergibt eine Ausbreitungsrichtung von 100° und eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von 25 m s^{-1} bzw. 34 m s^{-1} bei einem mittleren Korrelationskoeffizienten von 0,95.



Abbildung 4.38.: Fotos der herannahenden Schwerewellen über Sachsen vom 30.05.2005, 07 UTC. Deutlich erkennbar sind die im Hebungsgebiet der Schwerewellen sich bildenden quer zur Ausbreitungsrichtung homogenen Wolken. Quelle: Forum der Wetterzentrale, www.kamenz-wetter.de.

Struktur der Schwerewellen

Gewitter können Schwerewellen auslösen und selbst durch Schwerewellen angeregt werden. So untersuchten Koch und Co-Autoren in mehreren Veröffentlichungen Gewitter, die durch Schwerewellen über dem mittleren Westen der USA ausgelöst wurden bzw. umgekehrt Gewitter Schwerewellen auslösten (z.B. KOCH ET AL., 1991). Über dem bayerischen Voralpengebiet analysierte FINKE (1995) 1992 elf Gewitterereignisse mittels Barometermessungen. Ähnlich zum vorliegenden Fall liefen den Gewittern im Abstand von etwa 20 min bis 60 min Schwerewellen mit 1 bis 3 Schwingungen voraus. Die Wellenlängen betragen zwischen 9 km und 15 km. Für die Phasengeschwindigkeiten \bar{c} wurden Werte zwischen 5 m s^{-1} und 30 m s^{-1} und für die p -Amplituden zwischen 50 Pa und 120 Pa errechnet.

Die Zeitreihen der p -Schwankungen der einzelnen Sensoren (siehe Abb. 4.37) zeigen monochromatische Schwerewellenstrukturen gegen 07.00 UTC und 07.30 UTC. Die Analyse dieser Zeitreihen (siehe Abschnitt 3.4.1) ergibt, daß $\bar{c} \approx 29 \text{ m s}^{-1}$, $\bar{\varphi} \approx 100^\circ$, $T_P \approx 5 \text{ min}$ und $\lambda \approx 9 \text{ km}$. Die p -Amplitude beträgt etwa 30 Pa. Damit liegen die Werte im gleichen Bereich wie die von FINKE (1995) ermittelten Werte.

Abbildung 4.36 zeigt, daß sich die Schwerewellen senkrecht zu einer Gewitterfront ausbreiten (Wellenfront liegt parallel zur Gewitterfront), die sich um 06.00 UTC etwa 100 km westlich von Lindenberg in Nord-Süd-Richtung erstreckt. Aus dem Vergleich der Radarbilder zwischen 06.00 UTC und 07.00 UTC (nicht gezeigt) ergibt sich eine Verlagerungsgeschwindigkeit der Gewitterfront von etwa $\overline{v_{Gew}} = 50 \text{ km h}^{-1}$ bzw. 13 m s^{-1} . In Abbildung 4.38 sind sehr homogene Wolkenstrukturen zu erkennen (07.00 UTC), die sich in den Aufwindbereichen der Schwerewellen gebildet haben. Aus der Sequenz der Fotos ist ersichtlich, daß sich die Schwerewellen über dem Beobachtungsort in Form von ebenen Wellen ausbreiten. Die nahezu geradlinige Form der Schwerewellenfronten ist auch in Abbildung 4.36 deutlich erkennbar. Abbildung 4.39 zeigt, daß sich die Schwerewellen sowohl in der Tropopausenregion als auch in der planetaren Grenzschicht ausbreiten. Dies läßt auf eine vertikale Ausbreitung der Schwerewellen in der gesamten Troposphäre schließen.

Insgesamt führen die zeitliche und räumliche Nähe sowie die Parallelität zur Gewitterfront, das gleichzeitige Auftreten der Schwerewellen am Boden als auch in der Tropopausenregion und die im Vergleich zu $\overline{v_{Gew}}$ mehr als doppelt so hohen Werte von \bar{c} zu dem Ergebnis, daß im vorliegenden Fall eine über Norddeutschland von Westen nach Osten ziehende Gewitterfront die Schwerewellen ausgelöst hat. Bei Annahme konstanter Werte von $\overline{v_{Gew}}$ und \bar{c} läßt sich der Quellort der Schwerewellen auf die Grenzregion von Sachsen-Anhalt und Niedersachsen nördlich von Helmstedt lokalisieren.

Die Waveletanalyse (siehe Abb. 4.45 und 4.46) sowohl der p' - als auch der w -Daten

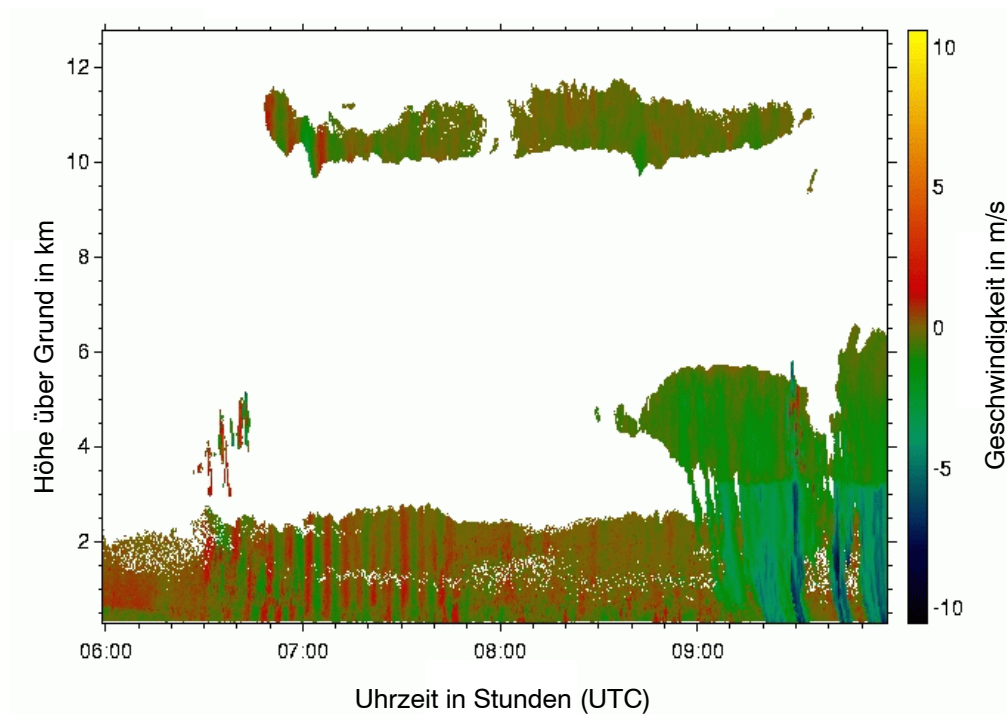


Abbildung 4.39.: Aufnahme der vertikalen Windgeschwindigkeit mit dem Ka-Band-Niederschlags-Radar des DWD in Lindenberg am 30.05.2005, 06 UTC bis 10 UTC. Die sich bis zur Tropopause erstreckenden Schwerewellen werden durch Wolken- und Niederschlagströpfchen im Höhenbereich unter $z = 2000$ m und im Tropopausenbereich oberhalb etwa $z \approx 10$ km sichtbar.

verstärkt den homogenen Charakter dieses Schwerwellenereignisses. Die Korrelationsanalyse sowohl der Zeitreihen an den Sensorstandorten - hier repräsentiert durch die Zeitreihen der Sensoren 1, 3 und 4 - zeigt zwischen 06.45 UTC und 07.40 UTC ein Maximum im Periodenbereich um 5 min. Zwischen der untersten Detektionshöhe des Ka-Band-Radars von $z \approx 480$ m und $z \approx 800$ m sind die Amplitudenwerte am größten. Gut zu erkennen ist ein Zeitraum geringer ausgeprägter Wellenaktivität um 07.15 UTC. Dies kann bedeuten, daß es sich um zwei singuläre Schwerwellenereignisse oder um ein zusammenhängendes Ereignis handelt, dessen Signaturen sich aber nicht durchgehend bis zum Boden hin ausbreiten.

Augenfällig ist das hohe Maß an Übereinstimmung sowohl hinsichtlich des Eintreffens der Schwerwellen, der Periode als auch der zeitlichen Struktur sowohl in den Vertikalwinddaten des Ka-Band-Radars als auch der Druckdaten der Mikrobarometer. Dies unterstreicht die Eignung des Mikrobarometermeßnetzes zur Isolierung und Identifizierung einzelner KST.

4.2.3. Durch den Grenzschichtstrahlstrom ausgelöste Schwerwellen

Datenlage

Um die Auswirkung des Grenzschichtstrahlstroms auf Druckschwankungen am Boden zu untersuchen, wurde vom 06. bis 10. September 2004 am MOL eine Meßkampagne sowohl mit den Mikrobarometern als auch mit dem LAP sowie dem TWP durchgeführt. Die Windprofiler wurden in einem speziellen Modus zur Detektion sowohl von u als auch w betrieben (siehe Modus 3 in Tab. 3.2). Ergänzt wurden diese Messungen durch das im Routinebetrieb laufende Sodar (10-Minuten-Messungen).

Synoptische Bedingungen

Am 07. September 2004 um 00 UTC befand sich Deutschland am südöstlichen Rand eines Hochdruckgebietes mit Kern über der Nordsee östlich von Schottland (siehe Abb. 4.40). Im Verlauf des 08. und 09. September 2004 verlagerte sich das Hochdruckgebiet mit seinem Kern südostwärts über die deutsche Bucht (09.09.2004, 06 UTC) zur südlichen Ostsee (09.09.2004, 12 UTC) hinweg. Am 10. September 2004, 00 UTC, befand sich der Kern schließlich über dem westlichen Polen. Mit Ausnahme einer schwach ausgeprägten Kaltfront, die Brandenburg im Laufe des späten Nachmittags des 07. September 2004 am östlichen Rand des Hochdruckgebietes von Norden nach Süden ohne Niederschlag überquerte, beeinflussten keine Fronten das Beobachtungsgebiet. Über den gesamten Zeitraum strömte von Skandinavien her trocken-warme Festlandsluft nach Brandenburg. Die Höchstwerte der Temperatur lagen bei 25°C.

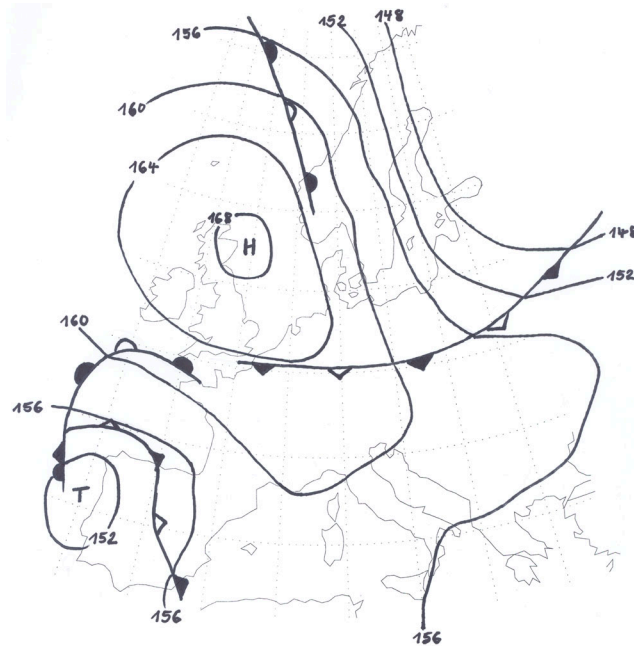


Abbildung 4.40.: Wetterlage am 08.09.2004, 00 UTC. Dargestellt sind die Isohypsen und Fronten im 850 hPa-Niveau. Lindenberg befindet sich am südöstlichen Rand eines Hochdruckgebietes mit Kern östlich von Schottland im Zustrom trocken-warmer Festlandsluft aus Skandinavien (Grundlage: Berliner Wetterkarte e.V.)

Vertikalstruktur und zeitliche Entwicklung des Grenzschichtstrahlstroms und der durch ihn ausgelösten Schwerewellen

Abbildung 4.41 zeigt ein Komposit aus Sodar, LAP und TWP zwischen dem 07. September, 00 UTC, und dem 08. September 2004, 24 UTC. Dargestellt ist der Höhenbereich zwischen Boden und $z = 2000$ m (alle Angaben auch im folgenden über Grund). Markant sind die Maxima von \bar{u} in der Nacht vom 07. September auf den 08. September 2004 zwischen $z = 200$ m und 500 m gegen 21 UTC und 23 UTC sowie 04 UTC und 05 UTC als auch vom 08. September 2004 abends zwischen 19 UTC und 22 UTC im selben Höhenbereich. Es handelt sich hierbei um Strahlströme am Oberrand der stabil geschichteten planetaren Grenzschicht. Von besonderem Interesse ist der Zwölfstundenzeitraum vom 07. September 2004, 18 UTC, auf den 08. September 2004, 06 UTC, im Nachklang der schwach ausgeprägten Kaltfront, da in dieser Nacht dauerhaft hohe Werte von \bar{u} in der Grenzschicht vorzufinden sind. Gegen 19 UTC bildet sich ein Strahlstrom im Höhenbereich zwischen $z = 200$ m und 300 m aus, der an Intensität zunimmt und gegen 22 UTC mit $\bar{u} > 12 \text{ m s}^{-1}$ ein erstes Maximum zwischen $z = 400$ m und 500 m Höhe erreicht. In der Folgezeit schwächt sich der Low-Level-Jet wieder ab, bevor er erneut erstarkt und gegen 05 UTC ein weiteres Maximum erreicht (siehe Abb. 4.42).

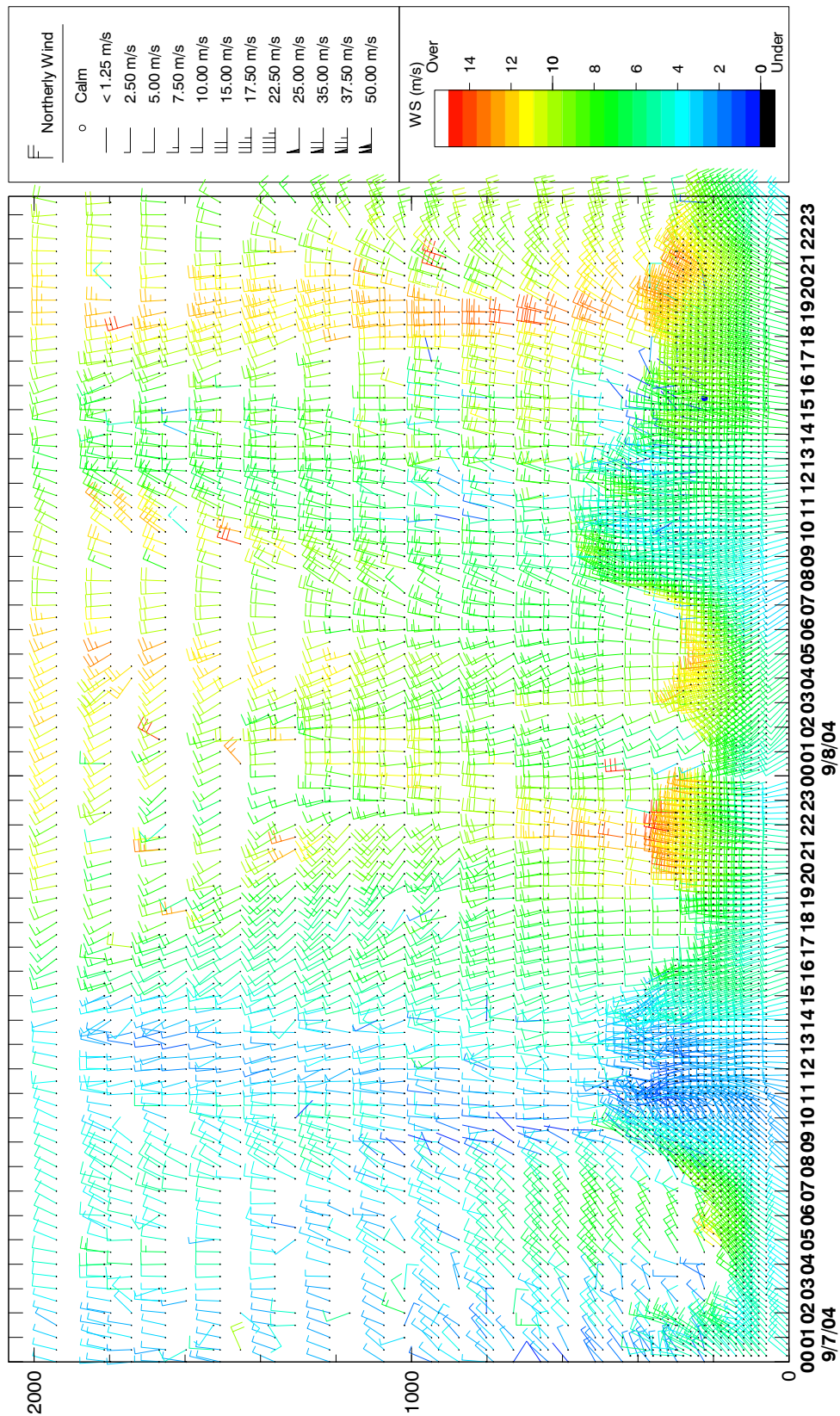


Abbildung 4.41.: Komposit aus Sodar-, LAP- und TWP-Daten vom 07.09. und 08.09.2004. Dargestellt sind die 10-Minuten-Mittel von $\vec{v}_{hor}(t, z)$.

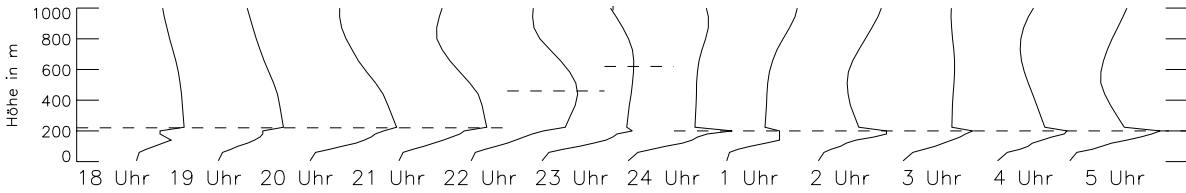


Abbildung 4.42.: Profile von \bar{u} , zusammengesetzt aus 10-min-Mitteln von Sodar-, Grenzschicht- und Troposphärenwindprofiler zwischen Boden und $z = 1000$ m in Lindenberg in der Nacht vom 07.09. auf den 08.09.2004, 18 UTC bis 06 UTC. Als gestrichelte Linie ist das unterste Windmaximum gekennzeichnet. Die unterbrochenen Linien kennzeichnen die Lage des Grenzschichtstrahlstroms, der sich mit Ausnahme der Zeit um Mitternacht im Höhenbereich um $z = 200$ m bis 250 m (über Grund) bewegt.

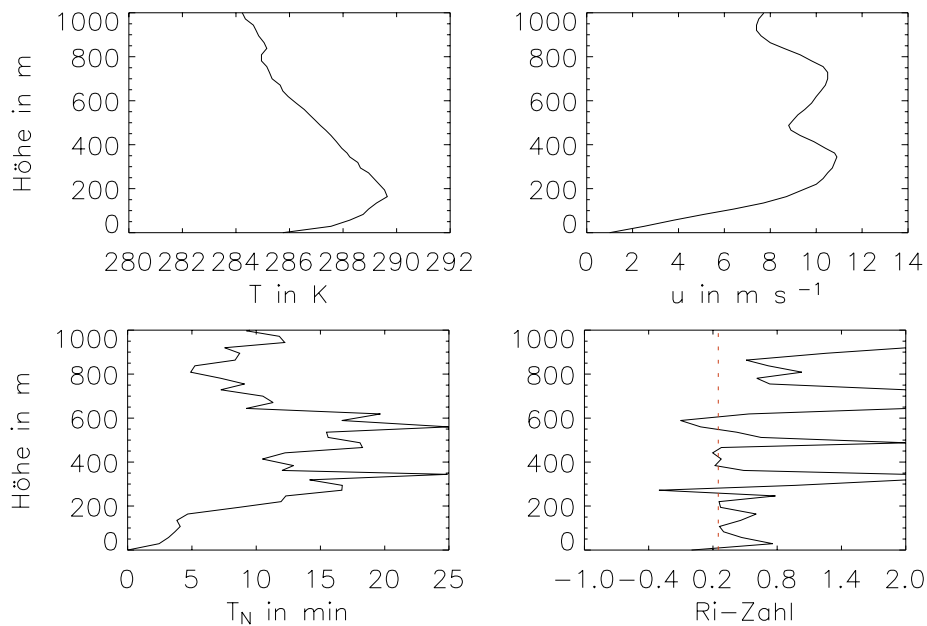


Abbildung 4.43.: Radiosondenprofile von T , T_N , u und der Ri -Zahl aus den Daten vom Aufstieg in Lindenberg am 08.09.2004, 00 UTC. Alle Höhenangaben über NN.

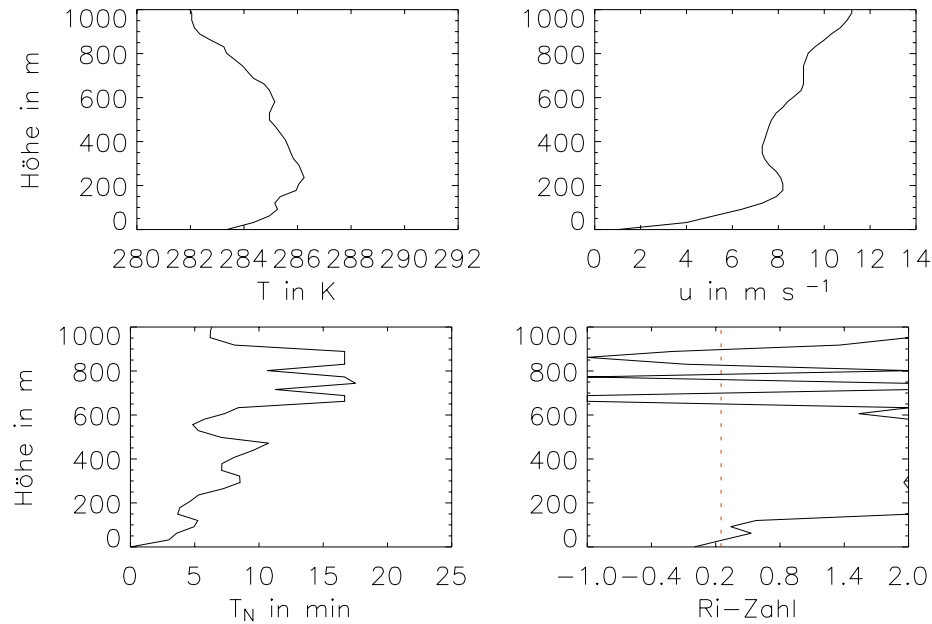


Abbildung 4.44.: Radiosondenprofile vom Aufstieg in Lindenberg am 08.09.2004, 06 UTC (siehe auch Abb. 4.43).

Die für die Berechnung von T_N benötigten Profile von T wurden aus Radiosondenaufstiegsdaten von Lindenberg vom 08. September 2004, 00 UTC und 06 UTC, entnommen (siehe Abb. 4.43 und 4.44). Die Aufstiege beginnen etwa 60 min vor dem jeweiligen Termin. Sonnenaufgang ist um 04.27 UTC. Somit startet die Radiosonde des 06 UTC-Termins etwa dreißig Minuten nach Sonnenaufgang. Das Temperaturprofil zeigt jedoch noch keine erkennbare Erwärmung in Bodennähe. Deutlich sichtbar ist die nächtliche thermisch stabil geschichtete Grenzschicht zwischen dem Boden (109 m über NN) und etwa $z = 200$ m (wie auch in den nachfolgenden Radiosondendaten über NN). $T_N = 2\pi N^{-1}$ beträgt in diesem Bereich teilweise weniger als 5 min. Oberhalb steigt sie auf Werte über 15 min bis 20 min an. In der untersten etwa 200 m mächtigen Schicht angeregte Schwerewellen mit $T_P > 5$ min können sich bis zum Boden ungehindert ausbreiten und dort im Bodenluftdrucksignal abbilden. u hat ein erstes lokales Maximum von etwa $11,0 \text{ m s}^{-1}$ in etwa $z = 350$ m Höhe im 00 UTC-Aufstieg bzw. $u = 8,0 \text{ m s}^{-1}$ in etwa $z = 200$ m Höhe im 06 UTC-Aufstieg. Im 00 UTC-Aufstieg gibt es außerdem ein zweites lokales Maximum von etwa $u = 11,0 \text{ m s}^{-1}$ in etwa $z = 700$ m Höhe. Gegen 23 UTC weisen auch die aus den Kompositdaten extrahierten \bar{u} -Daten zwischen Boden und $z = 1000$ m zwei lokale \bar{u} -Maxima in etwa $z = 220$ m und $z = 700$ m auf (siehe Abb. 4.42). Die Ri -Zahl zeigt das Erreichen bzw. Unterschreiten des kritischen Wertes von 0,25 in den Randbereichen des LLJ in $z \approx 100$ m, 200 m, 270 m, 400 m und 600 m im 00 UTC- bzw. in den untersten 100 m im 06 UTC-Aufstieg. Dies bedeutet, daß um 00 UTC die Strömung in Teilbereichen der untersten 270 m mit hoher Wahrscheinlichkeit dynamisch instabil ist und z. B. Schwerewellen in der Inversionsschicht angeregt werden

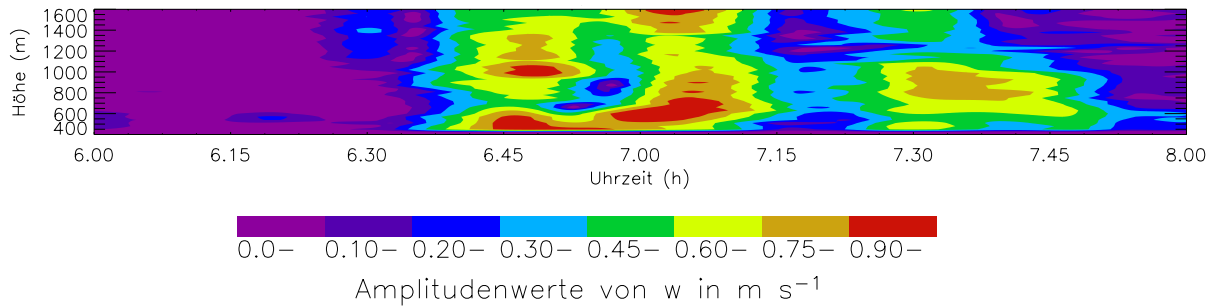


Abbildung 4.45.: Waveletamplitudenanalyse von w zwischen $z = 450$ m und $z = 1600$ m vom Ka-Band-Radar am 30.05.2005, 06 UTC bis 08 UTC. Dargestellt sind die Amplitudenanteile mit einer Periode von 5,2 min.

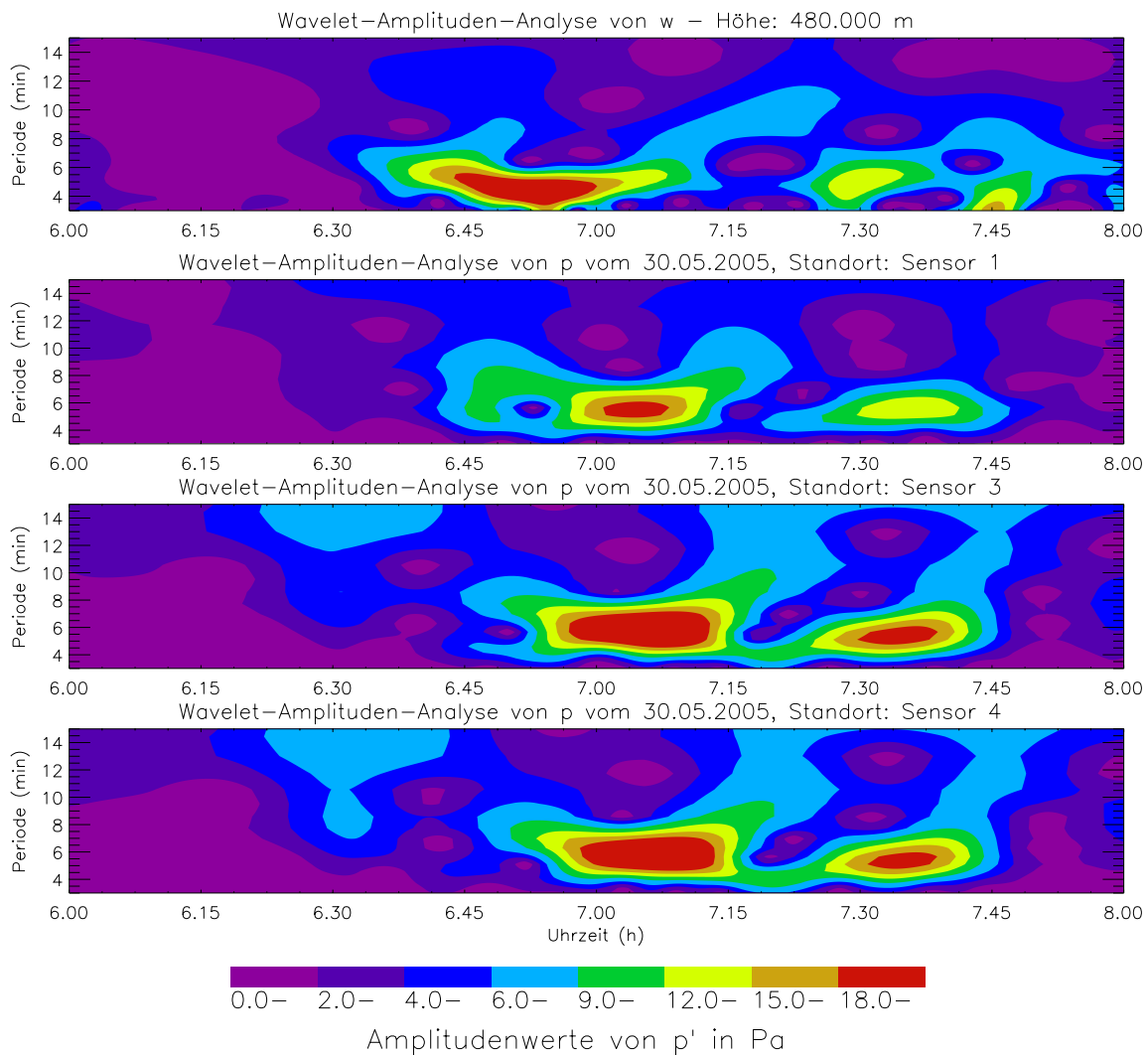


Abbildung 4.46.: Gegenüberstellung der Waveletamplitudenwerte von w von der untersten Meßhöhe des Ka-Band-Radars in $z = 480$ m und von p' an den Standorten 1, 3 und 4. Wie bereits aus den Zeitreihen in Abb. 4.37 ersichtlich ist, sind die Daten von zwei Wellenzügen zwischen 06.45 und 07.10 UTC und 07.25 und 07.40 UTC im Periodenbereich um 5 min gekennzeichnet.

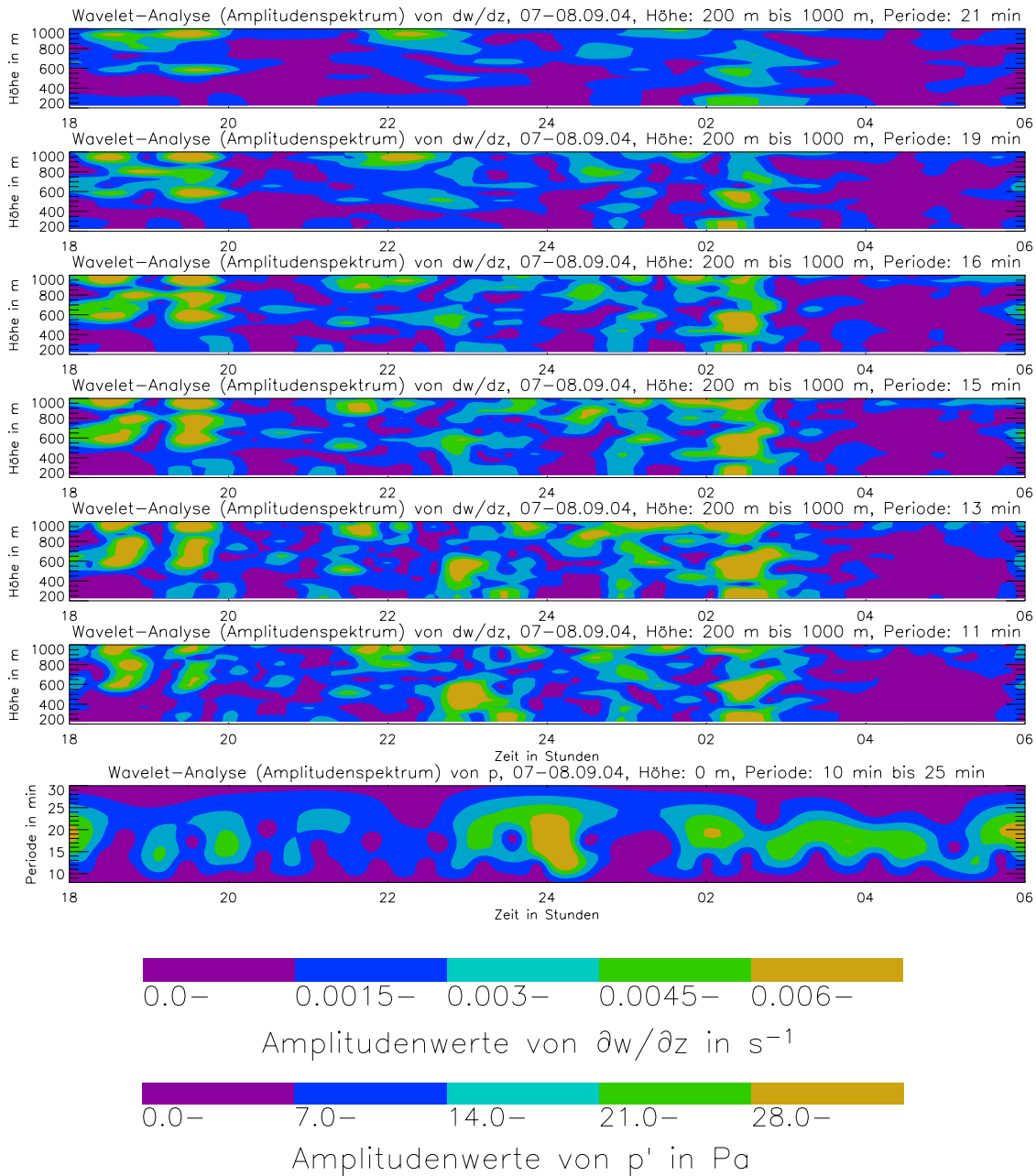


Abbildung 4.47.: Waveletamplitudenanalyse der $\partial w / \partial z$ -Zeitreihen zwischen $z = 224$ m und $z = 1000$ m über Grund und der p -Zeitreihe am Standort 1. Die Waveletamplitudenwerte von $\partial w / \partial z$ sind für einzelne Periodenklassen in Abhängigkeit von z dargestellt. Die Werte von p sind spektral gegen die Periode aufgetragen.

und sich bis zum Boden ausbreiten können. Gleiches ist im 06 UTC-Aufstieg in den untersten etwa 100 m zu erwarten.

Die vom Grenzschichtstrahlstrom ausgelösten Schwerewellen breiten sich in der stabilen nächtlichen Grenzschicht bis zum Boden aus und bilden in den Mikrobarometermessungen Wellensignale ab (siehe auch Abschnitt 2.3.2). Über die Dynamikbeziehung wird der Zusammenhang zwischen w und p' beschrieben (siehe 2.26). Die berechneten Luftdruckschwankungen p_{kalk} in Quellhöhe z_{LLJ} ergeben sich über

$$p_{kalk}(z_{LLJ}) = -i \frac{\rho_0 \hat{\omega}}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} w'(z_{LLJ}) + i \frac{\rho_0}{k} w'(z_{LLJ}) \left(\frac{\partial}{\partial z} \bar{u}(z_{LLJ}) \right). \quad (4.19)$$

Da der erste Term auf der rechten Seite der Dynamikbeziehung i. d. R. einige Größenordnungen größer ist als der zweite, reduziert sich die Dynamikbeziehung in erster Näherung auf

$$p_{kalk}(z_{LLJ}) = -i \frac{\rho_0 \hat{\omega}}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} w'(z_{LLJ}), \quad (4.20)$$

d. h. es ergibt sich eine direkte Proportionalität zwischen p und $\partial w / \partial z$ (Annahme: $\bar{w} = 0$). Breiten sich die Schwerewellen in der stabilen nächtlichen Grenzschicht bis zum Boden hin aus bzw. überlagern keine anderen Drucksignaturen die vom Grenzschichtstrahlstrom ausgelösten Druckfluktuationen, so werden diese Druckschwankungen auch am Boden detektiert.

Abbildung 4.47 zeigt die Amplitudenspektren der mit einem Bandpaß ($10 \text{ min} < T_P < 25 \text{ min}$) gefilterten und mit dem Morlet-Wavelet transformierten Zeitreihen von $\partial w / \partial z$ und dem gemessenen p' am Boden. Die Ergebnisse sind für 6 verschiedene Perioden (obere Zeitreihen) zwischen $T_P = 11 \text{ min}$ und $T_P = 21 \text{ min}$ für den Höhenbereich zwischen $z = 200 \text{ m}$ und 1000 m aufgeführt und dem Periodenspektrum der Luftdruckmessung am Boden (siehe Abb. 4.47, Spektrum unten) gegenübergestellt. Die Amplitudenwerte zeigen Übereinstimmungen sowohl der p_{kalk} - ($\partial w / \partial z$ -) als auch der p' -Daten für Perioden zwischen $11 \text{ min} < T_P < 21 \text{ min}$ zu drei Zeiträumen zwischen dem 07. September 2004, 18 UTC, und dem 08. September 2004, 06 UTC: gegen 20.00 UTC, 22.45 UTC und 03.45 UTC. Die Waveletanalyse sowohl von p_{kalk} als auch von p' ergibt dabei zwei lokale Maxima im Periodenspektrum zu den beiden letzten Terminen. Konkret liefert die Waveletanalyse folgendes Ergebnis: Für Perioden von 11 min (P1) ergibt sich gegen 22.45 UTC, für Perioden von 21 min (P2) um 03.45 UTC und für Perioden von 16 min (P3) um 20.00 UTC, 22.45 UTC und 03.45 UTC ein Maximum in der Übereinstimmung von p_{kalk} - und p' -Daten. Zusammen mit den aus den Meßdaten des Barometermeßnetzes berechneten Werten von \bar{c} von 7 m s^{-1} (P1), 10 m s^{-1} (P2) und 10 m s^{-1} (P3 - 20.00 UTC und 22.45 UTC) bzw. 8 m s^{-1} (P3 - 03.45 UTC) resultieren maximale Werte der Kreuzkorrelationsfunktionen von p' und p_{kalk} von über 0,9. Schwerewellensignale lassen

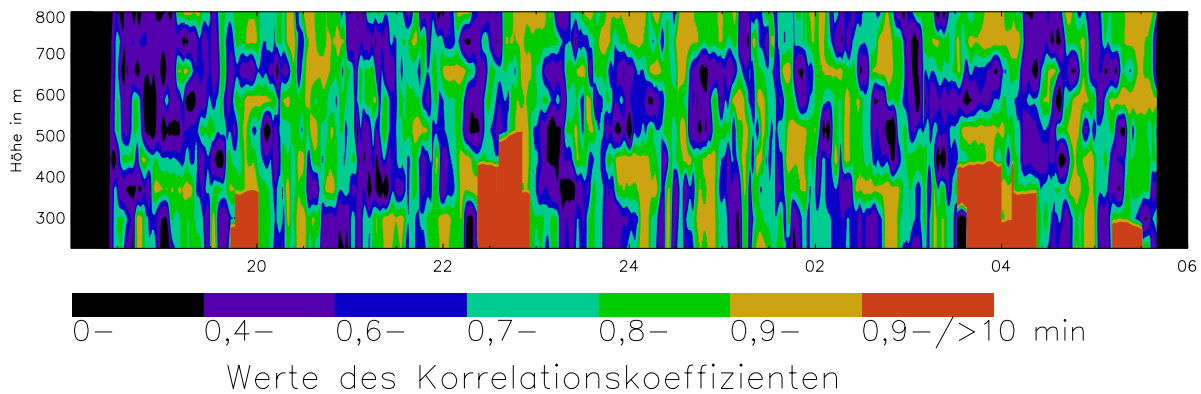


Abbildung 4.48.: Ergebnis der Korrelationsanalyse von den zwischen $z = 224$ m und $z = 800$ m berechneten Werten von p_{kalk} und vom gemessenen p' am Standort 1. Aufgetragen ist der maximale Wert der Kreuzkorrelationsfunktion von p_{kalk} und p' . Liegen diese Maxima über mindestens 10 min über 0,9 so sind die Bereiche, in denen diese Werte auftreten, rot gekennzeichnet.

sich auch zu anderen Zeitpunkten finden. Da sich deren Signaturen aber mit Signaturen anderer Strukturen überlagern bzw. ihre Form bei der vertikalen Ausbreitung verändern, werden maximale Korrelationswerte von 0,9 nicht erreicht.

Höhenbereiche mit maximalen Werten der Kreuzkorrelationsfunktionen von p' und p_{kalk} von über 0,9 sind in Abbildung 4.48 gelb dargestellt. Erstreckt sich der Maximumwert der Kreuzkorrelation von mindestens 0,9 über mehr als 10 min und das vom untersten Detektionsniveau an, so sind die Höhenbereiche rot dargestellt. Für drei Zeiträume ergeben sich anhaltend große Korrelationskoeffizienten im Bereich zwischen unterster Detektionshöhe und $z \approx 300$ m bis ≈ 500 m. Wendet man die Wegener-Hypothese mit ihrem Geschwindigkeitskriterium ($\bar{u} \approx \bar{c}$) an (siehe Abschnitt 2.3.2), resultieren für die am Boden detektierten KST Quellhöhen am unteren Randbereich des Grenzschichtstrahlstroms zwischen $z = 100$ m und 200 m (siehe Tab. 4.3). Die Korrelationsfunktion von p' und p_{kalk} führt zu deutlich kleineren Korrelationskoeffizienten am oberen Rand des LLJ, wenn erneut $\bar{u} \approx \bar{c}$ (siehe Abb. 4.43, 4.44 und 4.48). Daher wird angenommen, daß die Quelle in allen 3 betrachteten Zeiträumen am Unterrand des LLJ liegt.

Da Wetterlagen wie am 07./08. September 2004 häufiger über der Norddeutschen Tiefebene vorzufinden sind (siehe z. B. ADEDOKUN und GÖRSDORF, 2002), wird dieses Fallbeispiel als typisch für vom Grenzschichtstrahlstrom dort ausgebildete KST angesehen.

Uhrzeit	Periode	Wellenlänge	Ausbr.-Geschw.	Quellhöhe	Höhe LLJ
19.45-20.00	16 min	9,6 km	10 m s ⁻¹	200 m	220 m
22.25-22.55	11 & 18 min	5,3 & 8,6 km	8 m s ⁻¹	100-150 m	430 m
03.40-04.20	15 & 21 min	7,2 & 12,6 km	8 & 10 m s ⁻¹	100 m	220 m

Tabelle 4.3.: Überblick über einzelne Ereignisse in der Nacht vom 07.09. auf 08.09.2004 (Zeit in UTC), an denen die Bodenluftdrucksignaturen auf den Grenzschichtstrahlstrom (LLJ) zurückgeführt werden können. Aufgeführt sind die Parameter Periode, Wellenlänge, Ausbreitungsgeschwindigkeit, sowie die Höhen des LLJ-Maximums und der aus der Korrelationsanalyse und den Horizontalwindprofilen resultierenden Quellhöhe der KST.

4.2.4. Advehierte kohärente Strukturen der konvektiven Grenzschicht

Im Zwölfmonatszeitraum zwischen dem 01. Juli 2003 und dem 30. Juni 2004 wurden permanent Druckmessungen durchgeführt. Dabei wurden auch kontinuierlich Windmessungen mit den Instrumenten der Lindenberger Säule im quasi-operationellen Betrieb durchgeführt (siehe Abschnitte 3.2 und 3.3). In diesem Abschnitt wird soweit dem Autor bekannt erstmals im Detail untersucht, worauf die mit Mikrobarometern detektierten Drucksignaturen von KST bei Wetterlagen ohne erkennbare markante Wetterphänomene wie Frontdurchgang oder Schwerewellenaktivität beruhen.

Datenlage

Im konkreten Fall wurden zwei Zeiträume am 06. April 2004 und 20. Mai 2004 analysiert. Lindenberg wurde dabei im Vorfeld im Abstand von etwa 6 Stunden bis 12 Stunden von einem Trog (06.04.2004) bzw. einer Kaltfront (20.05.2004) überquert. Nachfolgend entwickelte sich Konvektion. Diese Fallbeispiele werden als repräsentativ für durch Konvektion gekennzeichnete postfrontale Wetterlagen angesehen.

Synoptische Bedingungen

06. April 2004 - 11.00 UTC bis 15.00 UTC:

Mitteleuropa befand sich im Einfluß eines Tiefdruckgebietes mit Kern über Dänemark. Das Tief verlagerte sich mit seinem Kern ostwärts in Richtung der südlichen Ostsee. Brandenburg lag ab dem späten Vormittag auf der Rückseite des Tiefdruckgebietes im Zustrom feucht-kühler Luftmassen. Es war stark bewölkt und überwiegend trocken. Es bildete sich zunächst flache, ab etwa 15.00 UTC auch hohe Konvektionsbewölkung. Die Tageshöchsttemperatur lag bei 11°C (siehe auch Abb. 4.49).

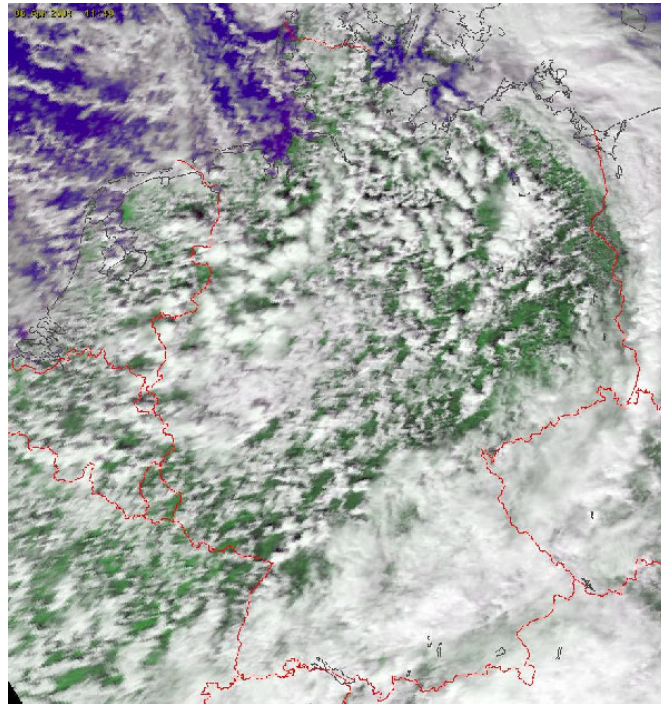


Abbildung 4.49.: Komposit des AVHRR des NOAA 17-Satelliten von Deutschland vom 06.04.2004, 11.49 UTC. Quelle: Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum (DFD), Oberpfaffenhofen.

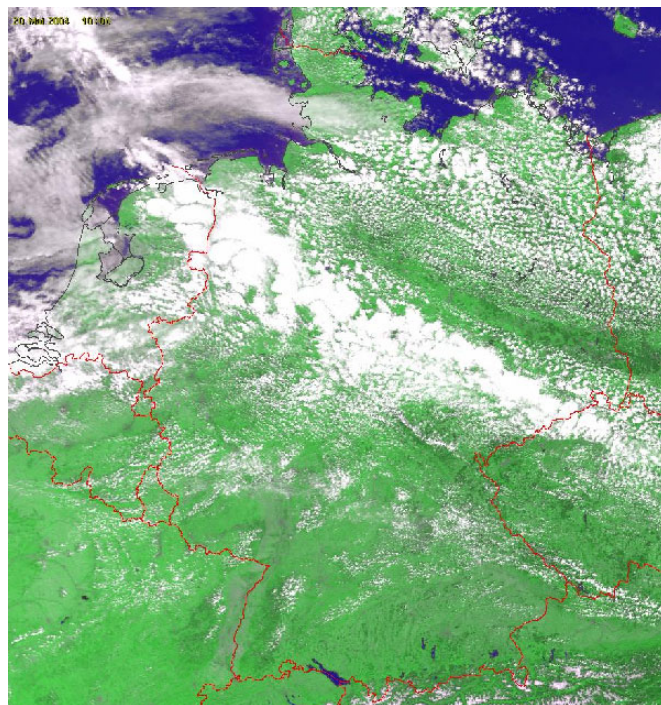


Abbildung 4.50.: Komposit des AVHRR des NOAA 17-Satelliten von Deutschland vom 20.05.2004, 10.06 UTC. Quelle: DFD, Oberpfaffenhofen.

20. Mai 2004 - 07.30 UTC bis 11.30 UTC:

Mitteleuropa befand sich im Einfluß eines Tiefdruckgebietes mit Kern über dem Baltikum. Das Tief verlagerte sich mit seinem Kern ostwärts in Richtung Zentral-Rußland. Die zugehörige Kaltfront hatte Brandenburg in der Nacht von Nordwest nach Südost überquert. Nachfolgend flossen trocken-kühle Luftmassen nach Brandenburg. Es war heiter und niederschlagsfrei bei flacher Konvektionsbewölkung. Die Tageshöchsttemperaturen erreichten 18°C (siehe auch Abb. 4.50).

Untersuchung auf existierendes Steering-Level

Die Signaturen in den Mikrobarometerdaten zeigen das für nichtwellenartige KST typische Bild (siehe Abb. 4.51 und 4.52). Die Signaturen zeichnen sich durch eine zwar räumlich kohärente, aber eine sehr unregelmäßige und verrauschte Form aus. Wellenartige KST sind nicht zu erkennen. Der mittlere Korrelationskoeffizient \bar{R} über alle fünf Zeitreihen hinweg liegt bei etwa 69% am 06. April bzw. 54% am 20. Mai 2004 (siehe auch Abschnitt 4.1.4). Die Zeitskala einzelner KST beträgt etwa 15 min, was als typisch für Zeitskalen in der CBL angesehen wird (z.B. STULL, 1988).

Da keine wellenförmigen KST detektiert werden und Quellen von Schwerewellen auch nicht offensichtlich vorliegen, liegt der Schluß nahe, daß die detektierten KST ihren Grund in einem advehierten Phänomen haben. Diese Annahme wird auch dadurch gestützt, daß die Messungen zu \bar{c} und $\partial w/\partial z$ für $z \leq 7400$ m zu keinem Zeitpunkt Werte ergeben, die die Kriterien 4.12 und 4.13 erfüllen. Wenn es sich also um ein advehiertes Phänomen handelt, so müßte ein „Steering-Level“ z_{St} existieren, in dem die sich im Bodendruck abbildenden KST mit $\bar{u}(z_{St})$ advehiert werden würden. Im folgenden soll dieses Steering-Level identifiziert werden.

Werden die KST mit $\overline{\vec{v}_{hor}}(z_{St})$ in der Höhe von z_{St} advehiert, so muß die Differenz $\Delta \vec{v}(z_{St})$ (siehe (4.2) in Abschnitt 4.2) idealerweise gleich Null sein:

$$\Delta \vec{v}(z_{St}) = \overline{\vec{v}_{hor}}(z_{St}) - \bar{\vec{c}} .$$

In Abbildung 4.53 sind die Windrichtung und Horizontalgeschwindigkeit zu den Terminen 06. April 2004, 11.30 UTC, und 20. Mai 2004, 09.00 UTC dargestellt. Zu beiden Zeitpunkten breiten sich die KST mit Geschwindigkeiten von $c = 9 \text{ m s}^{-1}$ aus. Die Ausbreitungsrichtung ist Nordost im Falle des 06. April bzw. Ost im Falle des 20. Mai 2004. Die Differenzen werden sowohl am 06. April als auch am 20. Mai 2004 innerhalb bzw. am Oberrand der atmosphärischen Grenzschicht minimal. Die CBL umfaßt zu den betrachteten Zeitpunkten einen Höhenbereich bis etwa $z = 1600$ m am 06. April und bis etwa $z = 800$ m am 20. Mai 2004. Konkret kann das Steering-Level am 06. April 2004 zwischen 11.00 UTC und 14.00 UTC in etwa $z = 800$ m identifiziert werden. Am

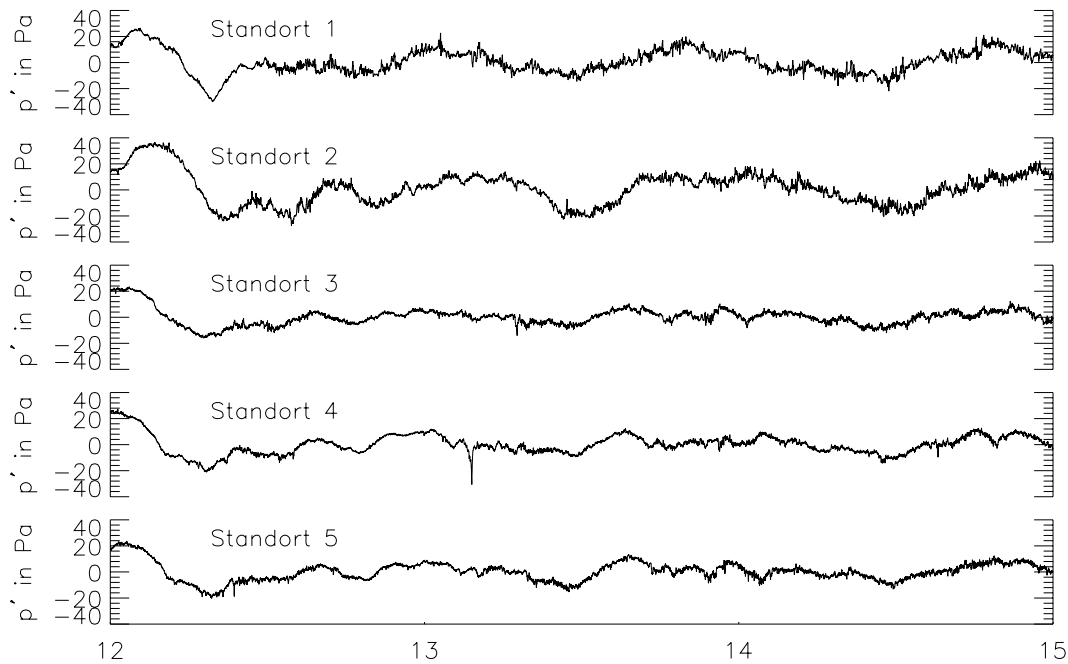


Abbildung 4.51.: Signaturen der Mikrobarometermessungen an den Standorten 1 (oben) bis 5 (unten) am 06.04.2004, 12.00 UTC bis 15.00 UTC.

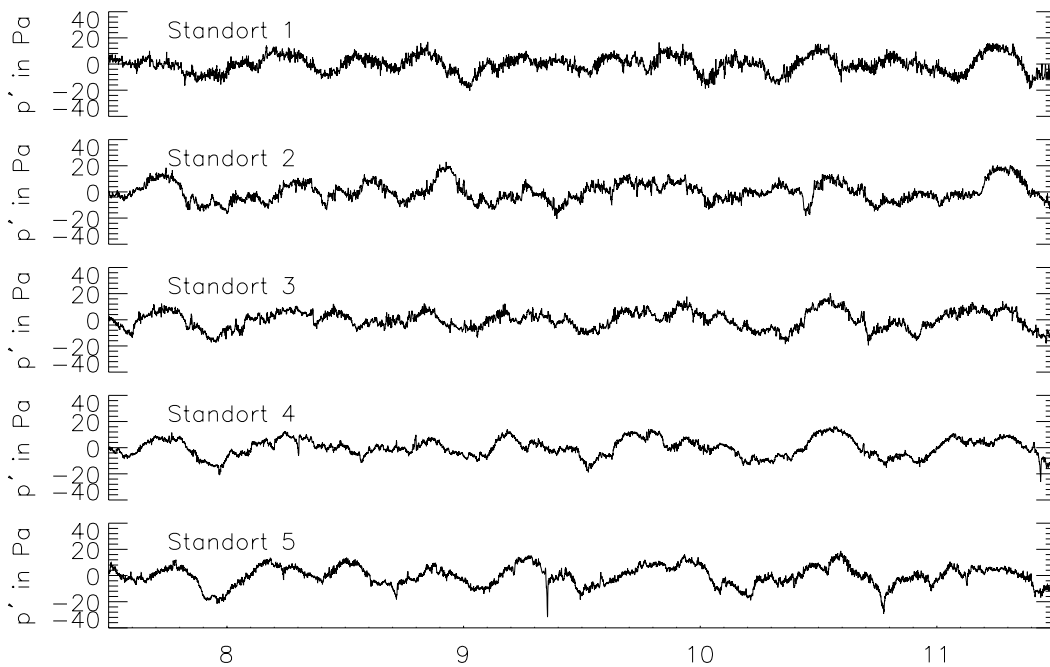


Abbildung 4.52.: Signaturen der Mikrobarometermessungen an den Standorten 1 (oben) bis 5 (unten) am 20.05.2004, 07.30 UTC bis 11.30 UTC.

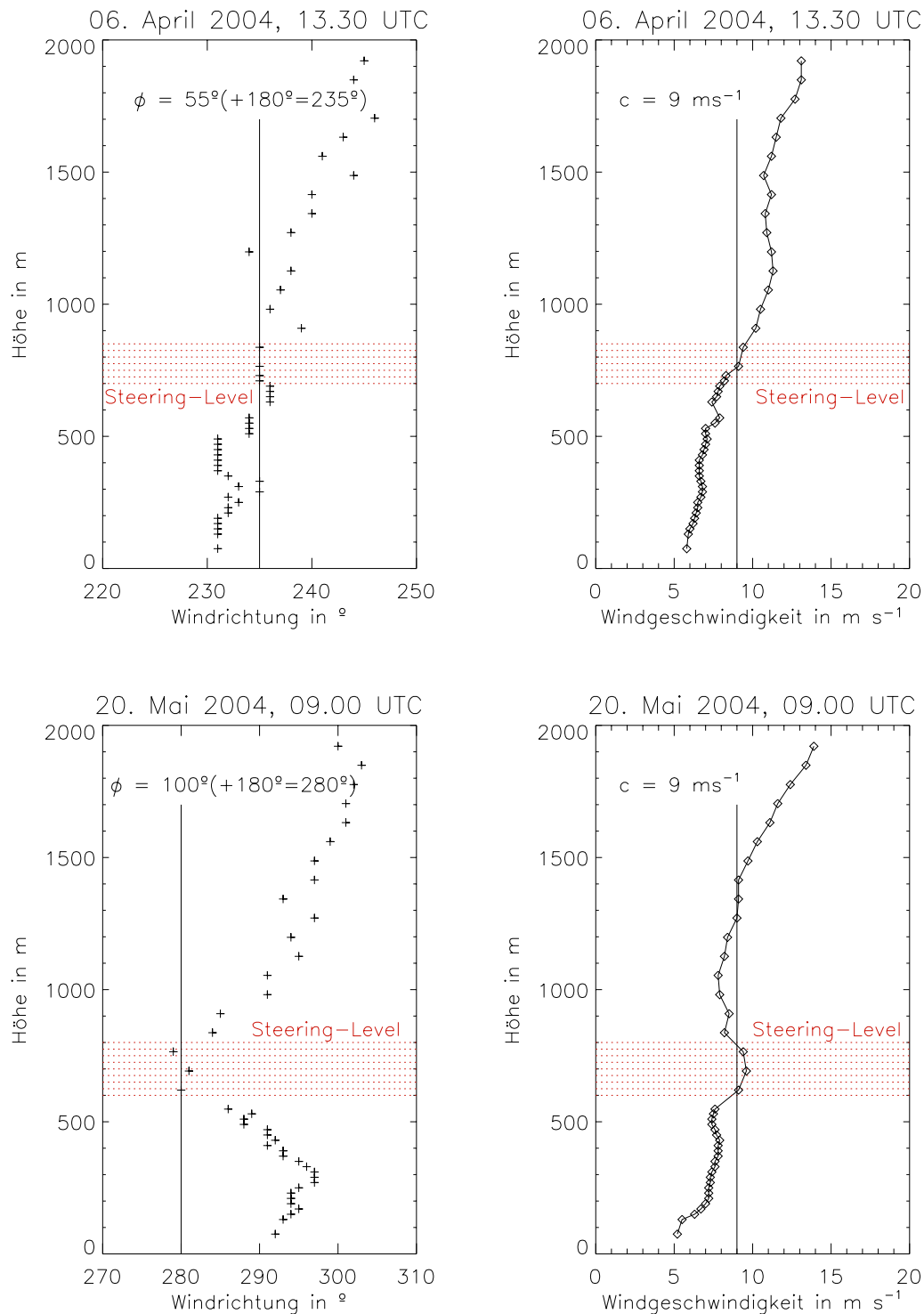


Abbildung 4.53.: Ermittlung der Höhe der Steering-Level am 06.04.2004, 11.30 UTC, und 20.05.2004, 09.00 UTC, anhand des Vergleiches der über 30 min gemittelten Profile von Windrichtung und Windgeschwindigkeit sowie der über 60 min gemittelten Ausbreitungsrichtung $\bar{\varphi}$ und Ausbreitungsgeschwindigkeit \bar{c} der KST.

20. Mai 2004 befindet sich das Steering-Level um 09.00 UTC in etwa $z = 700$ m.

Die obigen Analysen zeigen, daß sich die zwar räumlich kohärenten aber nicht-wellenförmigen KST auf die Bewegungen in der CBL zurückführen lassen. Da andere Auslöser nicht erkennbar sind, werden diese Fälle als Beispiele für nichtwellenartige KST angesehen. Ein Überblick über die Zeitreihen der Sensoren des Mikrobarometermeßnetzes zeigt, daß die detektierten Signaturen sich häufig bei Westwindwetterlagen wiederfinden.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Meßkampagnen mit Mikrobarometermeßnetzen haben in der Vergangenheit z. B. im Alpenvorland, dem mittleren Westen der USA und in der Antarktis immer wieder gezeigt, daß sich in den Drucksignaturen nahezu permanent räumlich kohärente Strukturen abbilden. Ein Teil dieser KST wird durch Schwerewellen ausgelöst, die in den verschiedensten Höhenbereichen der Troposphäre angeregt werden und sich dann bis zum Boden ausbreiten. Ein anderer Teil zeigt keine für Schwerewellen typischen Eigenschaften. So gibt es sehr häufig zwar räumlich über mehrere Kilometer kohärente Signaturen, doch sind diese zickzack-förmig und sehen nicht wellenförmig aus. Ziel dieser Arbeit war es, Indizien für die Ursachen dieser KST über der Norddeutschen Tiefebene abseits von Gebirgen zu finden.

Zur Untersuchung der KST wurde ein Mikrobarometermeßnetz am Observatorium des Deutschen Wetterdienstes in Lindenberg installiert. Mit ihm wurden zum einen über einen Zeitraum von 12 Monaten permanent Messungen durchgeführt, die statistisch ausgewertet wurden. Dazu wurden auch die Wind- und Temperaturdaten der Lindenberger Säule, eines Meßsystems aus vielen verschiedenen Teilsystemen wie Sodar, Windprofiler, Mast und Radiosonden herangezogen. Zum anderen wurden in einzelnen Meßkampagnen mit dem Mikrobarometermeßnetz sowie den Windprofilern und in einem Fall dem Niederschlagsradar die Ausbreitungsparameter der detektierten KST bestimmt und die vertikale Struktur der Troposphäre sondiert. Die Ergebnisse ergaben Hinweise auf die Quellhöhe und den Quellmechanismus der detektierten KST, darunter erstmals auch Hinweise auf Quellen von advehierten KST.

Die Mikrobarometermessungen wurden im Abstand von 1 s durchgeführt. Während der Kampagnen sondierten die Windprofiler im Abstand von 14 s bis 60 s den Vertikal- bzw. Horizontalwind in der Atmosphäre über dem MOL. Diese hohe zeitliche Auflösung wurde bisher in keinen Meßexperimenten mit Windprofilern erreicht. In der übrigen Zeit wurden Wind- und Temperaturprofile gemittelt über einen Zeitraum von 10 min bis 30 min gemessen. Radiosondenmeßdaten standen im Sechs-Stunden-Abstand zur Verfügung. Mit den hochaufgelösten Druckdaten wurden mittels einer Korrelationsanalyse die Ausbreitungsparameter - Geschwindigkeit und Richtung - bestimmt. Dazu wurde der maximale Wert der Korrelationsfunktion von jeweils zwei der fünf Zeitreihen bestimmt. Dieser Korrelationskoeffizient wurde über alle Zeitreihen gemittelt. Im Falle von Schwerewellen wurden die Daten einer Waveletanalyse unterzogen, um die dominanten Wellenmoden zu bestimmen. Über eine Regressionsanalyse der Korrelationskoeffizienten der 5 Zeitreihen

wurde die longitudinale Kohärenzlänge als Maß für die Erhaltungsneigung der betrachteten KST in Ausbreitungsrichtung bestimmt. Schließlich wurden die mit den Mikrobarometerdaten berechneten Ausbreitungsparameter mit den Profildaten der Windprofile verglichen, um evtl. Hinweise auf Quellhöhen und -mechanismen zu erhalten. Im Falle von Schwerewellen wurde die Wegener-Hypothese angewandt, um Windscherungsniveaus zu ermitteln, die Ursache für die Anregung von Schwerewellen sein könnten. Desweiteren wurde geprüft, ob die Ergebnisse mit den Daten der Temperaturprofile konsistent sind.

Die statistische Auswertung der Meßdaten der über 52.000 Zeitpunkte im Zwölf-Monatszeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 zeigt, daß die Signaturen der einzelnen Barometer in der Tat fast immer räumlich kohärent sind. Über 74% der Signaturen der einzelnen Standorte mit einer Länge von einer Stunde weisen über alle Stationen gemittelt einen Korrelationskoeffizienten von mindestens 0,7 auf. Für diese Fälle ergaben sich longitudinale Kohärenzlängen von im Mittel einigen 10 km. Für die übrigen Fälle ergab sich ein über alle Zeitreihen gemittelter Korrelationskoeffizient von mindestens 0,5. Die longitudinale Kohärenzlänge war hier mit im Mittel 7 km deutlich kleiner.

Vergleiche von Wind- und Ausbreitungsparametern ergaben, daß deren Differenzvektoren am ehesten in Höhen um $z = 1200$ m isotrop verteilt waren bzw. die Mittelwerte der Verteilung ihr Minimum in diesen Höhen erreichten. In diesen Höhen sollten also Steering-Levels, d. h. Niveaus in denen $\vec{c} \approx \vec{u}$, in den Meßkampagnen vorgefunden werden. In den Meßkampagnen vom 06. April 2004 und 20. Mai 2004 konnten advehierten KST erstmals Quellhöhen zugeordnet werden. So fanden sich Indizien für Steering-Levels z_{St} im Höhenbereich zwischen $z_{St} = 800$ m und $z_{St} = 1600$ m. An beiden Meßkampagnentagen konnten keine Hinweise auf Schwerewellenaktivität gefunden werden. Vielmehr befand sich der Meßort in einer Zone mit postfrontalen Konvektionsstrukturen außerhalb des direkten Einflusses von Frontensystemen. Die im Mikrobarometermeßnetz an diesen Tagen detektierten KST sind somit wahrscheinlich auf advehierte KST in der oberen CBL zurückzuführen.

Mehrere hundert Fälle, der KST, konnten zwischen Juli 2003 und Juni 2004 auf scherungsbedingte Schwerewellen zurückgeführt werden. Die Wegener-Hypothese besagt, daß sich windscherungsinduzierte Schwerewellen in Richtung der Windscherung und mit der mittleren Horizontalwindgeschwindigkeit im Quellgebiet ausbreiten. Der Vergleich der Winddaten mit den Ausbreitungsparametern ergab, daß insbesondere in den Frühlingsmonaten und während der Nacht- und Morgenstunden viele Fälle auf Windscherung und dadurch generierte Schwerewellen zurückgeführt werden konnten. In etwa jeweils 30% der Fälle mit scherungsinduzierten Schwerewellenaktivitäten lagen die Windscherungen im Höhenbereich um 600 m und 1200 m. Es wurden keine Quellhöhen zwischen 4000 m und 7400 m gefunden. Als dominante Auslöser von Schwerewellen werden der Grenzschichtstrahlstrom und Scherungszonen am Oberrand der Grenzschicht vermutet. Der LLJ befindet sich zumeist im Höhenbereich um 500 m. Die Schwerewellen zeichnen sich

dabei im Bodendruck nicht immer durch monochromatische Strukturen ab. Auf dem Weg von der Quelle zum Boden können die Signaturen verändert und z. B. durch turbulente Prozesse überlagert werden.

Die Mehrheit der KST kann jedoch eindeutig weder mit Schwerewellenereignissen noch mit Konvektion als Ursache für advehierte KST direkt in Zusammenhang gebracht werden. Dies liegt zum einen im begrenzten Höhenbereich, da der TWP zeitlich hochaufgelöst nur bis etwa $z = 7$ km bis 8 km messen kann. Schwerewellen, die durch den noch darüber liegenden Strahlstrom verursacht werden, können daher nicht in der Auswertung berücksichtigt werden. Zum anderen zeigt die Meßkampagne vom Mai 2001, daß Signaturen von durch Konvektion angeregten Schwerewellen durch die Signaturen der Konvektion selbst überlagert werden können bzw. sich Schwerewellen in der neutral geschichteten Atmosphäre nicht immer bis zum Boden ausbreiten. Diese Beispiele zeigen, daß der am Boden gemessene Luftdruck zwar viele Prozesse aus den unterschiedlichsten Höhen der Troposphäre abbildet, diese aber zeitweise auch sich gegenseitig überlagern bzw. den Boden nicht erreichen. Die Signaturen sind dann zwar in den Windprofilerdaten in einzelnen Höhenbereichen, aber nicht in den Mikrobarometerdaten am Boden erkennbar. Zwei wesentliche Faktoren hierbei sind die thermische Schichtung und die Existenz von kritischen Niveaus. Beide können die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen begrenzen. Es konnten erstmals Indizien für die Ursache advehierter KST ermittelt werden, die u. a. auf Konvektionsprozesse als Auslöser schließen lassen. Es bleiben aber noch viele Fälle an KST, die weder damit noch mit Schwerewellen oder synoptischskaligen Prozessen erklärt werden können. Da die Meßkampagnendaten zeigen, daß Windprofiler in den Winddaten zeitlich und räumlich hochaufgelöst ($\Delta t = 14$ s, $\Delta z = 150$ m) Prozesse in der Troposphäre abbilden, ist der verstärkte Einsatz dieses Meßsystems in der Forschung sehr sinnvoll. So würde der Einsatz mehrerer räumlich benachbarter Windprofiler es ermöglichen, die Ausbreitungsparameter etwaiger KST in nahezu der gesamten Troposphäre zu berechnen. Dies könnte dazu führen, daß zumindest weitere Quellen identifiziert und die Natur der KST weiter erforscht werden könnten. Mittels numerischen Simulationen könnten die vertikale Ausbreitung und ggf. Überlagerung dieser Signaturen berechnet und so versucht werden, die Signaturen im Bodendruck zu entzerren.

Zusammengefaßt konnte mit sowohl den hier dargelegten statistischen Auswertungen als auch Einzelfallanalysen bestätigt werden, daß die Atmosphäre permanent in Unruhe ist und Druckfluktuationen mit Amplituden zwischen 5 Pa und 50 Pa und Perioden zwischen 1 s und 30 min am Boden verursacht. Die Bodendruckschwankungen haben dabei ihren Ursprung in dynamischen Vorgängen der gesamten Troposphäre. Der nächtliche Grenzschichtstrahlstrom tritt in den Barometer- und Windprofilermessungen besonders häufig als Auslöser der KST hervor. Darüber hinaus gibt es sowohl aufgrund der statistischen Analyse der Meßdaten als auch Einzelfalluntersuchungen Indizien für advehierte Dichteschwankungen als Ursache der Bodendruckschwankungen. Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Natur der KST wurde durch den Einsatz der Windprofiler erzielt.

Deren Einsatz wird daher für die weitere Erforschung dynamischer Vorgänge in der Troposphäre als unverzichtbar angesehen.

Abkürzungsverzeichnis

CAT	Clear air turbulence (englisch für Klarluftturbulenz)
CBL	Convective boundary layer (englisch für konvektive Grenzschicht)
DWD	Deutscher Wetterdienst
KST	Räumlich kohärente Strukturen
LAP	Grenzschichtwindprofiler
LKL	Longitudinale Kohärenzlänge
LLJ	Low-level-jet (englischer Ausdruck für Grenzschichtstrahlstrom)
LS	Lindenberger Säule
MOL	Meteorologisches Observatorium Lindenberg
NN	Normalnull
PC	Personal computer
PVC	Polyvinylchlorid
RASS	Radio-Acoustic-Sounding System
TWP	Troposphärenwindprofiler
UTC	Universal Time Clock
WPR	Windprofiler

Symbolverzeichnis

Skalare Größen:

Lateinische Schreibweise:

Symbol	ggf. Einheit	Bezeichnung
$\bar{()}$		Mittelwert
$()'$		Abweichung vom Mittel
$()_0$		Wert im Grundzustand bzw. zum Ausgangszeitpunkt
$()_{Boden}$		Wert am Boden
$()_{Quelle}$		Wert in Quellhöhe
$()_{max}$		Maximaler Wert
$\hat{()}$		Intrinsischer Wert, z.B. Eigenfrequenz bei Frequenzen
A	$1\text{s}^{-1}\text{Pa}^{-1}$	Empfindlichkeit der Mikrobarometer
c	m s^{-1}	Ausbreitungsgeschwindigkeit
c_{ij}	m s^{-1}	Ausbreitungsgeschwindigkeit zwischen den Sensoren i und j
c_{Imag}	m s^{-1}	Imaginärteil der Ausbreitungsgeschwindigkeit
c_{Real}	m s^{-1}	Realteil der Ausbreitungsgeschwindigkeit
E	J	von der Schwerewelle transportierte Energie
F		Filterfunktion im Zeitraum, die die verzögerte Druckangleichung der Mikrobarometer beschreibt
\tilde{F}		$F(t)$ im Frequenzraum ω
\tilde{F}_{Ampl}		Amplitudenanteil der Filterfunktion $F(t)$ im Frequenzraum
\tilde{F}_{Phase}		Phasenanteil der Filterfunktion F im Frequenzraum
g	m s^{-2}	Gravitationsbeschleunigung
k	m^{-1}	Horizontale Wellenzahl
L	m	Strecke, die eine ebene KST in einer bestimmten Zeit zurücklegt
M		Muliertes Trägersignal
m	m^{-1}	Vertikale Wellenzahl
N	s^{-1}	Brunt-Väisälä-Frequenz
p	Pa	Luftdruck
$p_{außen}$	Pa	Atmosphärendruck

Symbol	ggf. Einheit	Bezeichnung
p_{diff}	Pa	Druckdifferenz zwischen Atmosphärendruck und Luftdruck im Referenzvolumen
p_{hydr}	Pa	Hydrostatischer Luftdruck
p_{innen}	Pa	Druck im Innern eines Mikrobarometers
p_{kalk}	Pa	Aus dem Gradienten der Vertikalwindgeschwindigkeit berechneter Luftdruck
$p_{nichthyr}$	Pa	Differenz zwischen Gesamtluftdruck und hydrostatischem Druck
R_{ij}		Korrelationsfunktion der Zeitreihen i und j
$R_{ij_{max}}$		Maximum der Korrelationsfunktion der Zeitreihen i und j
r_{ij}	m	Distanzen der Sensorstandorte i und j
Ri		Richardson-Zahl
s		Skalierfaktor bei der Wavelet-Funktion
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
T_P	s	Schwingungsperiode
u	m s^{-1}	Horizontalwindgeschwindigkeit
u_g	m s^{-1}	Horizontalkomponente der Gruppengeschwindigkeit
u_1	m s^{-1}	Horizontalkomponente der durch eine Schwerewelle verursachten Geschwindigkeitsabweichung
W	m s^{-1}	Vertikalgeschwindigkeitsamplitude
WV_B		Basis der Waveletfunktion
WV_K		Waveletkoeffizient
WV_M		Morlet-Waveletfunktion
w	m s^{-1}	Vertikalwindgeschwindigkeit
w_g	m s^{-1}	Vertikalkomponente der Gruppengeschwindigkeit
w_1	m s^{-1}	Vertikalkomponente der durch eine Schwerewelle verursachten Geschwindigkeitsabweichung
x	m	Horizontalkoordinate
z	m	Vertikalkoordinate
z_c	m	Höhe des kritischen Niveaus

Griechische Schreibweise:

Symbol	ggf. Einheit	Bezeichnung
α	$^{\circ}$	Höhenwinkel (Winkel zur Horizontalen)
Γ_{adiab}	K m^{-1}	Adiabatischer Temperaturgradient
λ	m	Wellenlänge in horizontaler Richtung
ω	s^{-1}	Schwingungsfrequenz
ω_A	s^{-1}	Abschneidefrequenz
Φ	$^{\circ}$	Richtungswinkel im Mikrobarometermeßnetz
ϕ	$\text{m}^2 \text{s}^2$	Geopotential
φ	$^{\circ}$	Ausbreitungsrichtung, -winkel
ρ	kg m^3	Dichte von Luft
σ	Pa	Standardabweichung des Drucks an einem Standort
τ	s	Zeitkonstante oder Laufzeit
Θ	K	Potentielle Temperatur

Vektorielle Größen:

Symbol	ggf. Einheit	Bezeichnung
$\vec{\Omega}$	s^{-1}	Winkelbeschleunigung der Erde
\vec{v}	m s^{-1}	Windgeschwindigkeitsvektor
\vec{v}_g	m s^{-1}	Gruppengeschwindigkeitsvektor
\vec{v}_{hor}	m s^{-1}	Horizontalwindgeschwindigkeitsvektor

Konstanten:

Symbol	ggf. Wert	ggf. Einheit	Bezeichnung
c_p	1005	J kg K^{-1}	Spezifischer Wärmekoeffizient für Luft bei konstantem Druck
c_v	717	J kg K^{-1}	Spezifischer Wärmekoeffizient für Luft bei konstantem Volumen
R_L	287,15	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Gaskonstante für Luft
κ	0,285721		Poisson-Konstante

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Aufzeichnung der räumlich kohärenten Druckschwankungen des im Umfeld des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg installierten Mikrobarometermeßnetzes am 27.06.2004, 00 UTC bis 12 UTC. Zu erkennen sind die um je 15 Pa versetzt dargestellten Zeitreihen der Drucksensoren an den fünf Standorten des Meßnetzes.	8
1.2.	Skizzierte graphische Darstellung des Ergebnisses der vorliegenden Arbeit.	12
1.3.	Troposphären- und Grenzschichtwindprofile des Deutschen Wetterdienstes in Lindenberg und Standort 1 des Mikrobarometermeßnetzes. Detailliertere Erläuterungen werden in Abschnitt 3.3 gegeben.	13
2.1.	Aus einer Flugzeugmessung resultierende ungemittelte vektorielle Vertikalgeschwindigkeit und gemittelter Geschwindigkeitsbetrag in und außerhalb einer Cumulus-Wolke.	16
2.2.	17
2.3.	Ausbreitung einer advehierten KST. Die Ausbreitung erfolgt senkrecht zur Front der KST. Ein entsprechendes Bild ergibt sich für Schwerewellen, die sich ebenfalls senkrecht zu ihrer Front ausbreiten.	18
2.4.	Darstellung des Zusammenhangs zwischen vom Boden beobachteter Wellenfrequenz und der höhenabhängigen Eigenfrequenz und horizontalen Windgeschwindigkeit anhand eines Beispiels.	23
2.5.	Schematische Darstellung eines Wellenleiters mit dazugehöriger Frequenz und Amplitudengröße.	26
2.6.	Skizze von geneigten Phasenlinien bei einem Wellenvektor mit z. B. $k < 0, m < 0$ bzw. $k > 0, m > 0$	27
2.7.	Beispiele für Strömungen, die einen Wendepunkt aufweisen. Strömung a) ist nach der Bedingung von Fjørtoft dynamisch stabil, Strömung hingegen instabil.	30
2.8.	Veränderung des Horizontalwindvektors im Einflußbereich des Grenzschichtstrahlstroms (LLJ) und Entwicklung des LLJ im Tagesverlauf.	32
2.9.	Typisches Profil eines LLJ über dem MOL am 28.06.2001.	33
3.1.	Lage der Meßorte der Sensoren des Barometermeßnetzes in der Lichtenau (1991-1995) und am MOL (2003-2006) und der Windprofile.	36

3.2.	Foto und Schaltbild des verwendeten Mikrobarometertyps zur Detektion der Druckschwankungen.	38
3.3.	Schematische Darstellung der Position der Drucksensoren.	38
3.4.	Aufzeichnung der Luftdruckmessung der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe mit neun Barometern in der Antarktis vom 20.04.2004. 40	
3.5.	Meßsystem LS am MOL.	44
3.6.	Grenzschichtwindprofiler (LAP) und Troposphärenwindprofiler/RASS (TWP) am MOL.	47
3.7.	Lage der Windkraftanlagen im Umfeld der Windprofiler (Position Sensor 1) und des Mikrobarometermeßnetzes.	48
3.8.	Beispiel einer Morlet-Waveletfunktion mit fünf signifikanten Schwingungen. 52	
3.9.	Form und Verlagerung einer quasi-linearen Struktur über das Barometer-Meßnetz hinweg.	54
3.10.	Bestimmung der LKL, dargestellt anhand zweier Beispiele für Schwellenwellen und advehierte KST.	56
4.1.	Histogramm von $\overline{dd}(z)$ für Höhen zwischen $z = 100$ m und 7400 m, dargestellt in einem Polardiagramm (Windrose).	60
4.2.	Histogramm von $\overline{v_{hor}}(z)$ für Höhen zwischen $z = 100$ m und 7400 m, sortiert in 11 Klassen zwischen 0 und $> 30 \text{ ms}^{-1}$. Aufgeführt sind die der 10-min-Mittelwerte des Horizontalwindvektors im Zeitraum Juli 2003 und Juni 2004 in Lindenberg.	61
4.3.	Mittleres Profil von (a) \overline{dd} und (b) \overline{u} für die Windwerte zwischen $z = 10$ m und $z = 7400$ m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	62
4.4.	Mittleres Profil der Windscherungsrichtung dd_{Sch}	62
4.5.	Histogramm von $\overline{\varphi}$ und \overline{c} der KST.	64
4.6.	Klassifikation der statistisch untersuchten Fälle der detektierten KST im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	66
4.7.	Histogramme von $\Delta \varphi$ im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 in Lindenberg. 69	
4.8.	Verteilung von $\Delta \vec{v}(z)$. Dargestellt sind die Spitzen von $\Delta \vec{v}$ als Punktwerte. 70	
4.9.	Verteilung der Mittelwerte von $\Delta \vec{v}(z)$ im Höhenbereich zwischen 40 m und 7400 m.	72
4.10.	Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von identifizierten Steering-Levels gemäß den Gleichungen 4.3 bis 4.6 für den <i>Gesamt</i> -Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	75
4.11.	<i>Jahreszeitliche</i> Entwicklung: Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von identifizierten Steering-Levels, unterteilt auf die Jahreszeiten (a) Sommer, (b) Herbst, (c) Winter und (d) Frühling im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	75

4.12. Tageszeitliche Entwicklung: Vertikalprofile der relativen Häufigkeit von identifizierten Steering-Levels, unterteilt auf die Tageszeiten (a) Sonnenaufgang bis 10 UTC, (b) 10 UTC bis 13 UTC (Winter) bzw. 15 UTC (Sommer), (c) 13 UTC bzw. 15 UTC bis Sonnenuntergang und (d) Sonnenuntergang bis -aufgang im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	76
4.13. Histogramm der <i>Untergrenze</i> der Steering-Levels im Höhenbereich zwischen $z = 0$ m und 2000 m zwischen Juli 2003 und Juni 2004.	76
4.14. Histogramm der <i>Schichtdickenverteilung</i> der Steering-Levels im gesamten Höhenbereich zwischen $z = 0$ m und 2000 m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	77
4.15. Vertikalprofile der <i>mittleren Schichtdicke</i> der Steering-Levels im Höhenbereich zwischen $z = 0$ m und 2000 m im Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004.	77
4.16. Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von übereinstimmendem $\bar{\varphi}$ und $\Delta \bar{d}(z)/\Delta z$ zwischen Juli 2003 und Juni 2004.	78
4.17. Jahreszeitliche Entwicklung: Vertikalprofil der relativen Häufigkeit von übereinstimmendem $\bar{\varphi}$ und $\Delta dd_{Sch}(z)$ sowie \bar{c} und \bar{v}_{hor} zwischen Juli 2003 und Juni 2004 aufgegliedert nach Jahreszeiten für <i>starke Windscherung</i>	81
4.18. Wie Abb. 4.17, jedoch für <i>schwache Windscherung</i>	81
4.19. Tageszeitliche Entwicklung: Vertikalprofile der relativen Häufigkeit von übereinstimmendem $\bar{\varphi}$ und $\Delta dd_{Sch}(z)$ sowie \bar{c} und $\bar{v}_{hor}(z)$ zwischen Juli 2003 und Juni 2004 aufgegliedert nach Tageszeiten für <i>starke Windscherung</i>	82
4.20. Wie Abb. 4.19, jedoch für <i>schwache Windscherung</i>	82
4.21. <i>Verlauf der Fallzahlen</i> (alle Höhen zusammengenommen) für durch starke und schwache Windscherung ausgelöste Schwerewellen für die einzelnen Jahreszeiten.	83
4.22. <i>Verlauf der Fallzahlen</i> für durch starke und schwache Windscherung ausgelöste Schwerewellen für die einzelnen Tageszeiten.	83
4.23. Histogramm von LLJ-Fällen mit unterschiedlichen Maximalgeschwindigkeiten am MOL im Zeitraum Januar 1999 bis Dezember 2001 (ADEDOKUN und GÖRSDORF, 2002).	84
4.24. Histogramm (Angaben in % aller Zeitpunkte) der mit 3.18 bis 3.19 berechneten LKL der über das Meßnetz hinwegziehenden KST in Abhängigkeit der Werte von \bar{R}	86
4.25. Histogramm (Angaben in % aller Zeitpunkte) der in 3.18 bis 3.19 berechneten LKL der über das Meßnetz hinwegziehenden KST, dargestellt für jeweils Zweimonatszeiträume zwischen Juli 2003 und Juni 2004.	87
4.26. Wetterlage am 13.05.2001, 12 UTC.	91
4.27. Zeit-Höhenschnitt von w der TWP-Messung vom 11.05.2001, 07 UTC bis 14 UTC.	92
4.28. Zeitlicher Verlauf der Luftdruckmessung des Mikrobarometers am Standort 1 vom 11.05.2001.	93

4.29. Kospektrum (oben) und Quadraturpektrum von T und w . Die Daten sind über die drei benachbarten Höhen $z = 2825$ m, $z = 2975$ m und $z = 3125$ m über den Zeitraum 09 UTC bis 14 UTC am 11.05.2001 gemittelt.	93
4.30. Radiosondenprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, Windgeschwindigkeitsscherung, potentiellen Temperatur, Brunt-Väisälä-Periode vom Aufstieg in Lindenberg am 13.05.2001, 12 UTC.	94
4.31. Zeit-Höhenschnitt der Reflektivität der Windprofilermessung vom 13.05.2001, 00 UTC bis 24 UTC.	95
4.32. Zeit-Höhenschnitt des Vertikalwindes.	95
4.33. Waveletamplitudenanalyse von $ w $ vom 13.05.2001 zwischen $z = 1000$ m und 6000 m.	96
4.34. Waveletphasenanalyse von w vom 13.05.2001.	97
4.35. Wetterlage am 30. Mai 2005 über Europa	100
4.36. HRV-Satellitenbild des EUMETSAT MSG-Satelliten vom 30.05.2005 von 06.15 UTC (links) und Radarbildausschnitt aus dem Europäischen Komposit des DWD von 06.00 UTC (rechts) von Ostdeutschland.	101
4.37. Druckregistrierung der Mikrobarometer am 30. Mai 2005 zwischen 06 und 08 UTC.	102
4.38. Fotos der Schwerewellen vom 30.05.2005, 07 UTC.	103
4.39. Aufnahme der vertikalen Windgeschwindigkeit mit dem Ka-Band-Niederschlags-Radar am 30.05.2005, 06 UTC bis 10 UTC.	105
4.40. Wetterlage am 08.09.2004, 00 UTC.	107
4.41. Komposit aus Sodar-, LAP- und TWP-Daten vom 07.09. und 08.09.2004.	108
4.42. Profile von \bar{u} , zusammengesetzt aus 10-min-Mitteln von Sodar-, LAP- und TWP-Daten zwischen Boden und $z = 1000$ m in Lindenberg in der Nacht vom 07.09. auf den 08.09.2004, 18 UTC bis 06 UTC.	109
4.43. Radiosondenprofile von T , T_N , u und der Ri -Zahl vom Aufstieg in Lindenberg am 08.09.2004, 00 UTC.	109
4.44. Radiosondenprofile vom Aufstieg in Lindenberg am 08.09.2004, 06 UTC.	110
4.45. Waveletamplitudenanalyse von w zwischen $z = 450$ m und $z = 1600$ m vom Ka-Band-Radar am 30.05.2005, 06.00 bis 08.00 UTC.	111
4.46. Gegenüberstellung der Waveletamplitudenwerte von w von der untersten Meßhöhe des Ka-Band-Radars in $z = 480$ m und von p an den Standorten 1, 3 und 4.	111
4.47. Waveletamplitudenanalyse der $\Delta w / \Delta z$ -Zeitreihen zwischen $z = 224$ m und 1000 m über Grund und der p' -Zeitreihe am Standort 1.	112
4.48. Korrelationsanalyse der $\Delta w / \Delta z$ -Daten zwischen $z = 224$ m und $z = 800$ m Höhe über Grund und den p -Daten am Standort 1.	114
4.49. Farbkomposit des NOAA-Satelliten von Deutschland vom 06.04.2004, 11.49 UTC.	116

4.50. Farbkomposit des NOAA-Satelliten von Deutschland vom 20.05.2004, 10.06 UTC.	116
4.51. Signaturen der Mikrobarometermessungen an den Standorten 1 bis 5 am 06.04.2004, 12.00 UTC bis 15.00 UTC.	118
4.52. Signaturen der Mikrobarometermessungen an den Standorten 1 (oben) bis 5 (unten) am 20.05.2004, 07.30 UTC bis 11.30 UTC.	118
4.53. Ermittlung der Höhe der Steering-Level am 06.04.2004, 11.30 UTC, und 20.05.2004, 09.00 UTC.	119

Tabellenverzeichnis

3.1. Überblick über die eingesetzten Meßsysteme für die Druck-, Wind- und Temperaturmessung.	43
3.2. Auflistung der verschiedenen Meßkampagnen-Modi bei der TWP-Messung.	46
4.1. <i>Jahreszeitlicher</i> Verlauf: Höhenverteilung der Fälle, in denen nach den Kriterien 4.12, 4.13 und 4.8 Schwerewellen durch starke Windscherung angeregt wurden. Die Angaben sind prozentual bezogen auf die Gesamtheit dieser Fälle für den Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 insgesamt und in Jahreszeiten unterteilt für einzelne Höhen zwischen $z = 200$ m und 2000 m im 200 m-Abstand aufgeführt.	79
4.2. <i>Tageszeitlicher</i> Verlauf: Höhenverteilung der Fälle, in denen nach den Kriterien 4.12, 4.13 und 4.8 Schwerewellen durch starke Windscherung angeregt wurden. Die Angaben sind prozentual bezogen auf die Gesamtheit dieser Fälle für den Zeitraum Juli 2003 bis Juni 2004 insgesamt und für einzelne Tageszeiten unterteilt für einzelne Höhen zwischen $z = 200$ m und 2000 m im 200 m-Abstand aufgeführt.	79
4.3. Überblick über die einzelnen Ereignisse in der Nacht vom 07.09. auf 08.09.2004, an denen die Bodenluftdrucksignaturen auf den Grenzschichtstrahlstrom zurückgeführt werden können.	115

Literaturverzeichnis

- Adedokun, J. A.** und **U. Görsdorf, 2002:** Low-level jet climatology using combined sodar and wind profiler measurements at Lindenberg, Germany. — Techn. Ber., Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium Lindenberg, 42 Seiten.
- Alexander, M. J.** und **L. Pfister, 1995:** Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection. — *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2029–2032.
- Balachandran, N. K., 1980:** Gravity waves from thunderstorms. — *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 804–816.
- Bedard Jr., A. J., 1984:** Optimizing the use of surface sensors for wind shear detection. — *J. Aircr.*, **21**, 971–977.
- Blackadar, A. K., 1957:** Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. — *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **38**, 283–290.
- Böhme, T., T. Hauf** und **V. Lehmann, 2004:** Investigation of short-period gravity waves with the Lindenberg 482 MHz tropospheric wind profiler. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 2933–2952.
- Böhme, T., T. Lane, W. D. Hall** und **T. Hauf, 2006:** Gravity waves above a convective boundary layer: A comparison between wind profiler observations and numerical simulations. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, eingereicht.
- Bonner, W. D., 1968:** Climatology of the low level jet. — *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 833–850.
- Brook, R. R., 1985:** Koorin nocturnal low-level jet. — *Bound.-Layer Meteorol.*, **32**, 133–154.
- Bull, G., 1985:** A study of statistical properties of atmospheric gravity waves. — *Z. Meteorol.*, **35**, 73–83.
- Bull, G.** und **J. Neisser, 1976:** Häufigkeiten und Amplituden von atmosphärischen Schwerewellen. — *Z. Meteorol.*, **26**, 205–210.

- Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, 2004: Persönliche Mitteilung.
- Clark, T. L. und T. Hauf, 1986: Convectively forced internal gravity waves: Results from two-dimensional numerical experiments. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 899–925.
- Cohn, S. A. und R. K. Goodrich, 2002: Radar wind profiler radial velocity: A comparison with Doppler lidar. — *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **41**, 1277–1282.
- Cuxart, J., G. Morales, E. Terradellas und C. Yagüe, 2002: Study of coherent structures and estimation of the pressure transport terms for the nocturnal stable boundary layer. — *Bound.-Layer Meteorol.*, **105**, 305–328.
- Drazin, P. G., 2002: *Introduction to Hydrodynamic Stability*. — Cambridge Texts in Applied Mathematics, Cambridge University Press, Cambridge, 258 Seiten.
- DWD, 2005: <http://www.dwd.de/de/FundE/Observator/MOL/wir/aufgaben.htm>. — Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium Lindenberg.
- Eckermann, S. D., 1997: Influence of wave propagation on the Doppler spreading of atmospheric gravity waves. — *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2554–2573.
- Egger, J., C. Wamser und C. Kottmeier, 1993: Internal atmospheric gravity waves near the coast of Antarctica. — *Bound.-Layer Meteorol.*, **66**, 1–17.
- Einaudi, F., A. J. Bedard Jr. und J. J. Finnigan, 1989: A climatology of gravity waves and other coherent disturbances at the Boulder atmospheric observatory during March–April 1984. — *J. Atmos. Sci.*, **46**, 303–329.
- Emmanuel, C. B., 1973: Richardson number profiles through shear instability wave regions observed in the lower planetary boundary layer. — *Bound.-Layer Meteorol.*, **5**, 19–27.
- Farge, M., 1992: Wavelet transform and their application to turbulence. — *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **24**, 395–457.
- Findlater, J., 1969: A major low-level air current near the Indian ocean during the northern summer. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **95**, 362–380.
- Finke, U., 1995: Wechselwirkung zwischen hochreichender Konvektion und kurzperiodischen Schwerewellen. — *Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München*, 106 Seiten.
- Flauraud, E. A., A. H. Mears, J. F. A. Growley und A. P. Crary, 1954: Investigations of microbarometric oscillations in eastern Massachusetts. — *Techn. Ber.* 54-11, Geophys. Res. Rap. 27.

- Fovell, R., D. Durran und J. R. Holton, 1992:** Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves. — *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1427–1442.
- Fritts, D. C. und M. J. Alexander, 2003:** Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. — *Rev. Geophys.*, **41**, 3.1–3.33.
- Fritts, D. C. und P. K. Rastogi, 1985:** Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations. — *Radio Sci.*, **20**, 1247–1277.
- Gao, W., R. H. Shaw und K. T. Paw U, 1989:** Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy. — *Bound. Layer Meteorol.*, **47**, 349–377.
- Gedzelmann, S. D., 1983:** Short-period atmospheric gravity waves: a study of their statistical properties and source mechanism. — *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1293–1299.
- Gedzelmann, S. D. und R. A. Rilling, 1978:** Short-period atmospheric gravity waves: a study of their dynamic and synoptic features. — *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 196–210.
- Görsdorf, U. und V. Lehmann, 2000:** Enhanced accuracy of RASS-measured temperatures due to an improved range correction. — *J. Atmos. Oceanic Techn.*, **17**, 406–416.
- Görsdorf, U., V. Lehmann und H. Steinhagen, 2003:** Wind turbines - a new source of clutter in wind profiler radar measurements. — In: *Sixth International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies*, ISTP 2003, Leipzig, 97-99.
- Gossard, E. E. und W. H. Hooke, 1975:** *Waves in the Atmosphere, Developments in Atmospheric Science*, Bd. 2. — Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
- Gossard, E. E. und W. Munk, 1954:** On gravity waves in the atmosphere. — *J. Meteorol.*, **11**, 259–269.
- Grivet-Talocia, S. und F. Einaudi, 1998:** Wavelet analysis of a microbarograph network. — *IEEE Transact. Geosc. Rem. Sensing*, **36**, 418–433.
- Grivet-Talocia, S., F. Einaudi, W. L. Clark, R. D. Dennett, G. D. Nastrom und T. E. Van Zandt, 1999:** A 4-yr climatology of pressure disturbances using a barometer network in central Illinois. — *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 1613–1629.
- Hauf, T., 1993:** Aircraft observation of convection waves over Southern Germany - A case study. — *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3282–3290.
- Hauf, T. und T. L. Clark, 1989:** Three-dimensional numerical experiments on convectively forced internal gravity waves. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **115**, 309–333.

- Hauf, T., U. Finke, J. Neisser, G. Bull und J.-G. Stangenberg, 1996:** A ground-based network for atmospheric pressure fluctuations. — *J. Atmos. Oceanic Techn.*, **13**, 1001–1023.
- Haurwitz, B., 1947:** Internal waves in the atmosphere and convection patterns. — *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **48**, 727–744.
- Hines, C. O., 1960:** Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. — *Can. J. Phys.*, **38**, 1441–1481.
- Hines, C. O., 1972:** Gravity waves in the atmosphere. — *Nature*, **239**, 73–78.
- Holton, J. R., 1967:** The diurnal boundary layer wind oscillation above sloping terrain. — *Tellus*, **19**, 199–205.
- Hooke, W. H., J. F. F. Hall und E. E. Gossard, 1973:** Observed generation of an atmospheric gravity wave by shear instability in the mean flow of the planetary boundary layer. — *Bound.-Layer Meteorol.*, **5**, 29–41.
- Howard, L. N., 1961:** Note on a paper of John W. Miles. — *J. Fluid Mech.*, **10**, 509–512.
- Johnson, N., 1929:** Atmospheric oscillations shown by the microbarograph. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **55**, 19–30.
- Keliher, T. E., 1975:** The occurrence of microbarograph-detected gravity waves compared with the existence of dynamically unstable wind shear layers. — *J. Geophys. Res.*, **80**, 2967–2976.
- Koch, S. E., P. B. Dorian, R. Ferrare, S. H. Melfi, W. C. Skillman und D. Whiteman, 1991:** Structure of an internal bore and dissipating gravity current as revealed by Raman lidar. — *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 857–887.
- Kochschmieder, H., 1953:** *Elementare Theorie der Linienböen und Schlotströmungen.* — Verlag Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig, 29–60.
- Kottmeier, C., D. Lege und R. Roth, 1980:** Nächtliche Windmaxima in der Grenzschicht über der Norddeutschen Tiefebene. — *Ann. Meteorol. (N.F.)*, **16**, 93–95.
- Kottmeier, C., D. Lege und R. Roth, 1983:** Ein Beitrag zur Klimatologie und der Synoptik der Grenzschichtstrahlströme über der Norddeutschen Tiefebene. — *Ann. Meteorol. (N.F.)*, **20**, 18–19.
- Kraus, H., J. Maicher und E. Schaller, 1985:** A nocturnal low-level jet during PUKK. — *Bound. Layer Meteorol.*, **31**, 187–195.

- Kuettner, J. P., P. A. Hildebrand und T. L. Clark, 1987:** Convection waves: Observations of gravity wave systems over convectively active boundary layer. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 445–467.
- Lane, T. P. und T. L. Clark, 2002:** Gravity waves generated by the dry convective boundary layer: Two-dimensional scale selection and boundary-layer feedback. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **128**, 1543–1570.
- Lane, T. P. und M. J. Reeder, 2001:** Modelling the generation of gravity waves by a maritime continent thunderstorm. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, 2705–2724.
- Lane, T. P., R. D. Sharman, T. L. Clark und H.-M. Hsu, 2003:** An investigation of turbulence generation mechanism above deep convection. — *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1297–1321.
- Lehmann, V., 2005:** Persönliche Mitteilung.
- Lehmann, V., U. Görsdorf, H. Steinhagen und M. Jaeneke, 1999:** Forschungsbericht zur Erprobung des 482-MHz Windprofilers. — Techn. Ber., DWD, Meteorologisches Observatorium Lindenberg.
- Lettau, H. H. und B. Davidson, 1957:** *Exploring the Atmosphere's First Mile*, Bd. 2. — Pergamon Press, London.
- Malcher, J. und H. Kraus, 1983:** Low-level jet phenomena described by an integrated dynamical PBL model. — *Bound. Layer Meteorol.*, **27**, 327–343.
- Merrill, J. T., 1977:** Observational and theoretical study of shear instability in the airflow near the ground. — *J. Atmos. Sci.*, **34**, 911–921.
- Miles, J. W., 1961:** On the stability of heterogeneous shear flows. — *J. Fluid Mech.*, **10**, 496.
- Nappo, C. J., 2002:** *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*, Bd. 85 von *International Geophysics Series*. — Academic Press, San Diego, 276 Seiten.
- Nastrom, G. D., M. R. Peterson, J. L. Green, K. S. Gage und T. E. Van Zandt, 1990:** Sources of gravity wave activity seen in the vertical velocities observed by the Flatland VHF radar. — *J. Appl. Meteorol.*, **29**, 783–792.
- Neisser, J., 1985:** Über den Zusammenhang zwischen atmosphärischen Schwerewellen und hochtroposphärischen Strahlströmen. — *Z. Meteorol.*, **35**, 257–266.
- Petenko, I. V. und V. A. Bezverkhni, 1999:** Temporal scales of convective coherent structures derived from sodar data. — *Meteorol. Atmos. Phys.*, **71**, 105–116.

- Pfister, L., K. R. Chan, T. P. Bui, S. Bowen, M. Legg, B. Gary, K. Kelly, M. Proffitt und W. Starr, 1993:** Gravity waves generated by a tropical cyclone during the STEP tropical field program: A case study. — *J. Geophys. Res.*, **98**, 8611–8638.
- Pierce, A. D. und S. C. Coroniti, 1966:** A mechanism for the generation of acoustic-gravity waves during thunderstorm formation. — *Nature*, **210**, 1209–1210.
- Poulos, G. S., W. Blumen et al., 2002:** CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer. — *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **83**, 555–581.
- Qiu, J. und K. T. Paw U, 1995:** Pseudo-wavelet analysis of turbulence patterns in three vegetation layers. — *Bound. Layer Meteorol.*, **72**, 177–204.
- Ralph, F. M., 2000:** Reply to comments on 'Observations of a mesoscale ducted gravity wave'. — *J. Atmos. Sci.*, **57**, 599–611.
- Raupach, M. R., J. J. Finnigan und Y. Brunet, 1996:** Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies. — *Bound. Layer Meteorol.*, **78**, 351–382.
- Rayleigh, J. W. S., 1878:** *The Theory of Sound*, Bd. II. — London.
- Rees, J. M., J. C. W. Denholm-Price, J. C. King und P. S. Anderson, 2000:** A climatological study of internal gravity waves in the atmospheric boundary layer overlying the Brunt Ice Shelf, Antarctica. — *J. Atmos. Sci.*, **57**, 511–526.
- Roth, R., C. Kottmeier und D. Lege, 1979:** Die lokale Feinstruktur eines Grenzschichtstrahlstroms. — *Meteorol. Rdsch.*, **32**, 65–72.
- Sachs, L., 1969:** *Statistische Auswertungsmethoden*. — Springer-Verlag, Berlin, 677 Seiten.
- Sadani, L. K. und J. R. Kulkarni, 2001:** A study of coherent structures in the atmospheric surface layer over short and tall grass. — *Bound. Layer Meteorol.*, **99**, 317–334.
- Sato, K., 1992:** Vertical wind disturbances in the afternoon of mid-summer revealed by the MU radar. — *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1943–1946.
- Schenk, F., 2000:** *Studien zur Genauigkeit in der barometrischen Höhenbestimmung*. — Diplomarbeit, Universität Hannover, 90 Seiten.
- Shutts, G., 1992:** Observations and numerical-model simulation of a partially trapped lee wave over the Welsh Mountains. — *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2056–2066.

- Stilke, G., 1973:** Occurrence and features of ducted modes of internal gravity waves over western Europe and their influence on microwave propagation. — *Bound. Layer Meteorol.*, **4**, 493–509.
- Stull, R. B., 1988:** *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. — Kluwer Academic, Dordrecht, 666 Seiten.
- Taubenheim, J., 1969:** *Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten*. — Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig, 386 Seiten.
- Thorpe, A. J. und T. H. Guymer, 1977:** The nocturnal jet. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **103**, 633–653.
- Warner, J., 1970:** The microstructure of cumulus cloud. Part III. The nature of the updraft. — *J. Atmos. Sci.*, **27**, 682–688.
- Whiteman, C. D., X. Bian und S. Zhong, 1997:** Low-level jet climatology from enhanced rawinsonde observations at a site in the southern Great Plains. — *L. Appl. Meteorol.*, **36**, 1363–1376.
- Wippermann, F., 1973:** Numerical study on the effects controlling the Low-level Jet. — *Beiträge Physik der Atmosphäre*, **5**, 137–154.