

Wissenschaftliche Berichte
des
Instituts für Meteorologie und Klimaforschung
der Universität Karlsruhe

Nr. 33

**KOHÄRENTE WIRBELSTRUKTUREN IN DER ATMOSPHERISCHEN
GRENZSCHICHT**

von

Christian Barthlott

Kaiserstr. 12, 76128 Karlsruhe
Juni 2003

ISSN 0179 – 5619

Dissertation genehmigt von der
Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe

Herausgegeben im Selbstverlag
des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung
der Universität Karlsruhe (gemeinsam betrieben mit dem
Forschungszentrum Karlsruhe)
Kaiserstr. 12, 76128 Karlsruhe
Herausgeber: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden kohärente Wirbelstrukturen anhand von Turbulenzmessungen aus mehreren Höhen am 200 m hohen Mast des Forschungszentrums Karlsruhe untersucht. Für die Detektion dieser Strukturen wird mit der Wavelettransformation ein Verfahren vorgestellt, das anhand der Vorzeichenwechsel der Waveletkoeffizienten die auftretenden Mikrofronten im Verlauf der Temperatur detektiert und so die Untersuchung eines großen Datenmaterials mit einer objektiven Methode ermöglicht. Die Einteilung der Zeitreihen mit den Waveletkoeffizienten in zwei Zeitskalen erlaubt über die mittleren Zeitskalen hinaus die Berechnung von Häufigkeitsverteilungen, die eine Abhängigkeit von der thermischen Schichtung der Atmosphäre aufweisen. Aufgrund dieser Einteilung ist u. a. eine Quantifizierung des Beitrags solcher Strukturen zum turbulenten Transport möglich. Des Weiteren werden mit Kreuzwaveletanalysen große Strukturen bei extremen Temperaturschichtungen identifiziert, die lokal Eigenschaften gegen den mittleren Gradienten transportieren.

In einer Vorarbeit wird das Auftreten eines störenden Weißen Rauschens in den Varianzspektren der Geschwindigkeitskomponenten auf Hochfrequenzeinstrahlungen eines regionalen Langwellensenders zurückgeführt, vor denen das Messgerät mit einem Faraday'schen Käfig abgeschirmt werden kann. Außerdem wird der Einfluss des Mastes auf die Turbulenzstruktur in seiner Nachlaufregion untersucht. Es zeigt sich eine Erhöhung der spektralen Energiedichte im hochfrequenten Bereich, deren Deutlichkeit von der Turbulenzintensität der ungestörten Strömung abhängt. Zusammen mit den mittleren Längenskalen der Nachlaufwirbel erlauben die gemachten Untersuchungen, Daten auch aus der gestörten Region auszuwerten, falls für ein besonderes meteorologisches Ereignis nur solche Daten verfügbar sind.

Abstract

The occurrence of coherent vortex structures is investigated using turbulence measurements at several altitudes on the 200 m tower at the Research Center Karlsruhe. Using the wavelet transform, a method is presented for the detection of the occurring microfronts on the time series of temperature by the zero-crossing of the wavelet coefficients. This technique allows an objective analysis of a large data set. The graduation of the time series with the wavelet coefficients into 2 time scales makes it possible not only to gain information about the mean time scales, but also to calculate their distributions, which depend on atmospheric stratification. Furthermore, the graduation can be used to quantify the contribution of the coherent structures to the turbulent transport. In addition, the wavelet cross-correlation analysis reveals counter-gradient fluxes of momentum and heat at large scales when stratification is strong.

In a preparatory work, a white noise behaviour of the power spectra of the velocity components is attributed to high-frequency radiation from a regional longwave transmitter. A Faradays cage protects the ultrasonic anemometer from the radiation. Furthermore, the influence of a tower on the turbulence structure is investigated with spectral methods. Spectral energy density is increased in the high-frequency range with a distinctness depending on turbulence intensity. Together with the relevant scales of wake turbulence, the investigations allow the analysis of disturbed data, when only data from the wake region are available for some particular meteorological event.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Grundlagen und Kenntnisstand	5
2.1	Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht	5
2.1.1	Tageszeitliche Entwicklung der Grenzschicht	6
2.1.2	Einfluss der thermischen Schichtung	8
2.2	Turbulenz oberhalb eines Waldbestandes	9
2.3	Kenntnisstand über kohärente Strukturen	13
2.3.1	Definition einer kohärenten Struktur	13
2.3.2	Einteilung einer Rampenstruktur in zwei Prozesse	14
2.3.3	Bisherige Arbeiten und spezielle Fragestellungen	15
3	Turbulenzmessungen am 200 m hohen Messmast des Forschungszentrums Karlsruhe	23
3.1	Der meteorologische Messmast am Forschungszentrum Karlsruhe	23
3.2	Einfluss von Hochfrequenzeinstrahlungen auf Ultraschallanemometer	25
3.2.1	Weißes Rauschen in den Spektren der Turbulenzdaten	25
3.2.2	Fehlersuche und Problembehebung	26
3.3	Datengrundlage	31
3.4	Nachlaufeffekte am meteorologischen Messmast	36
3.4.1	Spektrale Verteilung der Energie im Nachlaufgebiet	37
3.4.2	Modell für die Entstehung des Knies im Spektrum	39
3.4.3	Längenskalen der Nachlaufturbulenz	41
3.4.4	Windrichtungen der Nachlaufproduktion	42

3.4.5	Zeitliche Entwicklung der Störung in den Spektren	44
3.5	Bedingte Probenahme zur Untersuchung kohärenter Strukturen	46
4	Detektion kohärenter Strukturen mit Waveletanalysen	51
4.1	Wavelets – Theorie und Anwendung	52
4.1.1	Vorteile gegenüber der Fouriertransformation	53
4.1.2	Wahl des Mutterwavelets und der zu analysierenden Skalen	56
4.1.3	Anwendungsbeispiele auf Turbulenzdaten	56
4.2	Vorgehensweise bei der Detektion	60
4.3	Statistische Auswertungen der kohärenten Strukturen	65
4.4	Bedingte Probenahme mit Wavelets	76
5	Kreuzwaveletanalysen	79
5.1	Kreuzwaveletspektren für den Impuls- und Wärmefluss	80
5.1.1	Transport gegen den Gradienten bei extremen Schichtungen	83
5.2	Kohärenzuntersuchungen zwischen mehreren Höhen	88
5.2.1	Vorgehensweise	90
5.2.2	Ergebnisse der Kohärenzuntersuchungen	90
6	Zusammenfassung	95
	Symbole	101
	Literatur	105
A	Anhang	115
A.1	Die Wavelettransformation	115
A.1.1	Geschichtlicher Rückblick	117
A.1.2	Die kontinuierliche Wavelettransformation	117
A.1.3	Berechnungsmethode	121
A.1.4	Weitere Anwendungsmöglichkeiten	123
A.2	Das Solent Ultraschallanemometer	124
A.3	Datenbearbeitung und Berechnungsmethoden	126

Einleitung und Zielsetzung

Der überwiegende Teil der Strömungen aus unserem unmittelbaren Erfahrungsbereich ist durch Turbulenz geprägt. Im Gegensatz zum schichtartigen Aufbau von laminaren Strömungen treten bei turbulenten Strömungen eine ganze Bandbreite von Wirbeln verschiedenster Intensität und Größe auf (Fiedler, 1971b), die einen regen Austausch bewirken. Ohne das Bestreben der Turbulenz, Gegensätze von Strömungseigenschaften abzubauen, wäre die bodennahe Luftschicht bald derart verunreinigt, dass das Leben auf der Erde in der heutigen Form nicht mehr möglich wäre (Businger, 1982). Das Verhalten der atmosphärischen Grenzschicht zwischen der Erdoberfläche und der freien Atmosphäre ist ein wichtiges Forschungsgebiet, da die in ihr ablaufenden Transportprozesse für unseren Lebensraum eine zentrale Rolle spielen.

Es ist schon seit langem bekannt, dass sich die Gesetzmäßigkeiten für den turbulenten Austausch über horizontal homogenem Gelände von denen über hohen Pflanzenbeständen unterscheiden (Raupach und Thom, 1981; Bergström und Högström, 1989; Gao und Li, 1993). Im Rahmen der Klima- und Ökosystemforschung spielt deshalb die Untersuchung von Waldökosystemen eine besondere Rolle, da sie auch heute noch einen großen Teil (ca. 25 %) der Erdoberfläche bedecken. Wälder reagieren sehr empfindlich auf Umweltveränderungen und können dabei auch als effektive Quelle von Treibhausgasen auftreten. Die Kenntnis und genaue Beschreibung von Austauschprozessen solcher Ökosysteme mit der Atmosphäre ist insbesondere für die Verbesserung vorhandener Modelle von Bedeutung, in denen die Prozesse parametrisiert sind. Des Weiteren regulieren die Austauschprozesse das Mikroklima in dem die Pflanzen wachsen, stellen das Kohlendioxid für die Photosynthese zur Verfügung und entfernen den durch die Verdunstung entstandenen Wasserdampf. Das Verständnis dieser Mechanismen ist für zahlreiche Anwendungen der Biologie, Hydrologie, Land- und Forstwirtschaft und für globale Fragen der CO₂-Bilanz wichtig (Raupach und Thom, 1981). Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, dass sich der turbulente Austausch oberhalb von Waldbeständen wesentlich von Regionen oberhalb

kürzerer Vegetation oder mit flachem Untergrund unterscheidet. So haben beispielsweise Arbeiten von Raupach et al. (1996) ergeben, dass der turbulente Impulsfluss oberhalb eines Waldes doppelt so groß sein kann, wie der mit Profilmethoden berechnete.

Mehrere Untersuchungsmethoden haben in den letzten Jahrzehnten die Existenz von großen, kohärenten Strukturen innerhalb der scheinbar chaotischen turbulenten Grenzschicht gezeigt. Diese Strukturen treten intermittierend auf und werden als die dominierenden Prozesse für den Austausch von Impuls, Wärme und Masse angesehen. In numerischen Modellen werden physikalische Prozesse, die auf kleineren Skalen als die Gitterweite des Modells stattfinden, parametrisiert. Dies wird in globalen Klimamodellen, aber auch in kleinskaligeren Modellen durchgeführt, wobei besonders für letztere die genaue Kenntnis über die Prozesse in der Grenzschicht wichtig ist. Die Intermittenz der kohärenten Strukturen bereitet Probleme bei der Formulierung der mathematischen Modelle, die die Austauschprozesse zwischen der Unterlage und der unteren Atmosphäre beschreiben (Shaw und Schumann, 1992). Deshalb erweitert das Wissen über solche Strukturen nicht nur unser allgemeines Verständnis der Turbulenz, sondern stellt auch Verbesserungen für Austauschmodelle bereit. Frühere experimentelle Untersuchungen dieser Strukturen haben meist drei grundlegende Schwächen:

1. Die Messungen fanden nur in niedriger Höhe statt.
2. Die Größe des untersuchten Datenmaterials war sehr begrenzt und meist wurden nur labile Schichtungen betrachtet.
3. Die Untersuchungsmethode war nicht objektiv, d. h. für die Detektion der kohärenten Strukturen sind eigens festgelegte Schwellenwerte nötig gewesen.

Am 200 m hohen Messmast des Forschungszentrums Karlsruhe besteht die Möglichkeit, hochauflösende Turbulenzmessungen in mehreren Höhen durchzuführen. Durch die Aufzeichnung eines langen Datensatzes kann das Auftreten von kohärenten Strukturen bei allen thermischen Schichtungen der Atmosphäre bis in große Höhen untersucht werden. Da in den Turbulenzdaten der störende Einfluss eines Weißen Rauschens festgestellt wurde (Barthlott, 1999), ist jedoch das erste Ziel, die Ursache dieses Effekts zu finden und unverrauschte Turbulenzmessungen für diese und zukünftige Arbeiten zur Verfügung zu stellen. Zu diesem Zweck werden Ergebnisse von Testmessungen vorgestellt, die die Ursache des Rauschens aufdecken und eine einfache Lösungsmöglichkeit nahe legen. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung und Quantifizierung des Einflusses eines Messmastes auf die Strömung in seiner Nachlaufregion. Bei entsprechenden Windrichtungen lassen sich Nachlaufeffekte am Mast untersuchen, die ein interessantes Phänomen turbulenter Strömungen offenbaren.

Für die Untersuchung von kohärenten Strukturen innerhalb eines langen Datensatzes muss eine objektive und automatisierte Analysemethode verwendet werden. Als erste Form wird die Quadrantenanalyse für den Impulsfluss angewendet und ihre Vor- und Nachteile aufgezeigt. Bei früheren Arbeiten wurde der Einfluss der Stabilität hinsichtlich der Verteilung der Schubspannung auf die Quadranten noch nicht untersucht. Aus diesem Grund sollen hier stabilitätsabhängige Profile einen weiteren Einblick geben. Die Forderung der räumlichen und zeitlichen Erfassung der auftretenden Skalen führt zur relativ jungen Methode der Wavelettransformation. Zunächst wird die Eignung der Wavelettransformation für die Untersuchung von intermittierenden Ereignissen auf mehreren Skalen und die Möglichkeit der zeitlichen Lokalisierung solcher Strukturen aufgezeigt. Die Vorteile gegenüber anderen Arbeitsmethoden, insbesondere zur Fouriertransformation, werden anhand einer Testzeitreihe belegt. Da eine zeitliche Lokalisierung von Ereignissen mit der Fouriertransformation nicht möglich ist, wird anhand der Waveletkoeffizienten eine Vorgehensweise zur Detektion vorgestellt, die durch eine Schwellenwertkorrektur erweitert wird. Diese Abfrage wird aufgrund der Ausweitung auf stabile und neutrale Schichtungen nötig. Im weiteren Verlauf wird eine neue Art der Einteilung eines Datensatzes anhand der Waveletkoeffizienten eingeführt, die eine dynamische Anpassung an die variierenden Skalen in jedem einzelnen Halbstundenabschnitt der Turbulenzdaten ermöglicht. Da das Wissen über mittlere Zeitskalen in der Literatur noch begrenzt ist, geben nicht nur die Mittelwerte, sondern auch ihre Häufigkeitsverteilungen eine weitere Beschreibung der auftretenden Strukturen. Vertikalprofile der mittleren Zeitskalen offenbaren damit ein mittleres Bild über das Auftreten kohärenter Strukturen bei allen Schichtungstypen bis in große Höhen, das in der Literatur in dieser Art noch nicht beschrieben wurde. Die Kenntnis der Zeitskalen bei unterschiedlichen Stabilitäten reicht aber noch nicht aus, um eine Aussage über die Bildungsursachen solcher Strukturen zu treffen. Zu diesem Zweck wird eine kohärente Wirbeltrennung in der Form von Brunet und Irvine (2000) berechnet und die Ergebnisse diskutiert. Durch die Lokalisierung der einzelnen Strukturen anhand der Waveletkoeffizienten kann nun auch ihr Beitrag zum turbulenten Transport berechnet und mit Literaturangaben verglichen werden. Gerade in diesem Punkt unterscheiden sich die Angaben aus früheren Arbeiten sehr stark. Mögliche Ursachen für dieses Verhalten und die Vorteile der hier angewandten Methode werden aufgezeigt.

Durch die Anwendung der Kreuzwaveletanalyse lassen sich nicht nur Korrelationen zwischen Variablen aus mehreren Höhen bestimmen. Sie ermöglicht auch die Untersuchung der turbulenten Austauschprozesse in einer Höhe durch Betrachtung der Fluktuationen des Vertikalwindes und der Temperatur oder der Longitudinalkomponente des Windes. So können einzelne Strukturen anhand der Richtung ihres Transportes visualisiert werden. Ziel dieser Methode ist es, bei extremen Schichtungsverhältnissen große Struktu-

ren nachzuweisen, die Eigenschaften auch gegen den mittleren Gradienten transportieren. Die Beobachtungen solcher Fälle sind in der Literatur äußerst rar, und die zeitlich aufgelöste Darstellung mit Waveletanalysen fehlt komplett. Mit Kreuzwaveletanalysen zwischen mehreren Höhen wird anhand mehrerer Größen die dominierende Skala mit maximaler Kohärenz und ein spektral gemittelter Kohärenzwert auf ihre Abhängigkeiten von der Schichtung, der Windscherung und der horizontalen Windgeschwindigkeit überprüft.

Aufbau der vorliegenden Arbeit

Nachdem bereits auf die Problemstellung und die daraus entwickelte Motivation der Arbeit eingegangen wurde, werden im Kapitel 2 die für diese Arbeit wichtigen Grundlagen erörtert und die Größen definiert, die im weiteren Verlauf behandelt werden. Des Weiteren wird ein Überblick über den derzeitigen Kenntnisstand und frühere Auswertemethoden gegeben und die speziellen Fragestellungen dieser Arbeit formuliert. Daran schließt sich Kapitel 3 mit der Beschreibung des Messmastes, der Lösung des Problems mit dem Weißen Rauschen in den Turbulenzdaten und der Behandlung der Nachlaufeffekte an. Die Quadrantenanalyse zur Untersuchung kohärenter Strukturen schließt dieses Kapitel ab. In Kapitel 4 wird zunächst die Waveletanalyse ausführlich vorgestellt und die Arbeitsmethode als auch die Ergebnisse der lokalen Betrachtungen in einzelnen Messhöhen dargelegt. Kapitel 5 behandelt die Grundlagen der Kreuzwaveletanalyse und zeigt Ergebnisse aus Korrelationen zweier Größen in einer Messhöhe und Kombinationen mit Daten aus zwei Messniveaus. Zum Abschluss werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und weitere Forschungsperspektiven aufgezeigt.

Grundlagen und Kenntnisstand

2.1 Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Die atmosphärische Grenzschicht ist der untere Teil der Atmosphäre, in dem der Einfluss des Erdbodens direkt über den turbulenten Transport zu spüren ist. Ihre vertikale Erstreckung ist einem Tagesgang mit hoher Amplitude unterworfen. Sie liegt tagsüber typischerweise bei 1 km (bei starker Konvektion auch höher) und in den Nachtstunden unter stabilen thermischen Bedingungen bei etwa 100 bis 300 m (Stull, 1988). In der Grenzschicht finden die wesentlichen Kopplungsprozesse zwischen der mittleren Troposphäre und der Erdoberfläche statt, weshalb sie eine wichtige Komponente des Klimasystems darstellt. Sie lässt sich in drei Bereiche einteilen: direkt über der Erdoberfläche liegt die laminare Unterschicht, deren Dicke nur im Millimeterbereich liegt. Innerhalb dieser Schicht beruhen die Transportprozesse allein auf molekularer Diffusion. Darüber folgt die Prandtl-Schicht, die etwa 10 % der Grenzschicht umfasst. Ihre Höhe beträgt am Tage etwa 50 bis 150 m, in der Nacht treten nur Werte von 10 bis 50 m auf. Innerhalb dieser Schicht lassen sich die Profile der horizontalen Windgeschwindigkeit, der Temperatur, der Feuchte und anderer passiver Größen gemäß der Monin-Obuchow'schen Ähnlichkeitstheorie mittels universeller Funktionen beschreiben (Monin und Obuchow, 1954). Die Vernachlässigbarkeit der Erdrotation und die Höhenkonstanz der vertikalen Energieflüsse sind die wichtigsten Eigenschaften dieser Schicht. Jedoch werden Änderungen bis zu 10 % der Bodenwerte zugelassen, da streng genommen die vertikale Änderung der Schubspannung in der Prandtl-Schicht am größten ist (Fiedler und Panofsky, 1972; Etling, 1996). Das Fehlen der Corioliskraft aufgrund der Vernachlässigbarkeit der Erdrotation führt zu einer verschwindenden Windrichtungsänderung mit der Höhe. Für eine neutrale thermische Schichtung lassen sich die Profile atmosphärischer Eigenschaften entsprechend der Ähnlichkeitstheorie anhand von logarithmischen Beziehungen beschreiben. Aus der Höhenkonstanz der turbulenten Flüsse innerhalb der Prandtl-Schicht lässt sich unter Verwendung des Gradientansatzes

für den Impulsfluss und des Prandtlschen Mischungswegansatzes das bekannte logarithmische Profil der mittleren Windgeschwindigkeit $\bar{u}(z)$ ableiten (Etling, 1996):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.1)$$

mit der Höhe über Grund z , der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und der von-Karman-Konstanten κ , die meist mit 0,4 angegeben wird. Die Rauigkeitslänge z_0 gibt die Höhe an, in der die horizontale Windgeschwindigkeit nach dem logarithmischen Windgesetz verschwinden würde. Für nicht neutrale Schichtungen wird Gleichung (2.1) mit einer von der Höhe und vom turbulenten Wärmefluss abhängigen additiven Funktion ergänzt, die empirisch zu ermitteln ist. Die Windgeschwindigkeit innerhalb der Prandtl-Schicht nimmt Werte von etwa 70 bis 80 % der geostrophischen Windgeschwindigkeit der freien Atmosphäre an. Oberhalb der Prandtl-Schicht folgt die Ekman-Schicht, die durch eine charakteristische Drehung und Betragsänderung des Windvektors mit der Höhe (Ekman-Spirale) im Zusammenspiel von Druckgradient-, Coriolis-, und Reibungskraft gekennzeichnet ist.

2.1.1 Tageszeitliche Entwicklung der Grenzschicht

Die Entwicklung der Grenzschicht zeigt einen teilweise sehr ausgeprägten Tagesgang, der vor allem durch die Erwärmung des Erdbodens aufgrund der Absorption der einfallenden Sonnenstrahlung am Erdboden und dem daraus folgenden turbulenten Transport der Wärmeenergie in die darüber liegenden Schichten gesteuert wird. Durch die nach Sonnenaufgang einsetzende Erwärmung des Erdbodens kommt es zu Konvektion und der nach oben gerichtete turbulente Wärmefluss löst die nächtliche Inversion auf. So kann sich eine gut durchmischte konvektive Grenzschicht bilden, die nach oben durch eine Inversion begrenzt ist, welche den Austausch mit der freien Atmosphäre verhindert. In den Abendstunden bricht die Konvektion zusammen und durch die negative Strahlungsbilanz des Erdbodens bildet sich bodennah wieder eine Inversion, die mit zunehmender Fortdauer vertikal anwächst (Abb. 2.1). Kottmeier (1982) zeigt, dass bei der Entwicklung der nächtlichen Grenzschicht zwei Phasen zu unterscheiden sind: eine Beschleunigungsphase in den ersten Stunden nach Sonnenuntergang und eine Entkopplungsphase, in der eine Umstrukturierung der Grenzschicht auftritt. Nur in einer dünnen Reibungsschicht oberhalb des Erdbodens (50 bis 200 m) bleibt die Strömung turbulent. Oberhalb werden Windänderungen durch Trägheitsschwingungen der ageostrophischen Windkomponente bestimmt, unter deren Einfluss sich ein niedrig liegender Grenzschichtstrahlstrom bilden kann. Die Scherzonen unter- und oberhalb des Maximums der Windgeschwindigkeit beeinflussen dabei den Turbulenzzustand der nächtlichen Grenzschicht.

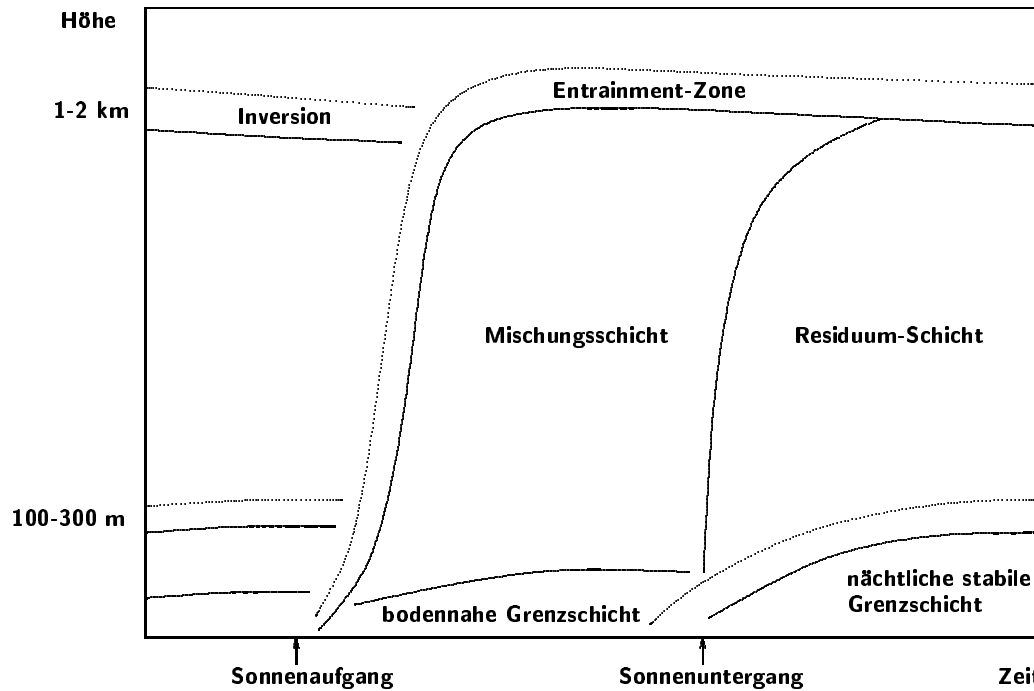


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Grenzschichtentwicklung an einem wolkenlosen Tag über Land. Nach Garratt (1992).

Turbulente kinetische Energie

Die turbulente kinetische Energie \bar{e} (TKE) spielt für viele Analysen von Grenzschichtprozessen eine wichtige Rolle. Sie ist definiert als $\bar{e} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$. Die Geschwindigkeitskomponenten u, v, w bezeichnen die x -, y -, und z -Komponenten des dreidimensionalen Windvektors \vec{v} . Der Apostroph kennzeichnet gemäß der Reynolds-Zerlegung die Abweichung vom Mittelwert der jeweiligen Größe, der Querstrich steht für eine zeitliche Mittelung, die entsprechend den Erfordernissen sinnvoll gewählt werden muss. Die lokale zeitliche Änderung der TKE ergibt sich nach Einsetzen der Reynolds-Zerlegung in die Boussinesq-approximierte Form der Navier-Stokes-Gleichung und anschließender zeitlicher Mittelung. Nach Subtraktion der gemittelten von der ungemittelten Gleichung folgt die Gleichung für die Geschwindigkeitsfluktuationen, die danach noch mit u'_i multipliziert werden muss. Es ergibt sich die prognostische Gleichung für die spezifische turbulente kinetische Energie¹:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}}_{\text{I}} + \underbrace{\frac{g}{T_0} \overline{u'_i T'_i} \delta_{i3}}_{\text{II}} - \underbrace{\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)^2}}_{\text{III}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\underbrace{\nu \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k}}_{\text{IV}} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \overline{u'_k p'}}_{\text{V}} - \underbrace{\overline{u'_k e}}_{\text{VI}} \right). \quad (2.2)$$

¹Hier wird die Einstein'sche Summationskonvention angewandt, d. h. über einen in einem Term doppelt vorkommenden Index ist zu summieren.

Darin bezeichnen u_i die Windkomponenten, T die Temperatur, ρ die Luftdichte, g die Schwerebeschleunigung und p den Luftdruck. Der mechanische Produktionsterm (I) beschreibt die Entstehung von turbulenter kinetischer Energie durch vertikale Scherung der Komponenten der horizontalen Windgeschwindigkeit. Bei einem gut ausgebildeten Windprofil ist er immer positiv, da die Scherung positive Werte aufweist und die Impulsflüsse $\overline{u'w'}$ und $\overline{v'w'}$ zum Boden hin gerichtet, also negativ sind. Der Term (II) beschreibt die Wirkung des hydrostatischen Auftriebs auf die Turbulenz, er wechselt je nach Schichtung sein Vorzeichen. Die Vernichtung von TKE wird durch den Dissipationsterm (III) bewerkstelligt, der die Umwandlung der kinetischen Energie in innere Energie durch molekulare Reibung beschreibt. Der molekulare Fluss von Turbulenzenergie (IV) ist wesentlich kleiner als der turbulente Fluss (VI), er wird deswegen meist vernachlässigt (Fiedler, 1996). Nach Term (V) führen auch Fluktuationen des Luftdrucks zu lokalen Änderungen der Turbulenzenergie. Über das Verhalten dieses Terms ist jedoch relativ wenig bekannt, da die Druckänderungen nur sehr gering und schwer zu bestimmen sind. Die Verbindung zwischen der turbulenten kinetischen Energie und der mittleren kinetischen Energie (MKE) wird durch den Term (I) bewerkstelligt, der mit umgekehrten Vorzeichen in der prognostischen Gleichung für die mittlere kinetische Energie auftritt. Eine mechanische Produktion von TKE stellt also einen Verlust für die MKE dar. Informationen über den Energiekreislauf zwischen der Prandtl- und der Ekman-Schicht gibt Fiedler (1971a).

2.1.2 Einfluss der thermischen Schichtung

Einen wesentlichen Einfluss auf die Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht hat die thermische Schichtung, die hier durch die Monin-Obuchow-Länge L_* charakterisiert wird. Anschaulich gibt sie im stabilen Fall die Höhe an, in der die mechanische Produktion durch Scherung gleich dem Verbrauch an Turbulenzenergie aufgrund der stabilen Temperaturschichtung ist. Unterhalb dieser Höhe dominiert dann die mechanische Turbulenzproduktion. Die Monin-Obuchow-Länge ist definiert als

$$L_* = -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{T_0} \overline{w'T'}}. \quad (2.3)$$

Oft wird der dimensionslose Parameter $\zeta = \frac{z}{L_*}$ oder $\zeta = \frac{z-d}{L_*}$ verwendet, wobei d die Verdrängungshöhe darstellt. Die Monin-Obuchow-Länge wird positiv bei stabiler Schichtung, negativ bei labiler Schichtung und geht für neutrale Schichtung gegen unendlich. Die Einteilung der einzelnen Stabilitätsklassen ist aus Tabelle A.2 im Anhang ersichtlich. Je nach Verhältnis von thermischer zu mechanischer Produktion werden verschiedene Arten von Turbulenz-Zuständen unterschieden (Abb. 2.2). Ist die thermische Produktion sehr viel größer als die mechanische, spricht man von freier Konvektion, die vor allem bei sommer-

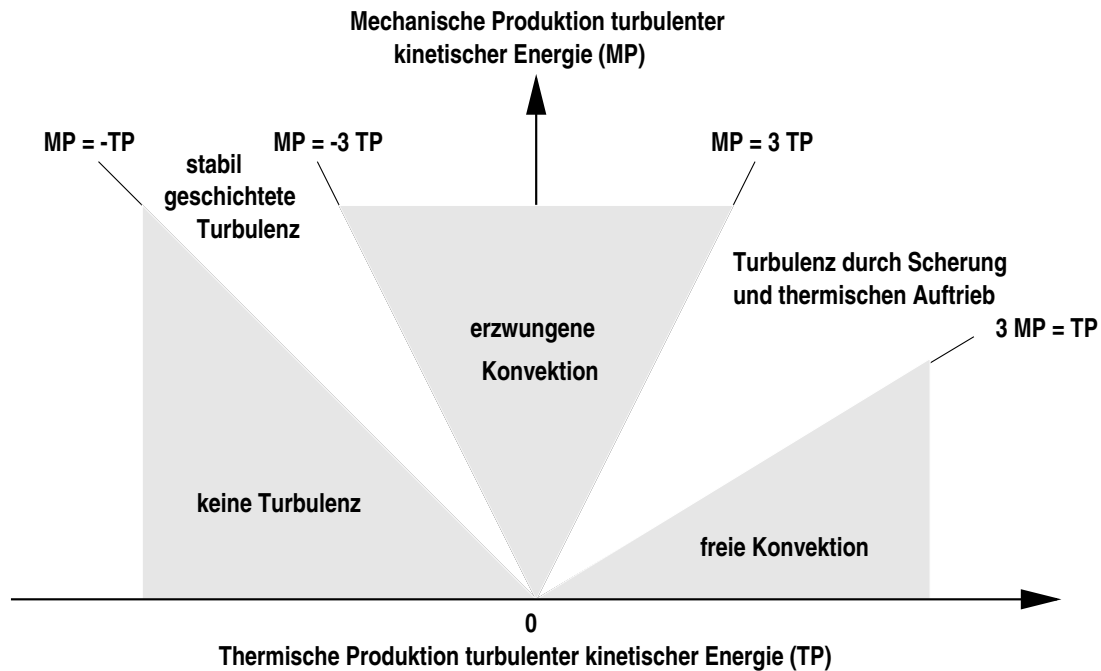


Abbildung 2.2: Auftreten unterschiedlicher Regimes der Turbulenz in Abhängigkeit von der vorherrschenden Art der Produktion turbulenter kinetischer Energie. Nach Stull (1988).

lichen Schönwetterperioden auftritt. Im umgekehrten Falle liegt erzwungene Konvektion vor, die man beim Durchzug von Fronten mit hohen Windgeschwindigkeiten beobachtet, da die vertikale Windscherung in Bodennähe sehr stark ist. Allgemein lässt sich sagen, dass die Turbulenz in der Grenzschicht umso stärker ist, je größer der geostrophische Wind und die Bodenrauigkeit sind und je labiler die Temperaturschichtung ist (Etling, 1996).

2.2 Turbulenz oberhalb eines Waldbestandes

Der bisher beschriebene mittlere Aufbau der Grenzschicht gilt nicht mehr, wenn die Strömung über eine sehr raue Unterlage, wie z.B. einen Wald oder eine Stadt hinweg geht. Infolge der im Vergleich zum unbedeckten Boden höheren aerodynamischen Rauigkeit beeinflusst die hohe Vegetation den Turbulenzzustand wesentlich, was sich wiederum auf den Transfer von Impuls, Wärme und Masse auswirkt. Hohe Pflanzenbestände führen zur Ausbildung einer Rauigkeitsschicht, in der die Ähnlichkeitsbeziehungen der Bodenschicht in der Regel nicht gelten (Foken, 1998). Die Bedingung des höhenkonstanten turbulenten Austausches ist nur über sehr niedriger Vegetation erfüllt. Die ungestörte Schicht oberhalb der Rauigkeitsschicht beginnt erst ab etwa der zweifachen Bestandshöhe (DeBruin und Moore, 1985). In der darunter liegenden Schicht gelten andere Austausch-

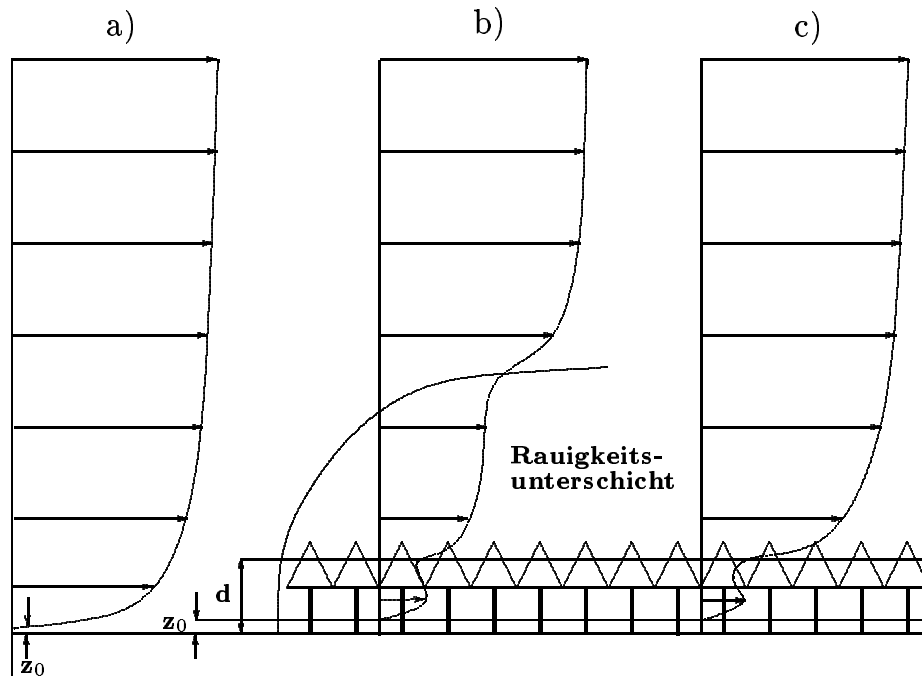


Abbildung 2.3: Schematische Veränderung des Windprofils beim Überströmen einer Waldbedeckung und Bildung einer internen Grenzschicht. Modifiziert nach Emeis et al. (1995) und Marshall et al. (2002).

bedingungen. Diskontinuitäten des Untergrundes führen zur Entwicklung einer internen Grenzschicht, die windabwärts nach dem Unterlagenwechsel in eine neue Gleichgewichtsschicht und eine Übergangsschicht geteilt werden kann. In der neuen Gleichgewichtsschicht bestimmt die Rauigkeit der aktuellen Unterlage das Windprofil, während in der darüber liegenden Übergangsschicht die Verhältnisse der windaufwärts gelegenen Unterlage gelten. Abbildung 2.3 stellt die Veränderungen anhand des Windprofils dar. Oberhalb der glatten Unterlage (a) stellt sich ein logarithmisches Windprofil ein, wobei in der Prandtl-Schicht die turbulenten Flüsse höhenkonstant sind und eine Drehung des Windes erst in der Ekman-Schicht beobachtet wird. Verläuft die Strömung über einen Wald (b), so bildet sich eine Rauigkeitsuntergrenze, die mit zunehmender Überströmung der Unterlage vertikal anwächst. Die so genannte „fetch“-Bedingung ist noch nicht erfüllt. Sie besagt, dass für eine vollständig an die Unterlage angepasste Schicht der Höhe δ die Strömung über einen ausreichend großen homogenen Bereich x verlaufen muss (Garratt, 1992):

$$\delta \approx 0,01 x. \quad (2.4)$$

Unter windschwachen und stabilen Bedingungen ist sogar eine völlige Entkopplung der Schichten im Pflanzenbestand von den darüber liegenden Schichten möglich (Foken, 1998). Kleine Wirbel werden im Kronenraum stark abgebremst, während großskalige Wirbel auf-

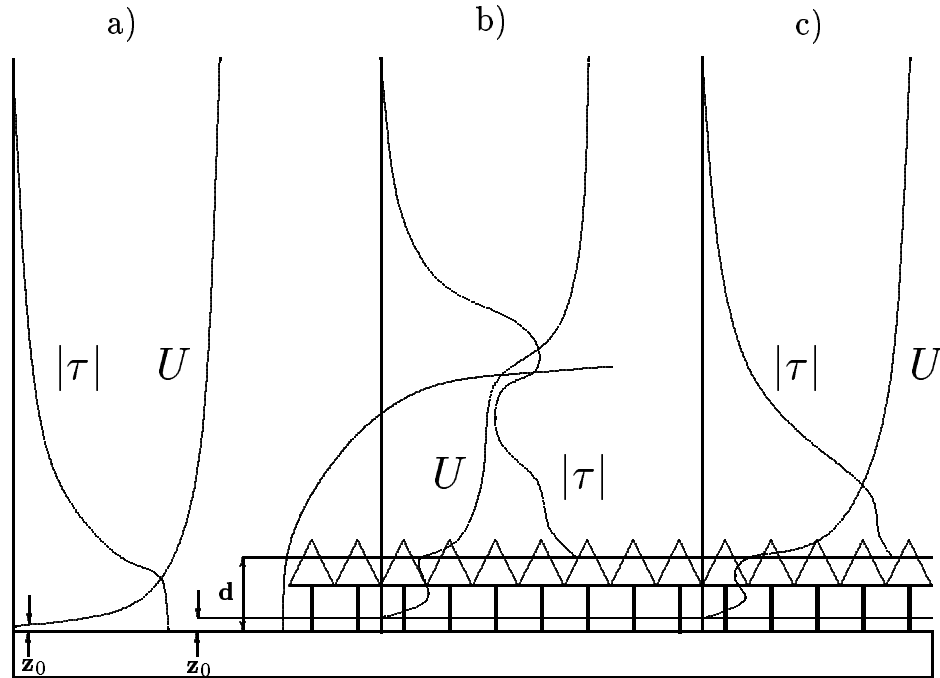


Abbildung 2.4: Schematische Veränderung des Wind- und Schubspannungsprofils.

grund ihrer Trägheit bis in den Stammraum vordringen können und damit Impuls aus der Prandtl-Schicht in den Stammraum transferieren. Durch den fehlenden Druckwiderstand des Kronenbereichs im darunter liegenden Stammraum bildet sich ein sekundäres Windmaximum. Sobald die fetch-Bedingung erfüllt und die interne Grenzschicht voll angepasst ist (c), kann man die Ähnlichkeitsbeziehungen für die Prandtl-Schicht wieder als korrekt annehmen. Die Prandtl-Schicht wird dabei mit ihren charakteristischen Eigenschaften um die Verdrängungshöhe $d \approx \frac{2}{3} h$ angehoben, wobei h die Bewuchshöhe darstellt. Das Windprofil nimmt dann folgende Form an (Monin und Yaglom, 1971):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right). \quad (2.5)$$

Typische Profile der Schubspannung für diese drei Beispiele sind Abbildung 2.4 zu entnehmen. Im Vergleich zu einer glatten Unterlage ist die Schubspannung τ oberhalb eines Waldes stark erhöht. Die großen Rauigkeitselemente lassen größere Wirbel entstehen, die mehr Impuls nach unten transportieren. Die Geschwindigkeit über rauen Beständen ist gegenüber glatten Verhältnissen reduziert, was die Umwandlung von kinetischer Energie aus der mittleren Strömung in TKE widerspiegelt. Am Oberrand der Rauigkeitsschicht tritt aufgrund der Windscherung ein zweites Maximum auf. In der angepassten Schicht werden die charakteristischen Eigenschaften der Prandtl-Schicht wie oben beschrieben um d nach oben versetzt. Numerische Simulationen des Windfeldes in Bezug auf Windenergiefra-

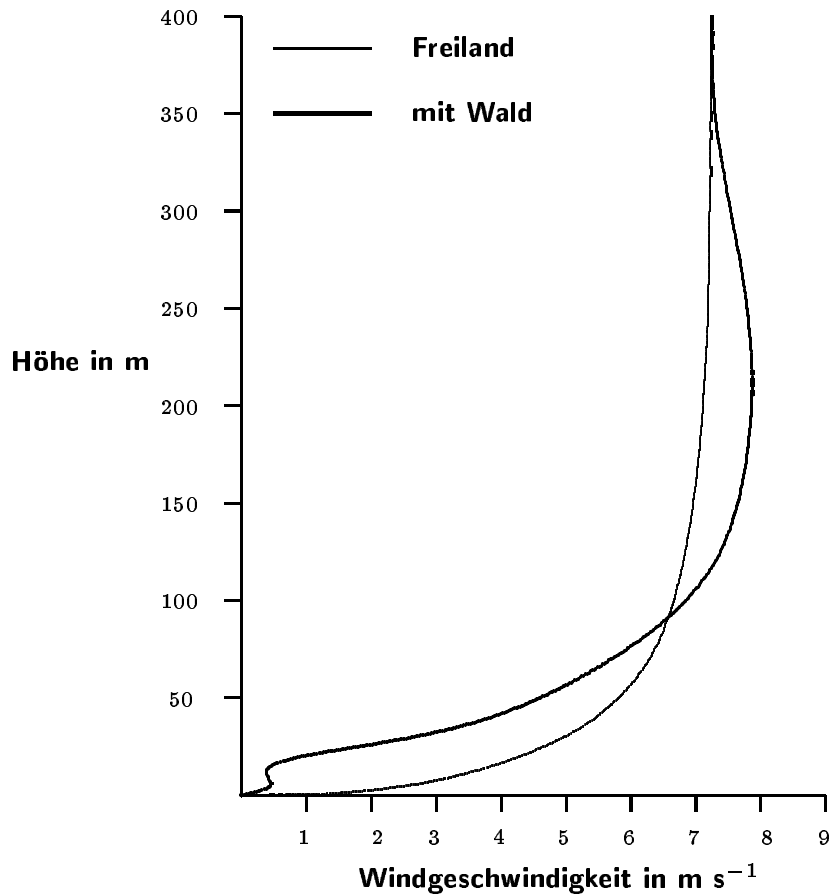


Abbildung 2.5: Simulierte Vertikalprofile des Jahresmittels der Windgeschwindigkeit für Freiland und Waldbedeckung. Nach Gross et al. (2002).

gen wurden unter anderem von Gross et al. (2002) durchgeführt, die Auswirkungen eines Waldes zeigt Abbildung 2.5. In den unteren Atmosphärenschichten ist die mittlere Windgeschwindigkeit deutlich reduziert, während sich Böigkeit und Turbulenz in starkem Maße erhöhen. Oberhalb von 80 bis 100 m Höhe ist eine Erhöhung der Windgeschwindigkeit zu beobachten. Windkraftanlagen mit großen Nabenhöhen, die in diesen Verstärkungsbereich ragen, können höhere Erträge bringen als vergleichbare Anlagen im Freiland. Die vertikale Windscherung weist deutlich höhere Werte auf, was zu einer erhöhten Bauwerksbelastung führen kann. Der vertikale Einflussbereich der Rauigkeitselemente ist bei rauen Oberflächen größer und damit ist in einem größeren Höhenbereich die Turbulenz durch die nach oben wandernde Scherzone verstärkt. Die verstärkte Scherung kann auch in größeren Höhen zur Bildung von kohärenten Strukturen beitragen. Dieser Effekt auf das Windprofil wird u. a. von Shaw und Schumann (1992) gefunden. Die Reduzierung im Bestand und Erhöhung oberhalb ist umso stärker, je rauer die Unterlage ist. Einen umfassenden Überblick über das Verhalten der Grenzschicht über Waldbeständen geben Raupach und Thom (1981).

2.3 Kenntnisstand über kohärente Strukturen

2.3.1 Definition einer kohärenten Struktur

Aufgrund des häufigen Auftretens des Begriffs Kohärenz wird zunächst ein kurzer Überblick über seine Verwendung gegeben. Im allgemeinen Sprachgebrauch bezeichnet Kohärenz einen inneren Zusammenhang oder eine Zusammengehörigkeit, was sich aus dem lateinischen Wort *cohaerens* für „zusammenhängend“ ableitet. In der Physik ist es die Bezeichnung für zwei oder mehrere Wellenzüge, zwischen denen eine feste, zeitlich unveränderliche Phasenbeziehung gilt. Interferenzerscheinungen können nur zwischen kohärenten Wellenzügen auftreten. Die spektrale Kohärenz ergibt sich aus der Kreuzspektrumanalyse zweier Zeitreihen, wobei das Kohärenzspektrum aus dem Real- und Imaginärteil des Kreuzspektrums und der einzelnen Varianzspektren gebildet wird. Es stellt einen spektralen Korrelationskoeffizienten dar, der für perfekte Korrelation den Wert eins besitzt und bei geringer Korrelation gegen Null geht (Walk, 1970). Räumliche Kohärenz nennt man den Umstand, dass der charakteristische Verlauf einer Größe nahezu zeitgleich in mehreren Höhen zu sehen ist, d. h. es bezeichnet eher eine vertikale räumliche Kohärenz. Eine kohärente Struktur kann als eine Gestalt oder Form in turbulenten Strömungen angesehen werden, die eine lange Zeit relativ zu seiner eigenen Drehbewegung besteht. Ein Beispiel stellt der große rote Punkt in der Jupiteratmosphäre dar, der ein stabiles Muster in der chaotischen und energetischen Strömung der Jupiteratmosphäre ist. Wilczak (1984) gibt eine allgemeine Definition einer kohärenten Struktur in der atmosphärischen Turbulenzforschung als deutlich ausgeprägtes, großskaliges Fluktuationmuster. Diese organisierten Strukturen treten mit kleinskaligeren Fluktuationen in Wechselwirkung, sind aber trotzdem in der Lage, ihre charakteristische Form zu behalten. Der Durchgang einer kohärenten Struktur an einem Messort lässt sich durch einen rampenähnlichen Verlauf von skalaren Größen, wie der Lufttemperatur, feststellen (Shaw et al., 1990; Gao et al., 1992; Collineau und Brunet, 1993a; Sadani und Kulkarni, 2001). Die Existenz von Rampenstrukturen wurde in Labormessungen über glatter und rauer Unterlage (Kline et al., 1967), in der atmosphärischen Grenzschicht (Priestley, 1957; Kaimal und Businger, 1970; Antonia und Chambers, 1978; Wilczak, 1984) und in Strömungen oberhalb von Waldbeständen (Bergström und Högström, 1989; Chen et al., 1997a; Su et al., 2000) gefunden. Der Verlauf einer Rampe wird unter labilen Bedingungen durch einen langsamen Anstieg, gefolgt von einem schnellen Abfall der Temperatur zum Ausgangsniveau charakterisiert (Gao et al., 1989; PawU et al., 1992; Qiu et al., 1995). Die dreidimensionale Struktur eines kohärenten Wirbels ergibt sich aber erst aus Kombinationen mit mehreren Messhöhen und anderen Turbulenzgrößen.

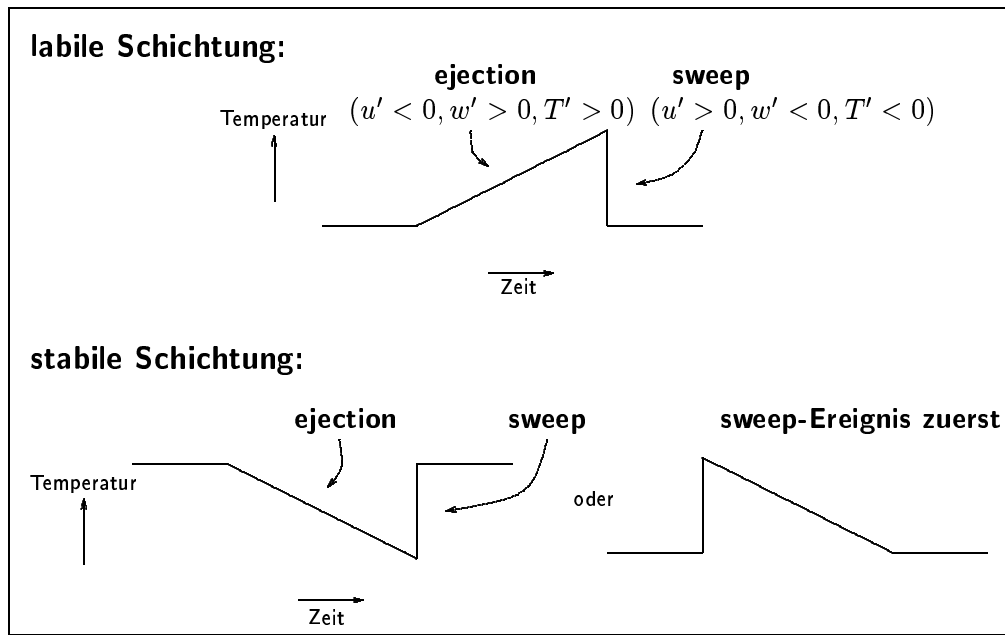


Abbildung 2.6: Idealisierte Temperaturzeitreihen der Rampenstrukturen bei labiler und stabiler Schichtung.

2.3.2 Einteilung einer Rampenstruktur in zwei Prozesse

Ein Rampenmuster im zeitlichen Verlauf der Temperatur lässt sich im englischen Sprachgebrauch als Abfolge von so genannten „ejection“- und „sweep“-Phasen einteilen (Abb. 2.6). Unter labilen Bedingungen entzieht die ejection-Phase warme Luft aus unteren Schichten mit geringem Impuls und bringt so das Temperatursignal eines Messfühlers langsam zum Ansteigen. In der anschließenden sweep-Phase wird diese Luft durch kühlere Luft von oben rasch wieder ersetzt (Gao et al., 1992). Der scharfe Rückgang der Temperatur in Form einer Mikrofront kann unter sehr labilen Bedingungen als Resultat einer einzigen großskaligen Struktur angesehen werden, die als eine durch die Windscherung vertikal geneigte interne Mikrofront auftritt (Ketterer, 1983; Gao et al., 1989; Wilczak et al., 2001). Der Begriff ejection lässt sich am besten mit Ausstoß, Auswurf oder Ausbruch übersetzen, während sweep das Ausfegen mit einem Windstoß oder einer Böe durch größerskalige Prozesse aus höheren Schichten bezeichnet. Bei stabiler Temperaturschichtung wird in der ejection-Phase die Luft zunächst abgekühlt und durch das Ausfegen von oben wieder erwärmt, so dass der Temperaturverlauf invertiert wird (Antonia et al., 1979). Allerdings kann auch bei stabiler Schichtung das sweep-Ereignis zuerst auftreten, so dass der Ablauf der einer zeitlich invertierten labilen Rampenstruktur entspricht. Unter welchen Bedingungen das sweep-Ereignis zuerst auftritt oder nicht, ist in der Literatur bisher noch nicht beschrieben. Im Folgenden wird eine Rampe bei labiler Schichtung als labile Rampe und bei stabiler Schichtung als stabile Rampe bezeichnet.

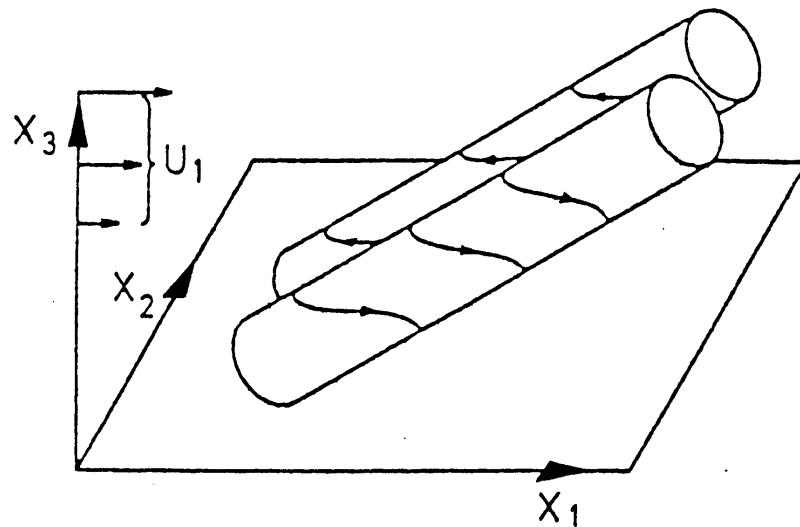


Abbildung 2.7: Schema des in Strömungsrichtung geneigten Double Roller Eddy. Die Pfeile symbolisieren die Stromlinien der Wirbel. Aus Townsend (1970).

Die Abfolge des Ausbrechens und anschließenden Ausfegens wurde anhand von Labormessungen in vier Phasen eingeteilt. Nahe der Unterlage wird die Strömung gebremst, wobei ein abgehobener Streifen mit langsamer Geschwindigkeit entsteht. In der zweiten Phase bildet eine von oben herabkommene Strömung mit größerer Geschwindigkeit eine Scherzone zwischen den beiden aus. Die steigende Scherung verursacht ein Ausbrechen des langsameren Streifens nach oben, der in der vierten Phase durch Luft mit höherer Geschwindigkeit von oben (sweep) ersetzt wird (Schols, 1984). Das Anheben der Streifen, das anschließende Oszillieren und Zusammenbrechen durch das Ausfegen von oben wird als „bursting“ bezeichnet und ist der dominierende Prozess für die Dynamik des Grenzbereichs (Chen und Blackwelder, 1978).

2.3.3 Bisherige Arbeiten und spezielle Fragestellungen

Ab den späten 1950er Jahren wurden zahlreiche Versuche durchgeführt, um die Wirbelstrukturen in einer turbulenten Grenzschicht zu visualisieren. Kline et al. (1967) fanden neue Abläufe in wandnahen Gebieten, die durch ein wechselndes Feld von Streifen mit hoher und niedriger Windgeschwindigkeit gekennzeichnet sind. Durch Anheben dieser Streifen wird eine Verbindung mit der äußeren Schicht hergestellt. In der atmosphärischen Turbulenzforschung wird der Begriff von organisierten oder kohärenten Strukturen meist auf Townsend (1970) zurückgeführt. Er geht in seiner Arbeit von einem isotropen Turbulenzfeld aus, worin lokal begrenzte Gebiete mit größerer Scherung entstehen. Dort können sich große anisotrope Wirbel bilden, die eine gewisse Persistenz besitzen und als „Double Roller Eddies“ bezeichnet werden (Abb. 2.7). Bei dieser Doppelrollenstruktur

handelt es sich um ein lang gestrecktes, gegensinnig rotierendes Wirbelpaar, das in mittlere Windrichtung geneigt ist. Townsend betont dabei die Wichtigkeit der großen Wirbel in einer unorganisierteren und kleinskaligeren Umgebungsturbulenz für den turbulenten Transport und war der erste, der ein Bild von diesen großskaligen Wirbeln konstruierte.

Eine andere Methode für die Veranschaulichung der Wirbelstrukturen ist die Betrachtung der Varianzen und Kovarianzen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten, die den turbulenten Spannungstensor beschreiben. In Analogie zur viskosen Strömung wird der Schubspannungstensor mit dem Deformationstensor des Bewegungsfeldes linear in Beziehung gesetzt. Die Hauptachsenrichtung beider Tensoren bildet mit der x -Achse eines erdfesten kartesischen Koordinatensystems einen Winkel von 45° , der nach einem Wirbelmodell von Tennekes und Lumley (1972) für die Wirbelerhaltung besonders günstig ist. Fiedler (1975) berechnet den Neigungswinkel von anisotropen Turbulenzelementen gegenüber der Vertikalen und bestimmt daraus die Deformation der Wirbel entlang ihrer Hauptachsen in Form von Streckung und Stauchung. Er findet dabei eine Abhängigkeit von den Varianzen der Geschwindigkeitskomponenten. Da die Varianzen ihrerseits von der Schichtung der Atmosphäre abhängen, sind auch die auf die Turbulenzelemente wirkenden Spannungen und ihre Neigungswinkel stabilitätsabhängig. Die Normalspannungen nehmen mit zunehmender Stabilität ab und das Koordinatensystem, das durch die Richtungen der Normalspannungen aufgespannt wird, weicht mehr von dem durch die Richtung der mittleren Strömung angegebenen Koordinatensystem ab. Die Abweichung erklärt Fiedler unter anderem mit dem Einfluss der horizontalen Begrenzungsfläche, da sich bei größeren Wirbeln die Rotationsebene der horizontalen Fläche anpassen und sich damit von der günstigsten Dehnungsrichtung entfernen muss.

Experimentelle Arbeiten zur Struktur von Turbulenzwirbeln im Windkanal wurden von Head und Bandyopadhyay (1981) durchgeführt, die ein etwas anderes Bild mittels einer Strömungsvisualisierung durch Rauch erhalten. Sie schlagen bei Reynoldszahlen von 1 000 bis 7 000 vor, dass das Charakteristikum einer Grenzschicht nicht die Existenz von großskaligen, kohärenten Strukturen ist, sondern durch zufällige Vereinigung von stark in die Länge gezogenen Strukturen entstandene Haarnadelwirbel sind. Sie besitzen einen Winkel von etwa 40° zur Unterlage. Cantwell (1981) gibt über diese Arbeiten einen umfassenden Überblick. Eine der ersten Beobachtungen von Rampen im Temperaturverlauf aus der Atmosphäre stammt von Priestley (1957), der anhand von Messungen in vier Höhen an einem Turm die Einlagerung einer Thermikblase in der Strömung erkannte (Abb. 2.8). Die Vorwärtsneigung aufgrund der Zunahme der mittleren Windgeschwindigkeit mit der Höhe ist anhand des zeitlich früheren Auftretens der Temperaturrampen in höheren Schichten belegt. Auch Kaimal und Businger (1970) finden eine Vorwärtsneigung konvektiver Strukturen anhand von Fallstudien bis in 22,6 m Höhe. Sie stellen weiter

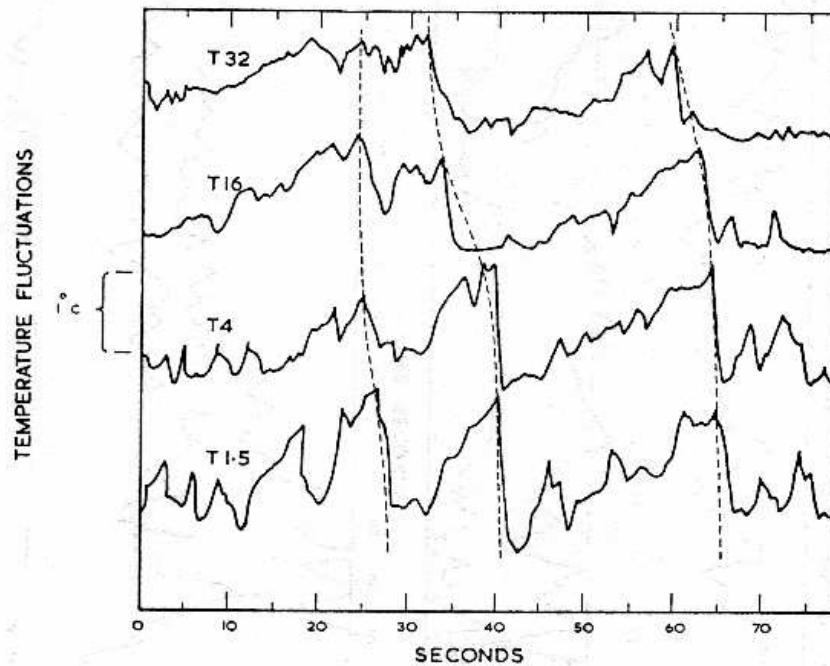


Abbildung 2.8: Temperaturzeitreihen aus vier Messhöhen an einem Turm. Aus Priestley (1957).

fest, dass es sich dabei im Wesentlichen um ein nicht rotierendes Gebilde handelt, das ein vertikales Strecken durch die Existenz der Windscherung aufweist.

Vorstellung des Wirbelbildes

Durch die Scherung werden kleine, zufällig orientierte Turbulenzballen in der Strömung gedreht und gedehnt, so dass vertikal in Hauptströmungsrichtung geneigte, großskalige Wirbel entstehen, die die Form von Hufeisen oder Haarnadeln haben. Zahlreiche Autoren gehen bei der Vorstellung des Wirbelbildes von kohärenten Strukturen von geneigten Hufeisenwirbeln oder Wirbeln mit einer Doppelrollenstruktur aus (Raupach und Thom, 1981; Bergström und Högström, 1989; Finnigan und Brunet, 1995). Wie von Raupach et al. (1980) diskutiert wird, können leicht erhöhte oder isoliert stehende Rauigkeitselemente die Bildung von Hufeisenwirbeln hervorrufen, die sich stromab über einen großen Bereich erstrecken können. Raupach et al. (1996) berechnen Zwei-Punkt-Korrelationen von u über einem Modellwald in einem Windkanal und schlagen vor, dass kohärente Strukturen oberhalb von Pflanzenbeständen als Doppelrollen-Wirbel angesehen werden können, die aus transversalen Wirbeln beim Wendepunkt des mittleren Geschwindigkeitsprofils nahe der Bedeckung gebildet werden. Vor kurzem haben Marshall et al. (2002) ein charakteristisches Bild der Strömungsstruktur mit dreidimensionalen Wirbeln in Hufeisenform entworfen (Abb. 2.9). Da eine Scherströmung unweigerlich einen Wendepunkt besitzt, führen kleine Störungen zur Bildung von typischen Wirbelstrukturen, die meist

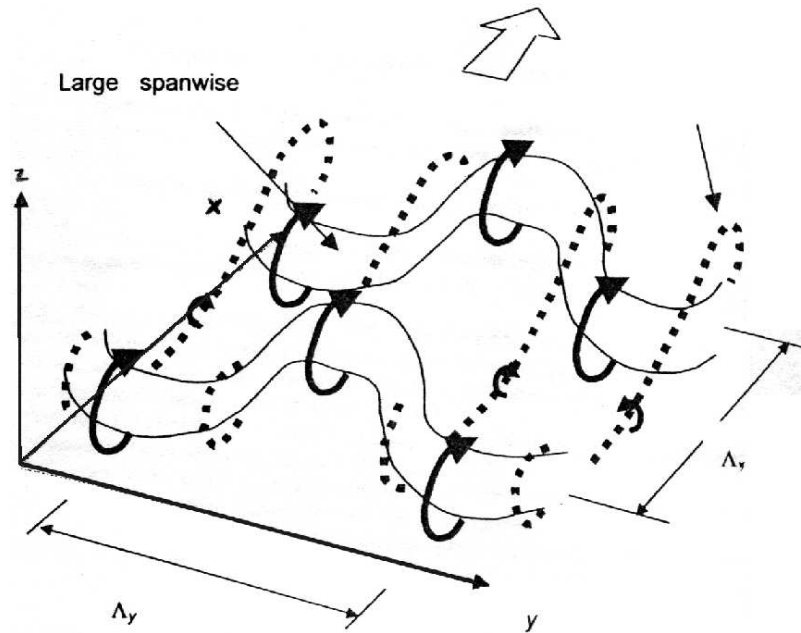


Abbildung 2.9: Schema der Strömungsstruktur nach Marshall et al. (2002). Die Pfeile symbolisieren die Drehbewegung und die gestrichelten Linien verdeutlichen die dreidimensionale Form.

die Form eines Hufeisens haben. Die genaue Unterscheidung zwischen einem Wirbelpaar mit einer Doppelrollenstruktur und geschlossenen Hufeisen- oder Haarnadelwirbeln ist schwierig, da einzelne turmgebundene mikrometeorologische Messungen nicht in der Lage sind, ein Wirbelbild der Rampenstrukturen zu liefern (Shaw und Schumann, 1992). Doch aus welcher genauen Form sie auch bestehen, ihr wesentliches Merkmal ist, dass sie eine erkennbare Struktur haben und wiederholt auftreten (Marshall et al., 2002).

Die Arbeiten von Bergström und Högström (1989) und Högström et al. (1989) zeigen, dass der turbulente Austausch oberhalb eines Waldgebietes viel stärker als über niedrigen Pflanzenbeständen ist. Bis zu ihrer obersten Messhöhe von 40 m konnten sie Rampenstrukturen nachweisen. Der Beitrag zum turbulenten Transport durch die detektierten Strukturen ist mit 90 % sehr hoch. Gao et al. (1989) demonstrieren die Existenz von scharfen, geneigten Frontalzonen zwischen warmer Luft aus dem Wald und kalter Luft, die von oberhalb die erwärmte Luft wieder ausfegt. Einzelpunktmessungen von skalaren Größen zeigen diese Mikrofronten als Rampen. Auch sie erhalten einen relativ großen Beitrag der kohärenten Strukturen zum gemittelten vertikalen Fluss von Wärme und Impuls. Mit einer Detektionsmethode, die auf Daten aus mehreren Höhen basiert, haben Gao et al. (1992) die Existenz solcher Strukturen in labiler und nah-neutraler Schichtung nachgewiesen. PawU et al. (1992) erhalten eine Abhängigkeit des Auftretens kohärenter Strukturen von der Windscherung und vermuten weitere Einflüsse durch die Stabilität

oder von Vertikalprofilen der mittleren Windgeschwindigkeit, wie beispielsweise der Position des Wendepunktes. Sie detektieren eine Struktur anhand eines Temperaturrückgangs innerhalb von 3 s, der einen gewissen Schwellenwert überschreiten muss. PawU et al. vermuten weiterhin, dass die Länge einer Struktur von der Stabilität abhängt, können dies aber aufgrund der angewandten Arbeitsmethode nicht untersuchen, da bei ihrer Methode nur die zeitliche Lokalisierung der Mikrofront eingeht.

Um kohärente Strukturen aus einem Datensatz zu extrahieren, bedarf es einer objektiven Detektionsmethode, da das Signal irregulär in der Zeit auftritt und von hochfrequenten Fluktuationen unterschiedlicher Intensität überlagert ist. Die Unregelmäßigkeit ihres Auftretens und ihre lokalen, scharfen Gradienten legen die Verwendung von Methoden der bedingten Probenahme nahe (z. B. Schols, 1984). Die ersten Arbeiten mit der Wavelettransformation zu diesem Thema stammen von Gamage (1990) und Gao und Li (1993), die jedoch nur anhand des globalen Waveletspektrums charakteristische Zeitskalen ermitteln und Strukturen anhand der Konturdarstellung der Waveletkoeffizienten beschreiben. Diese ersten Studien belegen den Vorteil der Wavelettransformation, ein Signal unter verschiedenen Skalen betrachten zu können. Doch die oben erwähnten Untersuchungen wurden nur anhand geringer Datenmengen durchgeführt, in vielen Fällen sogar weniger als eine Stunde. Gao et al. (1989) benutzen drei Halbstundenabschnitte und die Arbeit von Bergström und Högström (1989) besteht aus zwei 100-min-Abschnitten. Die einzigen Untersuchungen mit einer größeren Datenmenge stammen von Lu und Fitzjarrald (1994) mit 85 h und Brunet und Irvine (2000), die 350 h bearbeiten. Doch verwenden Lu und Fitzjarrald nur eine Messhöhe und die Benutzung des Haar-Wavelets verlangt weiterhin die Einführung eines Schwellenwerts bei der Detektion einer kohärenten Struktur. Des Weiteren berechnen sie die Transformationen nur bis zu einer Skala von 256 s und beschränken sich bei der anschließenden Untersuchung der Waveletkoeffizienten auf Skalen bis 80 s. Brunet und Irvine (2000) untersuchen zwar einen größeren Zeitraum, doch sind die Turbulenzmessungen nur in einer Höhe von 36 m durchgeführt worden und die Auswertungen beschränken sich lediglich auf die absolute Anzahl von kohärenten Strukturen. Die einzigen höher reichenden Messungen stammen von Feigenwinter et al. (1998), die oberhalb einer städtischen Unterlage mit Waveletanalysen nach kohärenten Strukturen suchen. Auch sie finden eine Dominanz dieser Strukturen für den turbulenten Transport. Der Großteil des Interesses lag bislang auf Rampen bei labiler thermischer Schichtung, da die Bedingungen in einer stabilen Grenzschicht aufgrund der schwachen Turbulenzintensität schwierig zu messen und zu interpretieren sind. Die Koexistenz von Schwerewellen oder eine zu träge Sensorelektronik für die kleinskalige Turbulenz können Daten unter solchen Bedingungen erheblich modifizieren. Aufgrund der Beschränkung auf labile Schichtungen ist die Bildung solcher Strukturen in früheren Arbeiten auf das Vorhandensein lo-

kal aufsteigender Luftpakete zurückgeführt worden. Durch die Ähnlichkeit der Strukturen mit Labormessungen unter neutralen Bedingungen schließen Antonia et al. (1979), dass sie primär durch die Scherung kontrolliert werden und nicht durch die Schichtung. Auch die Arbeiten der letzten Jahre zeigen einen Einfluss der Windscherung (Gao et al., 1989; PawU et al., 1992; Qiu et al., 1995; Chen et al., 1997a), so dass über den Entstehungsmechanismus von kohärenten Strukturen insbesondere über verschiedenen Unterlagen noch keine Klarheit herrscht. Die Schwierigkeit liegt in ihrem räumlich und zeitlich zufälligen Auftreten, während ihre Geometrie über einen großen Bereich schwanken kann (Antonia, 1981). Die Trennung von der Umgebungsturbulenz und die eigentliche Definition einer kohärenten Struktur anhand der Daten sind weitere problematische Punkte. Die Nachteile bei den meisten früheren Arbeiten über kohärente Wirbelstrukturen liegen bei der Beschränkung auf labile Schichtungen, der Untersuchung von kurzen Zeiträumen (z. B. nur einer Stunde bei Zhuang und Amiro, 1994) und der geringen Messhöhe. Oft wurden nur spezielle Zeiträume mit besonders vielen Rampen ausgewertet, die Vergleichbarkeit mit anderen Messungen ist daher nur bedingt gegeben. Dies wird auch von Lu und Fitzjarrald (1994) als Erklärung angesehen, warum sich der Beitrag der kohärenten Strukturen zum Gesamtfluss in den Arbeiten so stark unterscheidet. Außerdem lässt ein kurzer Datensatz keine allgemein gültigen Aussagen zu, da die Variabilität dieser Strukturen zu hoch ist. Die Beschränkung auf labile Fälle ist für ein mittleres Bild ebenso unzureichend. Das Auftreten von invertierten Rampen bei stabiler Schichtung ist bislang nur in sehr wenigen Arbeiten untersucht worden (Antonia und Atkinson, 1976; Antonia et al., 1979; Kikuchi und Chiba, 1985; Gao et al., 1992). Bei den raren Untersuchungen unter stabilen Bedingungen stand meist nur die Beschreibung der Strukturen und einfache bedingte Probenahmen im Vordergrund.

Im Rahmen dieser Arbeit soll nun das Auftreten von kohärenten Strukturen in einem langen Datensatz unter verschiedenen meteorologischen Bedingungen bis in große Höhen untersucht werden. Einige spezielle Fragestellungen lauten deshalb:

1. Wie häufig findet man kohärente Strukturen am Karlsruher Mast?
2. Bis zu welcher Höhe treten sie auf?
3. Welche mittleren Zeitskalen haben sie und wie gestaltet sich ihre Häufigkeitsverteilung?
4. Hat die thermische Schichtung einen Einfluss auf die Zeitskalen?
5. Welche Bildungsmechanismen spielen eine Rolle und kann eine Aussage über deren Wichtigkeit gemacht werden?

6. Wie groß ist der Beitrag zum turbulenten Transport und wie ändert er sich mit der Höhe?

Des Weiteren sollen Kohärenzuntersuchungen zwischen mehreren Höhen durchgeführt werden, um die vertikale Struktur der kohärenten Wirbel zu untersuchen. Im folgenden Abschnitt wird deshalb ein kurzer Überblick über den derzeitigen Kenntnisstand gegeben.

Kenntnisstand über vertikale Kohärenz

Die spektrale Kohärenz zwischen zwei Zeitreihen $x(t)$ und $y(t)$ ist gegeben durch

$$Koh_{xy}(f) = \frac{Co_{xy}(f)^2 + Quad_{xy}(f)^2}{S_x(f) S_y(f)} \quad (2.6)$$

mit dem Kospektrum Co_{xy} und dem Quadratspektrum $Quad_{xy}$, die den Real- und Imaginärteil des Kreuzspektrums der beiden Zeitreihen darstellen. $S(f)$ ist das Varianzspektrum der jeweiligen Zeitreihe. Diese Definition ist analog zum Quadrat des Korrelationskoeffizienten und wird deshalb auch als quadratische Kohärenz bezeichnet (Schönwiese, 2000). Vom jeweiligen Standpunkt aus spricht man von quadratischer oder Wurzel-Kohärenz. Die Analyse der vertikalen Kohärenz basiert generell auf zwei Hypothesen von Davenport (1961):

1. Der signifikante Teil des Kohärenzspektrums ist eine universelle Funktion der dimensionslosen Frequenz $\mathbf{n} = \frac{f\Delta z}{U}$, wobei U die mittlere Windgeschwindigkeit aus den beiden Höhen bezeichnet. Bei dieser Definition repräsentiert \mathbf{n} das Verhältnis von vertikalem Abstand zu horizontaler Wellenlänge (Taylor-Hypothese²).
2. Die Beziehung zwischen der Kohärenz und \mathbf{n} ist exponentiell:

$$Koh(f, \Delta z) = e^{-af\Delta z/U} \quad (2.7)$$

mit dem Abklingparameter a , der bei den Untersuchungen von Davenport für den Horizontalwind bei 7,7 liegt. Er ist stabilitätsabhängig und klein bei starker Konvektion oder sehr stabiler Schichtung in Verbindung mit Schwerewellen (Panofsky, 1985). Bei stabiler und neutraler Schichtung nimmt er größere Werte an, wobei im Falle neutraler Schichtung eine Abhängigkeit von $\Delta z/z$ gefunden wurde (Pielke und Panofsky, 1970).

²Die Taylor-Hypothese stellt den Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Wirbelgröße her. Die Lebensdauer der Wirbel soll größer als die Zeit sein, die sie brauchen, um das Messgerät zu passieren. Dies bezeichnet man als „eingefrorene Turbulenz“. Es ergibt sich folgende Beziehung zwischen der Wellenlänge λ , der Frequenz f und der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit U : $\lambda = \frac{U}{f}$.

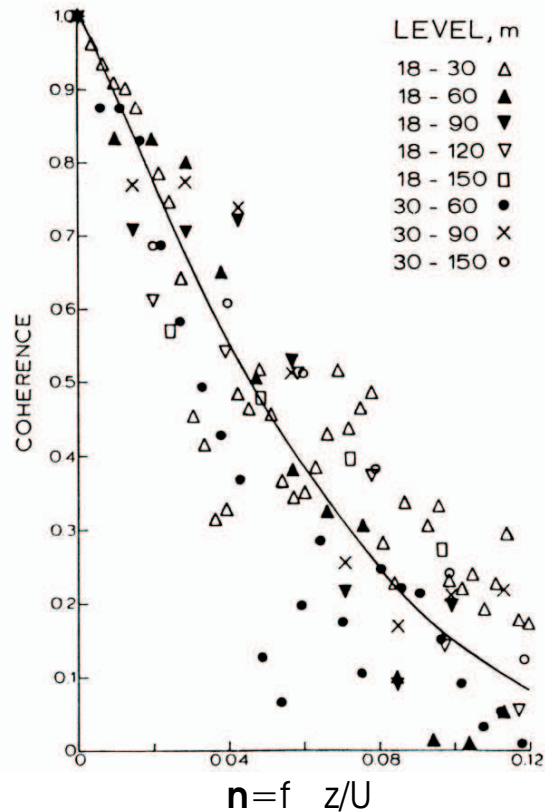


Abbildung 2.10: Spektrale Kohärenz als Funktion der dimensionslosen Frequenz $n = \frac{f\Delta z}{U}$. Aus Davenport (1961).

Die exponentielle Abnahme der Kohärenz als Funktion von n ist von vielen Beobachtungen bestätigt worden (Pielke und Panofsky, 1970; Panofsky, 1973, Abb. 2.10). Die eigentliche Aussage der oben genannten Punkte liegt darin, dass man für alle Höhendifferenzen geometrisch ähnliche Wirbel mit denselben Neigungen und Verhältnissen von horizontalen zu vertikalen Größen findet (Panofsky und Singer, 1965). Die Kohärenz oberhalb einer glatten Unterlage sollte größer sein, da die Intensität der Turbulenz geringer ist (Panofsky, 1973). Pielke und Panofsky (1970) und Bowen et al. (1983) haben das Verhalten des Abklingparameters untersucht, allerdings nur bis zu einer Höhe von 20 m. Schlez und Infield (1998) untersuchen für Windenergiefragen horizontale Kohärenzwerte mit einem neuen, einfachen Exponentialansatz für Distanzen, die größer als die Messhöhe sind. Vertikale Kohärenzen werden für andere Größen und große Messhöhen nicht weitergehend untersucht. Das Abfallen der Kohärenz mit größer werdendem vertikalen Abstand ist bekannt und von vielen Autoren untersucht worden (Davenport, 1961; Panofsky und Singer, 1965; Pielke und Panofsky, 1970; Shiotani, 1975; Bowen et al., 1983). Deshalb wird in Kapitel 5 das Hauptaugenmerk auf die Betrachtung der Skalen mit maximaler Kohärenz gelegt und mögliche Größen auf ihren Einfluss hin untersucht.

Turbulenzmessungen am 200 m hohen Messmast des Forschungszentrums Karlsruhe

Am meteorologischen Messmast des Forschungszentrums Karlsruhe (FZK) werden seit 1997 Turbulenzmessungen in mehreren Höhen mit Ultraschallanemometern durchgeführt. Operationell werden 10 min-Mittel der Geschwindigkeitskomponenten, der Varianzen und Kovarianzen gespeichert. Für die Untersuchung der Vertikalstruktur der atmosphärischen Turbulenz wurden zusätzlich zahlreiche Datensätze mit einer zeitlichen Auflösung von 48 ms aufgezeichnet. Bei der Datenanalyse ergab sich in den berechneten Spektren der Geschwindigkeitskomponenten und der Temperatur ein unerwartetes Weißes Rauschen am hochfrequenten Ende des Spektrums, was die weitere Datenauswertung deutlich erschwerte und teilweise sogar unmöglich machte. Nach einer Beschreibung des meteorologischen Messmastes (Abschnitt 3.1) behandelt Abschnitt 3.2 das Problem des Weißen Rauschens und dessen Lösung, so dass sinnvolle Auswertungen der Turbulenzdaten ermöglicht werden. Danach wird ein Überblick über die weiteren, nun unverrauschten Messungen gegeben, die die Grundlage dieser Arbeit darstellen (Abschnitt 3.3). Der Einfluss des Messmastes auf die Turbulenzstruktur im Nachlauf wird in Abschnitt 3.4 untersucht. Im letzten Abschnitt 3.5 wird die Quadrantenanalyse als Methode der bedingten Probenahme angewendet, die den ersten Schritt für die Untersuchung der kohärenten Strukturen darstellt.

3.1 Der meteorologische Messmast am Forschungszentrum Karlsruhe

Der 200 m hohe Messmast des Forschungszentrums Karlsruhe liegt etwa 10 km nördlich von Karlsruhe. Es handelt sich um einen offenen Gittermast mit quadratischem Quer-

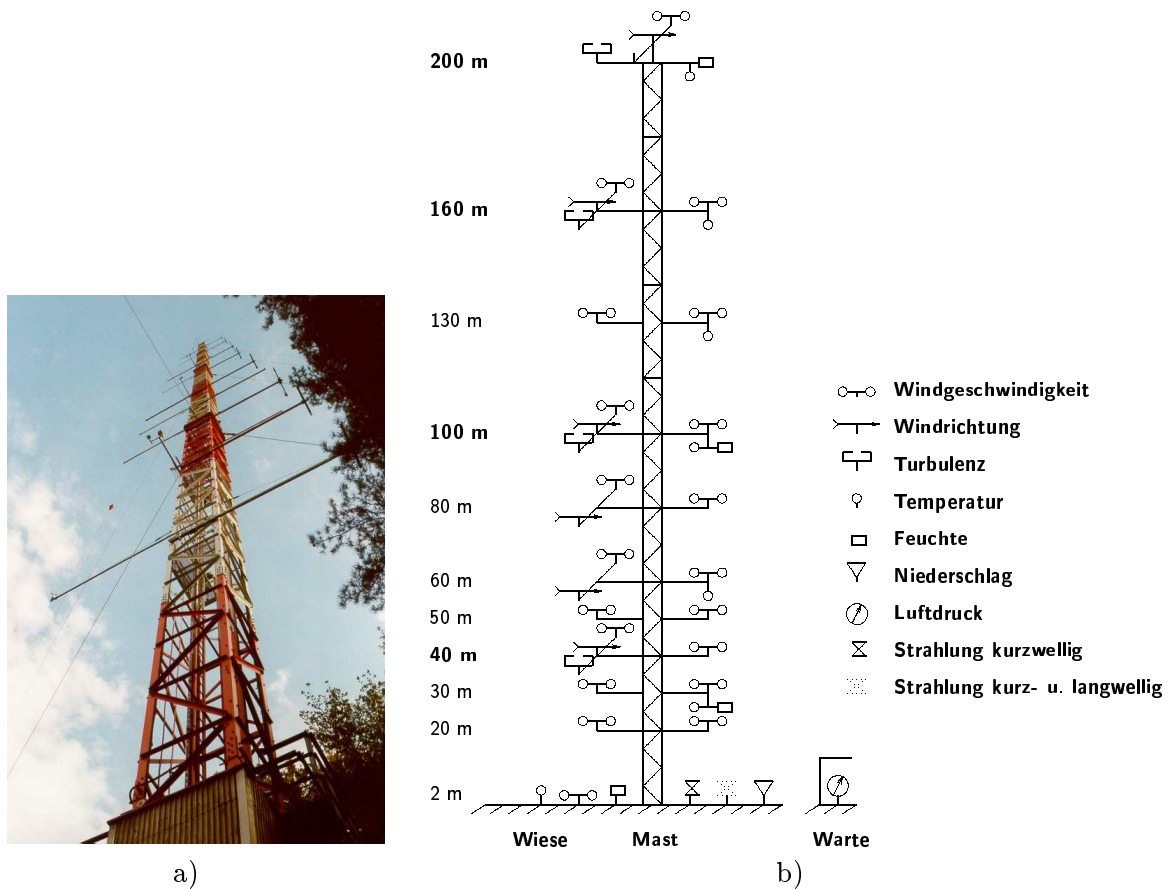


Abbildung 3.1: Foto (a, Blick aus NNW) und Instrumentierung (b) des Mastes am Forschungszentrum Karlsruhe.

schnitt und einer Seitenlänge von 160 cm. Die Turbulenzmessungen werden mit Solent Ultraschallanemometern (Gill Instruments; Typ R2; 20,83 Hz) in den Höhen 40, 100, 160 und 200 m durchgeführt. Die meteorologische Instrumentierung umfasst weiterhin Geräte zur Messung der Windgeschwindigkeit, der Temperatur, des Taupunkts, der Sonnen- und Wärmestrahlung, des Niederschlags und des Luftdrucks. Die Analog- und Digitalsignale der Messwertgeber werden in einem Prozessrechner erfasst, in meteorologische Größen umgerechnet, auf Plausibilität geprüft und als 10 min-Mittel gespeichert. Die Größen unterhalb von 20 m Höhe stammen von der nahe gelegenen Messwiese, alle Daten aus größeren Höhen vom Mast. Die Schalenanemometer zur Messung der mittleren Windgeschwindigkeit sind auf Auslegern nach Osten und Westen angebracht. Um Abschattungseffekte auszuschließen, werden nur die Daten vom luvseitigen Anemometer verwendet. Die Hauptanströmungsrichtung liegt durch die Lage im Oberrheingraben unabhängig von der Windgeschwindigkeit bei Südwesten und für hohe Geschwindigkeiten bei Westen (Kalthoff und Vogel, 1992). Aus diesem Grund sind die Ultraschallanemometer auf Auslegern nach Westen angebracht (Abb. 3.1). Der Mast befindet sich in der Südwestecke des Forschungs-

Tabelle 3.1: Unterschiedliche Anströmbereiche für den Messmast am FZK.

Sektor	Windrichtungen in °	Untergrund
I	151-210	Kiefernwald mit 30 m Baumhöhe (9 km)
II	211-355	Wald (1,5 km), Felder (1,5 km), Bebauung (2 km)
III	356-55	Bebauung (2 km), Wald (5 km), Felder (2 km)
IV	56-80	Wald (3 km), Bebauung (2 km), Felder (2 km)
V	81-120	Wald (3,5 km), Felder (3 km)
VI	121-150	Wald (3 km), Felder (2 km), Bebauung (1 km)

zentrums und ist außer dem nordöstlichen Bereich von Nadelwald umgeben. Die Waldfläche hat eine Erstreckung in südlicher Richtung von 10 km, die West-Ost-Ausdehnung beträgt ca. 8 km. Der Waldbestand hat eine Höhe von 30 m, der durchschnittliche Baumabstand liegt bei 10 m (Wenzel et al., 1997). Da die Beschaffenheit des Untergrunds für die Turbulenz eine große Rolle spielt, werden die unterschiedlichen Anströmbereiche in einheitliche Sektoren unterteilt. Tabelle 3.1 führt die Windrichtungen und die entsprechenden Unterlagen auf. Die fetch-Bedingung ist am besten von Sektor I erfüllt, allerdings nur bis zu einer Höhe von 100 m. Oberhalb dieser Höhe spielen weiter entfernt liegende Inhomogenitäten eine Rolle und die Schicht ist nicht vollständig an die Unterlage angepasst.

3.2 Einfluss von Hochfrequenzeinstrahlungen auf Ultraschallanemometer

3.2.1 Weißes Rauschen in den Spektren der Turbulenzdaten

Bei der spektralen Analyse der Turbulenzdaten ergibt sich am hochfrequenten Ende der Geschwindigkeits- und Temperaturspektren ein Weißes Rauschen, das den theoretisch erwarteten Rückgang im Inertialbereich überdeckt. Die weitere Datenauswertung ist aufgrund des großen beeinflussten Spektralbereichs sehr schwierig und teilweise unmöglich, da die Varianz σ^2 durch das Rauschen stark ansteigen kann. Ein Beispiel zeigt Abbildung 3.2, bei der die u -Komponente der Windgeschwindigkeit und das zugehörige Spektrum für einen Fall mit und ohne Rauschen aufgetragen sind. Die Rohdaten wurden vor der Berechnung der Spektren in mittlere Windrichtung gedreht ($\bar{v} = \bar{w} = 0$, siehe Anhang A.3). Im Fall (a) reicht der Bereich mit dem erwarteten Abfall der Spektren im Inertialbereich nur bis zu einer Frequenz von etwa 0,2 Hz, bei höheren Frequenzen kann nur noch Weißes Rauschen beobachtet werden. Der Vergleich mit einem unverrauschten Fall bei ähnlichen meteorologischen Bedingungen (b) zeigt eine veränderte Zusammen-

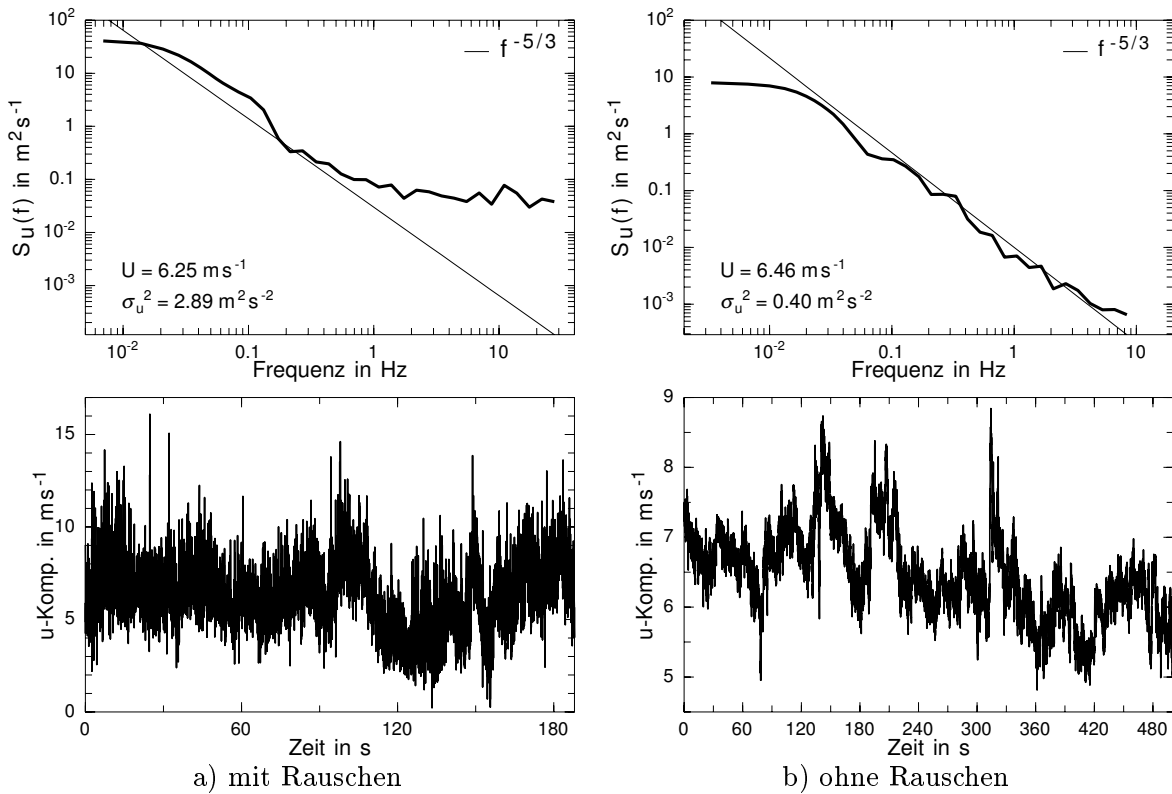


Abbildung 3.2: Zeitreihen und Spektren in 200 m Höhe.

setzung der Fluktuationen, die Varianz liegt deutlich niedriger als im verrauschten Fall. Das Beispiel ohne Rauschen stammt aus einer späteren Messung, bei der das Problem bereits behoben ist. Die relativ hohe Windgeschwindigkeit von $6,25 \text{ m s}^{-1}$ garantiert, dass es sich dabei nicht um ein elektrisches Rauschen bei der Datenassimilation unter wind-schwachen Bedingungen handelt. Aliasing kommt als Ursache des Rauschens auch nicht in Frage, da dies nur zu einer geringen Erhöhung des Spektrums am hochfrequenten Ende führen würde. Beim Vergleich aller Messhöhen zeigt sich, dass das Rauschen am Erdboden nicht auftritt, darüber aber mit zunehmender Höhe ansteigt (Abb. 3.3). Mit einem leicht veränderlichen Energiegehalt ist das Rauschen auch bei länger andauernden Messreihen stets vorhanden. Mögliche Einflüsse durch die thermische Schichtung, spezielle Windrichtungen oder Windgeschwindigkeiten wurden überprüft und ergaben keinen Zusammenhang mit dem Rauschen.

3.2.2 Fehlersuche und Problembehebung

Neben Abweichungen von den theoretischen Annahmen gibt es weitere Punkte, die die Qualität von Turbulenzmessungen mit Ultraschallanemometern beeinflussen, wie z. B. die exakt vertikale Ausrichtung des Messinstruments oder Abschattungseffekte durch die Schallwandler und Haltestreben. Auch das Einbringen des Sensors in das Windfeld führt

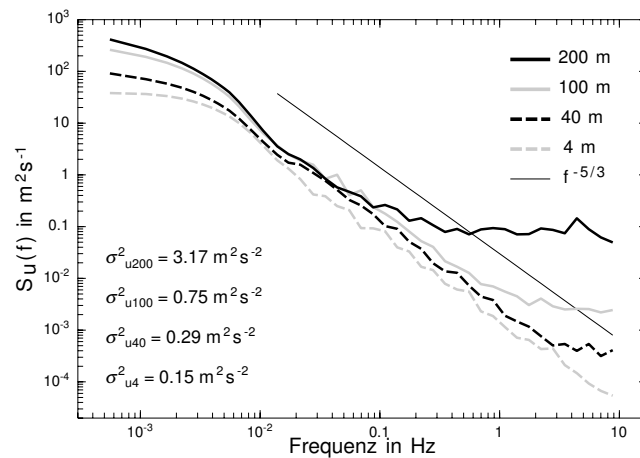


Abbildung 3.3: Spektren der u -Komponenten aus allen Messhöhen (15. April 1998, 14.00-15.00 Uhr MEZ).

zu einer Strömungsablenkung (Foken und Wichura, 1996). Es entstehen dabei Regionen mit erhöhter und verminderter Windgeschwindigkeit, die korrigiert werden müssen (Gill Instruments Limited, 1990). Vergleiche von mehreren Ultraschallanemometern unter diesem Gesichtspunkt wurden von Grelle und Lindroth (1994), Vogt et al. (1997) oder von Miller et al. (1999) durchgeführt. Vor kurzem haben Wieser et al. (2001) den Einfluss der Sensorconfiguration von unterschiedlichen Ultraschallanemometern durch Drehen und Neigen der Geräte in einem Windkanal untersucht. Meteorologische Faktoren, wie z. B. eine niedrige Turbulenzintensität, interne Grenzschichten oder Schwerewellen bei stabiler Schichtung, beeinflussen zusätzlich die Qualität von Turbulenzmessungen. Abschattungseffekte durch den Messmast, wie sie im Abschnitt 3.4 beschrieben werden, spielen bei entsprechenden Windrichtungen auch eine große Rolle. Doch keiner der bisher genannten Punkte kam bei der Überprüfung als Ursache für das Rauschen in Frage, weswegen zahlreiche Versuchsmessungen durchgeführt wurden.

Versuchsmessungen

Das verwendete Ultraschallanemometer kann in vier unterschiedlichen Modi betrieben werden, die sich durch die Ausgabefrequenz (21 oder 56 Hz) und -art (Geschwindigkeiten, Laufzeiten oder Achsengeschwindigkeiten), sowie durch die Anwendung der Abschattungskorrektur unterscheiden (siehe Anhang A.2). Der Betrieb in allen Modi ergab keine Veränderung beim Rauschen, d. h. geräteinterne Softwareprobleme liegen nicht vor. Interferenzen entlang der Kabel bis zur Mastspitze konnten auch ausgeschlossen werden, da die Versuchsmessungen mit einem Laptop-Computer direkt in der Nähe des Anemometers aufgezeichnet wurden. Es stellte sich die Frage, ob Schwingungen des Mastes oder des Auslegers einen Effekt auf die Messungen haben. Dabei würden im Spektrum jedoch nur bei den Schwingungsfrequenzen einzelne Spitzen sichtbar werden und keine gleichver-



Abbildung 3.4: Gill Ultraschallanemometer mit Drahtgitter.

teilte Energiedichte auf einen großen Frequenzbereich, wie beim hier beobachteten Effekt. Bei der Verwendung eines anderen Typs von Ultraschallanemometern (Kaijo-Denki) trat selbst in 200 m Höhe kein Rauschen auf, d. h. Mast- oder Auslegerschwingungen kamen nicht als Ursache des Rauschens in Frage. Einer der Schlüsselversuche war die Installation des Anemometers auf einem kürzeren Ausleger (30 cm), das Rauschen war hier deutlich geringer als auf dem langen Ausleger. Als nächstes wurde das Anemometer innerhalb des Mastes betrieben, wobei das Rauschen komplett verschwand. Dies legte die Vermutung nahe, dass Hochfrequenzeinstrahlungen das Ultraschallanemometer beeinflussen, da die Stahlkonstruktion des Mastes wie ein Faraday'scher Käfig wirkt und so das Messgerät im Innern des Mastes gegen die Strahlung abschirmt. Mit einem Anritsu Spectrum Analyzer (MS2601B) wurde in einem Spektralbereich von 9 kHz bis 2,2 GHz innerhalb und außerhalb des Mastes die vorhandene Strahlung gemessen. Im Vergleich zum Fall im Innern des Mastes ergab die Messung außerhalb zusätzliche Strahlung im Bereich von 150 bis 200 kHz, was die Existenz von Hochfrequenzeinstrahlungen am Mast in Karlsruhe beweist. Das Verschwinden des Rauschens beim Betreiben des Anemometers im Innern des Mastes legt eindeutig die Einstrahlungen als Ursache für das Weiße Rauschen fest. Nun musste geklärt werden, ob das Anemometer auf einem Ausleger gegen die Hochfrequenzeinstrahlungen abgeschirmt werden konnte. Zu diesem Zweck wurde ein geerdetes Drahtgitter um den Sensorkopf installiert (Abb. 3.4). Die Ergebnisse zweier aufeinander folgender Versuche mit und ohne Drahtgitter auf dem langen Ausleger in 200 m Höhe zeigt Abbildung 3.5. Das sehr starke Rauschen mit Varianzen von über $26 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ ist bei der Messung mit dem Gitter vollständig verschwunden. Die Varianz ist auf $1,59 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ re-

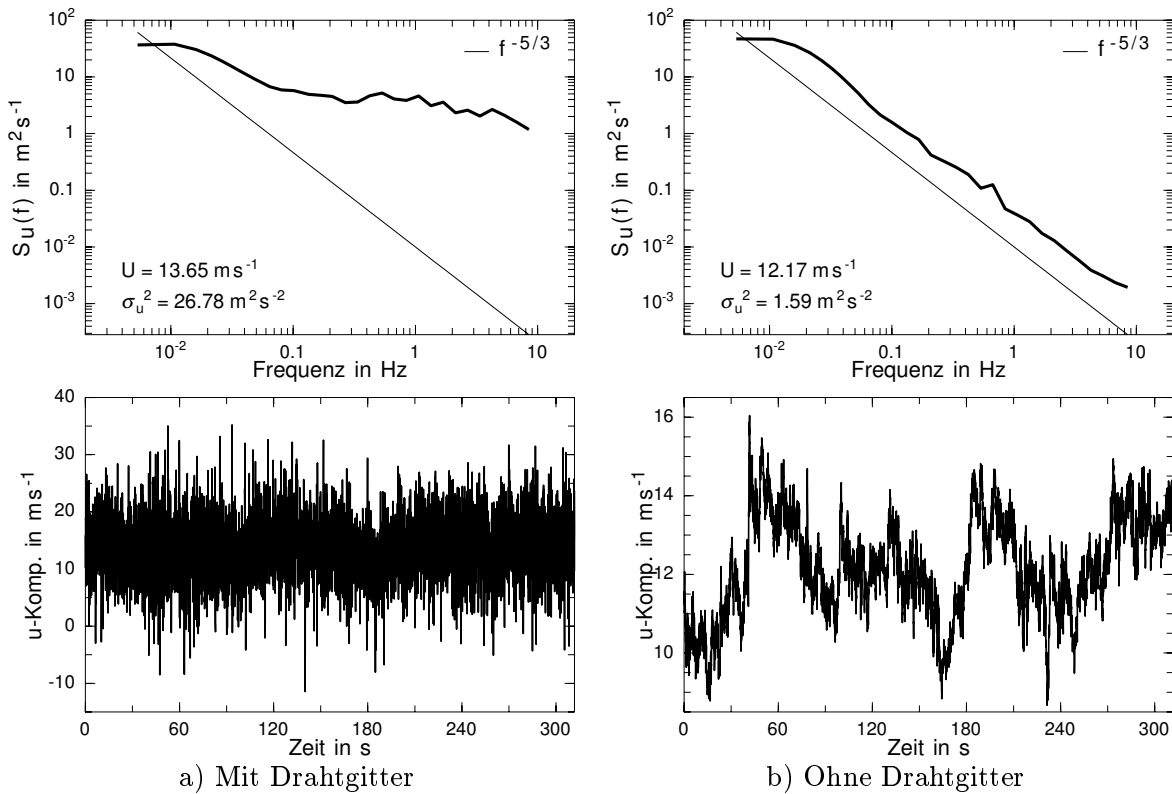


Abbildung 3.5: Zeitreihen und Spektren zweier aufeinander folgender Messungen in 200 m.

duziert und sowohl das Spektrum als auch die Zeitreihe zeigen einen normalen Verlauf. In weiteren Versuchen wurde das Gitter um die Elektronik im Gerätefuß angebracht, es zeigte sich dabei jedoch wieder das Rauschen wie bei der Konfiguration ohne Abschirmung. Dies bedeutet, dass das Rauschen in den Spektren durch eine Reaktion des Gerätekopfes auf die Hochfrequenzeinstrahlungen hervorgerufen wird.

Ursache des Weißen Rauschens

Die oben beschriebenen Versuche belegen, dass Hochfrequenzeinstrahlungen in der Region vom Karlsruher Mast vorhanden sind und dass das Gill Ultraschallanemometer darauf mit einem Weißen Rauschen in den Daten reagiert. Der Frequenzbereich der Einstrahlungen liegt zwischen 150 und 200 kHz, was einer Wellenlänge von 2 bis 1,5 km entspricht. Doch warum resultiert aus diesen Einstrahlungen ein Weißes Rauschen? Es ist vom Hersteller bekannt, dass das Anemometer anfällig gegenüber Interferenzen genau in diesem Frequenzbereich sein kann, da die Resonanzfrequenz der Quarzkristalle in den Schallwandlern bei 180 kHz liegt (Walsh, Gill Instruments Ltd., 2002, persönliche Mitteilung). Elektromagnetische Energie kann dabei über die Drähte zwischen den Quarzkristallen und der Geräteelektronik in das System eingespeist werden (elektromagnetische Interferenz). Während der Messung takteten die Quarzkristalle einen Digitalzähler, der die Lauf-

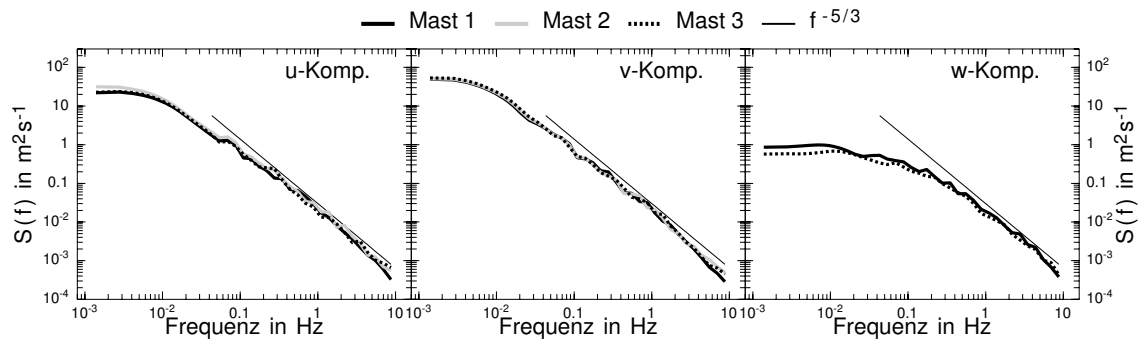


Abbildung 3.6: Varianzspektren der Windgeschwindigkeitskomponenten an den drei Masten.

zeitmessung der Ultraschallimpulse durchführt. Diese Laufzeitmessung wird nun durch die beeinflussten Quarzkristalle modifiziert, es treten Abweichungen der wahren Laufzeit nach oben und nach unten auf. Diese Abweichungen treten bei allen Windrichtungen und Geschwindigkeiten auf und haben einen zufälligen Charakter (Walsh, Gill Instruments Ltd., 2002, persönliche Mitteilung). Diese zufälligen Abweichungen bei der Laufzeitberechnung führen nun zu einem Weißen Rauschen in den Spektren, das aufgrund der hohen Energie im tieffrequenten Spektralbereich nur am hochfrequenten Ende sichtbar ist. Der betreffende Frequenzbereich ist durch Radiosender belegt, d. h. zum einen können die Einstrahlungen nicht abgestellt werden und zum anderen können solche Probleme auch an anderen Messstationen auftreten, die den gleichen Typ Ultraschallanemometer verwenden. Ein permanentes Drahtgitter um den Sensorkopf ist deshalb die einzige Möglichkeit, den Effekt des Weißen Rauschens zu vermeiden.

Datenqualität mit Drahtgitter

Bei jeglicher Art von Turbulenzmessung ist man bestrebt, die Störung des Windfeldes durch das Einbringen des Sensors so gering wie möglich zu halten. Ein Drahtgitter um den Sensorkopf muss deshalb mit Vorsicht angewendet werden. Da der Drahtdurchmesser mit 1 mm aber sehr klein ist, sollten auch die Störungen bei dem verwendeten Messmodus nur gering ausfallen. Um dies zu testen, wurden im Sommer 2000 auf einem Messfeld in Linkenheim-Hochstetten etwa 10 km nördlich vom Forschungszentrum Karlsruhe Turbulenzmessungen an drei 4 m hohen Masten durchgeführt. Ihr horizontaler Abstand betrug 2 m. Am Mast 1 wurde das Ultraschallanemometer mit dem Drahtgitter betrieben, während auf den Masten 2 und 3 kein Gitter angebracht war. In dieser Konstellation wurde ein zusammenhängender Datensatz von 18 Stunden aufgezeichnet und da das Rauschen in der niedrigen Höhe von 4 m nicht auftritt, kann so bei simultan betriebenen Messungen eine Aussage über einen möglichen negativen Effekt des Drahtgitters auf die Daten gemacht werden. Beim Vergleich der Spektren (Abb. 3.6) zeigen sich keine systematischen Unterschiede zwischen den drei Masten, wie beispielsweise ein zweites Maximum

Tabelle 3.2: Mittlere prozentuale Unterschiede der mittleren Windgeschwindigkeit und zweier Varianzen zwischen den Masten.

Größe	Mast 1-2	Mast 2-3
U	4,5 %	6,3 %
$\overline{u'^2}$	15 %	13 %
$\overline{v'^2}$	14 %	15 %

im hochfrequenten Bereich. Eine Ablösung von messbar großen Wirbeln an den Gitterstreben kann somit ausgeschlossen werden. Die mittleren prozentualen Abweichungen der mittleren Windgeschwindigkeit und der Varianzen von u und v zwischen Mast 1 und 2 und zwischen Mast 2 und 3 sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die Unterschiede zwischen einer Messung mit Gitter und einer Messung ohne Gitter sind bis auf die u -Varianz kleiner als beim Vergleich der beiden Masten ohne Gitter. Weiterhin zeigte sich, dass die größten Abweichungen bei geringer Windgeschwindigkeit vorzufinden sind und generell bei den Varianzen größere prozentuale Abweichungen auftreten als bei der Windgeschwindigkeit. Somit ist gezeigt, dass die Konstruktion eines Faraday'schen Käfigs durch ein geerdetes Drahtgitter das Ultraschallanemometer auf einfache Weise vor den Hochfrequenzeinstrahlungen abschirmt und keine messbaren negativen Effekte durch das Gitter auftreten (siehe auch Barthlott et al., 2003).

3.3 Datengrundlage

Nachdem das Problem des Weißen Rauschens gelöst war, konnten nun die eigentlichen Messungen für diese Arbeit durchgeführt werden. Die Erfassungsanlage am Mast speichert operationell nur gemittelte Turbulenzgrößen, da sonst die Datenmenge enorme Ausmaße annehmen würde. Für ungemittelte Turbulenzdaten muss eine Datenselektion gestartet werden, die über drei Zeiträume im Frühjahr und Herbst des Jahres 2000 stattfand (Tab. 3.3). Dabei wurden meteorologische Situationen angestrebt, in denen eine ausreichend hohe Windgeschwindigkeit zu erwarten war. Außerdem sollten typische Strahlungstage mit Konvektion erfasst werden. Im ersten aufgezeichneten Datensatz (Block I) traten auch östliche Windrichtungen auf, die mit den auf den westlichen Auslegern positionierten Ultraschallanemometern eine Untersuchung des Masteinflusses auf die Turbulenzstruktur erlauben. Diese Nachlaufeffekte werden im Abschnitt 3.4 behandelt, bei den weiteren Auswertungen innerhalb dieser Arbeit wird dieser Block jedoch wegen der starken Beeinflussung durch den Mast nicht berücksichtigt. Insgesamt steht ein umfassendes Datenmaterial mit 223 Stunden aus drei jeweils zusammenhängenden Blöcken zur Verfügung.

Tabelle 3.3: Messzeiträume für die Selektion der Turbulenzdaten.

Block	Beginn (MEZ)	Ende (MEZ)	Dauer in h
I	12.05.2000 14.00 Uhr	15.05.2000 14.30 Uhr	72,5
II	22.05.2000 14.30 Uhr	25.05.2000 22.00 Uhr	79,5
III	28.10.2000 14.00 Uhr	31.10.2000 14.00 Uhr	71

Meteorologische Bedingungen bei Block I

Der erste Messabschnitt ist durch typische Strahlungstage charakterisiert (Abb. 3.7), wobei die Globalstrahlung Werte von 900 W m^{-2} erreicht. Die nächtliche langwellige Ausstrahlung führt wegen der negativen Strahlungsbilanz zur Bildung von Temperaturinversionen, die im Verlauf der Messung an Intensität gewinnen. Des Weiteren kennzeichnen schwache Luftdruckschwankungen mit über einen langen Bereich konstanten Winden aus nordöstlicher Richtung diesen Abschnitt. Zusätzlich sind bei der Windrichtung die in Tabelle 3.1 (siehe S. 25) aufgeführten Sektoren für die unterschiedlichen Rauigkeitsbereiche eingezeichnet. Der Tagesgang der TKE aufgrund der Abhängigkeit von der thermischen Schichtung ist gut ausgeprägt.

Meteorologische Bedingungen bei Block II und III

Die Daten aus den Blöcken II und III bilden die Grundlage für die weiteren Turbulenzuntersuchungen in dieser Arbeit (Abb. 3.8). Der erste dieser beiden Abschnitte zeigt wiederum den durch die Konvektion hervorgerufenen Tagesgang der TKE. Die Bildung von Inversionen in den Nachtstunden belegt den Wechsel zwischen labiler und stabiler Schichtung. Die Windgeschwindigkeiten bewegen sich tagsüber zwischen 5 und 10 m s^{-1} und in der Nacht bei stabiler Temperaturschichtung um 1 m s^{-1} . Lediglich am letzten Tag dieses Abschnitts sind durch synoptische Vorgänge höhere Windgeschwindigkeiten und TKE-Werte zu beobachten. Der markante Anstieg gegen 16.30 Uhr ist mit dem Durchgang einer Front in Verbindung zu bringen, der Druckanstieg danach sowie der zyklonale Windsprung und der Temperaturrückgang belegen dies. Die starke Zunahme der Turbulenzaktivität ist zudem noch auf den Abbau einer Scherzone zurückzuführen, was bei genauerer Analyse der Windgeschwindigkeitsverläufe sichtbar wird. Solche Prozesse beobachtet man häufig nachts, wenn die Strömung oberhalb der flachen, stabilen Grenzschicht beschleunigt. Es baut sich langsam eine Scherzone auf, die abrupt in einem turbulenten Ausbruch (downburst) abgebaut wird. So kann Turbulenz auch in der Nacht bei stabiler Schichtung generiert werden (Mahrt und Vickers, 2002). Der nächste Messabschnitt zeichnet sich durch deutlich größere Windgeschwindigkeiten aus, die teilweise über 15 m s^{-1} in 200 m Höhe betragen. Dementsprechend hoch ist auch die Turbulenzaktivität. Ein ty-

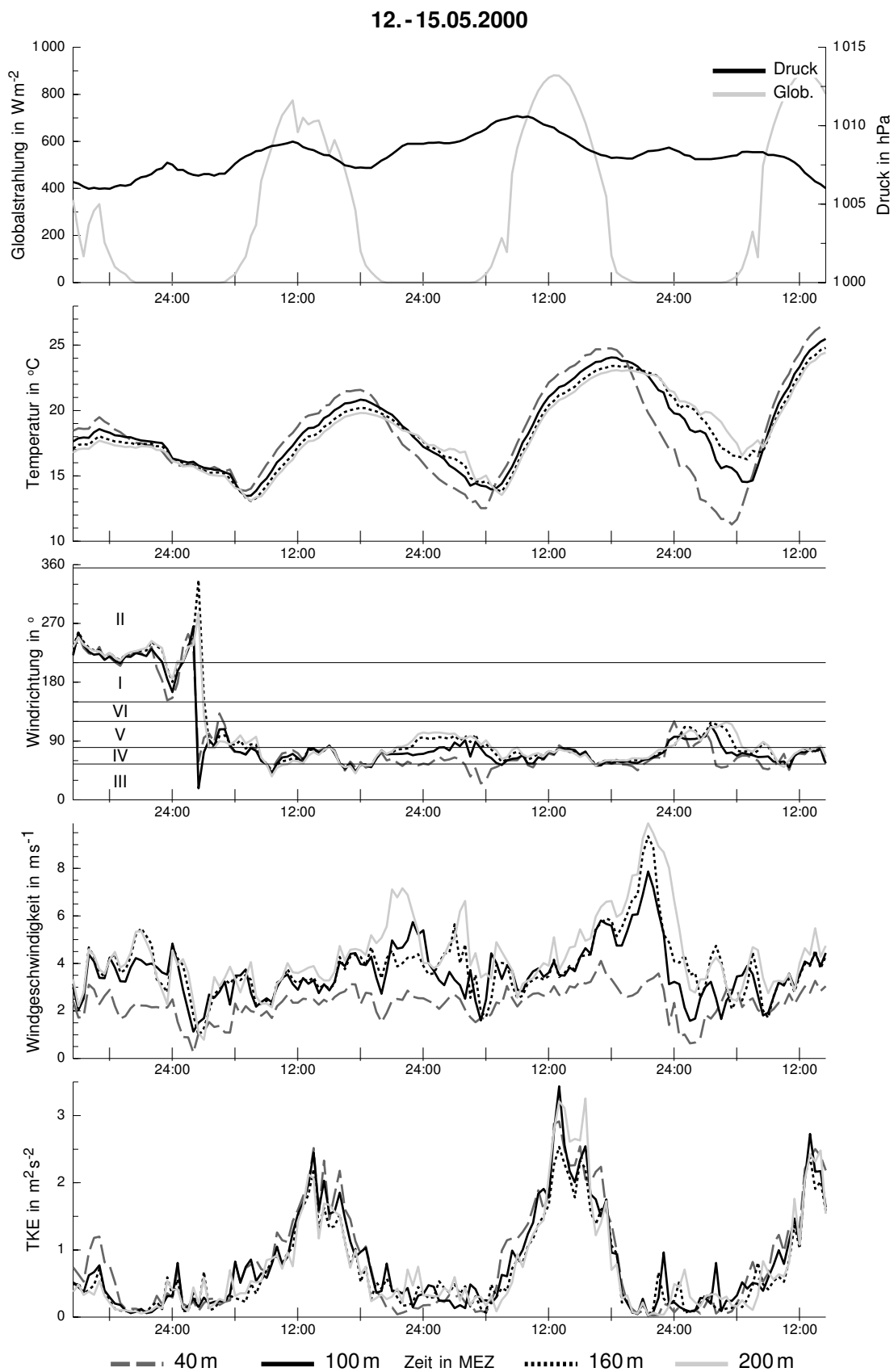


Abbildung 3.7: Meteorologische Bedingungen während der Messphase I.

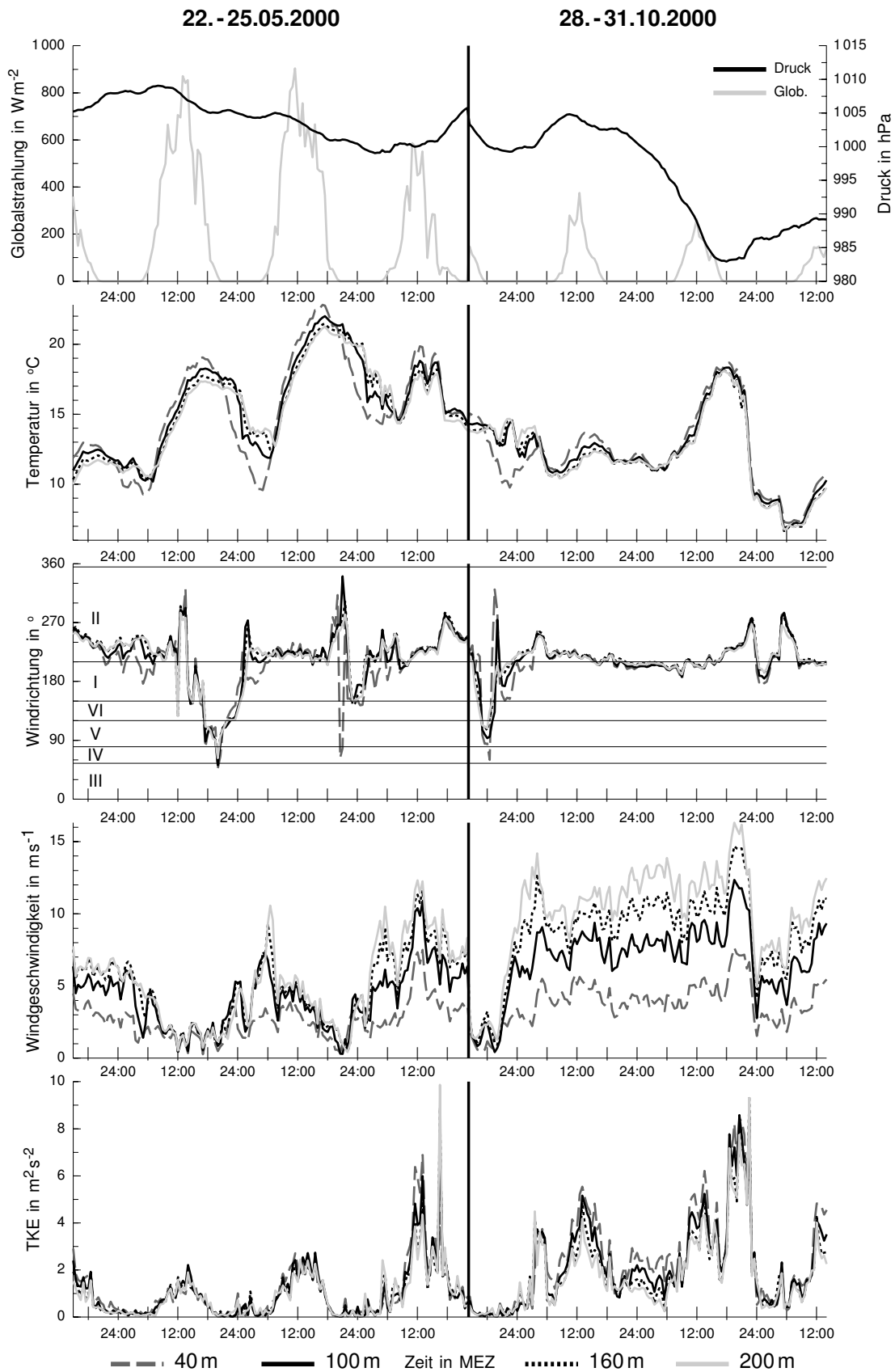


Abbildung 3.8: Meteorologische Bedingungen während den Messphasen II und III.

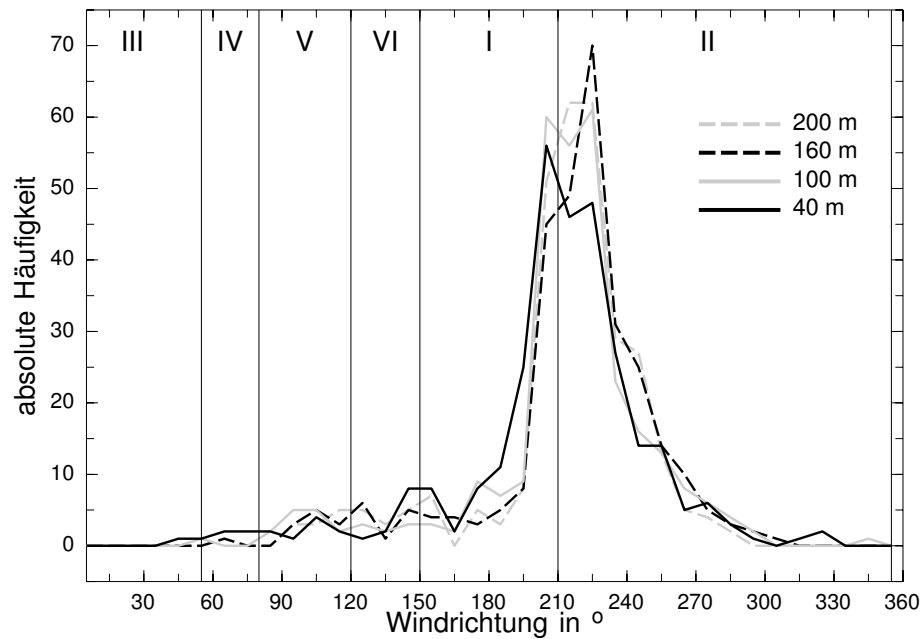


Abbildung 3.9: Häufigkeitsverteilung der Windrichtung während den Messungen II und III.

Tabelle 3.4: Einteilung der Datenblöcke II und III nach der Stabilität sowie Anteil der jeweiligen Klasse am Gesamtdatensatz.

Klasse	L_* in m	Anteil in %
stabil	$0 \leq L_* < 1000$	49,8
labil	$-1000 < L_* < 0$	30,9
neutral	$ L_* \geq 1000$	19,3

pischer konvektiver Tagesgang tritt wegen des geringeren Antriebs durch die Strahlung nicht auf. Hervorzuheben ist noch die Kaltfront vom 30.10.2000, bei der die Temperatur innerhalb kurzer Zeit um $10\text{ }^\circ\text{C}$ abnimmt und die größten Windgeschwindigkeits- und TKE-Werte zu beobachten sind.

Windrichtung und thermische Schichtung

Die Häufigkeitsverteilung der Windrichtung für die Blöcke II und III zeigt die Dominanz von südwestlichen Windrichtungen aufgrund der Kanalisierung durch den Oberrheingraben (Abb. 3.9). Der Sektor I mit dem größten fetch tritt am zweithäufigsten auf, ist aber deutlich weniger vertreten als Sektor II. Eine Einteilung des vorhandenen Datenmaterials hinsichtlich der thermischen Schichtung der Atmosphäre erfolgt mit der Monin-Obuchow-Länge L_* . Der prozentuale Anteil der jeweiligen Stabilitätsklasse am Gesamtdatensatz ist in Tabelle 3.4 aufgelistet.

3.4 Nachlaufeffekte am meteorologischen Messmast

Neben dem in Abschnitt 3.2.2 bereits erwähnten Einfluss auf die Turbulenzmessung durch das Einbringen des Sensors in das Windfeld (Grelle und Lindroth, 1994; Wieser et al., 2001), modifizieren der Mast und seine Ausleger die Messung signifikant in Abhängigkeit von der Windrichtung (Kaimal und Finnigan, 1994). Diese Fehler lassen sich auf vielfache Weise reduzieren, wie es z. B. Lenschow (1986) beschreibt. Art und Stärke der Störung hängt u. a. vom Konstruktionstyp ab. Der Einfluss eines Mastes auf die Windmessung hängt zusätzlich entscheidend vom Verhältnis zwischen Mastdurchmesser und Auslegerlänge und von der Windgeschwindigkeit ab (Wamser, 1976). In der Praxis werden meist Schalenanemometer für die Messung der mittleren Windgeschwindigkeit auf beiden Seiten des Mastes angebracht, wobei nur die Daten des stromauf gelegenen Gerätes aufgezeichnet werden. Dies ist auch am Messmast in Karlsruhe der Fall (siehe Abb. 3.1). Die bisherigen Arbeiten beschränken sich weitgehend auf die Einflüsse hinsichtlich der mittleren Größen, die Veränderung in der Turbulenzstruktur ist bisher nur unzureichend untersucht worden. Deshalb soll im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss eines Messmastes auf die Turbulenzstruktur in seinem Nachlaufgebiet untersucht werden. Dies kann durch die Analyse der Daten des ersten Messabschnitts mit östlichen Windrichtungen geschehen. Für normale Grenzschichtuntersuchungen werden solche Windrichtungen jedoch nicht verwendet, da die Beeinflussung der Daten je nach den meteorologischen Bedingungen zu stark ausfällt. Jedoch offenbaren diese Fälle interessante Phänomene turbulenter Strömungen, die trotzdem einer Betrachtung Wert sind. Außerdem muss die Störung durch den Mast bekannt sein, falls für ein besonderes meteorologisches Ereignis nur Daten aus der Nachlaufregion zur Verfügung stehen.

Bisherige Arbeiten

Die Auswirkung der Störung des Windfeldes auf die mittlere Windgeschwindigkeit ist schon in zahlreichen Arbeiten untersucht worden. Moses und Daubek (1961), Gill et al. (1967), Camp und Kaufman (1970) und Wucknitz (1980) haben die Charakteristika der Strömung in der Nachlaufregion untersucht. Die Intensität der Störung variiert mit der Reynoldszahl und wird von den Rauigkeitselementen des Mastes und der Turbulenzintensität der ungestörten Strömung beeinflusst (Kaimal und Finnigan, 1994). Die Störung durch einen Gittermast mit dreieckiger Grundstruktur haben Gill et al. (1967) für mehrere Konstellationen im Windkanal geprüft. Ihre Ergebnisse zeigen eine geringe Beschleunigung der Strömung für Auslegerrichtungen senkrecht zur Anströmrichtung und eine starke Reduktion der Windgeschwindigkeit im Lee des Mastes. Ähnliche Untersuchungen wurden in der Atmosphäre von Dabberdt (1968a,b) oder von Wucknitz (1980) durchgeführt. Bei Gittermasten entstehen durch die komplexe Struktur mit mehreren Halteelementen un-

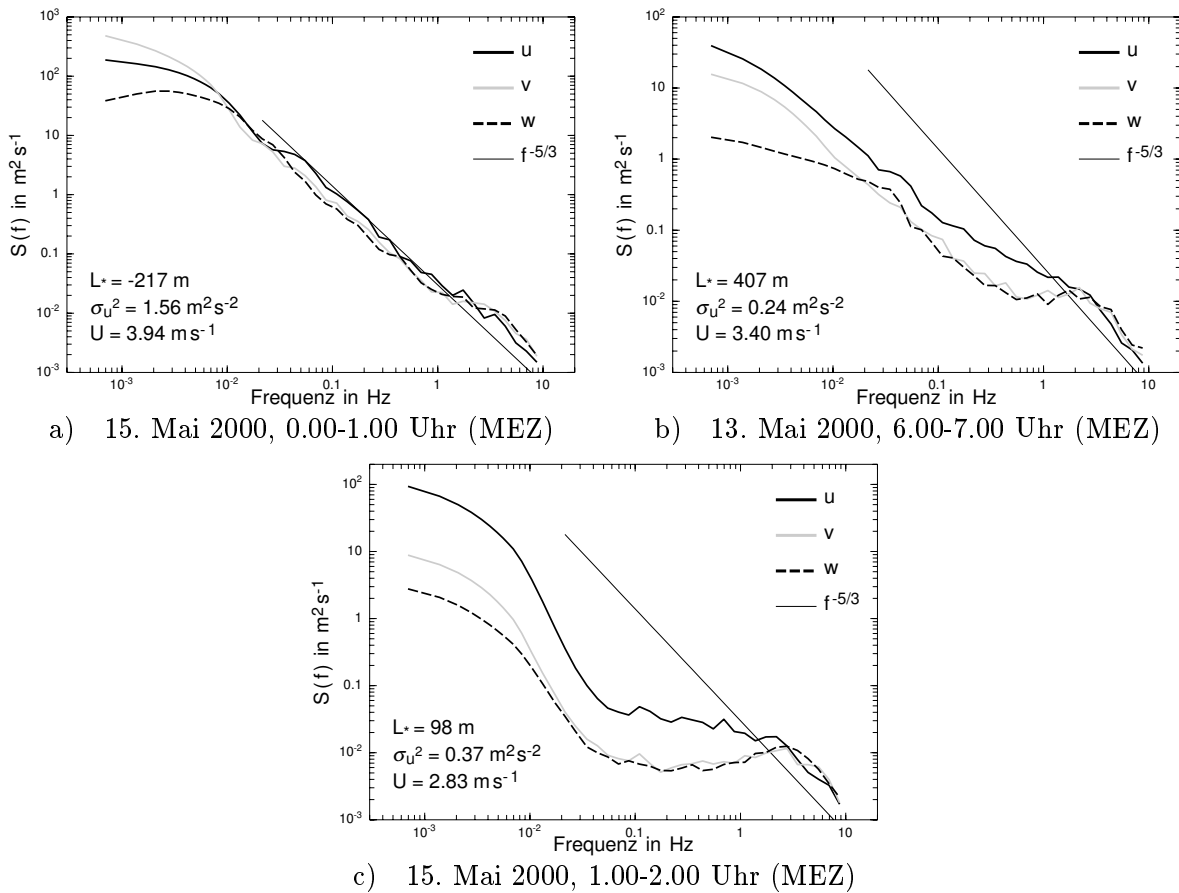


Abbildung 3.10: Spektren der Geschwindigkeitskomponenten u , v und w in 160 m Höhe.

terschiedliche Wirbel. Nach einer gewissen Distanz hinter der Struktur (meist nach zwei bis drei Durchmessern Entfernung) formen diese Wirbel wieder einen einzigen größeren Wirbel. Pedersen et al. (1992) untersuchte den Einfluss von unterschiedlichen Auslegern auf die Messung der Windgeschwindigkeit mit Schalenanemometern in der Atmosphäre und im Windkanal. Eine der wenigen Arbeiten mit Auswertungen hinsichtlich der turbulenten Schubspannungen stammt von Wieringa (1980). Er untersuchte die Störung der Strömung am Mast des Kansas-Experiments und fand Fehler von 4% bei den Windgeschwindigkeiten und 22% bei den Schubspannungen.

3.4.1 Spektrale Verteilung der Energie im Nachlaufgebiet

Bei östlichen Windrichtungen zeigen die spektralen Energiedichten im hochfrequenten Bereich einen wesentlich anderen Verlauf als für andere Windrichtungen (Abb. 3.10). Nach dem Maximum bei tiefen Frequenzen fallen die Spektren mit zunehmender Frequenz ab, wo sie schließlich ein Minimum bilden, bevor sie zu einem zweiten Maximum bei hohen Frequenzen wieder ansteigen. Bei hoher Turbulenzintensität ist dieses zweite Maximum nur schwach ausgeprägt (a), aber in Fällen mit niedrigerem Energiegehalt und stabiler

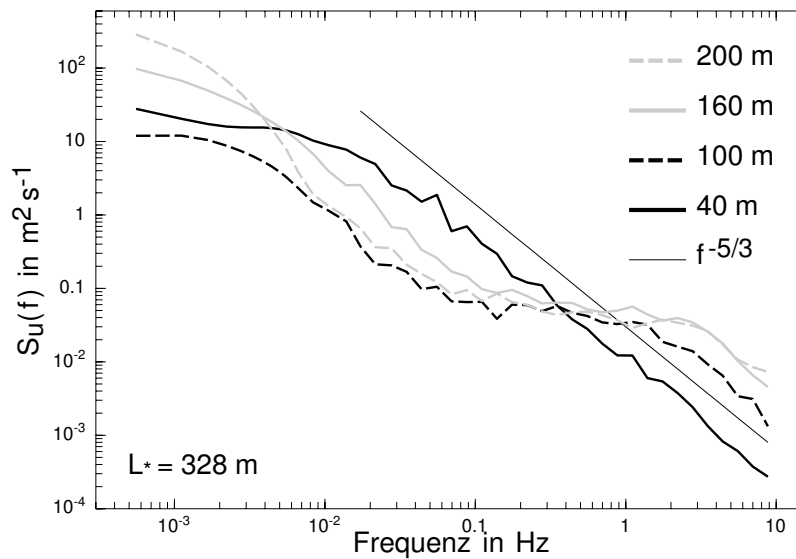


Abbildung 3.11: Spektren der u -Komponente der Windgeschwindigkeit aus allen Höhen vom 14. Mai 2000, 2.00-3.00 Uhr (MEZ).

Tabelle 3.5: Meteorologische Größen für den Zeitraum aus Abbildung 3.11.

Höhe in m	Windrichtung in $^{\circ}$	Windgeschwindigkeit Gill in m s^{-1}	Windgeschwindigkeit Schalenane. in m s^{-1}	σ_u^2 in m^2s^{-2}
200	106	4,94	7,02	0,65
160	100	5,02	6,34	0,90
100	79	3,46	5,32	0,20
40	62	2,63	2,81	0,40

Schichtung ist der Anstieg deutlich zu erkennen (b). Dieser Anstieg im hochfrequenten Bereich und der nachfolgende Rückgang der spektralen Dichte hat die Form eines „Knies“ oder einer „Schulter“ und wird im Folgenden als Knie in den Spektren bezeichnet. Unter stark stabilen Bedingungen kann sich ein Plateau mit konstanter Energiedichte bilden, das die beiden Maxima voneinander trennt (c). Da die Ultraschallanemometer nur auf einer Seite des Mastes installiert sind, ist kein ungestörter Fall zur selben Zeit verfügbar. Jedoch kann unter stark stabilen Bedingungen die Windrichtungsscherung so stark sein, dass es möglich ist, gleichzeitig beeinflusste und unbeeinflusste Daten aus mehreren Höhen miteinander zu vergleichen (Abb. 3.11). Einige meteorologische Größen dieses Abschnitts zeigt Tabelle 3.5. Da die Windrichtung in 40 m Höhe nicht für eine Störung der Messung ausreicht, kann auch keine Veränderung im Spektrum beobachtet werden. Mit zunehmender Höhe dreht der Wind Richtung Ost und die bereits beschriebenen Veränderungen treten auf. Obwohl die Messungen einen vertikalen Abstand von 40 und 60 m haben, sind andere Gründe für das veränderte Aussehen der Spektren unwahrscheinlich. Die mittleren

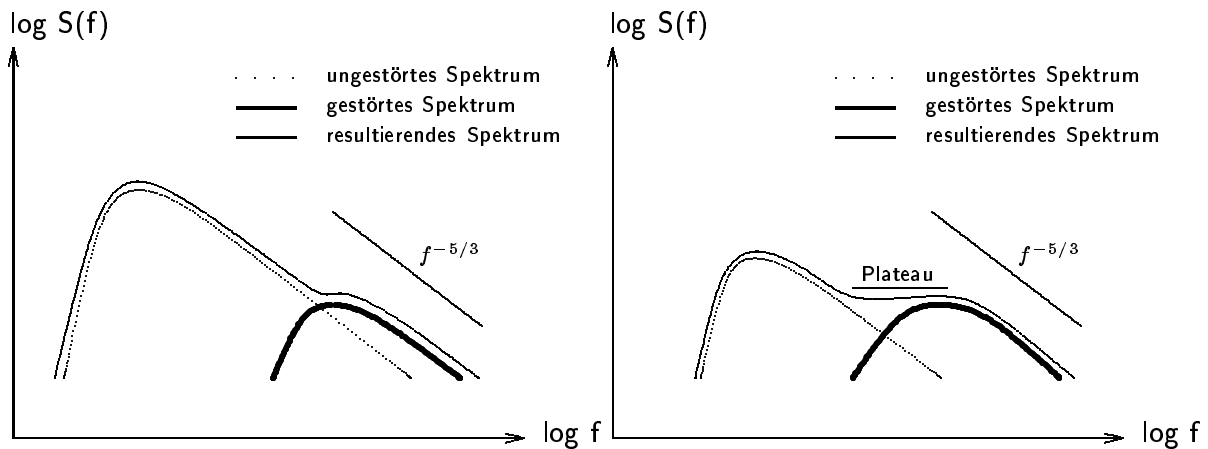


Abbildung 3.12: Modell für die Spektren in der Nachlaufregion (links: hoher Energiegehalt der ungestörten Strömung, rechts: niedriger Energiegehalt).

Windgeschwindigkeiten sind nicht zu schwach und die Schichtung liegt mit einer Monin-Obuchow-Länge von $L_* = 328$ m lediglich im stabilen und nicht im sehr stabilen Bereich. Bemerkenswert ist noch, dass die Erhöhung der spektralen Dichten im hochfrequenten Bereich mit einer Erniedrigung im niederfrequenten Bereich einhergeht.

Einen ähnlichen Verlauf der Spektren können auch Schwerewellen bei stabiler Schichtung verursachen, doch zeigen sie gewöhnlich niederfrequente Fluktuationen mit großem Energiegehalt und kleinskaligere Fluktuationen mit deutlich weniger Energie, die durch eine spektrale Lücke voneinander getrennt sind (Caughey, 1977; Leyi und Panofsky, 1983). Wie Barthlott und Fiedler (2003) zeigen, sind Schwerewellen für den veränderten Verlauf der Spektren jedoch nicht verantwortlich, da die berechneten Phasenwinkel zwischen den Fluktuationen nicht bei Schwerewellen auftreten können. Ein weiterer Punkt aus Tabelle 3.5 ist die Reduktion der mittleren Windgeschwindigkeit im Lee des Mastes, die schon von einer Vielzahl von Autoren, wie z. B. Moses und Daubek (1961), Dabberdt (1968a), Camp und Kaufman (1970) oder Izumi und Barad (1970) gefunden wurde. Diese Reduktion tritt in 40 m Höhe nicht auf, wo auch keine Beeinflussung des Mastes im Spektrum erkennbar ist.

3.4.2 Modell für die Entstehung des Knies im Spektrum

Bei östlichen Windrichtungen befinden sich die Ultraschallanemometer im Lee des Mastes, also in der Nachlaufregion, die durch die Gitterstruktur des Mastes verursacht wird. Die Störung in der Strömung wirkt sich bei hohen Frequenzen aus, es entsteht ein neues Störungsspektrum mit einem Maximum im Inertialbereich des ungestörten Spektrums (Abb. 3.12). Die Wirbel in diesem neuen Bereich beginnen sofort zu zerfallen und durch die Überlagerung der beiden Spektren entsteht der beobachtete knieförmige Verlauf. Bei

niedrigem Energiegehalt und stabiler Schichtung kann sich ein Plateau zwischen den beiden Maxima bilden, auf dem die Energiedichte konstant bleibt. Die Frequenzbreite des Plateaus hängt von der Turbulenzintensität der ungestörten Strömung ab. Bei dieser Nachlaufproduktion entstehen einerseits neue Wirbel, andererseits werden große Wirbel in kleinere zerteilt. Das Modell der Überlagerung zweier Spektren wurde schon von Kaimal und Finnigan (1994) für Strömungen innerhalb eines Waldes und von Mazzoni (1996) für Strömungen im Lee von künstlich eingebrachten Rauigkeitselementen beschrieben. Roth (1971) gibt eine Erklärung für die Form eines gestörten Spektrums durch numerische Integration der Gleichungen von Heisenberg (1948), die den Transfer von Turbulenzenergie zwischen einzelnen Wellenzahlintervallen beschreiben. Dabei positioniert er eine zweite Quelle von Turbulenzenergie in den Inertialbereich eines anderen Spektrums. Den Rückgang vor dem zweiten Maximum führt Roth darauf zurück, dass der Spektralwert einer Wellenzahl vom gesamten Spektrum abhängt.

Eine weitere Beobachtung aus Abbildung 3.10 c ist der stärkere Rückgang der Spektren in dem Bereich, wo der Inertialbereich erwartet wird. Solche Prozesse werden für Rauigkeitsübergänge auch von Kaimal und Finnigan (1994) beschrieben. Die Nachlaufproduktion ist in der Lage, größeren Wirbeln Energie zu entziehen und sie in Wirbel kürzerer Wellenlängen zu transferieren, was innerhalb eines Waldes von Amiro (1990) oder bei künstlich eingebrachten Rauigkeitselementen von Mazzoni (1996) beobachtet wurde. Dieser Energietransfer zu kleineren Wellenlängen ist durch den stärkeren Rückgang der Spektren nach dem Bereich mit Wirbeln größter Energie belegt. Die Weitergabe der kinetischen Energie der Turbulenzelemente von größerskaligen Wirbeln an die kleinere skaligen ist im Inertialbereich unter normalen Bedingungen ein reiner Trägheitseffekt, der nur durch die Dissipationsrate kontrolliert wird. Durch den Mast läuft die Energiekaskade jedoch schneller ab als nach der Kolmogorov-Theorie (1941). Die beschleunigte Energiekaskade ist anhand des steileren Abfallens der spektralen Energiedichte allerdings nur unter stabilen Bedingungen zu erkennen, bei denen die Spektren aber auch von anderen Prozessen beeinflusst werden können. Der Energiegewinn am hochfrequenten Ende ist jedoch primär auf die Umwandlung von mittlerer kinetischer Energie in turbulente kinetische Energie zurückzuführen, was durch den Rückgang der mittleren Windgeschwindigkeit im Lee des Mastes belegt wird. Da stromauf keine Turbulenzmessung vorliegt, können diese beiden Effekte schlecht voneinander getrennt werden. Das Zerteilen der Wirbel beim Durchzug durch den Mast wird für kleine Wirbel prozentual größer ausfallen, als für große Wirbel. Bei hoher Turbulenzintensität spielt dieser Effekt gegenüber der Umwandlung von mittlerer kinetischer Energie nur eine geringe Rolle. Doch kann bei stabiler Schichtung das Aufbrechen von großen Wirbeln für die Bildung eines Knies wichtiger sein, da die Verzahnung der großen Wirbel mit kleinskaligen Fluktuationen nur schwach ist.

Tabelle 3.6: Mittelwerte der Frequenzen der spektralen Maxima der Knie und mittlere Längenskalen in 160 m Höhe.

	f_{wake} in Hz	λ_{wake} in m
u	2,23	1,68
v	3,19	1,18
w	3,24	1,17

Im Falle eines gut ausgebildeten Knies besitzt die u -Komponente mehr Energie im Inertialbereich als die v - und w -Komponenten, so dass keine lokale Isotropie besteht. Erst nach dem Maximum im hochfrequenten Bereich, wo die Spektren gemäß $f^{-5/3}$ abfallen, ist wieder Isotropie gegeben (Barthlott und Fiedler, 2003). Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass der Entzug von Turbulenzenergie und der Transfer zu höheren Frequenzen bei den Transversalrichtungen stärker ist als bei der Longitudinalkomponente, die im Bereich der großen Wirbel eine höhere Persistenz aufweist. Da sich die Längenskalen der Wirbel im Produktionsbereich unterscheiden, erscheint es einleuchtend, dass die kleineren Transversalkomponenten mehr von der Gitterstruktur beeinflusst werden. Dies wurde auch von Seginer et al. (1976) in Windkanaluntersuchungen gefunden, die eine leichtere Beobachtbarkeit der Knie-Form in den v - und w -Spektren wegen ihres geringeren Energiegehalts feststellen.

3.4.3 Längenskalen der Nachlauf turbulence

Für die Bestimmung der auftretenden Längenskalen der Nachlauf turbulence wurde aus jedem Spektrum die Frequenz des spektralen Maximums des Knies f_{wake} entnommen. Mit der jeweiligen mittleren Windgeschwindigkeit ergeben sich gemäß der Taylor-Hypothese die zugehörigen Längenskalen λ_{wake} , deren Mittelwerte aus 44 halbstündigen Abschnitten mit Nachlauf turbulence in Tabelle 3.6 aufgelistet sind. Bei einer Seitenlänge des Mastes von 1,6 m treten die spektralen Maxima der Knie bei Wellenlängen von 0,73 bis 1,05 mal dieser Seitenlänge auf, wobei die u -Komponente im Schnitt einen größeren Wert als die v - und w -Komponente aufweist, die nahezu identisch sind. Die Wirbel der Nachlauf production sind also im Mittel in der Longitudinalen etwa so groß wie die Seitenlänge des Mastes und in der Transversalen etwa $3/4$ davon. Der Unterschied in den Skalen resultiert aus dem mechanischen Ursprung des Gewinns an Turbulenzenergie, da die Longitudinalkomponente auf solche Effekte zuerst reagiert (Panofsky et al., 1982). Die ermittelten Frequenzen sind als Funktion der Windgeschwindigkeit und die natürlichen Frequenzen $n_{\text{wake}} = f_{\text{wake}}z/U$ als Funktion des dimensionslosen Stabilitätsparameters $\zeta = z/L_*$ in Abbildung 3.13 aufgetragen. Trotz der relativ großen Streuung werden die Skalen der Nachlauf turbulence nur von der mittleren Windgeschwindigkeit, also dem Angebot an mittlerer kinetischer Ener-

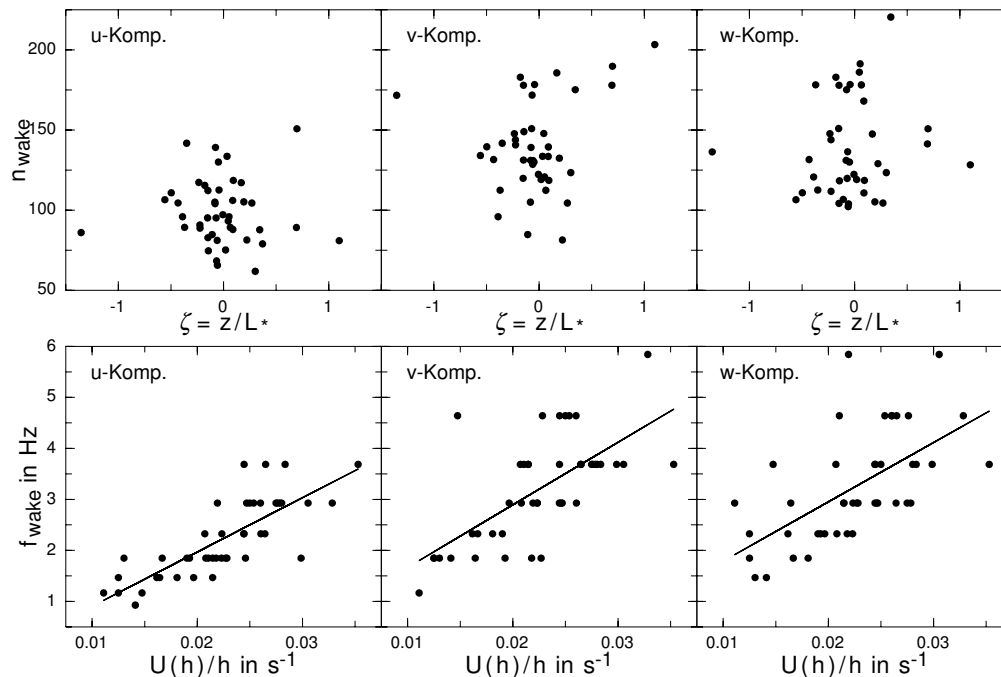


Abbildung 3.13: Variation der Frequenz mit maximaler Energie der Nachlaufproduktion mit der Windgeschwindigkeit und Stabilität.

gie zur Umwandlung in TKE, kontrolliert und nicht von der Stabilität. Die thermische Schichtung hat auf diese Skalen im hochfrequenten Bereich des Spektrums keinen Einfluss.

3.4.4 Windrichtungen der Nachlaufproduktion

Für die vier Messhöhen unterscheiden sich die Windrichtungssektoren, bei denen die Nachlaufproduktion gemessen werden kann, da die Auslegerlänge und die Positionierung der Ultraschallanemometer auf den Auslegern variieren. Abbildung 3.14 ermöglicht die Ermittlung der Windrichtungen anhand geometrischer Überlegungen mit den Eckpunkten. Eine Erweiterung des Sektors um 10° zu beiden Seiten liefert die Werte aus Tabelle 3.7, die eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Windrichtungen zeigen. Andere Autoren gehen von einer ähnlich großen Anströmungsregion aus, in der Nachlaufeffekte auftreten können. Kaimal und Finnigan (1994) schlagen für eine unbeeinflusste Turbulenzmessung deshalb vor, einen Bereich von $\pm 30^\circ$ um den Mast auszusparen.

Tabelle 3.7: Windrichtungen der Nachlaufproduktion.

Höhe in m	Berechnete Wind- richtungen in $^\circ$	Beobachtete Wind- richtungen in $^\circ$
200	80-139	79-132
160, 100, 40	72-113	70-115

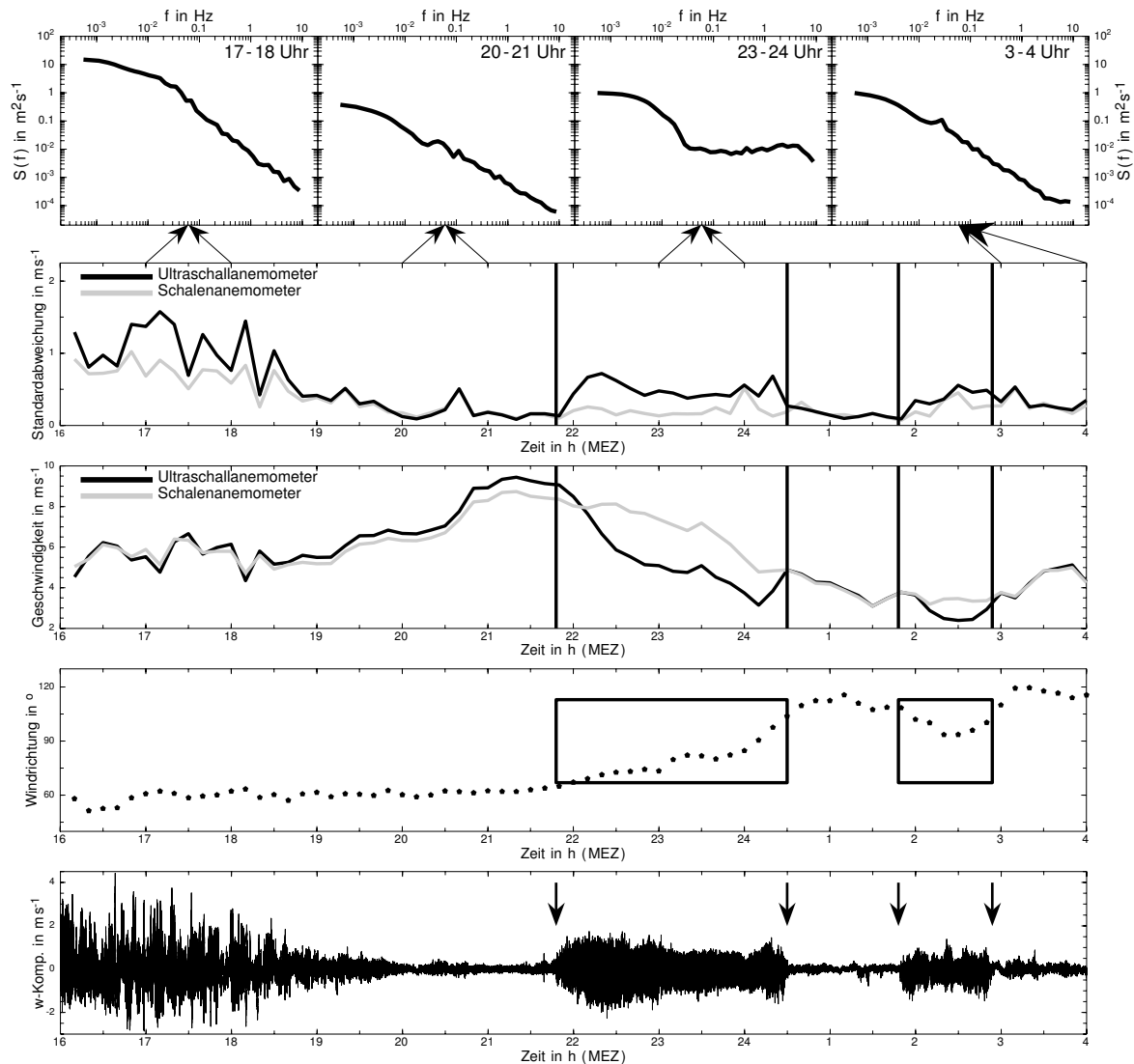


Abbildung 3.16: Zeitreihen am 14./15. Mai 2000 in 160 m Höhe.

36 % und die mittlere 19 % beträgt. In der Literatur findet man ähnliche Werte. Wucknitz (1980) berechnete Reduktionen um 50 %, Dabberdt (1968a,b) erhält Reduktionen von 35 bis 40 % bei kurzen Auslegerlängen und 10 % bei einer Auslegerlänge vom zehnfachen Betrag des Turmdurchmessers. Außerdem ist die Reduktion der Windgeschwindigkeit für Fälle mit geringen Windgeschwindigkeiten am stärksten (Moses und Daubek, 1961).

3.4.5 Zeitliche Entwicklung der Störung in den Spektren

Die Störung in den Spektren bei der Nachlaufproduktion ist auch anhand der Zeitreihen der Geschwindigkeitskomponenten sichtbar (Abb. 3.16). Zusätzlich sind dabei die Windrichtung, die Windgeschwindigkeiten des Schalen- und Ultraschallanemometers, die Standardabweichungen sowie Spektren aus vier Abschnitten der Zeitreihe aufgetragen.

Weiterhin sind die Zeiten im Verlauf der Windgeschwindigkeiten markiert, bei denen aufgrund der berechneten Windrichtungsbereiche eine Nachlaufproduktion in Frage kommt. Der Zeitraum zeigt zu Beginn die normale Turbulenz am Tage, die durch mechanische und thermische Produktion entsteht. Die zurückgehende Windgeschwindigkeit wird von einer zunehmenden Stabilisierung der Schichtung begleitet, die die Turbulenzintensität abschwächt (19.00-22.45 Uhr). Dann findet ein turbulenter Ausbruch statt, dessen Fluktuationenmuster sich von denen am Tage markant unterscheiden. Es folgt ein plötzliches Abflauen der Turbulenzaktivität, an das sich ein weiterer kürzerer Ausbruch anschließt. Die bei der Windrichtung eingezeichneten möglichen Sektoren für Nachlaufproduktion korrespondieren gut mit den Anfangs- und Endpunkten der turbulenten Ausbrüche. Auch die mittlere Windgeschwindigkeit des Ultraschallanemometers geht bei diesen Phasen merklich zurück. Die höhere Geschwindigkeit des Schalenanemometers kann nicht auf ein geneigtes Windfeld und das damit verbundene nicht cosinus-förmige Ansprechen zurückgeführt werden, da mittlere Vertikalwinde von nur etwa $0,2 \text{ m s}^{-1}$ auftraten. Die genau senkrechte Position des Ultraschallanemometers wird mit Inklinometern kontrolliert, so dass die gemessenen Vertikalwinde zutreffend sind. Die mit dem Ultraschallanemometer mögliche Berechnung der Neigung des Windfeldes liefert nur Winkel von $\pm 5^\circ$, bei denen die Abweichungen vom cosinus-Verhalten nur sehr klein sind (Kaimal und Finnigan, 1994). Die Standardabweichung des Schalenanemometers (0,25 Hz) ist wegen der fehlenden hochfrequenten Anteile geringer. Nur bei geringen Windgeschwindigkeiten verlaufen die Kurven ähnlich.

Die Eigenschaften der hier gezeigten Spektren findet man auch innerhalb von Waldbeständen oder bei Strömungen in städtischen Gebieten, bei denen sich an Hauskanten Wirbel ablösen und damit der mittleren Strömung Energie entzogen wird. Unterschiede zwischen den Spektren über homogenen Unterlagen und innerhalb der Rauigkeitsschichten von Waldbeständen sind immer noch Themengebiete aktueller Forschung und bieten ähnliche Prozesse wie die Nachlaufproduktion hier am Mast. Die Skalenanalyse für die charakteristische Größenordnung der Wirbel im Nachlauf kann bei ähnlichen Gitterkonstruktionen auch an anderen Masten Verwendung finden. Bei den weiteren Auswertungen dieser Arbeit hinsichtlich der kohärenten Strukturen werden aufgrund der starken Beeinflussung der Daten nur die Messblöcke II und III verwendet. Als erste Untersuchungsmethode wird nun zum Abschluss dieses Kapitels die Quadrantenanalyse für die Schubspannung angewendet.

3.5 Bedingte Probenahme zur Untersuchung kohärenter Strukturen

Der Ausdruck der bedingten Probenahme beschreibt eine Vielzahl von Methoden, um Informationen über charakteristische Ereignisse oder Muster von kohärenten Strukturen in Turbulenzsignalen zu gewinnen. Anhand einer Bedingung werden Segmente aus einer Zeitreihe extrahiert, die danach zu einem Ensemblemittel weiterverarbeitet werden. So können typische Muster isoliert betrachtet werden. Eine der ersten Methoden war die Quadrantenanalyse, die von Wallace et al. (1972) eingeführt wurde, um eine Quantifizierung des Beitrags zur Schubspannung während der zu beobachtenden Abläufe in einer turbulenten Grenzschicht zu ermöglichen. Ein weiteres Beispiel ist die VITA-Technik („Variable Interval Time Averaging“), bei der man die Signalvarianz über einen kurzen Zeitraum mit der Varianz eines größeren Zeitraums vergleicht (Gao et al., 1992). Ein Ereignis tritt immer dann auf, wenn das Verhältnis der Kurzzeit-Varianz zur Langzeit-Varianz einen bestimmten Schwellenwert überschreitet, der vom Experimentator festgelegt werden muss (Schols, 1984). Problematisch ist dabei die Festlegung des Schwellenwerts, der stark variieren kann und meist durch einen Vergleich mit optischer Datenanalyse ermittelt wird. Bei Raupach et al. (1979, Abschnitt 3.3) oder Collineau und Brunet (1993b) findet man einen Überblick über Methoden der bedingten Probenahme für Turbulenzuntersuchungen.

Quadrantenanalyse

Bei der Quadrantenanalyse wird der zeitlich gemittelte Wert der Schubspannung als Summe von vier Beiträgen betrachtet, die aus den Quadranten der (u', w') -Ebene stammen. Der Spannungsanteil S_i für den Quadranten i ist als der Flussbeitrag zu $\overline{u'w'}$ wie folgt definiert (Katul et al., 1997):

$$S_i = \frac{\langle u'w' \rangle_i}{\overline{u'w'}} \quad (3.1)$$

$$\langle u'w' \rangle_i = \frac{1}{\mathcal{T}} \int_0^{\mathcal{T}} u'(t)w'(t) I_i dt \quad (\text{bedingtes Mittel}).$$

Die Indikatorfunktion I_i hat den Wert 1, wenn (u', w') im Quadranten i liegt. Für die anderen Fälle besitzt sie den Wert 0, die Summe aller Beiträge S_i ergibt 1. Die Quadranten I und III besitzen einen aufwärts gerichteten Impulstransport durch Aufwinde von schnellen Luftpaketen ($u' > 0, w' > 0$, „outward interaction“) und Abwinde von langsamen Luftpaketen ($u' < 0, w' < 0$, „inward interaction“). Der abwärts gerichtete Transport wird durch Aufwinde von langsamer Luft ($u' < 0, w' > 0$, ejection) und durch Abwinde von schnellen Luftpaketen ($u' > 0, w' < 0$, sweeps) getragen (Abb. 3.17). Untersuchungen von Windkanaldaten haben gezeigt, dass der Impulstransport in und nahe der Bedeckung

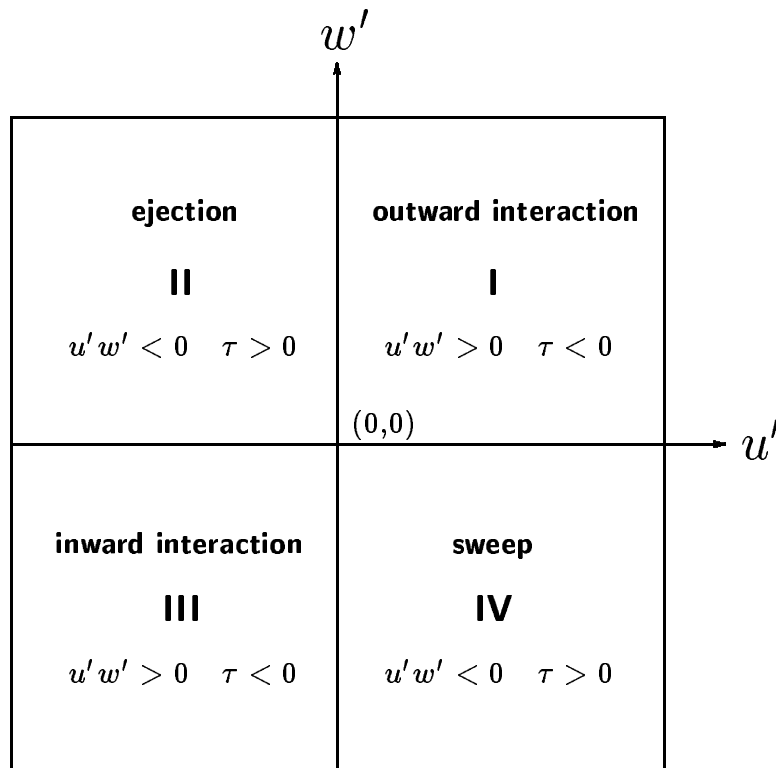


Abbildung 3.17: Einteilung der Schubspannung in Quadranten.

durch sweep-Bewegungen dominiert wird, während oberhalb der Mischungsschicht ejections und sweeps etwa gleich wichtig für den abwärts gerichteten Impulstransport sind, wobei die Beiträge zum Gesamtfluss mit den höheren Momenten verbunden sind. Raupach und Thom (1981) erhalten die folgenden Proportionalitäten zwischen der Differenz der Beiträge für den abwärts gerichteten Transport $\Delta S = S_4 - S_2$ und der Schiefe von u und w ($Sk(x) = \overline{x^3}/\sigma_x^3$, $x = u, w$):

$$\Delta S = 0,4 Sk(u) \quad \Delta S = -0,7 Sk(w).$$

Diese Abhängigkeiten findet man auch für die Daten am Karlsruher Mast (Abb. 3.18). Vor allem in 40 m ist die Streuung geringer und die Abhängigkeit gut zu erkennen. Die Proportionalität führt wie bei den Laboruntersuchungen von Raupach und Thom (1981) zu dem Schluss, dass die Schiefe der Verteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen durch die Abfolge von ejections und sweeps kontrolliert wird. Nakagawa und Nezu (1977) finden in Windkanaluntersuchungen ein steigendes Verhältnis von sweeps zu ejections mit abnehmender Höhe und größerer Rauigkeit der Unterlage. Weiterhin ist die Dominanz von sweep-Bewegungen nahe der Oberfläche zu sehen, mit zunehmender Höhe verlagert sich der Transport aber mehr zu den ejection-Bewegungen.

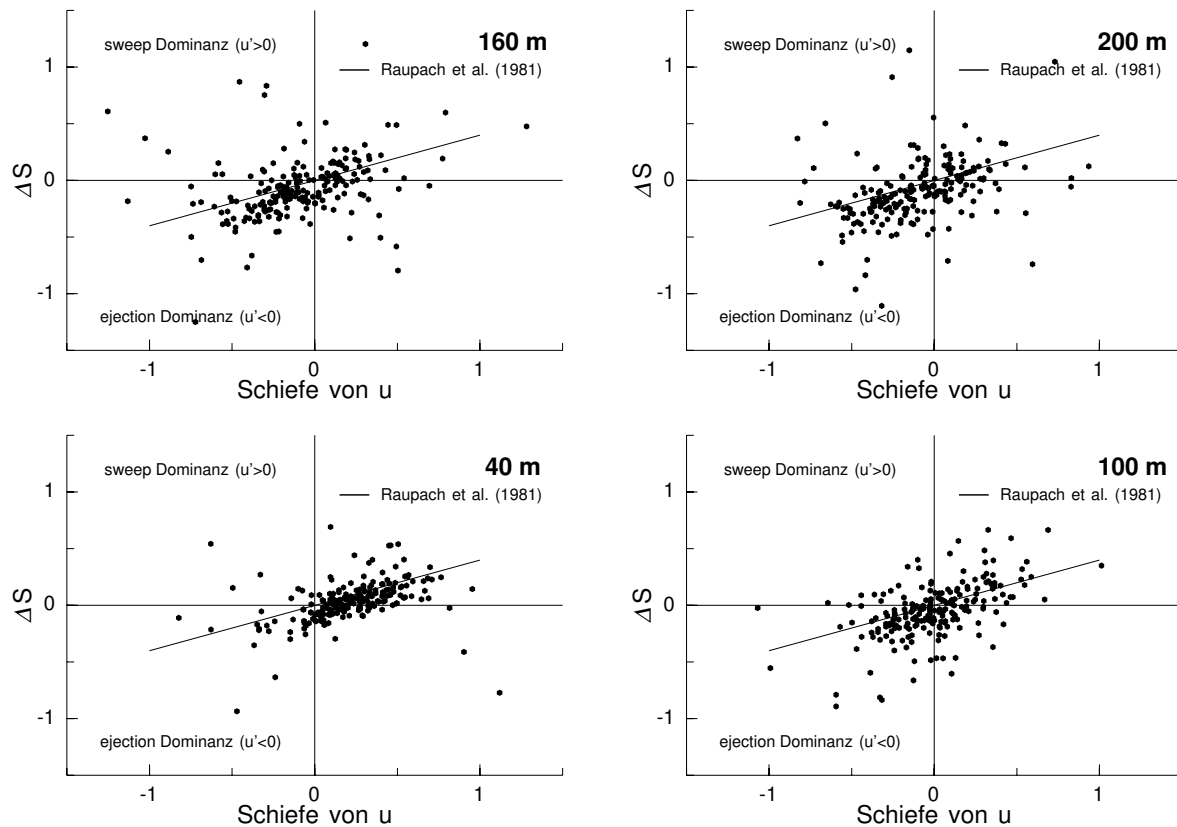
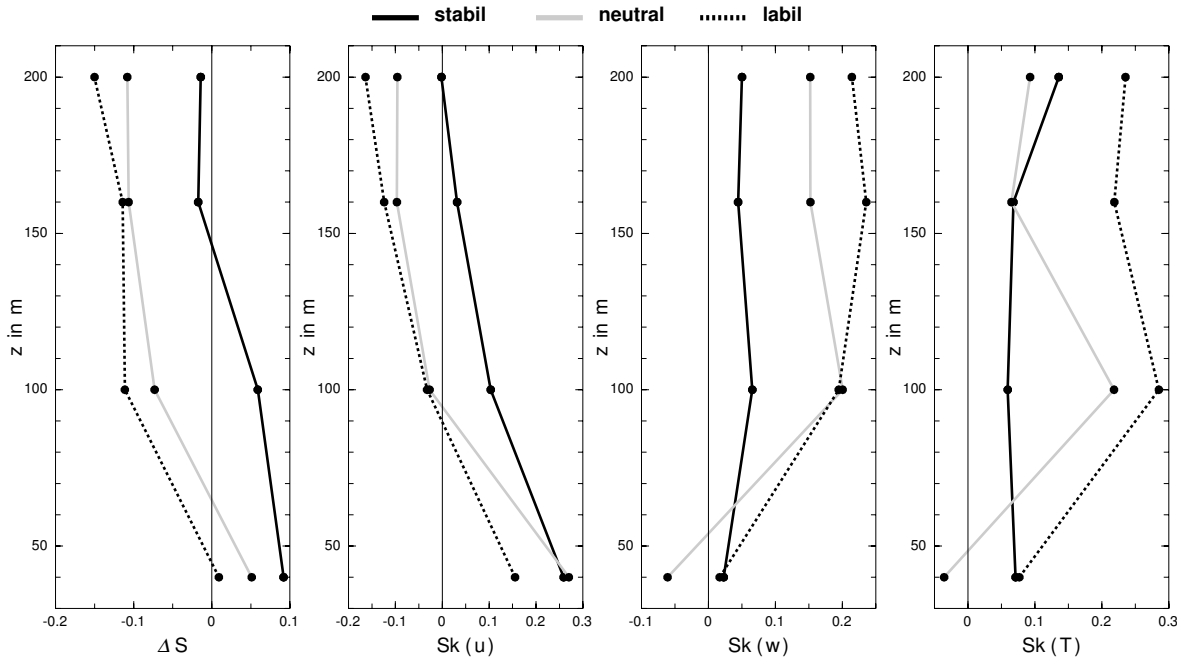


Abbildung 3.18: Abhängigkeit von $\Delta S = S_4 - S_2$ von der Schiefe von u .

Stabilitätsabhängige Profile

Um den Einfluss der thermischen Schichtung der Atmosphäre auf die einzelnen Prozesse zu untersuchen, zeigt Abbildung 3.19 die mittleren Profile von ΔS und den Schiefen von u , w und T für die drei Stabilitätsklassen. In Bodennähe sind sweeps bei allen Schichtungen die dominanten Prozesse, darüber dominieren die ejection-Phasen. Der Impulstransport zum Bestand hin wird also in den unteren Schichten durch das Ausfegen von großen Wirbeln kontrolliert, während in den höheren Schichten die ruhigen Perioden mit Aufwinden von langsameren Luftpaketen den Transport dominieren. Bei einer stabilen Grenzschicht reicht das Überwiegen der sweeps weiter nach oben als bei neutraler oder labiler Schichtung aufgrund der typischerweise auftretenden downbursts, die die bei stabiler Schichtung auftretenden Scherzonen abbauen. Die Dominanz der ejections in den höheren Schichten unterscheidet sich von den Ergebnissen älterer Laboruntersuchungen, die die Gleichwertigkeit beider Prozesse ergaben (Raupach und Thom, 1981). Jedoch zeigen Messungen in der Atmosphäre (Bergström und Högström, 1989) und Modellergebnisse mit Large-Eddy-Simulationen (Kanda und Hino, 1993) auch die hier beobachteten Gesetzmäßigkeiten. Die Schiefe der Longitudinalkomponente weist auf die Existenz von intermittierenden, horizontalen Böen in Bodennähe hin, da die Schiefe der u -Komponente gegen den Kro-

Abbildung 3.19: Mittlere Profile von ΔS und den Schiefen von u , w und T .

nenbereich stark zunimmt und damit die Varianz in longitudinaler Richtung erhöht. Wenn der Transport in einer Schicht durch sweeps am größten ist und gleichzeitig die Schiefe von u positiv ist, muss dieser durch starke, seltene Böen getragen werden. Die Zunahme der w -Schiefe mit der Höhe bei neutraler und labiler Schichtung belegt den Einfluss der Schichtung, da bei labiler Schichtung kleine, räumlich abgegrenzte Aufwindgebiete existieren, die von größeren Abwindgebieten umgeben sind. Diese Aussage wird auch von der Schiefe der Temperatur unterstützt, da bei labiler Schichtung die größten Werte auftreten. Über alle Stabilitäten gemittelt wird die Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit direkt oberhalb des Bestands negativ, was auch von anderen Autoren gefunden wurde (z. B. Finnigan und Brunet, 1995). Auch dieser Umstand belegt die Dominanz der intermittierenden, starken Böen zum Bestand hin.

Verteilung der Schubspannung auf die Quadranten

Den mittleren, relativen Anteil am Gesamtfluss durch die klassifizierten Strukturen zeigt Tabelle 3.8. Man erkennt wieder die Dominanz von sweeps nahe der Unterlage und von den ejections ab einer Höhe von 100 m. Die Summe der Beiträge aus dem Quadranten 2 und 4 ist deutlich größer als die Summe der anderen Quadranten, was auf den im Mittel zum Erdboden gerichteten Impulstransport hinweist. Su et al. (1998) erhalten mit Large-Eddy-Simulationen einen Anteil von 60 % des Flusses durch ejections und sweeps ($z/h = 1,9$), was leicht unter den hier gefundenen Werten liegt.

Tabelle 3.8: Prozentuale Anteile der Beiträge aus den Quadranten am Gesamtfluss.

Höhe	Quadrant I	Quadrant II	Quadrant III	Quadrant IV	sweep + ejection	o.+i. interaction
40	15,76	34,27	13,41	36,56	70,83	29,17
100	17,37	33,76	16,96	31,92	65,68	34,32
160	16,24	35,71	16,06	31,99	67,70	32,30
200	17,47	34,54	17,01	30,99	65,52	34,48

Abschließende Betrachtung der Quadrantenanalyse

Abschließend lässt sich mit der Quadrantenanalyse sagen, dass nahe der Bedeckung vertikale und horizontale Böen in Form von sweeps auftreten. Sie sind schnelle, abwärts gerichtete Einbrüche von Luft in den Bestand, die trotz ihrer Intermittenz für den Großteil des Impulstransportes verantwortlich sind. Positive u - und negative w -Schiefen in 40 m Höhe deuten auf seltene, starke Transportprozesse zum Bestand hin. Die Untersuchung der Stabilität ergibt weitere Erkenntnisse, wie z. B. die in höhere Schichten reichende Dominanz von sweep-Ereignissen für den Abwärtstransport von Impuls bei stabiler Schichtung. Diese Technik hat jedoch den Nachteil zu viele Ereignisse zu erfassen, denn nicht jede Kombination von Wertepaaren ist Bestandteil einer kohärenten Struktur. Ein weiterer Nachteil dieser Methode ist die fehlende räumliche und zeitliche Erfassung der auftretenden Skalen, weswegen für die Untersuchung solcher Ereignisse andere Methoden angewendet werden sollten.

Detektion kohärenter Strukturen mit Waveletanalysen

Die Signatur einer kohärenten Struktur manifestiert sich im Verlauf einer Zeitreihe als aperiodisches Phänomen mit lokalen scharfen Gradienten (Brunet und Irvine, 2000). Aufgrund ihrer Intermittenz können mittlere Komponenten und Varianzen die Turbulenz in Anwesenheit solcher Strukturen nicht adäquat beschreiben. Anstelle von nur einer Zeitskala (Wellenzahl oder Frequenz) treten nun mit der Separationszeit und Dauer zwei Zeitskalen auf. Jeder auftretende scharfe Gradient einer Mikrofront kann mit der traditionellen Fourieranalyse nicht exakt aufgelöst werden, da solche Gradienten über eine große Zahl von kleinskaligen Fourierkoeffizienten verteilt werden und so die Frequenz des Auftretens verdeckt wird (Lu und Fitzjarrald, 1994). Die Schwierigkeit der Detektion solcher Ereignisse ergibt sich aus der natürlichen Variabilität dieser Phänomene und der Überlagerung mit kleinskaligen Fluktuationen oder statistischem Rauschen, was eine optische Detektion erschwert.

Um kohärente Strukturen aus experimentell gewonnenen Daten zu extrahieren, bedarf es einer objektiven und automatisierten Detektionsmethode. In den letzten Jahren wurden verschiedene Auswerteverfahren dafür angewendet, wie z. B. die Methoden der bedingten Probenahme, die Quadrantenanalyse, die VITA-Technik oder die Eigenvektor-Zerlegung (u. a. bei Mahrt, 1991). Die Waveletanalyse ist ein mathematisches Verfahren, das sowohl Zeit- als auch Raumskalen erfasst und somit eine objektive Trennung von Strukturen unterschiedlicher Zeitskalen bei unterschiedlichen Lokalisierungen in der Zeit ermöglicht (Gao und Li, 1993). Sie liefert damit eine weitere, vielversprechende Methode für Strukturuntersuchungen der atmosphärischen Turbulenz.

4.1 Wavelets – Theorie und Anwendung

Die Waveletanalyse ist ein relativ neues mathematisches Verfahren, das im Wesentlichen durch Morlet et al. (1982), Morlet (1983) und Grossmann und Morlet (1984) eingeführt wurde, um die begrenzte Raum-Zeit-Auflösung der Fouriertransformation zu überwinden. Dies wird durch eine Zerlegung der Zeitreihe mit einer zweiparametrischen Familie von Funktionen, den so genannten Wavelets, erreicht. Die mathematischen Grundlagen sind im Anhang A.1 beschrieben, nur die wichtigsten Punkte werden im Folgenden aufgezeigt. Die kontinuierliche Wavelettransformation $W_n(s)$ einer Zeitreihe $x(t)$ ist definiert als Faltung der Zeitreihe mit einer Familie von translatierten und dilatierten Funktionen $\psi(t)$:

$$W_n(s) = \frac{1}{s^b} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi^* \left(\frac{t-n}{s} \right) dt. \quad (4.1)$$

$W_n(s)$ werden Waveletkoeffizienten genannt und $(\)^*$ bezeichnet das konjugiert komplexe von $(\)$. $\psi_{n,s}(t)$ stellt die Waveletfunktion dar, die Parameter n und s kontrollieren die Form und Lokalisierung des Wavelets. Der Vorfaktor $1/s^b$ dient zur Normierung, wobei für den Exponenten b der Wert $b = 1/2$ oder wie in dieser Arbeit $b = 1$ verwendet wird. So ist die Wavelettransformation gleich der Kovarianz zwischen dem Wavelet und der Zeitreihe (Handorf und Foken, 1997). Der Translationsparameter n verschiebt dabei das Wavelet entlang der Zeitreihe und die Variation des Dilatationsparameters s ermöglicht die Betrachtung von unterschiedlichen Skalen. Durch die Variation der beiden Parameter wird eine Zeit-Frequenz-Auflösung der Zeitreihe $x(t)$ ermöglicht. Da die Basisfunktionen im Gegensatz zur Fouriertransformation nur auf einem begrenzten Zeitintervall definiert sind, spricht man bei der Waveletanalyse von einer lokalen Transformation. Die trigonometrischen Basisfunktionen bei der Fourieranalyse decken den kompletten Zeitbereich ab. Sie wird deswegen als eine globale Transformation bezeichnet. Die Waveletanalyse ermöglicht so auch die Transformation von Zeitreihen, die kurzzeitige, hochfrequente Anteile überlagert mit langlebigen, niedrigeren Frequenzen enthalten (Daubechies, 1992). Im Gegensatz zur Fouriertransformation haben die skalierten Wavelets Zeitbreiten, die sich der Frequenz anpassen, d. h. ein schmales Wavelet liefert hochfrequenterer Anteile als ein breiteres. Dies führt zu einer besseren Anpassung von Signalen mit intermittierendem Charakter (Gao und Li, 1993). Es lassen sich so Strukturen mit unterschiedlichen Zeitskalen bei verschiedenen Zeiten voneinander trennen. Die Wavelettransformation wird oft mit einem Mikroskop verglichen, dessen optische Leistung durch ψ gegeben ist und dessen Fokussierung durch s bei der Position n realisiert wird (Collineau und Brunet, 1993a). Das in diesem Kapitel verwendete Mutterwavelet ist das Mexikanischer-Hut-Wavelet¹, das

¹Da das Mexikanischer-Hut-Wavelet reellwertig ist, muss in Gleichung (4.1) ψ^* durch ψ ersetzt werden.

aus der zweiten Ableitung der Gaußfunktion entsteht und seinen Namen der Ähnlichkeit seines Verlaufs mit einem Mexikaner-Hut verdankt:

$$\psi(t') = (1 - t'^2) e^{-t'^2/2} \quad (4.2)$$

$$\psi_{n,s}(t) = \frac{1}{s^b} \left[1 - \left(\frac{t-n}{s} \right)^2 \right] \exp \left[-0.5 \left(\frac{t-n}{s} \right)^2 \right]. \quad (4.3)$$

Randeffekte bei der Transformation

Da die zu untersuchenden Zeitreihen nur in einem begrenzten Zeitfenster definiert sind, kommt es an den Rändern der Zeitreihe zu Fehlern, da die Fouriertransformation Periodizität in den Daten annimmt. Das Auffüllen mit Nullen („zero-padding“) bis zur nächsten ganzzahligen Potenz von zwei verringert diese Fehler und beschleunigt zudem die Fouriertransformation. Bei der Wavelettransformation markiert der so genannte Einflusskegel („cone of influence“) die Regionen, bei denen Randeffekte auf die Waveletkoeffizienten einwirken. Bereiche oberhalb dieses Einflusskegels können gestört sein, wenn Werte außerhalb der gemessenen Zeitreihe eingehen. Er markiert die Linie, bei der die Waveletkoeffizienten für eine Diskontinuität am Rand um den Faktor e^{-2} abfallen (Torrence und Compo, 1998). Je länger die Zeitreihe ist, desto geringer werden die Randeffekte, sofern die zu untersuchenden Skalen unverändert bleiben.

4.1.1 Vorteile gegenüber der Fouriertransformation

Die wesentlichen Unterschiede der Wavelettransformation zur Fouriertransformation lassen sich am besten anhand einer Testzeitreihe mit idealisierten Rampen darstellen. Abbildung 4.1 zeigt das über die Fourieranalyse ermittelte Varianzspektrum und die Konturdarstellung der Waveletkoeffizienten dieser Zeitreihe. Das Fourierspektrum zeigt die Verteilung der Energie auf die Frequenzen, liefert aber keine Informationen über die Lokalisierung der Frequenzen in der Zeit. Die Voraussetzung der Stationarität beinhaltet, dass sich der Anteil der verschiedenen Frequenzen am Signal mit der Zeit nicht ändert. Für die Untersuchung von Prozessen mit zeitlich veränderlichen Frequenzen müssen daher lokale Integraltransformationen angewendet werden, die den Frequenzgehalt der Prozesse zeitlich lokalisiert bestimmen können. Einen eindeutigen Bezug auf jedes lokale Ereignis ermöglicht erst die Konturdarstellung der Waveletkoeffizienten. Jeder starke Gradient einer Mikrofront in Abbildung 4.1 wird durch einen scharfen Übergang der Waveletkoeffizienten von positiven zu negativen Werten dargestellt. Niedrigere Amplituden in den Rampen werden durch niedrigere Koeffizienten wiedergegeben, die Positionen im Zeit-Skalen-Raum liefern die zeitliche Skala der Prozesse und die jeweiligen Lokalisierungen innerhalb der Zeitreihe. Beachtenswert ist hier noch das Zusammenwachsen von zwei auf-

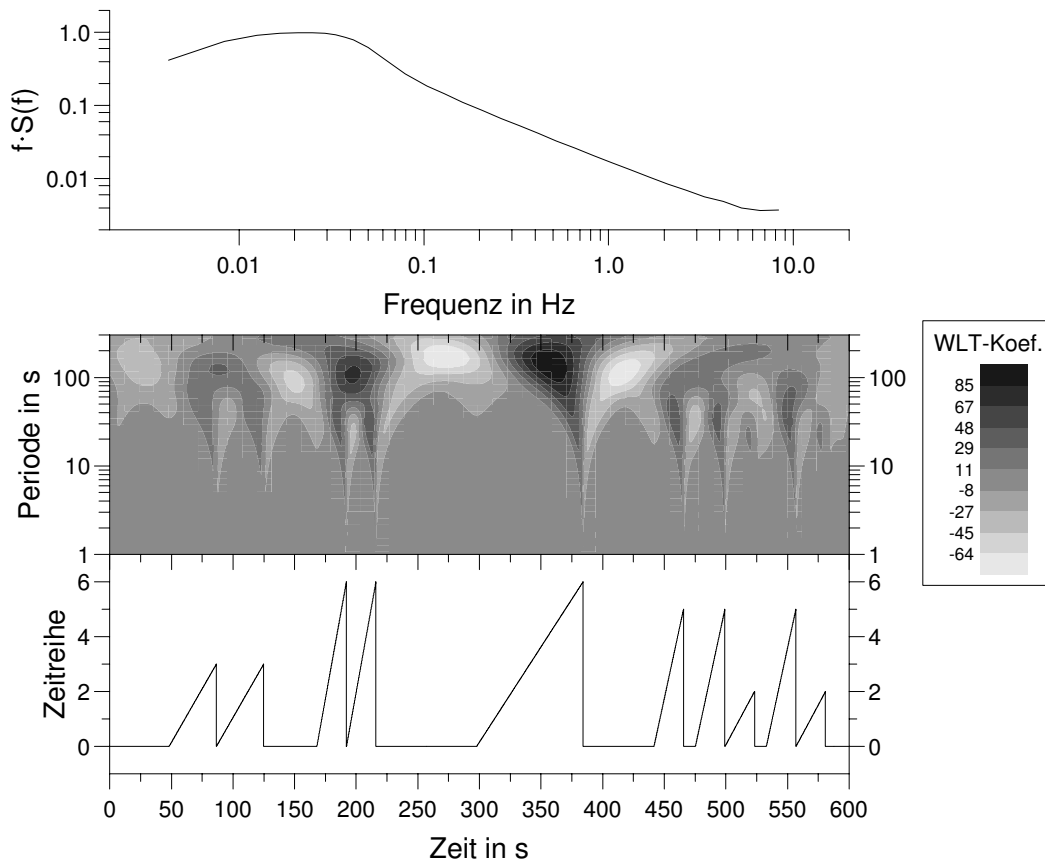


Abbildung 4.1: Fourier- und Wavelettransformierte einer Testzeitreihe mit idealisierten Rampen unterschiedlicher Amplitude und Zeitskala.

einander folgenden Strukturen mit kurzer Dauer, die oberhalb einer Periode von 50 s nicht mehr voneinander getrennt werden können.

Eine Zeit-Frequenz-Auflösung ist prinzipiell auch mit einer gefensterten Fourieranalyse möglich. Man nimmt dabei an, dass sich die Zeitreihe zumindest innerhalb kleiner Abschnitte stationär verhält. Realisiert wird dies durch Multiplikation mit einer Fensterfunktion und anschließender Fouriertransformation der so erhaltenen Abschnitte. Da man aber nie gleichzeitig das genaue Zeit- und Frequenzverhalten der Funktion kennt, müssen mehrere Fensterbreiten analysiert werden. Der wesentliche Unterschied zwischen der gefensterten Fouriertransformation und der Wavelettransformation liegt aber in der Skalierung des Fensters:

- Bei der gefensterten Fouriertransformation ändert sich die Fensterbreite nicht, bei höheren Frequenzen besitzt die Basisfunktion auch mehr Schwingungen (siehe Anhang A.1, S. 122).
- Bei der Wavelettransformation werden die Fensterbreiten an die Frequenz angepasst, d. h. hochfrequente Wavelets sind schmal und niederfrequente Wavelets breiter. Die

Anzahl der Schwingungen innerhalb des Fensters bleibt jedoch gleich. Durch diese Anpassung bildet die Wavelettransformation hochfrequente Fluktuationen genauer ab, als die gefensterte Fouriertransformation.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Waveletmethode aufgrund ihrer Zeit-Frequenz-Auflösung in der Lage ist, nicht stationäre oder intermittierende Signale zu untersuchen. Die Skalierung des Fensters und die Konstanz der Schwingungszahl sind die Vorteile gegenüber der gefensterten Fouriertransformation, die vom Prinzip her aber ähnlich arbeitet.

Warum sucht man mit Waveletanalysen nach kohärenten Strukturen?

Um kohärente Strukturen innerhalb eines langen Datensatzes zu detektieren, bedarf es einer objektiven Vorgehensweise, die an die vorliegende Problemstellung angepasst ist. Kohärente Strukturen treten innerhalb einer turbulenten Grenzschicht mit unterschiedlichen Skalen in intermittierender Form auf. Die Eignung der Waveletanalyse für solche Prozesse wurde im vorangegangenen Abschnitt schon dargelegt. Die Strukturen sind zudem von kleinskaligen Fluktuationen und von statistischem Rauschen überlagert, weshalb eine optische Detektierung schwierig ist. Bei der gefensterten Fouriertransformation muss für die Festlegung einer Struktur ein Schwellenwert vorgegeben werden, was als wesentlicher Nachteil anzusehen ist. Deshalb ist eine objektive Methode zur Detektion solcher Strukturen notwendig, um ihr Auftreten sowie ihre Eigenschaften über lang andauernde Zeitreihen zu untersuchen. Collineau und Brunet (1993a) haben verschiedene Wavelets bezüglich ihres Verhaltens auf Testzeitreihen mit Rampen untersucht und damit für jedes Wavelet einen Bereich mit speziellen Anwendungsmöglichkeiten festgelegt. Bei ihrem Vergleich verwenden sie das Haar-, Rampen- und Wellen-Wavelet, sowie das Mexikaner-Hut-Wavelet. Bei Sprüngen innerhalb einer Zeitreihe, wie sie bei den Mikrofronten auftreten, zeigen die ersten drei Wavelets Maxima in den Waveletkoeffizienten, während der Mexikaner-Hut diese Sprünge durch Vorzeichenwechsel markiert. Dieser Vorzeichenwechsel ist auch in Abbildung 4.1 zu beobachten. Somit ist jede Mikrofront durch den Vorzeichenwechsel detektiert, während bei den anderen Wavelets Schwellenwerte für die auftretenden Maxima eingeführt werden müssen, um die kohärenten Strukturen von kleinskaligeren Fluktuationen zu trennen. Da der Mexikaner-Hut ein Wavelet 2. Ordnung ist, werden die Mikrofronten einer kohärenten Struktur als Nullstelle in den Waveletkoeffizienten detektiert (Collineau und Brunet, 1993b). Die Vermeidung der Unsicherheiten und Willkür eines Schwellenwerts beim Mexikaner-Hut ist einer der wichtigsten Punkte, warum die Detektion mit Waveletanalysen durchgeführt wird (Collineau und Brunet, 1993a).

4.1.2 Wahl des Mutterwavelets und der zu analysierenden Skalen

Der wohl wichtigste Punkt für die Wahl des Wavelets bei der Untersuchung intermittierender Ereignisse ist eine gute Lokalisierung im Frequenzraum, was beim Mexikanischer-Hut-Wavelet und beim Morlet-Wavelet erfüllt ist (siehe Anhang A.1). Der Nachteil des Morlet-Wavelets ist die schlechtere Lokalisierung im Zeitbereich, die durch die Nebenmaxima verursacht wird (Handorf und Foken, 1997). Mit dem Haar-Wavelet können die Anfangs- und Endpunkte der Ereignisse zwar gut bestimmt werden, aber die Lokalisierung im Frequenzraum ist deutlich schlechter. In diesem Kapitel wird der Mexikaner-Hut benutzt, der ein Kompromiss zwischen einer hinreichend guten Frequenz- und Zeitauflösung ist und so eine möglichst genaue Detektion der Ereignisse erlaubt. Der zweite Punkt für die Wahl dieses Wavelets ist die bereits erwähnte fehlende Notwendigkeit eines Schwellenwerts, da die starken Sprünge der Temperatur an den Mikrofronten durch Nulldurchgänge in den Koeffizienten markiert werden. Auch in der Literatur verwenden viele Autoren bei ähnlichen Fragestellungen den Mexikaner-Hut wegen der oben genannten Gründe (z. B. Gao und Li, 1993; Lu und Fitzjarrald, 1994; Chen et al., 1997a; Handorf und Foken, 1997; Feigenwinter et al., 1998).

Genau wie die Wahl des Mutterwavelets müssen auch die zu untersuchenden Skalen der Problemstellung angepasst sein. Bei orthogonalen Waveletanalysen ist man auf einen diskreten Satz von Skalen beschränkt (Farge, 1992), während bei der hier verwendeten nicht orthogonalen Analyse die Skalen frei gewählt werden können. Die kleinste Skala muss mindestens das Zweifache der Messfrequenz betragen und die maximale Skala darf nicht größer als die Hälfte der Dauer des Messabschnitts sein (Torrence und Compo, 1998). Anderenfalls können Randeffekte von beiden Seiten auf die Koeffizienten in der Mitte der Zeitreihe einwirken. Die optische Durchsicht des Datenmaterials ergab Rampenstrukturen mit einer zeitlichen Ausdehnung von maximal 300 s, weshalb in den Programmen die Wahl der entsprechenden Parameter eine maximale Zeitskala von 464 s festlegt. So wird sichergestellt, dass alle kohärenten Strukturen erfasst werden können und der Anteil an langwelligen Fluktuationen gering gehalten wird. Die Waveletkoeffizienten werden auf 42 Skalen in logarithmischer Einteilung berechnet, um den Rechenaufwand gering zu halten.

4.1.3 Anwendungsbeispiele auf Turbulenzdaten

Die Wavelettransformation wird nun auf reale Temperaturzeitreihen aus den vier Messhöhen am Karlsruher Mast angewendet. Am Beispiel einer labilen Schichtung sind Rampenstrukturen schon mit dem Auge in allen Höhen zu sehen (Abb. 4.2). Große Strukturen treten zum Teil mit einer gewissen Zeitverschiebung simultan in mehreren Höhen auf, während der Großteil jedoch bei kleineren Skalen auftritt und deshalb isoliert nur in einer Höhe zu finden ist. Bei den kleineren Strukturen ist kein Bezug zwischen mehreren

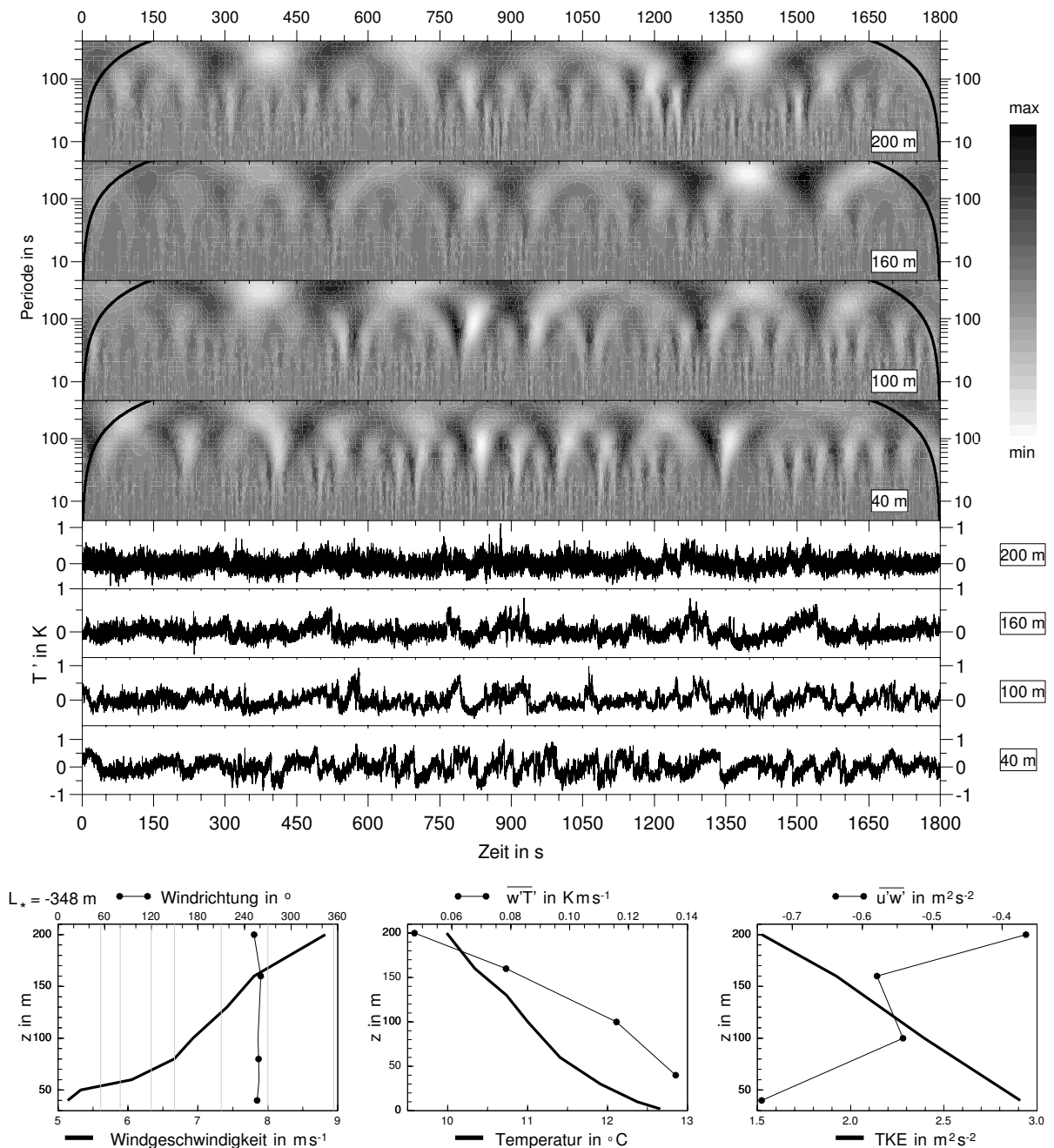


Abbildung 4.2: Temperaturzeitreihen mit Wavelettransformationen (oben) und meteorologische Bedingungen (unten) bei labiler Schichtung (22.05.2000: 14.30-15.00 Uhr).

Messhöhen feststellbar, da der vertikale Abstand zu groß ist, um sie gesichert einer einzigen Struktur zuzuordnen. Nur Rampen bei ganz großen Skalen können auch in mehreren Höhen als Teile einer großen kohärenten Struktur angesehen werden. Die Waveletkoeffizienten markieren nun die Mikrofronten durch einen Dunkel-Hell-Übergang der Graustufen.

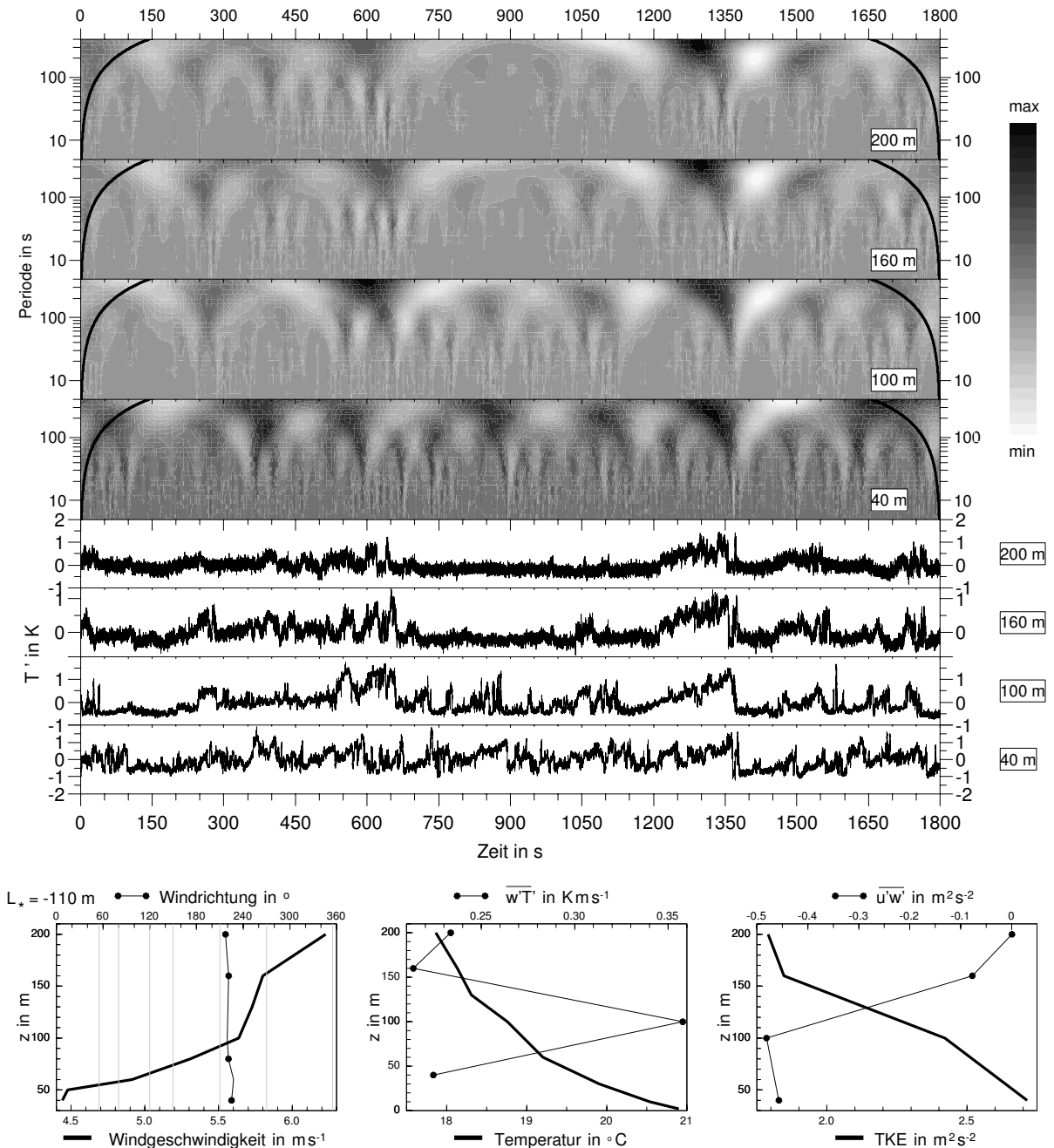


Abbildung 4.3: Temperaturzeitreihen mit Wavelettransformationen (oben) und meteorologische Bedingungen (unten) bei sehr labiler Schichtung (24.05.2000: 11.00-11.30 Uhr).

Abbildung 4.3 zeigt Temperaturzeitreihen bei einer sehr labilen Schichtung ($L_* = -110$ m) und die zugehörigen Waveletkoeffizienten. Hier tritt eine sehr große Rampenstruktur nahezu simultan in allen Höhen auf, die auch anhand der Waveletkoeffizienten gut belegt wird. Die kleinskaligeren Fluktuationen können bei kleineren Zeitskalen der Waveletkoeffizienten beobachtet werden.

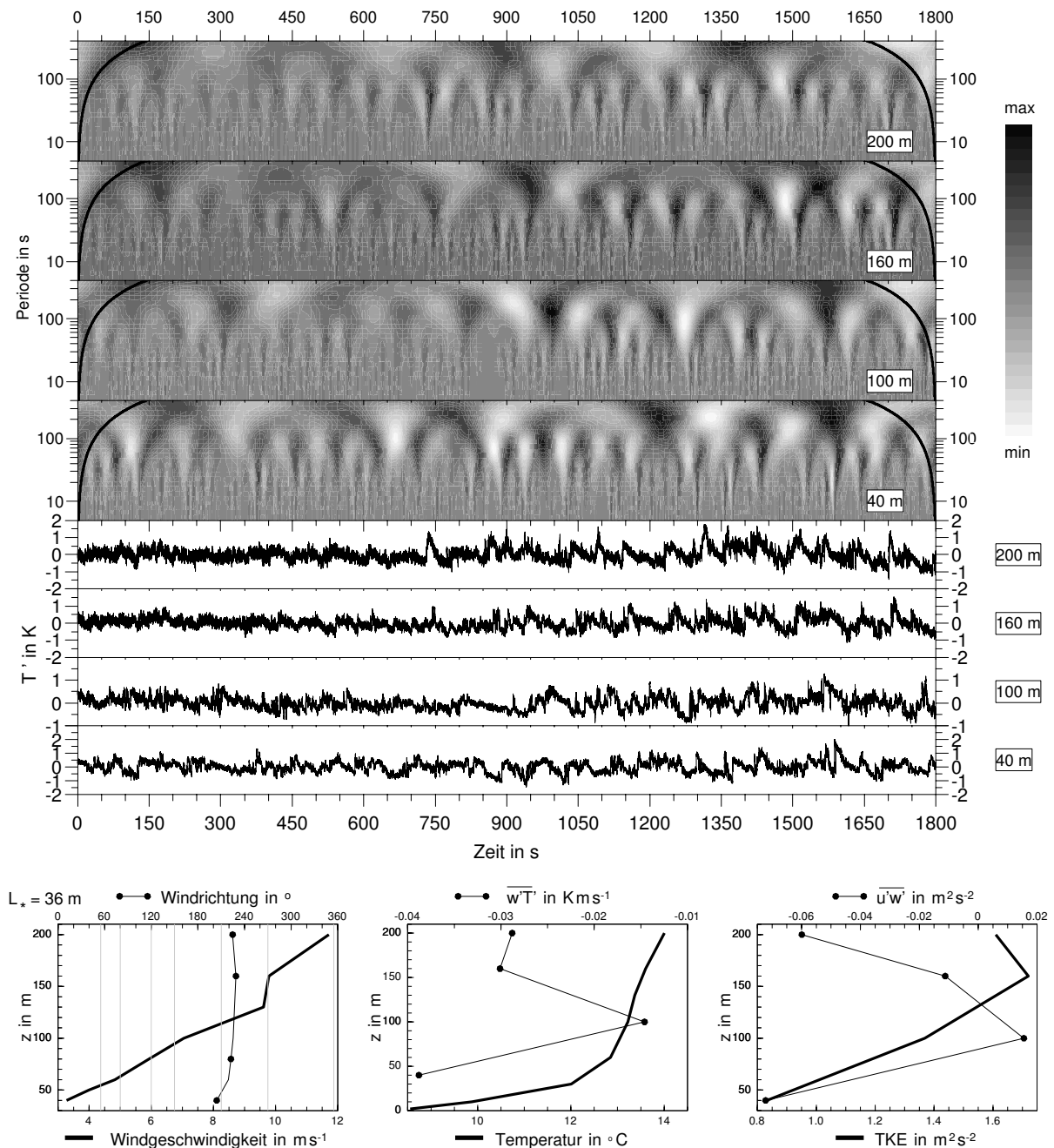


Abbildung 4.4: Temperaturzeitreihen mit Wavelettransformationen (oben) und meteorologische Bedingungen (unten) bei sehr stabiler Schichtung (29.10.2000: 2.00-2.30 Uhr).

Bei stabiler Schichtung treten kohärente Strukturen als invertierte Rampen auf. Meist beobachtet man zuerst ein abruptes Ansteigen der Temperatur durch das sweep-Ereignis, gefolgt von einer langsamen Abkühlung (Abb. 4.4). Am deutlichsten treten sie in diesem Beispiel in 160 und 200 m Höhe auf, beachtenswert ist die Zunahme der turbulenten kinetischen Energie mit der Höhe und die starke Windscherung bei diesem Beispiel.

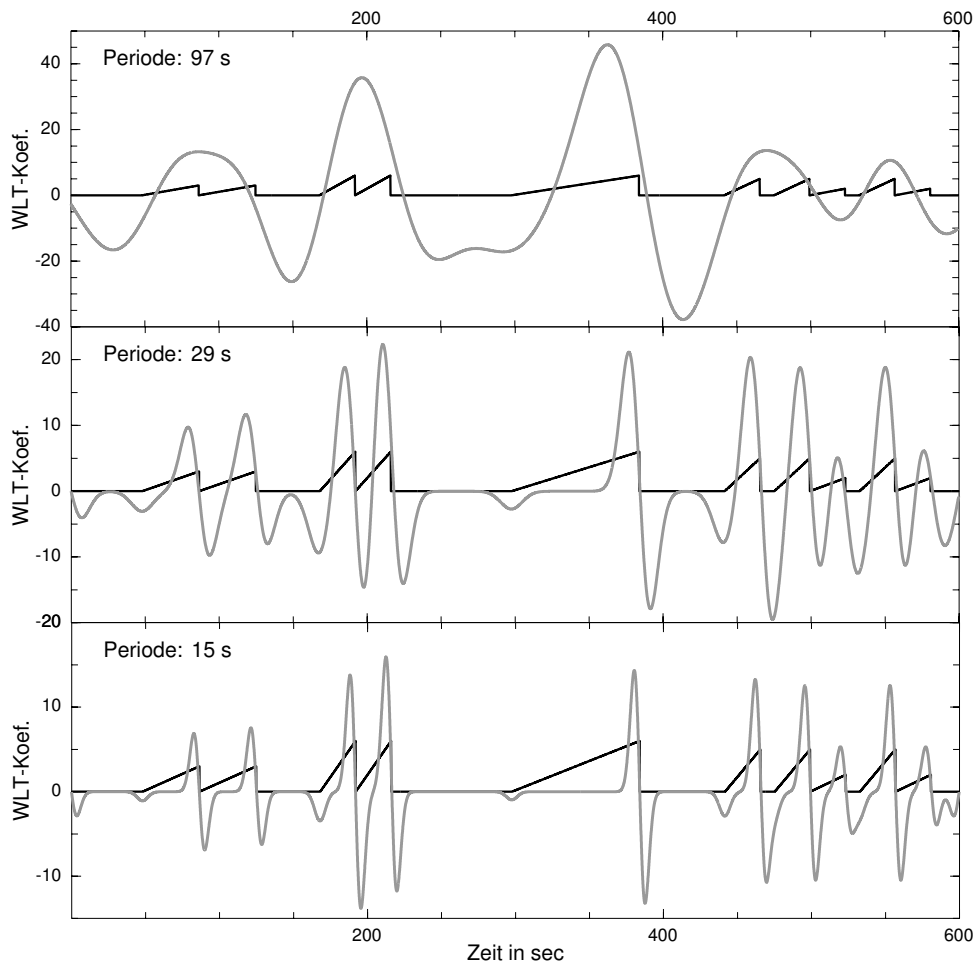


Abbildung 4.5: Waveletkoeffizienten für drei unterschiedliche Skalen zusammen mit der Testzeitreihe.

4.2 Vorgehensweise bei der Detektion

Die Waveletanalyse wurde auf alle zur Verfügung stehenden Temperaturzeitreihen angewendet. Wenn das skalierte Wavelet durch Translation entlang der Zeitreihe auf eine Mikrofront trifft, resultiert dies in einem Vorzeichenwechsel der Waveletkoeffizienten (Colineau und Brunet, 1993b; Chen et al., 1997a; Brunet und Irvine, 2000), weshalb jeder Vorzeichenwechsel mit einer kohärenten Struktur korrespondieren sollte. Wenn jedoch die betrachtete Skala zu klein ist, identifiziert die Waveletanalyse nur kleine Fluktuationen, die zufälligen Charakter haben. Ist die Skala zu groß, werden lediglich die größten Strukturen erfasst und benachbarte kleinere Strukturen nicht voneinander getrennt. Dies verdeutlicht Abbildung 4.5, in der die Waveletkoeffizienten bei verschiedenen Skalen zusammen mit der Testzeitreihe aufgetragen sind. Die Waveletkoeffizienten zeigen einen Nulldurchgang an den Mikrofronten, ein skalenabhängiges Verhalten ist erkennbar. Bei kleinen Skalen werden die Positionen der Mikrofronten sehr gut getroffen, während bei größer werdender Skala die Genauigkeit der zeitlichen Lokalisierung abnimmt und kleine Strukturen nicht

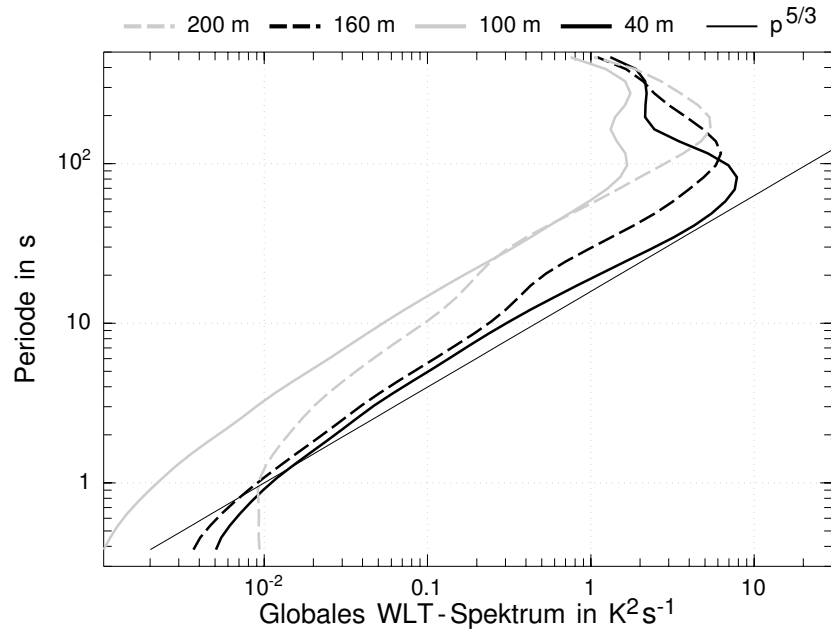


Abbildung 4.6: Globales Waveletspektrum der Temperatur eines Halbstundenabschnitts.

mehr erfasst werden. Die optimale Skala wird aus dem globalen Waveletspektrum $\overline{W}(s)$ entnommen, das durch das Integral über das Quadrat der Waveletkoeffizienten über alle Translationsparameter für sämtliche Dilatationen s berechnet wird:

$$\overline{W}(s) = \frac{1}{s^2} \int_{-\infty}^{\infty} |W_n(s)|^2 dn. \quad (4.4)$$

Das globale Waveletspektrum repräsentiert die Verteilung der Signalvarianz als Funktion der Waveletdilatation und ist wegen des lokalen Charakters eher von lokalen Ereignissen dominiert als vom ganzen Signal. Da $\overline{W}(s)$ für $s \rightarrow 0$ und $s \rightarrow \infty$ verschwindet, gibt es eine Skala p_{\max} , bei der das Wavelet und die Zeitreihe am besten korreliert sind (Abb. 4.6). Die Skala der dominierenden Turbulenzelemente wird aus dem globalen Waveletspektrum entnommen und danach werden die Waveletkoeffizienten bei dieser Skala ausgewertet. Collineau und Brunet (1993a) stellen jedoch fest, dass diese Technik einige nah aneinander liegende Strukturen nicht detektieren kann oder bei langen rampenfreien Perioden zu viele erfasst werden. Diese Fehler wurden bisher ohne Angabe von Gründen als unwichtig angesehen. Bei früheren Untersuchungen wurden meist kurze, ausgewählte Zeiträume mit gut ausgeprägten Rampenstrukturen ausgewertet, so dass diese Fehler meist gering ausfielen. Betrachtet man jedoch lang andauernde Messungen unter verschiedenen atmosphärischen Bedingungen, so können diese Fehler in Einzelfällen beträchtlich ausfallen. Um dieses Problem zu vermeiden, wird hier ein Schwellenwert für die Extremwerte eingeführt:

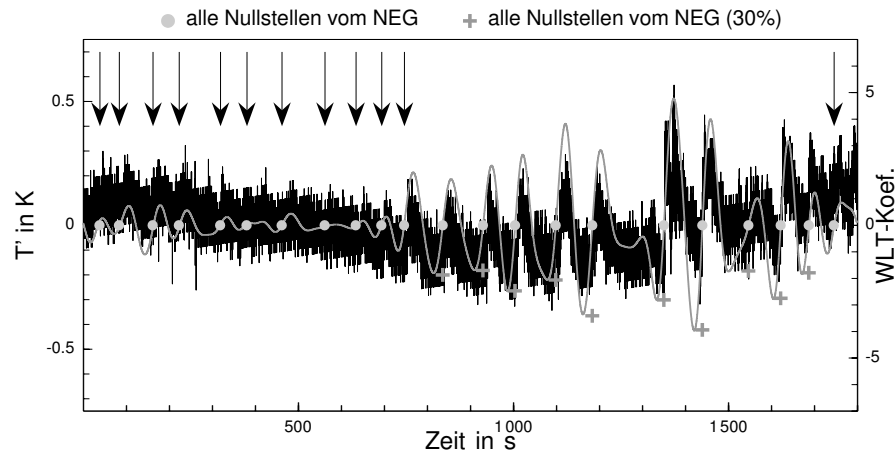


Abbildung 4.7: Temperatur und Waveletkoeffizienten bei stabiler Schichtung sowie Auswirkung des Schwellenwerts auf die Detektion von kohärenten Strukturen. Die Pfeile symbolisieren die nicht gezählten Nullstellen.

Ein Vorzeichenwechsel der Waveletkoeffizienten wird nur dann als kohärente Struktur angesehen, wenn der davor positionierte Extremwert mindestens einen Wert von 30 % des Extremwerts aller Koeffizienten bei dieser Skala erreicht.

Die Anwendung dieser Schwellenwertabfrage verhindert, dass kleinskalige Fluktuationen bei rampenfreien Perioden als kohärente Strukturen detektiert werden. Bei gut ausgebildeter Turbulenz hat diese Einführung nur einen geringen Effekt. Bei stabiler Schichtung führt eine niedrige Turbulenzintensität zu schwach ausgeprägten Fluktuationen mit einem Rauschen um Null. Das Beispiel in Abbildung 4.7 bei stabiler Schichtung demonstriert die Wirkung der Schwellenwertabfrage. Alle Übergänge der Waveletkoeffizienten vom negativen zum positiven Bereich sind als graue Punkte markiert. Nach der Schwellenwertabfrage werden nur noch die Nullstellen gezählt, die durch die dunkelgrauen Kreuze gekennzeichnet sind. Nicht mit gezählte Vorzeichenwechsel sind durch Pfeile markiert. Hier bringt diese Maßnahme eine deutliche Verbesserung mit sich, denn nur die großen Rampen werden erfasst. Der Wert von 30 % wurde durch mehrfaches Testen an den Daten als geeigneter Schwellenwert identifiziert. Bei den Vorteilen der Verwendung des Mexikaner-Huts wurde die fehlende Schwellenwertdefinition für die Markierung einer kohärenten Struktur aufgeführt. Die Einführung dieses Schwellenwerts für die Extremwerte darf hier nicht als Einschränkung dieser Objektivität verstanden werden, sondern vielmehr als Resultat der Anwendung der Waveletmethode auf lange Zeitreihen unter unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen.

Zusammenfassung der Arbeitsschritte

Der gesamte Ablauf der Arbeitsschritte wird im Folgenden am Beispiel von zwei Zeitreihen mit labiler und stabiler Schichtung verdeutlicht (Abb. 4.8 und 4.9). Bei labiler

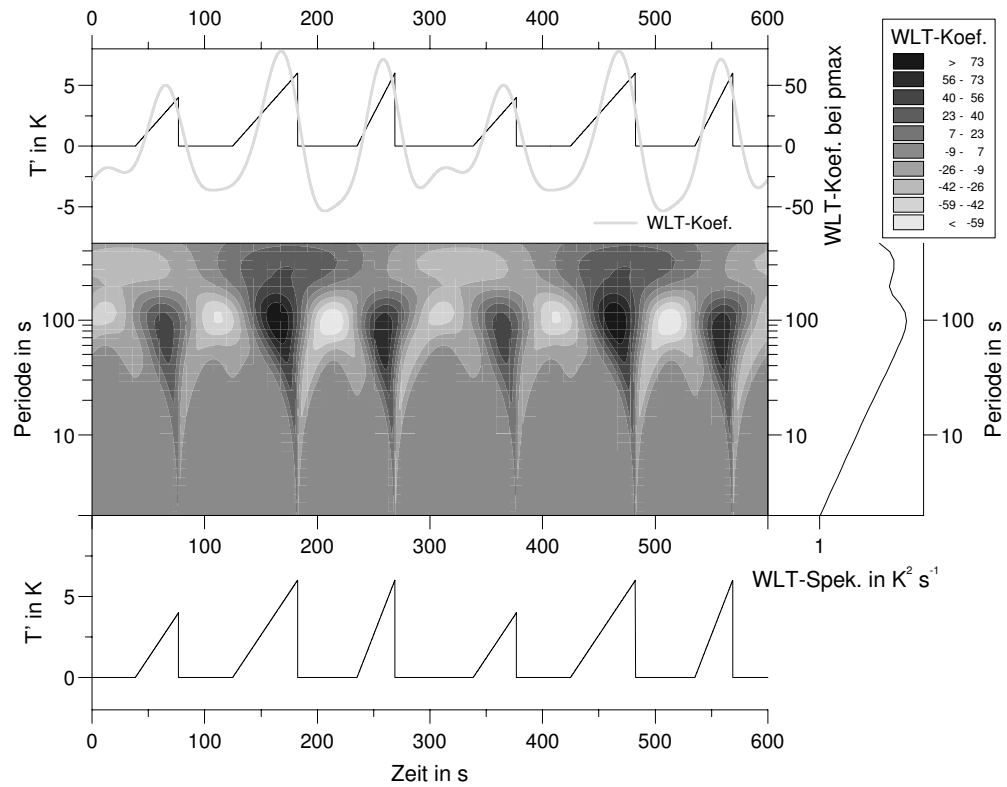


Abbildung 4.8: Verlauf der WLT-Koeffizienten für Testzeitreihen bei labiler Schichtung.

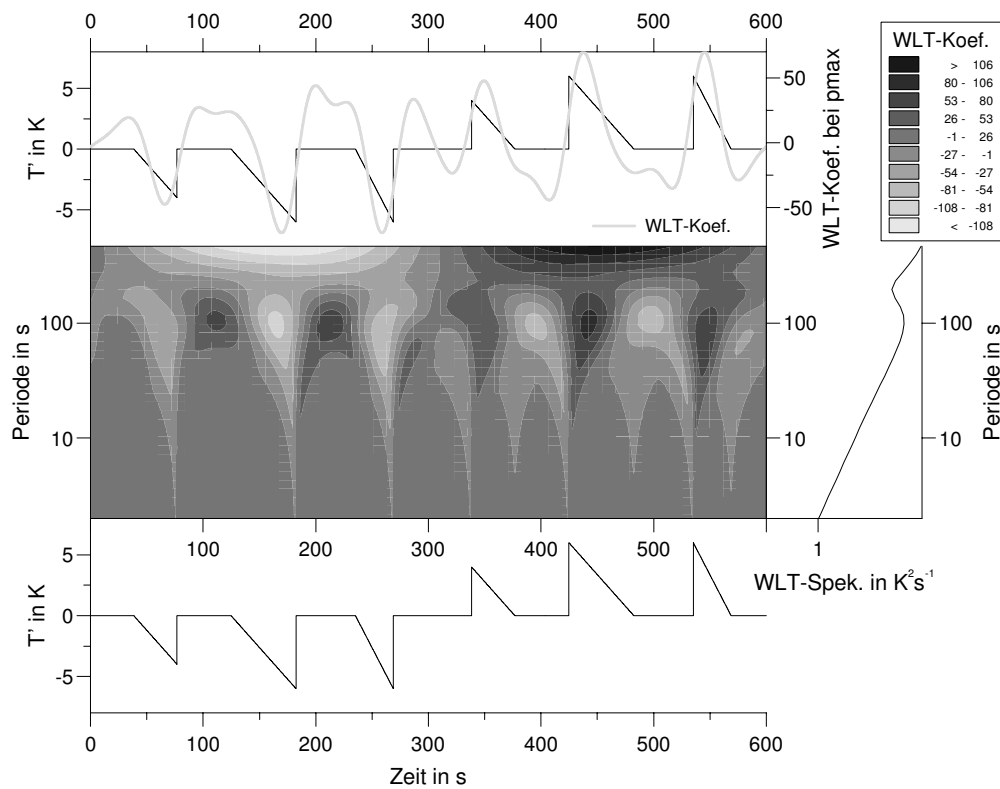


Abbildung 4.9: Verlauf der WLT-Koeffizienten für Testzeitreihen bei stabiler Schichtung.

Schichtung wird die Mikrofront durch einen Wechsel von positiven zu negativen Koeffizienten dargestellt, während bei stabiler Schichtung in beiden auftretenden Möglichkeiten ein Vorzeichenwechsel von negativen zu positiven Koeffizienten beobachtet wird. Der Extremwert im globalen Waveletspektrum tritt bei einer Periode von 100 s auf, was der doppelten Länge der dominierenden Einzelemente entspricht, da die Waveletanalyse den Beginn der Abweichung vom Mittel, sowie ihr zyklisches Verhalten sieht (Feigenwinter et al., 1998). Der Maximalwert legt dann die Skala fest, bei der die Waveletkoeffizienten untersucht werden. Der Anstieg der Spektralwerte bei stabiler Schichtung oberhalb von 100 s liegt daran, dass die skalierten Wavelets nun zu groß für die Einzelstrukturen sind und nur noch eine große Schwingung von negativen zu positiven Werten sehen.

Im Einzelnen wird wie folgt vorgegangen:

1. Berechnung der Wavelettransformation der Temperaturzeitreihen
2. Berechnung des globalen Waveletspektrums und Entnahme der Skala mit maximaler Energie
3. Untersuchung der Nullstellen bei den Waveletkoeffizienten dieser Skala:
 - labile Schichtung: Nullstellen, die einem Bereich mit negativer Steigung folgen
 - stabile Schichtung: Nullstellen, die einem Bereich mit positiver Steigung folgen
4. Schwellenwertabfrage: Nullstelle wird nur dann erfasst, wenn das zugehörige Extremum mindestens 30 % des Extremwerts der Waveletkoeffizienten bei dieser Skala erreicht.

Bisher wurden nur kurze Zeiträume bei labiler Schichtung mit Waveletanalysen untersucht, deswegen ermöglicht die Ausweitung auf alle Stabilitäten durch einen langen Datensatz eine wesentlich verbesserte Beschreibung des mittleren Zustands, da hier labile und stabile Rampen in die Berechnungen mit eingehen. Der zweite wichtige Punkt ist die Möglichkeit, bis zu einer Höhe von 200 m nach solchen Strukturen zu suchen. Die höchste Messung bei Auswertungen dieser Art lag bisher bei 43,1 m (Gao et al., 1989; Gao und Li, 1993) über Wald und bei 76 m oberhalb einer städtischen Unterlage (Feigenwinter et al., 1998).

In anderen Arbeiten wird die Detektion einer kohärenten Struktur aufgrund eines nahezu zeitgleichen Auftretens einer Rampe in mehreren Messhöhen vorgenommen (Gao et al., 1989; Feigenwinter et al., 1998). Doch lagen bei diesen Untersuchungen deutlich kürzere vertikale Abstände der Messinstrumente vor (21,8 m/24,4 m/28,0 m bei Bergström und Högström, 1989; 5,9 m/10,5 m/15,4 m/17,6 m bei Gao et al., 1992 oder 34,2 und 43,1 m

bei Gao und Li, 1993). Bei den hier untersuchten Messhöhen von 40, 100, 160 und 200 m treten aber nur die größten Strukturen bei labiler Schichtung in allen Höhen mit einer gewissen Zeitverschiebung auf. Da aber auch stabile und neutrale Schichtungen in die Arbeit einbezogen werden, würden die dort auftretenden kleineren Skalen nicht oder nur selten zu einer Detektion führen und man hätte wieder indirekt eine Beschränkung auf labile Schichtungen. Deshalb wird in dieser Arbeit eine kohärente Struktur durch eine lokal in einer Messhöhe auftretende Mikrofront festgelegt.

Bei allen nun folgenden statistischen Auswertungen sind Fälle mit Windgeschwindigkeiten in 200 m unter 2 m s^{-1} nicht berücksichtigt, um Abschnitte mit geringem Signal zu Rauschverhältnis auszuschließen. Es hat sich gezeigt, dass dadurch die mittlere Anzahl detektierter Strukturen sogar noch zunimmt, d. h. bei schwachem Wind werden nicht überdurchschnittlich viele Strukturen erfasst und die Schwellenwerteführung funktioniert bei niedriger Turbulenzintensität zufrieden stellend.

4.3 Statistische Auswertungen der kohärenten Strukturen

Es können zahlreiche Parameter zur Beschreibung von kohärenten Strukturen verwendet werden, wie z. B. ihre zeitliche Andauer, die Separationszeit zwischen den einzelnen Strukturen, die zugehörigen Längenskalen oder der zeitliche Anteil am einzelnen Messabschnitt. Die Beispiele in den Abbildungen 4.2 bis 4.4 zeigen schon die Existenz solcher Strukturen bei labiler und stabiler Schichtung. Zuerst wird nun die absolute Anzahl solcher Strukturen untersucht.

Absolute Anzahl kohärenter Strukturen

Der zur Verfügung stehende Datensatz wurde mit den oben beschriebenen Methoden ausgewertet und für jeden halbstündigen Abschnitt die Anzahl der detektierten Strukturen ermittelt. Es wird eine Abnahme der Anzahl mit der Höhe beobachtet (Abb. 4.10). Nach den unterschiedlichen Stabilitäten gemittelt treten bei neutraler Schichtung die meisten Ereignisse auf, während bei stabiler Schichtung weniger Strukturen detektiert werden. Überraschend ist zunächst, dass bei labiler Schichtung am wenigsten Strukturen auftreten und bei neutraler Schichtung (die aber nur knapp 20 % des Datensatzes umfasst) vermehrt kohärente Strukturen detektiert werden. Aufgrund des schwach ausgeprägten oder teilweise fehlenden Temperaturgradienten bei neutraler Schichtung sollten die Rampen im Temperaturverlauf nur schlecht sichtbar sein, jedoch wurden sie in Laborströmungen oberhalb rauher Unterlagen auch unter neutralen Bedingungen nachgewiesen (PawU et al., 1992). Temperaturrampen wurden in der Vergangenheit als Folge des thermischen

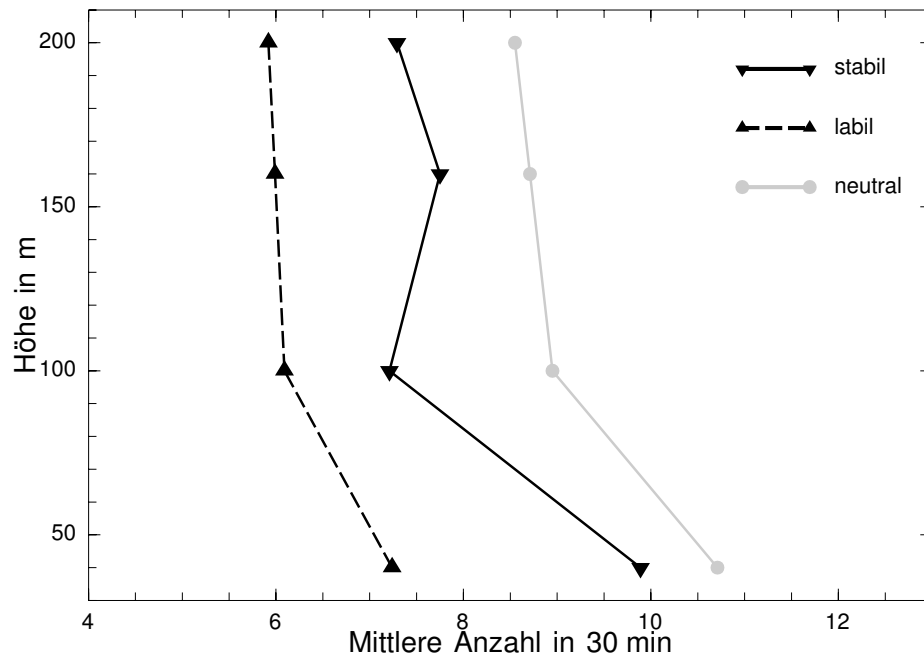


Abbildung 4.10: Mittlere Anzahl detektierter kohärenter Strukturen in 30 min.

Auftriebs angesehen, der großskalige Bewegungen in Form von Aufwindschläuchen verursacht (Priestley, 1959; Wilczak, 1984; Stull, 1988). Aber die Ähnlichkeit der Strukturen mit solchen von Laborversuchen unter neutraler Schichtung hat zahlreiche Autoren zu der Folgerung veranlasst, dass kohärente Strukturen im Wesentlichen durch die Scherung kontrolliert werden (PawU et al., 1992) und auch bei neutraler Schichtung auftreten können. Auch Gao et al. (1989) finden kohärente Strukturen bei neutraler Schichtung. Durch die Strömungsvisualisierung mit Rauch haben Hommema und Adrian (2003) vor kurzem die Existenz von Rampenstrukturen auch in neutraler Schichtung in der atmosphärischen Grenzschicht experimentell nachgewiesen. Die Beobachtungen hier stärken diese Hypothese der durch Scherung produzierten kohärenten Wirbel oberhalb eines Waldbestandes, was im Verlauf der Arbeit noch weiter behandelt wird. Fehler durch eine zu klein bestimmte Skala der dominierenden Elemente bei stabiler Schichtung können zwar auftreten, aber die Zunahme der Anzahl hin zu neutraler Schichtung spricht für die Richtigkeit dieser Methode, zumal die Schwellenwerteführung und die Beschränkung auf Windgeschwindigkeiten über 2 m s^{-1} kleinskaliges Rauschen nicht berücksichtigt. Die geringe Abnahme der mittleren Anzahl mit der Höhe oberhalb von 100 m kann dadurch erklärt werden, dass die Scherung oberhalb eines Waldbestandes gegenüber glatten Unterlagen erhöht ist und gleichzeitig die Scherzone weiter nach oben reicht und so bis in größere Höhen für die Bildung von kohärenten Strukturen verantwortlich sein kann. Doch muss bei der Anzahl der Strukturen auch ihre Dauer bzw. Größe mit berücksichtigt werden, was im nächsten Abschnitt erfolgt.

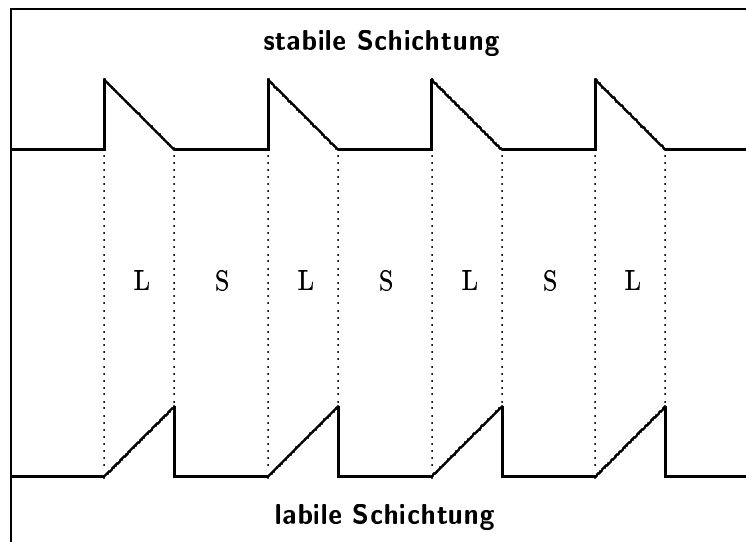


Abbildung 4.11: Schematischer Temperaturverlauf bei labiler und stabiler Schichtung: Definition von Länge L und Separation S der kohärenten Strukturen.

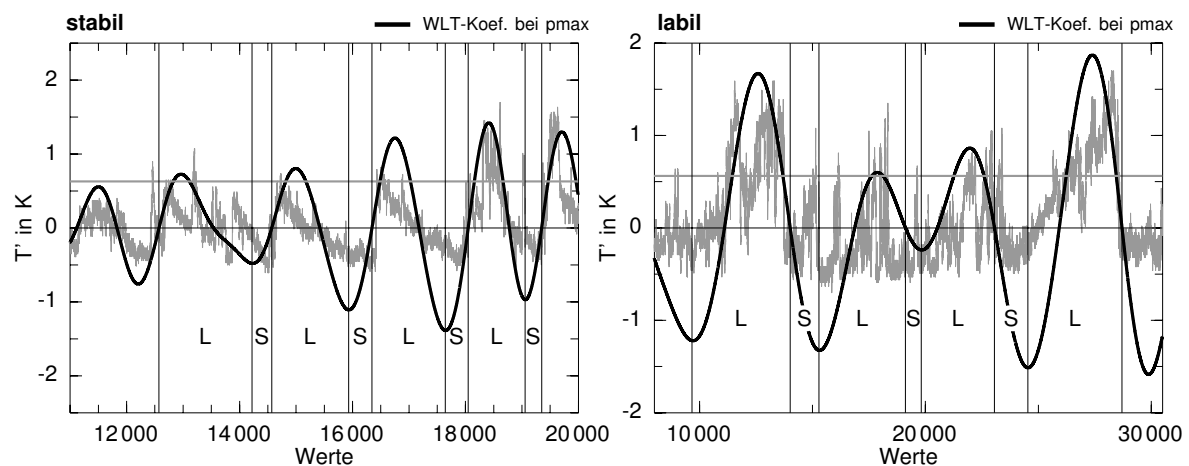


Abbildung 4.12: Einteilung von Temperaturzeitreihen in Dauer und Separation der Strukturen.

Separation und Dauer der kohärenten Strukturen

Treten in einer Zeitreihe Rampenstrukturen auf, so lässt sich diese in einzelne Längen und Separationen einteilen (Abb. 4.11). Man kann nun bei korrekter Lokalisierung der Skala mit maximaler Energie anhand des Verlaufs der Waveletkoeffizienten die Zeitreihe in diese zwei Zeitskalen einteilen. Qiu et al. (1995) definieren beispielsweise die Dauer einer Struktur aus den benachbarten Nulldurchgängen vor und nach der Mikrofront. Anhand von zwei Beispielen lässt sich jedoch eine bessere Einteilung durch die Waveletkoeffizienten finden (Abb. 4.12). Bei labiler Schichtung wird die Länge der Struktur besser durch das vorangegangene Minimum beschrieben und bei stabiler Schichtung markiert das nachfolgende Minimum sein Ende. Die Phasen zwischen diesen Abschnitten sind dann die

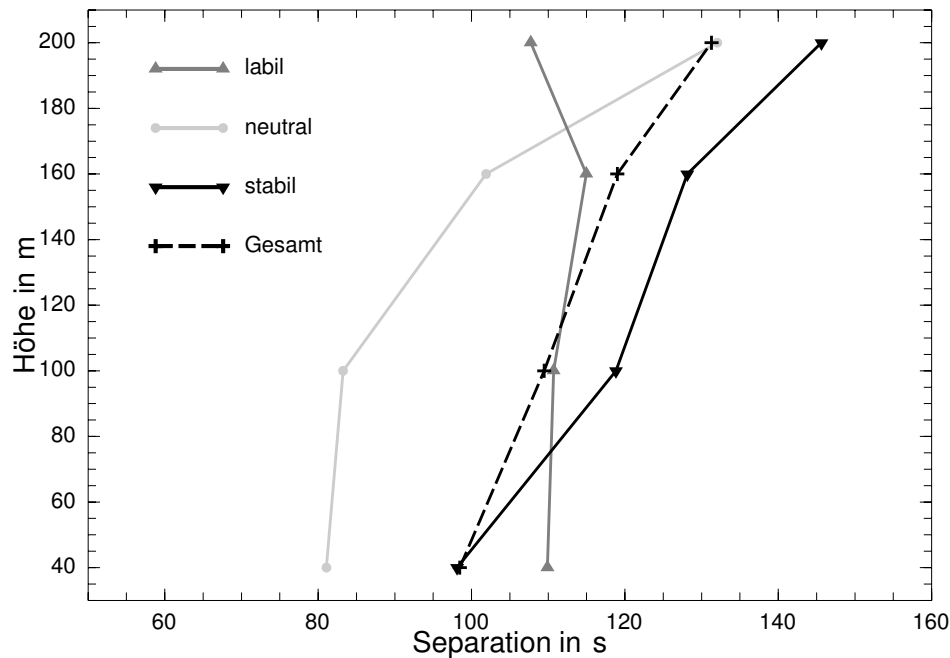


Abbildung 4.13: Profile der mittleren Separationszeit bei unterschiedlichen Stabilitäten.

einzelnen Separationszeiten. Die Separationen vor der ersten und nach der letzten Struktur einer Zeitreihe werden hier nicht mit verwendet, da die nächste Struktur außerhalb des betrachteten Abschnitts liegt. Bei dieser Vorgehensweise können Fehler bei direkt aufeinander folgenden Strukturen gemacht werden (Separation wird zu groß, Dauer zu klein) oder wenn viele Strukturen unterschiedlicher Größenordnung in einem Abschnitt auftreten, so dass kleinere Strukturen nicht richtig erfasst werden können. Die Profile der so gewonnenen mittleren Zeitskalen zeigen die Abbildungen 4.13 und 4.14. Man erkennt für fast alle Bedingungen eine Zunahme der Separationszeit mit der Höhe, lediglich bei labiler Schichtung ist eine Abnahme der Separationszeit in 200 m festzustellen. Dies ist eine Folge des Zusammenwachsens von kleineren konvektiven Aufwindschläuchen mit der Höhe. Die Separation ist bei neutraler Schichtung geringer, da dort auch die meisten Strukturen detektiert werden konnten. In einem der niedrigsten Messhöhe vergleichbaren Höhenniveau erhalten Lu und Fitzjarrald (1994) eine mittlere Separationszeit von 98 s und Bergström und Högström (1989) Werte von 97 bis 124 s, die sehr gut zu den hier gefundenen Werten passen. Die zeitliche Dauer L nimmt ebenfalls mit der Höhe zu (Abb. 4.14), lediglich zwischen 100 und 160 m Höhe stellt man eine leichte Abnahme unter labilen und stabilen Bedingungen fest. Aufgrund der Reibung des Erdbodens wird die Ausbildung großer Strukturen unmittelbar oberhalb des Bestands verhindert. Bei labiler Schichtung dauern die Strukturen länger als bei stabiler und neutraler Schichtung. Die Beobachtung von größeren Wirbeln bei labiler Schichtung ist in früheren Arbeiten gut belegt (Fiedler, 1975).

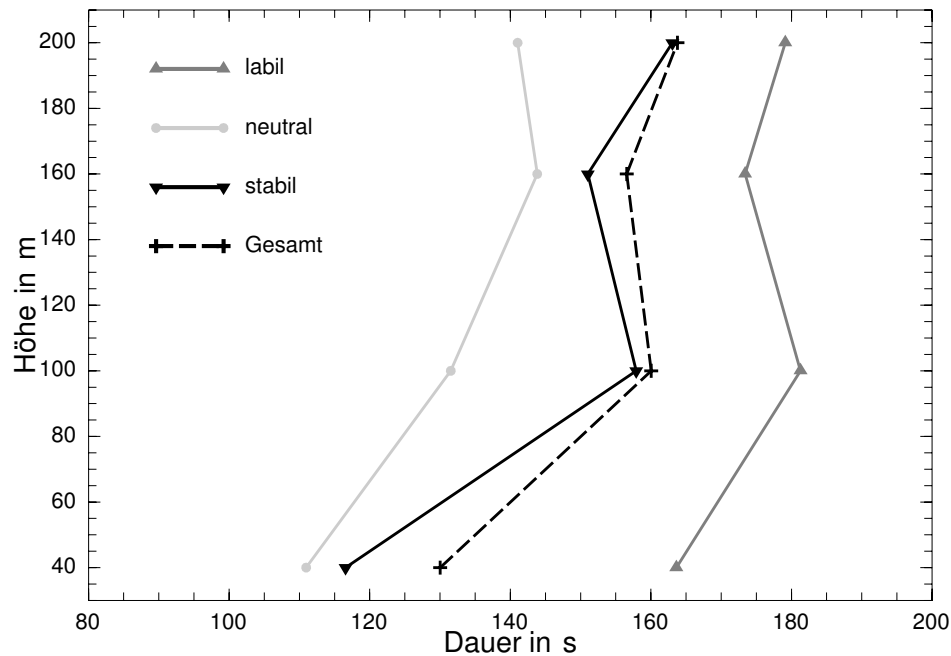


Abbildung 4.14: Profile der mittleren Dauer bei unterschiedlichen Stabilitäten.

Einen weiteren Einblick geben die Häufigkeitsverteilungen der beiden Zeitskalen. Es wurde dabei für jeden Halbstundenabschnitt die Häufigkeitsverteilungen der Separationszeiten und Dauern berechnet und anschließend anhand der Schichtung der Atmosphäre die relativen Verteilungen bestimmt. Kurze Separationszeiten von 10 bis 30 s treten in allen Höhen am häufigsten auf (Abb. 4.15 a). Lediglich bei labiler Schichtung oberhalb von 40 m wandert das Maximum zu längeren Zeiten, was auf den Zusammenschluss von konvektiven Strukturen zurückzuführen ist. Bei stabiler und neutraler Schichtung sind die Verteilungen etwas schmaler und das Maximum liegt auf einem höheren Niveau als bei labiler Schichtung. Der Rückgang der Anzahl von detektierten Ereignissen mit der Höhe ist auch hier sichtbar. Das Maximum der Verteilung der zeitlichen Dauer wandert mit größerer Höhe zu längeren Zeiten (Abb. 4.15 b). In 40 m liegt das Maximum zwischen 50 und 70 s, die größere Anzahl auftretender Strukturen ist auch hier zu erkennen. Unter labilen Bedingungen bilden sich in größeren Höhen deutlich länger andauernde Strukturen aus, die Maxima der breiteren Verteilung oberhalb 40 m liegen um 150 s. Lediglich in der Nähe des Bestands liegt das Maximum noch bei kürzeren Zeiten, da der Einfluss der Unterlage die Ausbildung von großen Strukturen hemmt. Ein zweites Maximum um 160 s tritt in der untersten Messhöhe aber dennoch auf.

Anhand der Häufigkeitsverteilung lässt sich die dominierende Zeitskala bestimmen, die mit der größten Häufigkeit auftritt. Die dominierenden Zeitskalen für die Dauer von kohärenten Strukturen in früheren Untersuchungen variieren stark (Tab. 4.1), da sich der Einfluss

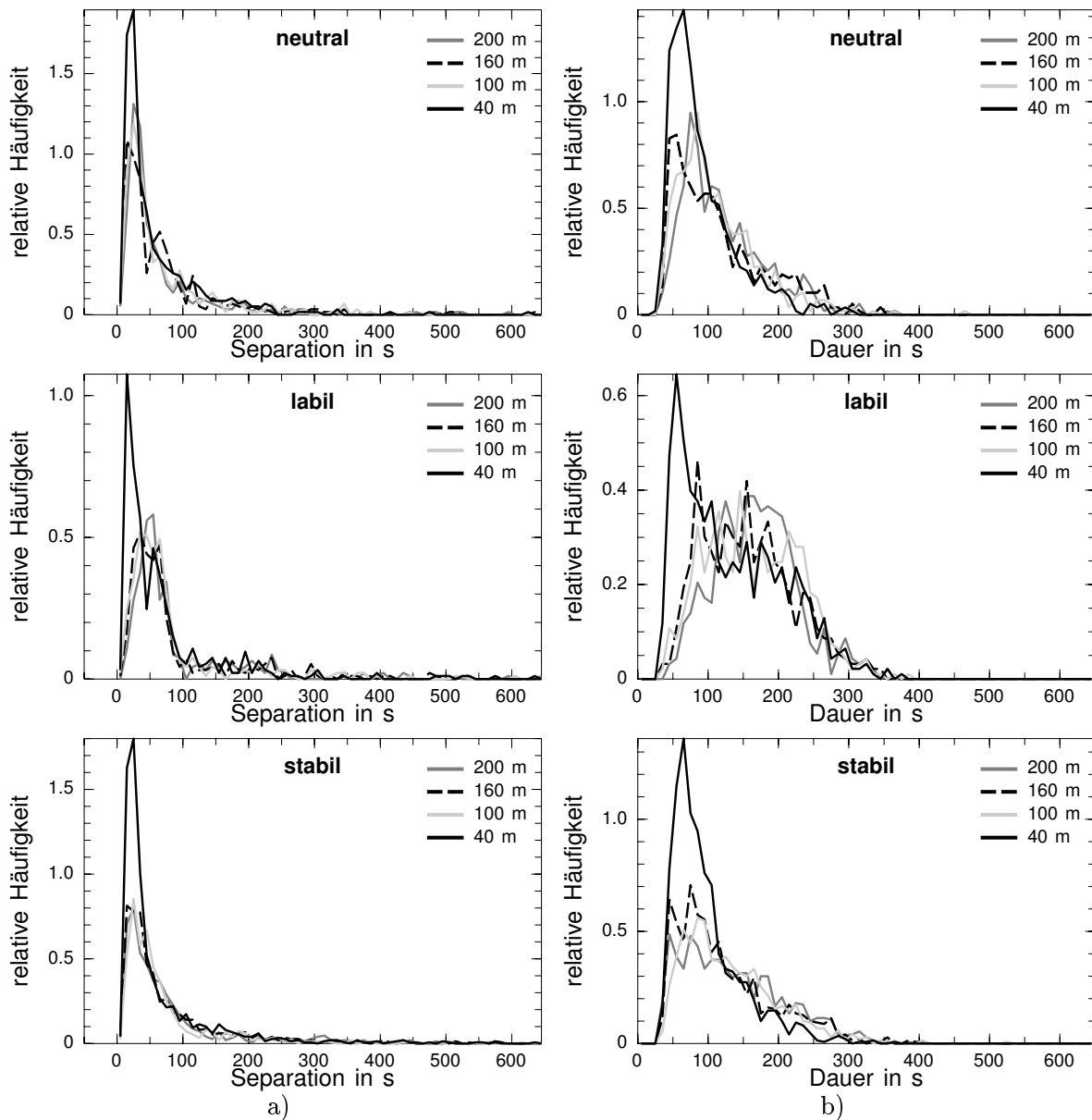


Abbildung 4.15: Häufigkeitsverteilungen der Separationszeit (a) und der zeitlichen Dauer (b) für die drei Stabilitätsklassen.

des Bestands (Art, Höhe und Dichte), die Messhöhen, die atmosphärischen Bedingungen sowie die Detektionsmethoden voneinander unterscheiden. Gao et al. (1992) sehen den Grund für die Unterschiede primär im Einfluss der Unterlage, da die Zeitskalen von der Bestandshöhe und Dichte abhängen können. Die hier gefundenen Werte liegen im Bereich der bisherigen Beobachtungen. Beim Vergleich scheint die dominierende Zeitskala mit der Höhe der Rauigkeitselemente zu zunehmen. Zu diesem Zweck zeigt Abbildung 4.16 die dominanten Zeitskalen als Funktion der Höhe der Rauigkeitselemente und der dimensionslosen Höhe z/h . Trotz der geringen Datenmenge scheint eine Zunahme der Zeitskala

Tabelle 4.1: Dominierende Zeitskala der Dauer von kohärenten Strukturen.

Autor(en)	Unterlage	h	z	dominierende Zeitskala
Bergström und Högström (1989)	Kiefernwald	20 m	47,1 m	33-40 s
Gao et al. (1992)	Laubwald	18 m	25,6 m	74-84 s
PawU et al. (1992)	Mandelbaum	8 m		30-60 s
Collineau und Brunet (1993b)	Laubwald	13 m	16,7 m	10-15 s
Lu und Fitzjarrald (1994)	Laubwald	20 m	30 m	53 s
Qiu et al. (1995)	Espe, Ahorn	18 m	43 m	40 s
Feigenwinter et al. (1998)	Stadt	24 m	76,8 m	90 s
diese Arbeit	Kiefernwald	30 m	40 m	62 s
diese Arbeit	Kiefernwald	30 m	100 m	104 s

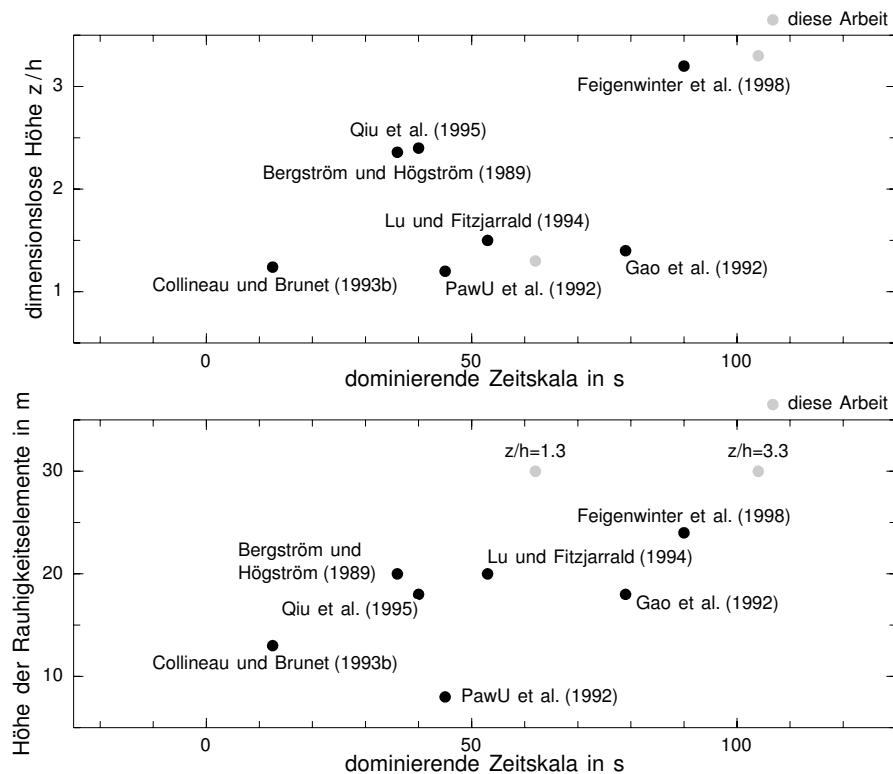


Abbildung 4.16: Graphische Darstellung von Tabelle 4.1.

sowohl mit der Höhe der Rauigkeitselemente als auch mit der dimensionslosen Größe z/h aufzutreten. Die bislang geltende Annahme einer Zunahme der dominierenden Zeitskala mit zunehmender Rauigkeit und größer werdenden Rauigkeitselementen (Feigenwinter et al., 1998) kann somit gestützt werden. Ein Vergleich der Daten aus den Höhen 160 und 200 m ist wegen fehlender Literaturwerte leider nicht möglich.

Abschließende Betrachtung

Die Untersuchungen der letzten Abschnitte haben ergeben, dass die Anzahl von detektierten Strukturen mit der Höhe abnimmt. Die zeitliche Andauer nimmt dagegen genauso wie die zeitliche Separation mit der Höhe zu, d. h. in größeren Höhen sind die Strukturen seltener, dafür aber größer und weiter voneinander entfernt. Bei labiler Schichtung treten vermehrt große Rampenstrukturen auf, die mittlere Dauer liegt über denen der beiden anderen Schichtungsstabilitäten. Diese sind zwar in geringerer Anzahl vorhanden, belegen aber durch ihre Ausdehnung einen größeren Teil des Messabschnitts. Unter stabilen und neutralen Bedingungen kommen vermehrt kleinskalige Rampen vor, die auch direkt aufeinander folgend auftreten können und so für eine große Zahl detektierter Strukturen sorgen.

Kohärente Wirbeltrennung

Um die zeitliche Separation kohärenter Strukturen zu beschreiben, wurde die mittlere Periodizität oder kohärente Wirbeltrennung Λ eingeführt, die die mittlere Distanz zwischen den Strukturen beschreibt. Sie lässt sich nach Raupach et al. (1996) als Funktion der Scherungslänge L_s bestimmen:

$$\Lambda = m L_s \quad (4.5)$$

$$L_s = \frac{U_h}{dU/dz}. \quad (4.6)$$

Bei neutralen Bedingungen finden Raupach et al. (1996) für den Parameter m einen Wert von 8,1. Die Scherungslänge L_s ist als Quotient der Windgeschwindigkeit an der Bestandsobergrenze und der Windscherung definiert und ist der wesentliche Scherungsparameter bei Strömungen oberhalb von Waldbedeckungen (Raupach et al., 1996). Brunet und Irvine (2000) schlagen vor, die kohärente Wirbeltrennung mit der Waveletanalyse zu berechnen:

$$\frac{\Lambda}{h} = \frac{D U}{A h} \quad (4.7)$$

Dabei ist h die Bestandshöhe, D die Dauer des Messabschnitts, A die Anzahl der detektierten Ereignisse und U die mittlere Windgeschwindigkeit. Für labile Fälle kann auch mit der konvektiven Geschwindigkeitsskala U_c normiert werden, die von Raupach et al. (1996) mit $1,8 U$ angegeben wird. Da aber U_c mit der Höhe andere Abhängigkeiten aufweist und hier alle Stabilitätsbereiche untersucht werden, wird nur die mittlere Geschwindigkeit der jeweiligen Messhöhe verwendet. Das Ergebnis der Berechnungen zeigt Abbildung 4.17. Trotz der relativ großen Streuung ist die Zunahme der Wirbeltrennung mit größer werdender Scherungslänge gut zu beobachten. Die Achsenabschnitte und Steigungen der mit

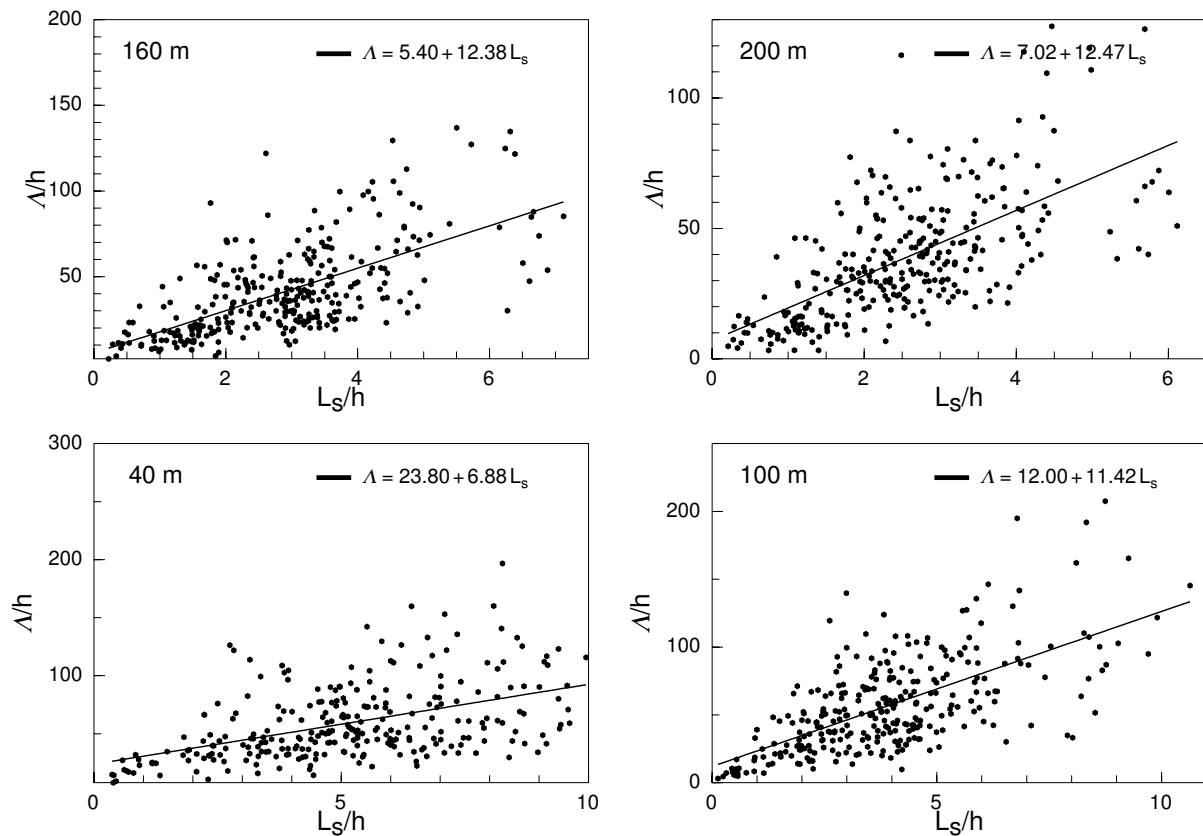


Abbildung 4.17: Kohärente Wirbeltrennung gegen Scherungslänge.

Tabelle 4.2: Werte des Parameters m aus früheren Untersuchungen.

Unterlage	m	Quelle
mehrere	8,1 (neutral)	Raupach et al. (1996)
Wald	8,0	Collineau und Brunet (1993b)
Wald	12,7 (Sommer)/ 14,8 (Winter)	Lu und Fitzjarrald (1994)
Maisfeld	5,1 (neutral)/ 2,1 (schwach stabil)	Brunet und Collineau (1994)

der Methode der kleinsten Quadrate angepassten Ausgleichsgeraden sind in den jeweiligen Abbildungen mit aufgeführt. Die gemachten Annahmen in Bodennähe sind auch bis in 200 m Höhe in selbem Maße erfüllt und die Steigungen der Ausgleichsgeraden sind mit Literaturwerten vergleichbar (Tab. 4.2).

Für eine feste, mittlere Windgeschwindigkeit ist L_s umgekehrt proportional zur mittleren Windscherung. Wenn die Scherungslänge bei gleich bleibender Windgeschwindigkeit ansteigt, muss die Scherung kleiner werden. Eine geringe Windscherung ist meist mit einer labilen Temperaturschichtung verknüpft. Daraus kann man schließen, dass mit zunehmender Scherungslänge die Schichtung labiler wird. Da die kohärente Wirbeltrennung dabei ansteigt, müssen bei labiler Schichtung weniger Strukturen auftreten. Aus diesem Verhal-

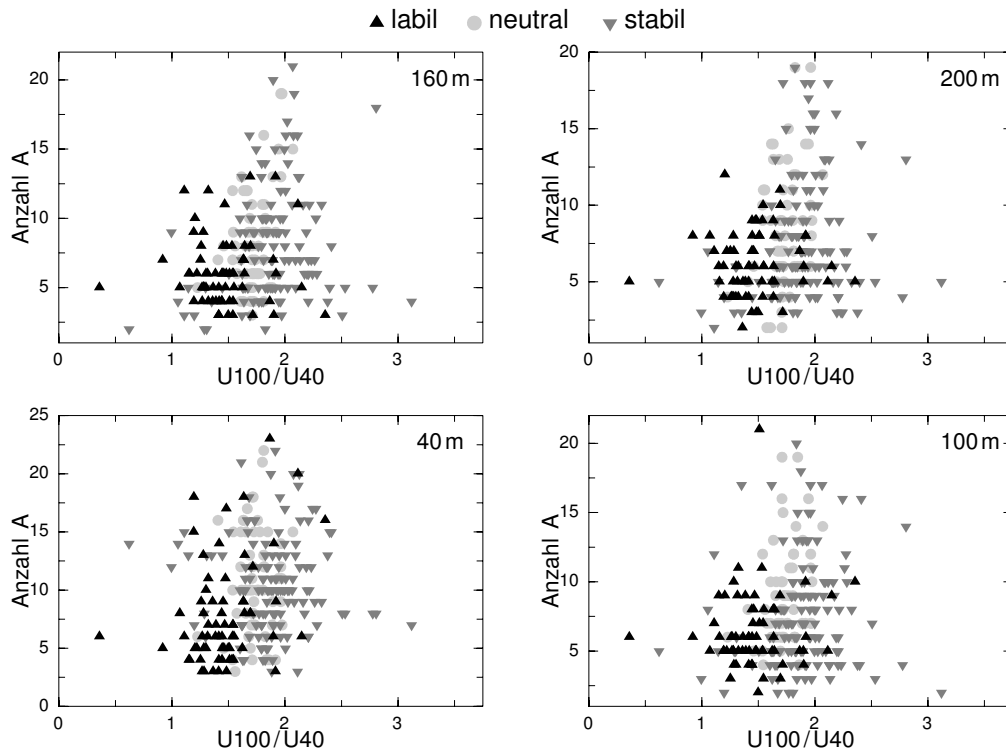


Abbildung 4.18: Anzahl detektierter Strukturen A pro Halbstundenabschnitt als Funktion vom Scherungsmaß U_{100}/U_{40} .

ten ziehen Brunet und Irvine (2000) den Schluss, dass die Scherung der Hauptfaktor für die Bildung von kohärenten Strukturen oberhalb eines Waldbestandes ist und der Einfluss der Schichtung zumindest in Bestandsnähe weniger wichtig ist. Der Umstand, dass bei labiler Schichtung die Separation zwischen den Strukturen größer ist, wurde auch schon im vorherigen Abschnitt deutlich. Da bei der kohärenten Wirbeltrennung aber nur die Anzahl der Strukturen im Vergleich zur Länge des Messabschnitts eingeht, können über das Verhalten der Separationszeiten nur eingeschränkte Aussagen gemacht werden. Für das mittlere Verhalten der Separation reicht die obige Form zwar aus, doch für die genaue Analyse der auftretenden mittleren und dominanten Separationszeiten liefert die in dieser Arbeit verwendete Methode der Einteilung der Zeitreihe anhand der Waveletkoeffizienten ein wesentlich genaueres Bild.

Weitere Untersuchung der Bildungsmechanismen

Um den Einfluss der Scherung weiter zu untersuchen, zeigt Abbildung 4.18 die Anzahl detektierter kohärenter Strukturen jedes Halbstundenabschnitts als Funktion des Quotienten der mittleren Windgeschwindigkeit aus 100 und 40 m. Dieser Quotient charakterisiert in dimensionsloser Form die vorherrschende Windscherung. Es ist eine Zunahme der Anzahl mit größer werdender Scherung zu erkennen. Die Unterscheidung der Fälle nach

der Stabilität zeigt aber eine Abhängigkeit von der Schichtung der Atmosphäre, die auch schon durch die mittlere Anzahl als Funktion der Höhe erhalten wurde (siehe Abb. 4.10, S. 66). Eine geringe Anzahl detektierter Strukturen ist vor allem bei labiler Schichtung zu beobachten, während bei stabiler und neutraler Schichtung mehr Strukturen detektiert werden, die dann auch bei einer größeren Windscherung liegen. Im Falle einer sehr starken Scherung in einer stabilen Grenzschicht kann die Anzahl auch wieder zurückgehen.

Abschließende Beurteilung der Bildungsmechanismen

In der Atmosphäre beobachtete Temperaturrampen wurden früher als Konsequenz des Auftriebs bei labiler Schichtung angesehen, bei der großskalige Bewegungen in Form von Aufwindschläuchen die Sägezahnform in der Temperatur hervorrufen (Priestley, 1959; Wilczak, 1984; Stull, 1988). Die Ähnlichkeit dieser Strukturen mit denen, die unter neutralen Bedingungen in Laborversuchen gefunden wurden, hat zahlreiche Autoren zu der Folgerung veranlasst, dass sie auch die Signatur von großskaligen organisierten Strukturen sind, die im Wesentlichen durch die Scherung kontrolliert werden (Antonia et al., 1979; PawU et al., 1992; Gao et al., 1989). Insbesondere PawU et al. (1992) und Dlugi et al. (1995) finden eine Abhängigkeit der Frequenz des Auftretens von der Windscherung und folgern daraus die Dominanz der Scherung für die Entstehung von kohärenten Strukturen. Bei den hier durchgeführten Untersuchungen ist die Bedeutung der Scherung durch folgende Punkte belegt:

1. Die Anzahl detektierter Strukturen ist in 40 m Höhe am größten, wo auch die Windscherung die größten Werte aufweist. Die Turbulenzstruktur in Bestandsnähe ist dabei im Wesentlichen von der Scherung kontrolliert (Su et al., 1998).
2. Kohärente Strukturen treten bei neutraler Schichtung am häufigsten auf und haben dabei kürzere Zeitskalen als bei labiler Schichtung.
3. Die Zunahme der kohärenten Wirbeltrennung mit der Scherungslänge belegt geringere Häufigkeiten bei labiler Schichtung.
4. Mit zunehmender Scherung treten vermehrt kohärente Strukturen auf, eine Abhängigkeit der Schichtung ist durch die Klasseneinteilung trotzdem sichtbar.

Ein wichtiger Punkt, der bei den Überlegungen von Brunet und Irvine (2000) nicht betrachtet wurde, sind die auftretenden Zeit- oder Größenskalen. Wie hier gezeigt wurde, treten bei labiler Schichtung zwar weniger Strukturen auf, sie sind dafür aber weitaus größer als die kleinskaligeren Strukturen bei stabiler und neutraler Schichtung. Die Anzahl detektierter Strukturen alleine reicht demnach nicht aus, um eine Aussage über die Kontrolle der Bildung zu erhalten. Eine Skalenbetrachtung ist dabei mit zu berücksichtigen.

Die hier gefundenen Ergebnisse zeigen, dass sowohl die Scherung als auch die Schichtung für die Entstehung von kohärenten Strukturen wichtig sind. Unter labilen Bedingungen werden länger andauernde, großskalige Strukturen gebildet, die mit geringerer Häufigkeit auftreten als bei stabiler oder neutraler Schichtung. Dort werden sie durch den Einfluss der Scherung gebildet. Die Dominanz des jeweiligen Prozesses hängt von den atmosphärischen Bedingungen ab, bei labiler Schichtung sind die Strukturen das Ergebnis von konvektiven Aufwindgebieten, während bei den anderen Stabilitäten eher die Scherung den Hauptfaktor für die Bildung darstellt.

4.4 Bedingte Probenahme mit Wavelets

Mit der Waveletanalyse lässt sich auch eine bedingte Probenahme durchführen, um den Beitrag der kohärenten Strukturen zum turbulenten Transport zu quantifizieren. Bei früheren Arbeiten ohne Waveletanalysen benutzten Gao et al. (1989, 1992) ein festes Zeitfenster um die Detektionszeit einer Mikrofront von ± 50 s. Solch ein festes Zeitfenster wurde auch mit der genaueren Detektion durch Waveletanalysen von Feigenwinter et al. (1998) angewendet. Doch erscheint ein festes Zeitfenster bei der Betrachtung eines großen Datensatzes mit unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen nicht angebracht. Anhand der Waveletkoeffizienten bei der Skala mit maximaler Energie lässt sich die Zeitreihe jedoch gut in verschiedene Abschnitte einteilen, was für die bedingte Probenahme genutzt werden kann. Qiu et al. (1995) berechnet die Beiträge zum Transport von der vorherigen Nullstelle der Waveletkoeffizienten einer detektierten Struktur bis zum nächsten Vorzeichenwechsel. So ist zumindest eine dynamische Anpassung an die auftretenden variierenden Skalen sichergestellt, jedoch gehen in die Berechnung auch Teile hinter der eigentlichen Rampenstruktur mit ein. In dieser Arbeit wird nun die bedingte Probenahme über die Segmente einer Zeitreihe berechnet, die als Dauer L der Strukturen definiert worden ist (siehe Abbildung 4.11, S. 67). So werden nur die Abschnitte der Zeitreihe für das bedingte Mittel verwendet, die auch wirklich Bestandteile der eigentlichen Rampenstruktur sind. Der Flussbeitrag F_{koh} der kohärenten Strukturen wird nach Lu und Fitzjarrald (1994) berechnet:

$$F_{\text{koh}} = \left\{ \sum_{i=1}^n \overline{w'x'_{\text{koh}}} \times T_d \right\} / (\overline{w'x'} \times T)$$

$$\overline{w'x'_{\text{koh}}} = T_d^{-1} \sum (w_i - \bar{w})(x_i - \bar{x})$$

$$\overline{w'x'} = T^{-1} \sum (w_i - \bar{w})(x_i - \bar{x}).$$

Die Größen \bar{w} und \bar{x} werden jeweils für den gesamten Halbstundenabschnitt berechnet, wobei für x hier die Temperatur T und die longitudinale Geschwindigkeitskomponente

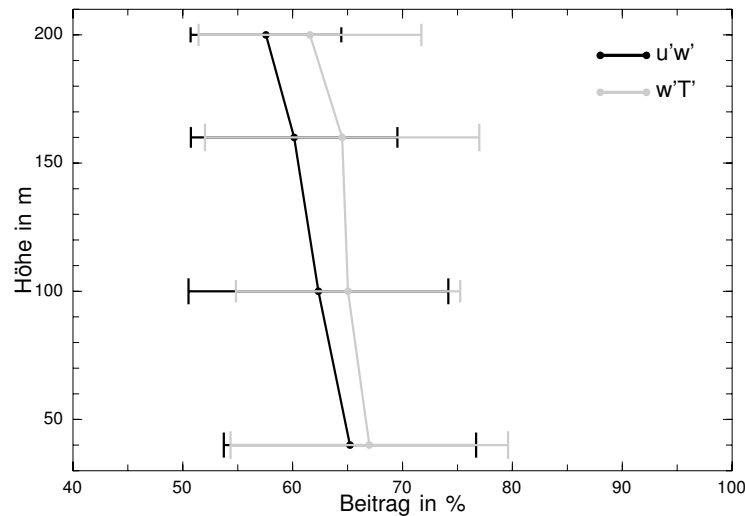


Abbildung 4.19: Beitrag von kohärenten Strukturen zum Impuls- und Wärmetransport.

Tabelle 4.3: Mittlerer zeitlicher Anteil der kohärenten Strukturen an der gesamten Datenmenge.

Höhe	Zeitanteil der Strukturen in %
200	35
160	34
100	35
40	35

u eingesetzt werden. T_d bezeichnet die zeitliche Andauer jeder detektierten kohärenten Struktur und T die komplette Dauer des Abschnitts. Der mittlere Beitrag der kohärenten Strukturen zeigt eine Abnahme mit der Höhe (Abb. 4.19), wobei der Anteil beim kinematischen Wärmestrom um 1 bis 2% höher als beim Impulsfluss liegt. Oberhalb des Bestands werden über 65% des Impulsflusses von kohärenten Strukturen getragen, während es in 200 m Höhe noch knapp 58% sind. Die Dominanz der Strukturen wird noch deutlicher, wenn man deren mittleren Zeitanteil an der Gesamtzeit betrachtet (Tab. 4.3). Der mittlere zeitliche Anteil ist nahezu höhenunabhängig und liegt bei 34 bis 35%. Dies bedeutet beispielsweise, dass in 40 m Höhe 67% des Wärmestroms in nur 35% der Zeit erzielt wird, was die Wichtigkeit dieser kohärenten Strukturen für den turbulenten Austausch belegt. Der annähernd konstante zeitliche Anteil mit der Höhe bedeutet, dass die Abnahme der Anzahl durch das Anwachsen der Strukturen gerade so ausgeglichen wird, dass der prozentuale zeitliche Anteil gleich bleibt.

Die in der Literatur beschriebenen Beiträge von kohärenten Strukturen zum turbulenten Transport sind sehr unterschiedlich und variieren zwischen 42 und 90% (Tab. 4.4), wobei wiederum keine Daten aus höheren Schichten vorliegen. Als Gründe für die Unterschiede

Tabelle 4.4: Literaturvergleich des Beitrags kohärenter Strukturen zum turbulenten Transport.

Autor	Zeitanteil	Flussbeitrag	Höhe	Dauer
Gao et al. (1989)		75 %	$z = h$	1 h
Bergström und Högström (1989)	50 %	90 %	$z = 2, 36 h$	200 min
Gao et al. (1992)	42 %-52 %	50 %-60 %	$z = 2 h$	23 h
Lu und Fitzjarrald (1994)		40 %	$z = 1, 5 h$	85 h
Qiu et al. (1995)	42 %-63 %	68 %-80 %	$z = 2 h$	

sind hauptsächlich die geringen Datenmengen und Betrachtung ausgewählter Situationen über unterschiedlichen Unterlagen hervorzuheben. Ein weiterer Grund sind sicherlich die unterschiedlichen Detektionsmethoden, sowie die variierende Definition der Länge einer kohärenten Struktur. Der Nachteil, mit festen Zeitfenstern zu arbeiten, ist schon angesprochen worden. Die hier gefundenen Werte von 58 bis 67 % liegen in dem weit streuenden Bereich der Literaturwerte. Der Vergleich mit der Quadrantenanalyse aus Abschnitt 3.5 zeigt bei der Waveletmethode leicht geringere Beiträge. Da jedoch nicht alle Kombinationen von Wertepaaren aus den Quadranten II und IV Bestandteile von kohärenten Strukturen sind, erscheinen die geringeren Werte durchaus sinnvoll. Abschließend lässt sich sagen, dass insbesondere beim Beitrag zum Transport und beim zeitlichen Anteil der kohärenten Strukturen am Messabschnitt eine einheitliche Beschreibung bisher fehlt und durch Anwendung mehrerer Arbeitsmethoden über einen ausreichend langen Datensatz ein Vergleich über die verwendeten Methoden hergestellt werden sollte.

Kreuzwaveletanalysen

In früheren Arbeiten wurde die Waveletanalyse meist nur auf einzelne Zeitreihen angewendet. Es ist aber auch möglich, Kreuzwaveletanalysen von zwei Zeitreihen durchzuführen und damit die Idee der Kreuzkorrelation auf die Zeit-Frequenz-Darstellung zu erweitern. Diese Methode liefert die Identifikation der auftretenden Frequenzen und der Zeitabschnitte, bei denen die Korrelation zwischen den betrachteten Fluktuationen hoch ist und damit der turbulente Austausch verstärkt abläuft.

Bei zwei gegebenen Zeitreihen f und g und deren Wavelettransformationen $W_n^f(s)$ und $W_n^g(s)$ lässt sich ein Kreuz-Waveletspektrum W_n^{fg} definieren:

$$W_n^{fg}(s) = W_n^f(s) W_n^{g*}(s). \quad (5.1)$$

Als Mutterwavelet wird das komplexwertige Morlet-Wavelet verwendet (Anhang A.1.2). Somit ist das Kreuzspektrum in Real- und Imaginärteil aufteilbar:

$$W_n^{fg}(s) = Co W_n^{fg}(s) - i Quad W_n^{fg}(s). \quad (5.2)$$

Es kann gezeigt werden, dass folgende Beziehung gilt (Salvetti et al., 1999):

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t) dt = 1/C_\psi \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Co W_{fg}(s, n) dn ds, \quad (5.3)$$

wobei die Konstante $1/C_\psi$ von der Wahl des Mutterwavelets abhängt. Wie beim Fourierkreuzspektrum werden bei der Auftragung des Realteils des Kreuzwaveletspektrums die Strukturen mit positiven und negativen Beiträgen zum turbulenten Fluss mit unterschiedlichem Vorzeichen markiert. So kann eine Untersuchung einzelner Teiltransporte von lokalen Ereignissen innerhalb eines Abschnitts durchgeführt werden. Dies ist der entscheidende Vorteil gegenüber der Fourieranalyse, die mit dem globalen Kospektrum lokal

auftretende Strukturen nicht auflösen kann.

In Analogie zur Fourieranalyse existiert eine Kreuzwavelet-Kohärenzfunktion als (Buresti und Lombardi, 1999):

$$CWCF_n(s) = \frac{2 |W_n^{fg}(s)|^2}{|W_n^f(s)|^4 + |W_n^g(s)|^4}. \quad (5.4)$$

Sie liegt zwischen 0 und 1 und ist ein Maß für die spektrale Kohärenz der beiden Signale. Mit der vorhandenen Instrumentierung am Mast lassen sich die turbulenten Impuls- und Wärmeflüsse untersuchen, weshalb diese Technik für Korrelationen der Vertikalkomponente w der Windgeschwindigkeit mit der Temperatur T und der Longitudinalkomponente u angewendet wird. Die Literatur über Kreuzwaveletanalysen beim Studium von Austauschprozessen ist bisher noch ziemlich rar. Galmarini und Attie (2000) untersuchen Flugzeug gestützte Messungen über dem Meer und der Küste hinsichtlich der turbulenten Flüsse von Skalaren (θ, q, O_3). Eine weitere Arbeit stammt von Salvetti et al. (1999), die Kreuzwaveletanalysen für die Auswertung von numerischen Simulationen einer Rohrströmung angewendet haben.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden Austauschprozesse ausgewählter Ereignisse anhand des Wavelet-Kospektrums vorgestellt. Zu diesem Zweck wird der Realteil des Kreuzspektrums und die Kreuzwavelet-Kohärenzfunktion für die Größenkombinationen $u'w'$ und $w'T'$ in einer Messhöhe über alle zur Verfügung stehenden Daten berechnet. Der zweite Teil dieses Kapitels befasst sich dann mit Kohärenzuntersuchungen zwischen mehreren Höhen.

5.1 Kreuzwaveletspektren für den Impuls- und Wärmefluss

Für die Untersuchung des turbulenten Austauschs wurde wie folgt vorgegangen:

1. Drehung des Koordinatensystems in mittlere Windrichtung ($\bar{v} = \bar{w} = 0$)
2. Berechnung des Kreuzwaveletspektrums nach Gleichung (5.1) und der Kohärenzfunktion nach Gleichung (5.4)
3. Berechnung des globalen Kospektrums und der Kovarianz durch Integration des Kospektrums über alle Perioden
4. Berechnung des globalen Kohärenzspektrums.

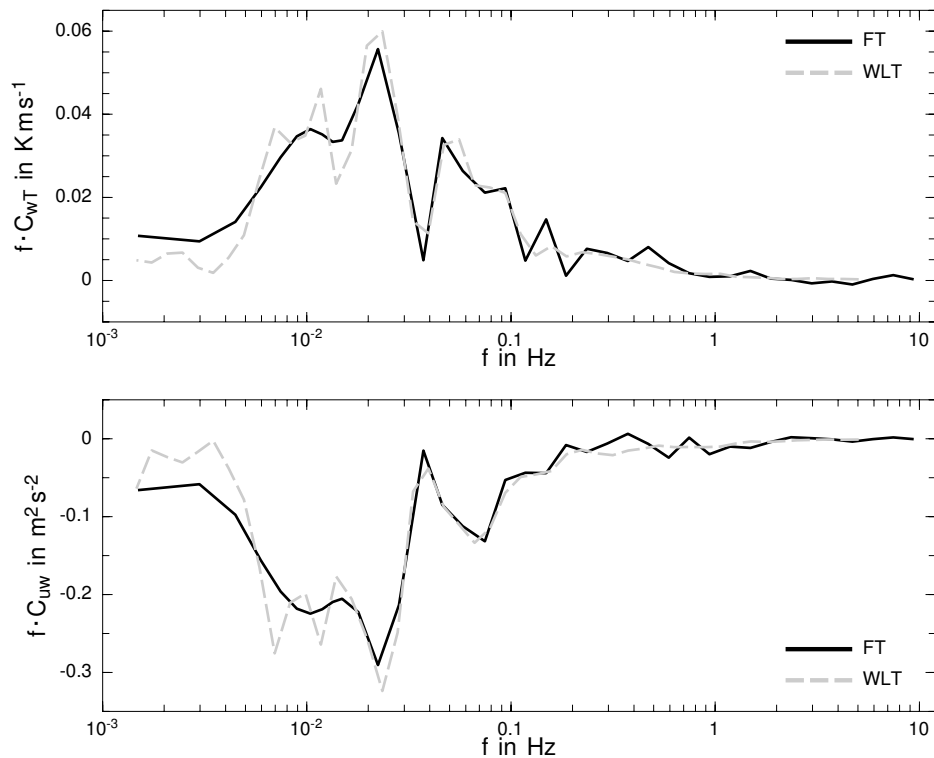


Abbildung 5.1: Vergleich von Kospektren in 40 m Höhe berechnet mit der Fouriertransformation (FT) und über das globale Wavelet-Kospektrum (WLT).

Für die Festlegung der zu untersuchenden Skalen wurden mit der Fourieranalyse die Kospektren von $\overline{u'w'}$ und $\overline{w'T'}$ über alle Daten halbstündlich berechnet. Die Position des Extremwerts auf der Frequenzachse gibt den Bereich an, bei dem die Wirbel am effektivsten Impuls oder Wärme transportieren. Über den gesamten Datensatz gesehen liegt die kleinste Frequenz des Extremwerts bei $0,002$ Hz, respektive einer Periode von 500 s. Bei der Kreuzwaveletanalyse sind deshalb die Skalen von $0,20$ bis $683,16$ s ($1,46 \cdot 10^{-3}$ bis $5,04$ Hz) festgelegt worden, um auch sicher alle relevanten Bereiche zu berücksichtigen. Die berechneten Kreuzwavelet-Kospektren werden nach Multiplikation mit der Frequenz noch mit der Kovarianz normiert, was sie dimensionslos macht. Bei den später folgenden Beispielen sind jeweils die beiden Zeitreihen, das normierte Kospektrum und die Kohärenzfunktion, sowie das globale Kohärenzspektrum aufgetragen.

Vergleich von globalen Wavelet-Kospektren mit Kospektren aus der Fourieranalyse

Es existieren schon Vergleiche von Varianzspektren, die mit der Wavelet- und der Fouriermethode berechnet wurden (Hayashi, 1994; Perrier et al., 1995). In diesem Abschnitt wird nun die beschriebene Kreuzwaveletanalyse mit der entsprechenden Fouriermethode verglichen. Zu diesem Zweck zeigt Abbildung 5.1 das Beispiel eines Halbstundenabschnitts bei labiler Schichtung mit hinreichend großer Windgeschwindigkeit, um Fehler durch eine

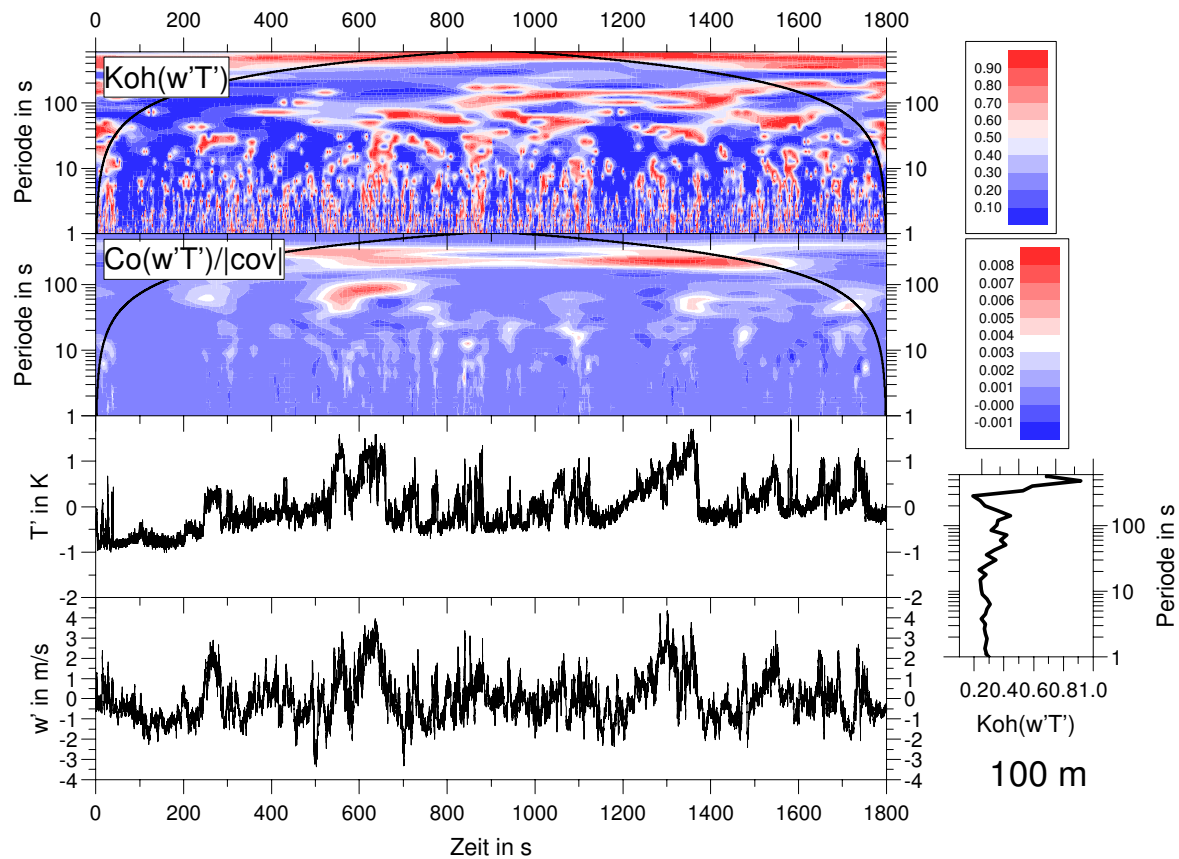


Abbildung 5.2: Kreuzwavelet-Kospektrum und Kohärenzfunktion von $\overline{w'T'}$ in 100 m vom 25.5.2000 (11.00-11.30 Uhr MEZ).

geringe Turbulenzintensität oder durch die Existenz von Schwerewellen zu vermeiden. Vor allem im hochfrequenten Bereich zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Methoden, nur bei großen Skalen erscheint das Fourier-Kospektrum etwas glatter. Die Berechnung in den anderen Höhen zeigt ähnlich gute Ergebnisse, lediglich bei großen Skalen ist der Unterschied in Einzelfällen etwas größer. Mit der Kreuzwaveletanalyse werden also nicht nur lokale Strukturen gut abgebildet, sondern auch das globale Kospektrum ist mit dem Fourier-Kospektrum vergleichbar, was für die folgenden Auswertungen der Kospektren als auch der Kohärenzspektren zwischen mehreren Höhen wichtig ist.

Beispiel für die Kreuzwaveletanalyse

Ein einführendes Beispiel für die Untersuchung mit Kreuzwaveletanalysen zeigen die Abbildungen 5.2 und 5.3 die Kreuzwavelet-Kospektren und die Kohärenzfunktionen für den Impuls- und Wärmefluss bei einem Fall unter sehr labilen Bedingungen. Einige meteorologische Größen sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Rampe ist im Temperaturverlauf deutlich sichtbar und auch das Kospektrum zeigt einen starken positiven Wärmefluss bei diesem Ereignis. Die zeitliche Lokalisierung ist durch das verwendete Morlet-Wavelet ver-

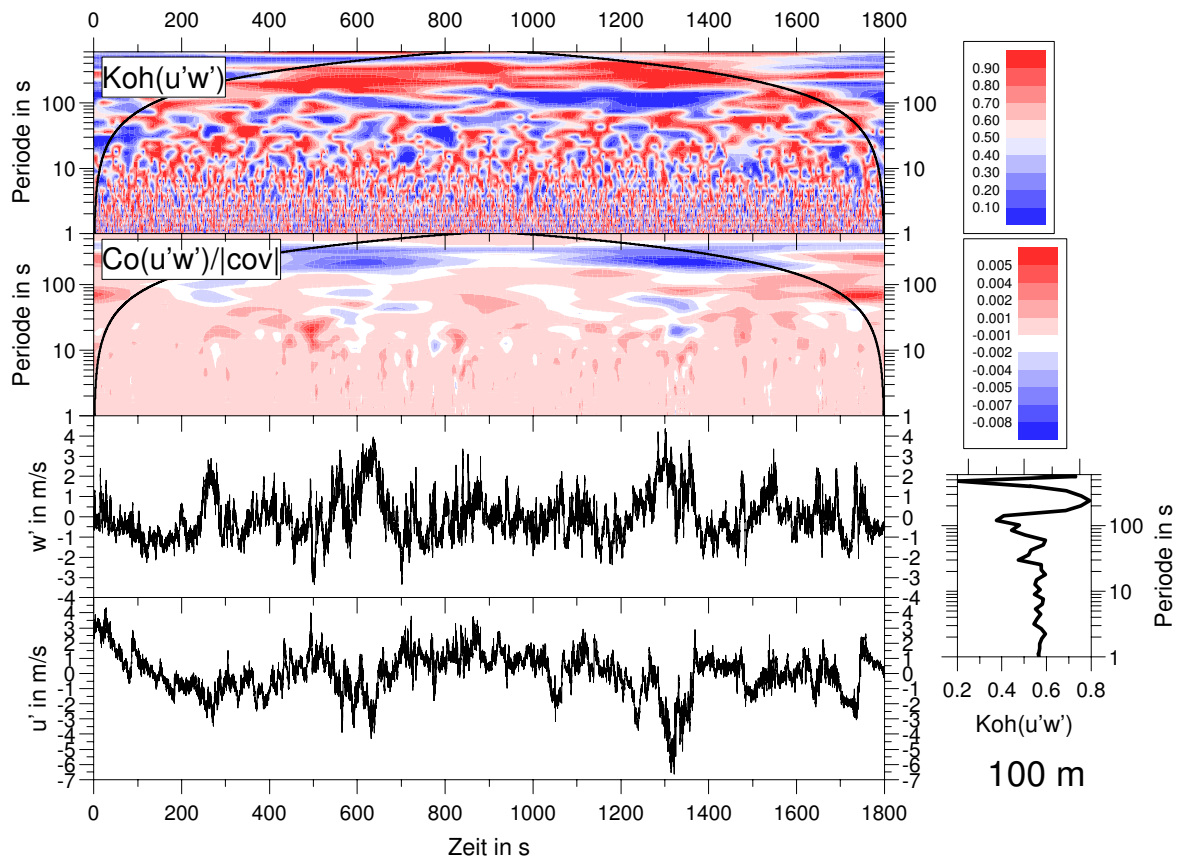


Abbildung 5.3: Kreuzwavelet-Kospektrum und Kohärenzfunktion von $\overline{u'w'}$ in 100 m vom 25.5.2000 (11.00-11.30 Uhr MEZ).

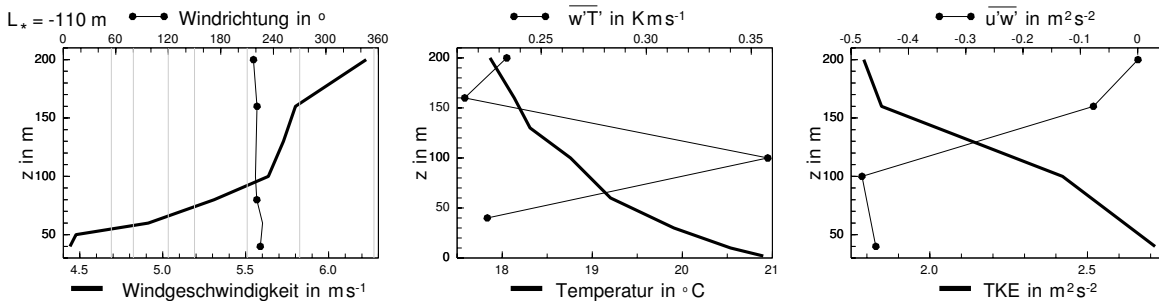


Abbildung 5.4: Meteorologische Bedingungen für den Zeitraum aus Abbildung 5.2 und 5.3.

schlechtert (siehe Anhang A.1). Der Impulsfluss zeigt einen markanten Abwärtstransport durch diese große Struktur, wobei die Skala mit maximaler Kohärenz auf der Periode mit dem größten Transport liegt. Die Rampenstruktur transportiert also in großem Maße Wärme nach oben und gleichzeitig Impuls nach unten.

5.1.1 Transport gegen den Gradienten bei extremen Schichtungen

In der Regel sorgt atmosphärische Turbulenz dafür, dass Gradienten einer Größe durch entsprechende Flussbildung abgebaut werden. Es wird aber auch beobachtet, dass sich

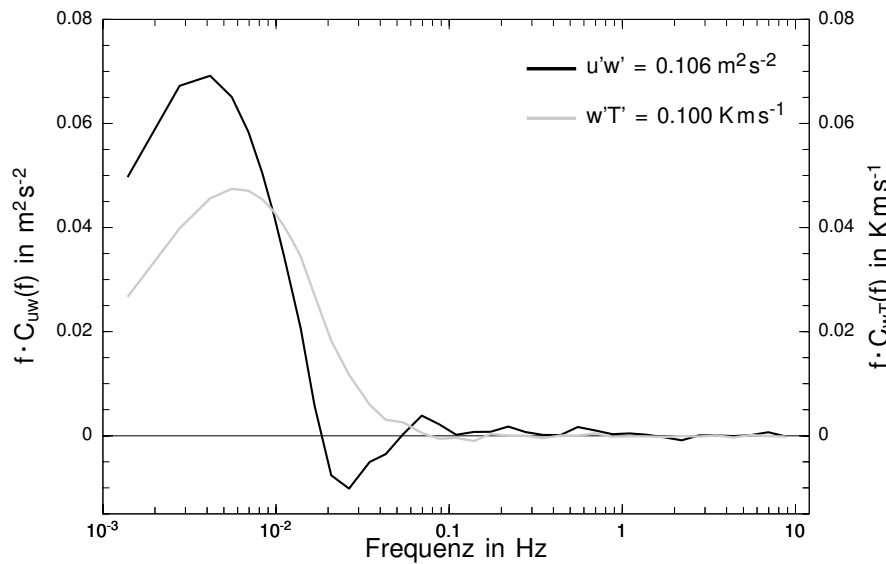


Abbildung 5.5: Kospektren für den Impuls- und Wärmefluss in 160 m Höhe vom 23.5.2000 (11.00-11.30 Uhr).

turbulente Flüsse einstellen können, die gegen die Gradienten der Hintergrundfelder gerichtet sind, die so genannten „counter-gradient“- oder CG-Flüsse. Solche Flüsse treten auf verschiedenen Skalen auf und haben unterschiedliche Ursachen. Bei kleinen Skalen können persistente CG-Flüsse durch den dynamischen Vorgang der Kollision von Fluidballen auftreten (Gerz und Schumann, 1996). Das Auftreten bei großen Skalen ist meist mit einer starken Temperaturschichtung verbunden. Straka et al. (1978) konnten anhand von numerischen Lösungen der Gleichungen für das dreidimensionale Turbulenzspektrum der kinetischen Energie und der Temperaturvarianz bei homogener Turbulenz zeigen, dass besonders bei instabiler Schichtung im Bereich der energiereichen Wirbel ein abweichendes Verhalten vom $-4/3$ -Abfall auftreten kann. Die Kospektren für den Impulsfluss weisen einen Vorzeichenwechsel bei niedrigen Frequenzen auf und zeigen einen aufwärts gerichteten Impulstransport durch große konvektive Elemente. Es existiert also ein Gebiet, in dem die Wirbel Impuls gegen den mittleren Windgradienten transportieren, was als Folge einer starken Anisotropie der Turbulenz bei diesen Skalen angesehen werden kann. Experimentelle Nachweise solcher Transporte sind kaum vorhanden, Walk (1970) oder Kaimal et al. (1972) erwähnen lediglich eine Tendenz zu positiven Werten bei kleinen Wellenzahlen.

Beispiel bei sehr labiler Schichtung

Innerhalb des hier zur Verfügung stehenden Datenmaterials konnten solche Fälle mit der Fourieranalyse (Abb. 5.5) und auch zeitlich lokalisiert mit der Kreuzwaveletanalyse (Abb. 5.6) nachgewiesen werden. Anhand des mittleren Windprofils (Abb. 5.7) erwartet man in 160 m Höhe einen abwärts gerichteten Impulstransport, doch schon die Kovarianz

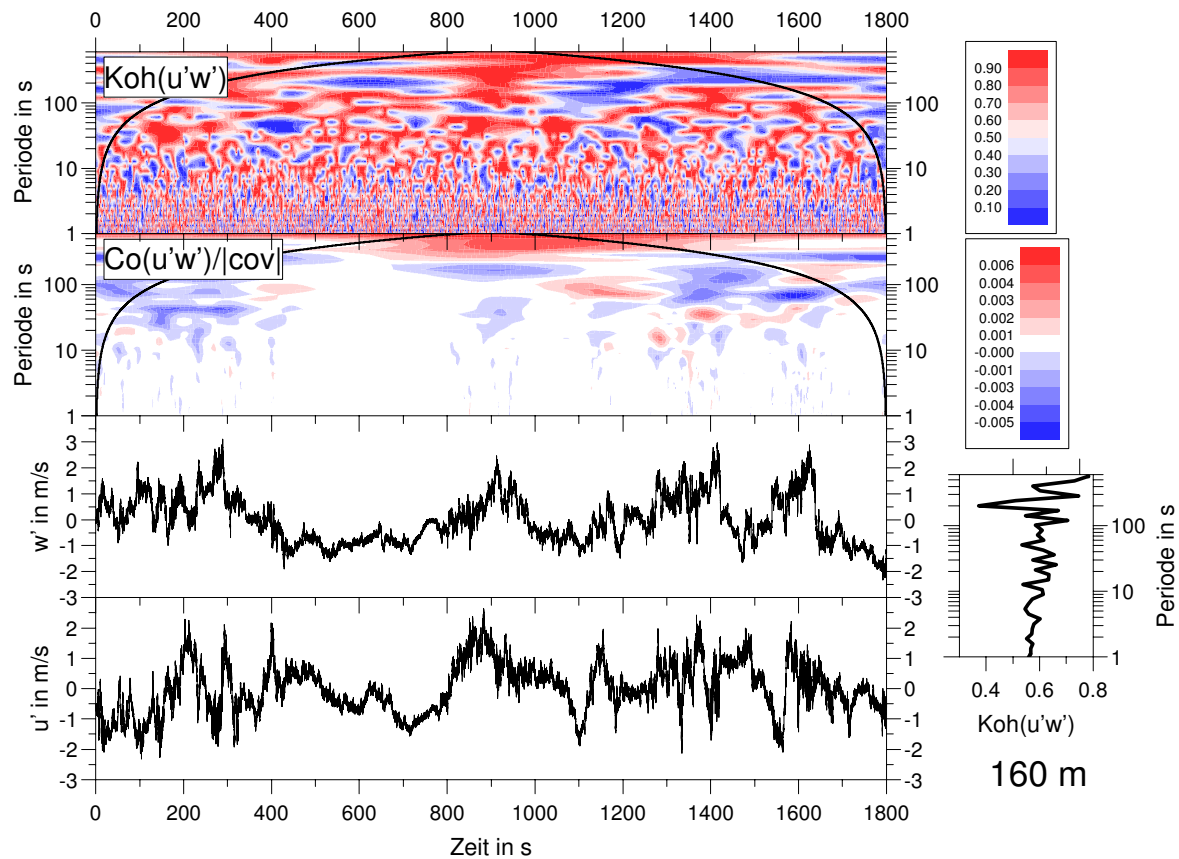


Abbildung 5.6: Kreuzwavelet-Kospektrum und Kohärenzfunktion von $\overline{u'w'}$ in 160 m vom 23.5.2000 (11.00-11.30 Uhr).

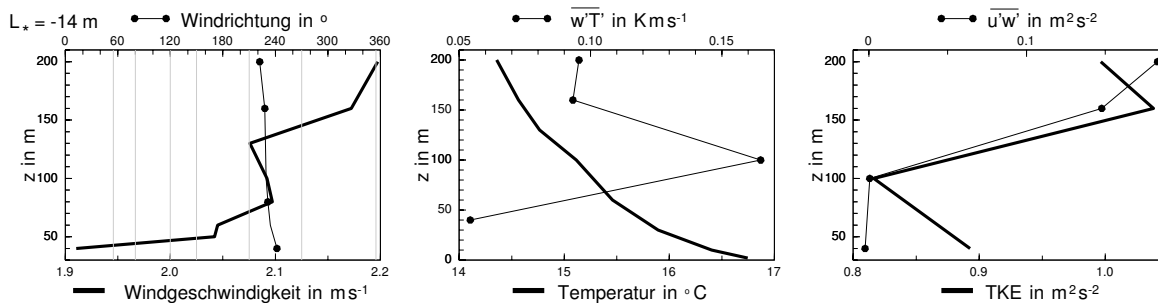


Abbildung 5.7: Meteorologische Bedingungen vom 23.5.2000 (11.00-11.30 Uhr).

$\overline{u'w'}$ ist positiv und damit nach oben gerichtet. Im Fourier-Kospektrum ist die Dominanz der großen Wirbel gut zu sehen, während kleinere Strukturen einen abwärts gerichteten Transport entlang des Windgradienten zeigen. Das Kreuzwavelet-Kospektrum zeigt nun die zeitliche Lokalisierung des Gebiets, in dem Impuls gegen den Gradienten nach oben transportiert wird, und den gleichzeitig zum Erdboden gerichteten Impulstransport bei kleineren Skalen. Im Strömungsfeld existieren also simultan kleine Wirbel, die Impuls entlang des Windgradienten transportieren und große Aufwindgebiete mit schnellerer Luft ($u' > 0$), die für einen entgegengesetzten Transport sorgen.

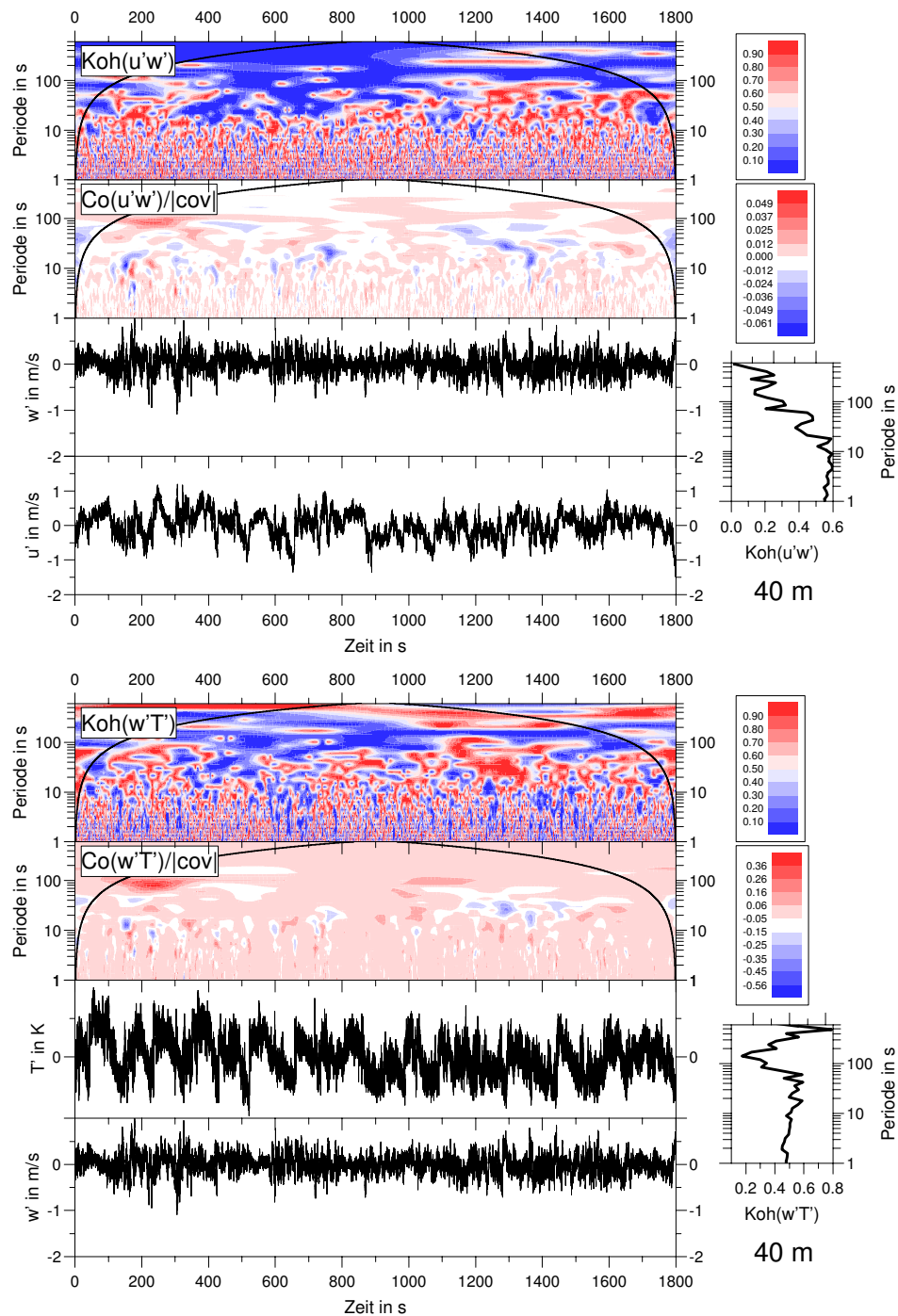


Abbildung 5.8: Kreuzwavelet-Kospektrum und Kohärenzfunktion von $\overline{u'w'}$ (oben) und $\overline{w'T'}$ (unten) in 40 m vom 23.5.2000 (6.00-6.30 Uhr).

Beispiel bei sehr stabiler Schichtung

Das Beispiel einer sehr stabilen Schichtung zeigt die Abbildung 5.8. Hier sind die integralen Flüsse negativ und folgen dem Gradienten der mittleren Windgeschwindigkeit und der Temperatur (Abb. 5.9). Im Fourier-Kospektrum des Wärmeflusses existiert schon

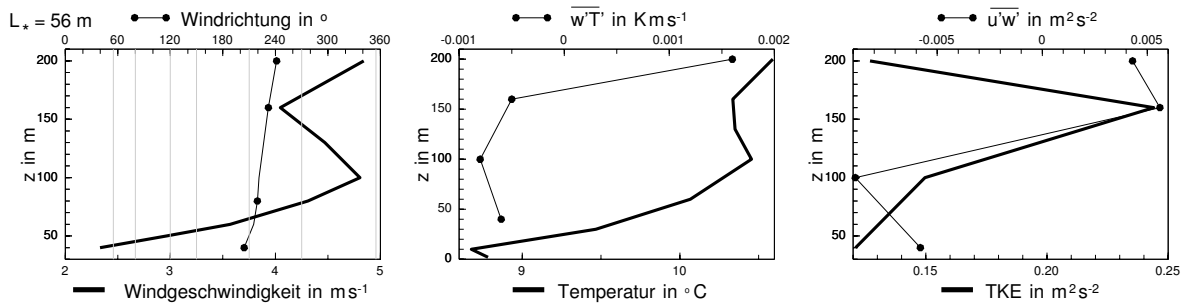


Abbildung 5.9: Meteorologische Bedingungen vom 23.5.2000 (6.00-6.30 Uhr).

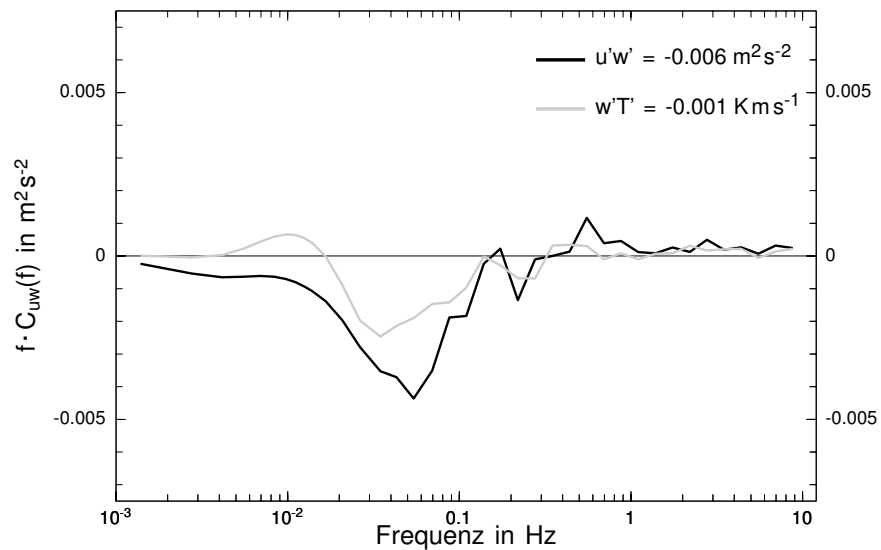


Abbildung 5.10: Kospektren für den Impuls- und Wärmefluss in 40 m Höhe vom 23.5.2000 (5.30-6.00 Uhr).

ein kleiner Bereich bei großen Skalen (Abb. 5.10), bei dem die Wirbel Wärme nach oben transportieren. Der Verlauf des Kospektrums für den Impulsfluss zeigt zumindest die Tendenz zu positiven Werten. Im Kreuzwavelet-Kospektrum tritt der Bereich mit positiven Transporten jedoch in beiden Fällen zum Zeitpunkt um 250 s mit einer Periode von knapp 100 s deutlich hervor. Dies ist ein Beispiel für einen Fall, wo das Fourier-Kospektrum beim Impulsfluss noch keinen positiven Transport aufweist, die lokale Wavelettransformation solche Bereiche aber einzeln auflösen kann.

Die Methode der Kreuzwaveletanalyse zweier Größen in einer Messhöhe kann dazu benutzt werden, wichtige Strukturen für den turbulenten Austausch zeitlich zu lokalisieren und ihre Periode festzustellen. Es können somit Gebiete erfasst werden, in denen bestimmte Eigenschaften lokal gegen den Gradienten transportiert werden, was mit der Fourieranalyse nur teilweise gelingt.

5.2 Kohärenzuntersuchungen zwischen mehreren Höhen

Vorbetrachtung

Bei der Berechnung von Korrelationen aus zwei verschiedenen Messhöhen muss man beachten, dass durch die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe ein Wirbel einer bestimmten Größe in 40 m Höhe langsamer als in 200 m durchzieht. Dies bedeutet, dass der Wirbel in 200 m einer höheren Frequenz zugeordnet wird als in der unteren Messhöhe. Beim Vergleich von Varianzspektren aus mehreren Höhen wird deshalb unter Benutzung der Taylor-Hypothese die Frequenz mit z/U multipliziert. Damit wird die Frequenz dimensionslos und Wirbel gleicher Größe erscheinen beim Vergleich mehrerer Höhen bei derselben Frequenz. Bei den hier durchgeführten Arbeiten sollte vor der Berechnung des Kreuzwaveletspektrums jede Periodenachse mit der entsprechenden Windgeschwindigkeit multipliziert werden. Das Problem liegt nun darin, dass sich die Geschwindigkeiten unterscheiden und so auch die Wellenlängenbereiche der einzelnen Felder der Waveletkoeffizienten voneinander abweichen. Die Berechnung des Kreuzwaveletspektrums würde zu Korrelationen von verschieden großen Wirbeln führen. Eine Interpolation der beiden Felder auf einen gemeinsamen Wertebereich ist für Felder dieser Größe nicht zu bewerkstelligen. Das Abschneiden der sich nicht überlappenden Bereiche der beiden Wellenlängenachsen führt wegen der fehlenden Übereinstimmung auch nicht zum gewünschten Erfolg. Anhand der Höhenkombinationen 100 und 160 m wurde diese Technik trotzdem für alle Daten getestet. Für jeden Halbstundenabschnitt wurden die entsprechenden Wellenlängenbereiche ermittelt und die Differenz beider Serien gebildet. Meist unterscheiden sich die Wellenlängen derart, dass man am unteren oder oberen Ende des Spektrums ein bis zwei Werte abschneiden kann und die Serien damit gegeneinander verschiebt, um eine bessere Übereinstimmung der Wellenlängen zu erreichen. Erst nach der so gewonnenen optimalen Verschiebung wurde die Differenz zwischen den Wellenlängen berechnet. So ergab sich eine relative mittlere Abweichung von 30 %, was den Arbeitsaufwand nicht rechtfertigt. Ein besserer Weg liegt darin, die Kreuzwaveletanalysen mit der Periodenachse zu berechnen und erst danach das resultierende Kreuz- und Kohärenzspektrum mit der mittleren Windgeschwindigkeit in eine charakteristische Wellenlänge umzurechnen (Abb. 5.11). Durch das Abschneiden der überlappenden Wellenlängenbereiche würde man sich auf einer der beiden einhüllenden Kurven befinden, eine korrekte Zuordnung ist dadurch aber auch nicht möglich und die auftretenden Fehler rechtfertigen den großen Arbeitsaufwand der Abschneidetechnik nicht.

Beispiel

Als einführendes Beispiel dient hier ein labiler Fall mit einer großen Rampenstruktur, der auch schon in Abbildung 4.3 dargestellt wurde. Rampen sind in allen Messhöhen sichtbar,

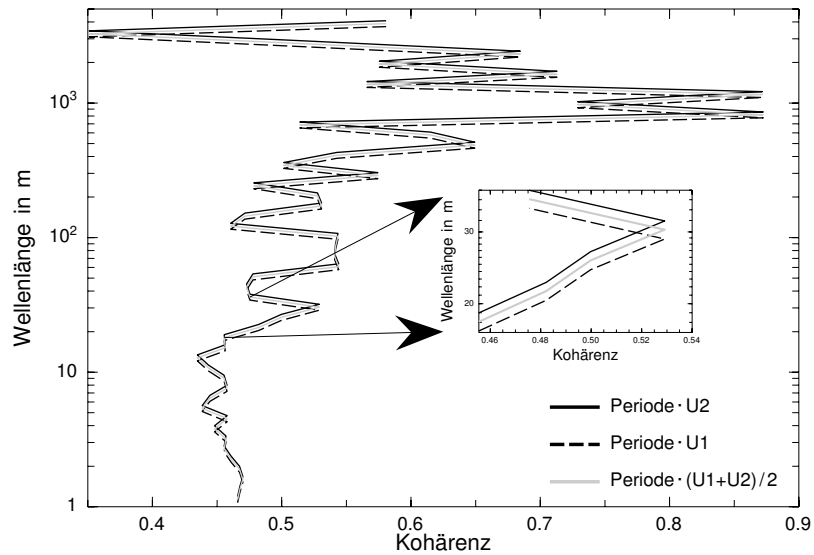


Abbildung 5.11: Verdeutlichung der mittleren charakteristischen Wellenlänge.

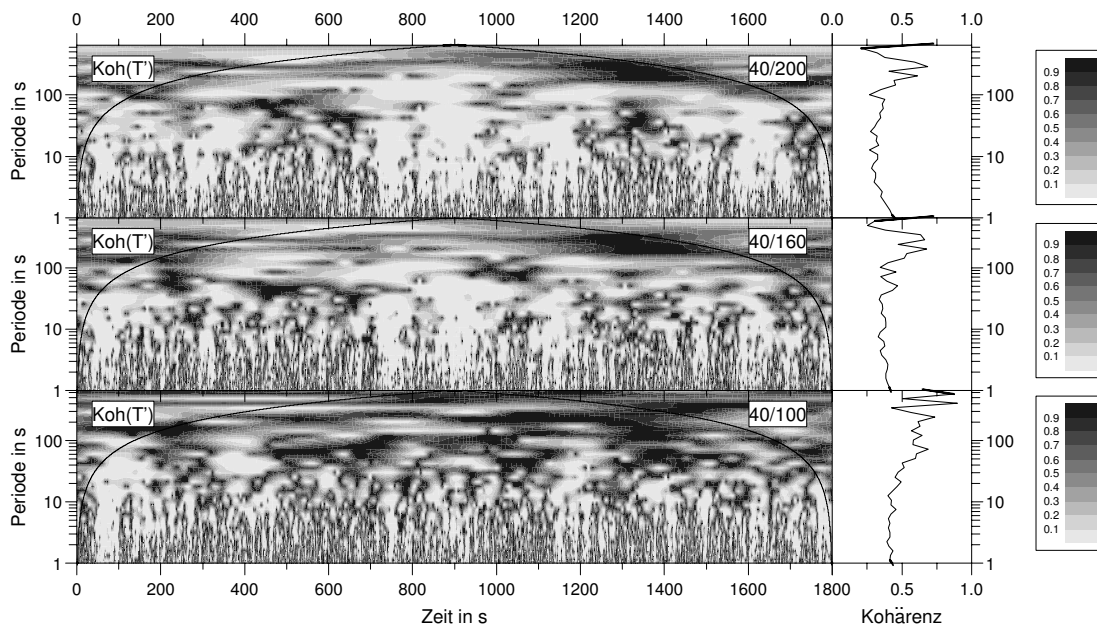


Abbildung 5.12: Kohärenzfunktion am 25.5.2000, 11.00-11.30 Uhr MEZ.

weshalb sich dieser Messabschnitt besonders gut eignet. Als Höhenkombinationen sind 40 und 100 m, 40 und 160 m, sowie 40 und 200 m dargestellt (Abb. 5.12). Mit zunehmendem vertikalen Abstand wird die Kohärenz bei kleineren Skalen immer geringer und nur die größten Strukturen zeigen noch hohe Kohärenzwerte. Das mit eingezeichnete globale Kohärenzspektrum nimmt ebenso ab, wobei die Maximalwerte durch die große Rampe zwischen 1150 s und 1350 s hervorgerufen werden. Auffallend ist auch, dass unterhalb der Bereiche mit den großen Kohärenzwerten bei einer Zeit von 500 und 1400 s bei der Kombination mit dem größten vertikalen Abstand vermehrt auch kleinere Perioden ho-

he Kohärenzwerte aufweisen. Wenn große, organisierte Strukturen auftreten, scheinen sie auch die kleinskaligeren Strukturen im selben Zeitbereich in einem gewissen Maß mit zu beeinflussen, weshalb auch bei kleineren Skalen noch hohe Kohärenzwerte zu beobachten sind. Wenn man zwei Messhöhen miteinander vergleicht, muss der Wirbel eine minimale charakteristische Größe besitzen, damit er auch in beiden Höhen gemessen werden kann. Betrachtet man Fluktuationen bei sehr kleinen Skalen, so können sie beispielsweise hohe Kohärenzwerte erzeugen, wenn zwei voneinander getrennte Wirbel simultan in zwei Höhen durchziehen. Dabei handelt es sich aber nicht um einen kohärenten Wirbel, sondern die hohen Werte sind nur ein Zufallsprodukt zweier gleichzeitig auftretender kleinerer Wirbel. Deswegen müssen Kohärenzangaben bei kleinen Skalen mit Vorsicht interpretiert werden.

5.2.1 Vorgehensweise

Die Kohärenzuntersuchungen zwischen mehreren Höhen wurden wie folgt durchgeführt:

1. Berechnung der Kreuzwavelet-Kohärenzfunktion und der globalen Kohärenz für die Größen $u'w'$, $w'T'$ und T' mit den Höhenkombinationen 40-100 m, 40-160 m, 40-200 m und 160-200 m
2. Umrechnung der Periode in eine charakteristische Wellenlänge λ durch Multiplikation mit der mittleren Windgeschwindigkeit der beiden betrachteten Niveaus
3. Entnahme der Skala mit maximaler Kohärenz aus dem globalen Kohärenzspektrum
4. Berechnung eines mittleren Kohärenzwerts aus dem globalen Kohärenzspektrum

Um die oben bereits erwähnten zufälligen Korrelationen bei kleinen Skalen auszuschließen, wurden für die Berechnung der mittleren Kohärenz aus dem Spektrum diejenigen Wellenlängen nicht berücksichtigt, die kleiner als der Höhenabstand der beiden betrachteten Niveaus sind. Da die Randeffekte bei der Wavelettransformation mit wachsender Periode oder Wellenlänge zunehmen, wurden die Wellenlängen am großskaligen Ende nicht mit einbezogen, bei denen über die Hälfte der Waveletkoeffizienten oberhalb des Einflusskegels liegen.

5.2.2 Ergebnisse der Kohärenzuntersuchungen

Skala mit maximaler Kohärenz

Anhand der Positionen der Maxima im globalen Kohärenzspektrum lässt sich die charakteristische Größe λ bestimmen, bei welcher die Wirbel die größte Kohärenz aufweisen. Diese mittlere Wellenlänge ist in Abbildung 5.13 als Funktion des vertikalen Abstands aufgetragen.

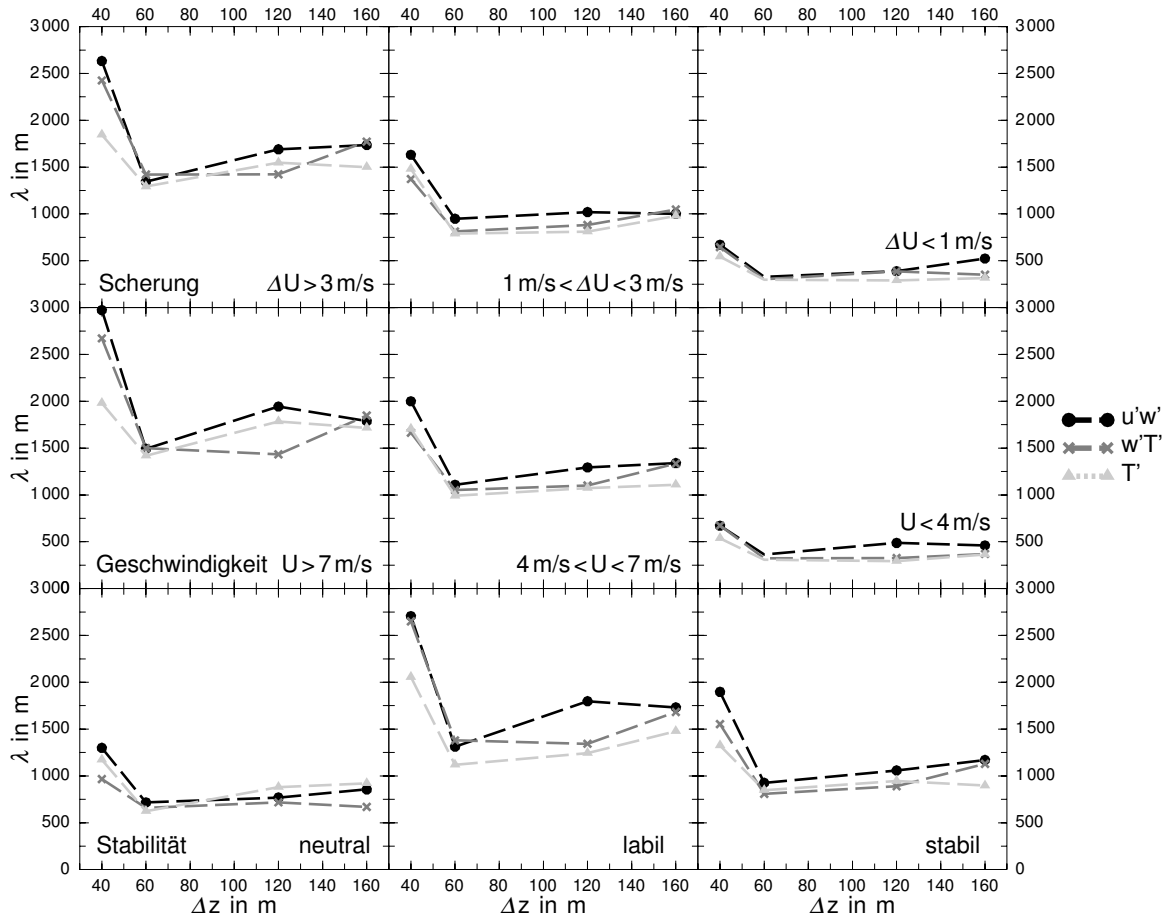


Abbildung 5.13: Mittlere Wellenlänge der maximalen Kohärenz als Funktion des vertikalen Abstands.

Zusätzlich erfolgt eine Unterscheidung der Fälle nach:

1. der Scherung (Geschwindigkeitsdifferenz zwischen 100 und 40 m)
 $\Delta U > 3 \text{ m s}^{-1}$; $1 \text{ m s}^{-1} < \Delta U < 3 \text{ m s}^{-1}$; $\Delta U < 1 \text{ m s}^{-1}$
2. der mittleren Windgeschwindigkeit in 100 m
 $U > 7 \text{ m s}^{-1}$; $4 \text{ m s}^{-1} < U < 7 \text{ m s}^{-1}$; $U < 4 \text{ m s}^{-1}$
3. und der Stabilität.

Die Wellenlängenskala maximaler Kohärenz zwischen zwei Höhen wandert mit zunehmendem vertikalen Abstand zu größeren Strukturen. Lediglich beim kleinsten Abstand $\Delta z = 40 \text{ m}$ zwischen 160 und 200 m treten die maximalen Kohärenzwerte bei deutlich langwelligeren Strukturen auf, was aufgrund der Messhöhe nicht verwundert. Vor allem bei großen Windgeschwindigkeiten und starker Scherung sind die Längenskalen bei dieser Höhenkombination besonders groß, da die langwelligeren Fluktuationen multipliziert

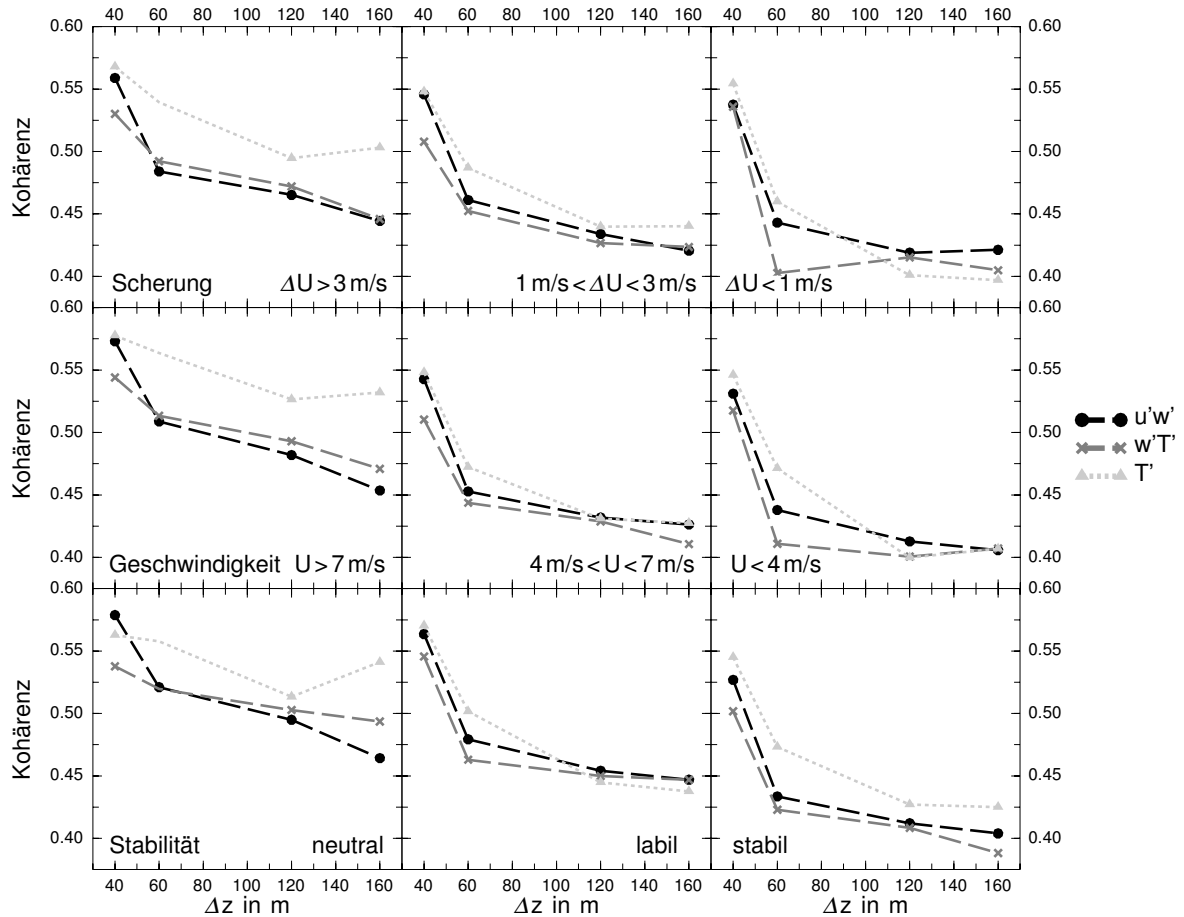


Abbildung 5.14: Mittlere Kohärenz als Funktion des vertikalen Abstands.

mit den hohen Windgeschwindigkeiten für große Wellenlängen sorgen. Die kohärenten Wirbel werden mit zunehmender Scherung und Windgeschwindigkeit größer, wobei kaum Unterschiede zwischen den betrachteten Größen $u'w'$, $w'T'$ und T' sichtbar sind. Die Unterscheidung nach der Stabilität belegt die Ergebnisse aus Abbildung 4.14, denn auch hier treten hohe Kohärenzwerte unter labilen Bedingungen bei größeren Skalen als bei stabiler und neutraler Schichtung auf.

Gemittelte Kohärenzwerte

Ein weiteres Maß für die Kohärenz zweier Zeitreihen ist die über das Spektrum gemittelte Kohärenz. Wie schon in Abschnitt 5.2.1 erwähnt, werden dabei die großen Skalen wegen den Randeffekten abgeschnitten. Des Weiteren werden die Wellenlängen nicht berücksichtigt, die aufgrund der Höhendifferenz eine eindeutige Zuordnung eines Wirbels zu beiden Höhen nicht erlaubt. Um bei allen Höhenkombinationen über einen gleich großen Spektralbereich zu mitteln, wird bei jedem Halbstundenabschnitt bei der gleichen Grenzwellenlänge abgeschnitten, die sich aus der Kombination mit dem größten vertikalen Abstand

ergibt. So werden Fehler vermieden, die durch die Mittelung über unterschiedlich breite Spektralbereiche entstehen können. Die gemittelten Kohärenzwerte als Funktion des vertikalen Abstands zeigt Abbildung 5.14 mit denselben Unterscheidungsmethoden wie im vorherigen Abschnitt. Das Abfallen der Kohärenz mit steigendem vertikalen Abstand ist bis auf wenige Ausnahmen unter windschwachen Bedingungen oder bei geringer Scherung gut belegt. Ein Anstieg ist bei der Kohärenz der Temperatur für $\Delta z = 160$ m bei neutraler Schichtung mit großen Windgeschwindigkeiten zu finden. Unter solchen Bedingungen können Wirbel in Bodennähe zerquetscht werden und sind deswegen weniger kohärent als in höheren Schichten (Panofsky, 1985). Des Weiteren ist ein Abfallen der Kohärenz mit geringer werdender Scherung und abnehmender Windgeschwindigkeit sichtbar. Bei neutraler Schichtung ist die gemittelte Kohärenz größer als bei labiler Schichtung, die geringsten Werte treten bei stabiler Schichtung auf. Eine weitere Beobachtung sind die meist größeren Werte der Kohärenz der Temperatur als die des Impuls- und Wärmeflusses. Das liegt an der direkten Berechnung der Wavelettransformation aus der Zeitreihe, denn bei den Flüssen wird das Produkt von zwei Größen verarbeitet, das weniger stark ausgeprägte Strukturen aufweist. Dies tritt vor allem bei großer Windscherung oder bei großen Windgeschwindigkeiten auf. Die Wichtigkeit des vertikalen Abstands wird unter anderem auch von der schnelleren Abnahme der Kohärenz bei windschwachen und stabilen Bedingungen belegt. Die gezeigten Ergebnisse zeigen eine Abhängigkeit der Längenskala der maximalen Kohärenz und der gemittelten Kohärenzwerte von der Stabilität, der Windscherung und der Windgeschwindigkeit. Die in früheren Arbeiten gefundene Abhängigkeit vom Höhenabstand beider Messungen ist auch hier erfüllt.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt Turbulenzmessungen in der atmosphärischen Grenzschicht am 200 m hohen Messmast des Forschungszentrums Karlsruhe. Für die Untersuchung der Vertikalstruktur der atmosphärischen Turbulenz werden seit 1997 Messungen mit Solent Ultraschallanemometern (Gill Instruments Ltd., Typ R2) in mehreren Höhen durchgeführt. Die Bedeutung von kohärenten Wirbelstrukturen für die Dynamik der turbulenten Grenzschicht ist schon seit einigen Jahrzehnten Gegenstand der Forschung, wobei das Verständnis der Austauschmechanismen zwischen der freien Atmosphäre und der Grenzschicht, insbesondere oberhalb von Waldbeständen, für viele Anwendungen in der Klima- und Ökosystemforschung wichtig ist. Solche großskaligen kohärenten Strukturen treten in Form von Rampen in Temperaturzeitreihen auf. Der abwärts gerichtete Impulstransport erfolgt durch eine Aufwärtsbewegung von Luftpaketen mit langsamer Horizontalgeschwindigkeit (ejection) in Verbindung mit schnellen, abfallenden Luftpaketen (sweep). Als Vorstudie wurde die Quadrantenanalyse als Methode der bedingten Probenahme auf den vorliegenden Datensatz angewendet. Es zeigte sich in Übereinstimmung mit früheren Labormessungen, dass die Schiefe der Geschwindigkeitsverteilung von u und w durch die Abfolge von sweeps und ejections kontrolliert wird. Direkt oberhalb des Bestands wird der Impulstransport durch sweeps kontrolliert, die als schnelle, abwärts gerichtete Einbrüche von Luft trotz ihrer Intermittenz den Großteil des turbulenten Transportes tragen. Dies wird durch die positive u -Schiefe und die im Mittel negative w -Schiefe belegt. In den oberen Schichten dominieren die Aufwärtsbewegungen von langsamerer Luft den Impulstransport, wobei die Unterscheidung nach der Stabilität einen höher reichenden Bereich der sweep-Dominanz bei stabiler Schichtung ergibt. Die Quadranten der ejection- und sweep-Bewegungen zusammen haben in den Messhöhen einen Anteil von 66 bis 71 % am Gesamtfluss, der somit im Mittel abwärts gerichtet ist. Diese Untersuchungsmethode hat den Vorteil einer schnellen Berechnung und der Einteilung der Rampenstrukturen in die beiden Prozesse des Auswerfens und Ausfegens. Da aber nicht jede Kombination von

Wertepaaren einer kohärenten Struktur zuzuordnen ist und die Methode keine zeitliche Lokalisierung der Strukturen zulässt, bildet sie nur ein qualitatives Bild der Turbulenzstruktur. Ein besser geeignetes Verfahren für die Untersuchung kohärenter Strukturen ist die relativ junge Methode der Wavelettransformation, da sie als lokale Transformation intermittierende Ereignisse auf mehreren Skalen zeitlich lokalisiert auflösen kann. Der Vorteil der Waveletanalyse liegt in der gleichzeitigen Informationsgewinnung über Skala und Position der auftretenden Fluktuationen in der Zeit. Da lang andauernde Messungen mit der objektiven Technik der Wavelettransformation bearbeitet werden können, ist sie ideal, um eine statistische Beschreibung von kohärenten Strukturen am Karlsruher Mast bis in 200 m Höhe bei unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen vorzunehmen. Die Beschränkung auf kurze Datensätze mit festgelegten meteorologischen Grundbedingungen, wie sie in früheren Arbeiten zu finden ist, ist für allgemein gültige Aussagen ungeeignet. Außerdem waren die Messhöhen mit maximal 43,1 m bei solchen Untersuchungen oberhalb von Waldbeständen deutlich niedriger. Anhand einer Testzeitreihe mit idealisierten Rampen wurden die Vorteile der Wavelettransformation für diese Arbeit verdeutlicht. Durch die Auswertung der Nullstellen der Waveletkoeffizienten bei der Skala mit maximaler Energie ist ein Detektionsverfahren angewendet worden, das zunächst keine Schwellenwerte wie andere Verfahren benötigt. Bei langen rampenfreien Perioden kann jedoch das Problem auftreten, dass durch die Waveletmethode zu viele Nullstellen detektiert werden. In früheren Arbeiten wurde dies zwar erwähnt, aber keine Verfahren für eine Verminderung vorgeschlagen (Collineau und Brunet, 1993b; Chen et al., 1997a). Bei der Ausweitung der Analyse auch auf stabile Fälle mit niedriger Turbulenzintensität muss dieses Problem jedoch zwingend beachtet werden. Diese Fehler wurden durch Einführung eines Schwellenwerts für das zugehörige Maximum der Waveletkoeffizienten wesentlich reduziert.

Die Ergebnisse der Wavelettransformation zeigen eine Abnahme der mittleren Anzahl detektierter Strukturen mit der Höhe, wobei sich die Anzahl oberhalb von 100 m Höhe nur noch gering ändert. Es wurden bei labiler Schichtung am wenigsten Strukturen detektiert. Mehr Strukturen kommen bei stabiler Schichtung vor und die größte mittlere Anzahl weisen die Fälle bei neutraler Schichtung auf. Anhand einer neuen Einteilung der Zeitreihe in Separationszeiten und Dauern mit den Waveletkoeffizienten lassen sich zwei wichtige Zeitskalen aus jedem betrachteten Halbstundenabschnitt entnehmen. In früheren Arbeiten wurde meist nur anhand des Maximums des globalen Waveletspektrums eine typische Zeitskala ermittelt. Lediglich Qiu et al. (1995) verwenden eine dynamische Methode, die allerdings auch Zeiten nach der eigentlichen Struktur mit einbezieht. Die hier eingeführte Form definiert die Länge der einzelnen Struktur vom Vorzeichenwechsel bis zum davor positionierten Minimum der Waveletkoeffizienten bei labiler Schichtung oder

bis zum nachfolgenden Minimum bei stabiler Schichtung. Sofern die auftretenden Skalen innerhalb eines Messabschnitts nicht zu unterschiedlich sind, zeigt sich diese Methode als sehr wirkungsvoll. Lediglich bei stabiler Schichtung können Rampen direkt hintereinander auftreten, so dass die Dauer zu kurz und die Separation zu lang bestimmt wird. Doch sollten die Fehler im Mittel nicht zu groß sein und der Vorteil, für jede detektierte Struktur einzelne Zeitskalen zu erhalten, rechtfertigt dieses Vorgehen. So lassen sich nicht nur die mittleren Zeitskalen berechnen, sondern auch ihre Häufigkeitsverteilungen, die damit Informationen über die dominierende Zeitskala geben. Die erhaltenen mittleren Separationszeiten und Dauern nehmen mit der Höhe größere Werte an. Bei neutraler Schichtung ist die Separation und die Dauer deutlich kürzer, was durch ihr häufigeres Auftreten belegt ist. Die am längsten andauernden Strukturen sind bei labiler Schichtung zu finden, wobei eine kürzer werdende Separationszeit in 200 m Höhe auf das Zusammenwachsen von konvektiven Strukturen zurückzuführen ist. Die Häufigkeitsverteilungen der beiden Zeitskalen zeigen für neutrale und stabile Schichtungen ein ähnliches Verhalten. Dort treten in allen Höhen Separationszeiten von 10 bis 30 s und Dauern von 50 bis 70 s am häufigsten auf. Bei labiler Schichtung treten ab 100 m Höhe Dauern um 150 s und Separationen um 50 s auf, während in 40 m Höhe noch die Nähe zur Waldbedeckung die Ausbildung von großen Strukturen hemmt. Beim Vergleich mit Literaturdaten, die jedoch zum Großteil mit anderen Methoden ermittelt wurden, scheint die dominierende Zeitskala mit der Höhe der Rauigkeitselemente zu zunehmen. Aufgrund der fehlenden Informationen in großen Höhen können nur die gefundenen Werte in 40 m und 100 m Höhe verglichen werden, die dieses Verhalten bestätigen.

Die von Raupach et al. (1996) vorgeschlagene kohärente Wirbeltrennung wurde mit der Waveletmethode berechnet. Es zeigt sich eine Zunahme dieser Größe mit der Scherungslänge. Daraus ergibt sich, dass in einer Messhöhe weniger Strukturen auftreten, je labiler die Schichtung der Atmosphäre ist. Aufgrund dieses Verhaltens vermuten viele Autoren, dass kohärente Wirbel primär von der Scherung kontrolliert werden (z. B. Qiu et al., 1995; Brunet und Irvine, 2000). Doch berücksichtigen diese Autoren nicht die bei labiler Schichtung länger werdenden Zeitskalen. Wie hier gezeigt wurde, treten bei labiler Schichtung zwar weniger Strukturen auf als bei neutraler oder stabiler Schichtung, sie sind aber deutlich größer. Es ist deshalb fraglich, ob aufgrund der Zunahme der kohärenten Wirbeltrennung mit der Scherungslänge auf einen dominierenden Einfluss der Scherung für die Bildung von kohärenten Strukturen geschlossen werden kann. Bezüglich dieser Fragestellung liefert auch die Auftragung der absoluten Anzahl detektierter Strukturen als Funktion der Scherung keine eindeutigen Ergebnisse, da auch hier unterschiedliche Bereiche durch die Schichtung kontrolliert werden. Deshalb lässt sich sagen, dass sowohl die Schichtung der Atmosphäre als auch die Scherung für die Bildung der Strukturen ver-

antwortlich sind und dass der Einfluss der Konvektion mit zunehmender Labilisierung gegenüber der Scherung größere Bedeutung erlangt.

Die in der Literatur beschriebenen Beiträge zum turbulenten Transport durch kohärente Strukturen unterscheiden sich enorm (40 bis 90 %). Anhand der hier vorgenommenen Einteilung kann ein bedingtes Mittel über die kohärenten Strukturen eines Messabschnitts und ihr Anteil am Gesamtfluss berechnet werden. Feste Zeitfenster um die Vorzeichenwechsel an der Mikrofront, wie bei Feigenwinter et al. (1998), Lu und Fitzjarrald (1994) oder Collineau und Brunet (1993b) haben den Nachteil, die Strukturen schlechter festzulegen als in der hier vorgestellten Methode. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen einen mit der Höhe abnehmenden Beitrag zum turbulenten Transport von 65 auf 58 % für den Impulsfluss und von 67 auf knapp 62 % für den Wärmefluss. Der mittlere Zeitanteil der Strukturen liegt bei 34 bis 35 %, was die Dominanz der Strukturen für den Transport unterstreicht. Als Gründe für die stark voneinander abweichenden Werte in der Literatur wurden die Verwendung kurzer Datensätze, die unterschiedlichen Unterlagen sowie die verschiedenen Arbeitsmethoden genannt.

Abschließend wurde die Kreuzwaveletanalyse vorgestellt. Obwohl sie für das Studium von Austauschprozessen deutliche Vorteile mit sich bringt, wurde sie bisher nur in sehr wenigen Arbeiten verwendet. Lokale Flüsse gegen den mittleren Gradienten konnten so bei großen Skalen mit einer zeitlichen Lokalisierung nachgewiesen und ihre Dominanz gegenüber den kleinskaligen Prozessen, die zur gleichen Zeit ihre Eigenschaften in entgegengesetzte Richtung transportieren, aufgezeigt werden. Die Kohärenzuntersuchungen zwischen mehreren Höhen ergaben eine Abhängigkeit der Längenskala mit maximaler Kohärenz und der gemittelten Kohärenzwerte vom Höhenabstand, der Stabilität, der Windscherung und der Windgeschwindigkeit.

In einer Vorarbeit musste ein störender Effekt in den Turbulenzspektren untersucht und abgestellt werden. Die berechneten Spektren zeigen am hochfrequenten Ende ungewöhnlich hohe Spektraldichten, die einem Weißen Rauschen zuzuordnen sind. Das Rauschen ist in den Spektren der Geschwindigkeitskomponenten und der Temperatur sichtbar, wobei das Niveau des Rauschens mit der Höhe zunimmt und der theoretisch erwartete Rückgang der spektralen Dichten im Inertialbereich verdeckt wird. Das Rauschen umfasst einen großen Spektralbereich, so dass die Varianz zum Teil beträchtlich ansteigt, was eine weitere Datenauswertung erschwert und teilweise unmöglich macht. Die Ursache des Rauschens sind Hochfrequenzeinstrahlungen eines regionalen Langwellensenders, die in einem Frequenzbereich zwischen 150 und 200 kHz liegen und mit den Quarzkristallen der Schallwandler interferieren, deren Resonanzfrequenz bei 180 kHz liegt. Mit Hilfe eines dünnen, geerdeten Drahtgitters um den Gerätekopf wurde ein Faraday'scher Käfig konstruiert, der die Kristalle vor den Einstrahlungen abschirmt. Negative Effekte, wie

z. B. eine Wirbelablösung am Gitter oder eine Modifikation der mittleren Windgeschwindigkeit und der Windrichtung können nach einem Vergleich dreier simultan betriebener Ultraschallanemometer in geringem Abstand zueinander nicht nachgewiesen werden. Das Gitter stellt somit eine einfache Lösung im Falle von Störungen durch Langwellensender dar. Der Grund für ein resultierendes Weißes Rauschen in den Spektren ist in der beeinflussten Laufzeitmessung der Ultraschallimpulse zu suchen, da der Digitalzähler für die Laufzeitmessung durch einen Quarzoszillator getaktet wird. Nach Rücksprache mit dem Hersteller können Abweichungen von der wahren Laufzeit auftreten, die einen zufälligen Charakter haben und deswegen bei allen Windgeschwindigkeiten und Windrichtungen vorkommen. Da Langwellensender praktisch auf der ganzen Welt existieren, stellen die gefundenen Ergebnisse wichtige Informationen für andere Arbeitsgruppen dar, die das gleiche Messinstrument an ähnlich hohen Masten verwenden.

Um den Einfluss eines Messmastes auf die Turbulenzstruktur im Nachlauf zu beschreiben, reicht die Kenntnis über die Reduktion der mittleren Windgeschwindigkeit alleine nicht aus. Zu diesem Zweck wurden Turbulenzdaten aus der Nachlaufregion mit spektralen Methoden ausgewertet. Der Masteinfluss muss bekannt sein, falls für ein besonderes meteorologisches Ereignis nur Daten aus dem gestörten Bereich vorliegen. Es wurde gezeigt, dass in der Nachlaufregion die spektrale Energiedichte im hochfrequenten Bereich erhöht wird und durch die Überlagerung dieses Störungsspektrums mit dem ungestörten Spektrum ein knieförmiger Verlauf des resultierenden Spektrums entsteht. Die Turbulenzintensität der ungestörten Strömung bestimmt dabei die Deutlichkeit des Knies. Im Falle einer stabilen Schichtung mit geringer Turbulenzintensität bildet sich ein Plateau mit konstanter Energiedichte zwischen den beiden Produktionsbereichen. Die Bildung des Knies in den Spektren wird zum einen durch eine neue Turbulenzproduktion aus der mittleren Strömung und zum anderen durch einen Transfer von Turbulenzenergie von großen zu kleinen Wirbeln hervorgerufen. Spektren zeigen unter stark stabilen Bedingungen ein schnelleres Abfallen in der Region, wo der Inertialbereich erwartet wird. Da dieses Verhalten aber nur bei sehr stabiler Schichtung beobachtet wird, bei der die Verzahnung der unterschiedlich großen Wirbel nur schwach ist, ist die Entstehung des Knies primär auf die Reduktion der mittleren Windgeschwindigkeit zurückzuführen, welche durch einen Vergleich mit dem Schalenanemometer aus der ungestörten Region deutlich belegt wurde. Die relevanten Skalen der Nachlaufturbulenz wurden unter Verwendung der Taylor-Hypothese aus den Frequenzen mit maximaler Energie bestimmt. Sie weisen eine Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit auf und sind unabhängig von der thermischen Schichtung. Die Nachlaufwirbel haben in longitudinaler Richtung Größenordnungen der Seitenlänge des Mastes, während die Transversalkomponenten $3/4$ dieser Länge erreichen. Mögliche Windrichtungen für die Nachlaufproduktion wurden aus den Abmessungen des

Mastes und der Auslegerkonfiguration entnommen, die gut mit den beobachteten Windrichtungen übereinstimmen. Die Entwicklung der Störung in den Spektren wurde anhand eines Beispiels vorgestellt, in dem das Knie durch einen Turbulenzausbruch in ansonsten schwacher Turbulenzintensität durch die Zeitreihen und die Reduktion der Windgeschwindigkeit belegt wird. Die Auswertungen zeigen den signifikanten Einfluss eines Messmastes auf die Turbulenzstruktur in der Nachlaufregion und bieten durch die Skalenanalyse und die Ähnlichkeit des Phänomens mit Turbulenz in Waldbeständen oder städtischen Umgebungen auch Anwendungsmöglichkeiten in anderen Gebieten.

Ausblick

Die Definition eines mittleren Bildes von kohärenten Strukturen ist der erste Schritt für eine bessere Parametrisierung der Austauschprozesse zwischen der Atmosphäre und einer Waldunterlage in numerischen Modellen. So kann beispielsweise die Kenntnis der mittleren Separation in Modellen für den fühlbaren Wärmefluss (u. a. von Chen et al., 1997b) direkt eingehen. Außerdem geben die statistischen Eigenschaften kohärenter Strukturen Informationen darüber, wie viel Luft in den Bestand eindringt, wie oft dies passiert und wie groß der turbulente Fluss ist, der durch sie erzeugt wird. Ein nächster Schritt wäre die Intensität der auftretenden Böen bei kohärenten Strukturen zu untersuchen, die für Waldschäden oder Bauwerksbelastungen bedeutend ist. Neuere Arbeiten vermuten dabei einen Zusammenhang mit Scherungsparametern, der Geschwindigkeit und den Geschwindigkeitsgradienten am Wendepunkt des Windprofils (Marshall et al., 2002). Da insbesondere beim Beitrag der kohärenten Strukturen zum turbulenten Transport große Unterschiede in der Literatur zu finden sind, sollte anhand eines Datensatzes ein Vergleich der verschiedenen Methoden durchgeführt werden. Nur so lassen sich Aussagen darüber treffen, ob die verwendete Detektionsmethode oder nur das vorliegende Datenmaterial für die Unterschiede verantwortlich sind. Weiterhin stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen diese Wirbel welchen Anteil an Impuls und Wärme transportieren. Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, können einzelne, große Strukturen den Transport unter extremen Schichtungsbedingungen dominieren, deshalb erscheint eine Abhängigkeit von der Stabilität der Atmosphäre sehr wahrscheinlich. Ferner ist es wichtig, den Zusammenhang zwischen den Transporten und Bestandsparametern, wie der Bestandshöhe, -dichte oder dessen Blattflächenindex aufzuklären.

Symbole

Lateinische Symbole

a	Abklingparameter
A	Anzahl detektierter kohärenter Strukturen pro 30-min-Abschnitt
b	Exponent bei der Normierung der Wavelettransformation
$c(\tau)$	Autokovarianzfunktion
Co_{xy}	Kospektrum der Größen x und y
$Co(xy)$	Kreuzwavelet-Kospektrum der Größen x und y
$CWCF_n(s)$	Kreuzwavelet-Kohärenzfunktion
C_ψ	Calderon-Konstante
d	Verdrängungshöhe
D	Dauer eines einzelnen Messabschnitts
$D(k_m)$	Tukey-Fenster
$\bar{\epsilon}$	spezifische turbulente kinetische Energie
E_f	Signalenergie
f	Frequenz
$f(t)$	Zeitreihe
f_{wake}	Frequenz des spektralen Maximums der Nachlaufproduktion
F_{koh}	Beitrag kohärenter Strukturen zum turbulenten Transport
g	Schwerebeschleunigung
$g(t)$	Zeitreihe
h	Bewuchshöhe
$h(t)$	Zeitreihe
$H(f)$	Fouriertransformierte von $h(t)$
i	eine natürliche Zahl, Laufindex
I_i	Indikatorfunktion bei der Quadrantenanalyse
k	Frequenzindex
k_m	Laufindex für die Zeitverschiebung der Autokovarianzfunktion
$Koh(xy)$	spektrale Kohärenz zwischen x und y
L	zeitliche Dauer einer kohärenten Struktur
L_*	Monin-Obuchow-Länge
L_s	Scherungslänge
m	Steigung der kohärenten Wirbeltrennung gegen die Scherungslänge
M	maximale Zeitverschiebung

n	Translationsparameter
n_{wake}	dimensionslose Frequenz des spektralen Maximums
\mathbf{n}	dimensionslose Frequenz
N	Anzahl der Datenpunkte eines 30-min-Abschnitts
p	Luftdruck
p_{max}	Periode des spektralen Maximums
q	spezifische Feuchte
$Quad_{xy}$	Quadraturspektrum der Größen x und y
s	Dilatationsparameter
S	Separationszeit zwischen kohärenten Strukturen
S_i	Spannungsanteil für Quadrant i
$Sk(x)$	Schiefe der Größe x
$S_u(f), S_u(\omega)$	spektrale kinetische Energiedichte von u
t	Zeit
t'	dimensionslose Zeit
T	Temperatur
\mathcal{T}	Zeit
T_d	Dauer des Abschnitts für eine bedingte Probenahme
u	Windkomponente parallel zum mittleren Windvektor
u_i, u_j, u_k	Windkomponenten in kartesischen Koordinaten
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u(z)$	Windprofil
U	mittlere horizontale Windgeschwindigkeit
U_c	konvektive Geschwindigkeitsskala
U_h	Windgeschwindigkeit an der Obergrenze des Bestands
v	Windkomponente senkrecht zum mittleren Windvektor
\vec{v}	dreidimensionaler Windvektor
w	vertikale Windkomponente
$W_n(s)$	Waveletkoeffizienten
$W_n^{fg}(s)$	Kreuzwaveletspektrum der Zeitreihen f und g
$\overline{W}(s)$	globales Waveletspektrum
x	Raumrichtung parallel zum mittleren Wind
x_i, x_j, x_k	Raumrichtungen in kartesischen Koordinaten
$x(t)$	Zeitreihe
y	Raumrichtung senkrecht zum mittleren Wind
$y(t)$	Zeitreihe
z	vertikale Raumrichtung und Höhe über Grund
z_0	Rauigkeitslänge

Griechische Symbole

α, β	Drehwinkel bei der Koordinatentransformation
δ	Höhe der angepassten Schicht
δ_{ij}	Kronecker-Symbol

δt	zeitlicher Abstand der Datenpunkte (Kehrwert der Messfrequenz)
Δx	im Allgemeinen eine Differenz
Δz	vertikaler Abstand
ζ	dimensionsloser Stabilitätsparameter
θ	potentielle Temperatur
κ	von-Karman-Konstante
λ	charakteristische Wellenlänge
λ_{wake}	Wellenlänge der Nachlaufproduktion
Λ	kohärente Wirbeltrennung
ν	kinematische Viskosität der Luft
ρ	Luftdichte
σ_u	Standardabweichung der Größe u
τ	Zeitverschiebung
$\psi(t)$	Mutterwavelet
ω	Kreisfrequenz

Hochgestellte und sonstige Symbole

s'	Abweichung der Größe s vom Mittelwert
\bar{s}	zeitlicher Mittelwert der Größe s
\hat{s}	Fouriertransformierte von s
s^*	Komplex-konjugierte der Größe s
$\langle s \rangle$	bedingtes Mittel der Größe s
$\langle s_1, s_2 \rangle$	inneres Produkt der Funktionen s_1 und s_2
$\frac{\partial}{\partial x}$	partielle Ableitung

Literatur

- Amiro, B. D.: 1990, *Drag coefficients and turbulence spectra within three boreal forest canopies*, Boundary-Layer Meteorol. **52**, 227–246.
- Antonia, R. A.: 1981, *Conditional sampling in turbulence measurement*, Ann. Rev. Fluid Mech. **13**, 131–156.
- Antonia, R. A. und Atkinson, J. D.: 1976, *A ramp model for turbulent temperature fluctuations*, Phys. of Fluids **19**, 1273–1278.
- Antonia, R. A. und Chambers, A. J.: 1978, *Note on the temperature ramp structure in the marine surface layer*, Boundary-Layer Meteorol. **15**, 3347–3355.
- Antonia, R. A., Chambers, A. J., Friehe, C. A. und VanAtta, C. W.: 1979, *Temperature ramps in the atmospheric surface layer*, J. Atmos. Sci. **36**, 99–108.
- Barthlott, C.: 1999, *Die turbulente kinetische Energie als Funktion der Höhe*, Diplomarbeit am Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe (TH)/Forschungszentrum Karlsruhe, 101 S.
- Barthlott, C. und Fiedler, F.: 2003, *Turbulence structure in the wake region of a meteorological tower*, Boundary-Layer Meteorol. **108**, 175–190.
- Barthlott, C., Kalthoff, N. und Fiedler, F.: 2003, *Influence of high-frequency radiation on turbulence measurements on a 200 m tower*, Meteorol. Z. **12**, No. 2, 67–71.
- Bergström, H. und Högström, U.: 1989, *Turbulent exchange above a pine forest, II: organized structures*, Boundary-Layer Meteorol. **49**, 231–263.
- Blatter, C.: 1998, *Wavelets - Eine Einführung*, Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden, 178 S.
- Bowen, A. J., Flay, R. G. J. und Panofsky, H. A.: 1983, *Vertical coherence and phase delays between wind components in strong winds below 20 m*, Boundary-Layer Meteorol. **26**, 313–324.
- Brunet, Y. und Collineau, S.: 1994, *Wavelet analysis of diurnal and nocturnal turbulence above a maize crop*, in Foufoula-Georgiou, E. und Kumar, P. (Hrsg.): *Wavelets in Geophysics*, Academic Press, New York, N. Y., 129–150.
- Brunet, Y. und Irvine, M. R.: 2000, *The control of coherent eddies in vegetation canopies:*

- streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability*, Boundary-Layer Meteorol. **94**, 139–163.
- Buresti, G. und Lombardi, G.: 1999, *Application of continuous wavelet transforms to the analysis of experimental turbulent velocity signals*, Proc. of the 1st Int. Symp. on Turb. Shear Flow Phen., S. Barbara USA, Sept. 1999.
- Businger, J. A.: 1982, *Equations and concepts*, in: Nieuwstadt, F. T. M. and van Dop, H. (Hrsg.): 1982, *Atmospheric turbulence and air pollution modelling*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Boston, Lancaster, 358 S.
- Camp, D. W. und Kaufman, J. W.: 1970, *Comparison of tower influence on wind velocity for NASA's 150-meter meteorological tower and a wind tunnel model of the tower*, J. Geophys. Res. **75**, 1117–1121.
- Cantwell, B. J.: 1981, *Organized motion in turbulent flow*, Ann. Rev. Fluid Mech. **13**, 457–515.
- Caughey, S. J.: 1977, *Boundary-layer turbulence spectra in stable conditions*, Boundary-Layer Meteorol. **11**, 3–14.
- Chen, C.-H. P. und Blackwelder, R. F.: 1978, *Large-scale motion in a turbulent boundary layer: a study using temperature contamination*, J. Fluid Mech. **89**, 1–31.
- Chen, W., Novak, M. D., Black, T. A. und Lee, X.: 1997a, *Coherent eddies and temperature structure functions for three contrasting surfaces. Part I: Ramp model with finite microfront time*, Boundary-Layer Meteorol. **84**, 99–123.
- Chen, W., Novak, M. D., Black, T. A. und Lee, X.: 1997b, *Coherent eddies and temperature structure functions for three contrasting surfaces. Part II: Renewal model for sensible heat flux*, Boundary-Layer Meteorol. **84**, 125–147.
- Collineau, S. und Brunet, Y.: 1993a, *Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy Part 1: Wavelet analysis*, Boundary-Layer Meteorol. **65**, 357–379.
- Collineau, S. und Brunet, Y.: 1993b, *Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy Part 2: Time-scales and conditional averages*, Boundary-Layer Meteorol. **66**, 49–73.
- Dabberdt, W. F.: 1968a, *Tower-induced errors in wind profile measurements*, J. Appl. Meteorol. **7**, 359–366.
- Dabberdt, W. F.: 1968b, *Wind disturbance by a vertical cylinder in the atmospheric surface layer*, J. Appl. Meteorol. **7**, 367–371.
- Daubechies, I.: 1988, *Orthonormal bases of compactly supported wavelets*, Communications on Pure and Appl. Math. **41**, 909–996.
- Daubechies, I.: 1992, *Ten lectures on wavelets*, CBMS-NSF regional conference series in applied mathematics **61**, Society for industrial and applied mathematics, Philadelphia,

- Pennsylvania, 357 S.
- Davenport, A. G.: 1961, *The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **87**, 194–211.
- DeBruin, H. A. R. und Moore, C. J.: 1985, *Zero-plane displacement and roughness length for tall vegetation, derived from a simple mass conservation hypothesis*, Boundary-Layer Meteorol. **31**, 39–49.
- Dlugi, R., Schween, J., Zelger, M., Foken, T. und Wichura, B.: 1995, *Turbulenter und skaliertes Transport in und über Pflanzenbeständen*, Annalen der Meteorologie **31**, Deutsche Met.-Tagung vom 11.-15. September 1995 in München, 404–405.
- Donoho, D. L. und Johnstone, I. M.: 1992, *Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage*, Technical Report **400**, Stanford University, 30 S.
- Emeis, S., Frank, H. P. und Fiedler, F.: 1995, *Modification of air flow over an escarpment - results from the Hjørdemal experiment*, Boundary-Layer Meteorol. **74**, 131–161.
- Etling, D.: 1996, *Theoretische Meteorologie*, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 318 S.
- Farge, M.: 1992, *Wavelet transforms and their applications to turbulence*, Annu. Rev. Fluid. Mech. **24**, 395–457.
- Feigenwinter, C., Vogt, R. und Palow, E.: 1998, *Organized motions in urban turbulence - a wavelet analysis*, Symposium on advances in regional climatology, 5 - 7 October 1998, Karlsruhe, Germany, 123 S.
- Fiedler, F.: 1971a, *Der vertikale Fluss der turbulenten Energie in der Ekman-Schicht*, Münchener Universitätschriften, Wiss. Mitteilungen **21**, 50–55.
- Fiedler, F.: 1971b, *The variance spectrum of the horizontal wind velocity at 50 m above the ground*, Beiträge zur Physik der Atmosphäre **44**, 187–200.
- Fiedler, F.: 1975, *Turbulenter Spannungs- und Deformationstensor in der Prandtl-Schicht*, Beiträge zur Physik der Atmosphäre **48**, 290–300.
- Fiedler, F.: 1996, *Atmosphärische Turbulenz*, Skriptum zur Vorlesung am Inst. f. Met. u. Klimaforschung der Universität Karlsruhe.
- Fiedler, F. und Panofsky, H. A.: 1972, *The geostrophic drag coefficient and the 'effective' roughness length*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **98**, 213–220.
- Finnigan, J. J. und Brunet, Y.: 1995, *Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain*, in Coutts, M. P. und Grace, J. (Hrsg.): *Wind and trees*, Cambridge Univ. Press, 3–40.
- Foken, T.: 1990, *Turbulenter Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Unterlage - Methoden, meßtechnische Realisierung sowie ihre Grenzen und Anwendungsmöglichkeiten*, Berichte des Deutschen Wetterdienstes **180**, 287 S.

- Foken, T.: 1998, *Genauigkeit meteorologischer Messungen zur Bestimmung des Energie- und Stoffaustausches über hohen Pflanzenbeständen*, Annalen der Meteorologie **37**, Deutsche Met.-Tagung vom 14.-18. September 1998 in Leipzig, 513–514.
- Foken, T. und Wichura, B.: 1996, *Tools for quality assessment of surface-based flux measurements*, Agricultural and Forest Met. **78**, 83–105.
- Galmarini, S. und Attie, J. L.: 2000, *Turbulent transport at the thermal internal boundary-layer top: wavelet analysis of aircraft measurements*, Boundary-Layer Meteorol. **94**, 175–196.
- Gamage, N. K. K.: 1990, *Detection of coherent structures in shear induced turbulence using wavelet transform methods*, Preprints 9th Symposium on turbulence and diffusion, Roskilde, Denmark, 389–392.
- Gao, W. und Li, B. L.: 1993, *Wavelet analysis of coherent structures at the atmosphere-forest interface*, J. Appl. Meteorol. **32**, 1717–1725.
- Gao, W., Shaw, R. H. und PawU, K. T.: 1989, *Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy*, Boundary-Layer Meteorol. **47**, 349–377.
- Gao, W., Shaw, R. H. und PawU, K. T.: 1992, *Conditional analysis of temperature and humidity microfronts and ejection/sweep motions within and above a deciduous forest*, Boundary-Layer Meteorol. **59**, 35–57.
- Garratt, J. R.: 1992, *The Atmospheric Boundary Layer*, Cambridge University Press, Cambridge, New York, USA, 316 S.
- Gerz, T. und Schumann, U.: 1996, *A possible explanation of countergradient fluxes in homogeneous turbulence*, Theoret. Comput. Fluid Dynamics **8**, 169–181.
- Gill, G. C., Olsson, L. E., Sela, J. und Suda, M.: 1967, *Accuracy of wind measurements on towers or stacks*, Bull. of the Am. Met. Soc. **48**, 665–674.
- Gill-Instruments-Limited: 1990, *3 axis research anemometer*, Product Specification - Issue 4.0, Lymington, Hampshire, 44 S.
- Grelle, A. und Lindroth, A.: 1994, *Flow distortion by a solent sonic anemometer: wind tunnel calibration and its assessment for flux measurements over forest and field*, J. Atmos. and Oceanic Technol. **11**, 1529–1542.
- Gross, G., Frey, T. und Trute, P.: 2002, *Die Anwendung numerischer Simulationsmodelle zur Berechnung der lokalen Windverhältnisse in komplexem Gelände*, DEWI Magazin **20**, 28–36, <http://www.dewi.de/dewi/themen/magazin/20/05.pdf>.
- Grossmann, A. und Morlet, J.: 1984, *Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape*, SIAM J. Math. Anal. **15**, 723–736.
- Handorf, D. und Foken, T.: 1997, *Strukturanalyse der atmosphärischen Turbulenz mittels*

- Wavelet-Verfahren zur Bestimmung von Austauschprozessen über dem antarktischen Schelfeis*, Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, Arbeitsergebnisse **47**, 49 S.
- Hayashi, T.: 1994, *An analysis of wind velocity fluctuations in the atmospheric surface layer using an orthonormal wavelet transform*, Boundary-Layer Meteorol. **70**, 307–326.
- Head, M. R. und Bandyopadhyay, P.: 1981, *New aspects of turbulent boundary-layer structure*, J. Fluid Mech. **107**, 297–338.
- Heisenberg, W.: 1948, *Zur statistischen Theorie der Turbulenz*, Z. Phys. **124**, 628–657.
- Högström, U., Bergström, H., Smedman, A.-S., Halldin, S. und Lindroth, A.: 1989, *Turbulent exchange above a pine forest, I: fluxes and gradients*, Boundary-Layer Meteorol. **49**, 197–217.
- Hommema, S. E. und Adrian, R. J.: 2003, *Packet structure of surface eddies in the atmospheric boundary layer*, Boundary-Layer Meteorol. **106**, 147–170.
- Izumi, Y. und Barad, M. L.: 1970, *Wind speed as measured by cup and sonic anemometers and influenced by tower structure*, J. Appl. Meteorol. **9**, 851–856.
- Kaimal, J. C. und Businger, J. A.: 1970, *Case studies of a convective plume and a dust devil*, J. Appl. Meteorol. **9**, 612–620.
- Kaimal, J. C. und Finnigan, J. J.: 1994, *Atmospheric boundary layer flows - their structure and measurement*, Oxford University Press, 289 S.
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. und Coté, O. R.: 1972, *Spectral characteristics of surface-layer turbulence*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **98**, 563–589.
- Kalthoff, N. und Vogel, B.: 1992, *Counter-current and channeling effect under stable stratification in the area of Karlsruhe*, Theor. Appl. Climatol. **45**, 113–126.
- Kanda, M. und Hino, M.: 1993, *Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a large eddy simulation*, Boundary-Layer Meteorol. **68**, 237–257.
- Katul, G., Kuhn, G., Schieldge, J. und Hsieh, C.: 1997, *The ejection-sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer*, Boundary-Layer Meteorol. **83**, 1–26.
- Ketterer, M.: 1983, *Struktur von Turbulenzwirbeln, die einen Beitrag zum Impulstransport liefern*, Diplomarbeit am Inst. f. Met. u. Klimaforschung der Universität Karlsruhe, 73 S.
- Kikuchi, T. und Chiba, O.: 1985, *Step-like temperature fluctuations associated with inverted ramps in a stable surface layer*, Boundary-Layer Meteorol. **31**, 51–63.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schaub, F. A. und Runstadler, P. W.: 1967, *The structure of turbulent boundary layers*, J. Fluid Mech. **30**, 741–773.

- Kolmogorov, A. N.: 1941, *Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence*, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **32**, 16–18. Nachdruck in: Goering, H. (Hrsg.): 1958, *Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz*, Akademie-Verlag, Berlin, 228 S.
- Kottmeier, C.: 1982, *Die Vertikalstruktur nächtlicher Grenzschichtstrahlströme*, Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover **6**, 129 S.
- Lenschow, D. H.: 1986, *Probing the atmospheric boundary layer*, American Meteorological Society, Boston, Massachusetts, 269 S.
- Leyl, Z. und Panofsky, H. A.: 1983, *Wind fluctuations in stable air at the Boulder tower*, *Boundary-Layer Meteorol.* **25**, 353–362.
- Lu, C.-H. und Fitzjarrald, D. R.: 1994, *Seasonal and diurnal variations of coherent structures over a deciduous forest*, *Boundary-Layer Meteorol.* **69**, 43–69.
- Mahrt, L.: 1991, *Eddy asymmetry in the sheared heated boundary layer*, *J. Atmos. Sci.* **48**, 472–492.
- Mahrt, L., Lee, X., Black, A., Neumann, H. und Staebler, R. M.: 2000, *Nocturnal mixing in a forest subcanopy*, *Agricultural and Forest Met.* **101**, 67–78.
- Mahrt, L. und Vickers, D.: 2002, *Contrasting vertical structures of nocturnal boundary layers*, *Boundary-Layer Meteorol.* **105**, 351–363.
- Marshall, B. J., Wood, C. J., Gardiner, B. A. und Belcher, R. E.: 2002, *Conditional sampling of forest canopy gusts*, *Boundary-Layer Meteorol.* **102**, 225–251.
- Mazzoni, R.: 1996, *Turbulenzstruktur im gestörten Nachlauf einer künstlichen Oberflächenmodifikation. Ein Feldexperiment*, Zürcher Geographische Schriften 60, Geogr. Inst. ETH Zürich, 136 S.
- Meyers, S. D., Kelly, B. G. und O'Brien, J. J.: 1993, *An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology: with application to the dispersion of Yanai Waves*, *Monthly Weather Rev.* **121**, 2858–2866.
- Miller, D. O., Tong, C. und Wyngaard, J. C.: 1999, *The effects of probe-induced flow distortion on velocity covariances: field observations*, *Boundary-Layer Meteorol.* **91**, 483–493.
- Monin, A. S. und Obuchow, A. M.: 1954, *Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre*, in: Goering, H. (Hrsg.): 1958, *Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz*, Akademie-Verlag, Berlin, 163–227.
- Monin, A. S. und Yaglom, A. M.: 1971, *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence, Vol. 1*, The MIT Press, Cambridge, 769 S.
- Morlet, J.: 1983, *Sampling theory and wave propagation*, *Acoustic Signal/Image Processing and Recognition*, C. H. Chen (Hrsg.) NATO ASI Series **1**, 233–261.

- Morlet, J., Arens, G., Fourgeau, I. und Giard, D.: 1982, *Wave propagation and sampling theory*, Geophysics **47**, 203–236.
- Moses, H. und Daubek, H. G.: 1961, *Errors in wind measurements associated with tower-mounted anemometers*, Bull. Amer. Meteor. Soc. **42**, 190–195.
- Nakagawa, H. und Nezu, I.: 1977, *Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows*, J. Fluid Mech. **80**, 99–128.
- Novak, M. D., Chen, W., Orchansky, A. L. und Ketler, R.: 2000, *Turbulent exchange processes within and above a straw mulch. Part I: Mean wind speed and turbulent statistics*, Agricultural and Forest Met. **102**, 139–154.
- Panofsky, H. A.: 1973, *Tower Meteorology*, in Haugen, D. A. (Hrsg.): *Workshop on micrometeorology*, AMS, Boston, Mass., 151–176.
- Panofsky, H. A.: 1985, *The planetary boundary layer*, Advances in Geophysics **28B**, 359–385.
- Panofsky, H. A., Larko, D., Lipschitz, R., Stone, G., Bradley, E. F., Bowen, A. J. und Højstrup, J.: 1982, *Spectra of velocity components over complex terrain*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **108**, 215–230.
- Panofsky, H. A. und Singer, I. A.: 1965, *Vertical structure of turbulence*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **91**, 339–344.
- PawU, K. T., Brunet, Y., Collineau, S., Shaw, R. H., Maitani, T., Qiu, J. und Hipps, L.: 1992, *On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies*, Agricultural and Forest Meteorology **61**, 55–68.
- Pedersen, B. M., Oye, K. S., Brinch, M. und Fabian, O.: 1992, *Some experimental investigations on the influence of the mounting arrangements on the accuracy of cup-anemometer measurements*, J. Wind Eng. and Ind. Aerodynamics **39**, 373–383.
- Perrier, V., Philipovitch, T. und Basdevant, C.: 1995, *Wavelet spectra compared to fourier spectra*, J. Math. Phys. **36**, 1506–1519.
- Pielke, R. A. und Panofsky, H. A.: 1970, *Turbulence characteristics along several towers*, Boundary-Layer Meteorol. **1**, 115–130.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und Flannery, B. P.: 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN*, Cambridge University Press, Cambridge, New York, USA, 963 S.
- Priestley, C. H. B.: 1957, *Convection from the earth's surface*, Proc. Roy. Soc. **A238**, 287–304.
- Priestley, C. H. B.: 1959, *Turbulent transfer in the lower atmosphere*, Univ. of Chicago Pr., Chicago, Illinois, 130 S.
- Qiu, J., PawU, K. T. und Shaw, R. H.: 1995, *Pseudo-wavelet analysis of turbulence patterns in three vegetation layers*, Boundary-Layer Meteorol. **72**, 177–204.

- Raupach, M. R., Finnigan, J. J. und Brunet, Y.: 1979, *Anomalies in flux-gradient relationships over forest*, Boundary-Layer Meteorol. **16**, 467–486.
- Raupach, M. R., Finnigan, J. J. und Brunet, Y.: 1996, *Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy*, Boundary-Layer Meteorol. **78**, 351–382.
- Raupach, M. R. und Thom, A. S.: 1981, *Turbulence in and above plant canopies*, Ann. Rev. Fluid Mech. **13**, 97–129.
- Raupach, M. R., Thom, A. S. und Edwards, I.: 1980, *A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces*, Boundary-Layer Meteorol. **18**, 373–397.
- Roth, R.: 1971, *Turbulence spectra with two separated regions of production*, J. Appl. Meteorol. **10**, 430–432.
- Sadani, L. K. und Kulkarni, J. R.: 2001, *A study of coherent structures in the atmospheric surface layer over short and tall grass*, Boundary-Layer Meteorol. **99**, 317–334.
- Salveti, M. V., Lombardi, G. und Beux, F.: 1999, *Application of wavelet cross-correlation technique to the analysis of mixing*, AIAA Journal **37**, 1007–1009.
- Schlez, W. und Infield, D.: 1998, *Horizontal, two point coherence for separations greater than the measurement height*, Boundary-Layer Meteorol. **87**, 459–480.
- Schols, J. L. J.: 1984, *The detection and measurement of turbulent structures in the atmospheric surface layer*, Boundary-Layer Meteorol. **29**, 39–58.
- Schönwiese, C. D.: 2000, *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*, Gebrüder Bornträger, Berlin, Stuttgart, 298 S.
- Seginer, I., Mulhearn, P. J., Bradley, E. F. und Finnigan, J. J.: 1976, *Turbulent flow in a model plant canopy*, Boundary-Layer Meteorol. **10**, 423–453.
- Shaw, R. H., PawU, K. T., Zhang, X. J., Gao, W., Hartog, G. D. und Neumann, H. H.: 1990, *Retrieval of turbulent pressure fluctuations at the ground surface beneath a forest*, Boundary-Layer Meteorol. **50**, 319–338.
- Shaw, R. H. und Schumann, U.: 1992, *Large-eddy simulations of turbulent flow above and within a forest*, Boundary-Layer Meteorol. **61**, 47–64.
- Shiotani, M.: 1975, *Turbulence measurements at the sea coast during high winds*, J. Meteorol. Soc. of Japan **53**, 340–354.
- Straka, J., Fiedler, F. und Hinzpeter, H.: 1978, *Spectral transfer of turbulent energy and temperature variance*, Beiträge zur Physik d. Atm. **51**, 60–85.
- Stull, R. B.: 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer, Dordrecht, 655 S.
- Su, H.-B., Shaw, R. H., PawU, K. T., Moeng, C.-H. und Sullivan, P. S.: 1998, *Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy*

- simulation and field observations*, Boundary-Layer Meteorol. **88**, 363–397.
- Su, H.-B., Shaw, R. S. und PawU, K. T.: 2000, *Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation*, Boundary-Layer Meteorol. **94**, 423–460.
- Tennekes, H. und Lumley, J. L.: 1972, *A first course in turbulence*, The MIT Press, Cambridge, 300 S.
- Torrence, C. und Compo, G. P.: 1998, *A practical guide to wavelet analysis*, Bull. Amer. Meteor. Soc. **79**, 61–78.
- Townsend, A. A.: 1970, *Entrainment and the structure of flow*, J. Fluid Mech. **41**, 13–46.
- van Gorsel, E., Christen, A. und Vogt, R.: 2001, *Turbulenzstruktur über Flächen unterschiedlicher Rauigkeit und Komplexität*, Tagungsbeitrag Deutsch - Österreichisch - Schweizerische Meteorologen - Tagung, 18. bis 21. September 2001, Wien, Österreich, <http://www.zamg.ac.at/~DACH2001/dachneu/Session7/b/Vortrag/gorsel.pdf>.
- VanWijk, A. J. M., Beljaars, A. C. M., Holtslag, A. A. M. und Turkenburg, W. C.: 1990, *Diabatic wind speed profiles in coastal regions: comparison of an internal boundary layer (IBL) model with observations*, Boundary-Layer Meteorol. **51**, 49–75.
- Vogt, R., Feigenwinter, C., PawU, K. T. und Pitacco, A.: 1997, *Intercomparison of ultrasonic anemometers*, AMS 12th Symposium on Boundary Layers and Turbulence, 354–355.
- Walk, O. G.: 1970, *Zur Interpretation von Energie-, Ko- und Quadraturspektren meteorologischer Parameter*, Münchener Universitätschriften, Wiss. Mitteilungen Nr. **20**, 37 S.
- Wallace, J. M., Eckelmann, H. und Brodkey, R. S.: 1972, *The wall region in turbulent shear flow*, J. Fluid Mech. **54**, 39–48.
- Wamser, C.: 1976, *Über die Struktur der Turbulenz in der planetarischen Grenzschicht unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses unterschiedlicher Bodenrauigkeiten*, Ber. d. Inst. f. Radiometeorol. und maritime Meteorol. an der Univ. Hamburg **31**, 79 S.
- Wenzel, A., Kalthoff, N. und Horlacher, V.: 1997, *On the profiles of wind velocity in the roughness sublayer above a coniferous forest*, Boundary-Layer Meteorol. **84**, 219–230.
- Wieringa, J.: 1980, *A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding*, Boundary-Layer Meteorol. **18**, 411–430.
- Wieser, A., Fiedler, F. und Corsmeier, U.: 2001, *The influence of the sensor design on the wind measurements with sonic anemometer systems*, J. Atmos. and Oceanic Technol. **18**, 1585–1608.
- Wilczak, J. M.: 1984, *Large-scale eddies in the unstably stratified atmospheric surface layer. Part I: Velocity and temperature structure*, J. Atmos. Sci. **41**, 3537–3550.

- Wilczak, J. M., Oncley, S. P. und Stage, S. A.: 2001, *Sonic anemometer tilt correction algorithms*, Boundary-Layer Meteorol. **99**, 127–150.
- Wucknitz, J.: 1980, *Flow distortion by supporting structures*, in Dobson, F., Hasse, L. und Davis, R. (Hrsg.): *Air-Sea interaction: Instruments and methods*, Plenum Press, New York, N. Y., 605–626.
- Wyngaard, J. C.: 1981, *Cup, propeller, vane and sonic anemometers in turbulence research*, Ann. Rev. Fluid Mech. **13**, 399–423.
- Zhuang, Y. und Amiro, B. D.: 1994, *Pressure fluctuations during coherent motions and their effects on the budgets of turbulent kinetic energy and momentum flux within a forest canopy*, J. Appl. Meteorol. **33**, 704–711.

Anhang

A.1 Die Wavelettransformation

Bei vielen Anwendungen ist man daran interessiert, den Frequenzgehalt eines Prozesses zeitlich lokalisiert zu bestimmen. Dies ist vergleichbar mit Musiknoten, die einem Spieler sagen, wann er welche Töne (= Frequenzinformationen) zu spielen hat. Die traditionelle Fourieranalyse ist nicht in der Lage, lokale Ereignisse (vor allem mit großem Gradienten) zu beschreiben, da die Methode solche Gradienten über einen großen Bereich von kleinskaligen Fourierkoeffizienten zerstreut (Brunet und Irvine, 2000).

Bei der Fouriertransformation wird eine Zeitreihe $f(t)$ in trigonometrische Funktionen zerlegt, der Übergang vom Zeit- in den Fourierraum wird durch folgende Gleichung realisiert (Press et al., 1992):

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{i\omega t} dt. \quad (\text{A.1})$$

Die ursprüngliche Funktion wird also mit sinus- und cosinus-Funktionen multipliziert und das Produkt über alle Frequenzen ω integriert. Die Rücktransformation (inverse Fouriertransformation) ist verlustlos möglich:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega)e^{-i\omega t} d\omega. \quad (\text{A.2})$$

Die Fouriertransformierte $\hat{f}(\omega)$ der Zeitreihe $f(t)$ liefert Informationen über die auftretenden Frequenzen, aber nicht über deren Lokalisierung in der Zeit. Das macht die Transformation zu einer globalen Transformation, d. h. schnelle Änderungen innerhalb der Zeitreihe können das gesamte Energiespektrum beeinflussen. Nach dem Parseval-Theorem ändert sich die Signalenergie bei der Fouriertransformation nicht, da dies ein unitärer Operator

ist:

$$E_f = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{f}(\omega)|^2 d\omega. \quad (\text{A.3})$$

Die Fouriertransformation sagt allerdings nichts darüber aus, wann die Frequenzen in einem Signal vorkommen. Sie geht sozusagen davon aus, dass sich der Anteil der verschiedenen Frequenzen am Signal zeitlich nicht ändert (solche Signale nennt man stationär). Um die Begrenzung der Stationarität der Zeitreihen bei der Fouriertransformation aufzuheben, müssen lokale Transformationen angewendet werden. So ist die Untersuchung von Prozessen mit zeitlich veränderlichen Frequenzen möglich. Es wurden zwei Methoden entwickelt, die eine Zeit-Frequenz-Analyse ermöglichen (Handorf und Foken, 1997):

1. die *gefensterte Fouriertransformation* und
2. die *Wavelettransformation*.

Bei der gefensterten Fouriertransformation geht man davon aus, dass sich zumindest kleine Segmente der Zeitreihe stationär verhalten. Auf diese Stücke wird dann die klassische Fouriertransformation angewendet. Realisiert wird dies durch Multiplikation mit einer Fensterfunktion, die entlang der ursprünglichen Zeitreihe verschoben wird. Die Segmente können mit einer beliebigen Funktion gefenstert werden, aber aufgrund der Translationsinvarianz des Fensters verändert es sich während der Verschiebung nicht. Das Problem liegt nun am Finden der optimalen Fensterfunktion. Bei einem eng gewählten Fenster kann man den Zeitpunkt eines Ereignisses zwar gut lokalisieren, niedrige Frequenzen fallen aber aus dem Fenster heraus und werden nicht registriert. Wählt man ein sehr breites Fenster, registriert man zwar auch niedrige Frequenzen, kann aber den Zeitpunkt des Auftretens nicht mehr genau eingrenzen. Man kennt also nie gleichzeitig das genaue Frequenz- und Zeitverhalten einer Funktion¹. Deshalb müssen mehrere Fensterbreiten analysiert werden, um eine angemessene Wahl zu treffen. Bei Untersuchungen von Prozessen mit einem großen Bereich an dominierenden Frequenzen sollte eine Methode für die Zeit-Frequenz-Lokalisierung angewendet werden, die skalenunabhängig ist. Aus diesem Grund wurde die Wavelettransformation entwickelt, die wie die Fouriertransformation eine Integraltransformation ist. Aber im Gegensatz zur gefensterten Fouriertransformation wird dabei das Fenster skaliert. Dadurch verändert sich die Zeitdauer und die Bandbreite des analysierenden Wavelets. Dies ist bei Signalen von Bedeutung, die aus einem Frequenzgemisch bestehen oder deren Spektren sich zeitlich ändern. Durch diese Art von Transformation lässt sich ein Signal gleichzeitig unter verschiedenen Auflösungen oder Skalen betrachten, was für viele Anwendungen enorme Vorteile mit sich bringt.

¹Dies ist die so genannte Heisenberg'sche Unschärferelation.

A.1.1 Geschichtlicher Rückblick

Die Theorie der Wavelettransformation ist ein relativ junger Bereich der Mathematik. Mathematiker wie Haar, Littlewood, Paley und Franklin haben sich in den frühen 1930er und 1940er Jahren mit Wavelets beschäftigt, allerdings hatte man zu dieser Zeit noch keinen allgemeinen Formalismus entwickelt. Zwei Physiker, Grossmann und Morlet, haben 1980 eine Definition und eine Herangehensweise entwickelt, die so flexibel ist, dass sie alle wichtigen Eigenschaften umfasst. Der eigentliche Durchbruch zur selbstständigen Wavelettheorie erfolgte aber erst in den späten 1980er Jahren mit der Multiskalenanalyse und der Konstruktion von orthonormalen Wavelets mit kompaktem Träger durch Daubechies (1988). Das Interesse wuchs in den nächsten Jahrzehnten rasch an und die Anwendungen für die Signal- und Bildverarbeitung vermehrten sich ebenfalls. Ein ausführlicher Rückblick ist beispielsweise bei Farge (1992, S. 397) zu finden.

A.1.2 Die kontinuierliche Wavelettransformation

Da man die Unschärferelation nicht umgehen kann und es somit keine optimale Fensterfunktion gibt, probiert man einfach mehrere aus. Man beginnt mit einer grundlegenden Basisfunktion (Mutterwavelet), welche dann, wie zuvor das Fenster, über die Funktion geschoben und auf sie angewendet wird. Anschließend wird sie gedehnt oder gestaucht und in der neuen Form wieder über das Signal geschoben. Mathematisch gesehen ist jede quadratintegrale Funktion ψ mit der Eigenschaft

$$0 < C_\psi := 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega < \infty \quad (\text{A.4})$$

ein Wavelet (Blatter, 1998), wobei $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und $\hat{\psi}$ die Fouriertransformierte von ψ bezeichnet. Gleichung (A.4) nennt man auch Zulässigkeitsbedingung. Aus der Endlichkeit der *Calderon-Konstanten* C_ψ folgt u. a. direkt, dass der zeitliche Mittelwert jedes Wavelets verschwindet:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad \text{bzw.} \quad \hat{\psi}(0) = 0.$$

Bei einem verschwindenden Mittel muss der Graph $\psi(t)$ das Aussehen einer kleinen Welle haben, was zu dem Namen *Wavelet* geführt hat. Um die schon erwähnten Einschränkungen der gefensterten Fouriertransformation zu überwinden, soll die Unsicherheit der analysierenden Funktion $\psi(t)$ im Zeitbereich für hohe Frequenzen klein und umgekehrt bei kleinen Frequenzen hoch sein. Die kontinuierliche Wavelettransformation $W_n(s)$ einer diskreten Zeitreihe x_n für $n = 1, \dots, N$ ist definiert als Faltung der Zeitreihe mit einer Familie von

translatierten und dilatierten Funktionen $\psi(t)$:

$$W_n(s) = \frac{1}{s^b} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi_{n,s}^*(t) dt. \quad (\text{A.5})$$

$(\)^*$ bezeichnet das konjugiert-komplexe von $(\)$. Der Vorfaktor $1/s^b$ dient zur Normierung, wobei für den Exponenten b der Wert $b = 1/2$ oder $b = 1$ verwendet wird. Die gewünschte Zeit-Frequenz-Auflösung wird durch Zerlegung der Zeitreihe mit einer zweiparametrischen Familie von Funktionen erreicht. Einer der beiden Parameter ist der Translationsparameter n , mit dem das Wavelet entlang der Zeitachse bewegt wird, der andere ist der Dilationsparameter s , der anstelle des Frequenzparameters ω verwendet wird. Anschaulich wird dabei der Grad der Übereinstimmung zwischen der Zeitreihe und einem Wavelet zu jedem Zeitpunkt n und für jede Skala s ermittelt, die Wavelettransformation ist also im Wesentlichen ein Bandpass-Filter mit gleichförmigem Verlauf und variierender Breite und Lokalisierung. Die Waveletkoeffizienten $W_n(s)$ können als relative Beiträge zum Signal von Fluktuationen bei der Skala s und der Position n angesehen werden. Für $s \neq 0$ bezeichnet

$$\psi_s(t) := \frac{1}{s^b} \psi\left(\frac{t}{s}\right)$$

die von 0 aus mit dem Faktor s in die Breite gezogene und zum Schluss normierte Form des Mutterwavelets ψ . Die Normierung mit dem Vorfaktor $1/s^b$ sorgt dafür, dass sich die Signalenergie des Wavelets während der Skalierung nicht ändert. Die Verschiebung nach rechts entlang der Zeitachse wird durch den Translationsparameter n erreicht:

$$\psi_{n,s}(t) := \psi_s(t - n) = \frac{1}{s^b} \psi\left(\frac{t - n}{s}\right).$$

Änderungen des Dilationsparameters bewirken für $s > 1$ eine Verbreiterung und für $s < 1$ ein Zusammenziehen des Mutterwavelets $\psi(t) = \psi_{0,1}(t)$ (Abb. A.1 und A.2). Durch die Skalierung mit beiden Parametern wird aus Gleichung (A.5) somit:

$$W_n(s) = \frac{1}{s^b} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi^*\left(\frac{t - n}{s}\right) dt. \quad (\text{A.6})$$

Aufgrund der Zulässigkeitsbedingung ist auch eine Rücktransformation möglich, d. h. die Wavelettransformation ist invertierbar (Collineau und Brunet, 1993a):

$$x(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} W_n(s) \psi_{n,s,b}(t) \frac{ds dn}{s^{3-2b}}. \quad (\text{A.7})$$

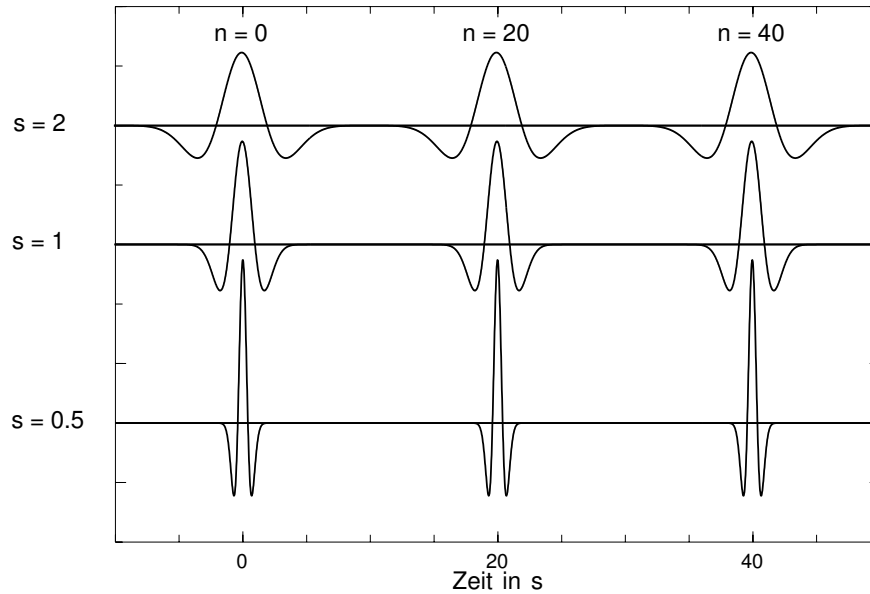


Abbildung A.1: Auswirkungen des Translations- und Dilatationsparameters auf das Mexikanischer-Hut-Wavelet.

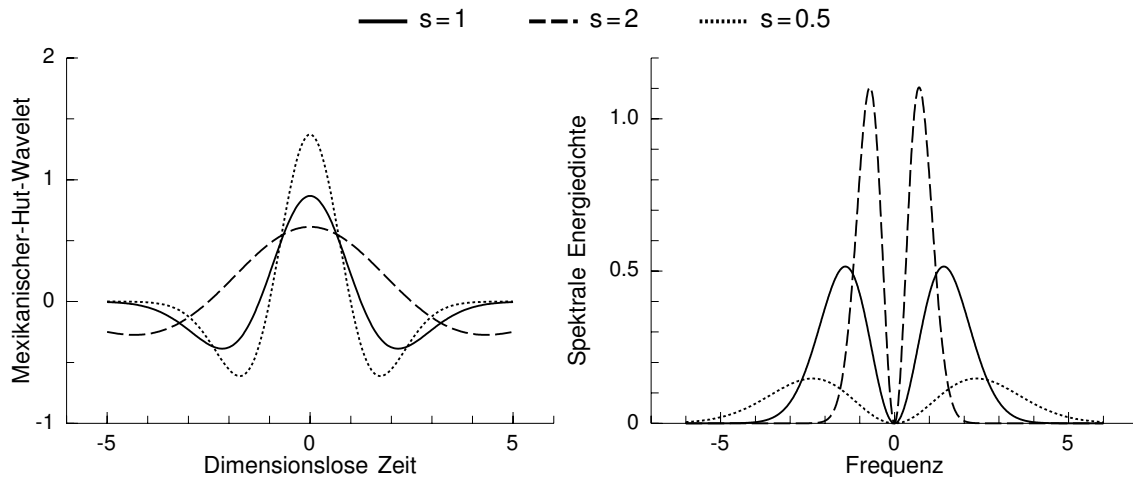


Abbildung A.2: Das Mexikanischer-Hut-Wavelet im Zeit- und Frequenzraum bei verschiedenen Dilatationsparametern.

Das Signal lässt sich so wiederherstellen, was weitere Anwendungsmöglichkeiten, wie z. B. die Filterung von Daten ermöglicht. Eine weitere wichtige Eigenschaft der Wavelettransformation ist die Erhaltung der Energie (Parseval-Theorem):

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = \frac{1}{C_{\psi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} |W_n(s)|^2 \frac{ds dn}{s^{3-2b}}. \quad (\text{A.8})$$

Der Integrand auf der rechten Seite kann als Energiedichte bei einer speziellen Lokalisierung angesehen werden.

Für $b = 1$ ergibt sich durch Integration der Waveletkoeffizienten über n das globale Waveletspektrum:

$$\overline{W}(s) = \frac{1}{s^2} \int_{-\infty}^{\infty} |W_n(s)|^2 dn. \quad (\text{A.9})$$

Auf die speziellen Merkmale und Unterschiede zu klassischen Fourierspektren gehen z. B. Perrier et al. (1995) ein. Das Waveletspektrum tritt als ein Mittel des Fourierspektrums auf, das mit dem Quadrat der Fouriertransformierten des analysierenden Wavelets gewichtet ist. Der Unterschied rührt daher, dass das Waveletspektrum bei kleinen Skalen stark vom analysierenden Wavelet beeinflusst wird (Perrier et al., 1995).

Unterschiedliche Wavelets

Das einfachste Wavelet ist das so genannte *Haar-Wavelet*, das vom deutschen Mathematiker A. Haar bereits 1910 eingeführt wurde:

$$\psi(t') = \begin{cases} 1 & \text{für } 0 \leq t' \leq 1 \\ -1 & \text{für } -1 \leq t' \leq 0 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}$$

Es ist leicht zu berechnen, wird jedoch kaum angewendet, weil es insbesondere nicht stetig differenzierbar ist. In der realen Anwendung ist das *Mexikanischer-Hut-Wavelet* wesentlich wichtiger, es ist die mit -1 multiplizierte 2. Ableitung der Gaußfunktion:

$$\psi(t') = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi^{-1/4} (1 - t'^2) e^{-t'^2/2}. \quad (\text{A.10})$$

Das Mexikanischer-Hut-Wavelet ist beliebig oft differenzierbar, weshalb ein schnelleres Abfallen im Frequenzbereich und eine damit verbesserte Lokalisierung erzielt wird. Seinen Namen hat es durch die Ähnlichkeit des Graphen mit einem Mexikaner-Hut erhalten (Abb. A.3). Als letztes soll das nach dem französischen Mathematiker Morlet benannte *Morlet-Wavelet* angesprochen werden. Es entsteht aus dem Produkt einer ebenen Welle mit einer Gaußkurve und ist komplexwertig:

$$\psi(t') = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t'} e^{-t'^2/2}. \quad (\text{A.11})$$

In Abbildung A.3 sind die Zeit- und Frequenzeigenschaften der angeführten Wavelets dargestellt. Das Haar-Wavelet besitzt wegen der vielen Nebenmaxima keine gute Lokalisierung im Frequenzbereich, ist aber in der Zeit gut lokalisiert. Das Mexikanischer-Hut-

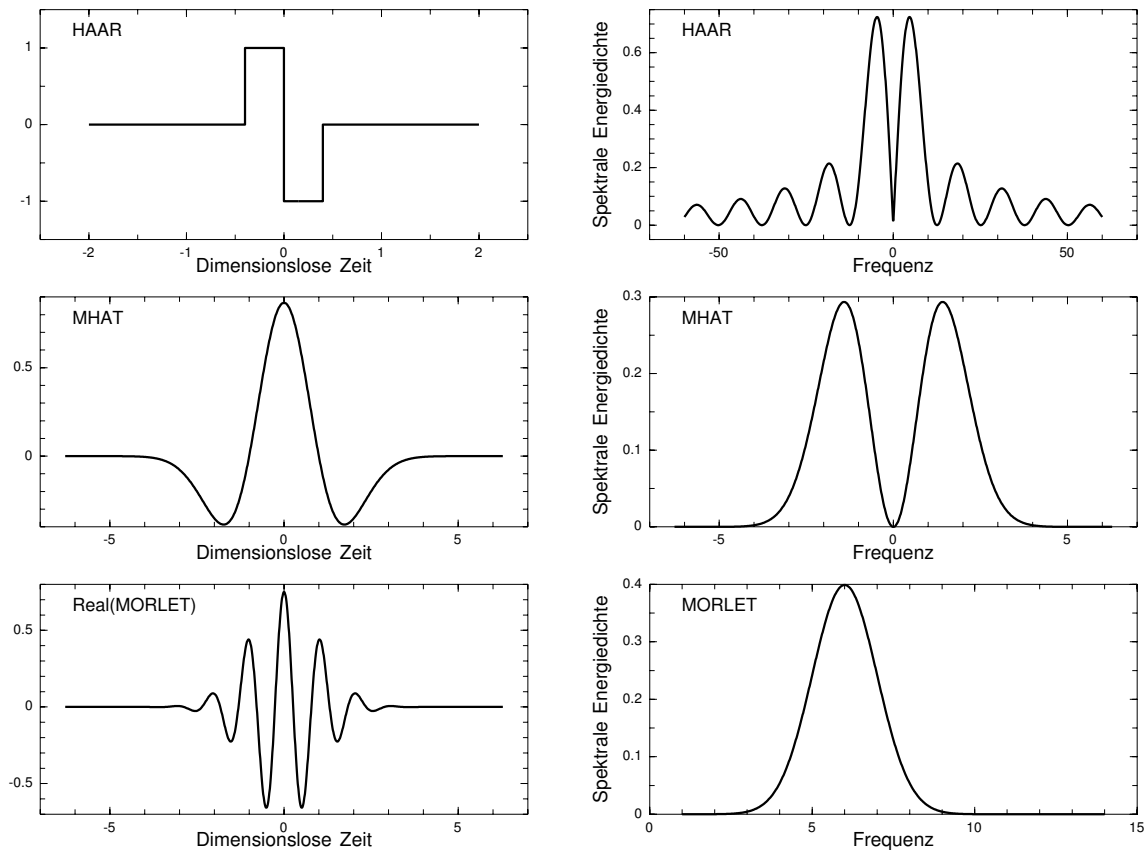


Abbildung A.3: Darstellung des Haar- (oben), Mexikanischer-Hut- (Mitte) und des Morlet-Wavelets (unten) im Zeit- und Frequenzraum.

Wavelet und das Morlet-Wavelet sind sehr gut im Frequenzraum lokalisiert, was zu einer schlechteren Lokalisierung im Zeitbereich führt. Um den Unterschied zur gefensterter Fouriertransformation zu verdeutlichen, ist in Abbildung A.4 a der Realteil einer gefensterter Fourierbasis (Gaußfenster) bei einer kleinen Frequenz (links) und einer größeren Frequenz (rechts) dargestellt. Die Breite des Fensters ändert sich nicht, nur die Basisfunktion selbst hat bei höheren Frequenzen auch mehr Schwingungen, ist also hochfrequenter. Die Waveletbasis in Abbildung A.4 b zeigt ein anderes Verhalten. Wenn die Frequenz steigt, so wird das Wavelet schmaler, bekommt aber nicht mehr Schwingungen. Bei kleinen Frequenzen (links) wird das Wavelet sehr breit, es behält aber eine volle Schwingung bei.

A.1.3 Berechnungsmethode

Die einfachste Berechnungsmethode für die Wavelettransformation ist die direkte numerische Integration von Gleichung (A.6). Um die Wavelettransformation zu approximieren, sollte die Faltung N mal für jede Skala durchgeführt werden, wobei N die Anzahl der Datenpunkte der Zeitreihe ist. In der Praxis verwendet man üblicherweise eine diskrete

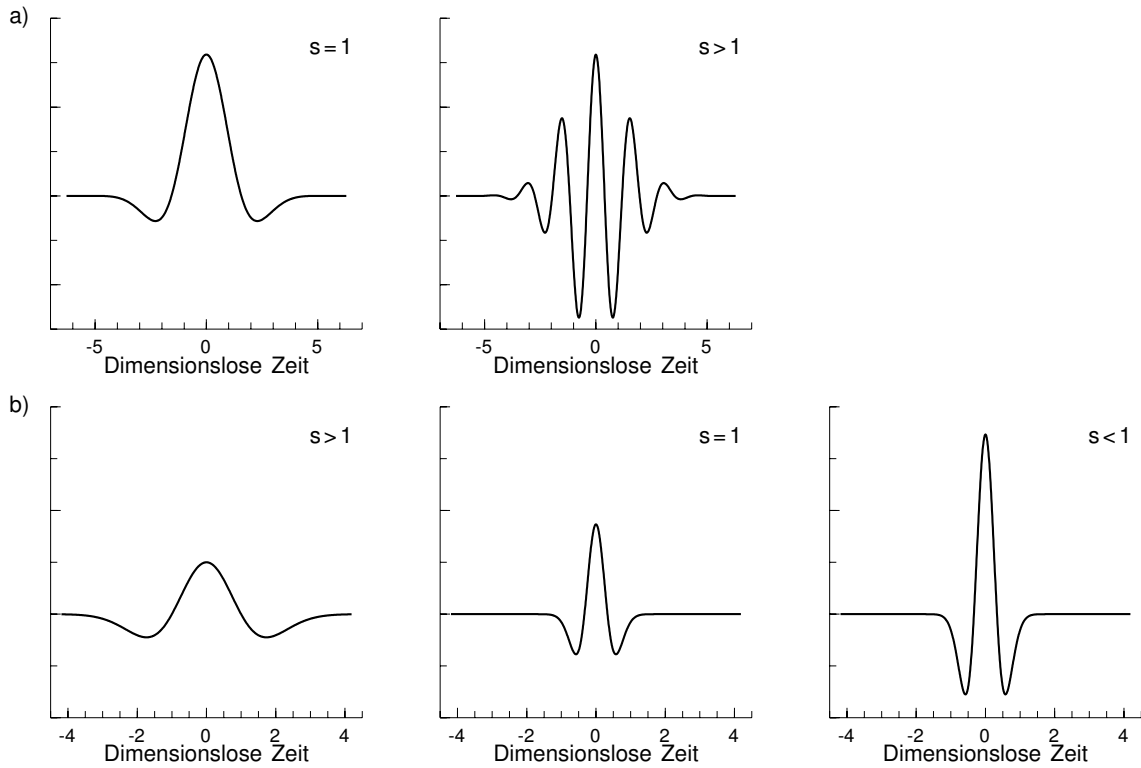


Abbildung A.4: Skalierungsverhalten einer gefensterten Fourier- (a) und einer Waveletbasis (b).

Form der Wavelettransformation, die auf einem logarithmischen Diskretisierungsschema beruht. Der Nachteil dieser Technik ist der große Zeitaufwand, da er für $0 < s < I$ und $0 < n < J$ proportional zu IJ^2 ist (Meyers et al., 1993). Beträchtlich schneller dagegen ist die Berechnung im Fourierraum (Torrence und Compo, 1998). Nach dem Parseval-Theorem gilt:

$$\langle x(t), \psi_{n,s}(t) \rangle_t = \langle \hat{x}(f), \hat{\psi}_{n,s}(f) \rangle_f .$$

$\langle \rangle$ bezeichnet das innere Produkt der beiden Funktionen. Die Fouriertransformierte des zweiparametrischen Wavelets ist gegeben durch:

$$\hat{\psi}_{n,s}(\omega) = |s|^{1-b} \hat{\psi}(s\omega) e^{i\omega n} .$$

Somit kann Gleichung (A.6) auch die folgende Form annehmen:

$$W_n(s) = s^{1-b} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{x}(\omega) \hat{\psi}^*(s\omega) e^{in\omega} d\omega . \quad (\text{A.12})$$

So lassen sich alle N Faltungen simultan im Fourierraum mit einer diskreten Fouriertransformation durchführen, die folgendermaßen definiert ist:

$$\hat{x}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2\pi i k n / N} \quad (\text{A.13})$$

mit dem Frequenzindex $k = 0, \dots, N-1$. Nach dem Faltungstheorem ist die Wavelettransformation gleich der inversen Fouriertransformation des Produktes:

$$W_n(s) = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{x}_k \hat{\psi}^*(s\omega_k) e^{in\omega_k \delta t}, \quad (\text{A.14})$$

wobei die Kreisfrequenz ω_k folgende Definition hat:

$$\omega_k = \begin{cases} \frac{2\pi k}{N\delta t} & \text{für } k \leq \frac{N}{2} \\ -\frac{2\pi k}{N\delta t} & \text{für } k > \frac{N}{2}. \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Mit Gleichung (A.14) und einer Standard-Fourieroutine kann man die kontinuierliche Wavelettransformation nun sehr effizient berechnen. Um sicherzustellen, dass die Wavelettransformation bei jeder Skala s mit anderen Skalen und anderen Zeitreihen direkt vergleichbar ist, wird die Waveletfunktion so normiert, dass sie einen Energiegehalt von eins hat:

$$\hat{\psi}(s\omega_k) = \sqrt{\frac{2\pi s}{\delta t}} \hat{\psi}_0(s\omega_k). \quad (\text{A.16})$$

A.1.4 Weitere Anwendungsmöglichkeiten

Die eigentlichen Hauptanwendungsgebiete der Wavelets sind Signal- und Bildverarbeitung. Die Signalverarbeitung befasst sich mit Zeitreihen und bedient sich dazu der eindimensionalen Wavelets, deren Theorie in den letzten Abschnitten vorgestellt wurde. In der Bildverarbeitung kommen zweidimensionale Wavelets zum Zug, dabei geht es um die Analyse, Filterung, Speicherung und Übermittlung von Bilddaten sowie vor allem deren Komprimierung. Ein Bild wird dabei als Resultat eines Zufallsprozesses angesehen, im Grenzfall als Bitmap ohne Korrelation zwischen benachbarten Pixeln (Blatter, 1998). In einem realen Bild existieren aber meist Bereiche mit hoher Informationsdichte und Bereiche mit niedriger Dichte (z. B. ein wolkenloser Himmel). Wendet man nun die Wavelettransformation auf das Bild an, so lassen sich die Koeffizienten herausziehen, die einen gewissen Schwellenwert überschreiten. Es werden dann nur diese Koeffizienten gespeichert, wobei von jeder Bildzone genau soviel Bildinhalt pro Flächeneinheit ausgedrückt wird,

wie dort auch vorhanden ist. Durch solch eine dynamisch der lokal wechselnden Informationsdichte angepassten Bildauflösung werden beträchtliche Kompressionsraten erreicht, ohne dass die Bildqualität merklich vermindert wird. In den letzten Jahren wurden u. a. auch Rauschfiltertechniken auf der Grundlage von statistischen Überlegungen mit Wavelettransformationen entwickelt (Donoho und Johnstone, 1992). Auf die verschiedenen Anwendungen der Waveletanalyse wird unter anderem von Daubechies (1992) eingegangen, spezielle Fragen für Turbulenzuntersuchungen behandelt Farge (1992).

A.2 Das Solent Ultraschallanemometer

Das Funktionsprinzip von Ultraschallanemometern beruht auf der Laufzeitmessung von Ultraschallimpulsen und ist in der Literatur weitläufig beschrieben, wie z. B. bei Wyngaard (1981), Foken (1990) oder Kaimal und Finnigan (1994, S. 247). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Schallpulses in bewegter Luft ergibt sich durch vektorielle Addition von Schallgeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit. Um den dreidimensionalen Windvektor zu bestimmen, erfolgt eine Messung der Schalllaufzeiten entlang dreier Achsen, an deren Enden sich Schallgeber und Schallempfänger („Transducer“) befinden, die alternierend verwendet werden.

Bei dem hier verwendeten Anemometer handelt es sich um das von Solent Research entwickelte und von Gill Instruments Ltd. hergestellte Ultraschallanemometer des Typs 1012R2 mit symmetrischem Messkopf (Tab. A.1). Die Länge der drei Messstrecken beträgt 145 mm, sie sind in einem Winkel von 45° zur Horizontalen und einem Azimutwinkel von 120° gegeneinander geneigt. Der Sensorkopf befindet sich auf einer 510 mm langen, dünnen Fiberglasstange, um Strömungsablenkungen durch die Halterungen zu minimieren. Das Anemometer misst die so genannten Achsengeschwindigkeiten a_1 , a_2 und a_3 entlang der drei Achsen. Da die Messstrecken kein kartesisches Koordinatensystem bilden, ist eine anschließende Vektortransformation notwendig (Gill Instruments Ltd., 1990).

Messmodus und technische Daten

Jede Millisekunde wird entlang einer Achse ein Ultraschallimpuls ausgesandt und die Laufzeit gemessen. Danach erfolgt ein zweiter Impuls auf derselben Achse in entgegengesetzter Richtung. Demnach dauert ein kompletter Messzyklus 6 ms ($1 \text{ ms} \cdot 2 \text{ Richtungen} \cdot 3 \text{ Achsen}$). Das Ultraschallanemometer kann in vier unterschiedlichen Modi betrieben werden:

1. Modus 1: kalibriert, uvw

In diesem Modus wird über 8 Messzyklen gemittelt, was einen Zeitabstand von 48 ms ergibt. Die Geschwindigkeitswerte werden vor der Ausgabe mit einem geräteinternen

Verfahren von Abschattungseffekten der Haltestreben korrigiert. Diese interne Kalibrierung basiert auf Windkanalmessungen, bei denen für jedes ausgelieferte Anemometer eine Korrekturmatrix vom Hersteller bestimmt wird. Nähere Informationen über dieses Verfahren sind bei Gill Instruments Limited (1990) oder Wieser et al. (2001) zu finden.

2. Modus 2: unkalibriert, uvw

Der einzige Unterschied zum ersten Betriebsmodus ist das Weglassen der geräteinternen Korrektur, die Ausgabefrequenz der Windgeschwindigkeiten bleibt gleich.

3. Modus 3: Zählraten

Im Modus 3 werden nur die Zählraten entlang der Achsen ausgegeben, die Berechnung der Geschwindigkeiten und die Transformation des Koordinatensystems müssen anschließend selbst durchgeführt werden. Die Ausgabefrequenz beträgt wie in den ersten beiden Modi 20,83 Hz.

4. Modus 4: Zählraten (schnell)

Als letzte Möglichkeit kann der Benutzer die Zählraten wie im Modus 3 ausgeben lassen, hier wird jedoch nur über drei Messzyklen gemittelt, was einer Frequenz von knapp 56 Hz entspricht.

Tabelle A.1: Technische Daten des Solent Ultraschallanemometers (Gill Instruments Limited, 1990).

Hersteller:	Gill Instruments Ltd. Lymington, Hampshire, England	
Messbereich:	0-60 m s ⁻¹	
Genauigkeit:	< 30 m s ⁻¹	± 1,5 % (für 10 s Mittelwerte)
	> 30 m s ⁻¹	± 3 %
Offset:	± 0,02 m s ⁻¹	
Momentanwertgenauigkeit:	< 30 m s ⁻¹	± 3 %
Richtungsgenauigkeit:	< 30 m s ⁻¹	± 2° (für 10 s Mittelwerte)
	> 30 m s ⁻¹	± 3°
Messfrequenz:	168 Hz	
Betriebstemperaturen:	-20 °C bis 50 °C	
Analogausgang:	0-5 V, 11 Bits	
Digitalausgang:	seriell	RS422, 4800 Baud
Analogeingänge:	5	0-5 V, 11 Bit ADC, 10 Hz Messfrequenz
Höhe:	750 mm	
Durchmesser:	240 mm	
Gewicht:	1 kg	

A.3 Datenbearbeitung und Berechnungsmethoden

Hier wird ein kurzer Überblick über die Datenbearbeitung und einige mathematische Berechnungsmethoden gegeben, die in dieser Arbeit verwendet werden.

Drehung des Koordinatensystems

Die drei Windgeschwindigkeitskomponenten (u, v, w) wurden für jeden Halbstundenabschnitt in mittlere Windrichtung gedreht, so dass $\bar{v} = \bar{w} = 0$ gilt. Dies wird durch die folgenden Schritte realisiert (Kaimal und Finnigan, 1994):

1. Die erste Transformation dreht die x_1 - und die y_1 -Achse um den Winkel α in der Horizontalen:

$$\begin{aligned} u_2 &= u_1 \cos \alpha + v_1 \sin \alpha \\ v_2 &= -u_1 \sin \alpha + v_1 \cos \alpha \\ w_2 &= w_1 \end{aligned}$$

Für den Drehwinkel α ist eine Fallunterscheidung nötig:

$$\alpha = \begin{cases} \arctan\left(\frac{\bar{v}_1}{\bar{u}_1}\right) & \text{für } \bar{u}_1 \geq 0 \\ \arctan\left(\frac{\bar{v}_1}{\bar{u}_1}\right) - \pi & \text{für } \bar{u}_1 < 0 \end{cases}$$

Diese Transformation zwingt $\bar{v}_2 = 0$, die Vertikalkomponente bleibt unverändert.

2. Die zweite Transformation dreht x_2 und z_2 so um y_2 , dass x_3 nun in mittlere Windrichtung zeigt. Die neuen Geschwindigkeitskomponenten ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} u_3 &= u_2 \cos \beta + w_2 \sin \beta \\ v_3 &= v_2 \\ w_3 &= -u_2 \sin \beta + w_2 \cos \beta \end{aligned}$$

Hier ist keine Fallunterscheidung für den Drehwinkel mehr nötig:

$$\beta = \arctan\left(\frac{\bar{w}_2}{\bar{u}_2}\right).$$

Nach dieser Rotation ist nun der mittlere Vertikalwind $\bar{w}_3 = 0$.

Die zweite Transformation bezeichnet man als Neigungskorrektur, sie wird verwendet, um Fehlstellungen des Messinstruments auszugleichen oder um geneigte Windfelder bei

stark labilen Bedingungen zu transformieren. Sie sollte aber nur für kleine Winkel von 5° angewendet werden (Foken und Wichura, 1996). Abweichungen von der horizontalen Ausrichtung wirken sich besonders bei den Kovarianzen für u' und w' aus, da bei einer Neigung die w -Komponente statistisch nicht mehr unabhängig von der u -Komponente ist (Foken, 1990). Unter horizontal homogenen Bedingungen ist nach diesen beiden Schritten auch die Kovarianz $\overline{v'w'} = 0$. Doch unter abweichenden Bedingungen verursachen Windrichtungsänderungen mit der Höhe eine laterale Scherung, die zu Impulstransporten derselben Größenordnung führen können, wie in longitudinaler Richtung (van Gorsel et al., 2001). Kaimal und Finnigan (1994) schlagen deshalb zusätzlich eine Drehung vor, so dass $\overline{v'w'} = 0$ wird. Dies kann aber zu großen Fehlern in den Kovarianzen aufgrund von Messunsicherheiten des Vertikalwinds führen, so dass diese nicht angewendet werden sollte (Wilczak et al., 2001). In den meisten neueren Arbeiten innerhalb des hier behandelten Themengebiets (Su et al., 2000; Novak et al., 2000; Mahrt et al., 2000) wird deshalb die oben beschriebene Transformation benutzt.

Energiespektren

Die Fouriertransformierte einer Zeitreihe $h(t)$ ergibt das im Allgemeinen komplexe Amplitudenspektrum $H(f)$. Sie bilden zusammen ein Fouriertransformationspaar:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{2\pi i f t} dt \quad h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f) e^{-2\pi i f t} df. \quad (\text{A.17})$$

Aufgrund des Parseval-Theorems ergibt sich für die totale Energie eines Signals:

$$\text{Totale Energie} = \int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df. \quad (\text{A.18})$$

Für gewöhnlich ist man an dem Energiegehalt einer Funktion in einem Frequenzintervall zwischen f und $f + df$ interessiert. Man unterscheidet nun nicht mehr zwischen positiven und negativen Frequenzen, sondern betrachtet f zwischen 0 und ∞ . So lässt sich eine *einseitige spektrale Energiedichte* definieren (Press et al., 1992):

$$S(f) = |H(f)|^2 + |H(-f)|^2 \quad 0 \leq f < \infty. \quad (\text{A.19})$$

Für reelle Funktionen sind beide Terme in Gleichung (A.19) identisch, so dass $S(f) = 2|H(f)|^2$ gilt. Nach dem Wiener-Chintschin-Theorem lässt sich das Varianzspektrum durch Fouriertransformation der Autokovarianzfunktion $c(\tau)$ berechnen:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} c(\tau) e^{2\pi i f \tau} d\tau. \quad (\text{A.20})$$

Die Autokovarianzfunktion wird zwischen der Zeitreihe und der um $\tau = k_m \Delta t$ zeitlich verschobenen Zeitreihe berechnet, wobei $k_m = 0, 1, \dots, M$ bis zur maximalen Verschiebung M läuft. Die Berechnung der Autokovarianzfunktion erfolgt durch

$$c(k_m) = \frac{1}{N - k_m - 1} \sum_{i=1}^{N-k_m} x_i' x_{i+k_m}' \quad (\text{A.21})$$

für jedes k_m . Aufgrund der Endlichkeit der Zeitreihe wird die Kovarianzfunktion mit einer Fensterfunktion multipliziert, um eine Überbetonung hoher Frequenzen wegen der Übergänge an den Rändern zu vermeiden. Es wird das Tukey-Fenster benutzt:

$$D(k_m) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi k_m}{M}\right) & \text{für } 0 \leq k_m \leq M \\ 0 & \text{für } k_m > M. \end{cases} \quad (\text{A.22})$$

Um die Rechenzeit zu vermindern und ein relativ glattes Spektrum zu erhalten, werden die Spektralwerte in logarithmisch eingeteilten Frequenzschritten berechnet.

Monin-Obuchow-Länge

Die Stabilität der Atmosphäre wird durch die Monin-Obuchow-Länge ausgedrückt:

$$L_* = -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{\theta} w' \theta'} \quad (\text{A.23})$$

Für ihre Berechnung wurden die Daten aus 40 m Höhe verwendet, da z. B. schon Wamser (1976) gezeigt hat, dass diese Messhöhe die Stabilität bis 250 m zufrieden stellend beschreibt. Da aber in diesem Niveau kein Temperatursensor installiert ist, wurde zwischen 30 und 60 m Höhe das Temperaturprofil linear interpoliert, um den Wert aus 40 m zu erhalten. Die Klassifizierung der Stabilitätslänge zeigt Tabelle A.2. Bei den Klassenmittlungen innerhalb dieser Arbeit wird aber nicht zwischen sehr stabiler und stabiler oder sehr labiler und labiler Schichtung unterschieden.

Tabelle A.2: Stabilitätsklasse und Monin-Obuchow-Länge nach VanWijk et al. (1990).

Schichtung	L_* in m
sehr stabil	$0 \leq L_* < 200$
stabil	$200 \leq L_* < 1000$
neutral	$L_* \geq 1000$ oder $L_* \leq -1000$
labil	$-1000 < L_* \leq -200$
sehr labil	$-200 < L_* < 0$

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Meteorologie und Klimaforschung des Forschungszentrums Karlsruhe und der Universität Karlsruhe durchgeführt. Die notwendigen Finanz- und Sachmittel wurden vom Forschungszentrum Karlsruhe zur Verfügung gestellt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. F. Fiedler, der die vorliegende Arbeit angeregt und betreut hat. Sein Interesse am Fortgang der Arbeit, sowie seine wertvollen Hinweise bei vielen anregenden Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Darüber hinaus möchte ich mich für das Vertrauen, das er mir entgegenbrachte und für seine Unterstützung in schwierigen Zeiten meiner Arbeit sehr herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Besonderen Dank verdient auch Dr. N. Kalthoff, der durch seine stete Diskussionsbereitschaft im gesamten Verlauf der Arbeit sowie mit der Durchsicht des Manuskripts in seiner ersten Fassung eine große Hilfe für mich war. Die gemeinsame Zeit in La Serena während des Messprojektes in Chile war ein besonderes Erlebnis für mich.

Herrn S. Kraut sei für die Hilfe bei der Durchführung der Turbulenzmessungen am Mast gedankt.

Meinem Zimmerkollegen Herrn T. Hofherr danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre. Des Weiteren danke ich allen meinen Doktoranden- und Studienkollegen, insbesondere Dominique Bäumer, mit dem ich mich auf die Prüfung vorbereitete. Kai Schmidt danke ich für unsere tolle Zusammenarbeit und die gemeinsamen Erlebnisse in Chile.

Frau G. Klinck danke ich für die Bereitstellung des nötigen Speicherplatzes und alle anderen Hilfen in Bezug auf die Workstation IMKHP9.

Den Sekretärinnen Fr. R. Glück, Fr. Y. Gerber und Fr. O. Birnmeier sei für die Hilfe in allen organisatorischen Fragen gedankt.

Für ihre Freundschaft danke ich Stephan Demmer und Karsten Malige.

Mein besonderer Dank gilt natürlich auch meinen Eltern, Karin und Rolf Barthlott, für ihre uneingeschränkte Unterstützung in allen Lebenslagen. Auch meinen Geschwistern, Steffi und Thomas, sei an dieser Stelle für unser tolles Verhältnis untereinander gedankt.

Und dir, Bine, danke ich für alles, was sich nicht so leicht in Worte fassen lässt. Deine Geduld, insbesondere in problematischen Phasen der Arbeit, war enorm wichtig für mich.

- Nr. 11: Walk, O. and Wieringa, J.(eds):
Tsumeb Studies of the Tropical Boundary-Layer Climate.
Juli 1988
- Nr. 12: Degrazia, G. A.:
Anwendung von Ähnlichkeitsverfahren auf die turbulente Diffusion in
der konvektiven und stabilen Grenzschicht. Januar 1989
- Nr. 13: Schädler, G.:
Numerische Simulationen zur Wechselwirkung zwischen
Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht.
November 1990
- Nr. 14: Heldt, K.:
Untersuchungen zur Überströmung eines mikroskaligen
Hindernisses in der Atmosphäre. Juli 1991
- Nr. 15: Vogel, H.:
Verteilungen reaktiver Luftbeimengungen im Lee einer Stadt -
Numerische Untersuchungen der relevanten Prozesse. Juli 1991
- Nr. 16: Höschele, K.(ed.):
Planning Applications of Urban and Building Climatology -
Proceedings of the IFHP / CIB-Symposium Berlin, October 14 - 15,
1991. März 1992
- Nr. 17: Frank, H.P.:
Grenzschichtstruktur in Fronten. März 1992
- Nr. 18: Müller, A.:
Parallelisierung numerischer Verfahren zur Beschreibung von
Ausbreitungs- und chemischen Umwandlungsprozessen in der
atmosphärischen Grenzschicht. Februar 1996
- Nr. 19: Lenz, C.-J.:
Energieumsetzungen an der Erdoberfläche in gegliedertem
Gelände. Juni 1996
- Nr. 20: Schwartz, A.:
Numerische Simulationen zur Massenbilanz chemisch reaktiver
Substanzen im mesoskaligen Bereich. November 1996

- Nr. 21: Beheng, K.D.:
Professor Dr. Franz Fiedler
zum 60. Geburtstag. Januar 1998
- Nr. 22: Niemann, V.:
Numerische Simulation turbulenter Scherströmungen
mit einem Kaskadenmodell. April 1998
- Nr. 23: Koßmann, M.:
Einfluß orographisch induzierter Transportprozesse auf die
Struktur der atmosphärischen Grenzschicht und die Verteilung
von Spurengasen. April 1998
- Nr. 24: Baldauf, M.:
Die effektive Rauigkeit über komplexem Gelände
- Ein Störungstheoretischer Ansatz. Juni 1998
- Nr. 25: Noppel, H.:
Untersuchung des vertikalen Wärmetransports durch
die Hangwindzirkulation auf regionaler Skala. Dezember 1999
- Nr. 26: Kuntze, K.:
Vertikaler Austausch und chemische Umwandlung von
Spurenstoffen über topographisch gegliedertem Gelände.
Oktober 2001
- Nr. 27: Wilms-Grabe, W.:
Vierdimensionale Datenassimilation als Methode zur
Kopplung zweier verschiedenskaliger meteorologischer
Modellsysteme. Oktober 2001
- Nr. 28: Grabe, F.:
Simulation der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre,
Vegetation und Erdoberfläche bei Verwendung unterschiedlicher
Parametrisierungsansätze. Januar 2002
- Nr. 29: Riemer, N.:
Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die troposphärische
Chemie und die Sichtweite. Mai 2002
- Nr. 30: Braun, F. J.:
Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie. Dezember 2002

- Nr. 31: Kunz, M.:
Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer
über Mittelgebirgen. März 2003
- Nr. 32: Bäumer, D.:
Transport und chemische Umwandlung von Luftschadstoffen im
Nahbereich von Autobahnen - numerische Simulationen. Juni 2003
- Nr. 33: Barthlott, C.:
Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen Grenzschicht.
Juni 2003